



CNEN/SP

ipen Instituto de Pesquisas
Energéticas e Nucleares

AUTARQUIA ASSOCIADA A UNIVERSIDADE
DE SÃO PAULO

UMA ANÁLISE NO DOMÍNIO ESPECTRAL DO MECANISMO DE TRAVAMENTO DE MODOS

NIKLAUS URSUS WETTER

**Tese apresentada como parte dos
requisitos para obtenção do Grau de
Doutor em Ciências na Área de
Tecnologia Nuclear.**

**Orientador:
Dr. Nilson Dias Vieira Junior**

**São Paulo
1993**

**INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
COMISSÃO NACIONAL DE ENERGIA NUCLEAR
SÃO PAULO**

**UMA ANÁLISE NO DOMÍNIO ESPECTRAL DO
MECANISMO DE TRAVAMENTO DE MODOS**

NIKLAUS URSUS WETTER



TESE APRESENTADA COMO PARTE
DOS REQUISITOS PARA OBTENÇÃO
DO GRAU DE "DOUTOR EM CIÊNCIAS"
- ÁREA DE CONCENTRAÇÃO EM
TECNOLOGIA NUCLEAR".

ORIENTADOR : DR. NILSON DIAS VIEIRA JUNIOR

SÃO PAULO, JUNHO DE 1993

A minha esposa LIEDI

e aos meus filhos

ANDRÉ e FELIPE

AGRADECIMENTOS

Agradeço de modo especial ao *Prof. Dr. Nilson Dias Vieira Jr.*, pelo apoio, que ultrapassou os limites da relação profissional, pelo incentivo e pela amizade.

Agradeço de modo especial ao *Prof. Dr. Spero Penha Morato*, por me receber nesta instituição, pelo apoio, amizade e incentivo.

Agradeço ao *IPEN/CNEN-SP*, por possibilitar a realização deste trabalho em seus laboratórios, e também pelo apoio e respeito com que trata seus bolsistas.

Agradeço à *CAPES*, pela bolsa de doutoramento.

Agradeço à *FAPESP*, pela concessão da bolsa de prorrogação.

Agradeço à *Edison Puig Maldonado* pelas produtivas seções de discussão e pelo apoio na confecção dessa tese.

Agradeço à *Dra. Martha Marques Ferreira Vieira* pelo constante apoio e incentivo.

Agradeço à *Dra. Denise Zezell* pela constante disposição em ajudar e pela amizade.

Agradeço ao *Ms. Eng. Gessé Eduardo Calvo Nogueira*, pela confecção do circuito de controle eletrônico de APM, pelo apoio e pelas seções de discussão.

Agradeço ao pesquisador *Ms. Wagner de Rossi*, pelo constante apoio.

Agradeço ao *Eng. José Roberto Berretta*, pelo apoio na confecção de várias partes mecânicas do ressonador laser.

Agradeço à *Dra. Diva Glasser Leme* e *Solange Eiko Mitani*, pelo apoio na confecção de filmes dielétricos.

Agradeço de modo especial ao colega pós-graduando *Marcos Duarte*, pela constante ajuda, em todos os momentos.

Agradeço aos técnicos *Joaquim Xavier da Silva*, *Marco Antonio Andrade*, *Paulo Cesar da Silva* e *Eguiberto Galego* pelo constante apoio e eficiência em aspectos técnicos dos diversos experimentos.

Agradeço às secretárias *Suely da Cunha Santos* e *Melissa Nolla*, pela eficiência e atenção dispensadas.

Agradeço aos colegas pós-graduandos: *Fernando*, *Gregório*, *Ricardo*, *Luiz*, *Fábio*, *Evely*, *Lilian*, *Andrea*, *Ana Maria*, pelo apoio e amizade.

UMA ANÁLISE NO DOMÍNIO ESPECTRAL DO MECANISMO DE TRAVAMENTO DE MODOS

NIKLAUS URSUS WETTER

Resumo

Arranjos de lasers com cavidades acopladas tornaram-se, recentemente, um poderoso mecanismo de obtenção do regime de travamento de modos, para geração de pulsos ultracurtos. Em conjunto com efeitos não lineares, tais como automodulação de fase, pode-se aproveitar a largura de banda total de meio laser ativos, tais como Nd:YAG, Nd:YLF e Nd:Vidro. Em alguns casos, demonstrou-se inclusive a existência de regimes autoiniciados. Até o momento, o entendimento desses regimes estava restrito a uma análise no domínio temporal. Com o objetivo de aprofundar o seu entendimento, analisou-se o esquema de cavidades acopladas no domínio *espectral*. Utilizou-se o conceito de refletividade efetiva para representar o papel da cavidade de controle no domínio espectral, e este pôde explicar o mecanismo fundamental do regime de travamento de modos. Mostrou-se que a refletividade efetiva deve ser igual ao ganho invertido, no intervalo de frequências de interesse, para suportar esse regime de geração. Em particular, explicou-se o comportamento do regime de travamento de modos por pulsos aditivos (APM), considerando-se a dependência na fase não linear e na profundidade de modulação. Dessa forma, esclareceu-se porque esse mecanismo não é apropriado para ser utilizado em lasers bombeados por lâmpada. Com o entendimento desse modelo, um experimento simples pôde ser elaborado (com um único parâmetro ajustável), demonstrando-se a importância do achatamento de ganho líquido. Obteve-se pulsos de até 51 ps de duração de um laser de Nd:YAG nesse regime. Demonstrou-se, também, que o regime de achatamento de ganho líquido pode autoiniciar-se, utilizando-se para este fim um laser de KCl:Ti⁰(1).

Todos os resultados puderam ser explicados pelo modelo de achatamento de ganho líquido, no estado estacionário, o que chamamos de "Flat Gain Mode-locking" (FGM).

ANALYSIS OF THE MODE LOCKING MECHANISM IN THE FREQUENCY DOMAIN

NIKLAUS URSUS WETTER

Abstract

Recently a unifying, time-domain description for ultrashort pulse generation in lasers with auxiliary nonlinear cavities was presented. This technique, called coupled cavity mode-locking, was shown to have self starting capability. *In this thesis we present a frequency analysis* of this new technique in terms of the effective reflectivity. The central point of this new frequency-domain description is that the effective reflectivity must equal the inverted gain in order to sustain mode-locking, resulting in a flat net gain. By means of a simple experiment using a sole adjustable parameter, we demonstrate this gain flattening and obtain pulse width as short as 51 ps in a lamp pumped Nd:YAG laser. The new theory permits a deeper understanding of the coupled cavity mechanism. In particular we explain the experimental spectra obtained during APM mode-locking and why APM is not an appropriate technique for lamp pumped Nd:YAG lasers. We also demonstrate, for the first time, self-starting of the KCl:Ti⁰(1) laser using a *linear* coupled cavity.

All these experiments are explained using the concept of flattening the net gain in the steady state, which we call FGM (Flat Gain Mode-locking).

ÍNDICE GERAL

PÁGINA

1	INTRODUÇÃO	1
1.1	Aspectos gerais	1
1.2	Descrição geral dos mecanismos de operação laser no regime de travamento de modos	2
1.3	Roteiro de apresentação	11
2	TEORIA	13
2.1	O oscilador laser	13
2.1.1	Amplificação óptica no meio de ganho	14
2.1.2	Saturação do ganho	16
2.1.3	Oscilador laser	18
2.2	Conceitos básicos do regime de travamento de modos	21
2.3	Travamento de modos ativo	25
2.4	Dispersão e efeitos não lineares em sólidos	30
2.4.1	Dispersão	30
2.4.2	Efeitos não lineares	32
2.4.3	Automodulação de fase	32
2.5	Teoria simples do additive pulse mode locking	35
2.5.1	Introdução	35
2.5.2	A refletividade efetiva	36
2.5.3	Incorporando uma fibra óptica na cavidade auxiliar	39
2.6	Flat gain mode locking	42
2.6.1	O ganho de um laser homogeneamente alargado no regime de travamento de modos	43
2.6.2	Refletividade efetiva no domínio de frequência	44
2.6.3	Condição de estado estacionário	48
2.7	Discussão e simulações numéricas	52
2.7.1	Cavidade auxiliar e cavidade principal espacialmente sobrepostas	52

2.7.2	FGM com automodulação de fase	60
2.7.3	Comentários adicionais	72
3	ADDITIVE PULSE MODE LOCKING	74
3.1	Introdução	74
3.2	Arranjo experimental	74
3.3	Sistema "phase locked loop" de controle da fase	78
3.4	Resultados experimentais	79
3.5	Conclusões	81
4	FLAT GAIN MODE LOCKING	82
4.1	Otimização do laser de Nd:YAG	82
4.1.1	Introdução	82
4.1.2	Análise da lente térmica	83
4.1.3	Otimização do ressonador	86
4.1.4	Configuração e caracterização do laser	87
4.2	FGM com duas cavidades sobrepostas espacialmente	91
4.3	O laser de KCl:Ti ³⁺ (1)	95
4.3.1	Parâmetros espectroscópicos	95
4.3.2	Câmara criogênica	96
4.3.3	Cavidade laser astigmaticamente compensada	97
4.3.4	Ação Laser	99
4.4	Regime de travamento de modos do laser de KCl:Ti ³⁺ (1) em cavidades acopladas	102
4.4.1	Cavidade auxiliar com espelho de raio de curvatura variável	102
4.4.2	Resultados experimentais	107
4.4.3	Bombeio síncrono do KCl:Ti ³⁺ (1)	110
5	CONCLUSÕES	112
	REFERÊNCIAS	115

1 INTRODUÇÃO

1.1 Aspectos gerais

Por mais de duas décadas o estudo do regime temporal de geração de pulsos laser ultracurtos tem sido um dos maiores campos de atividade na física de lasers. Em geral, os regimes de geração de pulsos, periódicos ou não, são obtidos pelo controle do ganho líquido do laser (ganho menos perdas, ambos dependentes do tempo). Logo após a primeira operação do laser de rubi em 1960 [1], o regime de "chaveamento Q" permitiu a geração de pulsos na faixa de dezenas de nanosegundos [2]. Nesse caso, energia é armazenada no meio de ganho e as perdas são mantidas altas até que, num determinado momento, as perdas são superadas gerando um pulso gigante de alta intensidade. Mas, somente com o advento do regime chamado "travamento de modos", pulsos com duração de picosegundos e subpicosegundos foram gerados [3-5]. Nesse caso, uma modulação temporal periódica do ganho líquido, com período igual ao tempo de voo dos fótons dentro da cavidade, gera um pulso viajante dentro do ressonador. Este pulso transmite, a cada passagem, uma fração de energia pelo espelho de saída, gerando um pulso réplica a cada período e formando assim um trem de pulsos. A ênfase inicial foi dada à obtenção de pulsos de 1 ps de duração no regime de travamento de modos. Porém, já na virada da década de setenta, novas técnicas e um entendimento mais claro dos mecanismos de travamento de modos permitiram o desenvolvimento de lasers capazes de gerar pulsos com duração temporal menores, possibilitando assim estudos na escala de femtosegundos. Hoje em dia, os pulsos laser mais curtos têm duração de 6 fs [6].

Com o advento de pulsos laser ultracurtos, um amplo espectro de aplicações abriu-se, como no programa de fusão a laser, na eletrônica de alta velocidade, nos sistemas de comunicação e informação, e nos estudos fundamentais da física, química e biologia, por meio do diagnóstico de alta resolução temporal. Existe, por exemplo, todo um conjunto de técnicas baseadas no mesmo princípio de "excitação e prova", no qual um processo físico, químico ou biológico é iniciado por um pulso laser ultracurto e diagnosticado por um segundo pulso, seguindo o primeiro após um atraso de picosegundos ou subpicosegundos [7,8]. A absorção do pulso de prova em função do atraso permite o estudo da evolução temporal do sistema. Existem,

também, aplicações extremamente importantes nos sistemas digitais de informação de altíssima velocidade. No campo das telecomunicações, por exemplo, pulsos óticos com duração de picosegundos permitem a transmissão de dados por longas distâncias, com taxas de dezenas de gigabits por segundo em fibras óticas [9].

1.2 *Descrição geral dos mecanismos de operação laser no regime de travamento de modos*

Basicamente existem três tipos de mecanismo de obtenção do regime de travamento de modos: modulação de perdas por um mecanismo ativo, modulação de perdas por um mecanismo passivo, e modulação do ganho do meio laser ativo. A seguir trataremos destes três tipos de modulação.

Até recentemente, as várias técnicas utilizadas para a obtenção do regime de travamento de modos por modulação ativa de perdas do laser, tem-se limitado à utilização de moduladores acusto-óticos ou eletro-óticos [10,11]. Estes dispositivos modulam a amplitude ou a fase do campo intracavidade na frequência de separação dos modos do ressonador, travando assim a fase relativa de tais modos. Entretanto, a duração temporal mínima dos pulsos gerados por estes moduladores restringe-se a picosegundos, devido à complexidade de se fabricar sistemas de controle eletrônico com a velocidade necessária [10-15].

O travamento de modos do laser pode ser obtido não apenas por um sinal externo, mas também por meio de um meio não linear dentro da cavidade. Nesse caso, fala-se em "travamento de modos passivo" ou "auto-travamento de modos". Comumente são utilizados absorvedores saturáveis para este fim [4,16]. Tradicionalmente, utiliza-se absorvedores na forma de líquidos de corante ou cristais, contendo centros de cor. Os corantes apresentam, além da complexidade de manuseio do sistema, a desvantagem de não existirem compostos estáveis na região do infravermelho próximo (acima de 1 micrometro), e os centros de cor, por sua vez, apresentam lenta resposta. Precisa-se, por exemplo, de um ressonador de 30 metros de comprimento para a obtenção do regime de travamento de modos em um laser cw de Nd:YAG com absorvedor LiF:F_2^- [17]. O advento dos absorvedores saturáveis "Quantum Wells" (semicondutor de poços quânticos) fez reviver a área de travamento de modos passivo, devido ao tempo de resposta

extremamente rápido de tais dispositivos [18]. Entretanto, poucos meios laser suportam a alta profundidade de modulação do absorvedor saturável, impondo assim um limite aos sistemas que podem utilizar essa técnica [19,20]. Como veremos mais adiante, somente em conjunto com uma cavidade acoplada, esta desvantagem pode ser superada.

Uma outra técnica de travamento de modos é obtida pelo bombeamento síncrono de um laser escravo por um laser principal. Nesse caso, o laser principal, operando no regime mode-locked, gera um trem de pulsos com um período igual ao tempo voo dos fótons no laser escravo. Assim, o ganho do laser escravo é modulado no período do laser principal, que coincide temporalmente com o pulso dentro do laser escravo. Portanto, as cavidades têm aproximadamente o mesmo comprimento.

Com o advento do laser de sóliton [21], abriu-se uma nova área de pesquisa na geração de pulsos ultracurtos em lasers de estado sólido, explorando efeitos não lineares intracavidade. Nesse novo tipo de mecanismo de geração de pulsos curtos, um laser de centro de cor produz pulsos de aproximadamente dez picosegundos de duração que são então injetados numa fibra ótica, onde os efeitos de automodulação de fase e de dispersão (tratamento detalhado na seção 2.4) são controlados pela potência dentro da fibra. Assim, esses efeitos são exatamente compensados e ocorre a geração de um sóliton de ordem dois, que mantém inalterado o seu perfil temporal e espectral. Os pulsos assim gerados são retroinjetados no laser de centro de cor por um espelho que forma um segundo ressonador, cujo tempo de trânsito do pulso é precisamente controlado (submicrométrico) de forma a interferir com o pulso principal após a retroinjeção. Demonstrou-se que o regime de operação é totalmente dependente do segundo ressonador (cavidade de controle), gerando pulsos com duração temporal inferior a 50 femtosegundos. O poderoso mecanismo de encurtamento dos pulsos do laser de soliton, gerando pulsos inferiores a 50 femtosegundos, mostrou que existe uma série de efeitos intracavidade, até então não explorados, que, em conjunto com as características do meio de ganho, servem para gerar pulsos ultracurtos somente limitados pela largura de banda do meio ativo. Tais técnicas podem ser inclusive utilizadas em conjunto com absorvedores saturáveis ou meios de ganho auxiliares. Mencionamos ainda que, para gerar pulsos com duração temporal abaixo de 100 femtosegundos, existe o problema da dispersão de terceira ordem gerada pelos elementos dentro da cavidade, que precisa ser

compensada. É possível compensar esta dispersão, calculando-se precisamente os efeitos não lineares na cavidade e utilizando-se, então, materiais apropriados [22]. Em seguida, são expostos os princípios básicos de funcionamento destes mecanismos de encurtamento dos pulsos laser.

A primeira e mais importante técnica utilizada no soliton laser é um arranjo chamado "cavidades acopladas" (CCM). O arranjo é composto pelo ressonador do laser e mais um espelho extra, colocado depois do espelho de saída do laser, formando assim uma cavidade externa ao laser. A cavidade acoplada tem o mesmo comprimento (com precisão de fração de um micrometro) que o ressonador laser, retornando assim ao laser um conjunto adicional de modos com espaçamento intermodo ajustável por meio do ajuste submicrométrico desta cavidade (fig.1-1). Este arranjo de cavidades acopladas atua como uma cavidade única, com um interferômetro Fabry-Perot formando o espelho de saída, permitindo que a frequência de oscilação e a refletividade do conjunto sejam ajustáveis [23]. Mencionamos ainda que a técnica de CCM difere significativamente da técnica de "bombeio síncrono" [24,25]. Nesta última, as duas cavidades estão desacopladas e, portanto, perde-se toda informação da fase relativa entre as duas cavidades. Não obstante, a técnica de bombeio síncrono tem excelentes aplicações, especialmente em lasers de corante e lasers de centro de cor, onde geram-se pulsos de centenas de femtosegundos [26-29].

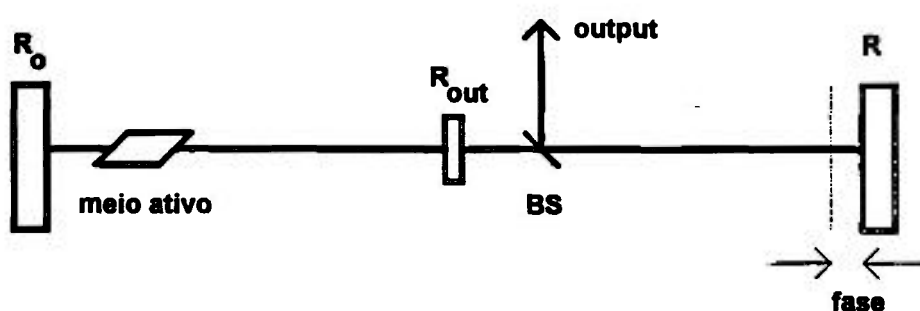


Fig.1-1: Diagrama esquemático de uma cavidade acoplada. A cavidade principal é composta pelo espelho de fundo, R_0 , o meio ativo e o espelho de saída R_{out} . A cavidade composta pelos espelhos R_{out} e R tem o mesmo comprimento óptico que a cavidade laser. O ajuste fino deste comprimento determina a fase e, portanto, a refletividade efetiva do conjunto.

A vantagem da técnica de cavidades acopladas pode ser vista no caso de um absorvedor saturável rápido, com grande profundidade de modulação, dentro da cavidade acoplada. Obtém-se pulsos ultracurtos, limitados somente pela largura de banda, mesmo para lasers com meio de ganho que apresentam baixa secção de choque [30]. Obtém-se este resultado por meio da refletividade ajustável da cavidade acoplada, que permite escolher a fração do feixe modulado, que é retroinjetada. Outro exemplo é a utilização de um modulador ativo na cavidade acoplada que, por meio do ajuste do comprimento e da refletividade desta cavidade, ganha um incremento na profundidade de modulação [31-34].

O segundo efeito, utilizado para se obter pulsos ultracurtos, é um efeito não linear chamado "automodulação de fase", ou AMF [35-37]. Este fenômeno ocorre quando um pulso de luz muito intenso altera o índice de refração do meio no qual está se propagando. O efeito principal deste fenômeno é um alargamento do espectro das frequências que compõem o pulso. A fibra ótica monomodo proporciona um excelente meio para gerar AMF devido ao confinamento da potência do feixe de luz dentro do núcleo de apenas alguns microns [38]. Com o advento dos pulsos ultracurtos, onde a intensidade de pico atinge valores extremamente altos, a exploração deste fenômeno tornou-se então corriqueira.

A "dispersão da velocidade de grupo" (DVG) é outro fenômeno que precisa ser considerado na geração de pulsos ultrarápidos por meio dessas técnicas recentes [39,40]. O efeito da DVG é de diferenciar as velocidades de propagação dos vários componentes de frequência que compõem o pulso de forma que, após percorrer uma determinada distância, o pulso alarga-se (ou estreita-se) temporalmente. Portanto, o efeito da DVG gera uma varredura das frequências do pulso em meios dispersivos sem alterar o conteúdo do espectro. Como os pulsos ultracurtos sofrem várias distorções ao se propagarem dentro da cavidade, pode-se utilizar a DVG como ferramenta para a restauração do pulso original. Retomemos a evolução das técnicas recentes de geração destes pulsos.

No laser de sóliton, a formação de um sóliton de segunda ordem em uma cavidade acoplada, contendo uma fibra ótica monomodo, controla o pulso na cavidade laser centro de cor [41-46]. O sóliton representa fisicamente um pulso com a amplitude controlada, de tal maneira que os efeitos de alargamento temporal, devido à dispersão negativa, são balanceados pelos

efeitos de estreitamento do pulso pela automodulação de fase. Devido à delimitação dos parâmetros, o laser de sólton enquadra-se em um caso especial de uma teoria que está sendo exaustivamente investigada. Não obstante, este laser gerou aplicações importantíssimas por produzir pulsos ultrarápidos, onde, pela primeira vez, obtém-se pulsos com perfil e duração temporal bem determinados [47-52].

O primeiro passo após o advento do laser de sólton, foi a investigação do efeito da AMF e da DVG [53] na operação do regime de travamento de modos. Em um primeiro estudo concluiu-se que o balanceamento destes dois efeitos por si só é capaz de diminuir a largura temporal do pulso por um fator dois, sem a necessidade de uma cavidade acoplada [54]. Mas, conforme já foi descrito, o grande avanço deve-se à utilização de uma cavidade acoplada.

As recentes técnicas progrediram significativamente com a descoberta de que a compensação exata entre os parâmetros do laser de sólton não é necessária para gerar pulsos ultracurtos [55]. Utilizando-se somente a AMF gerada dentro da cavidade auxiliar pelo meio não linear e o ajuste fino da refletividade através da fase relativa desta cavidade, pode-se encurtar os pulsos até o limite da largura de banda do meio ativo [56-61]. Tal técnica permite, sob certas condições, que o sistema entre no regime de travamento de modos sem a necessidade de um sinal externo. Nesse caso, fala-se em "auto-iniciação do regime de travamento de modos". O tratamento teórico deste regime é formalmente equivalente ao de travamento de modos passivo. Um exemplo importante é a técnica chamada "Additive Pulse Mode Locking", ou APM [62-68]: devido à não linearidade presente na cavidade auxiliar, a parte central do pulso sofre a maior defasagem e, controlando-se o comprimento relativo dos ressonadores, consegue-se um pulso retroinjetado com o mesmo perfil temporal do pulso interno e um comportamento mais aditivo (interfere mais construtivamente) no pico do pulso do que nas laterais (ver fig.1-2).

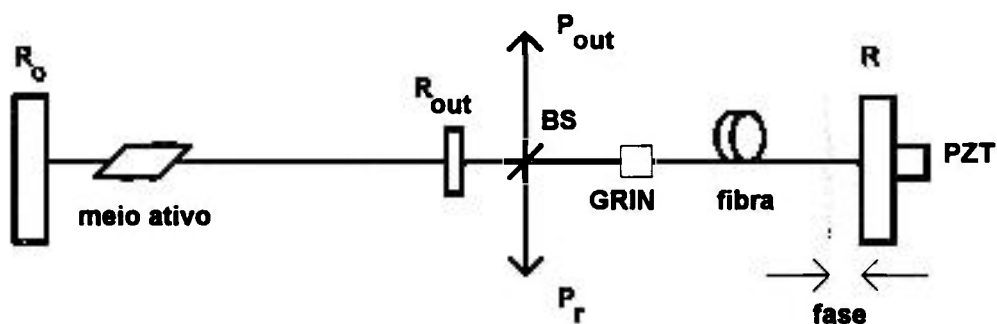


Fig.1-2 : Arranjo experimental para a técnica APM. O pulso do laser, injetado na fibra através de uma lente GRIN, sofre dentro da fibra um atraso *dependente da intensidade* e outro atraso *linear*, controlado pela posição do espelho. Devido ao tamanho da cavidade, o padrão da interferência tem que ser estabilizado ativamente com um piezoelétrico (PZT).

Em consequência da utilização da técnica de APM, foram obtidos pela primeira vez pulsos limitados pela largura da banda de emissão de meios laser ativos com pequena largura de banda. Destacam-se os lasers de Neodímio, comumente utilizados em uma grande variedade de aplicações [69-76]. Ao empregar-se uma fibra ótica monomodo na cavidade acoplada, gera-se pulsos com largura de poucos picosegundos no laser de Nd:YAG [77-79] e no laser de Nd:YLF [80-83]. O laser de Nd:Vidro tem largura de banda muito maior e, portanto, gera pulsos mais curtos na casa de centenas de femtosegundos [84-86]. A técnica de APM foi utilizada também em outros meios ativos, tais como $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ [87-89], $\text{KCl:Ti}^{0+}(1)$ [55,90,91] e NaCl:OH^- [92-94].

A partir da aplicação da técnica de APM em meios ativos com largura de banda grande, capazes de gerar pulsos com duração de subpicosegundos, tornou-se necessária a compensação da dispersão da velocidade de grupo de segunda ordem [87]. Ao mesmo tempo, surgiram experimentos utilizando não linearidades de amplitude [32] em contraste aos sistemas que utilizam puramente não linearidades de fase, tal como o APM. Estas novas técnicas enquadram-se em um regime chamado "Coupled Cavity Mode Locking" ou CCM [95]. Erroneamente foram publicadas muitas comunicações científicas com este nome em relação ao laser de titânio safira, quando na verdade o

efeito responsável pelo encurtamento neste meio é o efeito de lente Kerr. Algumas aplicações que se enquadram no regime puramente CCM, são o espelho não linear dobrador de frequência [96,97], lasers de titânio safira e $\text{KCl:Ti}^{0}(1)$ com compensação de dispersão [98-103].

As técnicas APM e CCM mostraram que um fenômeno necessário para a geração de pulsos ultracurtos é a interferência entre dois conjuntos de modos, controlados por meio da fase relativa, decorrente da diferença entre os comprimentos das duas cavidades. Em conjunto com a não linearidade, essa interferência possibilita uma aumento da intensidade do pico do pulso e uma diminuição da intensidade nas suas laterais, encurtando o pulso. Gerar dois conjuntos de modos com cavidades acopladas tem a desvantagem que as cavidades precisam de estabilização interferométrica, muitas vezes ativamente controlada [104,105]. Uma possível solução é a utilização de um interferômetro tipo Michelson com dois braços curtos em vez do interferômetro Fabry-Perot comumente utilizado (ver fig.1-3). Nesse arranjo, o meio de ganho fica na parte comum às duas cavidades, enquanto o meio não linear se encontra no primeiro braço e um eventual arranjo de compensação da DVG no segundo [106-109].

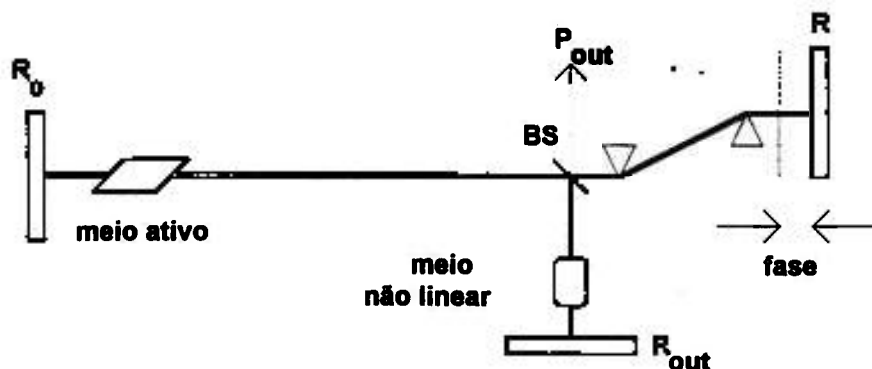


Fig.1-3: Diagrama esquemático de um laser com travamento de modos por CCM e compensação da DVG. A cavidade entre R_{out} e R_0 , contendo o meio não linear, e a cavidade entre R_0 e R , contendo o arranjo da compensação de dispersão, constituem os dois braços do interferômetro não linear de Michelson.

Para eliminar por completo o difícil ajuste interferométrico entre duas cavidades ou dois braços, utiliza-se dois conjuntos de modos dentro da mesma

cavidade, mas separados por dois estados de polarização diferentes. Uma excelente aplicação dessa técnica é o laser de fibra birefringente em conjunto com um polarizador [110]. A fibra é ao mesmo tempo meio não linear e meio ativo. Esse arranjo suporta profundidade de modulação de 90%. Outras experiências utilizam uma cavidade em anel antiressonante em vez do espelho de saída (fig.1-4). O meio não linear atua como modulador de amplitude e encontra-se no centro da cavidade em anel, onde os dois pulsos colidem. A separação do pulso em dois estados de polarização diferentes é feito por meio de rodadores de Faraday ou uma placa de meia onda [111-113]. Um ajuste da profundidade de modulação é conseguido por meio do ajuste fino da posição do meio não linear. Contudo, o ajuste fino da fase entre as duas polarizações é limitado nessa técnica e nem sempre é possível se casar a profundidade de modulação com o ganho. Essa razão, mais o fato de apresentar alta sensibilidade com variações na dispersão, enquadram esta técnica num regime parecido com o "colliding pulse mode-locking", ou CPM [114,115], bastante sensível à posição.

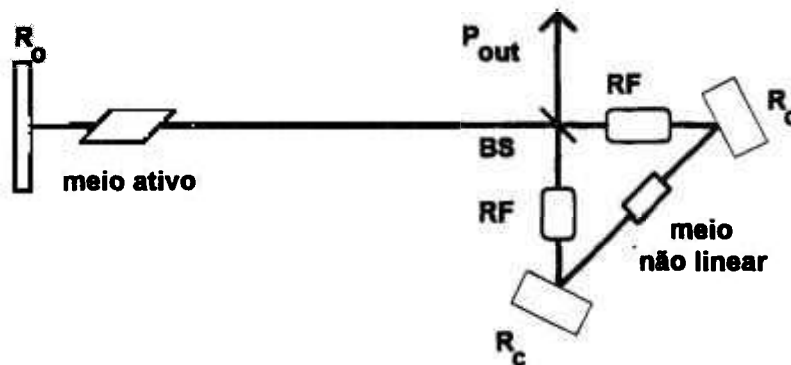


Fig. 1-4: Arranjo de um laser com travamento de modos passivo por meio de um espelho não linear antiressonante: Após o divisor de feixe, BS, os dois pulsos mudam o estado de polarização nos rotadores de Faraday (RF) e são focalizados no meio não linear por meio de dois espelhos côncavos (R_c).

Como consequência da pesquisa na técnica APM em lasers de titânio safira, tem-se obtido excelentes resultados neste meio através de uma nova técnica chamada "Kerr Lens Mode Locking", ou KLM [116-118], onde tanto o meio de ganho como o meio não linear encontram-se na mesma cavidade sem serem necessários dois conjuntos de modos. Apesar de ser conhecido que o travamento de modos ativo é beneficiado pela inserção de um meio Kerr na cavidade [119], o desenvolvimento desta técnica se deu somente após o entendimento da modulação passiva em cavidades acopladas. É bem conhecido que um feixe laser intenso, propagando-se num meio com índice de refração não linear, está sujeito à auto focalização. Este efeito chamado "efeito de lente Kerr", gera pequenas variações no perfil espacial da intensidade do modo do ressonador. Como consequência, a introdução de uma abertura intracavidade pode gerar perdas dependentes da potência, favorecendo assim alta potência intracavidade, isto é, travamento de modos. Portanto, este efeito dispensa a interferência entre dois conjuntos de modos. A técnica KLM permite a utilização de um único meio não linear dentro da cavidade, sendo ao mesmo tempo meio de ganho e meio não linear (tipo Kerr). Devido à resposta quase instantânea de um meio Kerr não ressonante, esse efeito simula um absorvedor ultrarápido. Contudo, esta técnica precisa de um profundo conhecimento do modo do ressonador dentro do meio Kerr, da lente térmica induzida e de todos os parâmetros associados a este efeito. Portanto, as primeiras aplicações controlaram a profundidade de modulação através de absorvedores saturáveis na cavidade de titânio safira [120-122] ou de moduladores acusto-óticos regenerativos [123,124], os quais tem o sinal externo controlados por meio de um "loop" com fase ajustável. Outros meios para controlar a modulação de amplitude são espelhos micro pontos [125] e cristais dobradores de frequência [126,127]. Deve-se frisar que a técnica de KLM impõe uma potência de operação fixa.

Foi com o advento dos lasers de KLM de $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$, contendo um único meio não linear e compensação de DVG, que conseguiu-se os pulsos mais curtos gerados até hoje com lasers de estado sólido: 17 fs [128]. A técnica difundiu-se rapidamente e é empregada sobretudo em lasers de titânio safira [129-135] e, mais recentemente, também em Cr:LiSrF_6 [136] e Nd:YAG [137].

1.3 Roteiro de apresentação

O capítulo dois da tese trata da teoria de operação do laser, começando com o oscilador laser (seção 2.1) onde se calcula a potência do laser, no regime de onda contínua, em função do ganho e das perdas do laser. A seguir, introduz-se os conceitos básicos do regime de travamento de modos (seção 2.2) e aplica-se estes conceitos ao caso específico de travamento de modos por modulação ativa das perdas (seção 2.3). Estabelece-se nessa seção uma relação para a largura temporal dos pulsos no regime de travamento de modos ativo em função das perdas e do ganho do ressonador. Uma introdução de outros efeitos não lineares importantes para a geração de pulsos ultracurtos encontra-se na seção 2.4. Discute-se nessa seção a dispersão e a automodulação de fase.

Para o melhor entendimento da técnica de APM, realizada experimentalmente (capítulo 3), introduzimos (seção 2.5) uma teoria simples, no domínio temporal, que demonstra o papel predominante da cavidade acoplada por meio do conceito da refletividade efetiva.

O tratamento teórico do novo conceito de travamento de modos chamado travamento de modos por ganho líquido achatado (*Flat Gain Mode-locking* ou *FGM*) encontra-se na seção 2.6. Após um cálculo da refletividade efetiva no domínio de frequência, introduziu-se as equações principais (equações (85) e (86)) que descrevem o regime estacionário de travamento de modos por ganho líquido achatado. Na seção 2.7, aplica-se simulações numéricas desta teoria à diversas configurações do laser de Nd:YAG e compara-se essas simulações com os resultados experimentais. Na seção 2.7.1, faz-se o tratamento do FGM no laser de Nd:YAG, sem a utilização do efeito de automodulação de fase, para a configuração otimizada e para a configuração que corresponde ao experimento realizado (seção 4.2). Na seção 2.7.2, introduz-se o efeito de automodulação de fase e a forma de sua geração dentro de uma fibra ótica; compara-se os resultados dessas simulações com aqueles das experiências da literatura pesquisada.

No capítulo 3 é descrita, em detalhe, a nossa experiência com a técnica de APM. É demonstrada a dependência do regime com a fase relativa e a fase não linear, sendo também explicado o funcionamento do circuito de estabilização ativa que controla a fase relativa.

O capítulo 4 descreve as experiências que utilizam a técnica de FGM. Inicialmente, o laser de Nd:YAG foi otimizado (seção 4.1) para o aumento de sua potência de saída. Após este estágio, utilizou-se o laser para estudo do regime de FGM. Na seção 4.2, descreve-se a experiência do laser de Nd:YAG no regime de FGM com uma cavidade vazia, com comprimento muito menor do que a cavidade principal. Utilizou-se o laser de KCl:Ti⁰(1) (construído em nossos laboratórios) para o estudo da aplicação do FGM em meios com largura de banda larga. Os resultados encontram-se na seção 4.3. Foram testados o regime auto-iniciante de FGM sob bombeio contínuo do laser de KCl:Ti⁰(1) e, também, o regime de FGM no caso de bombeio síncrono do laser de KCl:Ti⁰(1) (ver seção 4.4).

Finalmente, o capítulo 5 apresenta as conclusões da tese, verificando a concordância entre a teoria desenvolvida e os experimentos.

