UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

SBI-IFUSP

305M810T2170

14/6/94

ESTUDO DO COMPORTAMENTO TEMPORAL DO LASER
C.W. DE Nd:YAG USANDO CRISTAIS COM CENTROS DE
COR COMO ABSORVEDORES SATURÁVEIS

Luiz Santiago de Assis

Orientador: Prof. Dr. NILSON DIAS VIEIRA Jr.

Comissão Examinadora:

Carlos Schwab	(IEAv - CTA)
Laércio Gomes	(IPEN - CNEN)
Luiz Nunes de Oliveira	(IFSC - USP)
Máximo Siu Li	(IFSC - USP)
Nilson Dias Vieira Jr.	(IPEN - CNEN)

Tese apresentada ao Instituto
de Física da Universidade de
São Paulo para a obtenção do
Título de Doutor em Ciências

SÃO PAULO
1994

Prof. Iberê Luiz Caldas
Presidente da Comissão de Pós-Graduação

FICHA CATALOGRÁFICA

**Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo**

Assis, Luiz Santiago de

**Estudo do comportamento temporal do laser CW de
Nd:YAG usando cristais com centros de cor como absor-
vedores saturáveis. São Paulo, 1994.**

**Tese (Doutorado) - Universidade de São Paulo. Instituto
de Física. Departamento de Física dos Materiais e Mecâni-
ca.**

Área de Concentração: Física do Estado Sólido

Orientador: Prof. Dr. Nilson Dias Vieira Junior

**Unitermos: 1. Ótica; 2. Centros de cor; 3. Geração de
pulsos curtos.**

USP/IF/SBI - 25/94

AGRADECIMENTOS

- Agradecemos ao Dr. SPERO PENHA MORATO, por nos permitir usar as instalações do MEO/IPEN para a realização deste trabalho.
- Ao programa CAPES/PICD pelo suporte financeiro.
- Ao Depto. de Física do Estado Sólido do Instituto de Física da Universidade Federal da Bahia bem como ao Departamento de Ciências Básicas do Centro Federal de Educação Tecnológica - CEFET/BA, por nos conceder o afastamento das nossas funções para a realização deste trabalho.
- Ao Prof.Dr.Iberê Luiz Caldas presidente da Comissão de Pós Graduação do Instituto de Física da USP, bem como aos seus membros, pela paciência e oportunidades a mim concedidas para a conclusão deste trabalho.
- Ao Laboratório de Crescimento de Cristais do MEO/IPEN pelo fornecimento dos cristais (Izilda M.Ranieri).
- A equipe técnica do Acelerador de Elétrons do IPEN pelas irradiações.
- Ao Eng.Gessé C. Nogueira (MSc.) do Laboratório de Eletrônica do MEO/IPEN pelo auxílio técnico.
- Aos técnicos, Paulo Cézar, Marcos e Valdir da Oficina Mecânica do MEO/IPEN pela amizade e suporte técnico nas montagens.
- As secretárias do MEO/IPEN Sueli e Melissa, não só pela ajuda na parte burocrática, como também pela amizade.

- Aos professores do Instituto de Física da UFBA, Dr.Hélio S. Campos e Dr.Antônio Sérgio C. Esperidião pela ajuda, discussões e amizade.
- Ao professor do CEFET/BA, Jorge A. Teixeira pela amizade e eficiente procuração.
- A todos os colegas da pós-graduação do MEO/IPEN que de uma forma ou de outra me ajudaram neste trabalho, em especial a Evely, a Andréa e o Gregório.

Em especial, gostaria de expressar todo o meu
agradecimento ao Dr.NILSON DIAS VIEIRA Jr,
pela efetiva e profícua orientação e pela
amizade .

A Cláudia, Gabriel e Diana.

..." melhor o fim que o começo "....

(Eclesiástico)

ÍNDICE

1 - INTRODUÇÃO	1
2 - PROPRIEDADES DOS RESSONADORES ÓTICOS	3
2.1 - Análise Geométrica	3
2.1.1 - Matriz Transferência dos Raios	3
2.1.2 - Cavidades Óticas	6
2.2 - ANÁLISE ONDULATÓRIA	12
2.2.1 - Transformação de um Feixe Gaussiano por uma Lente	17
2.2.2 - Casamento de Modos	19
2.2.3 - A Cavidade Astigmática	22
2.3 - TEORIA DA OSCILAÇÃO LASER	30
2.3.1 - O Oscilador Laser	30
2.4 - CHAVEAMENTO Q	38
2.4.1 - Teoria do Chaveamento Q	40
2.4.2 - Métodos de Chaveamento Q	44
2.5 - CONCEITOS BÁSICOS DO REGIME MODE LOCKED	47
2.5.1 - Mode Locking Ativo	52
2.5.2 - Mode Locking Passivo	57
3.0 - OS CENTROS DE COR COMO MEIO DE GANHO	62
3.1 - Introdução	62
3.2 - Centros de Cor	64
3.3 - Os Centros $Tl^{0}(1)$ em KCl	67
3.4 - Os Centros F_2^- em LiF	72
4.0 - AS CAVIDADES ACOPLADAS	77
4.1 - Teoria	78
5.0 - RESULTADOS EXPERIMENTAIS E DISCUSSÕES	91
5.1 - Operação com $LiF:F_2^-$	91
5.1.1 - Parte Experimental	92
i) - Preparação das Amostras	92
ii) - Criação dos Centros	93
iii) - Arranjo Experimental	93
iv) - Resultados do Acoplamento de Cavidades	96

5.2 - ACOPLAMENTO COM O $\text{KCl:Tl}^0(1)$	100
5.2.1 - Descrição do Criostato	100
5.2.2 - Montagem Experimental do Laser de $\text{KCl:Tl}^0(1)$	102
5.2.2 - Resultados Experimentais e Discussão	106
5.3 - MODE LOCKING PASSIVO	112
5.3.1 - Montagem Experimental	113
5.3.2 - Resultado e Discussões	115
5.4 - MODE LOCKING ATIVO/PASSIVO	118
5.4.1 - Montagem Experimental	119
5.4.2 - Resultados e Discussões	123
6.0 - CONCLUSÕES	132
BIBLIOGRAFIA	134

ÍNDICE DE FIGURAS

fig.1	4
fig.2	5
fig.3a	7
fig.3b	8
fig.4	11
fig.5	20
fig.6	24
fig.7	26
fig.8	30
fig.9	35
fig.10	39
fig.11	40
fig.12	44
fig.13	45
fig.14	46
fig.15	49
fig.16	50
fig.17	53
fig.18	66
fig.19	67
fig.20	69
fig.21	70
fig.22	74
fig.23	76
fig.24	79
fig.25	81
fig.26	95
fig.27	97
fig.28	99
fig.29	101
fig.30	104
fig.31	105

fig.32	108
fig.33	110
fig.34	114
fig.35	117
fig.36	117
fig.37	120
fig.38	122
fig.39	127
fig.40	128
fig.41	129
fig.42	131

RESUMO

Existe uma família de centros de cor e cristais dopados com íons metálicos que absorvem na região de emissão do laser de neodímio. Dentre estes, os que são laser ativos são normalmente bombeados em um esquema de cavidades colineares. Eles podem também ser usados como absorvedores saturáveis para o chaveamento Q passivo, C.W.. Porém, neste caso a absorção máxima intracavidade que pode ser introduzida é limitada de forma a permitir que a ação laser ocorra. Assim, no caso de ser simultaneamente utilizado como absorvedor e meio ativo existe uma limitação do ganho máximo que o meio ativamente bombeado pode alcançar. Usando-se um esquema de cavidades acopladas, estudamos o desempenho dos centros de cor $\text{KCl:Tl}^0(1)$ e LiF:F_2^- , para gerar chaveamento Q C.W. passivo (Q-switching) e o travamento de modos (mode-locking) com o esquema de cavidades acima mencionada, na região espectral do infravermelho. Em particular estudamos a ação laser simultânea dos centros $\text{KCl:Tl}^0(1)$ e do laser de Nd:YAG com o esquema de cavidades acopladas citado, onde o centro de cor tinha o papel dual de absorvedor saturável e meio de ganho.. Obteve-se uma alta extração do laser de $\text{KCl:Tl}^0(1)$, atingindo o limite teórico de 40%, no regime Q-switched c.w. pois a única fonte de perdas do laser de bombeio é o absorvedor saturável.

Devido ao baixo ganho dos materiais mencionados e a alta intensidade de saturação foram exploradas as propriedades da cavidade com compensação astigmática, que permite uma grande focalização do feixe sobre o cristal, num regime de cavidades acopladas. Além deste esquema, usamos também um método de bombeamento colinear para a obtenção do travamento de modos ativo/passivo no regime C.W. do laser de Nd:YAG, usando o LiF:F_2^- como elemento de modulação passiva dos pulsos. Como um absorvedor saturável lento, este necessita de cavidades longas para a obtenção deste regime de operação. Os pulsos modulados (ativamente) sofrem um processo de modulação passiva, o que é dado pela mudança do seu perfil de intensidade de gaussiano para exponencial simétrica, caracterizando a mudança do travamento de modos ativo para passivo.

A B S T R A C T

In general, tunable lasers are colinearly pumped by other powerful lasers. In the particular case of color centers, that cover the near infrared spectral region, there is a shortcoming due to the difficulty of creating high densities of centers to efficiently extract output energy. One possible way to circumvent this problem is to use intracavity pumping, but there is a limiting factor that is the maximum available gain of the pumping laser, that limits the maximum absorption that can be introduced in the pump laser cavity. A coupled cavities scheme is a solution to solve this problem. In this sense, this scheme was studied using a simple theoretical model. Two sets of experiments were performed, using LiF:F_2^- and $\text{KCl:Tl}^0(1)$ color centers. In the first case, in which the LiF:F_2^- centers were used only as saturable absorber, it was demonstrated that the coupled cavity is responsible for the temporal behavior of the main laser, and operation in the Q-switched mode was obtained, with pulses of $1 \mu\text{s}$ duration. In the second case, $\text{KCl:Tl}^0(1)$ color centers are also laser active and simultaneous laser operation were achieved, in the Q-switched regime. The remarkable fact was that the pumping efficiency was close to the maximum theoretically allowed and the pulse duration was also totally dependent on the control cavity. In both cases, the pulse time duration was in good agreement with the theoretical predictions.

The mode-locking regime in these scheme was also studied, using LiF:F_2^- color centers, that has a decay time much longer than the cavity round trip time. By reducing the gain modulation in the couple cavity scheme, we only observed a partial modulation of the laser power, indicating that other effects prevent the full modulation. In these case, the effective absorption used was 0,6 % .In order to explore the role of the saturable absorbers in the mode-locking regime, a active modulator was used to start and

sustain the regime, besides the presence of the crystal inside the cavity. We clearly observed a change in the shape of the pulses from gaussian to hyperbolic secant squared that is a characteristic of the passively mode-locked system. In the optimum case the pulse duration was reduced by a factor of 2,4.

1.0 - INTRODUÇÃO

Lasers são baseados no princípio da ocorrência de decaimento estimulado pelo campo de radiação ressonante com uma transição em que ocorre inversão de população. Assim, um sistema laser é composto de um meio em que se fornece uma inversão de população adequada (meio de ganho) e um ressonador ótico que confina convenientemente o campo eletromagnético proveniente desta emissão. Desde que satisfaça a condição de inversão, os meios de ganho podem ser compostos por gases, líquidos ou sólidos, tendo os últimos a grande vantagem de ser facilmente manuseados. Dentro desta categoria, destacam-se os lasers formados por uma matriz cristalina à qual é convenientemente introduzida uma concentração de íons ou defeitos pontuais (dopantes ou centros de cor), que são os responsáveis pelo ciclo ótico de ação laser. A inversão de população é conseguida por meio de um bombeamento que transfere energia para o meio de ganho, populando o nível metaestável de onde ocorrerá a transição laser. Os fótons emitidos desse nível irão ser refletidos pelos espelhos que formam o ressonador ótico, sofrendo um processo de realimentação ao voltarem ao meio de ganho. Se esse processo de realimentação igualar ou eventualmente superar as perdas para a radiação, a ação laser ocorrerá. Neste caso, o feixe emitido apresentará alta coerência espacial e espectral decorrentes do processo de emissão estimulada do campo de radiação.

Neste trabalho iremos estudar os efeitos da utilização de um esquema de cavidades acopladas conjuntamente com elementos não lineares denominados absorvedores saturáveis, que apresentam uma absorção que diminui com a intensidade incidente. Primeiramente descrever-se-á experiências de chaveamento passivo no regime Q-switching com cristais de LiF, que contém centros de cor F_2^- , que apresentam uma absorção ressonante com a emissão do laser de Nd:YAG. Este laser é utilizado em todos os experimentos aqui descritos. Será demonstrado que o esquema de cavidades acopladas pode dominar completamente o regime de operação do laser e uma teoria simples é capaz de descrever os resultados obtidos.

Num segundo experimento, cristais laser ativos de

KCl:Tl⁰(1), que absorvem a radiação emitida pelo laser de Nd:YAG, foram utilizados num arranjo semelhante, com a inclusão de uma cavidade ressonante para o laser de KCl:Tl⁰(1), conjuntamente com o laser de Nd:YAG. Obteve-se novamente o regime de operação c.w. Q-switched, porém neste caso o cristal de KCl:Tl⁰(1) tinha o duplo papel de absorvedor saturável e meio laser ativo. Demonstrar-se-á que a eficiência de bombeamento do laser de centro de cor atinge um valor próximo ao máximo possível, assim como a conveniência de se utilizar desse esquema para lasers de baixo ganho. Neste caso, a teoria simples desenvolvida também explica o regime obtido. Em particular a teoria prevê que é possível se controlar a profundidade de modulação que o laser principal sofre com o controle da transmissão do espelho de saída.

Finalmente estuda-se a possibilidade de obtenção do regime mode locked (travamento de modos) com cavidades acopladas, utilizando-se cristais de LiF:F₂⁰, que apresentam um tempo de decaimento muito longo (60 ns.) para chaveamento passivo de lasers c.w.. Obteve-se uma modulação parcial do laser neste regime. Apesar do longo tempo de decaimento desse centro de cor pode-se obter um estreitamento da duração dos pulsos no regime c.w. mode locked quando este é utilizado conjuntamente com um modulador acustoóptico. Observa-se inclusive uma transição do regime de travamento de modos ativo para o passivo.

A tese segue o seguinte ordenamento: no capítulo 2 descreve-se as propriedades de propagação de feixes que foi a base importante para se efetuar os acoplamentos das cavidades utilizadas, com particular ênfase na cavidade com compensação astigmática ; em seguida descreve-se as propriedades fundamentais da ação laser nos vários regimes observados neste trabalho. No capítulo 3 descreve-se a teoria por nós desenvolvida para o entendimento da operação do laser com cavidades acopladas. No capítulo 4 as propriedades dos meios laser ativos/absorvedores saturáveis foram descritas assim como a sua obtenção a partir de cristais disponíveis em nossos laboratórios. No capítulo 5 os resultados da experiência com cavidades acopladas é descrito e analisado, sendo então tecidas as considerações finais no capítulo 6.

2 - PROPRIEDADES DOS RESSONADORES ÓTICOS

2.1 - ANÁLISE GEOMÉTRICA.

A análise geométrica da propagação de feixes em meios óticos, pressupõe que um feixe luminoso não se dispersa muito ao atravessar um meio ótico. Definimos como um raio o caminho percorrido pelo centro deste feixe, através do sistema. Enfatizamos a denominação de caminho, porque o raio não possui amplitude. Além disto considera-se que a extensão espacial deste feixe, na direção transversa seja pequena quando comparada com as dimensões dos componentes óticos [2,3].

2.1.1 - MATRIZ TRANSFERÊNCIA DOS RAIOS.

Para descrever o percurso de um raio ao atravessar um sistema ótico consistindo de lentes, intervalos de espaços livres, interfaces entre diferentes meios dielétricos, assim como outros elementos mais complexos, devemos considerar:

- a) qual a posição do raio, em relação a um eixo arbitrariamente escolhido.
- b) para que direção ele está se dirigindo.

Assim, vamos analisar, a situação de um raio que atravessa um intervalo do espaço livre de comprimento d . Situamos dois planos perpendiculares a um eixo, que denomina-se de eixo ótico. Portanto, se conhecermos a inclinação e a distância deste raio em relação ao eixo ótico, no plano de entrada "1", podemos obter informações sobre estes mesmos parâmetros no plano de saída "2" (fig.1).

fig.1 - Propagacao de um raio em um meio dieletrico
homogeneo comprimento d na aproximacao geometrica

Consideramos, que todos os raios são paraxiais, o que significa dizer que $\text{tg}\theta \approx \text{sen}\theta \approx \theta$, para os ângulos medidos em relação ao eixo ótico. Desta forma o ângulo θ é igual a inclinação do raio, dr/dz . Portanto os parâmetros de saída, para propagação livre estão relacionados com os parâmetros de entrada pelas relações:

$$r_2 = 1.r + d.r'_1 \quad (1)$$

$$r'_2 = 0.r_1 + 1.r'_1 \quad (2)$$

que podemos escrever na forma de matriz como:

$$\begin{bmatrix} r_2 \\ r'_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_1 \\ r'_1 \end{bmatrix} \quad (3)$$

De uma forma geral, podemos relacionar os parâmetros nos planos de entrada e de saída de um sistema ótico através de uma

matriz que denominamos de matriz ABCD, da forma:

$$\begin{bmatrix} r_s \\ r'_s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_i \\ r'_i \end{bmatrix} \quad (4)$$

r_s = distância em relação
ao eixo ótico no plano
de saída.

r_i = distância em relação
ao eixo ótico no plano
de entrada.

Logo, o traçado de raios através de um sistema ótico, reduz-se à multiplicação de matrizes 2×2 onde os elementos da matriz ABCD são os coeficientes dos parâmetros que compõem as equações relacionando a posição e a inclinação dos raios nos planos de entrada e de saída. Como exemplo vamos usar um dos mais simples sistemas óticos, que é uma lente fina com distância focal f (fig.2).

fig.2 - Raios em uma lente fina

Assumimos que a lente é tão fina que podemos desprezar a sua espessura. Desta forma qualquer que seja a inclinação do raio incidente, as suas posições nos planos de entrada e de saída são iguais, o que significa:

$$r_2 = r_1 \quad (5)$$

Assim, $A = 1$ e $B = 0$

Considerando agora os parâmetros do raio α do diagrama, vemos que a inclinação no plano de entrada é $r'_1 = 0$, e no

plano de saída é $r'_2 = -r_1 / f$. Assim, usando a expressão,

$$r'_{1\alpha} = C.r_{1\alpha} + D.r'_{1\alpha} \quad (6)$$

encontramos, $C = -1 / f$. O outro raio, β , incide com inclinação r_1/f e deixa o plano de saída paralelo ao eixo ótico, logo $r_{2\beta} = 0$. Usando o valor de C encontrado anteriormente, achamos $D=1$. Temos então que a matriz ABCD, para uma lente fina é dada por:

$$T = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \quad (7)$$

A matriz ABCD, é chamada de matriz transferência de raios. Devido a reversibilidade dos raios seu determinante é unitário. Ela pode ser usada para se obter a posição e a inclinação de um raio, ao atravessar quaisquer sequências de componentes óticos.

Dessa forma pode-se descrever uma sequência periódica de elementos como uma multiplicação de matrizes (2 x 2). Esse procedimento será usado a seguir para a determinação do confinamento dos raios por um ressonador ótico.

2.1.2 - CAVIDADES ÓTICAS

Uma análise importante do traçado de raios é o do comportamento do raio na região entre dois espelhos, que formam uma CAVIDADE ÓTICA. Se o raio inicia o seu traçado nesta região refletindo-se múltiplas vezes nos espelhos, este será redirecionado a cada vez que atingir uma superfície. Se a sua posição permanece, 'próxima' ao eixo ótico, mesmo após muitos trânsitos, o sistema é dito ser ESTÁVEL; e INSTÁVEL se não o for. Se o sistema pode ser perfeitamente alinhado a fim manter o raio próximo ao eixo ótico, então o sistema é CONDICIONALMENTE ESTÁVEL.