2 TEORIA

2.1 O OSCILADOR LASER

A teoria desenvolvida a seguir, baseia-se em um sistema de quatro níveis (ver fig.2.1-1), com alargamento homogêneo e sob bombeio contínuo. Essa é uma característica de alguns íons de terras raras em materiais hospedeiros cristalinos ou vítreos, como é o caso do Nd.

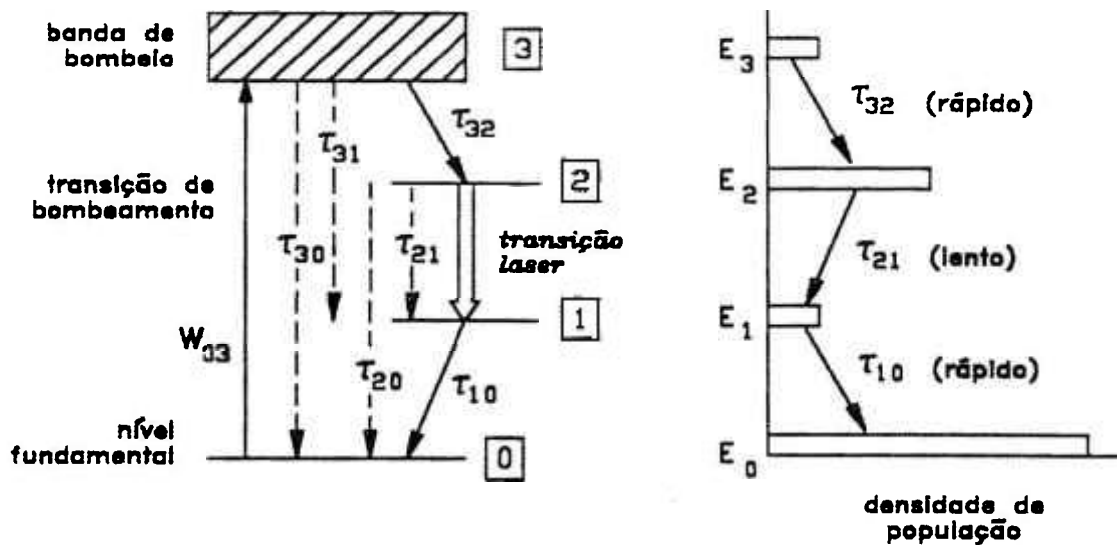


Fig.2.1-1: Diagrama de um sistema ideal de quatro níveis e distribuição de população nos níveis envolvidos no ciclo ótico.(ver texto a seguir).

A seção 2.1.1 introduz os princípios básicos de um meio ativo; a seção 2.1.2. apresenta a teoria na presença dos espelhos, e a seção 2.1.3. apresenta a oscilação laser.

2.1.1 Amplificação ótica no meio de ganho

Em um sistema de quatro níveis, a inversão de população se dá entre os níveis 2 e 1 (vide fig. 2.1-1), onde o nível 2, metaestável, é o nível superior da transição laser. Esse nível, no caso de íons de terras raras, é populado pelo decaimento de vários níveis superiores, aqui designados por "banda de bombeio", composta por vários níveis eletrônicos, que são excitados por absorção de fótons do nível fundamental. A transição da banda de bombeio para o nível laser metaestável superior é rápida (τ_{32} pequeno). A variação da população do nível metaestável superior, n_2 , na presença do campo de radiação emitido com intensidade I , é dada pela equação de taxa [69] :

$$\frac{dn_2}{dt} = W_E \cdot (n_{\text{tot}} - n_2) - \frac{n_2}{\tau_2} - n_2 \cdot W_{21}(I, \nu) \quad (1)$$

onde n_1 e n_2 são as populações dos níveis 1 e 2, respectivamente e, como τ_{10} é pequeno, têm-se

$$n_{\text{tot}} = n_0 + n_2, \quad (2)$$

W_{21} é o produto entre a secção de choque da emissão estimulada e a intensidade, W_E é a taxa efetiva de bombeio para o nível superior, dada por:

$$W_E = W_{03} \cdot \left(1 + \frac{\tau_{32}}{\tau_{31}} + \frac{\tau_{32}}{\tau_{30}} \right)^{-1} \quad (3)$$

e τ_2 é o tempo de vida total, considerando todos os canais espontâneos de decaimento (os canais não radiativos não serão considerados no modelo ideal):

$$\frac{1}{\tau_2} = \frac{1}{\tau_{21}^{\text{spont}}} + \frac{1}{\tau_{20}^{\text{spont}}} \quad (4)$$

Introduzindo-se a função da forma de linha normalizada, para um meio homogeneamente alargado (Lorentziana) :

$$g(\nu) = \frac{\Delta\nu}{2\pi} \left[(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu/2)^2 \right]^{-1} \quad (5)$$

onde ν_0 é a frequência central da transição e $\Delta\nu$ é a largura à meia altura (full width half max, FWHM) da emissão espontânea, pode-se escrever a secção de choque da emissão estimulada, dependente da frequência, $\sigma_{21}(\nu)$, como [138] :

$$\sigma_{21}(\nu) = \frac{1}{\tau_{21}} \frac{c^2}{8\pi n^2 \nu^2} g(\nu) = \frac{\sigma_{21}}{1 + [2(\nu - \nu_0)/\Delta\nu]^2} \quad (6)$$

onde c é a velocidade da luz no vácuo, n é o índice de refração do meio ativo, τ_{21} é o tempo de decaimento fluorescente e σ_{21} é a secção de choque da emissão estimulada para a frequência central da transição :

$$\sigma_{21} = \frac{1}{\tau_{21}} \frac{c^2}{4\pi^2 n^2 \nu^2 \Delta\nu} \quad (7)$$

Portanto, a taxa da transição estimulada, W_{21} , será dada por :

$$W_{21}(I, \nu) = \frac{1}{\tau_{21}} \frac{c^2}{8\pi n^2 \nu^2} g(\nu) \frac{I}{h\nu} \quad (8)$$

onde h é a constante de Planck.

Resolvendo-se a equação (1) para o caso estacionário ($dn_2/dt = 0$) tem-se :

$$n_2 = \frac{n_2^0}{1 + \frac{I/I_s}{1 + [2(\nu - \nu_0)/\Delta\nu]^2}} \quad (9)$$

onde n_2^0 é a densidade de população não saturada do nível 2 :

$$n_2^0 = \frac{n_{\text{tot}} W_E}{W_p + 1/\tau_2} \quad (10)$$

e I_s é a intensidade de saturação para a frequência central da transição :

$$I_s = (W_E + 1/\tau_2) \frac{h\nu}{\sigma_{21}} \quad (11)$$

2.1.2 Saturação do ganho

Em um ressonador laser com espelhos de refletividade R_1 e R_2 , ganho por unidade de comprimento γ e meio ativo com comprimento ℓ , a intensidade cresce por um fator $\exp(\gamma\ell)$ a cada passagem pelo meio. A condição de limiar de oscilação laser é obtida quando as perdas devido aos espelhos igualam o ganho em cada volta completa dada pelos fótons no ressonador. Assim :

$$R_1 R_2 \exp(\gamma - \alpha) 2\ell = 1 \quad (12)$$

onde α é o coeficiente de absorção representando as perdas intracavidades.

O ganho por duplo passo é dado por:

$$G = R_1 R_2 \exp(\gamma - \alpha) 2\ell \quad (13)$$

Se G for maior do que 1, a radiação aumenta até que as transições estimuladas diminuam a população do nível superior, reduzindo o valor de γ . O caso estacionário é atingido quando as perdas internas e externas igualam o ganho por passo. Este processo é chamado de saturação de ganho.

Definindo-se o coeficiente de ganho $\gamma(\nu, I)$ como o produto da emissão estimulada pela inversão de população [69], tem-se:

$$\gamma(\nu, I) = \sigma_{21}(\nu) n_2 \quad (14)$$

O coeficiente de ganho abaixo do limiar da oscilação laser, chamado coeficiente de ganho não saturado da frequência central de transição, é dado pela equação (10) :

$$\gamma^0 = \sigma_{21} \cdot n_2^0 \quad (15)$$

Substituindo-se as equações (6), (9) e (15) na equação (14), pode-se obter o coeficiente de ganho expresso por [139] :

$$\gamma(\nu, I) = \frac{\gamma^0}{1 + [2(\nu - \nu_0)/\Delta\nu]^2 + I/I_s} \quad (16)$$

2.1.3 Oscilador laser

Nesta seção é determinada a potência de saída de um laser em função dos parâmetros definidos na seção anterior. Para este fim, calcula-se a variação da intensidade na passagem pelo meio ativo e na reflexão pelos espelhos (ver figura 2.1-2).

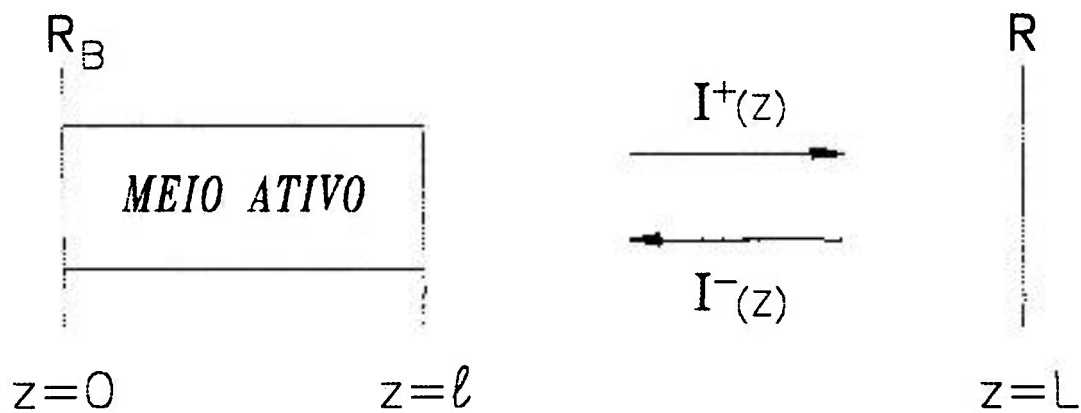


Fig.2.1-2: Diagrama de um oscilador laser. R_B e R são as refletividades dos espelhos de fundo e de saída, respectivamente. $I^-(z)$ e $I^+(z)$ são as intensidades dos feixes que se propagam para a esquerda e para a direita, respectivamente. O meio ativo de comprimento ℓ é colocado junto ao espelho de fundo para simplicidade de cálculo.

A variação da intensidade do feixe dentro de um ressonador laser, com ganho e perdas homogeneamente distribuídas, pode ser representada por:

$$dI/dz = [\gamma(\nu, I) - \alpha] \quad (17)$$

A intensidade da onda viajando para a direita $I^+(z)$ e a intensidade da onda viajando para a esquerda $I^-(z)$ são dadas por [139] :

$$\frac{dI^+(z)}{dz} = \frac{\gamma^0 I^+(z)}{1 + [2(\nu - \nu_0)/\Delta\nu]^2 + [I^+(z) + I^-(z)]/I_s} - \alpha I^+(z) \quad (18)$$

$$\frac{dI^-(z)}{dz} = \frac{-\gamma^0 I^-(z)}{1 + [2(\nu - \nu_0)/\Delta\nu]^2 + [I^+(z) + I^-(z)]/I_s} + \alpha I^-(z) \quad (19)$$

Deve-se mencionar ainda que a saturação depende da soma dos campos eletro-magnéticos ao invés da soma das intensidades, resultando em interferência dos modos (hole burning espacial). Este efeito é pequeno em lasers de alto ganho, onde a região de onda estacionária é pequena.

Das equações (18) e (19) segue que :

$$\frac{d[I^+(z) \cdot I^-(z)]}{dz} = 0 \quad \Rightarrow \quad I^+(z) \cdot I^-(z) = \text{cte.} \quad (20)$$

Considerando-se $R_B \sim 1$, as condições de contorno para $I^+(z)$ e $I^-(z)$ são dadas por

$$I^+(0) = I^-(0) \quad (21)$$

$$I^+(L)R = I^-(L) \quad (22)$$

Portanto :

$$\frac{I^+(L)}{I^+(0)} = R^{-1/2} \quad (23)$$

Esta última relação mostra que, para ressonadores com transmissão $(1-R)$ baixa, pode-se fazer as aproximações $I^+(z) \sim I^-(z)$ e $I^+(z) + I^-(z) \sim 2I$, obtendo-se então :

$$\frac{dI}{dz} = \frac{\gamma^0 I}{1 + [2(\nu - \nu_0)/\Delta\nu]^2 + 2I/I_s} - \alpha I \quad (24)$$

Após um duplo passo dentro da cavidade, o incremento em intensidade é compensado pelas perdas no espelho. Utilizando-se a equação (13) e admitindo-se que $R_s \sim 1$, tem-se :

$$\left[\frac{\gamma^0}{1 + [2(\nu - \nu_0)/\Delta\nu]^2 + 2I/I_s} - \alpha \right] \cdot 2\ell = -\ln(R) \quad (25)$$

Resolvendo-se essa equação para I , obtém-se que a intensidade intracavidade é dada por:

$$I = \frac{I_s}{2} \left[\frac{2\ell\gamma^0}{2\ell\alpha - \ln(R)} - 1 - [2(\nu - \nu_0)/\Delta\nu]^2 \right] \quad (26)$$

que para $\nu = \nu_0$ resulta na expressão convencional. Portanto, a potência útil da frequência central na saída, dada por $(1-R).I.A$ (onde A é a área do feixe) pode ser escrita como :

$$P_{out} = A \frac{I_s}{2} (1-R) \left[\frac{2\ell\gamma^0}{2\ell\alpha - \ln(R)} - 1 \right] \quad (26a)$$

2.2 CONCEITOS BÁSICOS DO REGIME DE TRAVAMENTO DE MODOS

A teoria aqui descrita visa somente dar conceitos básicos para o entendimento do mecanismo de travamento de modos, "mode-locking".

Um laser contínuo (cw) ou pulsado com duração temporal de pulso bem maior do que o tempo de voo ($T_{cav} = 2L/c$) apresenta um campo de radiação bastante uniforme entre os dois espelhos. Porém, flutuações do ganho permitem que várias frequências, suportadas pelo meio de ganho, oscilem, produzindo interferência e, portanto, existirão flutuações aleatórias da intensidade no espaço e no tempo. A geração de pulsos ultracurtos é baseada no confinamento da energia dentro da cavidade em uma região espacial pequena ou, para um sistema de banda larga, na concentração da energia numa única flutuação. Este pacote de energia se propaga, bate no espelho parcialmente transmissivo e volta, gerando portanto um feixe de saída que consiste em um trem de réplicas do pulso intracavidade, separados por $2L$ em espaço e T_{cav} em tempo. O campo de radiação é analisado convenientemente em termos de modos da cavidade [140], os quais são as distribuições do campo auto-reprodutíveis [141]. A grande maioria de trabalhos neste campo utiliza somente modos longitudinais (ao longo do eixo do laser, modo TEM₀₀), onde o travamento de modos se dá por conta dos modos longitudinais com frequência ν_q e separados por:

$$\nu_{q+1} - \nu_q = \frac{c}{2nL} \quad \text{ou} \quad \omega_q - \omega_{q-1} = \frac{\pi c}{nL} = \delta\omega \quad (27)$$

onde L é o comprimento do ressonador, c é a velocidade da luz e n é o índice de refração do meio. Assim, todas as frequências possíveis de oscilação num laser devem ser múltiplas do intervalo espectral livre (free spectral range $\delta\omega$).

Considera-se agora o caso de um laser com alargamento homogêneo de linha. Abaixo do limiar, a população invertida n_2 é proporcional à taxa de bombeio W_E (equação (9)) e o coeficiente de ganho $\gamma(\nu)$, dado pela equação (16), é proporcional à função forma de linha $g(\nu)$. Aumentando-se progressivamente a taxa de bombeio, alcança-se um ponto no qual o ganho por passo para a frequência central ressonante, ν_0 , iguala-se às perdas por passo. Nesse ponto, inicia-se a oscilação em ν_0 . Um acréscimo do bombeio não mais é capaz de aumentar a população invertida n_2 , pois isso iria

aumentar $\gamma(\nu_0)$ para um valor acima do permitido pela equação do regime estacionário, (equação (25); ver também equações (12) e (16)). Como a função forma de linha descreve a resposta de cada espécie, e sendo todas as espécies idênticas, isto significa que o perfil de ganho $\gamma(\nu)$ acima do limiar é idêntico àquele do limiar. O ganho em outras frequências, que não ν_0 , permanecem abaixo do limiar, de forma que o laser com alargamento homogêneo ideal pode oscilar em apenas uma frequência, exceto por efeitos de "hole-burning". A figura 2.2-1 demonstra esta situação.

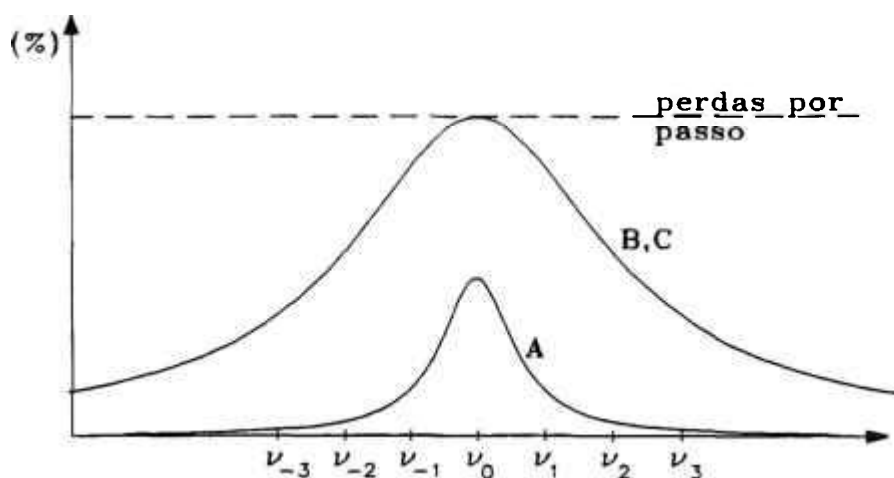


Fig. 2.2-1 : Curvas de ganho por passo para um laser homogêneo. A - abaixo do limiar ; B - no limiar ; C - bem acima do limiar.

É fundamental, portanto, um mecanismo de transferência contínua de potência, da radiação com frequência ν_0 , para as frequências laterais ($\nu_1, \nu_2, \nu_{-1}, \nu_{-2}, \dots$) para gerar vários modos longitudinais.

Dada a separação entre as frequências, $\delta\omega$, e a frequência central, ω_0 , o campo elétrico complexo pode ser representado por :

$$e(t) = \sum_n E_n e^{j[(\omega_0 + n\delta\omega)t + \Phi_n]} \quad (28)$$

onde Φ_n é a fase do modo n . Conforme explicado acima, a potência de saída de um laser flutua devido a variações aleatórias nas fases Φ_n . Mantendo-se

os valores relativos entre as fases, ou seja, "travando-se os modos", obtém-se pulsos ultracurtos. Para simplificar a análise vamos assumir que todos $\Phi_n = 0$, e que todos os modos têm a mesma amplitude $E_n = 1$ [138] :

$$\varepsilon(\tau) = \sum_{-\frac{(N-1)}{2}}^{\frac{(N-1)}{2}} e^{i(\omega_0 + n\delta\omega)t} \quad (29)$$

que pode ser ainda escrita como :

$$\varepsilon(\tau) = \left(e^{i\omega t} \right) \frac{\text{sen}^2(N\delta\omega t / 2)}{\text{sen}^2(\delta\omega t / 2)} \quad (30)$$

onde N é o número de modos travados. A potência média de saída, proporcional a $\varepsilon(t)\varepsilon(t)^*$, é dada por :

$$P(t) \approx \frac{\text{sen}^2(N\delta\omega t / 2)}{\text{sen}^2(\delta\omega t / 2)} \quad (31)$$

Algumas propriedades analíticas são aparentes (ver o gráfico teórico na figura 2.2-2) :

1. A potência é emitida em forma de um trem de pulsos com período de $T=2\pi/\delta\omega=2L/c$;
2. A intensidade dos pulsos no caso dos modos não travados é $P=NE_n^2$;
3. A potência pico é N vezes a potência média: $P= (NE_n)^2=NP_{\text{não travado}}$;
4. A largura dos pulsos pode ser aproximada por $\tau=T/N$. Estimando-se o número de modos N em $\Delta\omega/\delta\omega$, sendo que $\Delta\omega$ é a largura da banda de transição, temos :

$$\tau \approx \frac{2\pi}{\Delta\omega} = \frac{1}{\Delta\nu} \quad (32)$$

A largura temporal dos pulsos "mode-locked" é aproximadamente igual ao inverso da largura de banda do ganho. Dependendo da função de linha do pulso, o valor exato do produto de τ com $\Delta\nu$ varia. No caso em que $\Delta\nu$ é a largura a meia altura da transformada de Fourier da função temporal dos pulsos, cuja largura a meia altura é τ , o pulso é chamado de "limitado pela transformada de Fourier". Esse é um limite inferior para a duração temporal do pulso em função de $\Delta\nu$. Para esse caso, os valores do produto de τ com $\Delta\nu$ são tabelados [74] em função da forma de linha do pulso.

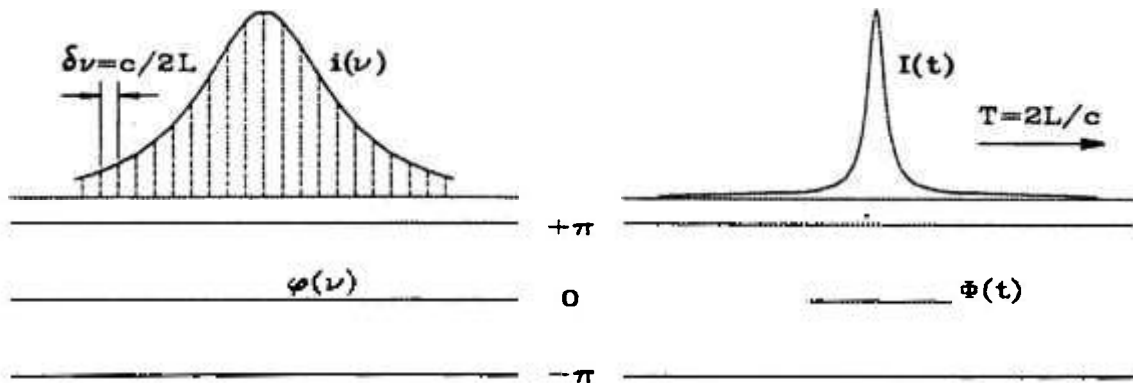


Fig.2.2-2: Distribuição de intensidade dos modos oscilantes, $i(\nu)$, e perfil temporal do pulso, $I(t)$, para travamento de modos *ideal*. As fases são indicadas por $\varphi(\nu)$ e $\Phi(t)$.

Nos próximos capítulos trataremos de mecanismos que forçam a manutenção de um valor fixo da fase e também forçam a oscilação de vários modos longitudinais.

2.3 TRAVAMENTO DE MODOS ATIVO

A teoria aqui descrita segue a teoria de Siegmann e Kuizenga [143]. Conforme explicado na introdução, esta técnica utiliza um sinal, modulado externamente com período aproximadamente igual ao tempo de voo da cavidade laser, que interfere com o campo dentro do ressonador. Podem ser modulados tanto a fase do campo, quanto as perdas ou o ganho [142-145]. O procedimento mais comum consiste em se introduzir um elemento acusto-ótico ou eletro-ótico dentro da cavidade e aplicar ao elemento um sinal de radiofrequência de um gerador de sinal rf. Na técnica de modulação de amplitude, ou AM, o cristal modulador apresenta uma transmissão que é mínima numa frequência duas vezes maior que a frequência de rf e o pulso atravessa o modulador no momento de maior transmissão. A técnica FM (modulação da fase) utiliza uma fase oscilante, que introduz um deslocamento doppler na frequência. Este deslocamento, cumulativo a cada volta completada, empurra a frequência para fora do perfil de ganho. Somente as frequências com $d\phi/dt=0$ permanecem, gerando portanto um conjunto de modos travados.

Uma análise elementar do mode-locking homogêneo pode ser feita, seguindo-se um único pulso durante uma volta dentro do ressonador laser (figura 2.3-1). A teoria não inclui fenômenos associados à largura de banda larga do laser, em particular a dispersão da velocidade de grupo (DVG) e a dispersão do ganho. Não obstante, as conclusões desta análise foram extensivamente verificadas em um grande número de experimentos com lasers de Nd:YAG.

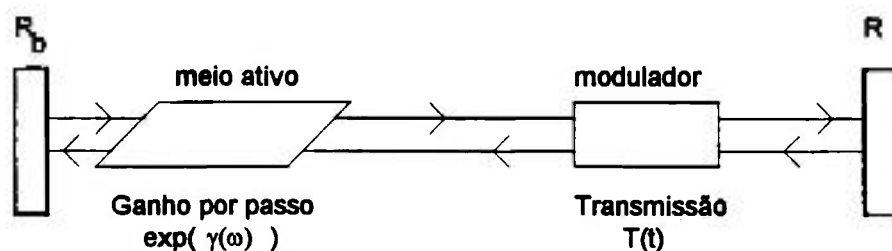


Fig.2.3-1 : Diagrama esquemático do campo circulando dentro do ressonador.

Assumiu-se que a amplitude do campo elétrico do pulso tem um perfil temporal gaussiano dado por:

$$\varepsilon(t) = \exp(-\xi t^2) \quad (33)$$

onde ξ é o parâmetro do perfil do pulso. Portanto, no espaço de frequências, a amplitude do campo elétrico também tem perfil gaussiano, dado por:

$$E(\omega) = \exp\left[-(\omega - \omega_0)^2 / 4\xi\right] \quad (34)$$

Quando o pulso passa pelo meio ativo com ganho saturado $\gamma(v)$, o espectro do pulso é multiplicado pela função de ganho do amplificador (ver seção 2.1.2 e equação (16)) :

$$\exp\left(\gamma_0 / \left[1 + 2i(\omega - \omega_0) / \Delta\omega\right]\right) \quad (35)$$

Expandindo-se este termo em torno da frequência central e desconsiderando-se o termo da fase, converte-se a função de ganho em:

$$\exp\left[\gamma_0 - 4\gamma_0(\omega - \omega_0)^2 / \Delta\omega^2\right] \quad (36)$$

de maneira que a Lorenziana foi aproximada por uma gaussiana perto do centro da banda. O pulso gaussiano permanece portanto gaussiano. Quando o pulso passa pelo meio de ganho, é obedecida a lei de Beer ($I=I_0\exp(\gamma)$) e o parâmetro do perfil do pulso ξ é modificado durante a passagem pelo meio ativo da seguinte maneira :

$$\frac{1}{\xi'} = \frac{1}{\xi} + \frac{16\gamma_0}{\Delta\omega^2} \quad (37)$$

O pulso ($\xi'(t)$), agora com largura de banda menor, passa então pelo modulador e é multiplicado pela função de transmissão do modulador $T(t)$. Para um modulador de fase, a função de transmissão é [146] :

$$T(t) \approx \exp(\pm i\delta\omega^2 t^2) \quad (38)$$

e para o modulador AM:

$$T(t) \approx \exp(\pm \delta\omega^2 t^2 / 2) \quad (39)$$

onde $\delta\omega$ é o espaçamento entre os modos (que é duas vezes a frequência do sinal de rf aplicado). As duas expressões acima são aproximações feitas para permitir uma comparação simples entre os dois tipos de modulação.

Um pulso gaussiano, propagando-se por um modulador AM ou FM, tem portanto o parâmetro gaussiano modificado da seguinte maneira (pois $I = TI_0$):

$$\xi'' = \xi' + K\delta\omega^2 / 2 \quad (40)$$

onde $K=1$ para modulação AM e $K=2i$ para modulação FM. A mudança total do parâmetro gaussiano em uma volta completa é dada por :

$$\Delta\xi = \xi'' - \xi \approx -\frac{16\gamma_0\xi^2}{\Delta\omega^2} + \frac{K\delta\omega^2}{2} \quad (41)$$

O primeiro termo representa o alargamento do pulso em tempo (ou diminuição espectral) devido à banda passante finita do meio laser, enquanto o segundo termo representa o estreitamento de pulso (caso de AM) ou varredura e modulação em frequência (caso de FM) devido ao modulador intracavidade.

No caso estacionário, o perfil do pulso não muda depois de uma volta completa pelo ressonador, ou $\Delta\xi=0$ e portanto :

$$\xi^2 = K\delta\omega^2 \Delta\omega^2 / 32\gamma_0 \quad (42)$$

Para o pulso gaussiano mode-locked e modulado AM, temos:

$$\xi_{AM} = \frac{1}{4\sqrt{2}} \left(\frac{1}{\gamma_0} \right)^{\frac{1}{2}} \delta\omega \Delta\omega \quad (43)$$

Como $K^{1/2} = (2i)^{1/2} = 1+i$, o resultado no caso FM é um pulso gaussiano complexo com parâmetro :

$$\xi_{FM} = a - ib = \frac{1+i}{4\sqrt{2}} \left(\frac{1}{\gamma_0} \right)^{\frac{1}{2}} \delta\omega \Delta\omega \quad (44)$$

A largura temporal à meia altura (FWHM) é dada em ambos casos por :

$$\tau_p = \frac{(2\sqrt{2}\ln 2)^{\frac{1}{2}}}{\pi} (\gamma_0)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{1}{\delta\omega\Delta\omega} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (45)$$

Foi feita uma comparação dos dois tipos de travamento de modos. No caso AM, a energia dentro da cavidade laser é moldada de forma rápida em um pulso aproximadamente gaussiano, encurtado a cada passo sucessivo pelo modulador. Este processo continua até que, no estado estacionário o estreitamento do espectro, devido ao meio laser, limita o encurtamento do pulso. O caso FM chega nesse limite somente depois de um processo indireto, complexo, que requer uma largura de banda finita para gerar qualquer pulso. Essa diferença é importante em experimentos com lasers de banda larga.

Para completar, a forma exata da função de transmissão de um único passo para um modulador AM é dada por [143]:

$$\cos(\delta\omega \sin \omega t) \quad (46)$$

Portanto, existem dois picos de transmissão por período de ω . Por esta razão, utiliza-se uma frequência de rf igual à metade do espaçamento dos modos da cavidade. Expandindo-se esta função em torno de $t=0$, gera-se uma função de transmissão para uma volta completa de :

$$T(t) = \exp(-\delta\omega^2\omega^2t) \quad (47)$$

e uma largura temporal do pulso AM mode-locked de :

$$\tau_p = \frac{(2\ln 2)^{\frac{1}{2}}}{\pi} (\gamma_0)^{\frac{1}{4}} \left(\frac{1}{\delta\omega\Delta\omega} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (48)$$

2.4. DISPERSÃO E EFEITOS NÃO LINEARES EM SÓLIDOS

Um tratamento completo do mecanismo de propagação dos pulsos na cavidade passaria invariavelmente pela equação de Schrödinger não linear (NLSE). No modelo teórico, comumente utilizado para se analisar as recentes técnicas de travamento de modos, segue-se um pulso durante uma volta completa dentro do ressonador e depois requer-se que o pulso seja auto-reprodutível. Como este método de solução dispensa a NLSE, foi feita nesta seção somente uma análise semi-quantitativa para explicar os fenômenos associados a estas técnicas.

2.4.1 *Dispersão*

A resposta de materiais cristalinos ou vítreos, dentro da cavidade, à presença do campo eletromagnético, depende da frequência da onda ω dando origem à dispersão cromática, uma vez que o índice de refração, n , depende de ω . Na propagação por um meio dispersivo os componentes em frequência do pulso acumulam uma fase $\phi(\omega)$ dada por:

$$\phi(\omega) = \omega n(\omega) L/c \quad (49)$$

onde L é o comprimento do meio. A dispersão tem consequências importantes, mesmo na presença de efeitos não lineares importantes, como acontece na propagação em fibras óticas. O fato de cores diferentes propagarem-se com velocidades diferentes, tem como séria consequência o alargamento temporal do pulso. Outras distorções do pulso podem ocorrer, uma vez que $\phi(\omega)$ depende de ω . Para analisar os efeitos da fase acumulada no perfil do pulso propagante, expandiu-se a constante de propagação do modo, β , em uma série de Taylor em torno da frequência central ω_0 :

$$\beta(\omega) = n(\omega) \omega/c = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + 1/2 \beta_2 (\omega - \omega_0)^2 \dots \quad (50)$$

onde

$$\beta_m = d^m \beta / d\omega^m \Big|_{\omega=\omega_0} \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (51)$$

Como será visto a seguir, β_1 dá a velocidade de propagação do envelope do pulso, enquanto β_2 representa o alargamento devido à dispersão. A relação entre β_1 e a velocidade de grupo, v_g , é dada por:

$$\beta_1 = (n + \omega \, dn/d\omega) / c = 1/v_g \quad (52)$$

e o parâmetro de dispersão de velocidade de grupo, β_2 , se relaciona com v_g da seguinte maneira :

$$\beta_2 = d\beta_1/d\omega = d/d\omega (1/v_g) = - (1/v_g)^2 \, dv_g/d\omega \quad (53)$$

O parâmetro de dispersão, D , frequentemente utilizado na literatura, relaciona-se com β_2 por meio de:

$$D = d\beta_1/d\lambda = - (2\pi c/\lambda^2) \beta_2 = - (\lambda/c) \, d^2n/d\lambda^2 \quad (54)$$

Estes resultados foram analisados tomando-se como exemplo uma fibra ótica comum. β_2 é positivo na região de $\lambda < 1,3\mu\text{m}$ (chamada região de dispersão normal) e negativo para $\lambda > 1,3\mu\text{m}$ (região de dispersão anômala). Fisicamente, o fato da dispersão ser nula em $1,3\mu\text{m}$ significa que a velocidade de grupo passa por um máximo neste comprimento de onda. Abaixo de $1,3\mu\text{m}$, as frequências mais altas propagam-se mais devagar do que as frequências mais baixas (ou, um pulso vermelho sai da fibra antes de um pulso azul, se lançados simultaneamente). É a região de dispersão anômala que permite a criação de um sóliton pois é nela que os efeitos não lineares cancelam a dispersão e permitem que o pulso de luz se propague ao longo da fibra sem se alargar temporalmente.

2.4.2 Efeitos não lineares

Alguns dos efeitos não lineares mais importantes têm sua origem em um índice de refração dependente da intensidade, $n(I)$. Vários mecanismos podem contribuir para este efeito, como por exemplo mecanismos térmicos, de reorientação molecular, etc. Em sólidos e vidros, a origem é essencialmente eletrônica, com um tempo de resposta estimado em 4-5 fs [74]. Para a maioria dos efeitos não lineares observados com origem em $n(I)$, pode-se considerar que a resposta não linear é instantânea.

O índice de refração dependente da intensidade é dado por :

$$n(I) = n + n_2 I(r,t) \quad (55)$$

onde n_2 é o coeficiente não linear que depende da polarização não linear do material por meio da susceptibilidade de terceira ordem, $n_2 = 3\chi^{(3)}/8n$. Alguns valores para n_2 são $3,2 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ no SiO_2 e $\sim 10^{-12} \text{ cm}^2/\text{W}$ no GaAs para luz linearmente polarizada.

De acordo com a equação (55), $I(r,t)$ pode exibir variações espaciais e temporais. As variações espaciais da intensidade geram um índice de refração não linear que segue o perfil do feixe incidente. Um feixe com perfil gaussiano gera portanto uma lente convergente ($n_2 > 0$). Esta focalização inicial diminui o raio do feixe e conseqüentemente aumenta ainda mais o poder de focalização dessa lente não linear efetiva, o que resulta num efeito auto-gerador de focalização. Este fenômeno, conhecido como efeito "Kerr lens", é responsável pela operação laser no regime de travamento de modos na técnica de "Kerr lens mode-locking" (KLM), pois o ressonador ótico é calculado para ser estável somente na presença dessa lente Kerr.

2.4.3 Automodulação de fase

Enquanto o efeito de lente Kerr ocorre mesmo com luz cw, o efeito de automodulação de fase (AMF) depende da variação temporal da intensidade do feixe e é o análogo temporal da autofocalização. As conseqüências principais de AMF são um alargamento espectral, uma varredura temporal na

frequência ("chirp") e, quando combinado com a dispersão da velocidade de grupo, dependendo do sinal da DVG ser positivo ou negativo, induz uma compressão ou um alargamento temporal do pulso. Se o feixe incidente tiver uma modulação de amplitude, o feixe transmitido apresentará uma variação na fase, dependente do tempo e da intensidade :

$$\phi(t) = \omega t - (\omega/c) \ln(I) = \omega t - (\omega/c) \ln - (\omega/c) n_2 I(t) L \quad (56)$$

A frequência instantânea é dada pela derivada temporal da modulação de fase

$$\delta\omega(t) = \omega - (\omega/c) n_2 L (dI(t)/dt) \quad (57)$$

Considera-se o efeito da AMF num pulso gaussiano, limitado pela transformada de Fourier (FTL). Para um pulso FTL, a informação espectral está contida inteiramente na amplitude da função, e não existe nenhuma modulação na fase. Ou seja, o espectro de um pulso gaussiano sem modulação de fase é também gaussiano. Observa-se que a varredura em frequência (equação 57) troca de sinal ao longo do perfil do pulso. Para n_2 positivo, que é a situação normal em meios materiais de propagação ótica, o desvio em frequência é negativo no começo do pulso, onde $dI(t)/dt$ é positivo, puxando a frequência para o vermelho, enquanto na cauda do pulso, o desvio é para frequências mais altas (azul). Esta varredura em frequência implica em um alargamento espectral, como pode ser observado pelos nossos cálculos de um pulso gaussiano de 2 ps de duração (fig. 2.4-1).

Calculando-se a defasagem máxima no pico do pulso :

$$\delta\phi_{max} = - (\omega/c) I_0 n_2 L \quad (58)$$

e fazendo-se a derivada temporal de $\delta\omega$ igual a zero (equação (57)), obtém-se uma relação para o desvio máximo de frequência de um pulso gaussiano ($I(t)=I_0 \exp[-(t/T_0)^2]$) dada por :

$$\delta\omega_{max} = (0.86/T_0) \delta\phi_{max} \quad (59)$$

onde T_0 é a meia largura em $1/e$ da intensidade do pulso gaussiano.

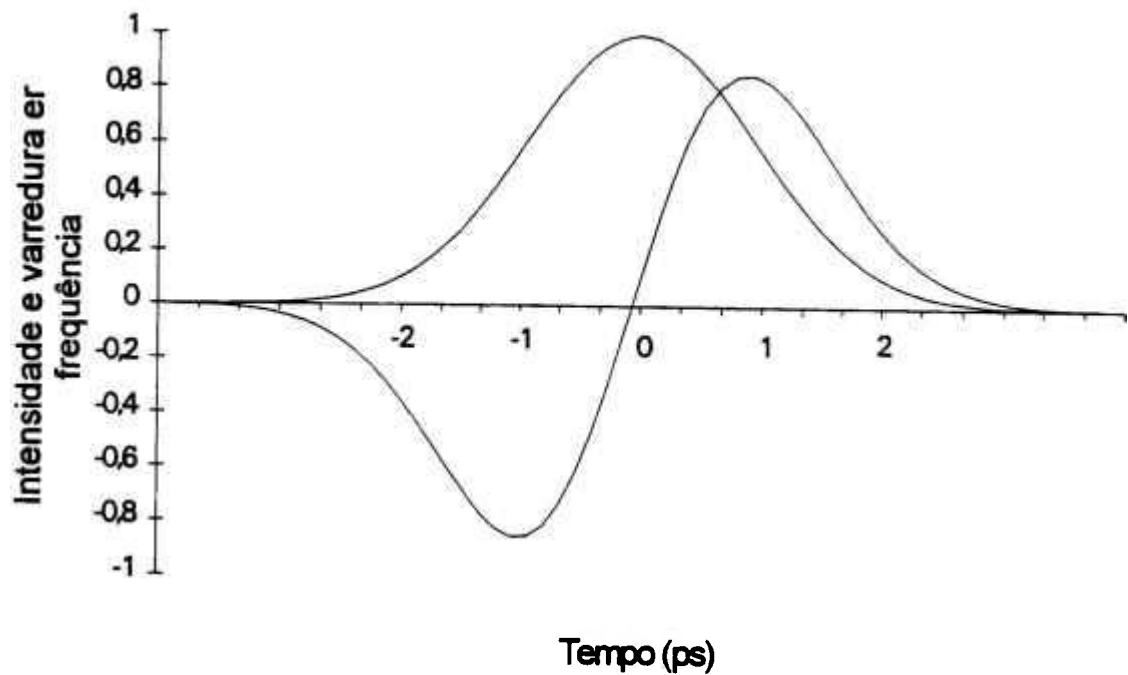


Fig.2.4-1: Nossos cálculos de $I(t)$ de um pulso gaussiano ($T_{FWHM} = 2\text{ps}$) e varredura em frequência do pulso.

2.5 TEORIA SIMPLES DO ADDITIVE PULSE MODE LOCKING

2.5.1 Introdução

Para o entendimento da técnica de APM no domínio temporal, utilizou-se a teoria desenvolvida por Haus [61], exemplificando para o caso real que será discutido na parte experimental (cap. 3). A teoria trata de uma cavidade auxiliar, cuja função é comprimir os pulsos óticos do laser principal, como uma terminação do mesmo. Esta terminação retorna o pulso com duração temporal menor do que a do pulso nela incidente. Neste sentido, ganha-se as informações e o entendimento do princípio de operação do sistema, necessário para se desenhar um arranjo que permita máxima compressão temporal do pulso por volta completa dentro do ressonador. A teoria mostra claramente como os comprimentos relativos das cavidades precisam de um ajuste da fase e que a dispersão não é necessária no processo de encurtamento dos pulsos.

A cavidade auxiliar é vista como uma terminação não linear, que transforma o pulso incidente num pulso refletido com perfil temporal alterado. Se o pulso retorna da cavidade de controle com um perfil temporal alterado de forma que as laterais do pulso apresentem uma atenuação de amplitude, o pulso da cavidade principal irá interferir com o da cavidade de controle, somando mais "aditivamente" no pico do que nas laterais, encurtando o pulso. Assim, após sucessivos passos, o pulso gerado será mais curto que o inicial, limitado eventualmente pelo compromisso entre a largura do meio de ganho e o alargamento espectral devido à AMF.

Esse mecanismo pode ser analisado pelo estudo da refletividade efetiva da cavidade de controle.

2.5.2 A refletividade efetiva

Um esquema da cavidade laser e da cavidade auxiliar é apresentado na figura 2.5-1.

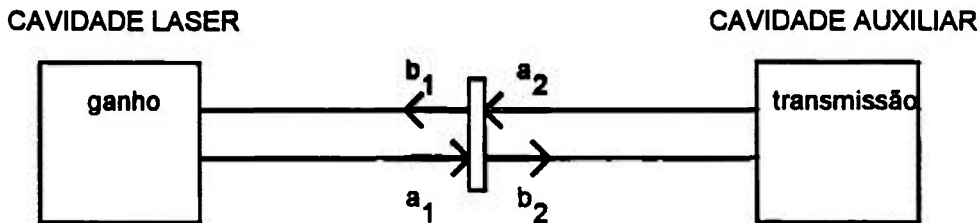


Fig. 2.5-1 :Esquema da cavidade laser e da cavidade auxiliar

Nesse esquema considera-se separadamente as ondas (amplitudes de campo) da cavidade principal e da auxiliar. As ondas refletidas (b_i) no espelho intermediário são dadas por :

$$b_1 = ra_1 + \sqrt{1-r^2}a_2 \quad (60)$$

$$b_2 = \sqrt{1-r^2}a_1 - ra_2 \quad (61)$$

onde r é o coeficiente de Fresnel de reflexão do espelho intermediário. O sinal negativo na equação (61) deve-se ao fato de que a onda a_2 , quando refletida pelo espelho intermediário, sofre uma defasagem de π , o que equivale a dizer que, na volta, ela interfere destrutivamente com ela mesma.

Considerando-se τ a transmissão do feixe dentro da cavidade auxiliar devido às perdas acumuladas durante uma volta pela cavidade, ϕ uma fase fixa devido ao comprimento relativo entre as duas cavidades, e $\Phi(t)$ uma fase dependente do tempo devido à não linearidade, define-se que $\phi=0$ quando a fase relativa é ajustada para uma *antiressonância*. Este ajuste significa que a energia dentro da cavidade laser é máxima enquanto ela é um mínimo dentro da cavidade auxiliar. Ou, em outras palavras, a refletividade efetiva da

cavidade acoplada é máxima. A refletividade efetiva será objeto de ampla discussão na seção 2.6.

A onda $b_2(t)$ (o perfil temporal da onda refletida no lado dois) percorre o meio não linear, onde a amplitude do campo é atenuada por um fator τ , e retorna com uma defasagem temporal como onda a_2 . Se as duas cavidades têm o mesmo comprimento, a menos de uma fase, pode-se omitir uma defasagem por volta completada. Então $a_2(t)$ é dado por :

$$a_2(t) = \tau e^{-i(\phi + \Phi(t))} b_2(t) \quad (62)$$

Resolvendo para $b_2(t)$ e introduzindo nas equações (60) e (61), tem-se:

$$a_1(t) = \frac{1}{\sqrt{1-r^2}} \left(\frac{1}{\tau} e^{i(\phi + \Phi(t))} + r \right) a_2(t) \quad (63)$$

$$b_1(t) = \frac{1}{\sqrt{1-r^2}} \left(\frac{r}{\tau} e^{i(\phi + \Phi(t))} + 1 \right) a_2(t) \quad (64)$$

As funções a_i e b_i são os perfis dos pulsos, dependentes do tempo, assim como Φ . Tratou-se a fase linear ϕ como uma constante, quando de fato esta depende dos componentes espectrais selecionados pela separação dos modos do Fabry-Perot. As componentes diferentes sofrem um desvio da fase levemente diferente. Não obstante, se o espectro do pulso for pequeno, pode-se omitir esta variação de ϕ com a frequência. Com esta aproximação, o pulso será refletido sem distorções, se $\Phi=0$.

No caso em que Φ não é nulo, o pulso $a_2(t)$ pode ter desvios de fase nas laterais, diferentes dos do centro e interferir com a_1 , de tal maneira, que o pulso refletido, b_1 , tenha um perfil temporal diferente do pulso a_1 . Na próxima seção esta situação é analisada para o caso de uma fibra ótica dentro da cavidade auxiliar.

Introduzindo a equação (63) na equação (61) e fazendo-se a razão de b_1 sobre a_1 , obtém-se o coeficiente de reflexão da terminação não linear :

$$\Gamma = \frac{b_1}{a_1} = \frac{1 + \frac{r}{\tau} e^{i(\phi + \Phi(t))}}{r + \frac{1}{\tau} e^{i(\phi + \Phi(t))}} \quad (65)$$

A reflexão é máxima para $\phi + \Phi = 0$ e mínima para $\phi + \Phi = \pi$ conforme mostra a figura 2.5-2. Esta figura mostra os nossos cálculos para um espelho intermediário de 88% de refletividade e uma alta transmissão de 90%. Neste caso, a refletividade pode variar desde essencialmente 100% até 0% em função da fase relativa ϕ entre as cavidades.

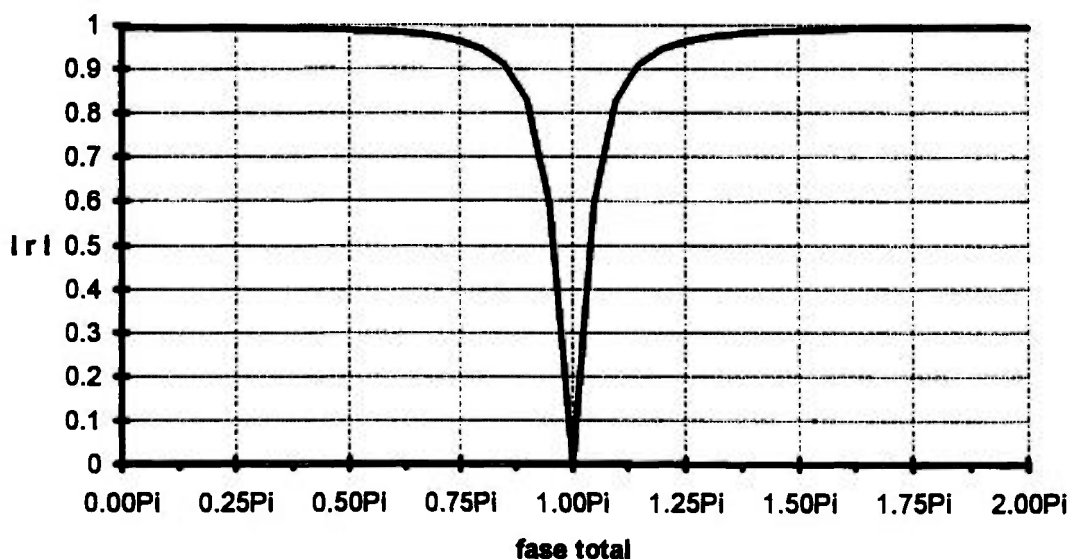


Fig.2.5-2 : Gráfico do módulo do coeficiente de refletividade efetiva ($|r|$) em função da fase total ($\phi + \Phi$) e para $r=0.9$, $\tau=0.9$.

2.5.3 Incorporando uma fibra ótica na cavidade auxiliar

Consideremos agora que exista uma fibra na cavidade de controle. Esta fibra introduzirá uma fase proporcional à intensidade. Na seção 2.4.3, foi calculada a defasagem dependente da intensidade devido à presença de um meio não linear. Introduzindo-se o parâmetro κ , proporcional ao comprimento da fibra e ao índice não linear (veja equação 56), pode-se definir :

$$\Phi(t) \equiv \kappa \left[|a_2(t)|^2 - |a_2(0)|^2 \right] \quad (66)$$

onde $t=0$ corresponde ao pico do pulso. A defasagem do pico $\kappa |a_2(0)|^2$ foi subtraída de $\Phi(t)$ e portanto ϕ inclui mais uma defasagem devido ao desvio não linear de fase do pico.

Assumindo-se que a_2 seja uma função gaussiana do tempo, tem-se que $a_2(t) = \exp[-(t^2/2\tau_0^2)]$. Para analisar a relação entre o pulso incidente e o pulso refletido no lado 1 do espelho, calculou-se, como exemplo, as amplitudes e perfis de a_1 e b_1 para diferentes valores de ϕ e Φ , assumindo-se que $r=0,9$ e $\tau=0,3$ (valores típicos de um caso real). A figura 2.5-3 mostra o resultado para um desvio não linear de fase máxima de $\kappa |a_2(0)|^2 = \Phi_0 = \pi$ e interferência completamente construtiva no espelho (antiressonância : $\phi=0$). Observando-se os pulsos a_1 e b_1 , normalizados para a mesma amplitude, nota-se melhor que o pulso refletido tem uma largura temporal menor.

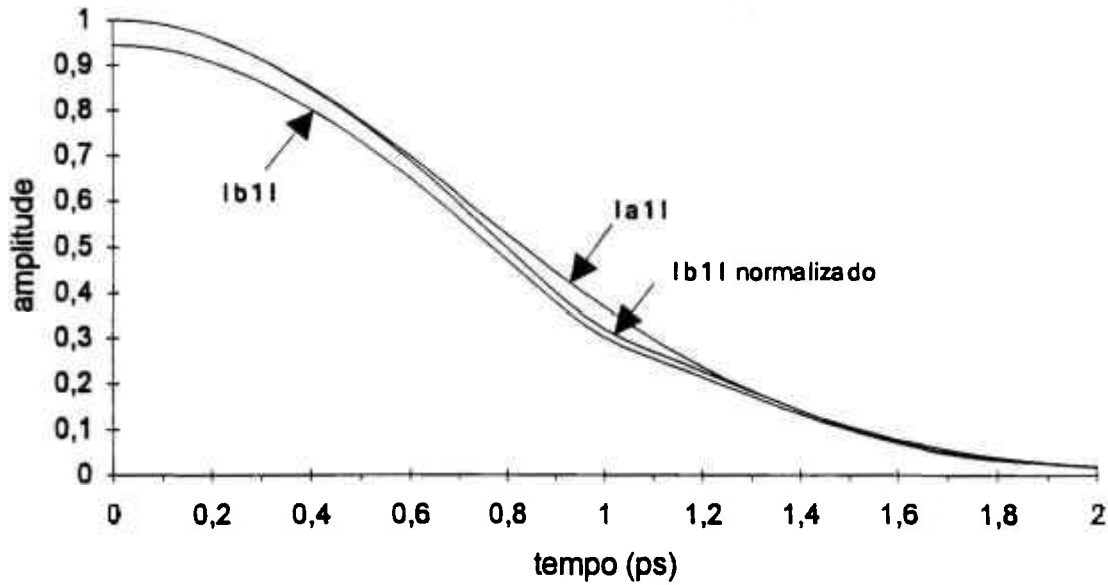


Fig.2.5-3: Nossos cálculos da compressão temporal de um pulso de 2ps de duração para uma volta completa: $\phi=0$, $\Phi=\pi$, $r=0.9$, $\tau=0.3$, $\tau_0=1$. Curva a_1 normalizada, e b_1 com e sem normalização.

Comparando-se Ib_1I normalizado com Ia_1I na figura 2.5-3 verifica-se que a compressão começa em torno de 0,5 ps depois do pico do pulso. Não obstante, $\phi=0$ não é o melhor ajuste. A compressão é mais dramática para $\phi = -\pi/2$ e $\Phi=\pi/2$. Nesse caso, o pulso experimenta compressão temporal até perto do pico, como se pode verificar na figura 2.5-4. Nessa figura, verifica-se, comparando Ib_1I normalizado com Ia_1I , que a compressão começa logo após o pico do pulso.

Assumindo-se que $\tau \ll 1$, pode-se expandir a equação (65) obtendo-se :

$$\Gamma = \{r + \tau(1-r^2) \exp[-i(\phi + \Phi)]\} \quad (67)$$

Para Φ pequeno pode-se também expandir $\exp(-i\Phi)$ obtendo-se :

$$\Gamma = r + \tau(1-r^2) (1-i\Phi) \exp(-i\phi) \quad (68)$$

$|\Gamma|$ deve ter a máxima variação com a fase não linear Φ . Portanto, precisamos que $\phi = -\pi/2$. Relembrando que $\Phi=0$ no pico e que é negativo nas laterais, somente $\phi = -\pi/2$ causará um aumento do coeficiente de reflexão no pico do envelope temporal do pulso :

$$|\Gamma| \sim r + \tau (1 - r^2) \Phi \quad (69)$$

Esta relação mostra claramente como a reflexão é máxima no pico e depois diminui nas laterais, dando assim uma explicação simples para o processo de compressão. Para excursões maiores de Φ , o valor ótimo de ϕ pode-se desviar de $\pi/2$.

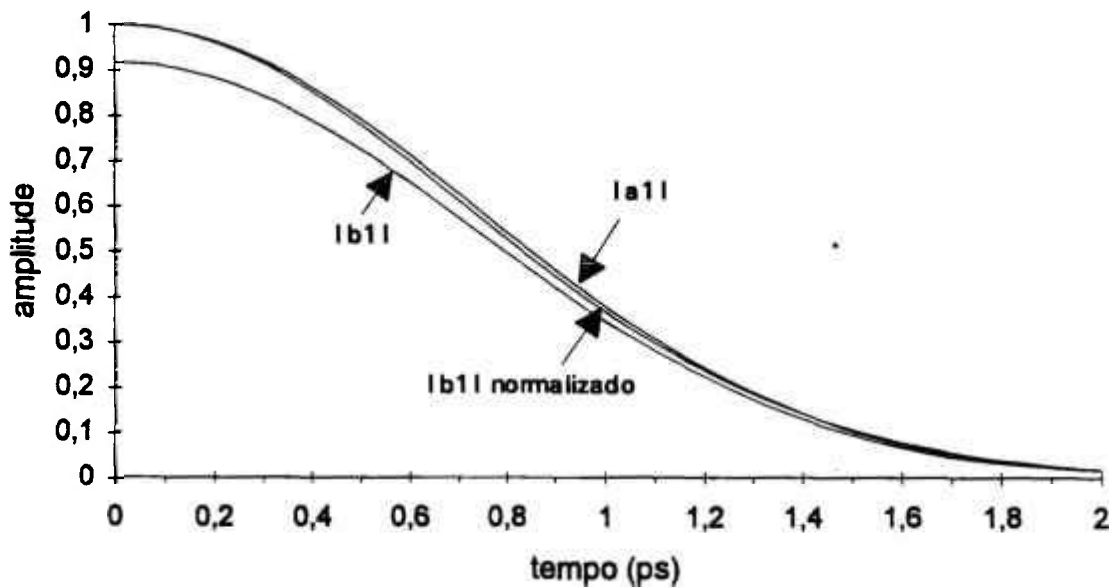


Fig.2.5-4 : Nossos cálculos da compressão temporal do pulso : $\phi = -\pi/2$, $\Phi = \pi/2$, $r=0.9$, $\tau=0.3$, $\tau_0=1$.

2.6 FLAT GAIN MODE LOCKING

O entendimento do mecanismo de travamento de modos descrito na técnica de APM (seção 2.5) também pode ser entendido no domínio de frequência. No nosso modelo simples, a frequência central do espectro do pulso sofre uma interferência parcialmente destrutiva e as frequências laterais sofrem uma interferência construtiva. Esse pressuposto foi demonstrado pelos resultados descritos na referência [82], onde o espectro do pulso, antes e depois de passar pela cavidade auxiliar, são analisados (ver fig.2.6-2). Esse mecanismo produz um achatamento do ganho líquido em torno da frequência central. Assim, como pressuposto do problema, assumimos que o ganho é constante na região de frequências que compõem o espectro do pulso. Demonstraremos que, matematicamente, por critérios de autoconsistência, o ganho líquido deve ser unitário. Demonstraremos que, quanto maior o intervalo do ganho líquido achatado ("flattened"), menor a duração temporal dos pulsos no regime de travamento de modos.

O "flat gain mode-locking" (travamento de modos de ganho achatado), FGM, é uma teoria original que se aplica ao regime estacionário de travamento de modos. Ela é uma teoria semi-quantitativa e permite portanto o cálculo preciso dos parâmetros físicos do sistema necessários para obter-se o regime "mode-locked". Ela se diferencia das outras teorias (APM, "coupled cavity mode-locking" ou "ressonant passive mode-locking") por não dar toda atenção aos meios não lineares (fibra ótica, etc.) ou moduladores de amplitude (absorvedor saturável, etc.) mas, ao contrário, mostrar que estes efeitos somente servem para aumentar a eficiência do sistema de geração do regime de travamento de modos. A ação, sem ou com estes meios, é ilustrada com simulações numéricas de experimentos e comparada com os resultados obtidos na seção 2.7. O efeito principal, descrito pela teoria, é a interação de dois conjuntos de modos, um da cavidade laser principal (que contém o meio de ganho) e um da cavidade auxiliar (ver fig. 2.6-1). Ela demonstra que este efeito, por si só, é capaz de manter o regime de travamento de modos. O efeito da interferência dos dois conjuntos de modos é introduzido na teoria por meio do parâmetro da refletividade efetiva que será descrito na seção 2.6.2. O ganho no regime mode-locked é descrito na seção 2.6.1. Por depender somente destes dois parâmetros, a teoria apresenta uma solução analítica

simples que permite o cálculo fácil dos parâmetros importantes do regime de travamento de modos. Na seção 2.6.3 os dois parâmetros, ganho e refletividade efetiva, são correlacionados nas equações principais (85) e (86).

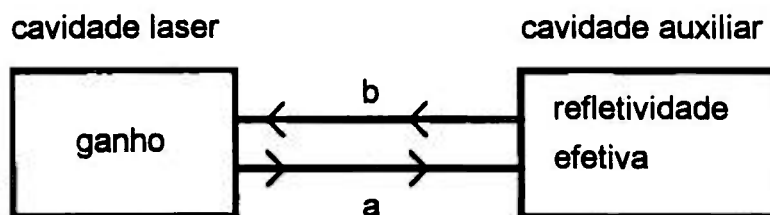


Fig. 2.6-1: Esquema da cavidade laser e da cavidade auxiliar com o pulso incidente (a) e o pulso refletido (b) pela cavidade auxiliar.

2.6.1 O ganho de um laser homogêneamente alargado no regime de travamento de modos

O coeficiente de ganho saturado do laser é dado pela seguinte equação (16):

$$\gamma(\nu) = \frac{\gamma^0}{\left(1 + \left[2\left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu}\right)\right]^2\right) \left(1 + \frac{I}{I_s}\right)} \quad (70)$$

onde o termo no segundo parênteses no denominador é um termo de saturação para lasers homogêneamente alargados e I_s é a intensidade média de saturação na largura do pulso. Portanto o ganho de amplitude é dado pela forma de linha, analogamente ao tratamento da referência [138]:

$$g(\nu) = \exp \left[\frac{2\ell\gamma^0}{\left(1 + 2i\left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu}\right)\right)\sqrt{1 + \frac{I}{I_s}}} - \alpha \right] \quad (71)$$

onde γ^0 é o coeficiente de ganho não saturado, ℓ é o comprimento do meio ativo e α são as perdas intracavidade por duplo passo.

2.6.2 Refletividade efetiva no domínio de frequência

Todos os mecanismos de travamento de modos em cavidades acopladas, tipo Fabry-Perot ou Michelson, baseiam-se num acoplamento (não linear) entre os modos do laser principal e os modos do ressonador auxiliar. Em geral, a cavidade auxiliar contém um meio não linear, tipo fibra ótica, que gera automodulação de fase (AMF). Outros meios não lineares e mais complexos tipo amplificador saturável, absorvedor saturável ou modulador acusto-ótico, aumentam a profundidade de modulação, mas não são essenciais para obter-se o regime de travamento de modos (veja seção 1). Para simplificar a análise, separamos o efeito da não linearidade em geração de novas frequências e defasagem dos modos do laser. No caso de AMF, a energia da frequência central que compõe o pulso é transferida para as frequências laterais do pulso, produzindo um alargamento espectral e, conseqüentemente, um estreitamento temporal.

Considerando-se somente a dependência da fase relativa entre as cavidades, pode-se então procurar uma situação na qual ocorra uma interferência destrutiva para os componentes centrais do envelope de frequência que compõe o pulso e construtiva para as frequências laterais. Essa seria uma situação passiva.

A cavidade auxiliar, portanto, consiste em dois espelhos com coeficientes de reflexão r e r_0 e um meio que gera a defasagem conforme mostra a figura 2.6-2. A cada volta completa dentro do Fabry-Perot as

frequências acumulam uma defasagem de $\delta+2\pi n$ devido ao caminho ótico, uma defasagem π a cada reflexão pelos espelhos e um atraso de $\Phi/2$ (onde $\Phi=\Phi(v)$) devido ao meio defasador. As fases dos campos, indicados na figura 2.6-2, são calculadas na superfície do espelho r .

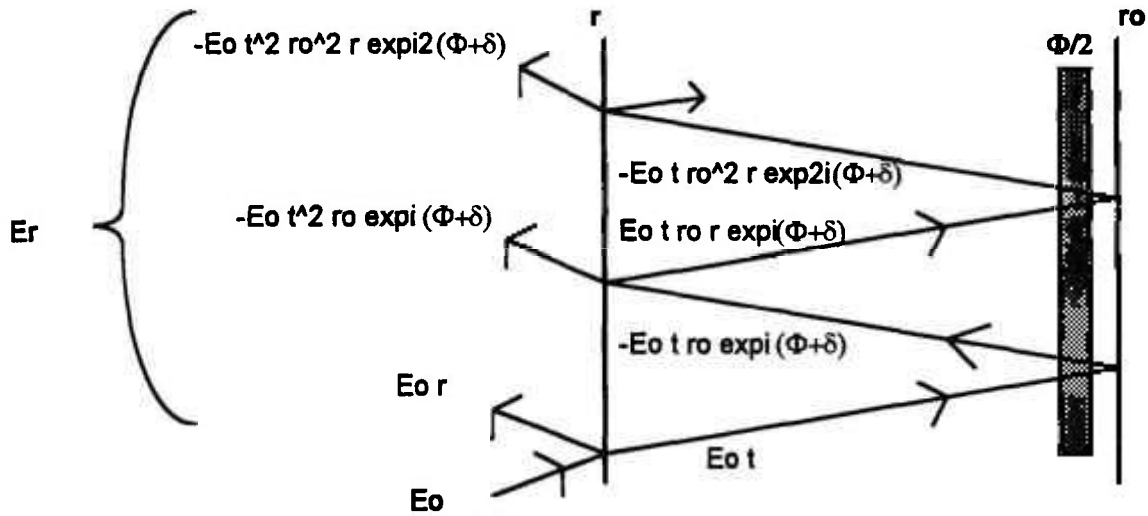


Fig.2.6-2: Esquema da cavidade auxiliar contendo um meio que atrasa as frequências em $\Phi(\nu)/2$ a cada passo e dois espelhos com coeficiente de refletividade r e r_0 . A cada passo a amplitude do campo é indicada.

O campo refletido E_r é a somatória de todos os campos voltando da cavidade auxiliar do lado esquerdo do esquema:

$$E_r = E_0 r - E_0 t^2 r_0 e^{i(\delta+\Phi)} - E_0 t^2 r_0^2 r e^{i2(\delta+\Phi)} - E_0 t^2 r_0^3 r^2 e^{i3(\delta+\Phi)} - \dots \quad (72)$$

$$= E_0 \left(r - t^2 r_0 e^{i(\delta+\Phi)} \sum_{n=0}^{\infty} (\pi_0)^n e^{in(\delta+\Phi)} \right)$$

A refletividade equivalente da cavidade auxiliar é chamada de "refletividade efetiva". O seu coeficiente é obtido calculando-se o termo entre parênteses da equação acima:

$$r_{\text{eff}} = r - t^2 r_0 e^{i(\delta + \Phi)} \frac{1}{1 - r r_0 e^{i(\delta + \Phi)}} \quad (73)$$

utilizando $t^2 = (1 - r^2)$ obtém-se a fórmula para o coeficiente de reflexão na ressonância (ressonância é por definição o ajuste de fase no qual a densidade de energia dentro da cavidade Fabry-Perot é um máximo ou seja, a refletividade efetiva é um mínimo):

$$\text{Ressonância : } r_{\text{eff}} = \frac{r - r_0}{1 - r r_0} \quad (74)$$

e uma mudança de π na fase gera o termo para a antirressonância:

$$\text{Antirressonância : } r_{\text{eff}} = \frac{r + r_0}{1 + r r_0} \quad (75)$$

Comparando-se este termo com o coeficiente da refletividade efetiva obtido na seção sobre a teoria de APM (equação 65), verifica-se que os dois termos são iguais (multiplicando-se a razão por $\exp(i\pi)$) a menos de um sinal na fase. Este sinal na fase é a diferença crucial entre as duas fórmulas e inverte o comportamento do pulso em frequência e em tempo: Enquanto no domínio temporal as laterais do pulso sofrem uma interferência levemente destrutiva e o pico uma interferência construtiva, em frequência o pulso sofre nas laterais interferência mais construtiva do que na frequência central. Este comportamento foi verificado em experiências utilizando a técnica de APM (veja figura 2.6-3, seções 2.7e 2.5). A fórmula (75) explica portanto o comportamento visto no regime de APM com exceção da AMF.

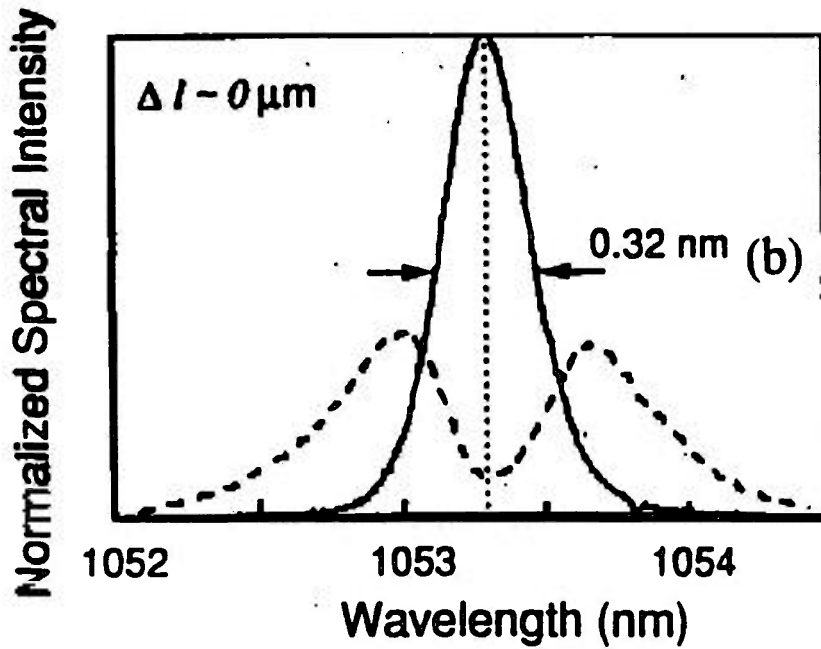


Fig.2.6-3: Medida experimental do espectro do pulso entrando na cavidade auxiliar (linha cheia) e saindo da cavidade auxiliar (linha pontilhada). Referência: [82]

O módulo da refletividade efetiva na ressonância ($\Phi + \delta = \phi$) é dado por:

$$|r_{\text{eff}}|^2 = \frac{r - r_0 e^{i(\phi)}}{1 - r r_0 e^{i(\phi)}} \cdot \frac{r - r_0 e^{-i(\phi)}}{1 - r r_0 e^{-i(\phi)}} \quad (76)$$

e rearranjando obtém-se:

$$= \frac{r^2 + r_0^2 - r r_0 2 \cos(\phi)}{1 + r^2 r_0^2 - r r_0 2 \cos(\phi)} \quad (77)$$

$$|r_{\text{eff}}| = \frac{r_0 \sqrt{1 - \frac{r}{r_0} 2 \cos(\phi) + \frac{r^2}{r_0^2}}}{\sqrt{1 - r r_0 2 \cos(\phi) + r^2 r_0^2}} \quad (78)$$

que também pode ser escrito como:

$$|r_{\text{eff}}| = \frac{r_0 \sum_{\ell=0}^{\infty} (\pi_0)^{\ell} P_{\ell}(\cos(\phi))}{\sum_{\ell=0}^{\infty} \left(\frac{r}{r_0}\right)^{\ell} P_{\ell}(\cos(\phi))} \quad (79)$$

onde na equação (79) foi feita uma expansão em polinômios de Legendre com $r/r_0 < 1$.

A refletividade efetiva da intensidade também tem uma solução analítica (da equação 76):

$$|r_{\text{eff}}|^2 = \frac{r - r_0 e^{i(\phi)}}{1 - r r_0 e^{i(\phi)}} \cdot \frac{r^* - r_0^* e^{-i(\phi)}}{1 - r^* r_0^* e^{-i(\phi)}} \quad (80)$$

Utilizando-se as expressões $r = |r| \exp(i\delta)$ (onde assumiu-se que os coatings são dielétricos e que portanto já foi incluída a mudança de fase $\delta = \pi$ na dedução da equação 74) e $R = |r|^2 = r r^*$, obtém-se (ver equação 77):

$$R_{\text{eff}} = \frac{R + R_0 - 2\sqrt{R R_0} \cos(\phi)}{1 + R R_0 - 2\sqrt{R R_0} \cos(\phi)} \quad (81)$$

2.6.3 Condição de estado estacionário

Uma análise elementar do "flat gain mode-locking" em lasers homogêneamente alargados pode ser desenvolvida, seguindo-se um único pulso durante uma volta dentro do ressonador laser. Conforme já explicado, a teoria não inclui fenômenos associados a lasers de largura de banda larga, em particular DVG e dispersão do ganho, e também não é nosso objetivo explicar

o fenômeno de auto-iniciação (i.e. partindo-se de um laser operando no regime contínuo c.w., ele evolui para um regime de travamento de modos) observado na aplicação desta técnica (seção 4.4). Não obstante, análises deste gênero são largamente empregadas tanto nas teorias de mode-locking ativo desenvolvidos por Siegman e Kuizenga, quanto nas teorias de Herman Haus e Erich Ippen sobre o APM e absorvedores saturáveis (cap. 1).

Na figura 2.6-1, vê-se que o pulso incidente, a , transformando-se em b pela ação do operador $r_{\text{eff}}(\nu)$. Em seguida, o pulso b é transformado pelo operador $g:=g(\nu)$ do ganho, (ver equação 71).

A nova forma do pulso é $a+\Delta a$, dada por

$$a+\Delta a = g r_{\text{eff}} a \quad (83)$$

No caso estacionário, $\Delta a = 0$, e

$$\Delta a = (g r_{\text{eff}} - 1) a = 0 \quad (84)$$

Propositalmente não incluímos nesta teoria efeitos de AMF ou da ação de um modulador acústo-ótico. Como veremos mais adiante, o efeito da refletividade efetiva em cima do ganho é suficiente para gerar pulsos curtos e até auto-travamento de modos (seção 4.4). Portanto, assumindo-se uma ação fraca em cima do pulso durante uma volta dentro do ressonador, os operadores na equação acima comutam com a e pode-se concluir a propriedade de fechamento ("closure"), sem necessidade de assumir uma forma de pulso.