Este efeito de redirecionamento de raios é o mesmo que ocorreria se eles percorressem uma sequência periódica de lentes. Assim, substituindo os espelhos por lentes de comprimento focal $f = R/2$ (R - raio de curvatura do espelho), teremos uma estrutura chamada de guia de ondas de lentes. Portanto, seguindo o traçado do raio que parte de um dos espelhos da cavidade, vemos que inicialmente ele encontra um percurso livre d , e logo após um elemento focalizador M_2 (espelho); depois um outro comprimento d (na volta) e o elemento focalizador M_1 , e assim sucessivamente.. Uma sequência periódica infinita de lentes, produzirá o mesmo efeito (fig.3).

fig.3 - (a) Cavidade ótica, mostrando um raio refletindo entre os espelhos

fig.3- (b) Guia de ondas equivalente ao sistema de espelhos descrito em (a).

Podemos então, escrever uma equação de diferenças de segunda ordem, para o raio que passa por sucessivas células unitárias, que corresponde aos diversos trânsitos do raio entre os espelhos.

Assim, para o caminho $s + 1$, temos:

$$r_{s+1} = A.r_s + B.r'_s \quad (8)$$

de onde tiramos $r'_s = \frac{r_{s+1} - A.r_s}{B}$

Temos também, que: $r'_{s+1} = C.r_s + D.r'_s$.

Substituindo r'_s na eq.(8) obtemos a expressão (9).

Devemos lembrar que $A.D - B.C = 1$,

$$r_{s+2} - 2 \left(\frac{A + D}{2} \right) r_{s+1} + r_s = 0 \quad (9)$$

$$\text{ou} \quad r_{s+2} - 2.b.r_{s+1} + r_s = 0 \quad (10)$$

$$\text{sendo } b = \frac{A + D}{2} .$$

Esta expressão é equivalente uma equação de diferenças, que pode ser escrita na forma diferencial [4]:

$$r'' + G.r = 0 \quad \text{cuja solução é da forma :}$$

$$r(z) = r(0) \exp \left[\pm i.\sqrt{G} z \right] \quad (11)$$

Somos então levados, a tentar uma solução do tipo:

$$r_s = r_o \exp (i.s.\theta) \quad (12)$$

que quando substituído em (10), leva a equação:

$$e^{2i\theta} - 2.b.e^{i\theta} + 1 = 0 \quad (13)$$

cujas soluções, são da forma:

$$e^{\pm i\theta} = b \pm i(1 - b^2)^{1/2} \quad (14)$$

$$\text{de onde tiramos que:} \quad \cos \theta = b = \frac{A + D}{2}$$

A solução geral pode ser tomada como uma superposição linear de $\exp(i.s.\theta)$ e $\exp(-i.s.\theta)$ ou equivalentemente, na forma:

$$r_s = r_{\max} \sin(s.\theta + \delta) \quad (15)$$

2.1.3 - ESTABILIDADE

As equações (14) e (15) só tem sentido, se todas as quantidades forem reais. Porém, é suficiente que $|b| \leq 1$ para que

$\cos\theta$ exista e (14) tenha solução limitada. Ou seja, a condição geral de estabilidade é:

$$-1 < \left(\cos \theta = \frac{A + D}{2} \right) < 1$$

De uma forma particular, para uma cavidade ótica composta por dois espelhos esféricos os elementos da matriz ABCD, são:

$$\begin{aligned} A &= 1 - d/f_2 & C &= - \left[\frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} \left(1 - \frac{d}{f_2} \right) \right] \\ B &= d \left(2 - d/f_2 \right) & D &= - \left[\frac{d}{f_1} - \left(1 - \frac{d}{f_1} \right) \left(1 - \frac{d}{f_2} \right) \right] \end{aligned}$$

Assim,

$$\frac{A + B + 2}{4} = \left(1 - \frac{d}{2f_1} \right) \left(1 - \frac{d}{2f_2} \right) \quad (16)$$

Como, $2f_1 = R_1$ e $2f_2 = R_2$, a condição de estabilidade pode ser escrita na forma compacta:

$$0 \leq g_1 \cdot g_2 \leq 1 \quad (17)$$

onde

$$g = 1 - \frac{d}{R_{1,2}}$$

A fig. (4) a seguir é um gráfico da eq.(17). As cavidades cujos produtos dos g , estão dentro da região hachuriada são ditas serem INTÁVEIS, as que estão fora são ESTÁVEIS, e as que estão na borda são condicionalmente ESTÁVEIS, necessitando de um alinhamento perfeito.

fig.4- Diagrama de estabilidade para a cavidade da fig.3.

2.2 - ANÁLISE ONDULATÓRIA

Ainda que os conceitos, fornecidos pela análise geométrica sejam satisfatórios, temos que admitir sua limitação. Um raio é um caminho e não um campo. Ele não tem amplitude, fase nem extensão espacial. Estas são informações importantes no estudo dos feixes lasers.

Torna-se necessária uma análise do ponto de vista ondulatório da radiação produzida pelo laser. Isto é obtido por uma solução analítica aproximada da equação da onda que fornece os campos especificados e todos os pontos do espaço.

Na análise ondulatória que desenvolveremos, consideraremos que a distribuição de intensidades de um feixe laser em um plano normal à sua direção de propagação seja gaussiana. Assim, seus parâmetros característicos são obtidos através das equações de Maxwell em um meio isotrópico. Logo usando,

$$\nabla \times \mathbf{H} = \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \qquad \nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \qquad \nabla \cdot (\varepsilon \cdot \mathbf{E}) = 0$$

chegamos após alguns cálculos [5], a seguinte equação:

$$\nabla \cdot \nabla \mathbf{E} - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\nabla \left(\frac{1}{\varepsilon} \mathbf{E} \cdot \nabla \varepsilon \right) \quad (18)$$

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2(r) \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (18a)$$

onde consideramos que $k^2(r) = \omega^2 \mu \varepsilon(r) [1 - i \cdot \sigma(r) / \omega \cdot \varepsilon]$ e que a variação fracional de ε por comprimento de onda é pequena e podemos

desprezar o seu segundo membro, chegando a equação (18a). Considerando que a solução tem simetria cilíndrica, podemos escrever o operador,

$$\nabla^2 = \nabla_t^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (19)$$

Logo, se tratamos a propagação como aproximadamente plana, com o fluxo de energia predominantemente ao longo de uma direção (z por exemplo), podemos limitar o tratamento para uma única componente transversa de E. Assim, para simetria cilíndrica temos:

$$E = \psi(r, \theta, z) \cdot \exp(-ikz), \quad (20)$$

chegamos a expressão:

$$\nabla_t^2 \psi - 2.i.k.\psi' - k.k_2.r^2.\psi = 0 \quad (21)$$

sendo $\psi' = \partial\psi/\partial z$ e k_2 é uma constante. Nesta equação será assumido que a variação longitudinal é tão lenta que pode ser desprezada. A solução ψ tem a forma:

$$\psi(z, r) = \exp\{-i.[P(z) + \frac{1}{2}.Q(z).r^2]\} \quad (22)$$

que substituindo em (21) e usando (20), resulta em,

$$-Q^2.r^2 - 2.i.Q - k.r^2.Q' - 2.k_2.P' - k.k_2.r^2 = 0 \quad (23)$$

Se esta equação vale para todo r, os coeficientes das diferentes potências de r devem ser iguais a zero. Isto leva a

equação:

$$Q^2 + k.Q' + k.k_2 = 0 \quad (24)$$

$$e \quad P' = -iQ/k \quad (25)$$

Para um meio homogêneo, podemos fazer $k_2 = 0$, uma vez que não temos mais uma dependência com r da constante de propagação. Assim, (24) fica:

$$Q^2 + k.Q' = 0 \quad (26)$$

Admitindo uma função de s na forma:

$$Q = k \frac{s'}{s}$$

obtemos diretamente de (26) $s = az + b$, de onde tiramos:

$$Q = k \frac{a}{az + b} \quad (27)$$

com a e b constantes.

Torna-se mais fácil trabalhar com o parâmetro q , da forma: $q = \frac{k}{Q(z)}$, que podemos também escrever como,

$$q = z + b/a = z + q_0 \quad (28)$$

Da expressão, $dP/dz = -iQ/k$, e usando (28) achamos o valor de P ,

$$P(z) = -i \cdot \ln (1 + z/q_0) \quad (29)$$

Desta forma substituindo estes valores para Q e P em (22), obtemos a seguinte expressão geral:

$$\psi = \exp \left\{ -i \left[-i \ln \left(1 + \frac{z}{q_0} \right) + \frac{k}{2(q_0 + z)} r^2 \right] \right\} \quad (30)$$

A constante arbitrária de integração q_0 pode ser considerada como puramente imaginária e expressá-la em termos de uma nova constante ω_0 como:

$$q_0 = i \frac{\pi \cdot \omega_0^2 \cdot n}{\lambda} \quad (31)$$

sendo $\lambda = \frac{2 \cdot \pi \cdot n}{k}$

Esta escolha de q_0 imaginário está relacionado com o fato físico de que as ondas tem as suas densidades de energia, confinada próxima ao eixo z. Com estas substituições, vamos considerar separadamente os termos da exponencial em (30), da seguinte forma:

$$\exp \left[-\ln \left(1 - i \frac{\lambda \cdot z}{\pi \cdot \omega_0^2 \cdot n} \right) \right] = \frac{1}{\left(1 + \frac{\lambda^2 \cdot z^2}{\pi^2 \cdot \omega_0^4 \cdot n^2} \right)^{1/2}} \exp \left[i \cdot \text{tg}^{-1} \left(\frac{\lambda \cdot z}{\pi \cdot \omega_0^2 \cdot n} \right) \right] \quad (31)$$

Para o outro termo, temos também que:

$$\exp\left[\frac{-i.k.r^2}{2.(q_0 + z)}\right] = \exp\left\{-r^2.\omega_0^2\left[1+\left(\frac{\lambda.z}{\pi.\omega_0^2.n}\right)^2\right]^{1/2} - \frac{i.k.r^2}{2.z}\left[1+\left(\frac{\pi.\omega_0^2.n}{\lambda.z}\right)^{-1/2}\right]\right\}$$

(32)

De onde podemos tirar, os seguintes parâmetros importantes:

$$\omega^2(z) = \omega_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2 n} \right)^2 \right] = \omega_0^2 \left[1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right] \quad (33)$$

$$R = z \left[1 + \left(\frac{\pi \omega_0^2 n}{\lambda . z} \right)^2 \right] = z \left(1 + \frac{z_0^2}{z^2} \right) \quad (34)$$

$$\eta(z) = \tan^{-1} \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2 n} \right) = \tan^{-1} \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (35)$$

sendo $z_0 = \frac{\pi \omega_0^2 n}{\lambda}$ e $q = \frac{i \pi \omega_0^2 n}{\lambda}$

Da expressão (33) podemos obter a distância em relação ao eixo ótico na qual a amplitude do campo decai por um fator de $1/e$, o "spot size". Em $z = 0$, temos o seu valor mínimo ω_0 . R é o raio de curvatura da frente de ondas gaussiana, e η é o ângulo de abertura da frente de fase.

2.2.1 - TRANSFORMAÇÃO DE UM FEIXE GAUSSIANO POR UMA LENTE

As lentes podem ser usadas tanto para focalizar um feixe laser como produzir um feixe de curvatura e diâmetro convenientes para injeção em uma certa estrutura ótica.

Uma lente ideal, fina, não oferece nenhuma deformação na passagem de um feixe laser gaussiano, deixando a simetria da distribuição de campo do modo do feixe inalterado após passar por ela. Entretanto, os parâmetros $R(z)$ e $\omega(z)$ sofrem alterações neste processo. Como estes parâmetros são os mesmos para os modos de oscilação de várias ordens, vamos fazer uma análise das suas alterações para uma onda esférica incidente em uma lente fina delgada, com comprimento focal f .

Desta forma, uma lente delgada transforma uma onda esférica de raio R_1 , imediatamente à sua esquerda, em uma onda de raio R_2 dado por:

$$\frac{1}{R_2} = \frac{1}{R_1} - \frac{1}{f} \quad (36)$$

O raio de curvatura é tomado como positivo se a frente de onda é convexa quando vista de $z = \infty$. A lente, transforma a frente de fase do feixe laser da mesma forma que transforma a frente de fase das ondas esféricas discutidas anteriormente. Como o diâmetro do feixe é o mesmo imediatamente à esquerda e à direita de uma lente delgada, o parâmetro q , das ondas incidentes e de saída, estão relacionadas pela expressão:

$$\frac{1}{q_2} - \frac{1}{q_1} = \frac{1}{f} \quad (37)$$

onde os parâmetros 'q' são medidos a partir da lente.

Para estruturas óticas mais complexas, compostas por combinações de lentes, espessas ou finas, podemos obter o parâmetro q_2 , através da expressão:

$$q_2 = \frac{A \cdot q_1 + B}{C \cdot q_1 + D} \quad (38)$$

onde os parâmetros A , B , C, e D, são os elementos da matriz de transformação do feixe ao atravessar estas estruturas, ou seja a matriz ABCD. Para o caso simples de um feixe gaussiano, que atravessa uma lente fina com distância focal f, e tomando os parâmetros q_1 e q_2 nas distâncias d_1 e d_2 da lente, a matriz de transformação será:

$$T = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & d_1 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & d_1 \\ -\frac{1}{f} & 1 - \frac{d_1}{f} \end{bmatrix} \quad (39)$$

Multiplicando esta matriz pela matriz do espaço livre à direita da lente,

$$D = \begin{bmatrix} 1 & d_2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (40)$$

obtemos o parâmetro q_2 através da lei ABCD (38), ou seja :

$$q_2 = \frac{(1 - d_2/f)q_1 + d_1 + d_2 - d_1 d_2/f}{-q_2/f + 1 - d_1/f} \quad (41)$$

Esta generalização vem do fato dos feixes lasers obedecerem às mesmas leis de transformação que alteram as ondas esféricas. Maiores detalhes desta discussão, encontra-se na referência [6].

2.2.2 - CASAMENTO DE MODOS

Até aqui foi mostrado que a propagação dos modos de um feixe colimado pode ser caracterizada por feixes de luz com certos parâmetros e propriedades, que são definidos pela geometria do ressonador. Estudemos agora, como estes feixes gaussianos se propagam em outras estruturas óticas.

No processo de injeção, torna-se necessário fazer o casamento dos modos do feixe incidente, com aquele próprio da estrutura onde está sendo injetado, necessitando então transformar-se o feixe gaussiano definido em outro com parâmetros a serem determinados. Em geral, usam-se lentes delgadas para se obter esta transformação, mas outros sistemas mais complexos, também podem ser usados.

A localização e o diâmetro da cintura dos dois feixes a serem casados são conhecidos, ou podem ser calculados. Para que ocorra o casamento dos modos (mode matching) devemos escolher uma lente de comprimento focal f , que seja maior que o comprimento característico f_0 definido pelos dois feixes, e temos que ajustar a distância entre as lentes e a cintura dos dois feixes, conforme o mostrado na fig.(5)

fig.5 - Distância e parâmetros para um feixe transformado por uma lente fina.

Podemos obter uma expressão relacionando os parâmetros da cintura do feixe, seu posicionamento em relação a lente e a sua distância focal, f . Para isto tomemos os parâmetros q_1 e q_2 dados e levamos na expressão da lei ABCD (38). Assim, tomando os parâmetros complexos nas cinturas dos feixes, ω_1 e ω_2 , definidos por

$$q_1 = i\pi\omega_1^2/\lambda \quad \text{e} \quad q_2 = i\pi\omega_2^2/\lambda$$

obteremos após introduzi-los na eq.41 e separar as partes real e imaginária:

$$\frac{\omega_1^2}{\omega_2^2} = \frac{d_1 - f}{d_2 - f} \quad (42)$$

$$(d_1 - f)(d_2 - f) = f^2 - f_0^2 \quad (43)$$

onde $f_0 = \frac{\pi W_1 W_2}{\lambda}$

Observamos que o comprimento característico f_0 é definido pelo diâmetro da cintura do feixe, a ser casado. Uma lente, com comprimento focal $f > f_0$ pode ser usada para realizar o casamento de modos. Uma vez que f é escolhido, as distâncias d_1 e d_2 devem ser ajustadas para satisfazer as fórmulas..

$$d_1 = f \pm \frac{\omega_1}{\omega_2} \sqrt{f^2 - f_0^2}, \quad (44)$$

$$d_2 = f \pm \frac{\omega_2}{\omega_1} \sqrt{f^2 - f_0^2} \quad (45)$$

Vamos introduzir os parâmetros confocais b_1 e b_2 , que são definidos como:

$$b_1 = \frac{2 \pi \omega_1^2}{\lambda} \quad (46)$$

$$b_2 = \frac{2 \pi \omega_2^2}{\lambda} \quad (47)$$

Usando estes parâmetros, obtemos o comprimento característicos f_0 .

$$f_0^2 = \frac{b_1 \cdot b_2}{4} \quad (48)$$

e para o casamento das distâncias, temos:

$$d_1 = f \pm \frac{b_1}{2} \sqrt{(f^2 / f_0^2) - 1} \quad (49)$$

$$d_2 = f \pm \frac{b_2}{2} \sqrt{(f^2 / f_0^2) - 1} \quad (50)$$

2.2.3 - A CAVIDADE ASTIGMÁTICA

A cavidade ideal para o meio laser que trabalhamos (alto ganho e tempo de decaimento curto), é a cavidade do tipo concêntrica. Porém estas cavidades tem frentes de ondas esféricas em todo o seu volume, exceto no intervalo onde posiciona-se o meio de ganho. Isto dificulta a introdução de outros elementos de modulação na cavidade, devido a distorção que estas frentes sofrem, ocasionando perdas dentro dos ressonadores. Então, devemos ter uma cavidade com duas regiões que confine o modo numa região pequena e na outra apresente um parâmetro confocal grande, onde as ondas são praticamente planas. Surge ainda, como uma outra dificuldade, o fato dos cristais alcalinos serem relativamente higroscópicos, de pequeno tamanho, não sendo conveniente depositar-se camadas anti-refletoras em sua superfície. Logo devemos ter o cristal com a sua superfície operando em ângulo de Brewster em relação ao feixe incidente onde a reflexão para o modo transversal magnético é nula e as perdas por reflexão introduzidas no ressonador pelo cristal são nulas. Assim, o feixe do laser neste caso já é naturalmente polarizado.