A condição para a fase é satisfeita quando

$$\arg (g r_{\text{eff}}) = \Phi \quad (85)$$

onde Φ é uma defasagem geral do pulso. A condição para a amplitude é satisfeita quando

$$|r_{\text{eff}}| = |g^{-1}| \quad (86)$$

A equação (85) requer um pequeno deslocamento das frequências dos modos ressonantes do Fabry-Perot da cavidade laser. No caso de cavidades acopladas, onde os dois ressonadores têm aproximadamente o mesmo tamanho (a menos de poucos comprimentos de onda), este pequeno deslocamento muda ambos, ϕ e Φ , por aproximadamente a mesma quantidade. Verificaremos este efeito nas experiências da seção 4.2. No caso em que a cavidade auxiliar da ordem de milímetros, o ressonador principal precisa ser reajustado a cada mudança no comprimento da cavidade auxiliar.

A equação (86) descreve o balanceamento entre as perdas e o ganho. Trataremos primeiramente das perdas dentro do meio de ganho.

O ganho é reduzido por efeitos do tipo desvio da frequência central do pulso do pico do ganho ou pelo fato de que um alargamento espectral do pulso distribui a energia dos componentes centrais para as laterais, que por sua vez depopulam menos eficientemente o ganho (a seção de choque $\sigma_e(\nu)$ diminui para ν diferente de ν_0 e a variação de ganho é $\Delta G \sim \sigma_e(\nu)I(\nu)$). Todos estes efeitos são pequenos e o balanceamento é satisfeito pelo ajuste da energia do pulso porque g diminui com o aumento da energia do pulso devido à saturação do ganho (equação 82).

O resultado impressionante da equação (86) é que a refletividade efetiva tem que ter a envoltória inversa do ganho (ver também seção 2.7). Pela forma que esta teoria foi conduzida, isto deverá ser válido para todos os tipos de travamento de modos que utilizem cavidades acopladas ou, mais precisamente, a interferência entre dois conjuntos de modos (ver seção 1.2 página 3 e item 2.5.3).

O *ganho por duplo passo*, também chamado de *ganho líquido*, é dado por (equação 86):

$$G(\nu) \equiv |r_{\text{eff}}|^2 |g(\nu)|^2 = 1 \quad (87)$$

Esta técnica não depende de nenhum artifício do tipo meio não linear, meios ativos ou absorvedores, que podem ser enquadrados na técnica de "coupled cavity mode-locking" (CCM). Porém, o termo CCM foi criado para descrever um sistema com uma cavidade auxiliar com um comprimento que seja um múltiplo da cavidade principal, a menos de uma fase. Como veremos

no próximo item, uma das melhores aplicações da teoria acima utiliza uma cavidade auxiliar com comprimento de poucos milímetros. Por isso, procura-se obter uma refletividade que seja o inverso do ganho intracavidade, de maneira que ela gere um ganho por duplo passo constante em uma faixa espectral larga. Estamos chamando esta técnica de "travamento de modos por achatamento do ganho líquido" ou "*Flat Gain Mode Locking*" (FGM).

2.7 DISCUSSÃO E SIMULAÇÕES NUMÉRICAS

Nesta seção, iremos primeiramente discutir o papel de uma cavidade auxiliar vazia, com comprimento muito menor do que a cavidade principal. Nesse caso, serão efetuadas simulações numéricas do ganho, da refletividade efetiva e do comportamento do ganho líquido do laser. Será demonstrado que é possível se obter um regime onde o ganho líquido é achatado numa dada largura espectral. Será também apresentado o resultado da simulação numérica que corresponde ao arranjo experimental idealizado, o qual será descrito na seção 4.2.

Em segundo lugar, serão feitas simulações numéricas considerando o efeito não linear presente no mecanismo de travamento de modos do regime de APM. Nesse caso, iremos demonstrar a importância da fase relativa no regime de geração, sob as considerações do nosso modelo de FGM. Será demonstrado que esses resultados estão de acordo com os observados experimentalmente.

2.7.1 *Cavidade auxiliar e cavidade principal espacialmente sobrepostas*

A utilização de uma cavidade de controle vazia é a situação mais simples de aplicação da técnica de FGM (ver figura 2.7-1). Apesar disso, todos os ingredientes físicos necessários para produzir o regime de travamento de modos estão considerados. Para fins de ilustração, já visando como meio laser ativo o laser de Nd:YAG, escolhemos um ganho com largura de banda estreita ($\text{FWHM}=1000 \text{ GHz}$) com perdas de 10%, coeficiente de ganho máximo $\gamma(v=0)$ de 1.2 (equação 70) e espelho de saída (R_0) com 88% de refletividade. A partir destes dados do laser é possível calcular a máxima profundidade de modulação para a frequência central, que ainda permite a oscilação nesta frequência. Nesta seção, esta profundidade de modulação máxima é gerada por meio de uma cavidade vazia, sobreposta espacialmente à cavidade principal, com refletividade efetiva variável, controlada por meio da dependência da fase relativa entre as duas cavidades (equação 81). Portanto, a profundidade de modulação máxima da frequência central corresponde a um conjunto de espelhos com refletividade efetiva mínima (isto é na ressonância, $\Phi=0$) e as frequências laterais da curva de ganho experimentam uma

refletividade efetiva maior. Nesse caso, procura-se obter a máxima modulação no pico da banda de emissão, o que é conseguido impondo que o ganho nessa frequência se iguale à soma das perdas totais para essa frequência. Essas perdas consistem na soma de todas as perdas constantes mais a refletividade efetiva. Essa relação deve ser respeitada, também, para todas as frequências que compõem o intervalo espectral do ganho líquido achatado. Assim, em princípio, o nivelamento do ganho líquido se estende até a frequência para a qual o ganho se iguala as perdas passivas mais a refletividade efetiva máxima. O regime de travamento de modos é iniciado e mantido com a ajuda de um modulador acústico óptico (MAO). Como veremos mais adiante, a profundidade de modulação devida à refletividade efetiva é maior (a duração temporal dos pulsos é consideravelmente menor) do que a profundidade de modulação devido ao MAO. Portanto, não é necessário de incluir o efeito do MAO no mecanismo de geração dos pulsos no regime estacionário.

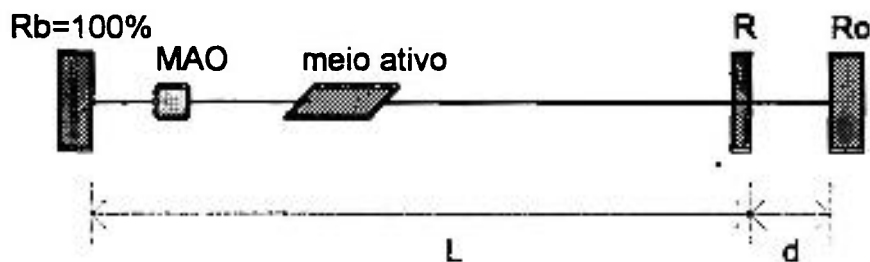


Fig2.7-1: Esquema de cavidades acopladas onde a cavidade auxiliar é muito menor, $d \ll L$. O regime de travamento de modos é iniciado e mantido com um modulador acústico óptico (MAO).

Assim, o valor otimizado do espelho intermediário é calculado a partir da equação (81), requisitando que na ressonância a refletividade efetiva seja igual ao inverso do ganho no pico da banda (máxima profundidade de modulação para a frequência central):

$$R_{\text{eff}}(R, R_0, \Phi = 0) = \left[|g(\nu = \nu_0)|^2 \right]^{-1} \quad (88)$$

A fase da refletividade efetiva, que depende de d (equação 89), tem que obedecer à equação 86. Assim, calcula-se o comprimento d da cavidade auxiliar por meio de um ajuste da equação (86) com o termo de fase da seguinte equação :

$$R_{\text{eff}}(\Phi(\nu)) = R_{\text{eff}}\left(\frac{4\pi\nu d}{c}\right) = R_{\text{eff}}\left(\frac{4\pi d}{c}(\nu - \nu_0) + \theta\right) \quad (89)$$

onde c é a velocidade da luz e θ o desvio em fase da frequência central do ajuste de ressonância. Para o exemplo acima (ver fig. 2.7-2) calcula-se um espelho intermediário de $R=62\%$ e um comprimento da cavidade auxiliar igual a $11\mu\text{m}$.

O ganho líquido (ver figura 2.7-3b) apresenta uma região plana de aproximadamente 400GHz, o que significa, que com esta escolha de espelhos e com estas características de ganho podemos gerar pulsos "mode-locked" com uma largura *total* em frequência (largura na base do espectro do pulso) de 400GHz. Não estabelecemos nenhuma relação entre a largura espectral na base do espectro do pulso e a meia altura (FWHM) do espectro do pulso. Portanto, não é possível quantificar a duração dos pulsos que correspondem a este intervalo espectral. Considerações neste sentido serão feitas na seção 2.7.3. Porém, é evidente que quanto maior a região achatada do ganho líquido (e, portanto, quanto maior o intervalo espectral na base do pulso), menor a duração temporal dos pulsos (ver equação 32).

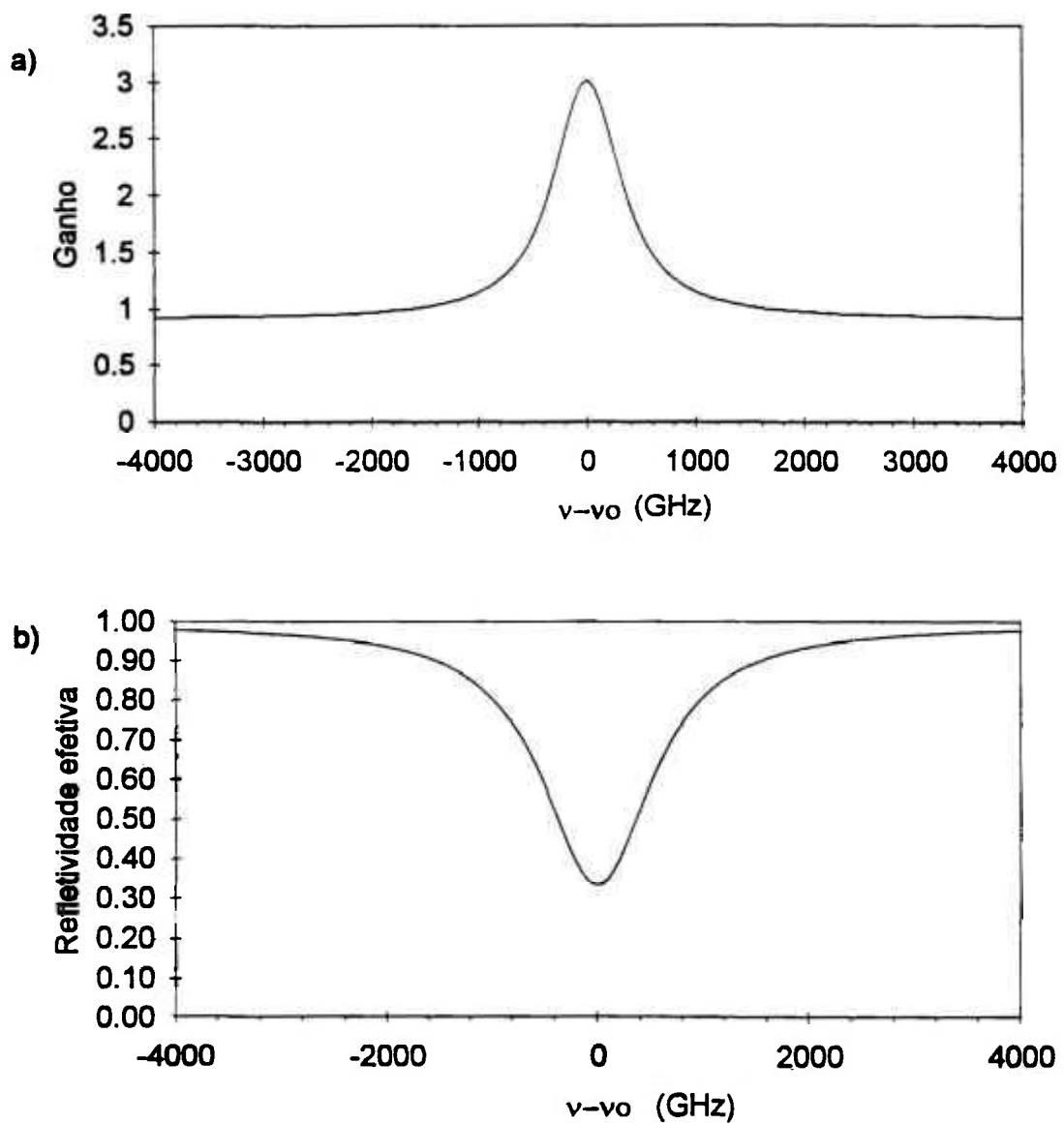


Fig.2.7-2. a): Curva de ganho de um meio ativo com largura de banda de 1000GHz, perdas de 10% e ganho não saturado de 1.2; b): Refletividade efetiva calculada através das equações (88) e (89); $R_0=0.88$, $R=0.62$, $d=0.0114\text{mm}$.

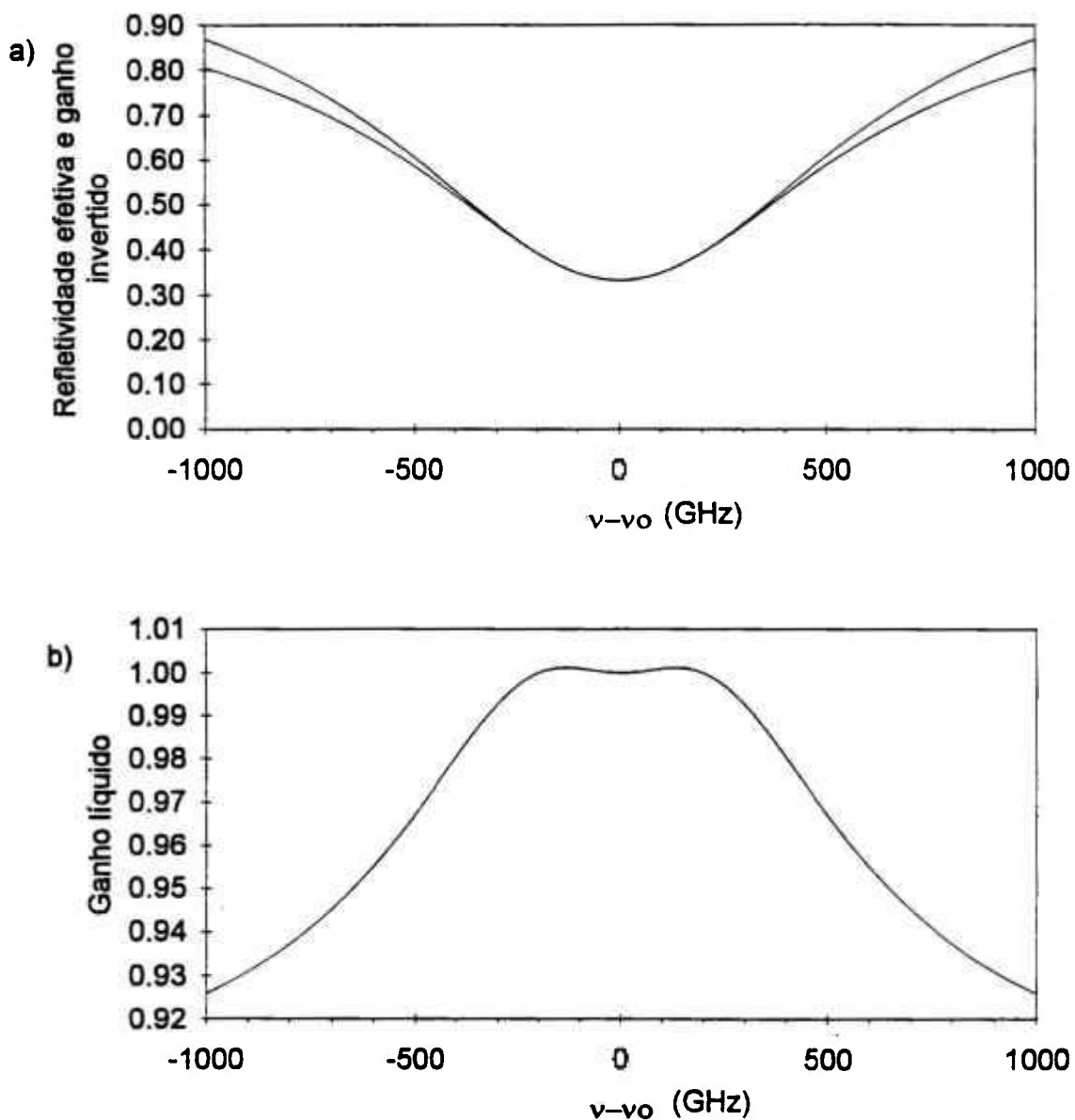


Fig2.7-3. a): Ganho invertido, representado pela curva acima, junto com a refletividade efetiva. b): Ganho líquido referente aos dados da figura 2.7-2. Vê-se uma região plana de aproximadamente 400GHz o que corresponde aproximadamente a um terço da largura FWHM da banda de luminescência do meio ativo.

É evidente, que perdas menores e ganho maior sempre proporcionam uma maior eficiência do FGM. No limite teórico de perdas igual a

zero a refletividade efetiva consegue achatar o ganho líquido até a base da banda do meio ativo. Neste caso, o ganho é igual a um na base e, escolhendo um conjunto de espelhos com refletividade apropriada, a refletividade efetiva também é um para as frequências nos extremos laterais e $1/g(v_0)$ na frequência central, de maneira que a refletividade efetiva consegue ajustar o ganho invertido deste o pico até a base. Nas simulações numéricas verificamos ainda, que uma escolha ótima de espelhos envolve sempre um espelho de alta refletividade (utilizando os mesmos dados do exemplo acima, mas utilizando $R_0=95\%$, consegue-se uma região plana de quase 420GHz,).

Faremos agora a simulação numérica da experiência da seção 4.2. Para comparar os resultados experimentais com a teoria, determinamos experimentalmente o coeficiente de ganho não saturado e as perdas do ressonador em uma corrente de lâmpada de 30.5 Ampères, que é a corrente utilizada durante o experimento. Para este fim utilizamos uma técnica baseada no princípio da referência [149]. Determinamos um coeficiente de ganho não saturado por duplo passo de $1.18 (\pm 0.1)$ e perdas por duplo passo de $0.14 (\pm 0.5)$. Em seguida, utilizamos estes dados para ajustar o ganho invertido à refletividade efetiva da cavidade auxiliar dada por $d=265\mu\text{m}$, $R_0=0.88$ e $R=0.0025$. Verifica-se na figura 2.7-4 que, dentro de um intervalo de aproximadamente 80 GHz, o ganho líquido é achatado com precisão melhor do que 1 ± 0.00001 . Um pulso gaussiano de 50ps de duração (FWHM), limitado pela transformada de Fourier (ver seção 2.2), tem um espectro FWHM de 8 GHz e, portanto, podemos assumir que os 80 GHz de ganho líquido achatado são suficientes para que este pulso possa oscilar no regime de travamento de modos.

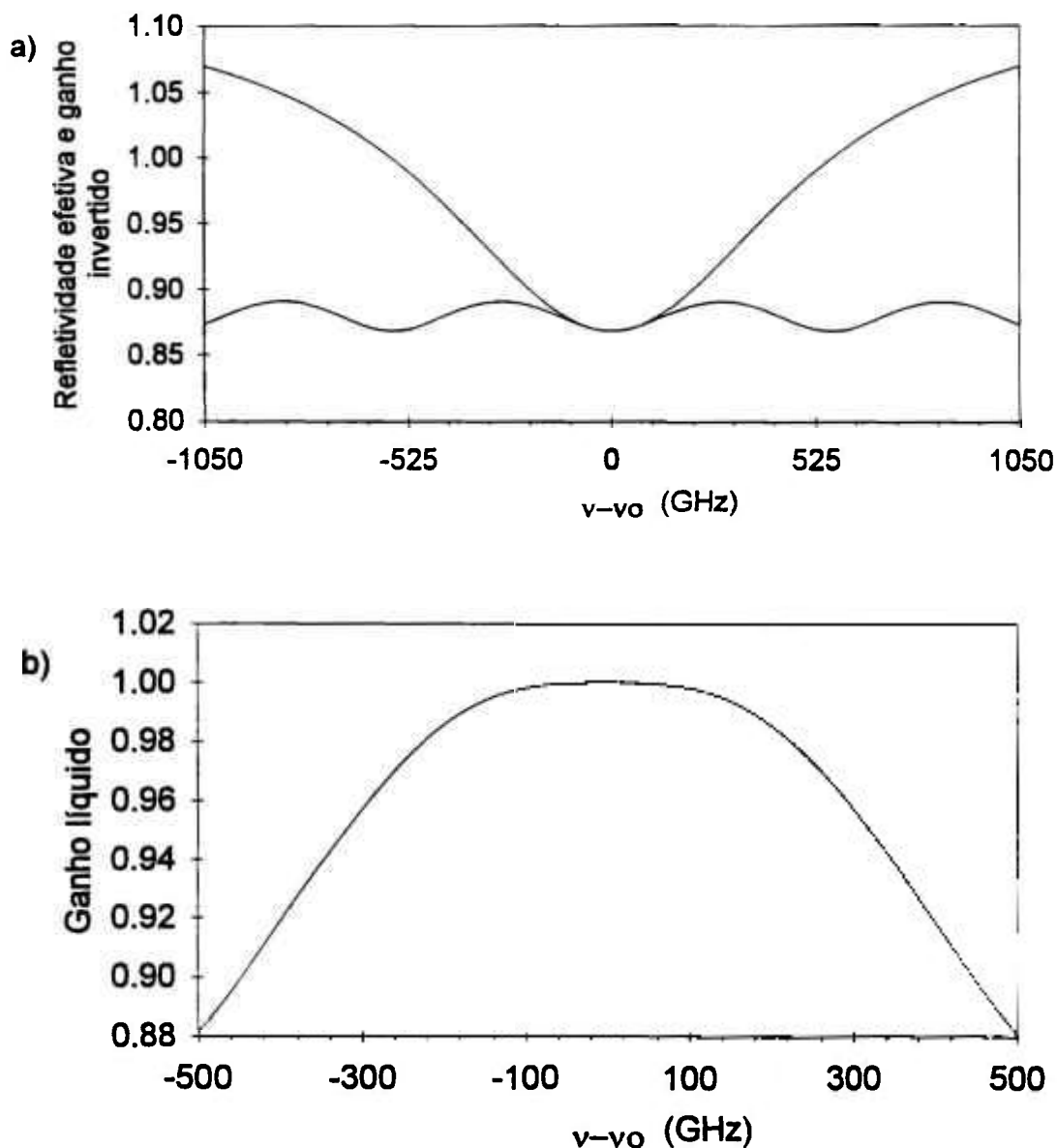


Fig.2.7-4. a): Ganho invertido, representado pela curva acima, ajustado à refletividade efetiva, representada pela curva de baixo. b): Ganho líquido resultante. Os dados do ajuste são: coeficiente de ganho saturado: 0.26, perdas: 0.12, largura FWHM do ganho: 1000 GHz. $R_0 = 88\%$, $R = 0.25\%$.

Comparando o ganho líquido do caso ótimo da figura 2.7-3 com o ganho líquido da simulação do nosso experimento (ver figura 2.7-4) é evidente que o

caso ótimo permite uma largura espectral dos pulsos muito maior e portanto uma duração temporal menor. Porém, o achatamento do ganho líquido é menos preciso e não se sabe se o regime de travamento de modos tolera essa menor precisão. Pelo fato que numericamente o ajuste na figura 2.7-3 do caso ótimo necessita de uma precisão nos parâmetros pelo menos dez vezes maior, conclui-se que o experimento correspondente só poderá ser realizado se o sistema for muito estável, além de que o regime somente aparece dentro de um intervalo do comprimento d muito pequeno.

2.7.2 FGM com automodulação de fase

Neste item utilizaremos os valores teóricos e experimentais vistos em experiências de APM e os compararemos com as nossas simulações numéricas, utilizando somente conceitos de FGM. Desta maneira, espera-se obter informações adicionais sobre a técnica de APM no domínio espectral. Primeiramente, exporemos os dados teóricos e experimentais obtidos na literatura. Em seguida, faremos os cálculos com a teoria de FGM e a comparação entre nossos cálculos e experimentos da literatura.

No tratamento temporal do APM, no regime estacionário, formalizada por Ippen e Haus [62] em 1989, é previsto que a menor duração temporal dos pulsos ocorre para uma única fase não linear de $\pi/2$ no pico do pulso e uma fase relativa de $-\pi/2$ (fase relativa $=0$, na antiressonância) entre as duas cavidades, conforme o tratamento detalhado na seção 2.5. Para se obter uma fase não linear de $\pi/2$ numa fibra comum de 1m de comprimento e $5\mu\text{m}$ de diâmetro, precisa-se de uma potência pico dentro da fibra de aproximadamente 290 W (conforme expressão 56). Para o regime de travamento de modos, esta potência de pico é baixa, considerando que lasers bombeados por lâmpada geram facilmente potências de pico na ordem de KW. De fato, nos trabalhos experimentais, verificados e analisados por nós, obtém-se uma fase não linear de $3\pi/2$ (ver fig. 2.7-5 e 2.7-6). Nos experimentos do laser de soliton e no trabalho de estudo espectral do APM em Nd:YLF, os pulsos com duração temporal mais curtos foram encontrados para uma fase não linear de $3\pi/2$. Para utilizarmos os conceitos de FGM aplicados ao regime APM, vamos definir que a fase total é composta de duas componentes: uma fase devido à diferença de comprimentos entre os ressonadores, chamada aqui de δ , a fase relativa, e uma fase não linear $\phi(\omega)$. $\phi(\omega)$ é definida como a fase dependente de frequência e, portanto, da automodulação de fase. Essa fase é obtida analiticamente pela transformada de Fourier do envelope temporal do pulso após propagação pela fibra, onde experimentou automodulação de fase. Do pulso transformado são obtidas a amplitude (densidade de potência espectral) e a fase dependente de frequência. A fase total, $\Phi_{\text{tot}}(\omega) = \delta + \phi(\omega)$, é utilizada na expressão (81) da refletividade efetiva.

No modelo proposto, devemos impor para a frequência central, a menor refletividade possível e, ainda, refletividade crescente para frequências no contorno da frequência central. Essa condição é obtida para uma fase total de

$\Phi(\omega_0) = \pi/2$ da frequência central, ponto onde a derivada da refletividade efetiva (eq. 81) apresenta um máximo (a derivada segunda é nula). Nas extremidades do pulso, conforme mostrado na figura 2.7-7 c), a fase não linear decresce. Assim, a fase total diminui e a refletividade efetiva aumenta para as abas do pulso.

Devemos frisar, que as fases relevantes, não lineares, para as componentes de frequência, não tem uma relação simples com as fases utilizadas na literatura e no domínio temporal para estabilizar o regime de AMF. No caso de ausência de AMF, antes do início do regime de APM, existe uma relação direta entre a fase do pulso no domínio temporal e a fase no domínio espectral.

Faremos agora uma revisão dos dados experimentalmente obtidos na referência [82], única referência encontrada que contém dados experimentais precisos das fases e dos respectivos espectros do regime de APM.

O arranjo utilizado nessa referência é aproximadamente o mesmo que aquele utilizado por nós no capítulo 3 (fig.3-1). As diferenças ficam por conta do meio ativo (Nd:YLF) e do espelho de fundo (configuração "cats eye"; vide cap.3). Foi observado experimentalmente na referência acima citada, que o regime de APM se auto-inicia somente com uma fase relativa de $-\pi/2$. Após a auto-iniciação, a fase não linear é de $3\pi/2$, onde foram observados os pulsos mais curtos (3ps de FWHM). Os pulsos obtidos nessa condição e o respectivo espectro, após passagem pela fibra, encontram-se nas figuras 2.7-5 e 2.7-6. Um aumento da não linearidade além de $3\pi/2$ não foi possível, mesmo aumentando a potência dentro da fibra ou aumentando o comprimento da fibra (ver equação 56).

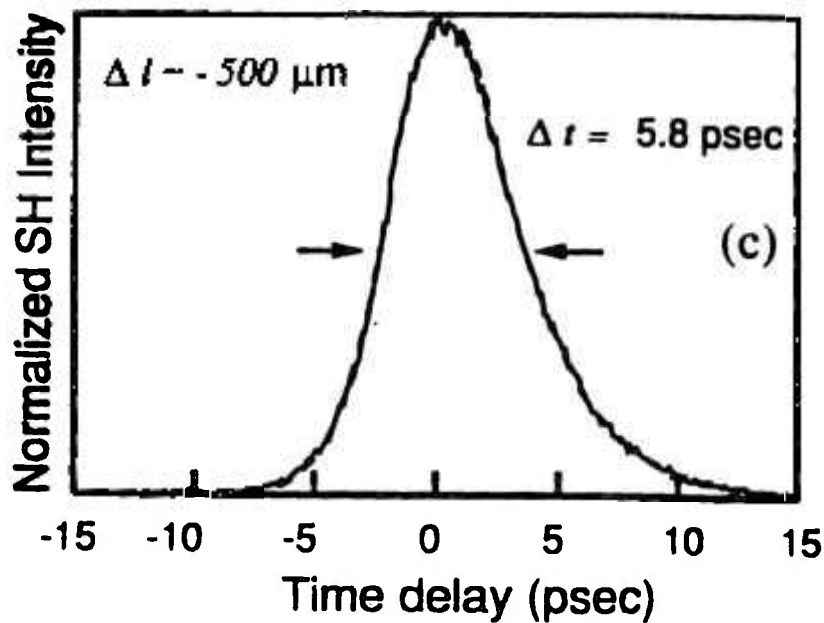


Fig.2.7-5: Traço de osciloscópio da intensidade do segundo harmônico (proporcional a potência ao quadrado). Referência [82].

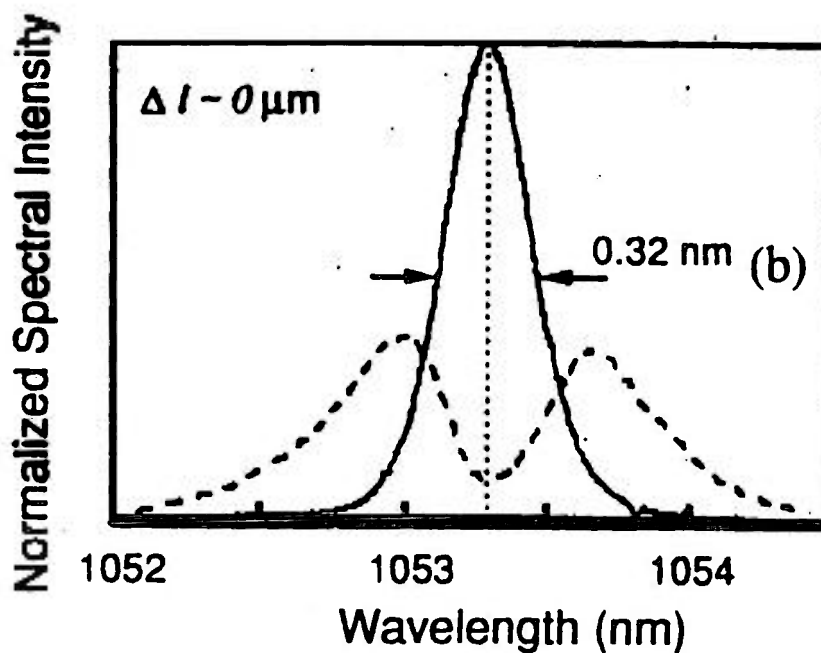


Fig.2.7-6: Espectro do pulso da cavidade principal (linha sólida) e espectro do pulso retomando da fibra (linha tracejada). Referência [82].

Faremos agora as simulações analíticas destes pulsos e dos respectivos espectros gerados dentro da fibra. Para este fim, foi criado um programa que utiliza uma transformação de Fourier discreta e uma amostragem especial chamada "janelamento Hanning". Com estas ferramentas matemáticas e usando o limite de 500 pontos de amostragem, é possível gerar o espectro de um pulso gaussiano de 1ps de duração com um desvio do valor teórico (limitado pela transformada de Fourier; ver seção 2.2) de apenas 4% a meia altura (FWHM). Nesse cálculo, pulsos não gaussianos sofrem, além de um desvio maior, de ruído nas extremidades laterais do espectro do pulso. Porém, este desvio não afeta a informação de fase e, portanto, não afeta o cálculo da refletividade efetiva.

Os espectros e suas respectivas fases de um pulso gaussiano com 290 W de pico, gerando uma fase não linear de $\pi/2$ dentro da fibra (veja cap.3), e outro de 870 W de pico gerando uma fase de $3\pi/2$, encontram-se nas fig.2.7-7.e 2.7-8. Nos dois casos a duração temporal dos pulsos é de 3ps.

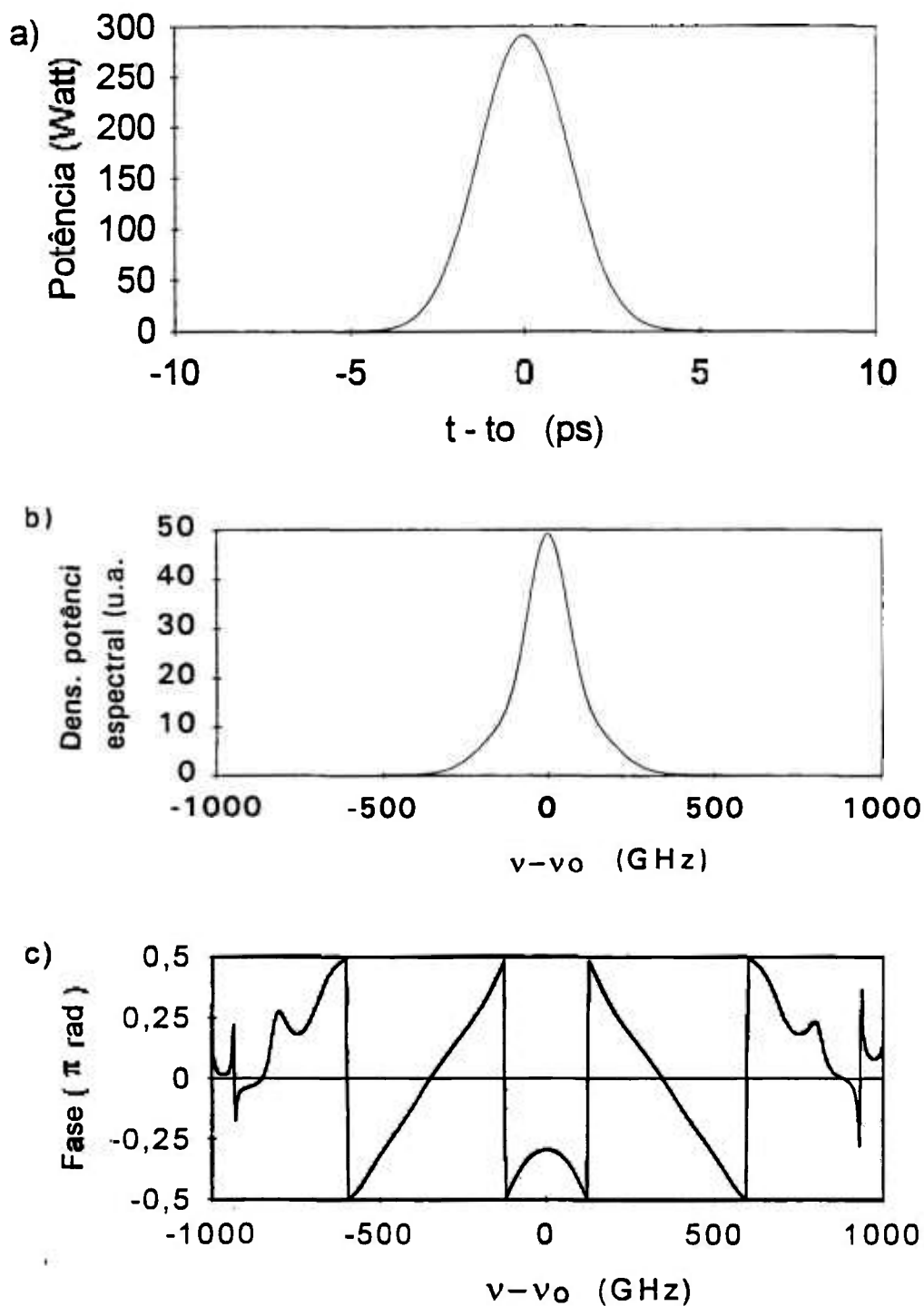


Fig.2.7-7: Gráfico de um pulso gaussiano (a), respectivo espectro (b) e fase em função de frequência (módulo π) (c), após a passagem por uma fibra monomodo de 1m de comprimento ; a fase não linear é de $\pi/2$, correspondente a 290W de potência de pico. A duração do pulso é 3ps.

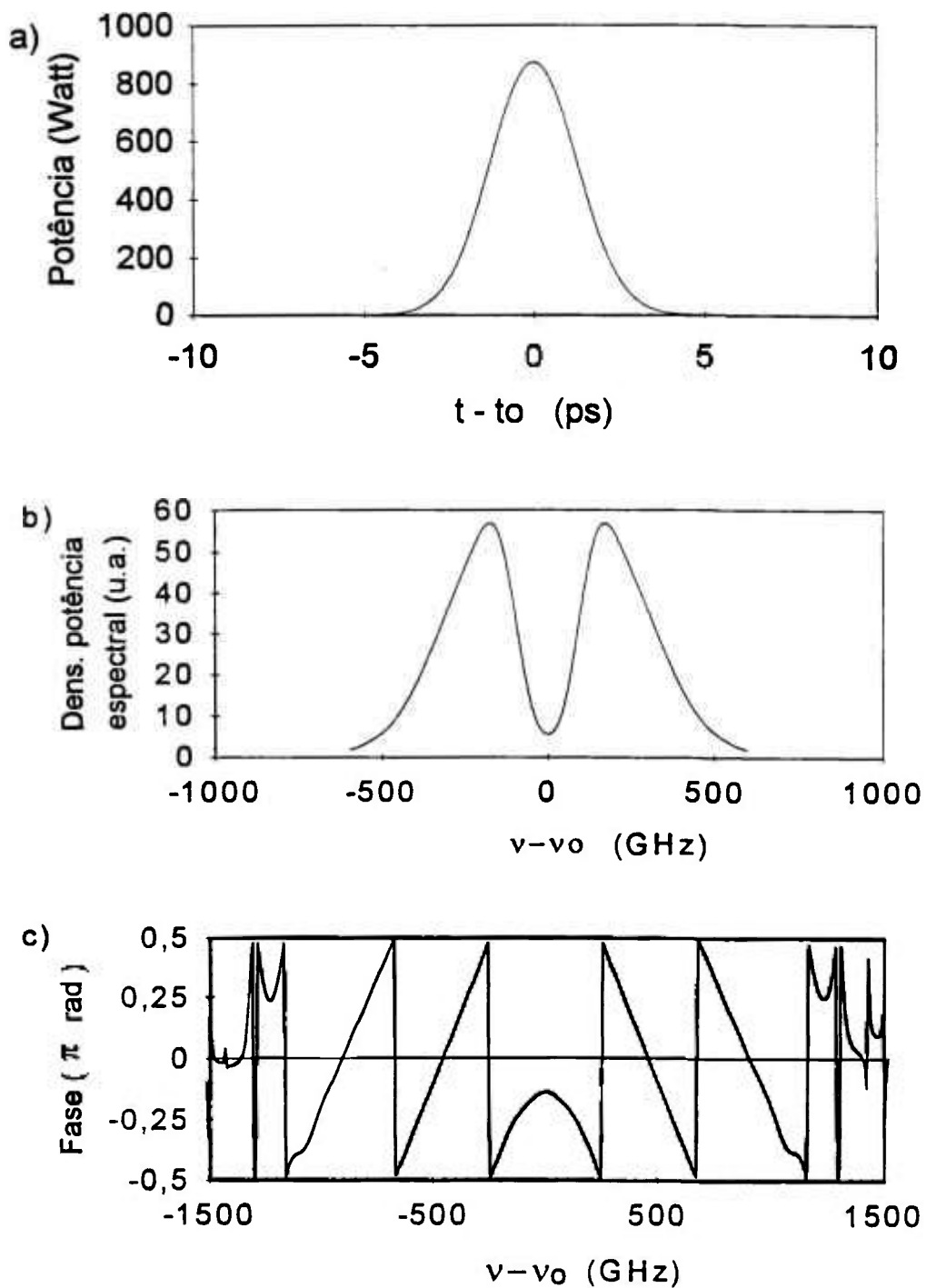


Fig.2.7-8: Gráfico de um pulso gaussiano (a), respectivo espectro (b) e fase em função da frequência (módulo π) (c), após passagem por uma fibra comum de 1m de comprimento. A fase não linear é de $3\pi/2$ correspondente a 870W de potência de pico. A duração do pulso é 3ps.

Na comparação dos espectros obtidos na referência [82] e os espectros de nossa simulação, mostrado na figura 2.7-8 b, fica evidente que todos os espectros dessa referência (ver fig. 2.7-6) provem de uma fase não linear de aproximadamente $3\pi/2$, conforme esperado pelas considerações feitas nesta seção sobre lasers bombeados por lâmpada (onde as intensidades são mais elevadas).

Utilizando as fases calculadas para o regime de APM nos dois casos acima (mostradas nas figuras 2.7-7 e 2.7-8) podemos, utilizando o procedimento matemático da seção 2.6, calcular a refletividade efetiva de cada caso. Nos cálculos do ganho líquido, permitiu-se que a forma exata do ganho do meio fosse ajustável de maneira que a refletividade efetiva pudesse compensar esse ganho na maior largura espectral possível. Os resultados desses cálculos encontram-se nas figuras 2.7-9 e 2.7-10.

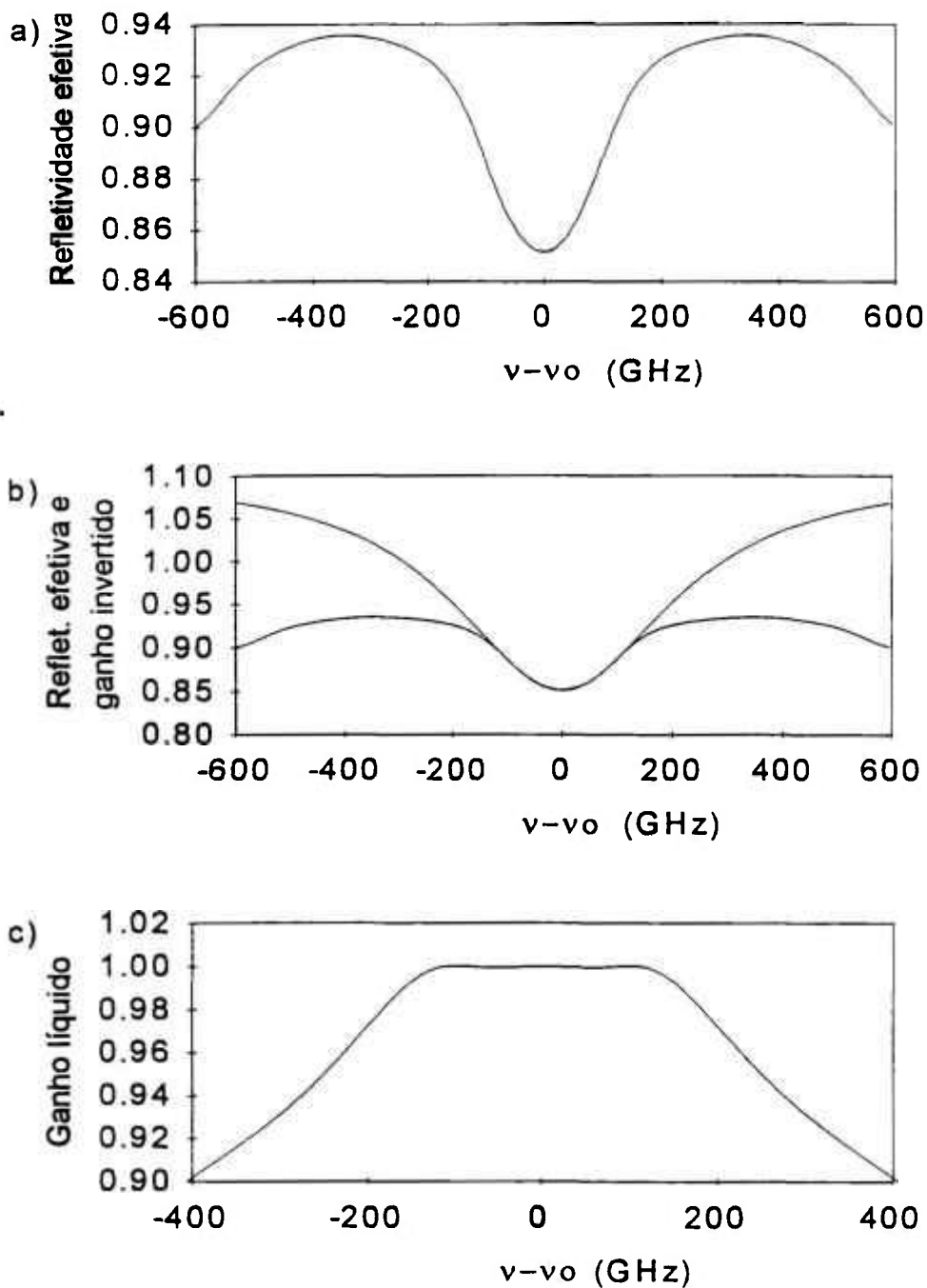


Fig.2.7-9: Refletividade efetiva (a), refletividade efetiva e ajuste do ganho invertido (b), ganho líquido (c). A fase relativa é de $-\pi/2$ e fase não linear de $\pi/2$, correspondente ao espectro da fig.2.7-7. Os dados utilizados para o ajuste são: coeficiente de ganho saturado de 0.26, largura FWHM do ganho de 460GHz, perdas internas do ressonador principal de 10% e transmissão total (duplo passo) da cavidade auxiliar de 10%.

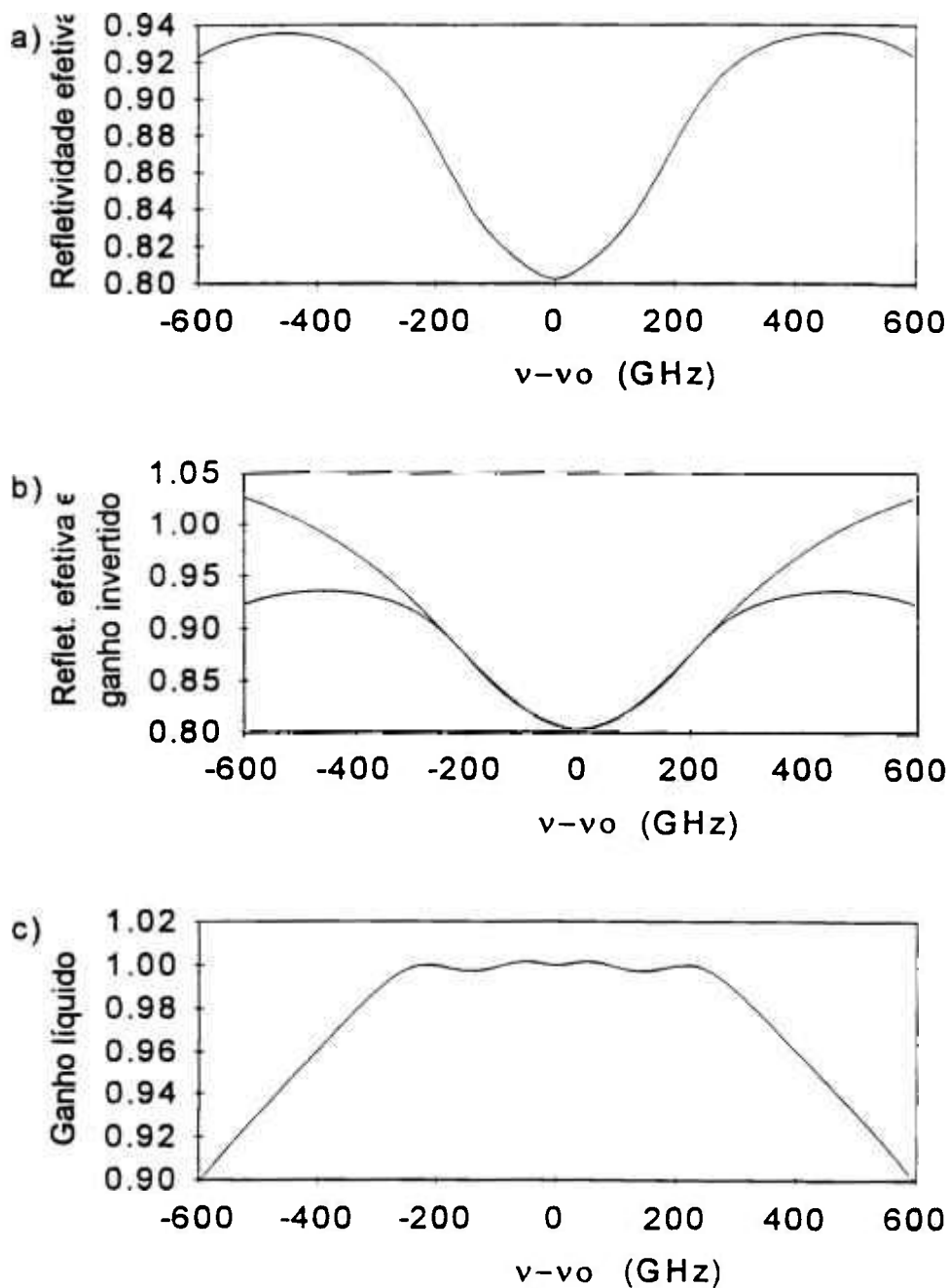


Fig.2.7-10. Resultados das simulações numéricas dos parâmetros da figura 2.7-8. Gráfico da refletividade efetiva (a), refletividade efetiva e ajuste do ganho invertido (b), ganho líquido (c). A fase relativa é de $-\pi/2$ e fase não linear de $3\pi/2$, correspondente ao espectro da fig.2.7-8. Os dados utilizados para o ajuste são: coeficiente de ganho saturado de 0.32, largura FWHM do ganho de 650GHz, perdas internas do ressonador principal de 10% e transmissão total (duplo passo) da cavidade auxiliar de 10%.

Verifica-se na figura 2.7-9 que existe um ganho líquido achatado com 240 GHz de largura. Esse ganho líquido é igual a unidade dentro de um erro de 0.01%. Assim, o pulso mais curto que pode ser obtido nesse regime deve corresponder a essa largura espectral achatada, na base de 240 GHz.

Deve-se notar que a obtenção de um certo ganho achatado e uma forma temporal do pulso (potência pico e largura temporal) estão intimamente relacionados, pois a refletividade efetiva é função direta da automodulação de fase (e portanto da forma de linha do pulso). Se partirmos de um pulso mais curto no tempo, por exemplo, e fixando a automodulação de fase onde ocorre o regime, a composição espectral diferente do pulso de partida irá acarretar numa defasagem diferente da ideal. Essa defasagem ideal é tal que a refletividade efetiva obedece a relação dada pela equação (86), na largura de banda necessária para obedecer um critério de autoconsistência (largura de banda achatada significativamente maior que a largura FWHM de pulso).

Um pulso de 3 ps de duração temporal e com forma de linha de sech ao quadrado tem uma largura FWHM do espectro do pulso de 105 GHz. Para efeitos de comparação, consideremos um pulso com forma gaussiana. Nesse caso, a largura de banda a 1/16 da altura já é o dobro da largura FWHM e, portanto, a largura na base do pulso deve ser ainda maior. A largura do ganho líquido achatado, nessa fase de $\pi/2$ é somente duas vezes maior que a largura FWHM dos pulsos obtidos experimentalmente, (3 ps). Portanto, percebe-se porque o sistema no regime de APM não oscila na fase não linear de $\pi/2$ (como no caso das referências [150] e [176] assim como no laser de soliton de $N=2$ [177]). Pulsos de partida mais longos também não produzem a compensação do ganho líquido achatado, necessária para oscilação. Portanto, esse deve ser um limite inferior para comportar a oscilação do pulso, que obedece ao critério de autoconsistência descrito acima.

Comparemos agora este resultado com uma fase não linear de $3\pi/2$ (ver fig.2.7-10). Verifica-se a existência de um ganho líquido achatado de aproximadamente 490GHz com precisão melhor do que 0,1% nesse intervalo. Além da maior largura de ganho líquido achatado, observa-se desvios da planicidade. Deve-se destacar que, na presença de forte automodulação de fase (modulação no pico de $3\pi/2$), o ajuste entre o ganho e a refletividade efetiva é preciso dentro de 0.1%, o que demonstra que uma maior automodulação de fase relaxa as condições do FGM. O fato que a estabilidade do regime de travamento de modos na fase não linear de $3\pi/2$ é muito grande

[82] já foi observado em outros lasers de APM [150, 176] (e também no laser de soliton de ordem dois [177]).

No caso de uma fase de $5\pi/2$, não existe compensação possível no nosso modelo. Determinou-se que na fase não linear de $7\pi/2$, o comportamento é muito parecido com o de $3\pi/2$. As figuras 2.7.11 de a até e demonstram esse fato.

Em princípio, o regime também poderia se instalar para fases não lineares de $7\pi/2$. Isso poderia ser conseguido por meio de um aumento de potência dentro da fibra ou por meio de uma fibra mais comprida. No entanto, um aumento do comprimento da fibra resulta, como foi experimentalmente verificado [81], em quebra do pulso em dois e, além disso, uma potência média injetada na fibra, maior do que 1.5W, queima a ponta da fibra. Portanto, um aumento da potência dentro da fibra não é mais possível. Assim, o regime de $7\pi/2$ não foi observado experimentalmente.

As três simulações obtiveram, como largura de banda do ganho, valores dentro das expectativas experimentais para Nd:YLF (460 GHz, 650 GHz e 720 GHz). O ganho líquido achatado correspondente é 240 GHz, 490GHz, e 470 GHz. Todos esses ganhos líquidos podem ser suportados pelo ganho do meio ativo.

Demonstramos assim que o mecanismo de FGM, incorporando a automodulação de fase, pode explicar todos os efeitos observados na técnica de APM, fornecendo ainda uma visão física dos parâmetros relevantes para a instalação desse regime. Deve-se frisar que na teoria do domínio temporal, a fase considerada como a fase de obtenção do regime é a fase não linear de $\pi/2$, contrariamente ao que é reportado pelos resultados experimentais, na qual a fase ótima é de $3\pi/2$. Essa é a fase prevista pela teoria do FGM, em perfeito acordo com os resultados experimentais.

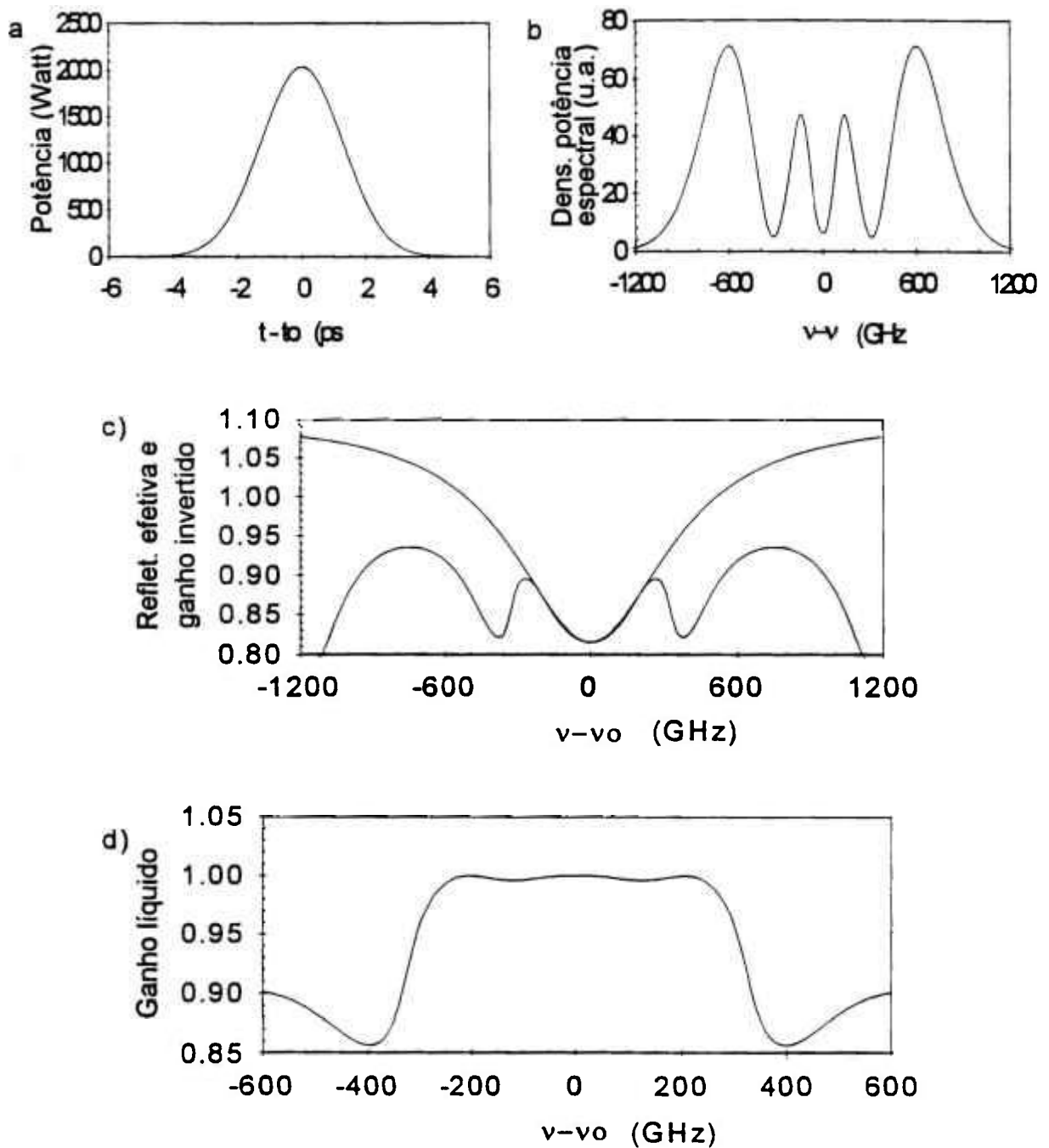


Fig.2.7-11. Intensidade estacionária do pulso (a), espectro do pulso (b), refletividade efetiva ajustada ao ganho invertido (c) e ganho líquido (d) para uma fase relativa de $\delta = -\pi/2$ e uma fase não linear: $\Phi = 7\pi/2$. Os dados do ajuste são: duração temporal do pulso: 3ps, potência de pico: 2030W, ganho saturado: 0.3, largura do ganho: 720GHz, perdas internas da cavidade principal: 10%, transmissão interna da cavidade auxiliar: 10%.

2.7.3 Comentários adicionais

1. Para verificar se o regime de FGM tem capacidade de se autoiniciar, fizemos simulações numéricas da formação do regime a partir de um pulso de poucos megahertz de largura espectral (ver seção 2.2). Verificamos que, no caso de meios laser ativos com largura de banda muito larga (por exemplo centros de cor ou titânio safira) ou no caso que a banda de luminescência apresenta irregularidades, torna-se necessária a utilização de AMF. Quando se procura obter um ganho líquido largo, com região plana de centenas de GHz, a refletividade efetiva apresenta necessariamente uma modulação igualmente larga. As simulações numéricas de auto-iniciação do caso acima mostraram que a modulação da refletividade efetiva em cima do espectro estreito do pulso em formação é pequena. Portanto, são necessárias muitas voltas ($> 200'000$) do pulso em evolução dentro da cavidade até que ele alargue. Este fato prejudica a evolução e pode até impedir o regime de "self-starting". Outra razão é que as oscilações na estrutura fina da banda de luminescência não podem ser achatadas suficientemente pela refletividade efetiva e, portanto, precisa-se de AMF para forçar o alargamento espectral e superar estas oscilações no perfil da banda. Este fato também foi demonstrado na seção 2.7.2.
2. O discussão acima impõe aqui a comparação desta técnica com um Fabry-Perot (FP) *antirressonante* dentro da cavidade, técnica que foi largamente pesquisada [146-149] e que permite a obtenção de pulsos mais curtos do que sem FP (a técnica utiliza mode-locking ativo). Nessa técnica, uma lâmina de vidro com superfícies paralelas (em geral sem "coating" e portanto com $\sim 4\%$ de refletividade por superfície) é posicionada intracavidade dentro do feixe e inclinada num certo ângulo. Este ângulo determina o intervalo espectral livre (free spectral range FSR, ver equação 90) e ajusta, portanto, o espaçamento entre os modos ressonantes do etalon. Num determinado ângulo, o pico do ganho encontra-se numa antirressonância e os laterais numa ressonância do FP. Portanto, as laterais experimentam uma transmissão maior enquanto as frequências centrais sofrem mais perdas devido à reflexão (antirressonante) pelo FP. As referências que utilizam um etalon antirressonante dentro da cavidade, calculam a espessura do etalon de forma que o FSR seja igual a largura (FWHM) da banda de fluorescência. A

refletividade dos "coatings" do etalon é calculado de forma que a variação máxima da transmissão do FP seja aproximadamente igual ao ganho do meio ativo.

$$FSR=c/(2nd) \quad (90)$$

A teoria não explica de que maneira é feito o ajuste de fase entre a antiressonância do FP e o pico do ganho. Assume-se, portanto, que, inclinando a lâmina, ajuste-se ao mesmo tempo o FSR e a fase, sendo que a fase é determinada por meio da posição da lâmina dentro da onda estacionária do ressonador. A aproximação na equação (90) é válida para refletividades altas, quando a ressonância do FP é fina (finesse alta) e a antiressonância larga, o que não é o caso nos etalons utilizados ($R=2.5-4\%$). Apesar da imprecisão da teoria, observou-se uma diminuição da largura de pulso de até 2.5 vezes.

É importante destacar que a diferença fundamental observada no FGM é o aparecimento da fase prevista na equação (85). Isto mostra claramente que, ao contrário da técnica de etalon intracavidade, na técnica de FGM trata-se de cavidades acopladas, onde as duas cavidades são sobrepostas espacialmente.

3. Para correlacionar a largura espectral do ganho líquido achatado à duração temporal do pulso, precisa-se de uma relação entre a largura espectral do pulso a meia altura (FWHM) e da largura espectral na base. Matematicamente, esta relação deverá ser representada por meio de um fator de proporcionalidade dependente da forma de linha do espectro do pulso. A máxima largura espectral na base do pulso é aproximadamente igual ao intervalo espectral do ganho líquido unitário. Assim, conhecendo a relação acima, obtém-se para pulsos limitados pela transformada de Fourier (ver seção 2.2), onde a relação entre largura espectral (FWHM) e largura temporal (FWHM) é conhecida, a mínima duração temporal em função do ganho achatado.

Outra relação, que ainda não representamos quantitativamente, deverá definir a tolerância máxima permitida no ajuste entre ganho invertido e refletividade efetiva. Fizemos algumas conclusões preliminares nesse sentido, na presença de automodulação de fase (ver seção 2.7.2).

3 ADDITIVE PULSE MODE LOCKING

3.1 Introdução

Com o advento do APM (vide cap.2.5), surgiu pela primeira vez uma técnica que permitiu a geração de pulsos ultracurtos, limitados somente pela transformada de Fourier da largura espectral da banda do meio ativo, em lasers com baixa secção de choque de emissão, tais como Nd:YAG e Nd:YLF. Esta técnica foi implantada no nosso laboratório e aplicada a um laser comercial de Nd:YAG, bombeado por lâmpada. O laser é descrito detalhadamente no item 4.1.

3.2 Arranjo experimental

O arranjo experimental do regime de travamento de modos por APM consiste em um ressonador principal, que contém o meio de ganho (o cristal de Nd:YAG) e um ramo de controle (ver figura 3-1). O ramo de controle contém

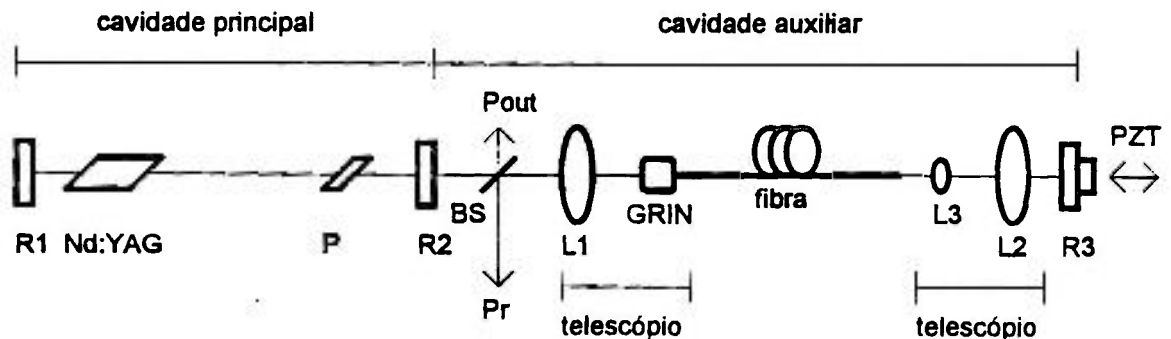


Fig 3-1: Esquema do arranjo óptico do APM. R1 e R3 são espelhos altamente refletor, R2 é o espelho intermediário ($R=88\%$), P o polarizador (janela de Brewster), BS o divisor de feixe ($R\sim 7\%$), a lente L1 e a lente GRIN formam o telescópio de injeção e as lentes L2 e L3 formam um telescópio para facilitar a retroinjeção do feixe. O ajuste interferométrico das duas cavidades é efetuado através de um elemento piezoelétrico montado atrás do espelho R3. P_{out} é a potência de saída e P_r a potência refletida pela cavidade auxiliar.

uma fibra ótica monomodo, a ótica de injeção e a da retro alimentação. O feixe é assim transmitido através da fibra, sendo então refletido pelo espelho de fundo, retomando à fibra ótica e, posteriormente, ao laser principal.

O comprimento relativo entre as duas cavidades é ajustado por meio de um micrômetro (ajuste grosso) em conjunto com um elemento piezoelétrico (ajuste fino, ver seção 3.3).

Durante este experimento, foram testados vários arranjos óticos, principalmente devido a problemas associados com a injeção do modo espacial do laser na fibra ótica. O laser de Nd:YAG é um laser de alta potência, o que torna problemática a injeção do feixe dentro da fibra. Para potências acima de 1 Watt existe o risco de queimar a fibra. De outro lado, a injeção está associada a perdas de intensidade em torno de 50%, de modo que depois de uma volta pela cavidade auxiliar (ver figura 3-1), a amplitude do campo acumula uma perda total da ordem de no mínimo 80% - 90%. É evidente que, somente com uma cautelosa otimização do arranjo ótico, permite-se que ainda exista algum sinal para produzir interferência no espelho intermediário (seção 2.5).

No primeiro arranjo, a fibra ótica foi assentada em cima de um espelho altamente refletor para $\lambda = 1,06\mu\text{m}$ (comprimento de onda de emissão do laser de Nd:YAG), com uma gota de "index-matching fluid" (espelho R_3). Devido ao pequeno diâmetro do feixe em cima do espelho (a fibra monomodo tem um diâmetro do núcleo igual a $5\mu\text{m}$, de forma que permite somente a oscilação do modo de ordem mais baixa, o modo TEM_{00}), o "coating" do espelho queima mesmo quando se utiliza potências na faixa de centenas de miliwatts.

Um outro arranjo testado utilizou uma configuração do tipo "olho de gato" (veja figura 3-2), onde o espelho de retroinjeção, com raio de curvatura r de 25mm, foi montado em cima de um "gimbal mount" com 0,1 segundo de arco de resolução. Nesta técnica, o espelho encontra-se a uma distância da fibra de aproximadamente r . Esta distância não pode variar mais do que um comprimento de Rayleigh (parâmetro que depende do diâmetro do feixe e designa a região onde o feixe é essencialmente plano [69], que é $30\mu\text{m}$ para a nossa fibra) para garantir que o feixe retrorefletido tenha o modo espacial casado com o diâmetro da fibra. O alinhamento desta configuração é muito difícil e requer um suporte de espelho com sensibilidade ainda maior do que o nosso. Portanto, qualquer choque mecânico é capaz de tirar o arranjo da posição otimizada e a estabilidade de longo termo é comprometida.

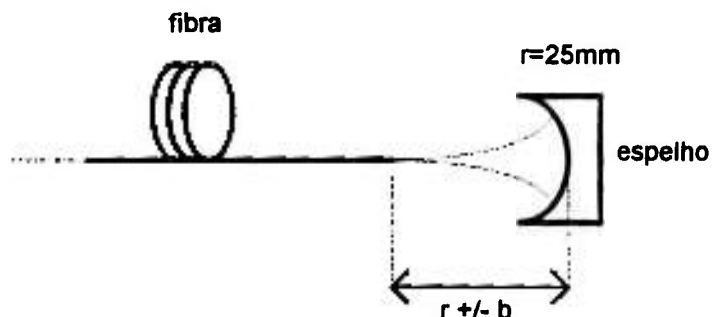


Fig.3-2: Configuração "olho de gato". A distância entre a fibra e o espelho retroinjetor pode variar no máximo dentro de duas vezes o comprimento de Rayleigh.

O arranjo de retroinjeção adotado é mostrado na figura 3-1 e tem a grande vantagem que, devido ao telescópio formado pelas lentes L3 e L2, o feixe é magnificado e, portanto, a região no espelho R3, onde o feixe é essencialmente plano, é da ordem de centímetros. Assim a retroinjeção torna-se fácil, com perdas entre 10% e 20% somente. O tamanho do comprimento de Rayleigh permite que, neste arranjo, utilize-se o espelho R3 para ajustar o comprimento relativo entre as duas cavidades.

A lente GRIN (Graded Index lens) possui um índice de refração radialmente progressivo desde a borda até o centro, permitindo uma focalização do feixe em poucos milímetros, o que reduz as perdas na injeção para 20 a 30 %. Utilizamos uma lente GRIN de 0.23 pitch, que tem dimensões de 4.2 mm de comprimento por 2 mm de diâmetro e cria um foco a uma distância de 0.2 mm da sua face. Seu comprimento focal efetivo é 1.95 mm (calculado).

Ajustando-se a fase relativa entre as duas cavidades, sem a fibra na cavidade auxiliar, nota-se uma variação na potência de saída mostrada na figura 3-3. Essa variação é devida à mudança de refletividade efetiva, conforme a equação (65) ($\Phi = 0$).

Para manter fixa a fase relativa entre duas cavidades de 150cm, é necessária uma boa estabilidade mecânica. Observou-se que a fase relativa

percorre oscilações de π ($\lambda/2$) com uma frequência de alguns Hertz e, portanto, a refletividade efetiva varia entre máximos e mínimos. As oscilações são provenientes de vibrações mecânicas da mesa e de outras vibrações causadas pelo circuito de água pressurizada que refrigera o bastão laser, como foi verificado com um medidor de vibração (acelerômetro).

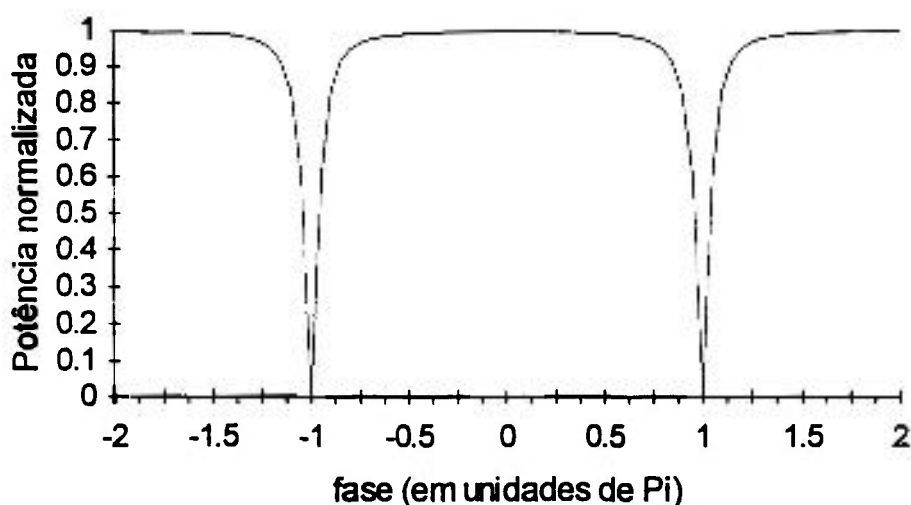


Fig.3-3: Potência de saída em função da fase relativa (ver também figura 3-1).
 $\phi = 0$ corresponde ao ajuste na antiressonância, quando a refletividade efetiva é máxima e, portanto, a potência de saída mínima.