Como o cristal está com a sua superfície em ângulo de Brewster, o feixe sofre uma distorção do tipo astigmática fazendo com que este, que tem secção reta circular antes de passar pelo meio, se transforme em uma secção elíptica [7]. Para corrigir esta distorção e oferecer uma cintura de feixe pequena sobre o cristal e ainda proporcionar frentes de onda aproximadamente planas, usamos uma cavidade em "V" com três espelhos. Esta cavidade, como na figura 6, possui dois ramos, sendo um maior que o outro. No ramo mais curto, o modo é confinado e possui uma cintura estreita (ω_{01}) sobre o cristal. No ramo mais longo, as frentes de onda, são aproximadamente planas, tendo tanto a sua cintura (ω_{02}) como parâmetro confocal maiores que no outro ramo. Como o espelho de saída é plano, o feixe apresenta uma cintura sobre ele. O ângulo β é o ângulo de Brewster para o modo cujo campo elétrico está contido no plano que contém as duas direções de propagação. A compensação

astigmática é feita pelo espelho M_2 (raio R_2), que se comporta como uma lente de foco $f = R_2/2$. Por existir um ângulo 2θ entre os ramos do ressonador, temos o surgimento do astigmatismo, devido a existência de dois focos em planos diferentes (tangencial e sagital), do espelho esférico. O foco no plano do papel (tangencial) é dado por $f \cos \theta$ e no plano perpendicular por $f / \cos \theta$. Logo esta cavidade pode ser analisada como sendo duas cavidades (em planos perpendiculares). A finalidade da compensação astigmática é produzir a máxima superposição desses dois focos nos seus respectivos intervalos de estabilidade. Em particular temos a relação,

$$2.N.t = 2.f.\text{sen}\theta.tg\theta \quad (51)$$

onde t é a espessura do cristal e N é um parâmetro que está relacionado ao índice de refração do cristal,

$$N = (n^2 - 1) \sqrt{n^2 + 1/n^4} \quad (52)$$

expressão esta que estabelece o critério de superposição dos dois intervalos de estabilidade.

fig.6 - Esquema de cavidade de tres espelhos. O cristal tem uma espessura t , e é colocado em ângulo de Brewster (β) no ramo menor da cavidade. O espelho M_2 esta inclinado em relação a cada ramo

Pelo que foi exposto até aqui, vemos que a cavidade astigmática possui uma estrutura de um ressonador com uma lente de distância focal f , entre os espelhos. O espaçamento entre a lente e os espelhos são d_1 e d_2 e os raios de curvatura são R_1 e R_2 . Os parâmetros de interesse a serem determinados neste caso são:

- a) intervalo de estabilidade do ressonador
- b) localização da cintura do foco
- c) raio da cintura do feixe

Para obter um foco interno bem pequeno, supomos o sistema com um dos espaçamentos entre a lente e o espelho bem grande ($d_2 \gg f$) e o outro bem pequeno, ou seja, d_1 dado aproximadamente por $d_1 \approx R_1 + f$. O foco, será formado bem próximo ao centro de curvatura do espelho M_1 , isto é, no ramo mais curto da cavidade. Para analisar, o sistema vamos usar as regras de formação de imagens em ressonadores [8].

Se conhecemos, os modos do ressonador, podemos escolher a superfície do espelho da direita (M_2) como referência. As imagens do espelho (M_2) aparecerão a uma distância d'_2 , dada por:

$$\frac{1}{d_1} + \frac{1}{d'_2} = \frac{1}{f} \quad (53)$$

de onde tiramos,

$$d'_2 = \frac{f \cdot d_2}{d_2 - f} \quad (54)$$

Consideramos agora, um espelho colocado no local de formação da imagem a uma distância:

$$d = d_1 - d'_2 \quad (55)$$

em relação ao espelho M_1 (fig.7).

fig.7 - Esquema de cavidade com espelho equivalente.

Este espelho possui raio de curvatura de forma a casar a frente de onda do modo de propagação, e é chamado de espelho imagem de M_2 . Além da diferença de fase, ele reflete uma onda vinda da esquerda, da mesma forma que o conjunto original (espelho M_2 + lente). A onda incidente produz a mesma distribuição complexa de amplitude do campo sobre o espelho imagem, como se fôsse sobre o espelho original M_2 . A onda de saída refletida pelo espelho imagem, produz uma amplitude de campo em d'_2 , também idêntica àquela formada pela combinação original já citada. Desta forma os modos do campo são idênticos nos dois casos para qualquer ponto do feixe e em particular no espelho da esquerda (M_1). Portanto, os modos do ressonador vazio formado pela imagem do espelho M'_2 e M_1 são equivalentes aos formados pelo ressonador original com lente interna. O espelho M'_2 é chamado de espelho equivalente.

Usando (54) e a expressão para ressonadores com lentes internas, dada por:

$$\frac{1}{d_1 + R_1} + \frac{1}{d_2 - R_2} = \frac{1}{f} \quad (56)$$

obtemos o raio de curvatura do espelho equivalente, R'_2 , ou seja:

$$R'_2 = \frac{f^2 R_2}{(d_2 - f) \cdot (d_2 - R_2 - f)} \quad (57)$$

Para este sistema com foco muito pequeno o ajuste do espaçamento d_1 é bem crítico desde que, neste caso, a cavidade só será estável em intervalos bem pequenos de valores ou seja, próximos de $d_1 = R_1 + f$. Define-se então, um parâmetro de ajustes δ na forma :

$$d_1 = R_1 + f + \delta \quad (58)$$

O INTERVALO DE ESTABILIDADE do ressonador, estende-se entre os valores de $\delta_{\max}$ e $\delta_{\min}$, que são dados para os casos em que $d = R_1$ e $d = R_1 + R'_2$, respectivamente, como:

$$\delta_{\max} = \frac{f^2}{(d_2 - f)} \quad (59)$$

e

$$\delta_{\min} = \frac{f^2}{(d_2 - R_2 - f)} \quad (60)$$

Para o intervalo de estabilidade $2S$, temos:

$$2S = \delta_{\max} - \delta_{\min} = \frac{-R_2 f^2}{(d_2 - f)(d_2 - R_2 - f)} \quad (61)$$

Para obter um foco bem pequeno, fazemos $d_2 \gg f$, e $R_2 \rightarrow \infty$ (espelho plano), logo: $2S = \frac{f^2}{d_2}$

A terceira quantidade de interesse é o *diâmetro da cintura do feixe*. O raio da cintura é dado pela expressão:

$$(\pi \omega_0^2 / \lambda) = d(R_1 - d)(R'_2 - d)(R_1 + R_2 - d) / (R_1 + R_2 - 2d)^2 \quad (62)$$

que após inserir as expressões de (54) a (61), chegamos a equação aproximada, [8]

$$(\pi \omega_0^2 / \lambda)^2 \approx (\delta_{\max} - \delta)(\delta - \delta_{\min}) \quad (63)$$

Desta forma, tendo o raio da cintura do feixe, podemos calcular a sua área no cristal, que será dada por:

$$A \approx n \cdot \pi \cdot \omega_{01}^2 = n \cdot \lambda \frac{f^2}{d_2 - f} \quad (64)$$

Podemos assim, obter todas as grandezas do ressonador a partir de ω_0 . O diâmetro do feixe no espelho M_2 é dado por,

$$\omega_{02} = \frac{f \cdot \lambda}{\pi \cdot \omega_0} \quad (65)$$

Ainda é possível determinar de uma forma qualitativa o intervalo de instabilidade, da cavidade da seguinte forma: quando o parâmetro confocal do ramo mais comprido, b_2 for muito maior que a distância d_2 , então a frente de onda é aproximadamente plana em toda sua extensão; a cintura do feixe no ramo mais curto está essencialmente no foco de M_2 e portanto $\delta=0$.

Se $b_2 \ll d_2$, então o espelho M_2 está na região de campos distantes dos dois ramos da cavidade e as duas cinturas podem ser consideradas como objeto-imagens, usando-se ótica clássica. Assim podemos calcular imediatamente que a cintura do feixe, no ramo mais curto, é formada a uma distância igual a $f + \frac{f^2}{d_2 - f}$ de M_2 . Como esta cintura deve estar no centro de curvatura de M_1 , então:

$$\delta = \frac{f^2}{d_2 - f} \quad .$$

2.3 TEORIA DA OSCILAÇÃO LASER

2.3.1. - O OSCILADOR LASER

A teoria desenvolvida a seguir, baseia-se em um sistema de quatro níveis (ver fig.8), 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., corantes orgânicos, e também centros de cor.

fig.8 - Diagramas de um sistema ideal de quatro níveis e distribuição de população nos níveis envolvidos no ciclo ótico.

Em um sistema de quatro níveis, a inversão de população se dá entre os níveis 2 e 1 (vide fig.8), onde o nível 2, metaestável, é o nível superior da transição laser. Esse nível, no caso do Nd e também para certos corantes orgânicos, 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 a partir 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 da radiação emitido com intensidade I , é dada pela equação de taxa [1]:

$$\frac{dn_2}{dt} = W_E \cdot (n_{tot} - n_2) - \frac{n_2}{\tau_2} - n_2 \cdot W_{21}(I, \nu) \quad (66)$$

onde n_1 e n_2 são as populações dos níveis 1 e 2, respectivamente, e como τ_{10} é pequeno, têm-se que $n_1 = 0$. Logo a população total pode ser escrita como:

$$n_{tot} = n_0 + n_2 \quad (67)$$

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

$$W_E = W_{03} \cdot \left(1 + \frac{\tau_{31}}{\tau_{32}} + \frac{\tau_{32}}{\tau_{31}} \right)^{-1} \quad (68)$$

sendo W_{03} um parâmetro relacionado ao processo de bombeamento e o parênteses diz respeito às taxas relativas de relaxação para os

átomos através dos vários caminhos possíveis e τ_2 é o tempo de vida total do nível 2. Se consideramos só os canais espontâneos de decaimento, podemos escrevê-lo como:

$$\frac{1}{\tau_2} = \frac{1}{\tau_{21}^{\text{esp.}}} + \frac{1}{\tau_{20}^{\text{esp.}}} \quad (69)$$

Introduzimos agora a função forma de linha normalizada para um meio homogêneamente alargado (Lorentziana) para o caso do Nd

$$g(\nu) = \frac{\Delta\nu}{2\pi} \left[(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu/2)^2 \right]^{-1} \quad (70)$$

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. Podemos escrever a secção de choque de emissão estimulada dependente da frequência para este caso como:

$$\sigma_{21}(\nu) = \frac{c^2}{\tau_{21} 8\pi n^2 \nu^2} g(\nu) \quad (71)$$

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. Para o caso em que $\nu = \nu_0$, teremos,

$$\sigma_{21} = \frac{c^2}{\tau_{21} 4 \cdot \pi^2 \cdot n^2 \cdot \nu^2 \cdot \Delta\nu} \quad (72)$$

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

$$W_{21}(I, \nu) = \frac{1}{\tau_{21} \cdot 8\pi \cdot n^2 \cdot \nu^2} g(\nu) \frac{I}{h\nu} \quad (73)$$

onde h é a constante de Planck.

Resolvendo-se a equação (66) para o caso estacionário ($dn_2 / dt = 0$) tem-se:

$$n_2 = \frac{n_2^0}{1 + I / I_s} \quad (74)$$

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

$$n_2^0 = \frac{n_{tot} W_E}{W_E + 1/\tau_2} \quad (75)$$

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

$$I_s = (W_E + 1/\tau_2) \frac{h\nu}{\sigma_{21}} \quad (76)$$

SATURACÃO DO GANHO

Em um ressonador laser com espelhos de refletividade R_1 e R_2 , e com ganho por unidade de comprimento γ em um meio ativo com comprimento L , a intensidade cresce por um fator $\exp(\gamma L)$ 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:

$$R_1 \cdot R_2 \exp[(\gamma - \alpha) \cdot 2 \cdot L] = 1 \quad (77)$$

e α é o coeficiente representando as perdas intracavidades.

O ganho por duplo passo é dado por:

$$G = R_1 \cdot R_2 \cdot \exp[(\gamma - \alpha)2 \cdot L] \quad (78)$$

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 secção de choque de emissão estimulada pela inversão de população, [10] tem-se:

$$\gamma(\nu, I) = \sigma_{21}(\nu) n_2 \quad (79)$$

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 :

$$\gamma^0 = \sigma_{21} \cdot n_2^0 \quad (80)$$

Substituindo-se as equações (72), (74) e (80) na equação (79), pode-se obter o coeficiente de ganho expresso por :

$$\gamma(\nu, I) = \frac{\gamma^0}{1 + I / I_s} \quad (81)$$

O 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 fig.9).

fig.9 - Diagrama de um oscilador laser. R_B e R são as refletividades dos espelhos. $I^-(z)$ e $I^+(z)$ são as intensidades dos feixes. O meio ativo é colocado próximo ao espelho de fundo por simplicidade.

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

$$dI/dz = [\gamma(\nu, I) - \alpha] \quad (82)$$

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

$$\frac{dI^+(z)}{dz} = \frac{\gamma^0 I^+(z)}{1 + I / I_s} - \alpha I^+(z) \quad (83)$$

$$\frac{dI^-(z)}{dz} = \frac{-\gamma^0 I^-(z)}{1 + I / I_s} + \alpha I^-(z) \quad (84)$$

Deve-se mencionar ainda que a saturação depende da soma das amplitudes eletromagnéticas 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 (83) e (84) segue que:

$$\frac{d[I^+(z) \cdot I^-(z)]}{dz} = 0 \Rightarrow I^+(z) \cdot I^-(z) = \text{cte.} \quad (85)$$

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

$$I^+(0) = I^-(0) \quad (86)$$

$$I^+(L) = I^-(L) \quad (87)$$

Portanto:

$$\frac{I^+(L)}{I^+(0)} = R^{-1/2} \quad (88)$$

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

$$\frac{dI}{dz} = \frac{\gamma^0 I}{1 + 2 \cdot I / I_s} - \alpha I \quad (89)$$

Após um duplo passo dentro da cavidade, o incremento em intensidade é compensado pelas perdas no espelho. Utilizando-se a equação (74) e admitindo-se que $R_B \sim 1$, tem-se:

$$\left[\frac{\gamma^0}{1 + 2.I / I_s} - \alpha \right] . 2\ell = |\ln n(R)| \quad (90)$$

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

$$I = \frac{I_s}{2} \left[\frac{2\ell\gamma^0}{2\ell\alpha - \ln(R)} - 1 \right] \quad (91)$$

Portanto, a potência útil da frequência central na saída, dada por $(1-R) \cdot I \cdot A$ (onde A é a área do feixe) pode ser escrita como:

$$P_{OUT} = A \frac{I_s}{2} (1-R) \left[\frac{2\ell\gamma^0}{2\ell\alpha - \ln(R)} - 1 \right] \quad (92)$$

2.4 CHAVEAMENTO Q

A técnica do chaveamento Q permite a geração de pulsos lasers de curta duração (de alguns nanosegundos a centenas de nanosegundos) e alta potência pico (de alguns megawatts a algumas dezenas de megawatts) [10]. O princípio da técnica consiste em se aumentar momentaneamente o ganho de limiar do laser, pela presença de um elemento intracavidade. Após a excitação do meio, este ganho de limiar é rapidamente reduzido a um valor inferior ao ganho atingido pelo meio excitado. Isto leva uma deterioração do fator de qualidade Q da cavidade ressonante. Quando a inversão de população alcança seu valor máximo, este obturador pode ser aberto, fazendo com que o ganho de limiar do laser seja bruscamente rebaixado, gerando assim um pulso laser de grande intensidade. Se a abertura deste obturador ocorre em tempos muito curtos, comparado com o tempo de crescimento do pulso (chaveamento rápido), a radiação de saída consiste de um único pulso gigante. No caso de chaveamento lento, pode ocorrer a geração de vários pulsos [11].

Na verdade a energia armazenada no meio antes do chaveamento ocorrer é totalmente extraída em uma série de passos (viagens do pulso dentro do ressonador). O pulso leva o ganho para uma situação abaixo do limiar, inibindo a ocorrência de outros pulsos, pois o processo de chaveamento reduz o ganho do meio abaixo do ganho de limiar.

Lasers chaveados, podem operar em uma das seguintes formas:

(a) Operação pulsada — Neste caso, a taxa de bombeamento $W_p(t)$ está na forma de um pulso de duração comparável ao tempo de decaimento do nível metaestável da transição laser. A inversão de população $N(t)$ antes do chaveamento Q, cresce para um valor máximo e logo após tende a diminuir. O fator de qualidade Q da cavidade, é chaveado, quando ocorre um máximo de $N(t)$ ($t = 0$, na fig.10). Para $t > 0$, o número de fótons começa a crescer, levando a um pulso com pico que ocorre em um tempo t_d após o chaveamento. Devido ao crescimento do número de fótons, a inversão de população $N(t)$ decrescerá do seu valor inicial N_1 (em $t = 0$) para um valor

final N_f .

fig.10 - Desenvolvimento de um pulso laser chaveado no regime pulsado. A figura mostra o comportamento no tempo da taxa de bombeio W_p , e as perdas no ressonador, $\gamma(t)$.

(b) Operação contínua — Neste caso, um bombeamento contínuo (W_p) é aplicado ao laser e as perdas na cavidade, são periodicamente chaveadas. O feixe laser de saída, irá constituir-se de um conjunto de pulsos, enquanto que a inversão oscilará de um valor inicial, antes do chaveamento, N_i até um valor final N_f , após o chaveamento. (ver fig.11).

fig.11 - Desenvolvimento de um pulso com chaveamento Q, com o laser no regime CW.

2.4.1 TEORIA DO CHAVEAMENTO Q

Um número razoável de parâmetros físicos dos pulsos chaveados, tais como energia, potência pico, largura temporal, tempo de crescimento e de formação, podem ser obtidos à partir das equações de taxa. Delas podemos tirar que a variação temporal da densidade de fótons $q(t)$ no ressonador é dada por [12]:

$$\frac{\partial q(t)}{\partial t} = q \left(c \cdot \sigma \cdot n \cdot \frac{l}{l'} - \frac{\alpha}{t_r} \right) \quad (93)$$

e

$$\frac{\partial n}{\partial t} = - \alpha \cdot n \cdot \phi \cdot \sigma \cdot c \quad (94)$$

Na primeira expressão, associamos o tempo de vida dos fótons no ressonador, com o tempo de trânsito $t_r = 2l'/c$ e as perdas fracionais por passo como α , sendo l e l' os comprimentos do meio ativo e do ressonador. O chaveamento é obtido, tornando o parâmetro das perdas uma função do tempo (chaveamento das perdas) ou com γ uma

função da densidade de fótons (chaveamento do ganho).

As perdas na cavidade podem ser representadas por:

$$\alpha = -\ln R_1 + L + F(t) \quad (95)$$

Neste caso $-\ln R_1$ representa a perda por transmissão no espelho, o segundo termo, L , representa as perdas ocasionais (espalhamento, difração e absorção), e $F(t)$ representa as perdas introduzidas pelo elemento chaveador.

Quando a mudança do fator Q , de um valor alto, para um valor baixo, é feita bruscamente, as equações de taxa possuem fácil solução. Neste caso assumimos que em $t = 0$, existe uma inversão de população inicial n_i e a radiação na cavidade possui uma quantidade pequena, porém finita de fótons q_i . No começo, a densidade de fótons é baixa, e as perdas são máximas, enquanto o laser está sendo bombeado.

Se as perdas são bruscamente reduzidas para um valor mínimo, a densidade de fótons cresce de um valor bem pequeno e alcança um pico, muitas ordens de grandeza acima daquela inicial, e decaindo depois para ZERO. A inversão de população é uma função matemática decrescente do tempo tendo um valor inicial e terminando com um valor pequeno. Notamos que (ver fig.10), o valor final n_f está abaixo da inversão do limiar, para operação normal. No instante t o fluxo de fótons é máximo e a taxa de variação da inversão $dn/dt = 0$ mas decaindo para um valor abaixo do limiar, e finalmente alcançando n_i . Por outro lado se o ganho do material laser ativo é elevado muito acima do limiar, este decai bruscamente em um pequeno número de passagens pela cavidade. Após a potência máxima ser alcançada, resta ainda uma quantidade razoável de fótons, que contribui para que o meio seja depopulado, levando o ganho para ZERO rapidamente. Neste caso, a maior parte do processo de decaimento ocorre na constante de tempo da cavidade.