Fixando-se todos os componentes óticos, exceto a cavidade de refrigeração do bastão laser, em cima de uma barra de aço com baixo coeficiente de dilatação térmica (INVAR), conseguiu-se melhorar a estabilidade consideravelmente. Outro procedimento realizado consistiu em estabilizar o circuito de refrigeração da seguinte forma: absorveu-se os choques de pressão da água, introduzindo uma caixa pesada de aço inox entre as mangueiras que conduzem a água até o bastão. Com todas estas medidas, as oscilações de fase reduziram durante alguns segundos para menos que π , o que significa variações relativas abaixo de $1/2 \mu\text{m}$ no caso do Nd:YAG ($\lambda=1.06\mu\text{m}$), num comprimento total de 3m do ressonador acoplado. Para conseguir-se estabilidade maior e a longo termo, é necessária uma estabilização ativa, além da passiva.

3.3 Sistema "phase locked loop" de controle da fase

A cada 2π radianos de variação de fase, existe apenas um intervalo de $\pi/2$ que produz a interferência necessária para gerar APM (seção 2.5) e apenas para $\phi = -\pi/2$ consegue-se os pulsos mais curtos. Precisa-se então de uma estabilidade melhor do que $\lambda/8$ ($\sim 130\text{nm}$) em comprimento ou $\pi/4$ em fase. Esta estabilidade pode ser obtida com um circuito eletrônico (figura 3-4) que atua em cima de um elemento piezoelétrico, acoplado ao espelho de fundo da cavidade auxiliar. A maneira de controlar a fase relativa entre os ressonadores é utilizar a medida de potência de saída do laser, que é dependente da fase, conforme a expressão (65). Com um detector de germânio, analisa-se o sinal de retorno da fibra, Pr (veja figura 3-1). Se a potência sobe acima de um nível desejado, o PZT diminui ou aumenta o comprimento da cavidade auxiliar, conforme o posicionamento da chave do circuito, de maneira que a mudança na refletividade induzida pelo PZT, force a potência a retomar o antigo valor.

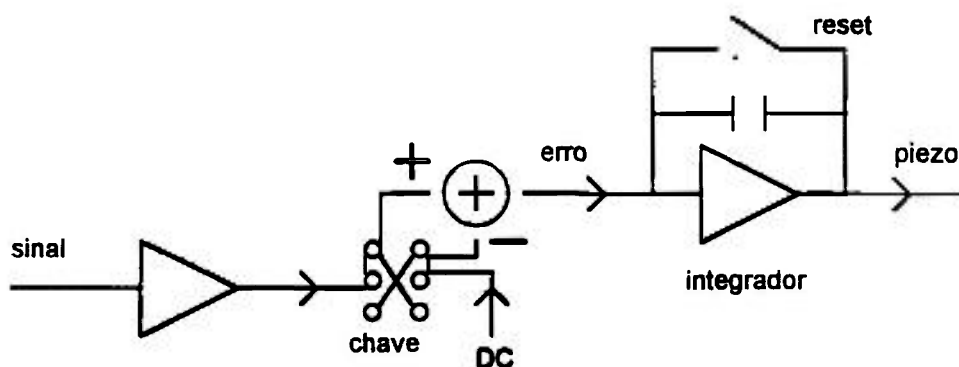


Fig.3-4: Esquema simplificado do circuito de controle: A chave seleciona entre adição e subtração do sinal amplificado ao sinal DC (o sinal DC ajusta a fase relativa entre as duas cavidades). O sinal de erro assim gerado passa por um integrador para ajustar o atraso do sistema eletrônico com a resposta do sistema ótico. O "reset" posiciona o PZT no centro de seu intervalo de atuação, depois que este atingiu o limite de expansão.

É claro que o tempo de resposta do circuito é bem inferior ao tempo de voo da cavidade, de forma que este não atua sobre os pulsos "mode-locked". É importante que a resposta seja mais lenta que o tempo necessário para a formação do regime de travamento de modos, mas rápida o suficiente para responder às flutuações mecânicas do ressonador (tipicamente para o nosso caso, inferior a 150Hz).

3.4 *Resultados experimentais do regime de APM*

Aumentando-se a potência dentro da fibra acima de 1.2 Watts e ajustando-se a fase relativa entre as cavidades, blocos de pulsos "mode-locked" com duração de até 20 milissegundos (ver foto 3-5), sem estabilização ativa. Esses blocos caracterizam-se por um aumento da amplitude da potência de saída do laser, com grande estabilidade de potência média. Em seguida, ajustou-se o nível DC e a amplificação do sinal do circuito eletrônico de modo que aparecessem cada vez mais blocos, até que se abrangesse toda a faixa temporal medida. O ajuste do nível DC é crítico e a estabilização se dá somente quando o laser principal apresenta flutuações de potência inferiores a uma pequena percentagem.

Obteve-se o regime "mode-locked", autoiniciante, por no máximo meia hora. Geralmente, depois de poucos minutos, as perdas do acoplamento ótico aumentavam devido à instabilidade mecânica de longo termo, que desalinhava o sistema ótico, ou devido a um dano na superfície da fibra. Devido a esse problema, mediu-se a duração dos pulsos ultracurtos com um autocorrelador não colinear, sem que se conseguisse estabilizar o regime durante o tempo de medida. Assumindo-se uma envoltória gaussiana, os pulsos têm duração temporal na ordem de 10 picosegundos, conforme medida feita com osciloscópio "sampling" (Tektronix CSA 803) e fotodetector "PIN" (Opto-electronics Inc. PD50, tempo de subida 35ps).

Calcula-se a largura temporal dos pulsos na figura (3-6) da seguinte maneira: o tempo t^2 observado é a soma quadrática da resposta do sistema e da duração à meia altura (real) do pulso (FWHM). Como a largura observada foi de 65 ps e a resposta do sistema é de 62 ps, a largura temporal real é de 19 ps.

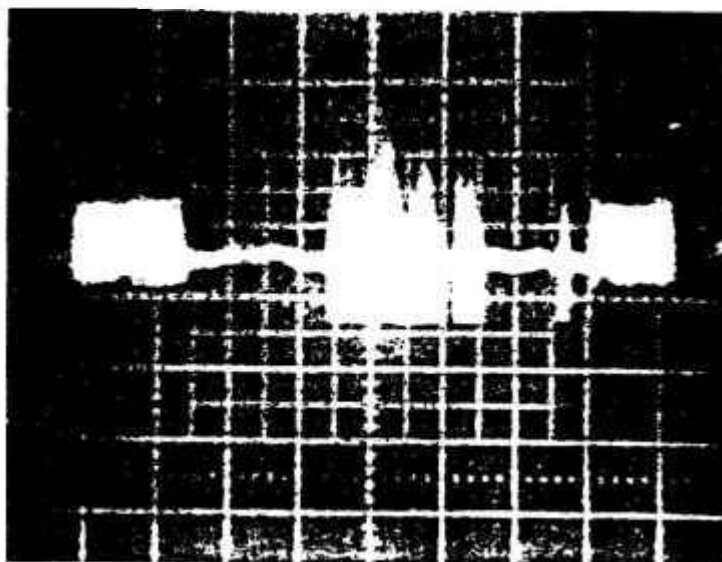


Fig.3-5: Foto da tela do osciloscópio mostrando a variação temporal do sinal de potência do laser. Escala de 5 ms/div. Detetor PIN com tempo de subida de 100ps e osciloscópio de 500MHz (Tektronics). Os blocos retangulares, situados à esquerda e à direita da região central da foto, representam o travamento de modos.

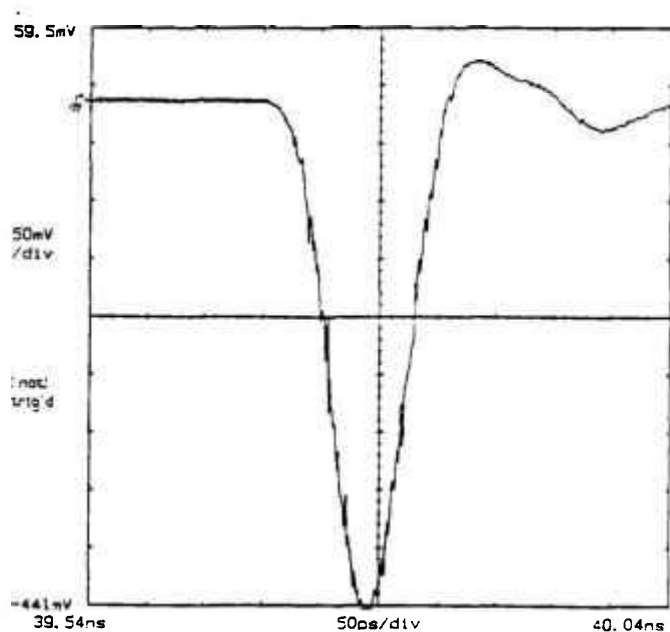


Fig.3-6: Traço do pulso no regime de APM no osciloscópio de varredura. O tempo medido corresponde a uma largura temporal do pulso de 19ps.

3.5 Conclusões

O tempo necessário para a implementação da técnica de APM no nosso laboratório foi longo: cerca de dois anos. Conforme o que foi exposto nas seções anteriores, a técnica requer componentes óticos e arranjos mecânicos de alta precisão, como também estabilização ativa e passiva. O alinhamento da cavidade auxiliar precisa ser otimizado continuamente para não perder o pouco da potência retroinjetada na cavidade principal, que sobra depois de uma volta na cavidade auxiliar. Isto é válido especialmente no caso do Nd:YAG que tem banda de emissão estreita (1000GHz) e, portanto, necessita de uma refletividade efetiva bastante acentuada para gerar ganho suficiente para as frequências laterais (ver equação 13). Como a variação da refletividade efetiva diminui com o aumento das perdas (equação 65), não foi possível introduzir um divisor de feixe com mais de 10% de refletividade por passo. Portanto, a fração de potência extraída é baixa e a eficiência deste arranjo é pobre.

No caso do laser de Nd:YAG bombeado por lâmpada, as flutuações de potência devido às flutuações da lâmpada de bombeio são suficientes para introduzir variações na potência utilizada pelo sistema de controle, que tenta compensar essa variação por uma alteração na fase dentro da cavidade, destruindo o regime ótimo de operação. Utilizando-se um divisor de feixe com refletividade de 2,5% por superfície, pôde-se observar a estabilização do regime por 30 minutos. Quando a refletividade do divisor do feixe foi aumentada para 10%, notou-se que a excursão da potência de saída (que também é utilizada para alimentar o circuito eletrônico de controle) era da mesma ordem de magnitude que as instabilidades intrínsecas do laser, devido à sensibilidade à fase. Esse efeito impossibilitou a estabilização do regime, com esse acoplamento. No caso de lasers bombeados por lasers de semicondutor, estas flutuações são muito menores e nesse caso o regime APM foi obtido com maior facilidade [78]. Em lasers com banda maior, especialmente centros de cor, o APM é um sucesso e está sendo utilizado em vários laboratórios do mundo [62-68].

4 FLAT GAIN MODE LOCKING

Inicialmente o laser de Nd:YAG foi otimizado para o aumento de sua potência de saída e de sua estabilidade. Após estes estágios utilizou-se o laser para estudar o regime de geração em cavidades acopladas.

4.1 OTIMIZAÇÃO DO LASER DE Nd:YAG

4.1.1 Introdução

O laser contínuo e "mode-locked" de Nd:YAG tem sido largamente empregado em experimentos de compressão de pulsos em fibra óticas e como fonte de bombeio para lasers centro de cor. Todas estas aplicações precisam de boa estabilidade e alta potência de saída no modo TEM₀₀. Apesar de ser um sistema importante e muito bem conhecido, só recentemente conseguiu-se aumentar a potência de saída e a estabilidade do modo fundamental TEM₀₀, sem a necessidade de incrementar também a potência de bombeio [151]. Devido à carga térmica dentro do bastão laser produzida pelo bombeio da lâmpada, forma-se uma lente no meio de ganho, devido à variação radial do "stress" termicamente induzido e do coeficiente fotoelástico não nulo do meio, cujo comprimento focal (f) varia com a corrente da lâmpada. Este efeito é conhecido como "lente térmica". Conseguiu-se alta estabilidade e potência de saída aumentando o volume do modo fundamental dentro do bastão laser e considerando as lentes térmicas induzidas. Apesar disso, configurações comerciais utilizam feixes de diâmetro pequeno para reduzir os efeitos de birefringência termicamente induzida [152] e de variações espaciais do modo. Ressonadores dedicados, com volume de modo grande, podem ser projetados para compensar alguns destes efeitos [153-156]. Magni et al. [157-160] demonstraram que qualquer ressonador com uma lente dinâmica interna, possui duas zonas de estabilidade. Estas zonas de estabilidade são determinadas por intervalos de valores para os parâmetros do ressonador (que são os raios de curvatura dos espelhos e o comprimento do ressonador) dentro dos quais o campo eletro-magnético se autoreproduz. Em cada zona de estabilidade existe um conjunto de parâmetros do ressonador que produz um campo auto-reprodutível que é insensível a pequenas mudanças no

comprimento focal da lente, f . No caso de uma lente termicamente induzida, isso significa um grande intervalo útil de potências de bombeio. Nestas zonas, o ressonador permanece estável e tem poucas flutuações na potência de saída. Magni et al. utilizaram uma única polarização do feixe dentro da cavidade para a sua otimização. Porém, existem duas lentes termicamente induzidas e dependentes da polarização dentro do bastão [152]. Assumindo-se uma simetria cilíndrica, para bombeio e refrigeração uniforme, distingui-se um comprimento focal para a polarização radial da luz (f_R) e um comprimento focal diferente para a polarização tangencial da luz (f_Φ). Definindo-se o parâmetro α como :

$$\alpha = f_\Phi / f_R \quad (4-1)$$

pode-se calcular α considerando os coeficientes fotoelásticos apropriados do Nd:YAG. O valor teórico de α é 1.2; os valores experimentais obtidos na literatura estão entre 1.35 e 1.5 [152].

4.1.2 Análise da lente térmica

O laser investigado é um modelo comercial [161], polarizado com uma placa de quartzo em ângulo de Brewster. O bastão é um cristal de Nd:YAG, com dimensões 4x78mm, bombeado por uma única lâmpada. Bastão e lâmpada encontram-se nos dois centros de focalização de uma cavidade elíptica, revestida de ouro e com o eixo maior no plano horizontal.

Para medir os comprimentos focais, dependentes da polarização e da direção, foram introduzidas duas pequenas fendas retangulares, alinhadas, em frente ao bastão. Existem duas razões para a utilização de duas fendas: evitar a região central do bastão, onde todos os focos coincidem, e permitir a determinação com precisão do foco que se encontra no cruzamento dos dois feixes transmitidos pelas fendas.

Utilizou-se o feixe expandido de um laser de He-Ne, colimado e polarizado, que ilumina uniformemente toda área das fendas. Quando a polarização do He-Ne está na mesma direção que as fendas, mede-se a lente térmica para a polarização radial; quando a polarização está perpendicular à direção das fendas, mede-se a polarização tangencial, conforme mostrado na figura 4.1-1.

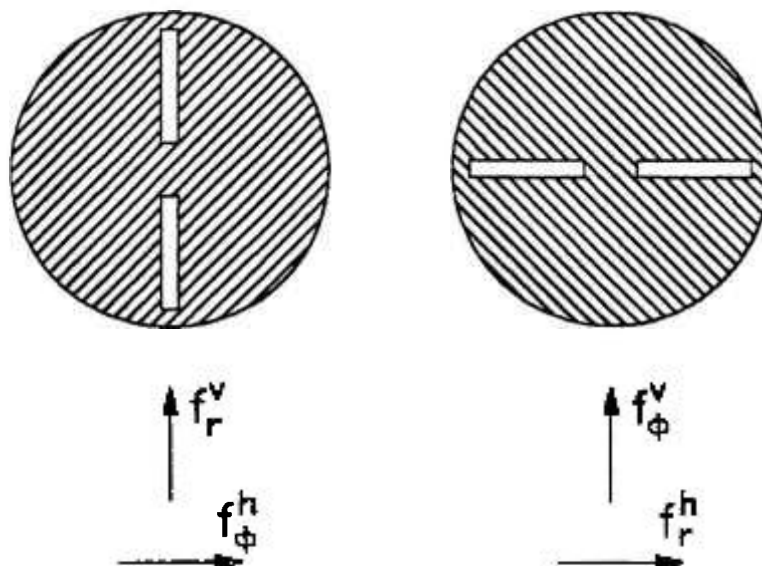


Fig.4.1-1: Aberturas retangulares utilizadas para medir os comprimentos focais f_ϕ e f_R para as direções de polarização horizontal (h) e vertical (v) do feixe de He-Ne. A lâmpada e o bastão encontram-se no plano horizontal.

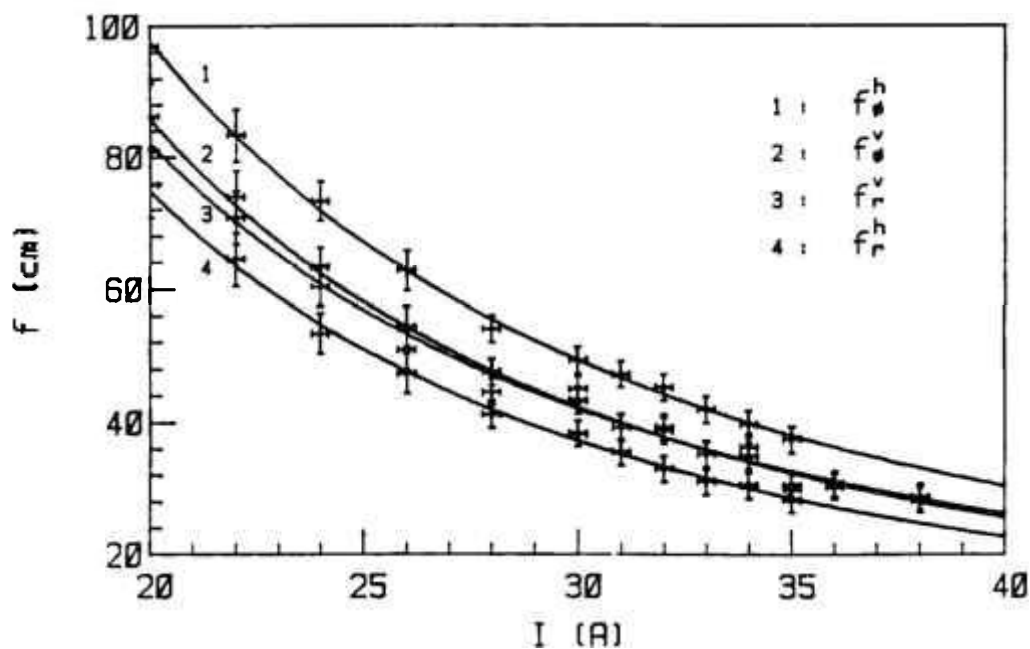


Fig. 4.1-2: Distâncias focais para diferentes polarizações em função da corrente da lâmpada. A voltagem da lâmpada é 127V.

Os resultados das medidas de lente térmica em diferentes potências de bombeio encontram-se na figura 4.1-2.

Vê-se claramente que existem quatro curvas diferentes em vez das duas esperadas, mostrando uma assimetria do perfil geométrico do índice de refração induzido. Sabe-se que bombeio não uniforme resulta em uma focalização não uniforme. Assim, espera-se um gradiente de índice maior na direção horizontal devido à maior proximidade do bastão à lâmpada. Os comprimentos focais dos componentes de polarização estão correlacionados por uma função da corrente da lâmpada, $\beta(I)$. Portanto, temos :

$$f_R^V = \beta(I) \times f_R^H \quad (4-2)$$

$$f_\Phi^H = \beta(I) \times f_\Phi^V \quad (4-3)$$

Combinando os efeitos da simetria axial da birefringência, α , e da não uniformidade do gradiente térmico, pode-se explicar a diferença observada entre os fatores, correlacionando f_Φ e f_R na polarização horizontal e vertical (equação 4-1). Combinando-se as equações (4-1), (4-2) e (4-3) tem-se :

$$f_\Phi^H = \alpha \times \beta(I) \times f_R^H \quad (4-4)$$

$$f_\Phi^V = \frac{\alpha}{\beta(I)} \times f_R^V \quad (4-5)$$

Analisando a figura 4.1-2, nota-se que f_Φ^V e f_R^V têm aproximadamente os mesmos valores para correntes de lâmpada entre 28A e 38A. Para a polarização horizontal, mediu-se uma razão entre f_Φ^H e f_R^H de 1,35. Portanto, $\alpha = \beta$ e $\alpha \times \beta = 1,35$ para correntes de lâmpada neste intervalo resultando num valor de α de 1,18. O valor obtido para α está em boa concordância com o valor teórico de $\alpha = 1,2$, o que não tinha sido obtido anteriormente.

4.1.3 Otimização do ressonador

É conhecido que o tamanho do modo TEM_{00} dentro do bastão, w_3 , é uma função dos seguintes parâmetros (veja figura 4.1-3): L_1 , que é a distância entre o espelho *de fundo* e o bastão, L_2 , que é a distância entre o espelho *de saída* e o bastão e R_1 e R_2 , que são os raios de curvatura dos espelhos de fundo e de saída; e os comprimentos focais $f_{R,\Phi}$, de acordo com a equação (4-6) :

$$w_3(R_1, R_2, L_1, L_2, f_{R,\Phi}) = \hat{w}_3 \quad (4-6)$$

Impondo-se que a variação termicamente induzida do modo TEM_{00} dentro do bastão seja mínima, obtém-se a seguinte condição de contorno :

$$\frac{\partial}{\partial f_{R,\Phi}} w_3(R_1, R_2, L_1, L_2, f_{R,\Phi}) = 0 \quad (4-7)$$

O laser permanece estável dentro de um grande intervalo centrado na lente térmica fixada :

$$f_{R,\Phi} = \hat{f}_{R,\Phi} \quad (4-8)$$

Em geral, impõe-se um comprimento total do ressonador fixo :

$$L_1 + L_2 = \hat{L} \quad (4-9)$$

ou dá-se preferência a um conjunto disponível de espelhos com:

$$R_1 = \hat{R}_1 \quad (4-10)$$

$$R_2 = \hat{R}_2 \quad (4-11)$$

onde $\hat{w}_3, \hat{f}_R, \hat{f}_\phi, \hat{R}_1, \hat{R}_2, \hat{L}$ são os parâmetros escolhidos do laser. Em geral, encontra-se um compromisso satisfatório entre (4-9), (4-10), e (4-11) como será demonstrado pelas nossas configurações.

Outro parâmetro utilizado para configurar o ressonador é a sensibilidade de desalinhamento, $S(R_1, R_2, L_1, L_2, f)$. Este parâmetro é definido na referência [157]. Pequenos valores de S correspondem a uma alta estabilidade mecânica.

Para se obter um perfil de feixe limpo e circular, é aconselhável utilizar razões entre o diâmetro do bastão e do modo TEM₀₀ (w_3) da ordem de $2,0 < r/w_3 < 2,2$, no intervalo escolhido da potência de bombeio. Estes valores foram encontrados experimentalmente testando várias configurações de ressonadores. A razão acima evita que modos de mais alta ordem entrem em oscilação e também minimiza os efeitos da depolarização devido à birrefringência, que distorce o perfil do feixe, assim como limita os efeitos de difração do feixe pela abertura apresentada pelo bastão. Este efeito é mais pronunciado quanto mais longe o feixe estiver do centro do bastão. Devido à presença de um elemento polarizador dentro do ressonador (janela de Brewster), quanto maior for o modo dentro do bastão, maiores serão as perdas internas [152]. Portanto, existe um equilíbrio entre o tamanho máximo do modo e as perdas dependentes da polarização.

4.1.4 Configuração e caracterização do laser

A polarização vertical apresenta os mesmos valores para os comprimentos focais tangencial e radial, (f_ϕ^V e f_R^V), conforme mostrado na figura 4.1-2. Assim, pode-se facilmente otimizar o laser, sem a necessidade de compensar efeitos de astigmatismo. Um esquema geral da configuração do laser otimizado é mostrado na figura 4.1-3 :

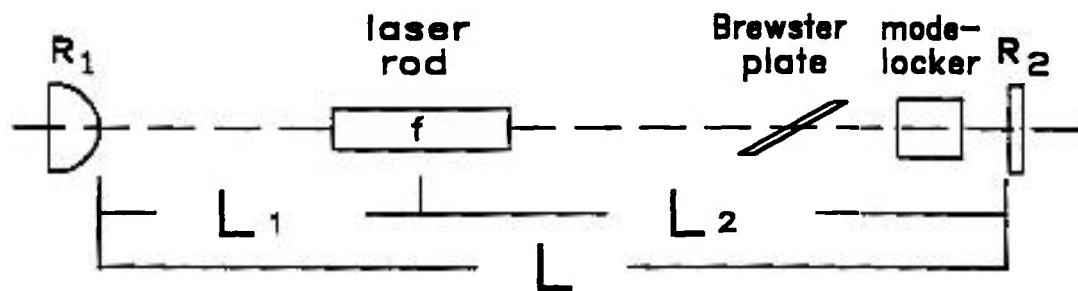


Fig.4.1-3: Esquema do ressonador mostrando as distâncias relativas entre os espelhos e o bastão laser. Estes são os parâmetros utilizados para a otimização de alta potência.

O comprimento efetivo da cavidade é $L=150\text{cm}$ (frequência de operação do modulador acústico-ótico 49.95MHz). O ressonador foi otimizado para um comprimento focal de 40cm , o que corresponde a uma corrente de 31 A na lâmpada (veja figura 4.1-2). O espelho de fundo tem raio de curvatura de $R_1 = 40\text{ cm}$, altamente refletor, e o espelho de saída é plano com transmissão de 12% . A distância L_1 é 54.5cm . A otimização em correntes mais altas é possível utilizando-se um outro conjunto de espelhos.

A figura 4.1-4 mostra a potência c.w. como função da corrente da lâmpada para a configuração completa, i.e., com modulador acústico-ótico intracavidade [162]. O desvio observado entre a corrente ótima esperada (31A) e a obtida (33A) pode ser justificado por de uma escolha não otimizada da razão r/w para esta polarização. No regime de travamento de modos, mediu-se uma potência média de saída de 13 W . Os pulsos mode-locked foram monitorados com um fotodiodo de alta velocidade [163] (tempo de subida 35 ps), acoplado a um osciloscópio de amostragem "sampling" [164] e medidos com autocorrelador "background-free" construído no nosso laboratório. O traço de autocorrelação, correspondendo a 9 W de potência de pico, encontra-se na figura 4.1-5. Assumindo-se um perfil gaussiano, a duração do pulso é de 56 ps . Diminuindo-se a potência de RF no modulador acústico-ótico, a potência de saída e a largura temporal do pulso aumentaram para 12 W e 100 ps , respectivamente. A menor duração medida foi de 50 ps ; entretanto, a potência de RF necessária ($> 5\text{ W}$) foi além da capacidade do dispositivo. O desempenho típico diário é de 9 W , 60 ps com flutuações de pico a pico menores do que 3% em 33 A de corrente na lâmpada. Sem modulador acústico-ótico, a potência c.w. de saída foi de 15 W [165].

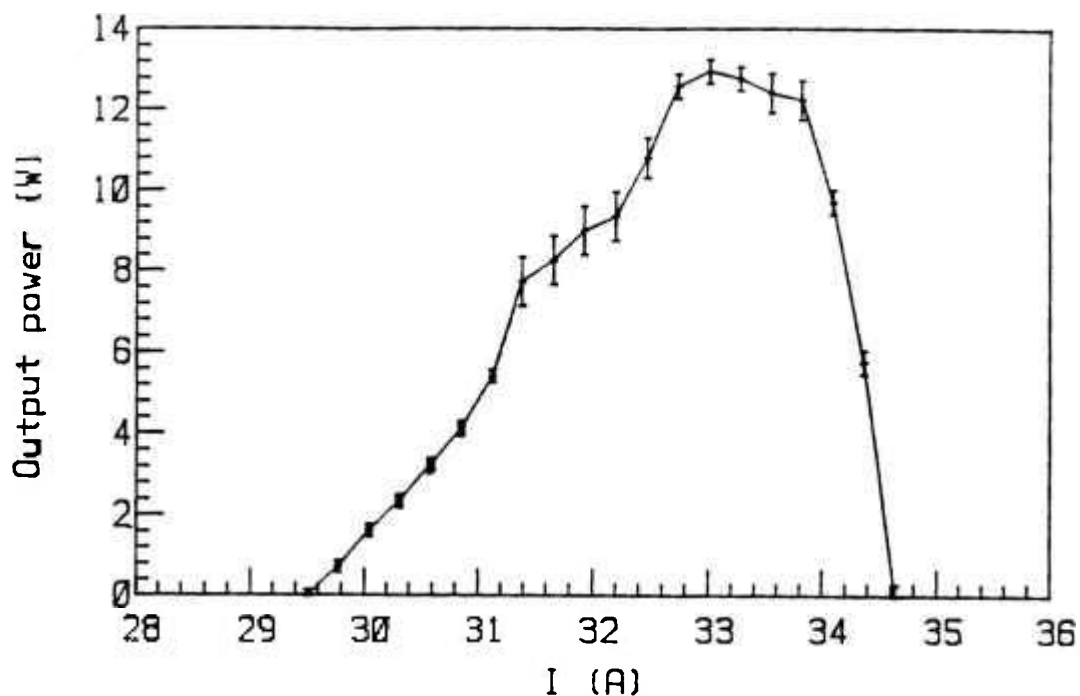


Fig.4.1-4: Potência de saída da configuração otimizada na polarização vertical em função da corrente da lâmpada para um comprimento efetivo do ressonador de 150 cm. As barras de erro indicam as flutuações observadas.

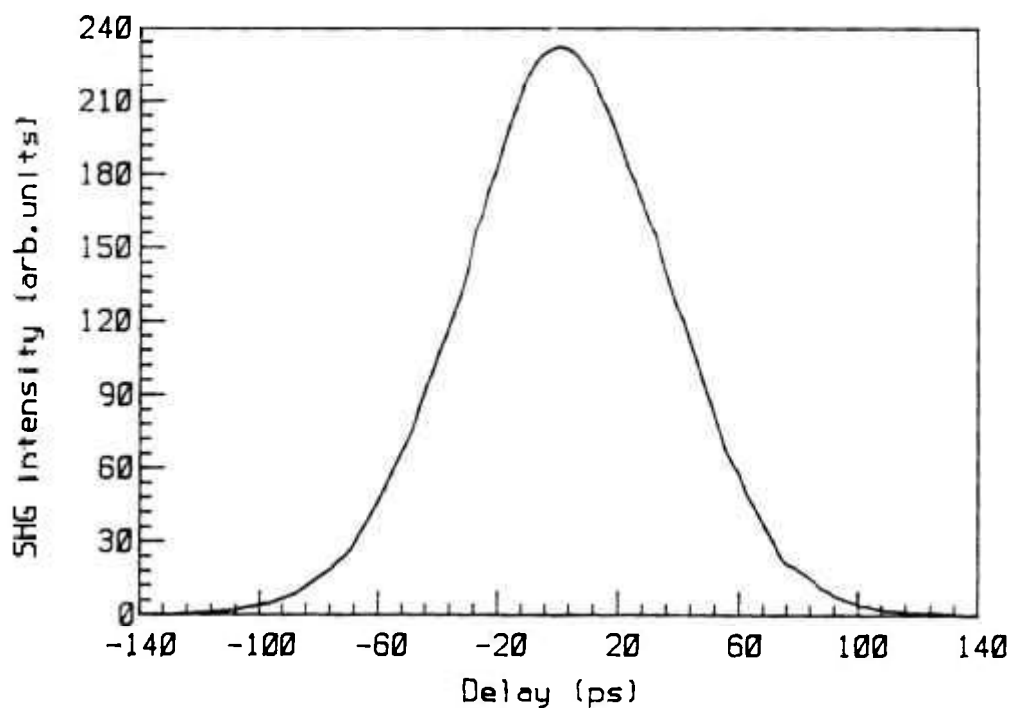


Fig.4.1-5: Traço de autocorrelação SHG, "background-free" do pulso mode-locked. Assumindo-se um pulso gaussiano, obteve-se uma largura à meia altura de 56 ps.

O laser também foi otimizado para em correntes de bombeio mais altas, onde obteve-se 22W de potência c.w. no modo TEM_{00} , para 35 A. Isto significa um aumento de mais de quatro vezes sobre a potência de saída para a configuração original, comercial. Outras configurações para a polarização horizontal, onde se precisa compensar duas distâncias focais diferentes (ou seja, astigmatismo) também foram investigadas, resultando numa potência de saída máxima de 15W c.w. no modo TEM_{00} (veja figura 4.1-6). As configurações e dados experimentais encontram-se na referência [166].

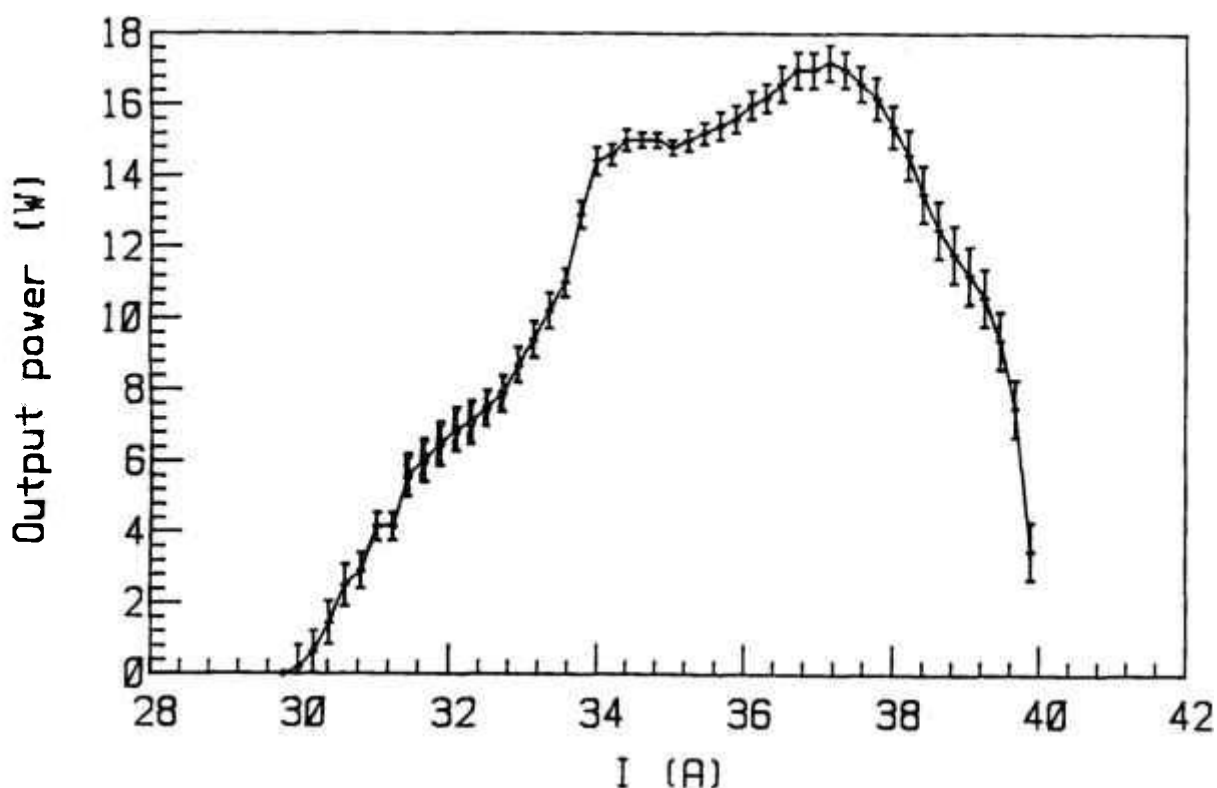


Fig.4.1-6: Potência de saída da configuração otimizada na polarização horizontal em função da corrente da lâmpada para um comprimento efetivo do ressonador de 117.6 cm. O segundo pico em 38 Ampères não é otimizado e deve-se a uma escolha não ótima do espelho de fundo. As barras de erro indicam as flutuações observadas.

4.2 FGM com duas cavidades sobrepostas espacialmente

O arranjo experimental, utilizado nesta experiência, é aquele descrito na seção 2.7.1. Utilizou-se como laser o Nd:YAG no regime mode-locked, operando numa frequência de 98.27 MHz. A configuração do laser é basicamente a mesma de seção 4 (fig.4.1-3) sendo que o modulador acústico (AOM) foi colocado em frente do espelho de fundo do ressonador. Devido à forte divergência do feixe nesta região foi necessário aumentar o braço L_1 do laser para compensar a refração introduzida pelo AOM (fig.4.2-1). Nessa condição, o laser no regime de travamento de modos ativo gerava pulsos de 85 ps de duração. O espelho R possui uma boa camada antirefletora na superfície do lado voltada para o meio ativo, para não introduzir perdas desnecessariamente. Utilizou-se, portanto, uma lâmina que tinha nos dois lados uma camada antirefletora com uma transmissão total de 99.5%. Esta lâmina introduz uma variação total na refletividade efetiva (equação 81) de 3%.