Podemos obter uma equação de taxa tomando o quociente das expressões (93) e (94), de onde temos:

$$\frac{dq}{dn} = - \frac{\ell}{\ell' \alpha} \left(1 - \frac{n_t}{n} \right) \quad (96)$$

$$n_t = \frac{\alpha}{2\sigma\ell} \quad \text{é a inversão da limiar}$$

O pico ocorre quando $\frac{dq}{dt} = 0$, ou seja quando a densidade de fótons na cavidade é um máximo ou quando $n = \frac{\alpha}{2\sigma\ell}$. Como esta expressão é idêntica a inversão de limiar, a densidade máxima de fótons, e portanto a potência pico ocorre quando a inversão atinge o limiar n . Podemos então integrar a equação para os fótons na cavidade e obtemos:

$$q(t) = \frac{\ell}{\ell' \alpha} \left\{ n \ln \left[\frac{n(t)}{n} \right] + n - n(t) \right\} \quad (97)$$

Com $n(t) = n$, obtemos $q(t) = q_{mx}$.

Como os fótons decaem com um tempo de vida $\tau_c = \frac{t_r}{\alpha}$, a potência pico é $P \approx \frac{q_{mx} A \ell h \nu}{\tau_c}$. Apenas a fração $\ln(1/R)/\alpha$ representa potência útil. Portanto:

$$P_p = \frac{V h \nu \ln(1/R_1)}{\alpha t / 2} \left\{ n_i - n_t \left[1 + \ln \left(\frac{n_i}{n_t} \right) \right] \right\} \quad (98)$$

Esta expressão mostra que a potência pico de um laser com chaveamento Q é inversamente proporcional ao tempo de trânsito na cavidade t_r o que está de acordo com as observações experimentais [13].

A inversão residual restante no meio ativo, após a

emissão de um pulso chaveado pode ser determinada de (97), fazendo o lado esquerdo da equação nulo. O resultado é uma expressão transcendental para a inversão final n_f .

$$n_f - n_i = n_t + \ln \left(\frac{n_f}{n_i} \right) \quad (99)$$

Aumentando-se o nível de bombeio, uma fração maior de energia, pode ser retirada. Se n_i (inversão inicial) e n_f (inversão final) são conhecidos a energia total no pulso chaveado pode ser determinada por:

$$E \approx \left(\frac{1}{\gamma} \right) V h \nu (n_i - n_f) \frac{\ln(1/R)}{\ln(1/R) + L} \quad (100)$$

Se agora definimos a duração do pulso por:

$$\Delta t_p = \frac{2E}{P_{mx}}, \text{ temos: } \Delta t_p = \tau_c \frac{n_i - n_f}{n_i - n_t [1 + \ln(n_i/n_t)]} \quad (101)$$

2.4.2 MÉTODOS DE CHAVEAMENTO Q

Os seguintes sistemas de chaveamento são os mais comumente usados [14].

i) Obturadores Eletroóticos - estes exploram um efeito eletroótico, chamado de efeito Pockels [15]. Este é um efeito, que ocorre em um dispositivo, denominado célula Pockels, que quando submetido à uma tensão dc, torna-se birrefringente. Esta birrefringência induzida, é proporcional à tensão aplicada. A fig.12, mostra o esboço de um esquema de um laser chaveado usando uma combinação de um polarizador e uma célula Pockels. A célula é orientada, de tal forma que os eixos X' e Y' da birrefringência induzida estão no plano ortogonal ao eixo do ressonador. O eixo do polarizador faz um ângulo de 45° com a birrefringência. Consideramos agora uma onda luminosa propagando-se do material ativo, em direção à combinação, polarizador e célula Pockels. Se a tensão aplicada a célula Pockels tem um valor conveniente (da ordem de 1 a 5kV), a birrefringência induzida será tal que a luz, que é linearmente polarizada após passar pelo polarizador, converte-se em luz circularmente polarizada depois de passar pela célula Pockels. Por reflexões nos espelhos esta luz é novamente transformada pela célula Pockels, sendo que agora em luz linearmente polarizada, com direção ortogonal à sua direção original, sendo então bloqueada pelo polarizador. Quando a tensão aplicada à célula se anula a polarização da luz é preservada e o feixe é retrorefletido para o meio de ganho, variando a ação laser.

fig.12 - Combinação de um polarizador e uma célula Pockels para um laser com chaveamento Q.

ii) Obturador Mecânico - o chaveamento Q, do tipo mecânico, é obtido girando-se um dos espelhos do ressonador laser, em torno de um eixo

perpendicular ao eixo do ressonador, como mostrado na fig.13. A fim de evitar múltiplos pulsos, aplica-se uma alta velocidade de rotação.

FIG.13 - Sistema com rotação de espelhos para o chaveamento Q do tipo mecânico.

iii) Absorvedores Saturáveis- neste caso, temos que obturador é composto por uma célula contendo algum tipo de material absorvedor saturável. Usualmente, é uma solução orgânica, ou como no nosso caso um cristal com centros de cor criados por danos de radiação. Estes elementos, podem ser considerados como de dois ou de quatro níveis (cristais com centros de cor). Nos dois últimos casos, a absorção depende da intensidade da radiação incidente. Define-se como intensidade de saturação a intensidade que inverte metade da população disponível e vale para um sistema de quatro níveis,

$$I_s = \frac{h \cdot \nu}{\sigma \cdot \tau} \quad (102)$$

Para estes materiais a transmissão ótica depende da intensidade de saturação através da expressão :

$$T = T_0 \frac{1}{1 + I/I_s}$$

como será mostrado na expressão 134. Desta forma se σ é grande, teremos uma intensidade de saturação relativamente pequena e o absorvedor torna-se não linear. Se o absorvedor tem uma banda de absorção coincidente com o comprimento de onda de emissão do material laser ativo, que esteja inserido na cavidade apresentando uma perda inicial, teremos que a ação laser só ocorrerá quando o ganho do meio ativo superar as perdas da cavidade. Em geral a quantidade de fótons necessária para saturar o absorvedor será muito

grande, o que ocasiona uma inversão praticamente total da população do meio de ganho no momento em que I for muito maior que I_s . Neste instante temos um pulso chaveado.

iv) Obturadores Acustoópticos - um modulador acustoóptico consiste de um bloco transparente de material ótico (sílica fundida no visível e germânio no infravermelho), onde uma onda ultrasônica é emitida por um transdutor piezoelétrico (fig.14). Devido a presença da onda ultrasônica, o material sofre uma compressão, que leva a uma mudança local no seu índice de refração. O processo de transmissão da onda obedece a lei de Bragg para a difração. O modulador apresenta uma perda adicional ao ressonador no momento em que a tensão é aplicada ao cristal. Desta forma, parte do feixe laser é difratado para fora da cavidade, impedindo que ocorra a ação laser. Essas perdas são eliminadas quando cessa a ação da tensão aplicada, restaurando o ganho de limiar da cavidade vazia e estabelecendo as condições de chaveamento Q.

fig.14 - Laser com chaveamento Q produzido por um modulador acustoóptico

2.5 - CONCEITOS BASICOS DO REGIME MODE LOCKED

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 por T_{CAV} , em tempo. O campo de radiação é analisado convenientemente em termos de modos da cavidade, os quais são as distribuições do campo auto-reprodutíveis. 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 e separados por [16]

$$\nu_{q+1} - \nu_q = \frac{c}{2nL} \quad \text{ou} \quad \omega_q - \omega_{q-1} = \frac{\pi c}{nL} = \delta\omega \quad (103)$$

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

de linha homogêneo . Abaixo do limiar, a população invertida n_2 é proporcional à taxa de bombeio W_E (equação (68) e o coeficiente de ganho $\gamma(\nu)$, dado pela equação (81), 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 , supera as perdas. 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 (66)); ver também equações (77) e (81). Como a função forma de linha descreve a resposta de cada espécie, e sendo todas as espécies idênticas, isto significa que o perfil do ganho $\gamma(\nu)$ e da função forma de linha no limiar são idênticos. 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 fig.15 demonstra esta situação.

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:

$$\varepsilon(t) = \sum_n E_n e^{i[(\omega_0 + n\omega)t + \phi_n]} \quad (104)$$

onde ϕ_n é a fase de modo n .

fig.15 - Perfil de ganho em função da frequência.
A - abaixo do limiar; B - no limiar.

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 $E_n = 1$. Então:

$$\varepsilon(\tau) = \sum_{n=-\frac{(N-1)}{2}}^{\frac{(N-1)}{2}} e^{i(\omega_0 + n\delta\omega)\tau} \quad (105)$$

que pode ser ainda escrita como:

$$\varepsilon(\tau) = \left(e^{i\omega\tau} \right) \frac{\text{sen}^J(N\delta\omega\tau/2)}{\text{sen}^J(\delta\omega\tau/2)} \quad (106)$$

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

$$P(t) \approx \frac{\text{sen}^2(N\delta\omega t/2)}{\text{sen}^2(\delta\omega t/2)} \quad (107)$$

Algumas propriedades analíticas são aparentes (ver o gráfico teórico na figura (16)).

fig.16 - Distribuição de intensidade dos modos oscilantes $i(\nu)$, e perfil temporal do pulso, $I(t)$ para o acoplamento de modos ideal. As fases são indicadas por $\phi(\nu)$ e $\phi(t)$.

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: $P = (NE)^2 = N.P$ (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:

$$\tau \approx \frac{2\pi}{\Delta\omega} = \frac{1}{\Delta\nu} \quad (108)$$

A largura temporal dos pulsos "mode-locked" é aproximadamente igual ao inverso da largura de banda do ganho. Dependendo da forma do perfil 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, em função da forma de linha do pulso.

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.

2.5.1 "MODE-LOCKING ATIVO"

A teoria aqui descrita segue o trabalho desenvolvido por Siegmann e Kuizenga [20]. Conforme explicado na introdução, esta técnica utiliza um modulador excitado externamente com período aproximadamente igual ao tempo de vóo 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 [15-20]. 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. 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 acoplados.

Uma análise elementar do mode-locking homogêneo pode ser feita, seguindo-se um único pulso durante uma volta dentro do ressonador laser (fig.17). 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.[18]

fig.17 - 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:

$$\varepsilon(t) = \exp(-\xi t^2) \quad (109)$$

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:

$$E(\omega) = \exp\left[-(\omega - \omega_0)^2 / 4 \xi\right] \quad (110)$$

Quando o pulso passa pelo meio ativo com ganho saturado $\gamma(\nu)$, o espectro do pulso é multiplicado pela função de ganho do amplificador ,

$$\exp\left(\gamma_0 / [1 + 2i(\omega - \omega_0) / \Delta\omega] \right) \quad (111)$$

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

$$\exp\left[\gamma_0 - 4\gamma_0(\omega - \omega_0)^2 / \Delta\omega^2 \right] \quad (112)$$

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:

$$\frac{1}{\xi'} = \frac{1}{\xi} + \frac{16\gamma_0}{\Delta\omega^2} \quad (113)$$

O pulso ($\xi'(t)$), agora com largura de banda menor, passa então pelo modulador e é multiplicado pela função de transmissão $T(t)$. Para um modulador de fase, a função de transmissão é [20]:

$$T(t) \approx \exp(\pm i\delta\omega^2 t^2) \quad (114)$$

e para o modulador AM:

$$T(t) \approx \exp(\pm \delta\omega^2 t^2 / 2) \quad (115)$$

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 através de um modulador AM ou FM, tem portanto o parâmetro gaussiano da seguinte maneira (pois $I = TI_0$):

$$\xi'' = \xi' + K\delta\omega^2 / 2 \quad (116)$$

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:

$$\Delta\xi = \xi'' - \xi \approx - \frac{16\gamma_0\xi^2}{\Delta\omega^2} + \frac{K\delta\omega^2}{2} \quad (117)$$

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:

$$\xi^2 = K\delta\omega^2\Delta\omega^2/32\gamma_0 \quad (118)$$

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

$$\xi_{AM} = \frac{1}{4\sqrt{2}} \left(\frac{1}{\gamma_0} \right)^{\frac{1}{2}} \delta\omega \Delta\omega \quad (119)$$

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

$$\xi = a - ib = \frac{1+i}{4\sqrt{2}} \left(\frac{1}{\gamma_0} \right)^{\frac{1}{2}} \delta\omega \Delta\omega \quad (120)$$

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

$$\tau_p = \frac{(2\sqrt{2} \ln 2)^{1/2}}{\pi} (\gamma_0)^{1/4} \left(\frac{1}{\delta\omega \Delta\omega} \right)^{1/2} \quad (121)$$

Podemos então fazer uma comparação dos dois tipos de travamento de modos. No caso AM, a energia dentro da cavidade laser é modulada 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 neste 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 dado por,

$$\text{coss}(\delta\omega \text{sen}\omega t) \quad (122)$$

portanto, existem dois picos de transmissão por período de ω .

Por esta razão, utiliza-se uma frequência de rf igual a 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 :

$$T(t) = \exp [-(\delta\omega . \omega t)] \quad (123)$$

e uma largura temporal do pulso AM mode locked de :

$$\tau_p = \frac{(2 \ln 2)^{1/2}}{\pi} (\gamma_0) \cdot \left(\frac{1}{\delta\omega \Delta\omega} \right)^{1/2} \quad (124)$$

2.5.2 MODE LOCKING PASSIVO

Em 1964, um absorvedor saturável foi usado para produzir pulsos com acoplamento de modos e o chaveamento Q , de um laser de estado sólido (rubí) [19]. Os componentes essenciais para o funcionamento de ressonadores com modos acoplados são: a cavidade ótica, o bastão laser e uma célula contendo o absorvedor saturável.

O entendimento do mode-locking passivo em lasers de estado sólido, tornou-se mais claro após a contribuição de Letokhov [20] com a sua descrição no domínio do tempo. Por este modelo, a evolução simultânea dos pulsos chaveados e com modos acoplados, a partir de um ruído pode ser dividida em três estágios [21].

i) Estágio de amplificação linear - neste estágio inicial, a inversão da população da transição laser e a transmissão do absorvedor saturável, não são consideravelmente afetadas pela radiação. Como resultado a amplificação e a absorção podem ser considerados como lineares, e obedecem a lei de Beer. A interferência entre os modos lasers com relação de fase ao acaso é intensa, havendo uma flutuação na intensidade de luz. O número total de flutuações decorrentes de relaxações da oscilação e portanto interferência entre os vários modos é grande, sendo da ordem do número de modos da cavidade. Conforme o tempo evolui, o ganho supera o limiar e o ruído da emissão espontânea é amplificado. No processo de amplificação linear ocorre uma seleção natural de modos devido a dependência com a frequência do ganho, que favorece os modos de frequências próximos ao máximo de ganho. Como resultado, existe um estreitamento espectral, e portanto um alargamento temporal

i) Absorção Não Linear - nesta segunda fase de evolução do pulso, o ganho ainda é linear, mas a absorção na célula do absorvedor torna-se não linear, porque os picos de maior intensidade na cavidade laser aproximam-se dos valores da intensidade de saturação, I_s . Neste instante de absorção não linear, temos dois importantes processos agindo simultaneamente: primeiro, ocorre a seleção de um dos picos de flutuação, ou de um número muito pequeno deles. Os mais intensos, que formam-se durante o estágio de amplificação linear, atuam

preferencialmente para que o absorvedor saturável torne-se transparente (bleaching), e sofrem um rápido aumento em intensidade. As flutuações de menor intensidade são suprimidas, devido a maior absorção encontrada por eles no absorvedor saturável. O segundo efeito é um estreitamento dos pulsos no tempo, o que provoca um alargamento do espectro de frequências.

As formas dos pulsos são afetadas, porque a parte frontal do pulso é mais fortemente absorvida que o pico. Esta segunda fase termina quando a absorção torna-se completamente saturada.

Desta forma o absorvedor saturável, para ser usado com fim de acoplamento de modos deve ter (A) uma linha de absorção no comprimento de onda do laser (B) uma largura de linha maior ou igual aquela do meio laser e (C) um tempo de recuperação menor que o tempo de trânsito da cavidade. Neste caso, temos um pulso sobrevivente que viaja no ressonador. O tempo de recuperação do absorvedor deve ser menor que a recuperação do ganho de forma que um segundo pulso não ocorra num tempo de voo dos fótons no ressonador ($2l/c$), que é essencialmente menor que este tempo.

iii) Amplificação Não Linear- A fase final de evolução do pulso ocorre quando a intensidade é alta o bastante para a completa saturação da absorção do absorvedor, com a sobrevivência de um único pulso. Durante este processo, não linear a intensidade do pulso cresce rapidamente. Esse pulso, então, é o único responsável pela depopulação do meio laser ativo, portanto o único a sofrer ganho. Assim, o pico do pulso cresce exponencialmente após a amplificação não linear, e a sua parte traseira experimenta um ganho, já reduzido pelo pico do pulso.

Nesta etapa, o "background" do pulso já foi totalmente suprimido. As sucessivas passagens do pulso de radiação pelo ressonador resulta em um trem de ondas com modos acoplados bem definidos. A seleção temporal dos pulsos e seu estreitamento impõem um acoplamento dos modos no espaço das fases. Finalmente, ocorre o esvaziamento da população de inversão e o pulso decai, com o tempo característico da cavidade no caso pulsado. Espera-se que este estágio de amplificação não linear alargue o espectro, causando um

estreitamento temporal dos pulsos. Entretanto, isto não ocorre, devido a outros processos, que leva os pulsos de grande intensidade a evoluir de uma forma temporal e espectral bem acoplada.

Do ponto de vista quantitativo, podemos fazer uma análise para obter uma solução estável de estado estacionário, para um sistema onde o meio laser está próximo de um dos espelhos e o absorvedor próximo ao outro. Considera-se que o absorvedor é lento, isto é, o seu tempo de relaxação é grande quando comparado com a duração do pulso.

Observamos a ação sobre os pulsos mode-locked, exercida pelos elementos no interior da cavidade, e estas modificações são compensadas quando o pulso passar outra vez pelo plano de onde partiu, de tal forma que ele deva se reproduzir. Representamos o campo no interior da cavidade [22], por:

$$E(t) = E_0(t) \exp (i.\omega_0.t) \quad (125)$$

onde $E_0(t)$ é a envoltória do pulso, que varia lentamente em relação a $\exp(i.\omega_0.t)$, e ω_0 é a frequência central da largura de banda. Sua transformada de Fourier, é $E(\omega)$. Após a normalização, a intensidade instatânea do pulso é dada por:

$$I(t) = |E(t)|^2 \quad (126)$$

Desta forma, a expressão do campo dependente da frequência pode ser escrito como:

$$E(\omega) = E_0(\omega) \exp[(-A - iB(\omega_0 - \omega_c)/\omega_c - (\omega - \omega_0)^2/\omega_c^2] \quad (127)$$

Sendo:

- A - o coeficiente de perdas lineares por trânsito.
- $-iB (\omega - \omega_0)/\omega_c$ - as dispersões lineares, ou efeito de retardo no tempo, presentes na cavidade,

e também no meio de ganho.

$(\omega - \omega_0)^2/\omega_c$ - termo de aproximação quadrático em torno da frequência central, decorrente da forma da curva de ganho.

A perturbação ao pulso caracteriza-se por uma pequena variação em frequência em torno da frequência central. Logo, expandindo a exponencial, encontramos:

$$E(\omega) = E_0(\omega) \left[1 - A - iB (\omega - \omega_0)/\omega_c - [(\omega - \omega_0)/\omega_c]^2 \right] \quad (128)$$

Mas, como já foi dito, pela teoria da transformada de Fourier [23], podemos trocar a multiplicação por $i\omega$ no domínio da frequência, pela diferenciação por d/dt no domínio do tempo e similarmente, $-\omega^2$ por d^2/dt^2 . Com estas substituições, obtemos a seguinte expressão para o envelope do pulso:

$$E(t) \approx \left[1 - \frac{A}{\omega_c} \frac{d}{dt} + \frac{1}{\omega_c^2} \frac{d^2}{dt^2} \right] E_0 \quad (129)$$

Vemos mais uma vez, que o elemento limitante da largura de banda, que comprime o espectro no domínio das frequências, aparece como uma segunda derivada ou termo de difusão, o que alarga o pulso no domínio do tempo.

Então assumimos que a cavidade também contém um ganho saturável e um coeficiente de perdas, os quais podemos escrever como, $g(t)$ para o meio de ganho saturável e $q(t)$ para o absorvedor. Se consideramos que o efeito real deste fator sobre o pulso em um trânsito é pequeno, podemos simplesmente somar a este ganho variando no tempo, o efeito das perdas mais o termo linear A na eq.(129), para obter:

$$E(t) = \left[1 + g(t) - q(t) - \frac{A}{\omega_c} \frac{d}{dt} + \frac{1}{\omega_c^2} \frac{d^2}{dt^2} \right] E_0(t) \quad (130)$$

Esta é a equação geral da cavidade [24]. Pode-se desenvolver equações de taxas para o ganho saturável isoladamente, bem como para o termo de perdas (absorvedor). A solução formal para a equação diferencial básica, pode ser escrita como uma função secante hiperbólica, na forma:

$$E(t) = E_0 \operatorname{sech} (t / \tau_p) \quad (131)$$

O parâmetro τ_p , nesta função, não é a largura do pulso (FWHM), mas está relacionado a ela. No caso como a intensidade é uma função secante hiperbólica ao quadrado temos que $\tau(\text{FWHM}) \approx 1,76 \times \tau_p$ é a largura temporal total a meia altura.[79].

3 - OS CENTROS DE COR COMO MEIO DE GANHO

3.1 - INTRODUÇÃO

A ação laser baseada em centros de cor foi obtida pela primeira vez em 1965 por Fritz e Menke [25]. Um cristal de KCl-Li com centros $F_A(II)$, foi usado como meio laser ativo, sendo o bombeio fornecido por uma lâmpada de flash. Porém, o estudo e o desenvolvimento intensivo dos lasers de centros de cor começou apenas em 1974, onde Mollenauer demonstrou a possibilidade de se obter emissão sintonizável [26,27]. Posteriormente os centros F_2^+ , em vários cristais de haletos alcalinos demonstraram ação laser, assim como centros F_2^- [28,29] e também os centros $F_A(II)$, [34].

Compostos formados por haletos alcalinos do tipo MeHal (Me = Li^+ , Na^+ , K^+ ,...; Hal = F^- , Cl^- , Br^- ,...), geralmente cristalizam para dar origem a uma estrutura cúbica de face centrada tal como o NaCl. Nesta estrutura cada cátion é circundado por seis ânions e cada ânion por seis cátions. Desses compostos, é de nosso especial interesse os haletos alcalinos LiF e KCl.

Os cristais de fluorêto de lítio são muito utilizados como hospedeiros , devido a alta estabilidade térmica dos centros formados neste cristal, sendo possível operá-los a temperatura ambiente. Além disso, os cristais de LiF são facilmente processados, tem boa qualidade ótica, não são higroscópicos, tem alta condutividade térmica, e resistem a radiação ótica de alta intensidade [35]. Várias bandas de absorção são observadas no ultravioleta, visível, e infravermelho, após serem irradiados com raios - X, raios γ ou elétrons. Centros de cor positivamente carregados (F_2^+ , F_3^+), neutros (F_1 , F_2 , F_3) e negativamente carregados (F_2^- , F_3^-) responsáveis por esta banda de absorção foram identificadas por investigações óticas [32,33].

Defeitos produzidos por danos de radiação em cristais de KCl, dopados com tálio, foram estudados por técnicas de ressonância de spin do elétron [34] . Determinou-se a

existência, de duas espécies compostas de átomos de tálio e outros centros de cor. O íon $Tl^+(6s^2)$, faz parte de uma série de íons ns^2 ($n = 4, 5, 6$) os quais, quando incorporados em um cristal de halêto alcalino, atuam como uma armadilha de elétrons muito eficiente [35]. Um desses centros, denominado de $Tl^0(1)$, consiste da associação de um centro F com um íon de Tl^+ , formando um átomo de tálio neutro perturbado por uma vacância aniônica adjacente.

Considerando toda a família de haletos alcalinos e centros de cor, temos um substancial intervalo espectral onde estes elementos podem ser usados como meio laser ativo, sendo que atualmente estes já cobrem quase continuamente o intervalo espectral do infravermelho próximo, constitutindo-se em lasers complementares aos lasers de corantes que cobrem essencialmente a região do visível e tornam-se intáveis quimicamente na região do infravermelho. Devido ao ciclo ótico de bombeamento e as secções de choque de emissão envolvidas, esses lasers são eficientemente bombeados por outros lasers. Portanto, além de se determinar as características óticas, é necessário dispor de um laser que possa bombear convenientemente os centros lasers ativos. Este inconveniente abrange também os lasers de corantes. A tabela 1 mostra os vários tipos de centros de cor nos quais já foram obtidas ação laser. Além disso, indica-se o laser bombeador, o intervalo de sintonia dos lasers e as potências máximas obtidas.

CRISTAL	CaO	LiF	NaF	KF	NaCl	KCl:Na	KCl:Li	KCl:Na	KCl:Li	RbCl:Li	KI:Li
CENTRO	F^+	F_2^+	$(F_2^+)^*$	F_2^+	F_2^+	$(F_2^+)_A$	$(F_2^+)_A$	$F_B(II)$	$F_A(II)$	$F_A(II)$	$(F_2^+)_A$
LASER BOMBEADOR λ (μm) potência (W)	0,351 0,11	0,647 4	0,87 1	1,064 5	1,064 5	1,34 0,1	1,34 0,15	0,647 15	0,647 2,6	0,647 2,2	1,73 6 mJ (pulsado)
INTERVALO DE SINTONIA (μm)	0,36 0,40	0,82 1,05	0,99 1,22	1,22 1,50	1,4 1,75	1,62 1,91	2,0 2,5	2,25 2,65	2,5 2,9	2,6 3,3	2,38 3,99
POTÊNCIA MÁXIMA (CW)	20 mW	1,8 W	400 mW	2,7 W	1 W	12 mW	10 mW	35 mW	240 mW	55 mW	0,3 mJ (pulsado)

Tabela 1 - Característica dos lasers de centros de cor [36]

3.2 - CENTROS DE COR

Centros de cor são vacância aniônicas nas subredes do cristal, com ou sem cargas localizadas nestas vacâncias [37,38]. Formações do tipo vacância + elétron, conhecida como centro F, tem tendência a agregar-se e formar pares ou centros mais complexos nos sítios da rede do cristal. Se o cristal contém impurezas, como íons positivos ou negativos, estes podem associar-se aos centros de cor e formar outros centros.

Centros de cor em cristais podem ser criados por danos de radiação, coloração aditiva e coloração eletroquímica. Dentre estes métodos usamos o da coloração por danos de radiação onde os centros são formados como resultado da captura de elétrons por vacâncias, que são criadas pela incidência de radiação dura como raios γ , raios X, elétrons ou ultravioleta. Os centros assim formados são em geral, termicamente instáveis: quando o cristal é aquecido os elétrons deixam as vacâncias e recombina-se com os buracos, que são armadilhas mais profundas para os elétrons. Como resultado o cristal perde a sua cor e volta ao seu estado inicial. No caso da coloração aditiva, produz-se um excesso de íons metálicos e as ausências de haletos aniônicos são compensadas por e^- , tendo-se assim centros F estáveis.

De uma forma geral o princípio de operação dos lasers de centros de cor pode ser explicado através da análise do comportamento do centro ao ocorrer uma transição ótica. Para isto vamos considerar que os íons vizinhos produzam um potencial central médio atrativo para os e^- . Se um dos íons vizinhos mais próximos sair da sua posição de equilíbrio, forças repulsivas atuam opondo-se ao movimento, e o íon oscilará em torno da sua posição de equilíbrio. Para pequenos deslocamentos a energia potencial varia com o quadrado da amplitude do deslocamento, ou seja predomina uma interação do tipo força restauradora (lei de Hook). Os estados dos centros podem então ser obtidos, considerando-se o problema como similar ao de um oscilador harmônico quântico. Calcula-se assim da forma usual, os níveis de energia. Estes são decorrentes de um potencial central sobreposto

ao de um oscilador harmônico.

Além disso, vamos considerar que o elétron esteja fortemente ligado na vacância, de tal forma que desprezamos a sua interação com os vizinhos mais distantes. Os efeitos mais fortes, ocorrerão quando o movimento radial de todos os seis íons vizinhos acontecer em fase, ou seja quando todos movem-se conjuntamente, tanto para dentro como para fora da vacância. O parâmetro que mede o deslocamento dos íons da sua posição de equilíbrio é chamado de coordenada de configuração. Um gráfico da energia potencial do estado fundamental de um centro em função da sua coordenada de configuração é mostrada pela curva inferior da fig.18 [39].

Analisando agora uma transição ótica sofrida pelo centro de cor, temos que pelo princípio de Franck-Condon uma transição eletrônica ocorre em um intervalo de tempo tão curto que os íons são incapazes de se mover, i.é., a transição ocorre sem mudança na sua coordenada de configuração. Na fig.18, vemos que a absorção ocorrerá entre o ponto 1, posição de equilíbrio do estado fundamental, e o ponto 2, ponto sobre a curva de estado excitado, com a mesma coordenada de configuração, X_1 . O fóton deve ter energia $(E_2 - E_1)$, para produzir esta excitação. O sistema em 2, está agora em um estado de excitação, com este excesso de energia, em relação a energia de equilíbrio E_3 . Os íons, movem-se para a sua nova coordenada de equilíbrio X_3 , com perda de uma quantidade de energia, $(E_2 - E_3)$. Esta energia aparece como calor, ou seja vibração da rede. Do ponto 3, o sistema pode transicionar para 4, com emissão de um fóton de energia $(E_3 - E_4)$. Esta transição ocorre com uma probabilidade por unidade de tempo de $1/\tau$ onde τ é o tempo de vida radiativo do estado excitado. Desta forma podemos dizer genericamente que este sistema pode ser tratado como um sistema de quatro níveis ideal. As transições entre os estados 2 e 3, 4 e 1 ocorrem em tempos de 10^{-12} a 10^{-13} segundos. Como só existe população nos estados 1 e 3, e também como ocorre uma inversão natural entre os estados 3 e 4 o sistema é considerado como de quatro níveis ideal. Esta é uma propriedade importante dos lasers de centros de cor que torna a sua operação bastante eficiente.

A grande largura da linha homogênea de luminescência, assegura a sintonia da frequência de emissão em

grande parte do espectro. Devido a isto, é possível se obter uma diminuição na largura de linha laser, sem que haja perda de potência.

Além das espécies já citadas, dois tipos de centros de cor merecem destaque no nosso trabalho: centros F_2^- em LiF e os centros $Tl^0(1)$ em KCl.

fig.18 - Diagrama de coordenadas de configuração, mostrando, absorção ($1 \rightarrow 2$) e emissão ($3 \rightarrow 4$), para um centro bem localizado.

3.3 - OS CENTROS $Tl^0(1)$ em KCl

Como já foi mencionado, estudos feitos pela técnica da ressonância de spin do elétron do cristal de KCl dopado com tálio detewrminou a existência de duas espécies compostas de associações de átomos de tálio e centros de cor [40]. Quase ao mesmo tempo, foram descobertos centros associados aos átomos de Tl que se mostraram como sendo bons meios lasers ativos. A despeito de qual seja o meio hospedeiro, este centro possui a sua banda de emissão (banda laser), nas vizinhanças imediata do espectro no intervalo entre 1.0 a 1.5 μm respectivamente. Dois defeitos atômicos , de simetria tetragonal em torno de [100] são produzidos em cristais de KCl.em um dos defeitos, o átomo de Tl^0 , neutro, esta associado com uma vacância aniônica na posição vizinha mais próxima ao longo de [100]. No outro, o átomo de tálio neutro é flanqueado por duas vacâncias vizinhas ao longo de [100]. Esses defeitos foram chamados de $Tl^0(1)$ e $Tl^0(2)$, respectivamente. Na fig.19 estão representados os modelos propostos para estes dois centros. Nesta notação, o número entre parênteses representa a quantidade de vacâncias aniônicas envolvidas no defeito.

fig.19 - Representação esquemática no plano [100] dos defeitos (a) $Tl^0(1)$ e (b) $Tl^0(2)$, envolvendo uma e duas vacâncias aniônicas respectivamente. (c) modelo do centro primário $Tl^0(0)$.

No centro de $Tl^0(1)$ a existência de uma única vacância aniônica causa uma assimetria que propicia a mistura de estados de diferentes paridades e dessa forma promove e modifica transições entre os vários níveis. O mesmo não é observado nos centros $Tl^0(2)$, justamente por existirem duas vacâncias simetricamente dispostas em relação ao átomo de Tl^0 , que por cancelamento das partes anti-simétricas da perturbação não causa este efeito.

Observa-se ação laser de um centro de cor em cristais de haletos alcalinos dopados com Tl e submetidos a danos de radiação [41]. Inicialmente, a atividade laser foi atribuída a um certo tipo de centro $F_A - Tl$, que consistiria num defeito complexo formado por um centro F e um íon Tl^+ vizinho. Porém, através de análises espectrocópicas foi possível provar que o centro laser ativo é o centro $Tl^0(1)$. Este centro é usado eficientemente na operação de lasers sintonizáveis no infravermelho.[42]

A configuração eletrônica do átomo de Tl neutro é $[Xe] 4f^{14}5d^{10}6s^26p^1$, podendo ser considerado como um elétron em uma configuração eletrônica fechada. O estado fundamental e o primeiro estado excitado são $^2P_{1/2}$ e $^2P_{3/2}$, respectivamente, separa do por um fator de spin-órbita de aproximadamente 8000 cm^{-1} .

No átomo neutro, não ocorrem transições de dipolo conectando estes termos de estado p, ainda que ocorra uma forte transição entre cada um destes termos e os termos mais próximos de paridade par.

No centro de cor, o campo dos íons vizinhos pode ser analisado como uma superposição de termos de simetria esférica, cúbica e o campo eletrostático da vacância adjacente. O campo eletrostático da vacância adjacente. O campo eletrostático tem termos ímpares e pares. O termo par quebra a degenerescência do multiplete p (vide fig.20). De igual importância, o termo ímpar do campo eletrostático mistura termos superiores de paridade par do multiplete p permitindo a ocorrência de transições de dipolo elétrico de intensidade moderada, entre os multi[pletos] 6p. A transição de mais baixa energia é a transição laser.

fig.20 - Níveis de energia atômico do Tl. (a esquerda) e do centro de cor Tl⁰(1) (a direita). Os estados denominados φ e ψ são predominado tipo 6p e o estado Σ é derivado do estado 7s. [42]

Parte do espectro de absorção de um cristal de KCl irradiado é mostrado na fig.21. Pela técnica de absorção rotulada, pode-se mostrar que as tres bandas sólidas pertencem ao mesmo centro. As polarizações, intensidades de oscilador e as energias dos dois ramos de menor energia ajustam-se bem as previsões de um modelo simples baseado na configuração do $Tl^0(1)$. Em particular, estas duas bandas menores (com pico em 720 e 1040 nm) correspondem a transições dentro do multiplete 6p, ocasionados pelo efeito da quebra de paridade do campo cristalino, enquanto que a banda maior (550 nm) corresponde à transição para um estado de paridade par obtido em grande parte do estado 7s.[43]

fig.21 - Espectro de absorção de um cristal de KCl irradiado, mostrando as bandas menores em 720 e 1040 nm. A banda maior é um centro F. [44]

Até o momento analisou-se os efeitos do campo de vacância catiônica sobre os dubletos 6p. Porém, outros termos do campo cristalino de maior simetria exercem consequências importantes a outros aspectos da estrutura de níveis de energia. Termos esféricos na expansão do campo do cristal, atuam como um poço de potencial invertido. Este potencial repulsivo aumenta a energia de todos os estados, tornando-os mais próximos do contínuo. Usando-se as funções de onda do átomo de Tl livre [45], observa-se que os estados tipo p estão mais confinados dentro do potencial do íon substitucional que os outros estados de maior energia. Atribui-se a este efeito, a redução na energia de separação entre o estado fundamental e o estado 7s de 3.3 eV no átomo livre para 2.3 eV no centro $Tl^0(1)$. Para este centro mostra-se que a energia de separação entre o estado fundamental e a banda de condução é de 1 eV. [46]. Para os centros $Tl^0(1)$ o potencial atrativo das vacâncias vizinhas devem aumentar a energia do estado fundamental em relação aquele do centro $Tl^0(0)$. Se os centros $Tl^0(0)$ possuem estado fundamental tão raso como citado na referência [47], por McLure então mesmo nos centros $Tl^0(1)$ os estados superiores podem deteriorar para um contínuo. Um efeito importante desta degenerescência é ocasionar uma compressão no espaçamento de energia dos estados superiores [48].

Devido às suas características, o multipletto 6p é de maior importância. A sua separação é determinada pelo efeito spin-órbita e no centro de cor, também pelo campo perturbativo da vacância associada. Assim o multipletto 6p representa um conjunto de níveis, que tratados pela teoria da perturbação, podem representar os níveis aqui descritos. Portanto a concordância entre a teoria e a experiência para este multipletto representa o teste mais fidedigno do modelo dos centros $Tl^0(1)$. Mesmo quando comparados com centros de cor análogos, o multipletto 6p é de grande importância, revelando-se como responsável pelo ciclo ótico do laser.

Para criar os centros $Tl^0(1)$, forma-se primeiro uma grande densidade de centros F (da ordem de $10^{18}/cm^3$), por irradiação com um feixe de elétrons (1.5 MeV, 10 - 50

$\mu\text{amp-min/cm}^2$) em cristais resfriados a uma temperatura de -100°C ou menos. Então os cristais são aquecidos para uma temperatura de -30°C e são expostos, por um tempo da ordem de 10 min., a luz de uma lâmpada de microscópio. Neste instante ocorrem vários processos como: (a) os íons Tl^+ capturam elétrons dos centros F ionizados, transformando-se portanto em centros de Tl neutros ou $\text{Tl}^0(0)$ (b) as vacâncias aniônicas resultantes movem-se através do cristal, até que cada uma encontre e torne-se ligada por atração coulombiana a um centro de Tl neutro, completando portanto a formação de um centro $\text{Tl}^0(1)$. A temperatura de -30°C representa um compromisso: ela é alta o bastante para permitir a mobilidade das vacância aniônicas, porém suficientemente baixa para evitar a destruição dos centros $\text{Tl}^0(0)$ que são necessários como um produto intermediário, mas que são intáveis para temperaturas maiores que -10°C .

Deve-se acrescentar que os centros $\text{Tl}^0(1)$, não podem ser criados pelo processod e colaração aditiva, porque este faz com que o cristal fique com uma cor marron escuro. Isto é devido a alta mobilidade dos íons Tl^+ que se agregam e forma suspensões coloidais no cristal.

A tabela abaixo, mostra algumas das características do centro $\text{Tl}^0(1)$ em KCl.

Cristal	λ_a (nm)	σ_a (1064 nm.)	τ_d (μs)	I_s (1064nm) s^{-1}cm^2
KCl: $\text{Tl}^0(1)$	1040	$1,3 \times 10^{-17}$	1,6	$5,0 \times 10^{22}$

3.3 - OS CENTROS F_2^- EM LiF.

Os centros F_2^- , consistem de duas vacâncias aniônicas vizinhas, posicionadas na direção [110], compartilhada por tres elétrons. Estas vacâncias aniônicas estão localizadas ao

longo da diagonal da face da célula unitária. Os cristais de LiF quando dopados com íons óxido (O^{--}), possuem um excesso de elétrons em relação às vacâncias de ânions. Sob irradiação estes favorecem a formação de centros com excesso de elétrons, como o F_2^- . [49]. Atribui-se a formação dos centros F_2^- , a uma reação fotoquímica que ocorre nos dopantes sob irradiação, como segue:

Nestas expressões, OH^- é o íon dopante que ocupa uma posição normal de íon negativo da rede; e^- é um elétron; v_a uma vacância de íon negativo, e H_I^0 um átomo de hidrogênio interticial.