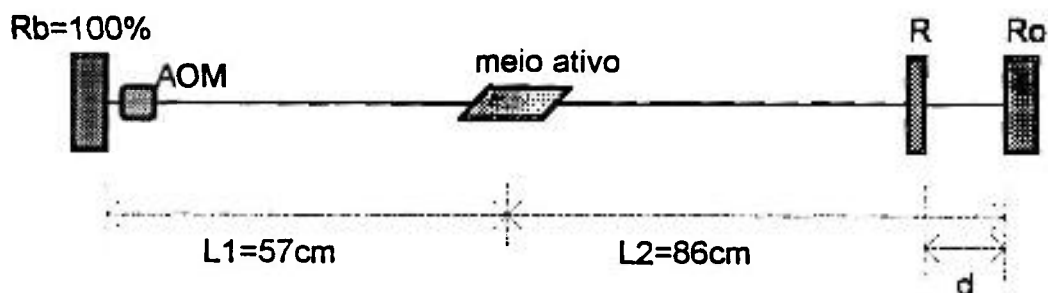


Fig.4.2-1: Esquema de cavidades acopladas. A cavidade principal é composta pelos espelhos Rb e Ro, a cavidade auxiliar pelos espelhos Ro e R. O espelho R tem camadas antirefletoras nos dois lados ($R=0.25\%$ por lado) e o espelho Ro tem 12% de transmissão.

A escolha da refletividade de R, na face voltada para Ro, é determinada pela condição que o mínimo da refletividade efetiva seja igual ao máximo do ganho invertido (ver equação 88). Se o ganho for grande, a profundidade de modulação utilizada é também grande. Neste caso, o ganho líquido é plano durante o maior intervalo (seção 2.7.1) o que permite que um maior número de

frequências oscilem. Portanto, pode-se conseguir uma menor duração dos pulsos com um ganho maior.

Como no nosso caso a refletividade já era prefixada (0.25%), o melhor ganho foi determinado experimentalmente. Devido à pequena profundidade de modulação, não é vantajoso trabalhar com um ganho grande. Uma vez que o limiar é atingido, o ganho satura (equação 71) e a profundidade de modulação não aumenta mais. Como o nosso ressonador utiliza "mode-filling" (seção 4.1) um aumento do ganho resulta em maior volume de modo dentro do bastão, o que introduz perdas maiores e indesejáveis. Além disso, o melhor ajuste entre a refletividade efetiva e o ganho invertido (ver seção 2.7) em geral acontece para perdas menores, como foi verificado por meio de simulações numéricas. Fizemos, portanto, uma varredura da corrente da lâmpada, e determinou-se a melhor relação entre as perdas e o ganho através da potência de bombeio. Quando esta relação é atingida, observa-se grande modulação da duração temporal dos pulsos em função da fase relativa entre as duas cavidades. Esta fase é ajustada através de uma cerâmica transdutora (PZT) sobre a qual é montada o espelho R. Para o controle da fase relativa utilizou-se o circuito eletrônico de estabilização ativa, descrito em detalhe no cap. 3, não iterativamente (sem o mecanismo de "loop" fechado), mas somente para aplicar uma tensão DC ao PZT.

O espaçamento d entre as duas cavidades foi calculado por meio de um ajuste da refletividade efetiva (equação 89) com o ganho invertido obtido acima. Determinou-se o valor de d experimentalmente, por meio de uma varredura no intervalo de $100\mu\text{m}$ até $500\mu\text{m}$, efetuando a cada $10\mu\text{m}$ o procedimento de varredura da potência da lâmpada descrito acima. Os resultados obtidos por essa varredura encontram-se na figura 4.2-2. O valor ótimo da distância de separação d entre os espelhos da cavidade acoplada é de $265.5\mu\text{m}$ e a corrente de lâmpada de bombeio é de 30.5 A.

De acordo com a teoria da seção 2.7.1 os pulsos mais curtos encontram-se na ressonância e os mais longos na antirressonância (ver figura 4.2-2). Mediu-se, na ressonância, com um osciloscópio de varredura e um detetor pin (ver figura 4.2-3), uma duração real (cálculo da duração real descrita na seção 3.4) de 51 ps na distância de separação ótima. Na mesma distância, mas com a fase ajustada para antirressonância, a duração dos pulsos é de 104 ps.

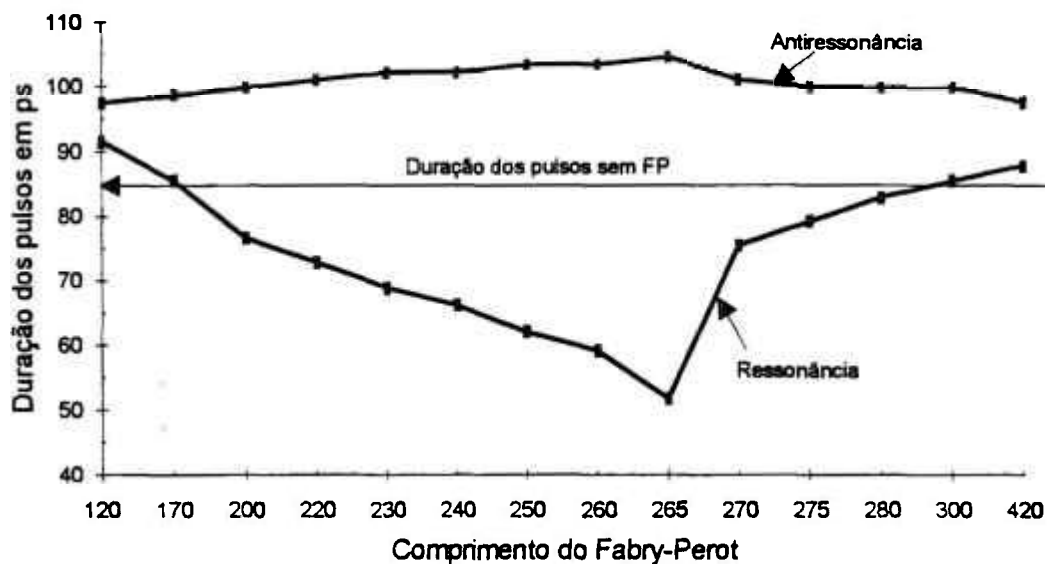


Fig.4.2-2: Duração dos pulsos em função do comprimento da cavidade acoplada, d , no intervalo de $120\mu\text{m}$ a $420\mu\text{m}$, com uma corrente de lâmpada de 30.5 A. A duração dos pulsos sem espelho intermediário é 85ps. Com o espelho intermediário existe um mínimo de 51ps para $d=265.5\mu\text{m}$ e uma fase relativa de zero (ressonância). A duração máxima dos pulsos é 104ps para $d=265.5\mu\text{m}$ e antirressonância.

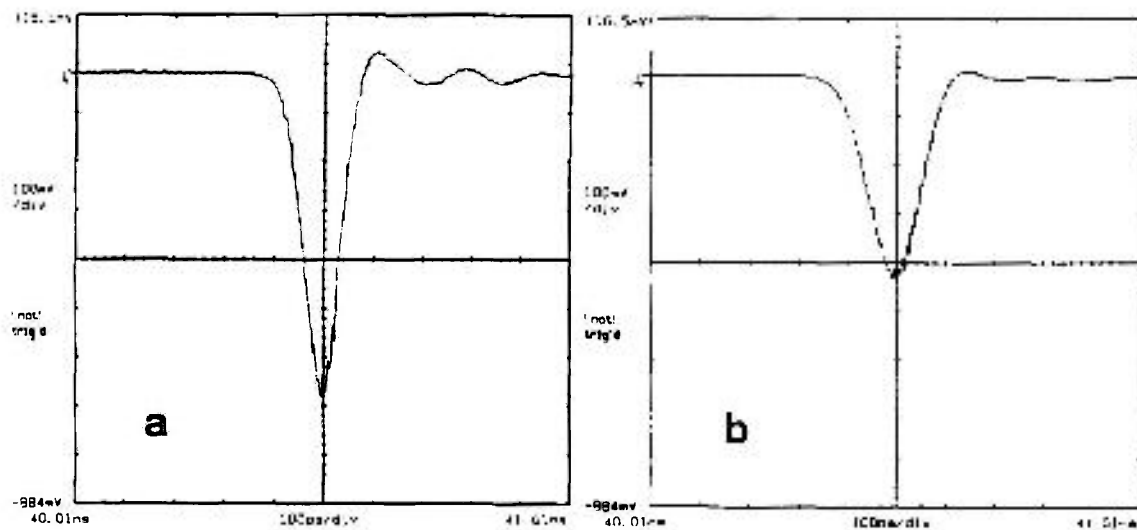


Fig.4.2-3: Medida temporal dos pulsos feita com osciloscópio sampling (Tektronix CSA803) e detetor pin (Opto-Electronics Inc. PD-50) para $d=265.5\mu\text{m}$. a): condição de ressonância, duração 51ps (FWHM). Fig. b): condição de antirressonância, duração 104ps (FWHM).

Comparou-se este resultado com os valores teóricos obtidos na seção 2.7.1.

Um pulso gaussiano, com duração temporal de 50 ps (FWHM) e limitado pela transformada de Fourier (equação 32), tem uma largura espectral de 8 GHz (FWHM). Na seção 2.7.1, determinou-se que o ganho líquido achatado, na simulação numérica deste experimento, tem 80GHz de largura espectral. Essa largura espectral é dez vezes maior do que o FWHM do pulso. Portanto, este fator dez é um limite superior para a relação entre o ganho líquido achatado e a largura a meia altura do espectro do pulso (ver seção 2.7.3).

Verificou-se experimentalmente que, quando d aumenta acima de $100\mu\text{m}$, o comprimento da cavidade principal tem que ser reajustado, diminuindo o comprimento total de aproximadamente $10\mu\text{m}$. Essa defasagem é teoricamente prevista na equação (85). Porém, a defasagem prevista pela equação (85) pode somente ser obtida por meio de um cálculo numérico complexo que ainda não foi efetuado. No nosso caso essa defasagem é pequena, porém espera-se que, no caso de maior profundidade de modulação (ver primeira simulação da seção 2.7.1), esta defasagem seja maior precisando ser determinada com precisão.

4.3 O laser de KCl:Ti⁰(1)

4.3.1 Parâmetros espectroscópicos

O meio laser ativo KCl:Ti⁰(1) consiste em uma rede cristalina de KCl com centros de átomos neutros de Ti em posições substitucionais aos cátions, perturbados pelo campo de uma vacância aniônica adjacente. Os centros apresentam uma banda de luminescência centrada em 1.52μm. Os estudos [167] das propriedades óticas do KCl:Ti⁰(1) mostraram que ele é um laser de quatro níveis, homogeneamente alargado, apresentando uma banda de absorção centrada em 1.04μm. Portanto, pode-se bombear o laser eficientemente com $\lambda = 1.064\mu\text{m}$, que é o comprimento de onda de emissão de Nd:YAG. A separação entre as bandas de absorção e emissão, chamada "Stokes shift", é suficientemente grande para que a autoabsorção seja desprezível.

Outros parâmetros espectroscópicos relevantes encontram-se na tabela abaixo:

Concentração dos centros	$N_{\text{tot}} \sim 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
Tempo de decaimento total	$\tau_2 = 1.6\mu\text{s}$
Secção de choque da emissão estimulada	$\sigma_{21} = 1.3 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$
Secção de choque da absorção	$\sigma_a = 5 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$
Intensidade de saturação	$I_s = 1.2 \cdot 10^{22} \text{ fótons/s.cm}^2$ $= \sim 9 \text{ KW/cm}^2$
largura da banda de luminescência	155nm

Tab.4.3-1: Parâmetros espectroscópicos do KCl:Ti⁰(1)

Assim, o laser é considerado um laser de ganho intermediário entre os lasers de corante e os lasers de terras raras (Nd). Para a ação laser, o cristal é

mantido à temperatura de nitrogênio líquido por duas razões : 1) o cristal perde os centros de cor, provavelmente devido à absorção do estado excitado; e 2) a eficiência total cai de um fator dezesseis devido ao alargamento das bandas de absorção e de emissão.

Os cristais de $\text{KCl:Ti}^{0(1)}$ são crescidos através do método Bridgman estático no nosso laboratório de crescimento [172] e irradiados com uma dose de 100 Mrad no acelerador de elétrons do IPEN. Antes ao uso laser os mesmos são fotoconvertidos no laboratório de ótica aplicada do IPEN durante aproximadamente 15 minutos a menos quarenta graus Celsius.

4.3.2 Câmara criogênica

Para se manter os cristais em baixas temperaturas e ainda possibilitar a rápida troca dos mesmos, foi utilizado um criostato que se divide em duas partes: a cavidade que contém o cristal e o reservatório de nitrogênio líquido (veja figura 4.3-1).

O dedo frio, que contém o cristal, consiste em um suporte de cobre OFHC (oxygen free, high conductivity), para dar boa condutividade térmica, ao qual o cristal é preso por uma chapa fina de cobre. Esse suporte possui ainda orifícios adequados para permitir a passagem do feixe laser, de maneira que o feixe passe dentro de um furo de um centímetro de comprimento dentro do dedo frio antes de encontrar o cristal. Na saída do cristal, o feixe passa por um tubo de cobre de maneira que se evite a deposição de moléculas de água sobre a superfície do cristal. O dedo frio é preso a duas hastes por um anel de fenolite que permite, pelo uso de um passador, movimentos na direção vertical, para escolha do ponto ótimo no cristal.

Outro dedo frio, vindo do reservatório de N_2 líquido, encaixa-se no dedo frio que contém o cristal, fazendo o contato térmico entre as duas partes. O reservatório possui uma válvula tipo gaveta, permitindo que, após a evacuação, fique totalmente isolado da câmara. O dedo frio do reservatório é retrátil para que, uma vez aberta a gaveta, possa ser deslocado verticalmente até atingir o suporte do cristal.

Mais informações sobre os detalhes construtivos da cavidade criogênica encontram-se na referência [168].

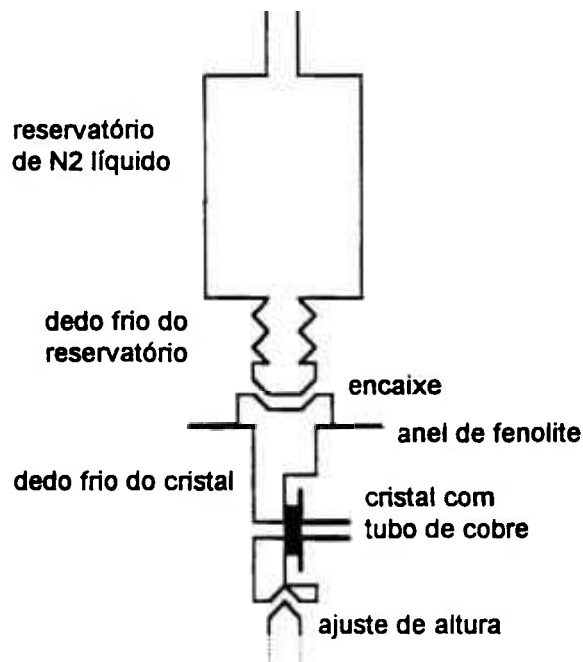


Fig.4.3-1:Esquema do criostato e do dedo frio contendo o cristal. Todo o dispositivo encontra-se ainda dentro de uma câmara hermeticamente fechada para isolar e evacuar o sistema.

4.3.3 Cavity laser astigmaticamente compensada

É conhecido que o tipo de cavidade a ser utilizada depende do meio ativo. As características relevantes do KCl:Ti^{3+} são o tempo de decaimento rápido ($1.6\mu\text{s}$) e a alta concentração de centros. Um tempo de decaimento rápido significa que é necessária uma alta taxa de bombeio para manter o nível laser superior populado. Isso é obtido através de uma forte focalização dentro do meio ativo. Outro problema associado ao decaimento rápido é ASE (Amplified Stimulated Emission), que impede comprimentos grandes do meio ativo. Portanto, precisa-se de uma cavidade que crie um foco pequeno dentro do meio ativo, o que por sua vez restringe o comprimento do meio ativo devido ao comprimento de Rayleigh.

Dado o diâmetro da cintura de um feixe, o comprimento de Rayleigh determina qual é o comprimento, a partir da cintura, onde o feixe pode ser aproximado por um feixe paralelo. Portanto, se o cristal for da ordem do

comprimento de Rayleigh, pode-se supor que o feixe não sofra distorções ao atravessar o meio de ganho.

Para extrair-se alta potência de um meio ativo, mantendo o bombeio fixo, existem duas alternativas: aumentar o número de centros ou aumentar o volume ativo (que é, em primeira aproximação, o volume que o feixe ocupa dentro do cristal). Devido à alta concentração de centros no $\text{KCl:Ti}^{0(1)}$, atinge-se uma razoável potência de saída com uma cavidade que possui um foco pequeno.

Uma condição adicional ainda necessária, é a utilização de uma cavidade com um comprimento tal que permita inserir componentes óticos de sintonia e de modulação do feixe.

Configurações que satisfaçam todas estas condições são ressonadores com lentes internas. Um sistema equivalente é um ressonador que utiliza três espelhos conforme mostrado na figura 4.3-2. Geralmente, prefere-se esta configuração uma vez que as perdas no espelho são muito menores que as perdas de uma lente intracavidade.

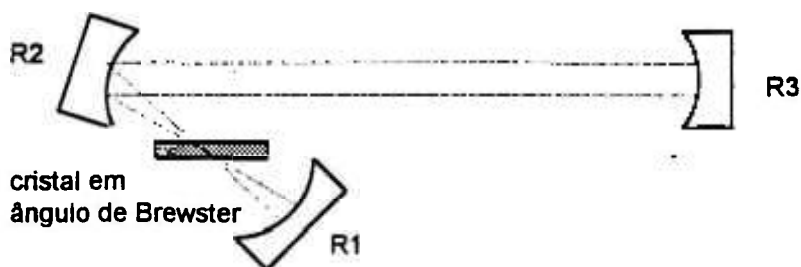


Fig.4.3-2:Esquema de uma cavidade dobrada de três espelhos com cristal em ângulo de Brewster.

No entanto, uma cavidade dobrada requer um ângulo de incidência oblíquo no espelho R_2 , introduzindo astigmatismo. Além disso, o cristal, inserido em ângulo de Brewster para minimizar as perdas por reflexão, também introduz astigmatismo. Entretanto, sob certas condições, o astigmatismo de um deles pode compensar o astigmatismo do outro. Estas cavidades se chamam "astigmaticamente compensadas". Os detalhes de cálculo destas cavidades se encontram nas referências [169-171].

4.3.4 Ação laser

Para caracterizar o cristal, utilizou-se uma cavidade que permite a sintonia em frequência do laser. O elemento de sintonia é um arranjo de dois prismas e uma fenda móvel, conforme ilustrado na figura 4.3-3.

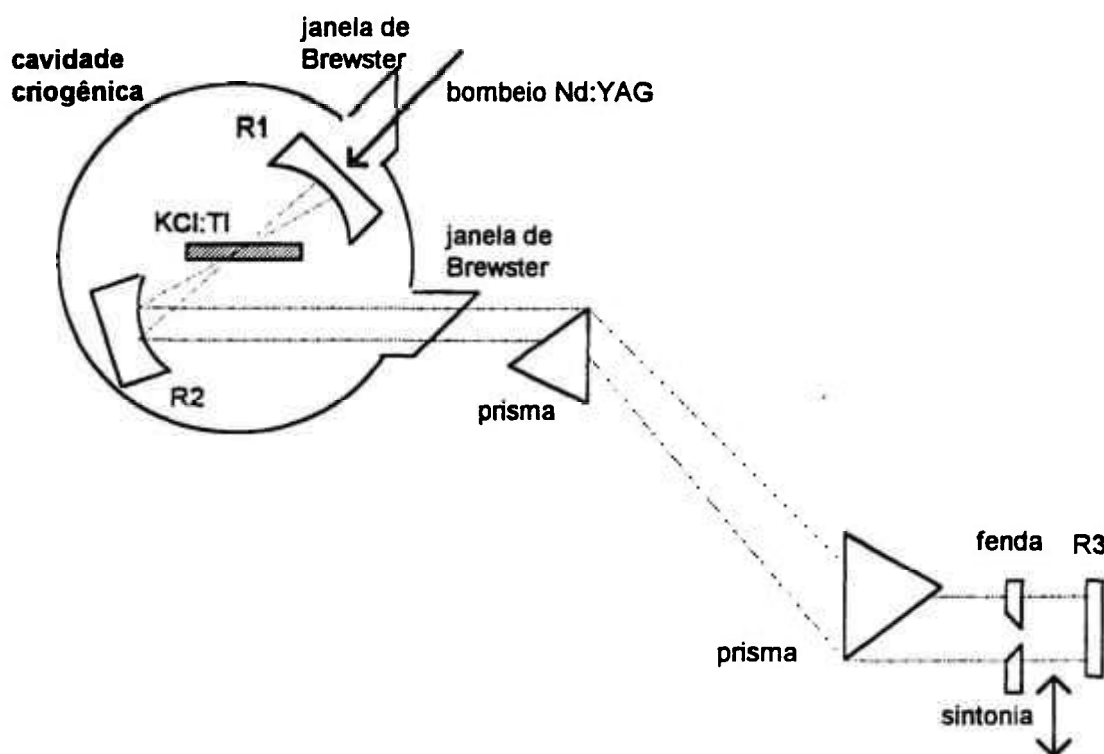


Fig.4.3-3:Esquema da cavidade criogênica com compensação de astigmatismo e arranjo de sintonia. O movimento vertical da fenda permite a varredura das frequências.

Foram utilizados espelhos de saída (R_3) com transmissão de 10% e de 22%. A potência de bombeio em ambos os casos foi de 4.5 Watts e as perdas na injeção da ordem de 45%. A fenda foi ajustada de forma que ela não afete o modo do ressonador e, portanto, a potência de saída da frequência central permanece a mesma com ou sem fenda. O cristal, crescido nos nossos laboratórios [172], tem 2.3mm de espessura e uma densidade ótica de 0.6. Um gráfico da potência de saída no pico da emissão ($\lambda = 1.52\mu\text{m}$) em função da potência de entrada do laser de Nd:YAG ($\lambda = 1.064\mu\text{m}$) encontra-se na figura 4.3-4. Os resultados da sintonia encontrem-se na figura 4.3-5.

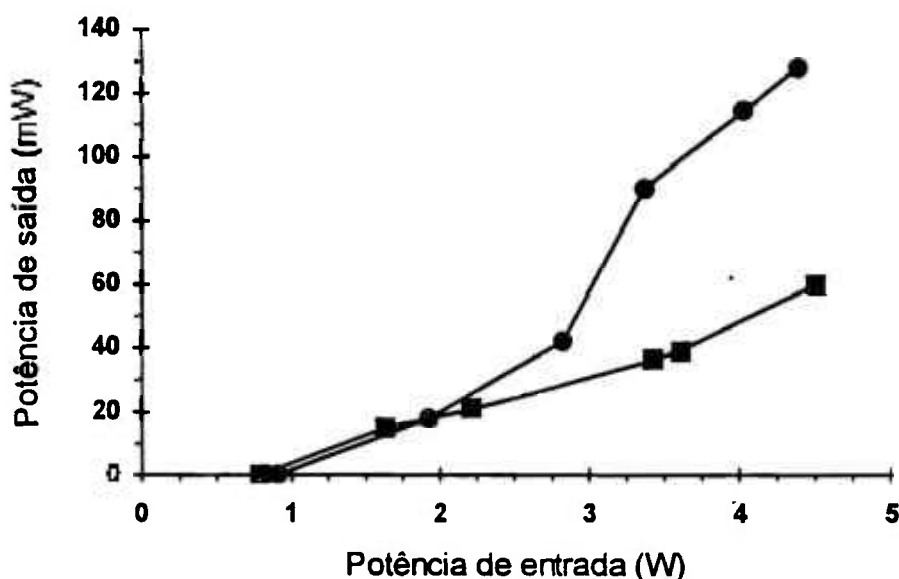


Fig.4.3-4: Potência de saída do laser centro de cor em função da potência de entrada. Pontos destacados com círculos: Espelho de saída de $R = 78\%$. Pontos destacados com quadrados: $R = 90\%$.

4.4 REGIME DE TRAVAMENTO DE MODOS DO LASER DE KCL:TL^O(1) EM CAVIDADES ACOPLADAS

4.4.1 *Cavidade auxiliar com espelho de raio de curvatura variável*

O objetivo aqui é de utilizar a cavidade auxiliar para introduzir uma fase $\phi(v)$ para cada componente de frequência de emissão do laser. Para este fim, utiliza-se um prisma em ângulo de Brewster no ramo da cavidade auxiliar. Assim, cada frequência pode oscilar em regiões espacialmente distintas e, portanto, pode-se utilizar essa dependência espacial para introduzir um elemento que possua uma fase diferente para cada frequência. Por meio desta fase, a cavidade auxiliar representa uma refletividade efetiva *variável* para cada frequência. Assim, o objetivo é gerar uma refletividade efetiva menor para as frequências centrais e uma maior para as frequências laterais.

Para conseguir-se um ajuste de fase preciso e controlável na cavidade auxiliar, introduzimos como espelho de fundo desta cavidade, uma lâmina, altamente refletora, que permite um ajuste do raio de curvatura (veja fig.4.4-3). Através de um prisma, o feixe laser é decomposto espacialmente nas suas frequências, incide no espelho de fundo, onde cada frequência sofre um atraso calculável e depois é recomposto dentro do prisma, superpondo-se no meio do ganho. Se a frente de onda incidente na lâmina tem um raio de curvatura diferente daquele do espelho (com uma diferença menor do que um comprimento de onda), então as frequências laterais acumulam uma fase $\Phi(v)$ diferente da fase da frequência central, durante uma volta dentro da cavidade auxiliar.

As duas cavidades têm comprimentos iguais, a menos de uma fase fixa (δ) ajustável com um micrômetro (ver figura 4.4-1). Para calcular a defasagem introduzida pelo espelho de fundo R_4 , uma vez que a curvatura do espelho não é exatamente conhecida, assume-se uma parábola do tipo mostrado na figura 4.4-2 e expressa pela equação abaixo:

$$y = \alpha x^2 \quad (4-12)$$

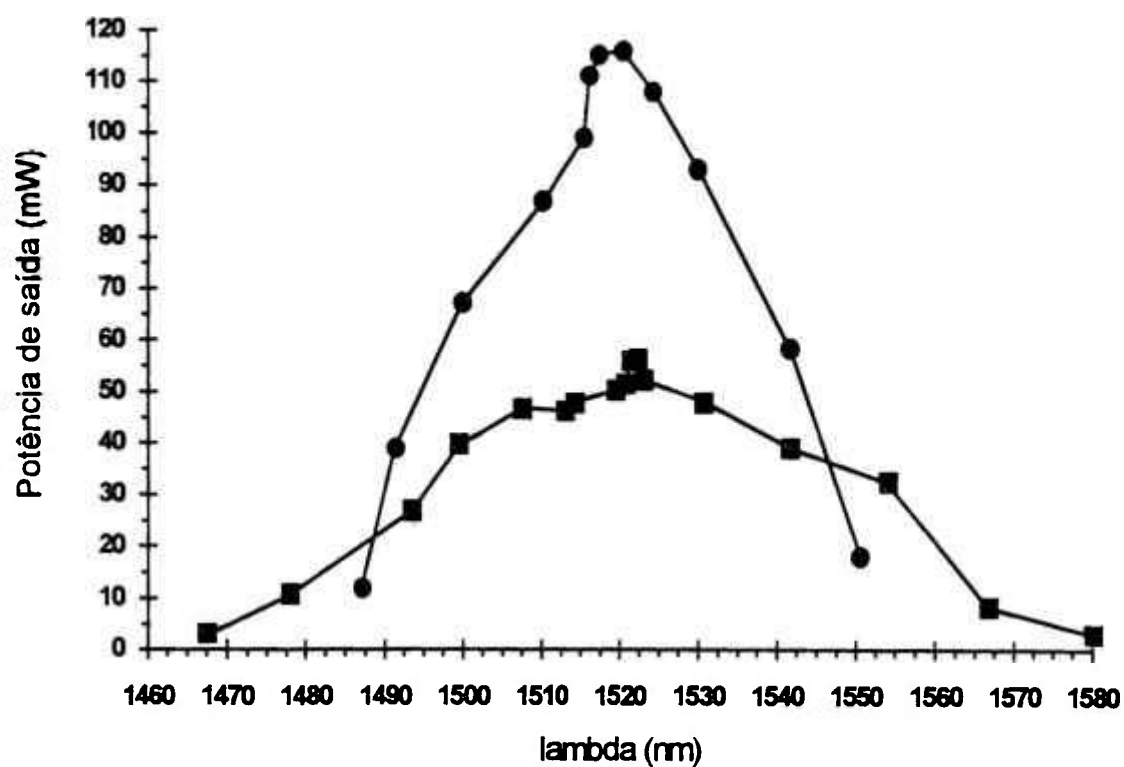


Fig.4.3-5: Potência de saída em função da frequência selecionada através da fenda. Pontos destacados com círculos: Espelho de saída de $R = 78\%$. Pontos destacados com quadrados: $R = 90\%$. A absorção em 1515nm deve-se ao segundo sobretom da água.

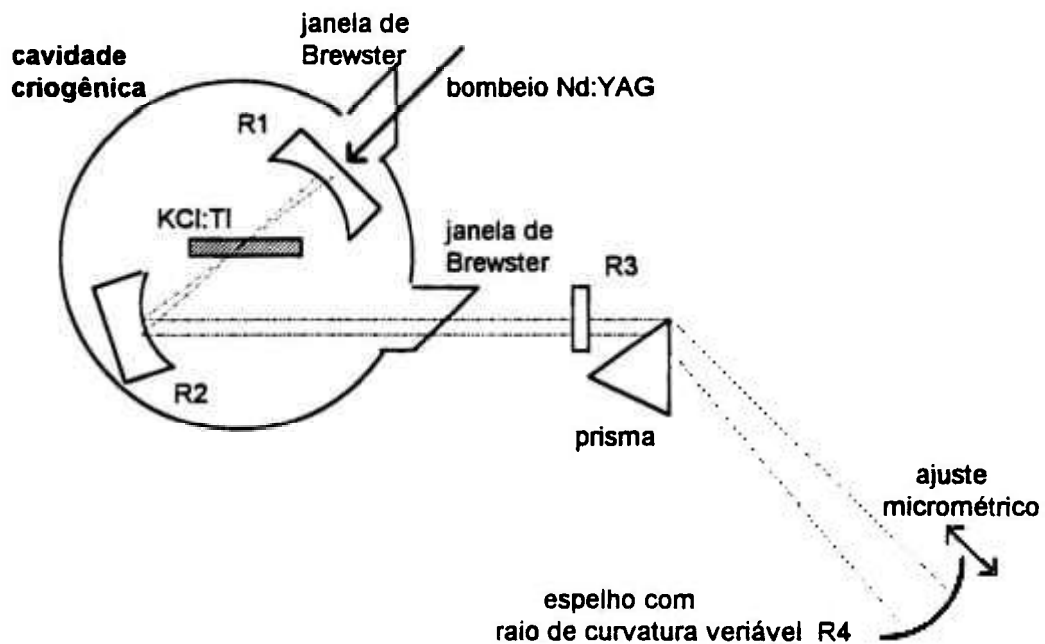


Fig.4.4-1: Esquema de duas cavidades acopladas. A cavidade principal contém o meio ativo e os espelhos R1,R2 e R3. A cavidade auxiliar é constituída pelo prisma, o espelho R3 e o espelho variável R4. A distância R1 a R3 é a mesma que R3 a R4.

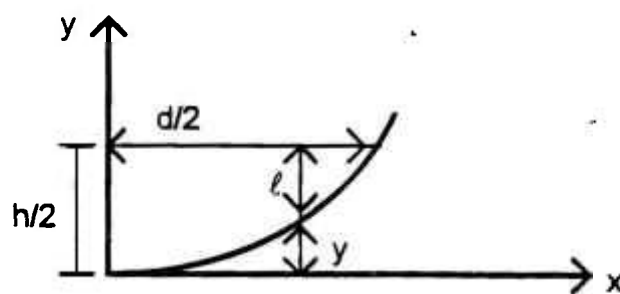


Fig.4.4-2: Esquema de uma metade do espelho variável e os parâmetros necessários para o cálculo da defasagem induzida (veja texto abaixo).

Analisando-se a figura 4.4-2, vê-se que uma onda eletromagnética plana, incidindo no espelho na direção $-y$ e sendo refletido na direção $+y$, sofre uma defasagem máxima no centro do espelho, onde x é igual a zero. Um

prisma, inserido em ângulo de Brewster dentro do feixe, têm uma dispersão aproximadamente linear. Portanto, após o alinhamento do espelho R_4 , a frequência central se encontra no centro do espelho onde a defasagem é máxima. Considerando que, no regime estacionário da operação laser e após passagem pelo prisma, o feixe disperso ocupe uma distância d no espelho R_4 (ver figura 4.4-2), calcula-se α (4-12) em função da defasagem máxima, $2\pi h/\lambda_0$ (λ_0 é o comprimento de onda da frequência central) por meio da equação 4-13.

$$\alpha = \frac{4h}{d^2} \quad (4-13)$$

Portanto, a defasagem de cada frequência, em relação à frequência central, é dada por $2\pi\ell/\lambda_0$ onde ℓ é descrito por:

$$\ell = h - 2y = h - \frac{8hx^2}{d^2} = h \left(1 - \frac{8}{\Delta\lambda^2} (\lambda - \lambda_0)^2 \right) \quad (4-14)$$

onde λ_0 é a frequência central e $\Delta\lambda$ a largura FWHM do espectro no regime estacionário de travamento de modos. O último sinal de igual é válido devido à dispersão angular linear do prisma quando utilizado em posição de desvio mínimo (ângulo de Brewster). A defasagem total por duplo passo do conjunto do espelho de fundo (veja fig.4.4-3) é então igual à defasagem da frequência central (Φ_0) vezes o termo entre parênteses da equação (4-14), mais uma defasagem fixa (δ), ajustada pelo micrômetro:

$$\Phi(\lambda) = \delta + \Phi_0 \left(1 - \frac{8}{\Delta\lambda^2} (\lambda - \lambda_0)^2 \right) \quad (4-15)$$

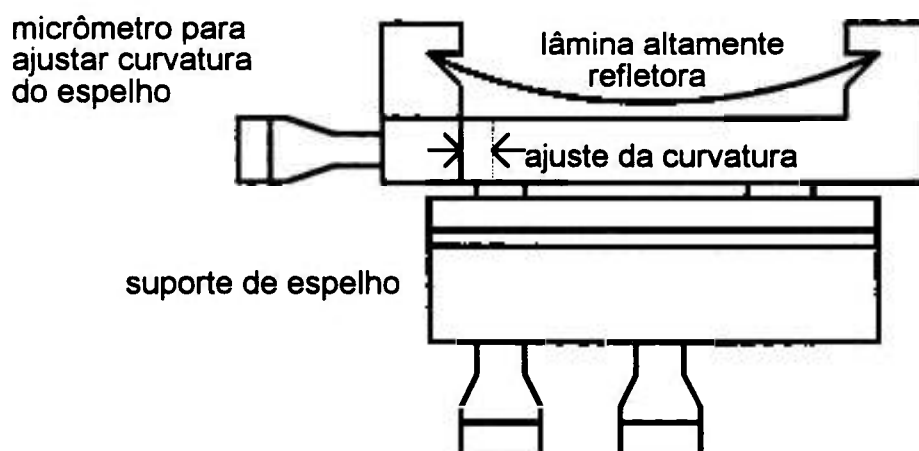


Fig. 4.4-3: Vista de cima do espelho de fundo. Este conjunto encontra-se ainda em cima de um estágio translador para o ajuste da fase global δ .

A dispersão do feixe pelo prisma é uma função bem conhecida [174,175] e, então, pode-se calcular, para um prisma em ângulo de Brewster, a dispersão espacial d , dada por:

$$d \cong L \frac{d\theta}{d\lambda} \Delta\lambda + 2w \quad (4-16)$$

onde d é o diâmetro do feixe no espelho de fundo, w é o diâmetro do feixe antes que ele incida no prisma, L é a distância entre o espelho e o prisma, e $d\theta/d\lambda$ é a dispersão angular. A equação acima é aproximada porque trata-se de um feixe gaussiano intracavidade. Portanto, ela é válida quando o arranjo se encontra dentro de uma cavidade sem uma constrição da cintura de feixe acentuada e para um feixe largo como é o caso.