No caso de amostras dopadas com óxidos, os íons O^{--} estão presentes na rede associados a vacâncias de ânions, formando dipolos. [50]

Os centros F_2^- no hospedeiro LiF, tem uma boa estabilidade térmica, podendo ser óticamente excitados, mesmo a altas intensidades, sem que sejam destruídos. Esta é uma propriedade importante, pois os torna bons candidatos para operar como meio de ganho para lasers sintonizáveis a temperatura ambiente. Este é um tipo de defeito que mostra um fraco acoplamento elétron - fônon, e portanto um deslocamento Stokes pequeno com a absorção fundamental centrada em $\lambda_a = 960$ nm. e a emissão centrada em $\lambda_e = 1.120$ nm. e com superposição entre as bandas.

Espectros de emissão e absorção do F_2^- em LiF são mostrados para temperaturas de 14, 77 e 300°K [51] fig.22., quando excitado com um laser de $LiF:F_2^+$ operando na linha central de 930 nm. A baixa temperatura vê-se a linha característica de fônon zero em 1040 nm. Mostra-se também a transição de um e dois fônons separados por 33 MeV. Com o aumento da temperatura, a banda mostra um grande alargamento e a posição de pico λ_0 , desloca-se no sentido dos comprimentos de onda maiores. A 300°K, a estrutura do fônon que surge à baixa temperatura, desaparece

totalmente, surgindo uma pequena superposição da banda de absorção (cerca de 30% da altura do pico) com a linha de emissão do laser de Nd:YAG.

fig.22 - Curvas de emissão e absorção para diferentes temperaturas. [51]

A eficiência quântica de fluorescência, (razão entre fótons emitidos/absorvidos), é determinada por comparação com aquela do centro F diluído em cristais de KCl. Este centro absorve em torno de 530 nm., e emite no mesmo intervalo do centro F_2^- . A eficiência quântica dos centros F_2^- em LiF, foi medida como sendo cerca de 50% a 77 ° K resultado este confirmado por técnica de espectroscopia fotoacústica [52]. Sua dependência com a temperatura é mostrada na fig.23. O tempo de vida de fluorescência a 77° K é de aproximadamente 115 ns. Para temperaturas acima de 150 °K, o tempo de vida começa a decair chegando a cerca de 70 ns. à temperatura ambiente. Para os centros criados por irradiação com raios γ , este tempo de decaimento é de 60 ns. a 300°K [53]. A secção de choque de emissão estimulada dos centros F_2^- em LiF é de $2.1 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$. A secção de choque de absorção (em 960 nm) é de $\sigma_a = 4.6 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$. Devido a esta baixa secção de choque de absorção, é particularmente importante determinar as condições de formação onde uma grande concentração de centros pode ser obtida, enquanto mantem-se ao mesmo tempo as perdas devida a outros centros e agregados a um mínimo.

fig. 23 - Dependência com a temperatura do tempo de decaimento da fluorescência do centro F_2^- em LiF (curva superior), e da eficiência quântica (curva inferior) [51].

4.0 - AS CAVIDADES ACOPLADAS

INTRODUÇÃO

Recentemente uma família de íons metálicos de transição, em materiais sólidos, tem apresentado ação laser c.w no infravermelho próximo [54]. Eles competem essencialmente nesta região do espectro com os centros de cor [55], com a vantagem de serem estáveis, porém com diferentes propriedades espectroscópicas. Ou seja, possuem baixa seção de choque de transição e longos tempos de decaimento [56]. Estas propriedades ocasionam uma baixa eficiência quando estes lasers são bombeados colinearmente por outros lasers. Análogamente, o mecanismo de criação de centros de cor por danos de irradiação e processos fototérmicos de agregação limitam a densidade de centros e portanto a absorção deles ao bombeio. Esta deficiência pode ser parcialmente superada, através da múltipla passagem da luz de bombeamento pelo meio laser, aumentando a absorção da radiação. Uma forma alternativa ideal para se bombear eficientemente estes sistemas, é o bombeio intracavidade. Porém esta não é uma técnica viável, pois as perdas introduzidas pela presença daquele meio de ganho são em geral maiores que as toleradas pelo lasers de bombeio.

Desta forma, para aumentar a eficiência do bombeio, desenvolvemos um esquema de cavidades acopladas onde o feixe de bombeio tem os seus modos exatamente casados com os modos do laser bombeado. Isto faz com que a luz, que não é absorvida, seja reinjetada no laser de bombeio de tal forma que as perdas efetivas para o laser bombeante, seja decorrente somente da absorção do meio laser que está sendo bombeado.

4.1. TEORIA

Partindo do que foi dito, desenvolvemos um esquema de cavidades acopladas onde o laser de bombeamento é reinjetado e esse esquema é usado como um eficiente mecanismo para otimizar a performance do meio bombeado [57]. O acoplamento é feito entre a cavidade ressonante do laser de Nd:YAG e a cavidade com compensação astigmática do laser de centro de cor. Neste caso o absorvedor saturável é a única fonte de perdas para o bombeio.

A fim de fazer uma análise da dinâmica deste esquema nós criamos toda uma nova teoria, onde podemos calcular os seguintes parâmetros relevantes:

- i) a reinjeção do laser de bombeio, pelo conceito de refletividade efetiva;
- ii) o limiar de ação laser;
- iii) A potência entre as cavidades e o tempo de decaimento dos pulsos gerados;

i) *A refletividade efetiva* - Para analisar a propagação da radiação intracavidade, vamos separar o sistema em duas cavidades, como já citado, sendo que, doravante denominaremos estas partes de "laser principal", aquele composto pelo laser de Nd:YAG, e "laser escravo", o que é composto pelo laser de centro de cor. O laser principal (Nd:YAG), é composto por uma cavidade plano/côncava, onde o espelho côncavo M_1 é o espelho traseiro com refletividade para o comprimento de onda de 1064 nm de 99,8%, e pelo espelho plano M_2 , com refletividade para o mesmo comprimento de onda de 88%. O meio laser ativo, Nd:YAG, é um bastão cilíndrico cujas dimensões são 4 x 79 mm. M_0 é o espelho de saída do laser de centro de cor e possui raio de curvatura de 3 m e revestimento parcialmente refletor para $\lambda = 1500$ nm. O absorvedor saturável é um cristal de KCl, com centros de cor criados por irradiação com e^- a baixa temperatura. Considerando o sistema como um ressonador

plano-plano, tipo um Fabry-Perot, vamos fazer um estudo das múltiplas reflexões no laser escravo, a fim de obter a refletividade equivalente do conjunto composto por (espelho intermediário + absorvedor) No caso, o espelho M_2 que é o espelho de saída da cavidade principal, passa a ser o espelho intermediário, para a obtenção do acoplamento das cavidades.

fig.24 - Representação esquemática do acoplamento entre as cavidades.

Para o espelho M_2 temos que a reflectância $r_2 = \sqrt{R_2}$ e a transmitância $t_2 = \sqrt{T_2}$.

De modo análogo, para o espelho M_0 , $r_0 = \sqrt{R_0}$, e em geral

$$r^2 + t^2 = 1 \quad (134)$$

O absorvedor tem uma transmissão dada por:

$$\tau_0 = e^{-\sigma_a n_0 L} \quad (\text{para baixas intensidades}) \quad (135)$$

e em geral:

$$\tau = \tau_0 \left(\frac{1}{1 + I / I_s} \right) \quad (136)$$

onde:

$$I_s = \frac{1}{\sigma_a t_d}$$

Ao percorrer a cavidade do laser escravo, o feixe sofrerá uma defasagem $\phi = 2 \times 2.\pi.d/\lambda + \delta$, sendo δ devido aos espelhos e outros elementos, e d é a distância entre M_2 e M_0 , na figura 24.

Calculamos a amplitude reinjetada no ramo principal, considerando a cavidade formada pelo espelho intermediário (M_2) e o espelho de fundo (M_0). Considerando as múltiplas reflexões e transmissões através deste, temos então no ramo principal, a distribuição do campo eletromagnético conforme a figura 25.

fig.25 - Propagação do campo de radiação entre os espelhos do ramo escravo.

Da análise da fig.19 vem, que o campo total retroinjetado de M_2 , após passar por A.S.e refletir em M_0 é:

$$E = E_0 (-r + t^2 \tau r_0 e^{i\phi} \{ 1 + r_0 r^2 \tau e^{i\phi} + r_0^2 r^2 \tau^2 e^{2i\phi} \} + \dots) \quad (137)$$

onde, E_0 é a intensidade da radiação incidente, A.S. significa absorvedor saturável, τ é a transmissão do cristal e ϕ é a fase da radiação incidente.

Vemos que os termos nos colchetes internos, da expressão (137) compõem a soma dos termos de uma progressão geométrica com razão $K = -r r_0 \tau e^{i\phi}$, que podemos reescrever como:

$$E = E_0 \left[\begin{array}{c} -r + t^2 \tau r_0 e^{i\phi} \\ \left[\frac{1}{1 - r r_0 \tau e^{i\phi}} \right] \end{array} \right] \quad (138)$$

$$E = E_0 \left[\frac{-r(1 - r r_0 \tau e^{i\phi}) + t^2 \tau r_0 e^{i\phi}}{1 - r r_0 \tau e^{i\phi}} \right]$$

$$E = E_0 \left[\frac{-r + r_0 \tau e^{i\phi}}{1 - r r_0 \tau e^{i\phi}} \right] \quad (139)$$

E definindo a $R_{ef} = \left| \frac{E}{E_0} \right|^2$, temos:

$$R_{ef} = \left| \frac{E}{E_0} \right|^2 = \left| \frac{-r + r_0 \tau e^{i\phi}}{1 - r r_0 \tau e^{i\phi}} \right|^2 \quad (140)$$

Os seguintes casos podem ser analisados:

$$a) \quad \phi = \pi \quad e \quad R_{ef} = \left| \frac{r + r_0 \tau}{1 + r_0 r \tau} \right|^2 \quad (141)$$

se $r_0 = 1$, temos:

$$R_{ef} = \left| \frac{r + \tau}{1 + r\tau} \right|^2 \quad \text{que para } \begin{cases} \tau = 0, & R_{ef} = R \\ \tau = 1, & R_{ef} = 1 \end{cases}$$

b) Se $\phi = 0$

$$R_{ef} = \left| \frac{r - r_0 \tau}{1 - r r_0 \tau} \right|^2 \quad \text{com } r_0 = 1 \text{ e } \begin{cases} \tau = 0, & R_{ef} = R \\ \tau = 1, & R_{ef} = 1 \end{cases}$$

Desta forma vemos que, para $\tau = 0$, $R_{ef} = R$, as cavidades estão desacopladas, devido ao absorvedor saturável bloquear totalmente a luz, o que equivale a dizer que temos a cavidade principal isolada. No outro extremo, $\tau = 1$, $R_{ef} = 1$. Agora, o absorvedor está com transmissão total, e a refletividade efetiva é aquela do espelho de fundo, M_0 .

Vemos que para a transmissão nula do absorvedor, tanto em fase ($\phi = \pi$), como em oposição de fase ($\phi = 0$), a refletividade efetiva é igual à do espelho intermediário. Este é um resultado esperado, para um absorvedor com baixa transmissão.

Para a transmissão temos:

a) $r_0 = 1$ e $\phi = \pi$

$$T_{ef} = 1 - R_{ef} = 1 - \left| \frac{r + \tau}{1 + r\tau} \right|^2 = \frac{T(1 - \tau^2)}{(1 + r^2\tau)} \quad (142)$$

$$\begin{aligned} \text{Se } \tau = 0, T_{ef} &= (1 - r^2) = T \\ \text{Se } \tau = 1, T_{ef} &= 0 \end{aligned}$$

b) Se $r_0 = 1$ e $\phi = 0$

$$T_{ef} = 1 - \left| \frac{r - \tau}{1 - r\tau} \right|^2$$

$$T_{ef} = \frac{(1-r\tau)^2 - (r-\tau)^2}{(1-r\tau)^2} = \frac{T(1-r^2)}{(1-r\tau)^2} \quad (143)$$

$$\text{Se } \tau = 0 \implies T_{ef} = (1-r^2) = t^2$$

$$\text{Se } \tau = 1 \implies T_{ef} = 0$$

A mesma análise feita anteriormente, é válida neste caso.

O espaçamento de modos de construção em fase é :

$$(2m+1)\pi = \frac{4 \cdot \pi \cdot d}{\lambda} = \frac{4 \cdot \pi \cdot \nu}{c} \cdot d \quad (144)$$

$$\frac{4\pi\Delta\nu d}{c} = 2 \cdot \pi \quad \text{e} \quad \Delta\nu = \frac{c}{4 \cdot d}$$

Se as cavidades coincidem em ν_m , onde ν_m é um modo do ressonador principal de comprimento L, teremos:

$$\nu_m = m \frac{c}{2L} = n \frac{c}{2 \cdot d}$$

Um outro modo coincidente será:

$$\nu = \nu_m + m' \Delta \nu_L = \nu_m + n' \cdot \Delta \nu$$

$$m' \Delta \nu_L = n' \cdot \Delta \nu$$

Exemplo: Se $L = 2.d$ logo $m' = 2.n'$, Assim as cavidades coincidirão em:

$$\nu_m, \nu_m + 2\Delta\nu, \nu_m + 4\Delta\nu, \nu_m + 6\Delta\nu$$

Se $d \ll L$, $\frac{m'}{m} \rightarrow \infty$, e o espaçamento entre os modos do ressonador escravo é muito menor que o do ressonador principal, o que permite que a coincidência de modos sempre ocorra por pequenos ajustes do ressonador escravo.

ii) *Calculo do ganho de limiar* - Podemos ainda fazer uma análise do ganho para as cavidades, considerando-se o seguinte:

A condição de limiar da cavidade obedece a relação:

$$R_1 \cdot R_2 \cdot \exp [(g - \alpha) 2.L] = 1 \quad (145)$$

No nosso caso, temos três ganhos de limiar, quais sejam:

- a) um só da cavidade laser principal (Nd:YAG)
- b) um com as cavidades acopladas, mas com o cristal não saturado,
- c) e o com as cavidades acopladas, porém com o cristal saturado.

Para o caso (a), podemos calcular o ganho de limiar, com a cavidade composta pelo espelho de fundo original do laser de Nd:YAG (R_1) e o espelho de saída da cavidade (R_2). Este é o ganho de limiar para a cavidade vazia (desacoplada). No acoplamento, temos que o ganho é diminuído de uma quantidade Δg , devido a contribuição da

cavidade laser escravo. Assim temos que para a cavidade vazia:

$$R_1 \cdot R_2 \exp[2l(g_t - \alpha)] = 1$$

e como $R_1 \approx 1$, vem que:

$$R_2 \exp[2l(g_t - \alpha)] = 1 \quad \text{ou se } R_2 = R = r^2$$

fica:

$$r^2 \exp[2l(g_t - \alpha)] = 1 \quad (146)$$

Tomando agora o caso da cavidade acoplada com os modos oscilantes em interferência construtiva ($\phi = \pi$), então a expressão (146), toma a forma :

$$r_{ef} \exp[l \cdot (g - \alpha)] = 1 \quad (147)$$

Fazendo a razão entre estas expressões e considerando que r_{ef} neste caso é: $r_{ef} = \left(\frac{r + \tau}{1 + r \cdot \tau} \right)$, então

$$\frac{r_{ef} \cdot \exp(g - \alpha)l}{r \cdot \exp(g_t - \alpha)l} = 1$$

de onde finalmente encontramos:

$$g \cdot l = g_t \cdot l + \ln \left(1 - \frac{t^2 \cdot \tau}{r + \tau} \right) \quad (148)$$

No caso em que τ (transmissão do absorvedor) é pequena, temos:

$$g_{ac} \cdot l = g_t \cdot l - \frac{t^2 \cdot \tau}{r + \tau}$$

Este é o caso em que as cavidades estão acopladas mas o absorvedor

saturável ainda não saturou. Neste estágio o ganho de limiar acoplado (g_{ac}), é menor que o ganho da cavidade vazia por uma quantidade $\frac{t^2 \cdot \tau}{r + \tau}$. Logo antes da saturação há um abaixamento do ganho de limiar. Na saturação a expressão do ganho de limiar acoplado, toma a forma:

$$g_{ac}^s \cdot l = g_t \cdot l + \ln r \quad (149)$$

Neste ponto, a intensidade da radiação intracavidade necessária para a saturação do absorvedor ($\tau = 1$) exige uma inversão de população muito maior que aquela do limiar, iniciando o regime de operação Q - switched.

iii) *Calculo da Potencia e Tempo de Decaimento do Pulso.* - O tempo de vida dos fótons, neste esquema de cavidades acopladas, depende totalmente da razão de transferência de energia entre as cavidades e da dependência no tempo da transmissão do absorvedor saturável.

Assim, vamos analisar a dependência da potência intracavidade com a transmissão do absorvedor, considerando mais uma vez o desenvolvimento em (137). Desta forma obtemos que a densidade de potência na cavidade laser escravo será:

$$E_t = \frac{t \cdot E_0}{1 - r \cdot r_0 \cdot \tau \cdot \exp(i\phi)} \quad \text{ou} \quad T = \frac{t^2}{[1 - r \cdot r_0 \cdot \tau \cdot \exp(i\phi)]^2}$$

$$\text{Se } r_0 = 1, \text{ ficamos com } T = \frac{t^2}{[1 - r \cdot \tau \cdot \exp(i\phi)]^2}.$$

A potência total para este caso será: $P = R + T$. Usando as expressões já definidas para R e T, teremos:

$$P = \left(\frac{r - \exp(i\phi)}{1 - r \cdot \tau \cdot \exp(i\phi)} \right)^2 + \left(\frac{t}{1 - r \cdot \tau \cdot \exp(i\phi)} \right)^2$$

No caso do casamento de modos construtivo ($\phi = \pi$), temos:

$$P_{\tau} = \left(\frac{r + \tau}{1 + r \cdot \tau} \right)^2 + \left(\frac{t}{1 + r \cdot \tau} \right)^2 \quad \text{ou}$$

$$P_{\tau} = 1 + \left(\frac{t \cdot \tau}{1 + r \cdot \tau} \right)^2 \quad (150)$$

Para o caso em que $\tau = 1$, teremos P_1 como: $P_1 = \frac{2}{(1+r)}$ (151).

Podemos escrever uma relação entre estas expressões tomando a razão entre elas, ou seja:

$$\frac{P_{\tau}}{P_1} = \frac{1+r}{2} \left[1 + \left(\frac{t \cdot \tau}{1 + r \cdot \tau} \right)^2 \right] \quad (152)$$

Como a transmissão do absorvedor depende do tempo, podemos escrever a dependência temporal da potência normalizada na forma:

$$\frac{1}{P_1} \frac{\partial P_{\tau}}{\partial t} = \frac{(1-r)(1+r)^2}{(1+r \cdot \tau)^3} \tau \frac{\partial \tau}{\partial t} \quad (153)$$

Fazendo um estudo do decaimento temporal dos fótons no ressonador principal iremos considerar as situações em torno do ponto de máximo, ou seja na saturação ($\tau=1$). Para isto tomamos: $\tau = \exp(-\sigma_a \cdot n_1 \cdot l)$, sendo σ_a = secção de choque de absorção; n_1 = população total do nível fundamental. Expandindo a expressão para τ , temos: $\tau \approx 1 - \sigma_a \cdot n_1 \cdot l$. Derivando em função do tempo, vem:

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} \approx - \sigma_a \cdot l \frac{\partial n_1}{\partial t} .$$

$$\text{Mas } dn_1/dt = - dn_2/dt \sim dn_0/dt$$

logo:

$$dn_0/dt = n_0/t_d \quad \text{onde } t_d \text{ é o tempo efetivo de decaimento.}$$

Assim temos finalmente que:

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} = - \frac{\sigma_a \cdot l \cdot n_0}{t_d} = \frac{\ln \tau_0}{t_d}$$

$$\text{e da eq. (153), vem que: } \frac{1}{P_1} \frac{\partial P_\tau}{\partial t} = \frac{(1-r) \cdot \ln \tau_0}{(1+r) \cdot t_d} .$$

Se integramos esta equação, obtemos a expressão para a potência:

$$P_\tau = P_1 \cdot e^{-t/t_c} \quad (154)$$

Sendo

$t_c = \left| \frac{t_d (1+r)}{\ln \tau (1-r_0)} \right|$ o tempo de decaimento característico tendo em vista que no início do pulso o decaimento da potência é exponencial.