Conforme explicado acima, o ajuste do espelho variável é feito por meio de um micrômetro. Portanto, é necessário saber quanto a lâmina refletora precisa ser comprimida com este micrômetro. Uma vez obtida a largura do feixe d , podemos calcular a variação na escala do micrômetro a partir do

estado no qual a lâmina não apresente curvatura nenhuma (o comprimento da lâmina flexível é conhecido). Primeiramente, calcula-se h_0 da lâmina (ver fig.4.4-2) para o casamento de modos, isto é, o raio de curvatura do espelho (ver equação 4-18) que corresponde a um casamento perfeito do modo espacial do laser para todas as frequências. Nesse regime, a defasagem é nula entre as frequências. h_0 é dado pela altura do segmento de um círculo com raio L :

$$h_0 = L - \sqrt{L^2 - \frac{d^2}{4}} \quad (4-17)$$

Foi incluída agora uma defasagem de $\delta + \Phi_0$ (ver equações 4-14 e 4-15). O novo raio de curvatura, r , do arco com defasagem, é dado pela altura do segmento $h_0 + h$ por:

$$r = \frac{h_0 + h}{2} + \frac{d^2}{8(h_0 + h)} \quad (4-18)$$

A variação no micrômetro, Δb , partindo da lâmina plana (comprimento L_0), é dada pela corda de um círculo e vale:

$$\Delta b = L_0 - 2r \sin\left(\frac{L_0 180}{2\pi r}\right) \quad (4-19)$$

Para uma lâmina de 60mm de comprimento e um raio de curvatura de 25cm, este valor é de décimos de um milímetro. Uma parte significativa (20 a 50%) deste valor é devida à defasagem Φ_0 (veja equação 4-15), o que equivale dizer que o raio de curvatura diverge do ótimo (melhor acoplamento de modos) em até 50%.

4.4.2 Resultados experimentais

Investiu-se bastante na escolha do material da lâmina refletora. Vários tipos de aço inox e cobre-berílio foram tratados termicamente e laminados. Aço inox do tipo aço mola é razoavelmente fácil de lapidar e polir, mas não apresenta elasticidade suficiente. Já o cobre-berílio (~2% de berílio) reage bem ao tratamento térmico e apresenta boa elasticidade, mas é muito difícil de polir. O melhor resultado foi obtido com lâminas de vidro especiais com 90 μ m de espessura e 60mm de comprimento. As melhores lâminas apresentaram uma planicidade de $\sim\lambda/6$ a $\lambda/8$ na área do feixe. Este valor é inferior à defasagem de $\sim\lambda/4$ que se quer introduzir com a lâmina.

Utilizou-se a amostra de KCl:Ti⁰(1) caracterizada na seção 4.3 e um espelho R₃ de 90% de refletividade para a cavidade principal (veja fig.4.4-1), com 25 cm de comprimento total. A lâmina revestida com alumínio (R=96%) foi colocada 20cm atrás do prisma, de maneira que o caminho ótico em ambas cavidades fosse igual, dentro de poucos comprimentos de onda. O acoplamento das duas cavidades é observado por meio da reflexão da segunda superfície do espelho R₃ (R=4%), que tem a forma de uma cunha. Quando o acoplamento é máximo, observa-se uma flutuação de ~25-30% na potência de saída do laser devido a flutuações da fase relativa entre as duas cavidades, induzida por vibrações mecânicas. Este regime estende-se por variações no comprimento de até $\pm 5\mu$ m, passando por um máximo bem definido, parecido com o acoplamento visto nas experiências de APM. Perto do máximo, o traço de osciloscópio torna-se livre de ruído e passa por fases distintas de ressonância e antirressonância, onde existem oscilações de relaxação de grande amplitude. O melhor acoplamento foi obtido para r=25cm. Aumentando o raio de curvatura do espelho R₄, a amplitude das flutuações diminui. Assim, nesse caso, determina-se experimentalmente o valor de r e de Δb .

Nesse ponto, verificou-se a existência da auto-iniciação do regime de travamento de modos. Para este fim, aumentou-se o raio de curvatura da lâmina gradualmente e foi feita uma varredura da fase relativa da segunda cavidade iterativamente. Em um dado momento da experiência, encontrou-se *duas vezes blocos de travamento de modo com duração de cada bloco de aproximadamente 400 μ s*. Do aparecimento extremamente esparsos destes

blocos, concluímos que, além da instabilidade mecânica do arranjo, as condições para esta técnica, nesse caso, são muito "restritas" no sentido que elas não permitam nenhuma flexibilidade na fase relativa e no raio de curvatura do espelho.

Até este momento, utilizamos a técnica de FGM em cavidades acopladas porque a refletividade efetiva de cavidades acopladas permite um cálculo preciso das perdas introduzidas para cada frequência e, portanto, da profundidade de modulação. É evidente que a refletividade efetiva não é o único mecanismo de gerar perdas dependentes de frequência. Uma maneira simples de aumentar as perdas das frequências centrais é pela obstrução física destas frequências. Como, no nosso caso, as frequências são espacialmente separadas no espelho R_4 da cavidade auxiliar, é possível se fazer uma obstrução seletiva em frequência no espelho. Este procedimento está dentro do âmbito do que foi discutido na seção 2.6. Espera-se, também, que as relações entre as fases, estabelecidas no arranjo sem obstrução, não sejam mais válidas nesse caso. No entanto, cálculos precisos ainda necessitam ser formulados.

Procuramos, portanto, aumentar a profundidade de modulação, tirando potência da frequência central através de um fio fino ($125\mu\text{m}$ de diâmetro) inserido verticalmente na frente do espelho R_4 , na posição de incidência da parte do feixe correspondente a frequência central (veja figura 4.4-4). Enquanto as frequências laterais interferem construtivamente e, assim, asseguram a transferência de energia para os laterais do espectro do pulso, a frequência central é atenuada pela perda por difração no fio e, portanto, usa o ganho com menos eficiência. É importante notar que o laser de $\text{KCl:Ti}^{0(1)}$ inicialmente está operando somente na frequência central da curva de ganho. Esse regime é destruído pela interferência da cavidade auxiliar.

Com esta alteração, observamos inicialmente um aumento de blocos "mode-locked" para ~20% do tempo (veja foto 4.4-5), quando a fase e o raio de curvatura da lâmina foram ajustados. Comparando a eficiência deste arranjo com o arranjo sem fio, notamos que a altura dos pulsos "mode-locked" no arranjo anterior era aproximadamente o dobro do que no arranjo com fio. Portanto, a duração dos pulsos deve ser inferior, no caso de obstrução, ao do acoplamento direto.

Mesmo sendo este regime muito instável no arranjo utilizado, a experiência mostrou claramente que a técnica de FGM consegue auto-iniciar o regime de travamento de modos no caso deste laser que tem grande largura de banda.

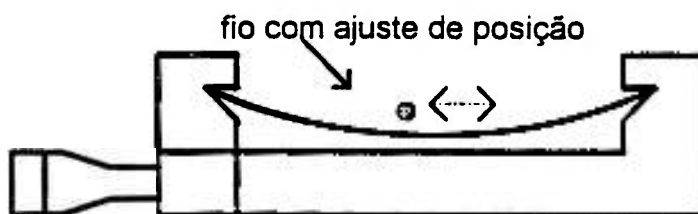


Fig.4.4-4: Esquema do fio inserido em frente do espelho R_4 . A posição do fio pode ser ajustada horizontalmente com um micrômetro. O fio têm um diâmetro de $125\mu\text{m}$.

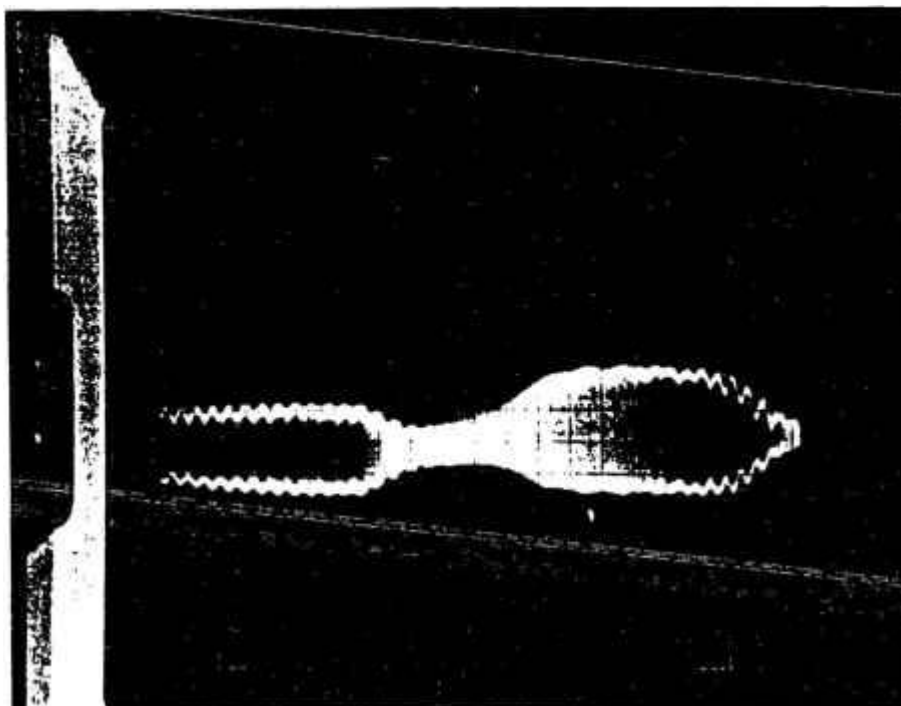


Foto 4.4-5: Blocos de pulsos correspondentes ao regime de auto-travamento de modos.

4.4.3 Bombeio síncrono do $\text{KCl:Ti}^{0}(1)$

Para medir a largura temporal dos pulsos no regime de travamento de modos por FGM, utilizamos a técnica de bombeio síncrono. Nessa técnica, o laser de bombeio (laser de Nd:YAG) está no regime de travamento de modos ativo e o ressonador escravo do meio de $\text{KCl:Ti}^{0}(1)$ tem o mesmo comprimento do laser de bombeio. Portanto, o período dos pulsos emitidos pelo laser de bombeio corresponde ao tempo de vôo do pulso dentro da cavidade de $\text{KCl:Ti}^{0}(1)$ (equação 27). Assim, o ganho do laser escravo é modulado no período do laser principal, que coincide temporalmente com o pulso do laser escravo. No caso otimizado, os pulsos do laser de $\text{KCl:Ti}^{0}(1)$ apresentam uma largura temporal de aproximadamente dez picosegundos. Desta maneira, o FGM não precisa auto-iniciar-se e espera-se que o mecanismo imposto pela modulação do regime de FGM seja predominante. Espera-se, assim, que a medida da largura dos pulsos no regime estacionário seja facilitada. No arranjo experimental utilizado, o laser de bombeio (Nd:YAG, mode-locked ativamente) tem um comprimento de 150cm e a cavidade do laser de $\text{KCl:Ti}^{0}(1)$ um comprimento de 25cm. Sendo a cavidade bombeada um sexto do comprimento da cavidade bombeadora, a frequência do trem de pulsos do laser de $\text{KCl:Ti}^{0}(1)$ é de 600MHz. Verificamos que os pulsos de $\lambda=1.5\mu\text{m}$ apresentam realmente profundidade de modulação de 100%. Devido ao fato que somente a cada seis pulsos dentro da cavidade o laser recebe um pulso bombeador, espera-se que os pulsos de $\lambda=1.5\mu\text{m}$ sejam largos. Medimos, com um osciloscópio "sampling" de 8 GHz e detetor com 35ps de tempo de subida, que os pulsos apresentam uma largura temporal de aproximadamente 85ps (FWHM), sendo que foram bombeados com pulsos de 96ps do Nd:YAG. Não utilizamos nenhum elemento para limitar a largura de banda. Estes elementos estabilizam a largura temporal dos pulsos e diminuem o "jitter" na frequência de 600MHz no trem de pulsos.

Acoplando a cavidade auxiliar com espelho variável e com obstrução, notamos uma diminuição na largura temporal de apenas ~5ps. Suspeitamos, então, que a cavidade laser apresentava algum mecanismo limitante da largura de banda (Fabry-Perot espúrio), que limita a duração temporal dos pulsos. Assim, fizemos uma medida do espectro de emissão do laser na operação contínua. Esses resultados encontram-se na figura 4.4-6.

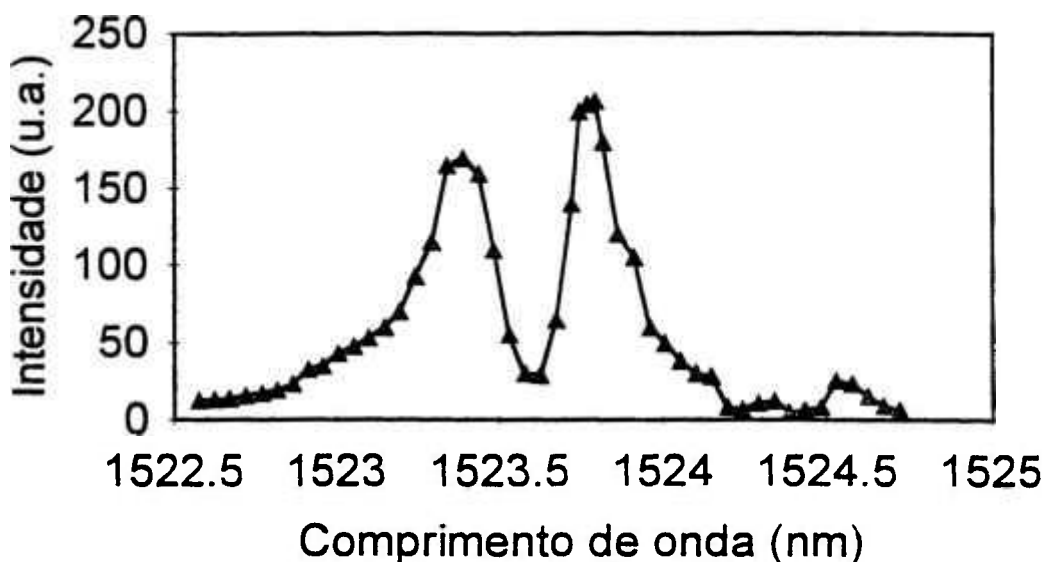


Fig.4.4-6 Medidas do espectro do laser de KCl:Ti³⁺(1) em operação contínua. Verifica-se que existe uma separação dos picos de 55.6 GHz equivalente a um Fabry-Perot de 2.7 mm.

Verificamos que existe uma modulação do espectro em 55.6 GHz. Esta modulação corresponde a um Fabry-Perot de 2.7mm de espessura e pode ser devido ao cristal de KCl (2.2mm de espessura) ou à janela de Brewster (2mm) levando o índice de refração em conta. Calcula-se a duração temporal (FWHM) mínima dos pulsos por $\tau = 2(\tau_p/\omega_c)^{1/2}$ (onde τ_p é a duração (FWHM) do pulso de bombeio) que resulta, para uma largura de banda do Fabry-Perot de $\omega_c=55.6\text{GHz}$, em 83ps [178]. Esse resultado está de acordo com os resultados experimentais da medida temporal dos pulsos.

Tendo a prova que o FGM funciona também no regime de auto-iniciação, finalizamos o trabalho neste ponto. Um futuro investimento temporal, que é necessário para implantar o FGM no laser de KCl definitivamente (*), deverá esclarecer o mecanismo de auto-iniciação da técnica de FGM e a sua dependência das características do ressonador.

(*) Além de resolver o problema do Fabry-Perot, o sistema precisa ser estabilizado com um elemento de sintonia que limite a largura de banda, a estabilização ativa e a estabilização passiva que envolvem a construção de novos suportes óticos.

5. CONCLUSÕES

A partir dos recentes resultados da literatura sobre novas técnicas de geração do regime de travamento de modos no domínio temporal, procurou-se ampliar o entendimento destas técnicas no domínio de frequências. Dado o papel predominante de uma cavidade acoplada, frequentemente utilizada nessas técnicas recentes, calculou-se, pela primeira vez, no domínio de frequência, o efeito que a cavidade acoplada exerce sobre a cavidade principal. Esse efeito foi expresso por meio da refletividade efetiva da cavidade auxiliar. Mostrou-se que, no regime estacionário de travamento de modos, a interação da refletividade efetiva com o ganho do meio resulta em um ganho líquido achatado. Estabeleceu-se, por meio de duas equações centrais, as relações necessárias entre os parâmetros do ressonador com os da cavidade acoplada, para que o regime de travamento de modos se consolidasse. Todo tratamento da teoria foi feito, sem exceção, no domínio espectral. Por resultar em um ganho líquido achatado, esta nova técnica de travamento de modos foi chamada de "Flat Gain Mode-locking" (travamento de modos por ganho líquido achatado, FGM).

O entendimento inédito dessa nova teoria permitiu demonstrar que, de uma maneira simples e com somente um parâmetro de ajuste controlável, uma cavidade acoplada vazia é capaz de travar os modos de um laser de Nd:YAG. Foi também demonstrada a excelente concordância da teoria de FGM com os resultados da literatura obtidos no regime de APM (additive pulse mode-locking). Nesse caso, conseguiu-se demonstrar, *pela primeira vez*, porque a fase não linear de $3\pi/2$ é tão importante na utilização dessa técnica em lasers de Nd e é a única que permite o regime de APM.

Essa teoria é semi-quantitativa, uma vez que ainda não foi estabelecida uma relação entre a largura espectral do achatamento do ganho líquido e a duração do pulso mode-locked. Entretanto, estabeleceu-se, por comparação com os resultados experimentais, uma relação entre a largura do ganho líquido achatado e a largura total a meia altura dos pulsos no regime de travamento de modos. Comparando-se com outras teorias de travamento de modos no domínio temporal (como APM e CCM) é evidente que a teoria de FGM tem uma formulação matemática muito mais simples, porém, mais abrangente.

Na parte experimental foi feita, primeiramente, a otimização do laser de Nd:YAG, utilizando a técnica de grande volume de modo. Para este fim ampliamos uma teoria de otimização já existente para o caso, no qual, em vez de duas, são consideradas quatro lentes termicamente induzidas dentro do bastão de Nd:YAG. Este feito permitiu, pela primeira vez, a correlação direta entre os valores teóricos dos coeficientes fotoelásticos do Nd:YAG e a relação entre as lentes térmicas experimentalmente observadas, além de uma potência de saída quatro vezes maior do que a do modelo original, comercial. Demonstramos, também pela primeira vez, a oscilação laser otimizada de um ressonador com duas diferentes lentes, termicamente induzidas, utilizando somente conceitos da técnica de grande volume de modo.

Em seguida, foi instalada a técnica de APM no laser de Nd:YAG, utilizando estabilização ativa. Verificou-se que, para se ter um aumento da potência extraída do laser, com a introdução de um divisor de feixe no ramo de controle, o papel da cavidade de controle é minimizado, diminuindo a sensibilidade da variação de potência de saída em função do ajuste da fase relativa. A diminuição dessa variação, decorrente da fase relativa, é da mesma magnitude da decorrente das instabilidades intrínsecas do laser (bombeio e mecânicas). Assim, o circuito de controle não mais permite a estabilização do regime. Isto explica porque a técnica de APM no meio de Nd:YAG, bombeado por lâmpada, não estabeleceu-se uma técnica corriqueira. Conseguiu-se estabilizar o regime por no máximo meia hora, gerando, durante este intervalo, pulsos com duração da ordem de 10 picosegundos.

Foi testada a teoria de FGM no laser de Nd:YAG com uma cavidade acoplada, vazia. O objetivo desse experimento foi demonstrar, por meio de uma experiência simples, onde os parâmetros do laser fossem totalmente determinados, a validade da teoria de FGM. *O único parâmetro variável foi a fase relativa entre as cavidades.* Nesse caso, o laser de Nd:YAG encontra-se inicialmente no regime de travamento de modos ativo. Para facilitar a experiência, utilizou-se para este fim uma refletividade efetiva não otimizada com profundidade de modulação da cavidade acoplada de apenas 3%. Conseguiu-se demonstrar uma excelente concordância entre a teoria e os resultados experimentais, pela dependência da largura temporal do pulso no regime ressonante e antirressonante da cavidade acoplada. No caso do regime antirressonante, a largura temporal dos pulsos é praticamente insensível ao espaçamento da cavidade auxiliar. Nesse caso, a cavidade acoplada atua

como um espelho equivalente de alta refletividade, independente das frequências que compõem o pulso. No caso ressonante, a redução da largura de pulso é criticamente dependente do espaçamento da cavidade auxiliar, mostrando o ajuste do ganho invertido à refletividade efetiva. Nesse caso, existe um intervalo de potências de bombeio no qual o regime ótimo é estabelecido. Foram gerados pulsos de até 51 picosegundos de duração nesse regime. Observou-se, *pela primeira vez*, um desajuste da cavidade principal, dependente da amplitude de profundidade de modulação.

Para testar o regime de FGM em um laser de banda larga, foi construído e testado um laser de $\text{KCl:Ti}^{0}(1)$. Obteve-se uma potência de saída máxima de 120mW. Em seguida, utilizou-se um arranjo inédito de cavidades acopladas, que emprega uma lâmina flexível, que reflete um feixe espacialmente disperso em suas frequências. O objetivo foi demonstrar que a técnica de FGM é auto-iniciante. Devido à grande instabilidade mecânica, o regime de FGM auto-iniciante estabeleceu-se somente durante um intervalo temporal pequeno de 400 μs , isto é, o pulso completou 240 milhões de voltas completas dentro do ressonador. *Pela primeira vez, verificou-se evidências do regime de travamento de modos auto-iniciado, baseado em um mecanismo de controle absolutamente linear.* Eventuais efeitos não lineares, ocorrendo no meio de ganho, não têm um papel significativo.

Dentro do alcance dessa teoria, encontram-se também aplicações não relacionadas a cavidades acopladas. Esse fato foi verificado introduzindo-se uma obstrução física em frente da lâmina flexível dentro do feixe disperso em frequência. Esse novo regime, que está dentro do âmbito dessa teoria, permitiu um aumento considerável da estabilidade do regime de FGM, apesar das instabilidades mecânicas. Para medir a duração temporal dos pulsos, utilizou-se a técnica de bombeio síncrono do laser de $\text{KCl:Ti}^{0}(1)$. Verificou-se que existe um elemento limitador da largura de banda na cavidade principal que restringe a duração mínima dos pulsos e conseguiu-se correlacionar a duração temporal obtida com a largura de banda do meio de sintonia.

REFERÊNCIAS

- 1 T.H. Maiman, *Nature* **187**, 493 (1960)
- 2 F.J. McClung, R.W. Hellwarth, *J. Appl. Phys.* **33**, 828 (1962)
- 3 S.E. Harris, *IEEE* **54**, 1401 (1966)
- 4 A.J. DeMaria, D.A. Stetser, H. Heynan, *Appl. Phys. Lett.* **8**, 174 (1966)
- 5 M. DiDomenico, J.E. Gensic, H.M. Marcos, R.G. Smith, *Appl. Phys. Lett.* **8**, 180 (1966)
- 6 R.L. Fork, C.H. Brito Cruz, P.C. Becker, C.V. Shank, *Opt. Lett.* **12**, 483 (1987)
- 7 A.J. Taylor, D.J. Eiskine, C.L. Tang, *JOSA B* **2**, 663 (1985)
- 8 C. Shank, E.P. Ippen, *Appl. Phys. Lett.* **26**, 62 (1975)
- 9 L.F. Mollenauer, R.H. Stolen, *Fiberoptic Technology*, April (1982)
- 10 L.M. Osterink, J.D. Foster, *J. Appl. Phys.* **39**, 4163 (1968)
- 11 D.J. Kuizenga, A.E. Siegmann, *IEEE J. Quant. Electron.* **6**, 694 (1970)
- 12 T. Juhasz, S.T. Lai, M.A. Pessot, *Opt. Lett.* **15**, 1458 (1990)
- 13 G.T. Maker, A.I. Ferguson, *Electron. Lett.* **25**, 1025 (1989)
- 14 F. Zhou, G.P.A. Malcolm, A.I. Ferguson, *Opt. Lett.* **16**, 1101 (1991)
- 15 K.J. Weingarten, D.C. Shannon, R.W. Wallace, *Opt. Lett.* **15**, 962 (1990)
- 16 H.W. Mocker, R.J. Collins, *Appl. Phys. Lett.* **7**, 270 (1965)
- 17 Kornienko et al., *Sov. J. Quant. Electron.* **15**, 1566 (1985)
- 18 M.N. Islam, E.R. Sunderman, C.E. Soccolich, *IEEE J. Quant. Electron.* **25**, 2454 (1989)
- 19 H. Haus, *IEEE J. Quant. Electron.* **11**, 736 (1975)
- 20 H. Haus, *IEEE J. Appl. Phys.* **46**, 3049 (1975)
- 21 L.F. Mollenauer, R.H. Stolen, *Opt. Lett.* **9**, 13 (1983)
- 22 C.P. Huang, M.T. Asaki, S. Bachus, *Opt. Lett.* **17**, 1289 (1992)
- 23 S.M.J. Kelly, *Opt. Com.* **70**, 495 (1989)
- 24 Z.A. Yasa, *Appl. Phys.* **1330**, 135 (1983)
- 25 S. Kelly, G.H.C. New, D. Wood, *Appl. Phys. B* **47**, 349 (1988)
- 26 M.D. Dawson, T.F. Boggess, D.W. Garvey, A.L. Smirl, *Opt. Lett.* **11**, 721 (1986)
- 27 K. Smith, J.M. Catherall, G.H.C. New, *Opt. Com.* **58**, 118 (1986)
- 28 N. Langford, K. Smith, W. Sibbett, *Opt. Lett.* **12**, 817 (1987)

- 29 T. Kurobor, K. Aoki, T. Segawa, N. Takenchi, Jap. J. Appl. Phys. **29**, 1951 (1990)
- 30 U. Keller, W.H. Knox, H. Roskos, Opt. Lett. **15**, 1377 (1990)
- 31 J.R.M. Barr, Opt. Com. **73**, 484 (1989)
- 32 J.R.M. Barr, D.W. Hughes, J. Modern Opt. **37**, 447 (1990)
- 33 K.J. Blow, D. Wood, JOSA B **5**, 629 (1988)
- 34 C. Wang, Y. Ishida, Y. Yamamoto, Opt. Lett. **15**, 965 (1990)
- 35 N. Tzoar, M. Jain, Phys. Rev. A **23**, 1266 (1981)
- 36 G.R. Boyer, M.A. Franco, Opt. Lett. **14**, 465 (1989)
- 37 H. Brito Cruz, H.L. Fragnito, "Fenômenos Ultrarápidos", III Escola J.A. Swieca de óptica não linear, (1992)
- 38 R.H. Stolen, C. Lin, Phys. Rev. A **17**, 1448 (1989)
- 39 Z. Bor, B. Racz, Opt. Com. **54**, 165 (1985)
- 40 J. Hermann, JOSA B **8**, 1507 (1991)
- 41 A.H. Hermann, M.N. Islam, IEEE J. Quant. Electron. **21**, 1172 (1985)
- 42 K.J. Blow, D. Wood, IEEE J. Quant. Electron. **22**, 1109 (1986)
- 43 F.M. Mietschke, L.F. Mollenauer, Opt. Lett. **11**, 659 (1986)
- 44 P.A. Belanger, JOSA B **5**, 793 (1988)
- 45 A.S. Gouveia-Neto, A.S.L. Gomes, J.R. Taylor, Electron. Lett. **23**, 1034 (1987)
- 46 A.S. Gouveia-Neto, A.S.L. Gomes, J.R. Taylor, Electron. Lett. **23**, 537 (1987)
- 47 A.S. Gouveia-Neto, A.S.L. Gomes, J.R. Taylor, Opt. Lett. **12**, 1035 (1987)
- 48 L.F. Mollenauer, M.J. Neubelt, S.G. Evangelides, J.P. Cohen, Opt. Lett. **15**, 1203 (1990)
- 49 W.L. Nighan Jr., T. Gang, P.M. Fauchet, Opt. Lett. **14**, 447 (1989)
- 50 K. Suzuki, M. Nakazawa, H.A. Haus, Opt. Lett. **14**, 320 (1989)
- 51 J.F. Pinto, C.P. Yakymyshyn, C.R. Pollock, Opt. Lett. **13**, 383 (1988)
- 52 L.F. Mollenauer, Optics News, p42, May (1986)
- 53 O.E. Martinez, R.L. Fork, J.P. Gordon, Opt. Lett. **9**, 156 (1984)
- 54 H.A. Haus, Y. Silberberg, IEEE J. Quant. Electron. **22**, 325 (1986)
- 55 K.J. Blow, B.P. Nelson, Opt. Lett. **13**, 1026 (1988)
- 56 P.N. Kean, X. Zhu, D.W. Crust, W. Sibbett, Opt. Lett. **14**, 39 (1988)
- 57 F. Krausz, Ch. Spielmann, T. Brabec, E. Wintner, A.J. Schmidt, Opt. Lett. **15**, 737 (1990)

- 58 X. Zhu, P.N. Kean, W. Sibbett, Opt. Lett. **14**, 1192 (1989)
- 59 X. Zhu, P.N. Kean, W. Sibbett, JOSA B **7**, 122 (1990)
- 60 X. Zhu, P.N. Kean, W. Sibbett, JOSA B **7**, 187 (1990)
- 61 J. Mark, L.Y. Liu, K.L. Hall, H.A. Haus, E.P. Ippen, Opt. Lett. **14**, 48 (1989)
- 62 E.P. Ippen, H.A. Haus, L.Y. Liu, JOSA B **6**, 1736 (1989)
- 63 E.P. Ippen, H.A. Haus, Opt. Lett. **15**, 183 (1990)
- 64 J. Wang, Opt. Lett. **16**, 1104 (1991)
- 65 H.A. Haus, J.G. Fujimoto, E.P. Ippen, JOSA B **8**, 2068 (1991)
- 66 H.A. Haus, E.P. Ippen, Opt. Lett. **16**, 1331 (1991)
- 67 J. Wang, IEEE J. Quant. Electron. **28**, 562 (1992)
- 68 P.A. Belanger, JOSA B **8**, 2077 (1991)
- 69 W. Köchner, "Solid State Laser Engineering", Springer Verlag N.Y. (1988)
- 70 A.M. Johnson, W.M. Simpson, Opt. Lett. **8**, 554 (1983)
- 71 L.F. Mollenauer, D.M. Bloom, Opt. Lett. **4**, 247 (1979)
- 72 L.F. Mollenauer, N.D. Vieira, L. Szeto, Opt. Lett. **7**, 414 (1982)
- 73 L.G. Cohen, L. Cinlon, IEEE J. Quant. Electron. **14**, 855 (1978)
- 74 S.L. Shapiro, "Ultrashort Light Pulses - Picosecond Techniques and Applications", Springer-Verlag N.Y., (1977)
- 75 W. Kaiser, "Ultrashort Laser Pulses and Applications", Springer-Verlag N.Y., (1988)
- 76 L. Tarasov, "Laser Physics and Applications", Mir Publishers Moscow, (1986)
- 77 M.J. McCarthy, G.T. Maker, D.C. Hanu, CLEO 91
- 78 J. Goodberlet, J. Jakobson, J.G. Fujimoto, Opt. Lett. **15**, 504 (1990)
- 79 J.P. Bernardin, N.M. Lawandy, IEEE Proceedings **138**, 281 (1991)
- 80 J.M. Liu, J.K. Chee, Opt. Lett. **15**, 685 (1990)
- 81 G.P.A. Malcom, P.F. Curley, A.I. Ferguson, Opt. Lett. **15**, 1303 (1990)
- 82 J.K. Chee, J.M. Liu, IEEE J. Quant. Electron. **28**, 700 (1992)
- 83 M.N. Kong, J.K. Chee, J.M. Liu, Opt. Lett. **16**, 73 (1991)
- 84 F. Krausz, Ch. Spielmann, T. Brabec, E. Wintner, J. Schmidt, Opt. Lett. **15**, 738 (1990)
- 85 F. Krausz, Ch. Spielmann, T. Brabec, E. Wintner, J. Schmidt, Opt. Lett. **15**, 108 (1990)

- 137** K.X. Liu, C.J. Flood, D.R. Walker, H.M. VanDriel, *Opt. Lett.* **17**, 1361 (1992)
- 138** A. Yariv, "Optical Electronics", Holt, Reinhard, and Winston, Inc., N.Y. (1991)
- 139** L.W. Casperson, *Appl. Opt.* **19**, 422 (1980)
- 140** M. Sargent, M.O. Scully, W.E. Lamb, "Laser Physics", Appendix B, Addison-Wesley N.Y., (1974)
- 141** A.E. Siegmann, "An Introduction to Lasers and Masers", McGraw-Hill N.Y., (1971)
- 142** A.J. DeMaria, D.A. Stetser, W.H. Glenn Jr., *Science* **156**, 1557 (1967)
- 143** A.E. Siegmann, D.J. Kuizenga, *Opto-Electronics* **6**, 43 (1974)
- 144** G.H.C. New, *Rep. Prog. Phys.* **46**, chap. 4, 877 (1983)
- 145** J.T. Darrow, R.K. Jain, *IEEE J. Quant. Electron.* **27**, 1048 (1991)
- 146** D. V.D. Linde, K.F. Rogers, *Opt. Com* **8**, 91, (1973)
- 147** H. Roskos, T. Robl, A. Seilmeier, *Appl. Phys. B* **40**, 59 (1986)
- 148** K. Wolfrum, P. Heinz, *Opt.Com* **84**, 290 (1991)
- 149** E.P. Maldonado, G.E.C. Nogueira, N.D. Vieira Jr., *IEEE J. Quant. Electron.* **29**, 1218 (1993)
- 150** X. Zhu, A. Finch, W. Sibbett, *JOSA B* **7**, 187 (1990)
- 151** S. Silvestri, P. Laporta and V. Magni, *OSA* **11**, 785 (1986).
- 152** W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering* (Springer-Verlag, New York, 1988), Chap. 7.
- 153** L.M. Osterink, J.D.Foster, *Appl. Phys. Lett.* **12**, 128 (1968).
- 154** F.A. Levine, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-7**, 170 (1971).
- 155** R.B. Chesler and D. Maydan, *J. Appl. Phys.* **43**, 2254 (1972).
- 156** H. Vanherzeele, *Opt. Lett.* **13**, 369 (1988)
- 157** V. Magni, *Appl. Opt.* **25**, 107 (1986).
- 158** S. Silvestri, P. Laporta, and V. Magni, *Opt.Comm.* **57**, 339, (1986)
- 159** S. Silvestri, P. Laporta, and V. Magni, *Opt.Lett.* **11**, 513 (1986)
- 160** S. Silvestri, P. Laporta, and V. Magni, *Opt.Comm.* **59**, 43 (1986)
- 161** Laser Quantronix, model 116, open rail configuration
- 162** IntraAction Corp., model 50C, s/n 1683
- 163** Opto-Electronics Inc. model PD50, s/n 072
- 164** Sampling Scope, Tektronix, model CSA803, S/N S/B020
- 165** Scientech Power Meter, model 373, S/N 5022
- 166** N.U. Wetter, E.P. Maldonado, N.D. Vieira Jr., accepted by *Appl. Opt.*

- 167** N.D. Vieira Jr., Tese de doutoramento, IFUSP, 1986
- 168** G. Perez, Tese de mestrado, IFUSP, Abril 1993
- 169** H.W. Kogelnik, E.P. Ippen, A. Dienes, C.V. Shank, IEEE J. Quant. Electron. 8, 373 (1972)
- 170** K.K. Li, A. Dienes, J.R. Whinnery, Appl. Opt. 20, 407 (1981)
- 172** A.L. Bloom, JOSA B 64, 447 (1974)
- 173** Andrea Nora Pino Bustamante, Tese de mestrado, a ser apresentado
- 174** R.L. Fork, O.E. Martinez and J.P. Gordon, Opt. Lett. 9, 150 (1984)
- 175** J.P. Gordon and R.L. Fork, Opt. Lett. 9, 153 (1984)
- 176** X. Zhu, A. Finch, W. Sibbett, JOSA B 7, 1221 (1990)
- 177** F.M. Mitschke, L.F. Mollenauer, Opt. Lett. 12, 407 (1987)
- 178** C.P. Ausschnitt, R.K. Jain, Appl. Phys. Lett. 32, 727 (1987)