Quando $R = 1$, o tempo de decaimento é infinito (operação CW) correspondendo a uma situação em que as cavidades estão desacopladas, sem saída para a potência intracavidade. Quando a transmissão inicial aproxima-se da unidade as cavidades estão acopladas mas como não há perdas dependentes do tempo, também obtem - se operação CW.

Em relação a este tempo de decaimento característico podemos ainda acrescentar que:

- a) t_c é proporcional a t_d . Se $t_d \rightarrow \infty$, então $t_c \rightarrow \infty$, ou seja para um tempo de relaxação longo, a perda de potência é lenta.

- b) se r (refletividade do espelho de acoplamento) tende a 1, $t_c \rightarrow \infty$, que significa o desacoplamento das cavidades, e a potência da radiação fica indefinidamente na cavidade principal.
- c) se τ tende a um, $\ln \tau_0$ tende a zero, que implica em que $t_c \rightarrow \infty$, isto é, ausência de absorção e $R_{ef} = 1$.
- d) t_c é mínimo, para $r = 0$ (eliminação do espelho intermediário) e t_c é mínimo quando τ_0 também é mínimo.

5 - RESULTADOS EXPERIMENTAIS E DISCUSSÃO

5.1 - OPERAÇÃO COM LiF:F_2^-

Centros F_2^- em cristais de LiF, criado por danos de radiação, tem sido usados como absorvedores saturáveis em lasers cw [58] e pulsados [59] Tendo a sua banda de absorção a temperatura ambiente, com pico em 960nm, estes centros são preferencialmente utilizados em lasers de estado sólido, em particular o Nd:YAG, em virtude da superposição da banda de absorção dos centros com a banda de emissão deste laser. A grande praticidade no uso do cristal de LiF, decorre da sua alta estabilidade térmica e da sua capacidade em suportar altas intensidades de radiação sem grandes degradação dos centros. O seu tempo de vida é da ordem de 3 anos, mesmo exposto à luz ambiente.[60]

No nosso trabalho,[62] obtivemos pulsos chaveados, usando LiF:F_2^- como absorvedores saturáveis, em um esquema onde a cavidade ressonante do laser de Nd:YAG acopla-se a uma cavidade astigmática que contém o cristal LiF:F_2^- . Este situa-se entre os espelhos da cavidade astigmática, com a sua superfície em ângulo de Brewster em relação ao feixe incidente e na posição de máxima focalização do feixe. No acoplamento, as perdas por passo intracavidade são superadas, devido ao limiar de ação laser do conjunto, ser bem menor que aquele para as cavidades desacopladas.

Como já foi dito, a disposição dos espelhos na cavidade astigmática, permite a incidência de um feixe de alta potência e bem focalizado sobre o cristal possibilitando a sua saturação com baixa potência intracavidade. Desta forma usando este esquema com cristais LiF:F_2^- , obtivemos pulso chaveados, que possuem largura variável, dependente da intensidade do bombeio.

5.1.1 - PARTE EXPERIMENTAL

i) Preparação das Amostras

Os cristais de LiF foram produzidos no Laboratório de Crescimento de Cristais do IPEN/CNEN/SP (Divisão de Materiais Opto-Eletrônicos). Inicialmente este é purificado em um refino por zona em uma atmosfera de HF. Este material purificado é crescido pelo método de Czochralski. Desta forma obtem-se tarugos de LiF com 30 mm de diâmetro e 60mm de comprimento. Após clivagem em amostras planas de $10 \times 10 \times 2 \text{ mm}^3$, estas são lapidadas e polidas. O processo de lapidação é feito usando-se uma máquina politriz, onde o cristal fica preso a um "JIG" móvel, que faz com que a superfície a ser polida, fique totalmente plana e sem apresentar rugosidades. O jig descreve um movimento oscilatório no sentido radial sobre um disco de ferro pesado, que possui ranhuras circulares concêntricas que preenchem toda a superfície do disco do centro até a borda. Esta superfície é polida, e usamos como elemento de lapidação um pó de CSi (Carbeto de silício) com granulação de $0,3 \mu\text{m}$ de diâmetro. Para diminuir o atrito entre a amostra o disco, lubrificamos com água e detergente.

Tendo o cristal sido lapidado (superfícies planas e paralelas, sem apresentar rugosidades), realizamos o polimento na mesma máquina politriz, sendo que agora trocamos o disco de ferro, por outro que possui uma cobertura de cera-de-abelha de aproximadamente 3mm de espessura. Como elemento de polimento, usamos uma solução de alumina (Al_2O_3), com granulação de $0,1 \mu\text{m}$. Colocando-se a amostra frente a uma fonte luminosa, as reflexões produzidas pela superfície devem ser especulares o que caracteriza a qualidade do polimento. Caso o polimento não apresente-se totalmente satisfatório, podemos obter uma melhora, usando um pedaço de camurça embebido em água ou álcool dimetílico e efetuar rápidos movimentos em zig-zag do cristal sobre a camurça.

ii) Criação dos Centros

Os centros F_2^- , foram criados por irradiação por elétrons em um acelerador Van der Graaf do IPEN/CNEN/SP (DYNAMITRON) com corrente de $200\mu A.s/cm^2$ por face à temperatura ambiente. Outras amostras, tiveram seus centros criados por irradiação com raios gama (γ), produzidos por uma bomba de cobalto (Co^{60}) e sofreram doses de radiação de $1,16 \times 10^5$ Rad/h de exposição. As amostras irradiadas com elétrons apresentam uma concentração estatística de centros F_2^- que causa uma absorção ótica de 20% em 1.064nm, na espessura de 2 mm.

iii) Arranjo Experimental

A montagem experimental é mostrada na figura (26). Temos uma cavidade principal do laser de Nd:YAG, formada por um espelho curvo, M_0 com alta refletividade ($R_0 = 99\%$) e um espelho plano intermediário, M_1 com $R_1 = 88\%$. A cavidade a ser bombeada é a com compensação astigmática, composta por dois espelhos curvos com revestimento em ouro, o que fornece alta refletividade na região do infravermelho. Devido às características desta cavidade o cristal $LiF:F_2^-$, localiza-se em ângulo de Brewster, em uma região de alta focalização do feixe (área do feixe de $1.2 \times 10^{-5} mm^2$). O sistema opera à temperatura ambiente. O espelho de acoplamento M_1 tem inicialmente 12% de transmissão.

O pré alinhamento é feito com um cristal de sílica fundida transparente, que possui 1,74 mm de espessura para que haja uma melhor compensação do astigmatismo do feixe. Aqui o acoplamento entre as cavidades ainda é fraco uma vez que as perdas internas são pequenas e a refletividade do espelho de acoplamento (M_1) é suficiente para garantir a ação laser da cavidade principal, logo predominando o regime CW devido somente a cavidade do laser de Nd:YAG. Assim, para aumentar a dependência entre as cavidades,

trocamos o espelho de acoplamento por outro também plano e com menor refletividade ($R_1 = 74\%$). Desta forma para manter a ação laser realizamos um realinhamento do conjunto, a fim de que haja uma total reinjeção do feixe para cavidade principal (Nd:YAG) após passar pela cavidade escrava. Para que as cavidades operassem totalmente acopladas sem depender do espelho M_1 , vamos simultaneamente desalinhando-o e alinhando o espelho M_0 , até que o espelho M_1 não mais interfira no funcionamento do sistema. Aqui, temos um perfeito casamento das cinturas dos feixes das duas cavidades sobre o espelho de acoplamento M_1 .

Notamos que agora devido a reinjeção e a diminuição das perdas por transmissão a corrente da lâmpada de bombeamento para o limiar de ação laser cai de 24A para 16A no regime multimodo(íris aberta) e 18A para o modo de operação TEM_{00} (íris fechada). Após isto trocamos o cristal de sílica fundida pelo de $LiF:F_2^-$, a fim de realizar os estudos programados.

fig. 26 – Montagem experimental do Q – switching passivo com LiF:F_2 .
 M_0 espelho curvo – M_1 espelho plano.

iv) Resultados do Acoplamento das Cavidades

No acoplamento ótimo, observa-se um regime com formação de um trem de pulsos, para todas as correntes de bombeamento utilizadas. Observa-se um compromisso entre a transmissão do espelho intermediário e a largura temporal dos pulsos obtidos. Quanto menor essa transmissão, maior a largura temporal dos pulsos. Este já era um resultado esperado pelo nosso modelo, tendo em vista que este espelho determina o fator de acoplamento, e uma menor transmissão diminui a modulação do ganho de limiar das cavidades acopladas, levando a uma baixa modulação introduzida pelo absorvedor saturável.

Podemos calcular o ganho de limiar para a cavidade laser principal, composta pelo espelho de fundo original do laser de Nd:YAG, que possui refletividade de 99%, e um espelho de saída, que posteriormente será o espelho intermediário para o acoplamento das duas cavidades, com 74% de refletividade. Neste caso, vamos estimar as perdas internas em torno de 7% [62]. Assim temos que, da eq.(144), obtemos:

$$g.l = \alpha.l - \frac{1}{2} \ln R_1.R_2$$

se $l = 7,5$ cm, $\alpha.l = 7\%$, $R_1 = 0,74$, $R_2 = 1$ então, teremos $g.l = 0,22$

No caso em que as cavidades estão acopladas mas o cristal não está saturado, obtemos, usando a eq.(147), que o ganho de limiar para as cavidades é $g_{ac}.l = 0,09$, com a transmissão inicial do cristal a 80% ($\tau = 0,8$). Para as cavidades acopladas e o cristal saturado ($\tau = 1$), o ganho de limiar acoplado é de $g_{ac}^s = 0,07$. Temos que em relação ao caso não saturado, o ganho de limiar acoplado sofre uma redução de apenas 2%. Isto justifica a grande diminuição que ocorre na corrente de bombeamento pois apesar da baixa modulação entre os ganhos de limiar acoplado saturado e não saturado (2%), isto representa uma variação do ganho total (ganho da cavidade

principal mais o ganho da cavidade acoplada saturada) de aproximadamente 30%, para duplo passo.

Um pulso típico do trem obtido, no melhor regime de operação é mostrado na fig.27.

FIG.27 - Pulso do laser de Nd:YAG em chaveamento $_Q$ C.W. passivo usando LiF:F₂ como absorvedor saturável.

O aumento na potência de bombeamento reduz o tempo de crescimento do ganho, logo a frequência do pulso aumenta proporcionalmente, aumentando a potência média de saída. Por outro lado, a largura temporal do pulso, inicialmente diminui, alcançando um mínimo de cerca de $1\mu s$ a 26A da corrente do bombeio. Devido ao efeito de lente térmica do bastão de Nd:YAG [63], há uma alteração do perfil do modo do laser principal desacoplando as cavidades e portanto diminuindo o papel do absorvedor saturável, que acarreta a formação de pulsos mais longos. O gráfico na figura (28), mostra a variação da largura temporal e frequência dos pulso, bem como a potência de saída em função da corrente de bombeio, retirada no espelho M_0 . A curva A, representa a largura dos pulsos. Vemos que estes atingem um valor mínimo em 26A, aumentando para valores maiores da corrente de bombeio. Isto é devido ao desacoplamento das cavidades, em razão do efeito de lente térmica sofrido pelo bastão de Nd:YAG, como já citado. A curva B, mostra a frequência de repetição dos pulsos. Nesta, temos que os seus valores crescem com o aumento da corrente de bombeio, até 26A, sofrendo um leve decréscimo acima deste valor pelas mesmas razões citadas. A curva C, é a curva da potência média de saída. Como era de se esperar, esta cresce com o aumento da corrente, não sofrendo variações devido ao efeito de lente térmica. A propósito, a potência obtida é 65% da nominal para o regime cw, devido a alta intensidade de saturação dos centros F_2^- . Estas perdas, podem ser entendidas como a energia necessária para saturar o absorvedor, e parte dela é perdida no canal de luminescência do $LiF:F_2^-$.

fig.28 - Gráfico da largura do pulso (A), da frequência em função da corrente (B) e da potência de saída, tirada em M_0 , em função da corrente de bombeio (C).

5.2 - ACOPLAMENTO COM O KCl:TL^0 (1)

5.2.1 - DESCRIÇÃO DO CRIOSTATO.

Para se manter os cristais à baixa temperatura e ainda possibilitar a rápida troca dos mesmos, foi usado um criostato que se divide em duas partes: a câmara que contém o cristal e o reservatório de N_2 líquido, como pode ser visto na fig.(29). A câmara onde fica o cristal consiste de um suporte de cobre, sem oxigênio, para boa condutividade térmica, ao qual o cristal é preso suavemente por um grampo. Esse suporte possui ainda orifícios adequados para a passagem da luz. Ele é preso a duas hastes por um anel de fenolite que permite, pelo uso do passador, movimentos na direção vertical para a escolha do ponto ótimo do cristal.

Para ser refrigerado, esse suporte tem em seu topo um rebaixo cônico, ao qual é encaixado o dedo frio. Dentro da câmara, ainda há espaço para se colocar passadores, medidores e acessórios de pequeno porte.

A câmara contém ainda janelas que possibilitam a visualização e passadores para termopares. Uma válvula, permite o isolamento da câmara do sistema de vácuo.

O reservatório de N_2 líquido é independente da câmara pois possui uma válvula tipo gaveta a qual permite que após a evacuação, ele seja totalmente isolado da câmara. Para acoplá-lo ao suporte do cristal, ele possui um dedo frio retrátil que, uma vez aberta a válvula, pode ser deslocado na vertical até atingir o suporte do cristal. Esse acionamento é possível, porque o dedo frio é preso ao corpo do criostato por um tubo sanfonado bastante flexível. O dedo frio também é cônico, e ajusta-se perfeitamente à superfície do suporte do cristal. Dessa maneira, quando o dedo frio, encosta no porta amostra que está a temperatura ambiente, esse último se contrai formando um excelente contato mecânico.

fig.29 - Esquema do criostato

Para se quebrar este contato mecânico e separar o cristal do dedo frio, é necessário se usar um segundo tubo sanfonado, (que não aparece na figura) interno ao primeiro, que irá empurrar o dedo frio contra o suporte. Após a separação, a válvula gaveta pode ser fechada e o reservatório de N_2 líquido não será afetado, quando o cristal for trazido à temperatura ambiente e pressão atmosférica. Este processo permite a troca de amostras em aproximadamente 2 horas.

Além disso, o reservatório de N_2 líquido possui dupla parede. Na parede interna, temos várias camadas de folhas de mylar aluminizadas, a fim de aumentar o isolamento térmico. Desta forma diminui-se a perda de N_2 líquido do "dewar", e de forma geral, a quantidade de N_2 armazenada, permite manter os cristais a baixa temperatura por aproximadamente 4 dias.

Para aproveitar o criostato como bomba de vácuo criogênica, colocou-se em contato com o reservatório de N_2 líquido uma gaveta com uma tela de aço contendo absorvedor molecular. Dessa forma, o criostato pode ser mantido evacuado apenas mantendo-se cheio o reservatório de N_2 líquido. O criostato foi totalmente construído nos laboratórios do IPEN/CNEN/SP.

5.2.2 - MONTAGEM EXPERIMENTAL DO LASER DE $KCl:Tl^{(1)}$.

O esquema experimental usado, com o cristal $KCl:Tl^{(1)}$ é o mostrado na fig.(30). A diferença fundamental entre este esquema e o anterior é o uso do par de prismas. O prisma P_1 é utilizado para separar o feixe de $1.06 \mu m$ do de $1.05 \mu m$ do $KCl:Tl$ Nesta montagem, faz-se um pré-alinhamento, usando um cristal transparente de $1.74 mm$ de espessura, que melhor corrige o astigmatismo introduzido pelo cristal. Este é colocado em ângulo de Brewster, na posição de máxima focalização do feixe. Até então, o sistema não contém o espelho M_0 , porque procura-se apenas o acoplamento das duas cavidades. Neste

estágio, a corrente da lâmpada de bombeio para o limiar de ação laser é em torno de 25A. O comprimento total da cavidade, do espelho de saída M_1 até a cavidade astigmática é de aproximadamente 160 cm, sendo 100cm da cavidade principal e 60cm de M_2 até o espelho de fundo dentro do criostato. O modo de operação do laser de Nd:YAG é o TEM_{00} , garantido pela introdução de duas íris intracavidade de 1 mm de diâmetro. Estas íris, garantem também uma cintura de feixe sobre o espelho M_2 (do acoplamento) de 0,5 mm de raio de curvatura (ω_0), tendo em vista a proximidade da íris com os espelhos proporcionando desta forma um bom casamento entre os seus modos.

Após este alinhamento, prepara-se a cavidade criogênica, para as condições de operação, quais sejam alto vácuo (10^{-6} mmHg) e temperatura de 77K, obtida pela introdução de cerca de 5 litros de N_2 líquido. Trocamos o cristal transparente pelo de $KCl:Tl^0(1)$ e fazemos apenas alguns pequenos ajustes no espelho M_1 , para obter o acoplamento das cavidades.

fig.30 - Montagem experimental do acoplamento das cavidades do laser de KCl:Ti³⁺(1) e do laser de Nd:YAG.

fig. 31 - Espectro de absorção do cristal de $\text{KCl:Tl}^0(1)$ para baixas condições de irradiação. A linha tracejada é antes da fotoconversão.

5.2.3 - RESULTADOS EXPERIMENTAIS E DISCUSSÕES.

A introdução de um absorvedor saturável na cavidade laser centro de côm modifica a refletividade equivalente do espelho de fundo para:

$$R_0 = \left[\frac{\sqrt{R} + \tau}{1 + \sqrt{R} \tau} \right]^2 \quad (155)$$

onde R é a refletividade do espelho de saída do laser de Nd:YAG e τ é a transmissão do absorvedor saturável no comprimento de onda de 1064nm, que inicialmente era de cerca de 10%. Introduzimos dois prismas equiláterais, feito de vidro flint denso, produzindo uma dispersão de 1,0mm/10cm para o feixe de Nd:YAG (de 1.064 a 1500nm) e um outro para coletar o feixe de comprimento de onda 1.500nm sobre o espelho de saída, M_0 de 3 m de raio de curvatura, posicionado a cerca de 0,73 m da cavidade laser de centro de cor. Este posicionamento fornece um intervalo ótimo de estabilidade, dado pela expressão (61), de cerca de 1,0 mm que é o mesmo obtido com o espelho de saída plano a uma distância de 60 cm. Esse pode ser interpretado como um bom intervalo para ajustes da cavidade.

Inicialmente temos uma pequena luninescência do cristal de KCl:Tl⁰(1) e após um pequeno ajuste do espelho traseiro M_0 , obtemos ação laser desse cristal. Nesse caso temos um acoplamento ótimo da cavidade, desde que o raio de curvatura (ω_0) deste braço do laser no espelho M_2 é de 0,6 mm (calculado pela eq.65) que é um valor bem próximo do raio de curvatura do feixe para o laser de Nd:YAG.

Neste esquema de cavidades acopladas, a refletividade efetiva da cavidade escrava depende da transmissão τ do absorvedor saturável.

Esta transmissão é dada por $\tau = \tau_0 \left(\frac{1}{1 + I/I_s} \right)$, onde τ_0 é a transmissão inicial do cristal (não saturada) e I_s é a intensidade de saturação da radiação incidente no cristal. Portanto no começo da operação, o limiar para pequenos valores de τ_0 , é essencialmente o limiar da cavidade principal (como se as cavidades

não estivessem acopladas). Na saturação o limiar é abaixado, logo o ganho líquido devido ao acoplamento é essencialmente limitado pelo valor da transmissão do espelho de fundo.

Neste caso, o espelho M_1 do laser de Nd:YAG é 98% refletor e M_2 tem 12% de transmissão em 1064 nm. O ganho de limiar da cavidade principal só considerando os espelhos e as perdas internas é de aproximadamente 6,4% por passo e acoplado a cavidade de laser de centro de cor o ganho não saturado por passo é reduzido para 5,2 % por passo, conforme resultado da expressão 149. No regime saturado, o ganho de limiar é apenas suficiente para compensar as perdas residuais. Neste caso, a modulação líquida do ganho para o regime saturado e não saturado é 5,2 % , cerca de 2,5 vezes mais que no caso dos centros F_2^- .

Observa-se que o ajuste mecânico do acoplamento é mais crítico, e para potências de bombeio acima do limiar da cavidade principal, um pequeno desacoplamento das cavidades leva a uma mistura de pulsos puros CW e Q-switched. Realizando um ajuste fino obtemos operação puramente Q-switched. A corrente de operação da lâmpada de bombeamento foi abaixada de 24 para 20 A, devido ao menor limiar. O limiar de ação laser da cavidade do laser de centro de cor era o mesmo de Nd:YAG, o que era de se esperar, desde que as duas cavidades estão operando acopladas. Como os espelhos do laser de centro de cor são 100% refletores, para os dois comprimentos de onda, a única perda intracavidade é aquela devida a absorção do cristal de $KCl:Tl^0(1)$.

Devido ao deslocamento Stokes [64], uma parte da energia absorvida pelo cristal ($1 / 3$), é convertida em energia térmica. As altas intensidades do laser bombeador sobre o cristal, ocasiona um aquecimento local. Logo para evitar um aquecimento excessivo, o laser principal (Nd:YAG) foi amostrado com um "chopper" onde o "duty cycle" era de $3/22$, evitando desta forma efeitos térmicos.

As perdas internas no ressonador principal, são principalmente causadas pela combinação da birrefringência termicamente induzidas no bastão e pela presença do polarizador intracavidade (placa de Brewster). No bastão de Nd:YAG, o efeito da birrefringência aumenta com o aumento da potência de bombeamento

levando ao desacoplamento das cavidades e a mudança do seu nível de limiar. Neste instante, temos um ,aumento do tempo de vida dos fótons no ressonador, levando a geração de pulsos Q-switched mais largos. Os pulsos típicos chaveados são de 1 μ s de largura. fig.32

fig.32 - Pulsos em chaveamento Q, CW passivo, do laser de Nd:YAG tendo o cristal de KCl:Tl^0 (1) como absorvedor saturável. Largura do pulso 1 μ s.

A potência de saída do laser de $\text{KCl:Tl}^0(1)$ em função da corrente da lâmpada de bombeamento é mostrada na fig.33. Neste gráfico observamos uma não linearidade na curva, que é devido a efeitos térmicos no bastão de Nd:YAG, que acarreta pequenos desalinhamentos no sistema. No máximo de corrente de bombeamento usada (29 A), a potência média de saída foi de 1.3 W correspondendo a 40% da potência de saída do laser bombeador desacoplado. Este resultado é próximo ao máximo teórico possível.

Os pulsos de saída do laser de centro de cor foram também modulados e detectados por um detector lento (detector de Ge com frequência de resposta de 100 KHz.), mas não medimos a largura do pulso.

Devido a rápida taxa de decaimento estimulado, no laser de centro de cor, esperamos que os pulsos chaveados destes tenham a mesma largura temporal. Assim, na máxima corrente da lâmpada de bombeamento (29 A) com uma taxa de pulso de 25KHz e uma potência média de 1.3 W, a energia por pulso é de 52 mJ e a potência pico é de 52 W. A taxa de repetição dos pulsos chaveados era a mesma do laser de Nd:YAG, como era de se esperar e foi de 25 KHz. No máximo de potência de bombeio a taxa de repetição foi de 50 KHz. A frequência aumenta com o aumento da potência.

Abaixo do limiar, e portanto antes da saturação do $\text{KCl:Tl}^0(1)$ a refletividade equivalente da cavidade laser escravo é pequena devido a alta absorção (linear) do cristal. Quando o bombeio aumenta, a intensidade do campo eletromagnético interno aumenta, aumentando a transmissão τ , até que a ação laser é alcançada.

fig.33 - Gráfico da potência de saída do laser de $KCl:Tl^0(1)$, em função da corrente da lâmpada de bombeamento.

5.3 - MODE LOCKING PASSIVO

Como já foi descrito na parte teórica, o regime mode locking passivo ocorre pela introdução na cavidade laser de um elemento passivo (absorvedor saturável), que atuará como elemento modulador dos pulsos. Este absorvedor deve ter (1) uma linha de absorção no comprimento de onda do laser (2) uma largura de linha igual ou maior que a largura de linha de laser (3) um tempo de recuperação, menor que o tempo de trânsito de um pulso circulante entre os espelhos. A geração de pulsos ultracurtos em um laser de onda contínua com baixo ganho usando-se filtros não lineares é muito difícil de ser atingida devido a instabilidade deste sistema em razão das oscilações de relaxação [65]. Este é um regime de oscilação onde o mecanismo físico básico é uma ação intermediária entre a oscilação do campo no ressonador e a inversão de população [66]. No nosso caso, temos um absorvedor saturável lento. Pelo exposto anteriormente, o pulso formado deverá ser moldado temporalmente pelo absorvedor saturável e o meio de ganho. Este último, por sua vez, deve recuperar o ganho no tempo de trânsito dos fótons no ressonador. Para isto, temos que ter cavidades ressonantes longas, a fim de dar tempo a que o pulso tenha condições de realizar estas duas tarefas.

Kornienko e colaboradores, [67] obtiveram o regime mode locking cw passivo de um laser de Nd:YAG, usando cristais de LiF com centros de cor F_2^- , como absorvedores saturáveis, em uma montagem experimental em zig-zag, onde o ressonador tinha comprimentos, variando entre 3 e 30 metros. Ainda neste caso, o cristal cortado em forma de cunha, está situado em um sistema telescópico, e a sua absorção inicial pode ser variada pelo aumento da espessura ótica do cristal ao feixe de radiação. Este é um parâmetro muito importante no processo de formação do pulso, à variação máxima que o ganho pode sofrer no regime c.w. mode-locked. Pequenas modificações deste valor, fazem com que haja uma deterioração do pulso mode locked, ou até a sua não obtenção.

5.3.1 MONTAGEM EXPERIMENTAL

O esquema experimental utilizado é o mostrado na fig.(34). Nesta montagem, temos a cavidade bombeadora do laser principal, (Nd:YAG), colocada em uma posição aproximadamente equidistante entre o espelho de saída (espelho plano) e a cavidade astigmática. O espelho de saída tem 12% de transmissão, e é montado sobre um translador micrométrico, permitindo um ajuste preciso do comprimento da cavidade, e portanto do tempo de voo do pulso no ressonador. A cavidade astigmática situa-se de forma tal a produzir um bom casamento entre as cinturas dos feixes nas duas cavidades, como já foi discutido em outros casos. O modo de operação é o TEM_{00} , garantido pela inserção de duas iris na cavidade. Como já foi dito, se o cristal tivesse a forma de uma cunha, poderíamos variar a absorção variando a posição do cristal no feixe. Entretanto devido as peculiaridades da cavidade astigmática, é necessário um cristal plano paralelo.

fig.34 - Montagem experimental do mode locking passivo M_3 ($T=12\%$, $R_3=\infty$),
 M_2 ($T=2\%$, $R_2=1,75\text{ m}$) M_1 ($T=1\%$, $R=1,0\text{ m}$)

5.3.2 RESULTADOS E DISCUSSÕES

O melhor resultado obtido neste regime corresponde a uma absorção não saturada dos centros LiF:F_2^- em 1064 nm de 2%. Esse resultado pode ser visto na fig.35, onde nota-se um pedestal e sobreposto a este um pico mais agudo. A resolução temporal é limitada pela resposta do osciloscópio de 500 MHz, com memória e o detetor PIN de Si que tem um *rise time* inferior a 1 ns. A escala horizontal é 10 ns/cm e o período do trem de pulsos observado é de aproximadamente 27 ns, o que corresponde a um comprimento de ressonador de 4m, que é o comprimento máximo neste arranjo. Esta estrutura é típica do regime mode-locked parcial, conforme já observado na literatura [68].

Conforme previsto pela teoria de Haus e colaboradores [24] a absorção tolerável para lasers de baixo ganho como o Nd:YAG é muito pequena (na faixa de 0,1%). Essa condição é satisfeita pela nossa montagem experimental, uma vez que a modulação efetiva introduzida pelo cristal de LiF:F_2^- pode ser calculada pela expressão 155 e varia entre os valores da refletividade efetiva quando o absorvedor está saturado ($R_{ef} = 1$) e não saturado ($R_{ef} = 0,9987$) o que fornece uma modulação de 0,13% que satisfaz a condição de oscilação no regime c.w. mode locked ditada acima. Essa condição retrata o baixo ganho do laser de Nd:YAG e a baixa taxa de bombeamento do mesmo por uma lâmpada de alta pressão de Kr. Assim, a depopulação que o meio de ganho sofre pelo decaimento estimulado, quando da passagem do pulso, é limitada pela recuperação que esta mesma população pode sofrer pelo bombeamento. Esse delicado balanço só pode ser conseguido com absorções da ordem da utilizada. Essa é a razão fundamental pela qual pudemos observar esse regime parcial num comprimento mínimo de 4 m. Para comprimentos inferiores, mesmo essa pequena absorção leva a um regime de oscilação de relaxação, como pode ser visto na fig.36 (a escala temporal é de 5 $\mu\text{s/cm}$). Ocorre um trem de pulsos com amplitude aleatória, criando um traço que preenche toda a gama de amplitudes até um certo máximo.

A razão da obtenção do regime mode locked parcial tem duas origens: efeitos interferométricos entre a cavidade formada pelo espelho M_2 e o espelho intermediário e a cavidade formada pelo espelho M_2 e o espelho de fundo da cavidade astigmática produzem efeitos de etalon, que limitam a largura de banda do ganho e portanto aumentam a largura temporal de pulsos. Esse ajuste de comprimento de ressonadores tem uma relação de fase determinada, o que é impraticável em comprimentos de cavidades como os utilizados neste experimento. A segunda causa é que o tempo de recuperação do absorvedor saturável é mais longo (60 ns) que o tempo de vôo dos fótons no ressonador (27 ns) e assim a modulação ativa é ainda menor que a calculada com o uso da refletividade efetiva (aproximadamente um fator $27/60 \sim 2$). Assim, comprimentos mais longos do ressonador só tendem a otimizar a performance do sistema, uma vez que permitem uma maior profundidade de modulação do ganho (e portanto uma maior absorção do cristal de LiF:F_2^- ou equivalentemente uma maior transmissão do espelho intermediário) pois a recuperação do meio de ganho se dará em um tempo mais longo. Porém este caso tem pouco interesse prático, conforme foi demonstrado por Kornienko, que obteve pulsos no regime mode locked com 200 ps. de duração em uma cavidade de 30 m de comprimento e com cristais de LiF:F_2^- com 0,1% de absorção. Neste caso, o controle da profundidade de modulação que é permitido pelo acoplamento de duas cavidades é compensado negativamente pelo efeito interferométrico existente entre elas.

V(mV)

T(s)

fig.35 - Trem de pulsos mode locked C.W.
passivo, usando LiF:F_2^- como
absorvedor saturável.²

V(mV)

T(s)

fig.36 - Regime de oscilação de relaxação.

5.4 - MODE LOCKING ATIVO-PASSIVO

O mode locking ativo-passivo no regime de onda contínua do laser de Nd:YAG, foi obtido usando-se os dois métodos de acoplamento de modo. O acoplamento de modos do laser de Nd:YAG, do tipo ativo é feito usando-se um modulador acustoóptico, onde as perdas no ressonador são moduladas por uma frequência externa aplicada ao modulador (no caso o cristal de quartzo fundido do mode-locker) . O acoplamento de modos por modulação passiva, é um método largamente usado para lasers a gás [69] e de corantes, [70] bem como os lasers de estado sólido, especialmente os de Nd:YAG [71] no regime pulsado. De forma geral, em todos os sistemas lasers citados, o absorvedor saturável consiste de um corante saturável. Devido ao seu rápido tempo de recuperação, os pulsos assim gerados são da ordem de 10^{-12} sec.

Desenvolvemos o regime mode-locked ativo-passivo, em uma esquema de cavidade linear, onde foi observado que a introdução de um cristal com centros de cor, leva a um estreitamento dos pulsos ativamente modulados.

5.4.1 MONTAGEM EXPERIMENTAL

O esquema experimental usado é o mostrado na fig.(37) Foi utilizado um modulador ativo (mode locker acustoóptico) Quantronix com revestimento anti-refletor nas faces laterais do cristal de quartzo para $1.3\mu\text{m}$. e portanto não otimizado para $1.06\mu\text{m}$. Este possui uma performance ótima para luz polarizada com o campo elétrico perpendicular ao plano da mesa. Por esta razão, introduz-se um polarizador na cavidade posicionada de tal forma a fornecer o campo nas condições requeridas. O elemento modulador passivo utilizado foi cristais de LiF com centros F_2^- , com diferentes absorções. A cavidade possui 1,50 m de comprimento. O cristal de LiF: F_2^- situa-se dentro da cavidade na posição do foco do espelho de $R = 1,0$ m de raio de curvatura. Estudos feitos para este tipo de montagem experimental, usando-se como elemento passivo um corante saturável, mostram que a posição deste é um parâmetro fundamental para obtenção do regime mode locking e deve situar-se próximo a um dos espelhos [72]. Alinhamos o sistema para operar no modo TEM_{00} , pela introdução de duas íris de 1 mm de diâmetro aproximadamente. Apesar disto, e da presença do mode locker, do polarizador e do cristal na cavidade laser, o sistema operou com um limiar de 25A da lâmpada de bombeamento. Alinhamos o mode locker em ângulo de Bragg, que é a posição de maior introdução de perdas produzidas pelas ondas acústicas, geradas por uma fonte de RF de 50MHz. Inicialmente obtemos um alinhamento de forma precária, posicionando-se as duas reflexões fornecidas pelas faces do bloco de quartzo fundido do mode locker, simetricamente em torno do feixe incidente do laser de alinhamento (He-Ne). Tendo o espelho de fundo montado sobre um translador micrométrico, fizemos um minucioso ajuste do comprimento do laser, e observamos os pulsos gerados através de um detetor de resposta lenta (Ge), e vemos que estes apresentam uma séria perturbação no seu nível DC. Com pequenos aumentos na potência da radio-frequência, seguida de ajustes no modulador e no comprimento da cavidade, atinge-se aos poucos uma posição ótima de operação, onde os pulsos

fig.37 - Montagem experimental do mode locking ativo/passivo.

observados comportam-se de forma mais estável, sendo que a condição de mode locking completo é atingida quando o comprimento da cavidade perfaz precisos 1500 mm. Os pulsos obtidos, tinham período de 10ns, que é o tempo de trânsito da cavidade ressonante $\left(t = \frac{2L}{c}\right)$.

Os pulsos gerados foram analisado pela técnica da autocorrelação.[73,74]. Nesta, utilizamos um interferômetro de Michelson modificados de forma tal que se gera dois pulsos com um retardo de tempo entre eles. Um esquema do autocorrelador é mostrado na fig.(38). O feixe incidente é dividido pelo semi-espelho (divisor de feixe) e cada um deles percorre um caminho ótico diferente de tal forma que existe um atraso temporal considerável entre eles. Um dos ramos, é composto por um prisma de retroreflexão preso a um autofalante. O conjunto situa-se em um translador micrométrico, possibilitando ajustes precisos na diferença de caminho, entre os dois feixes. Os pulsos então incidem em um cristal duplicador de frequências (KDP), que gera radiação de segundo harmônico [75] cuja intensidade é função da intensidade do pulso, de sua forma e do atraso entre eles. A técnica de autocorrelação foi inicialmente demonstrada na medida de pulsos com largura temporal da ordem de picosegundos. Para a geração eficiente deste segundo harmônico é necessário que as duas ondas estejam em fase. Devido a dispersão na região ótica, a radiação incidente (frequência ω) e a radiação gerada (frequência 2ω) apresentam velocidades de fase diferentes. Para cristais uniaxiais (que apresentam dois índices de refração), é possível compensar essa diferença pela sua birrefringência natural. No nosso caso usamos cristais de KDP. Logo, pela escolha da polarização correta e da direção de propagação, é possível se obter a igualdade dos índices de refração de cada onda. No caso deste autocorrelador, [76] as ondas incidentes são polarizados perpendicularmente, e o ângulo de casamento de fases em relação ao eixo ótico é de 41° em relação ao eixo z (tipo II).

fig.38 - Esquema do autocorrelador.

Para uma revisão sobre geração do segundo harmônico, sugerimos a referência [8]. Em relação à técnica de autocorrelação seguimos a referência [76]. Na técnica utilizada, os dois trens de pulsos são focalizados no cristal de KDP, de maneira que o feixe se combina dentro do cristal. Neste encontro, as ondas eletromagnéticas

propagam-se nas direções $\vec{K}_1$ e $\vec{K}_2$, sendo que a direção $\vec{K}_1 + \vec{K}_2$ é a direção de propagação para o casamento de fases (phase-matching). Assim, na ausência de um dos feixes, a direção de incidência não coincide com a direção de casamento de modos e não há geração eficiente de segundo harmônico. O autocorrelador é livre de ruído de fundo.

A intensidade do segundo harmônico gerado é proporcional à superposição temporal dos pulsos e é dada por:

$$I_{s.h}(t_d) = \int I(t)I(t + t_d)dt \quad (156)$$

onde t_d é a diferença de tempo entre os pulsos. Essa diferença é controlada pelo deslocamento do prisma de retro-reflexão ("corner cube"), que reflete o feixe paralelamente à direção de incidência. Deslocando o prisma obtem-se um atraso que é dado por $2l/c$ (6.6ps/mm). Esse deslocamento é feito por um autofalante operando no intervalo de frequências de aproximadamente 22 Hz, o suficiente para uma leitura rápida em um osciloscópio. Para executar a medida esta montagem (autofalante + "corner cube"), era deslocada por meio de um translador micrométrico. Este sinal era captado por uma fotomultiplicadora, e podíamos desta forma, procurar os pulsos mais curtos visualmente e posteriormente obter o traço preciso de autocorrelação [78].

5.4.2 - RESULTADOS E DISCUSSÕES.

Tres amostras com diferentes espessuras, com a mesma dose de irradiação (11,6 MRad , a temperatura ambiente), foram utilizadas. O coeficiente de absorção ótica à temperatura ambiente e na linha de emissão do laser de Nd:YAG obtido foi de $0,05 \text{ cm}^{-1}$. As

diferentes espessuras utilizadas e suas absorções não saturadas são: 1,65 mm, 1,85 mm e 4 mm com absorções de 0,82 %, 0,92 % e 2 %, respectivamente. Além disso, utilizou-se as duas primeiras amostras combinadas de forma a se obter uma absorção de 1,74 % correspondente a espessura equivalente de 3,5 mm.

Dois tipos diferentes de comportamento foram observados. Para amostras de baixa absorção, observou-se o regime c.w. mode-locked puro, com alterações na forma e duração dos pulsos do trem.

REGIME C.W. MODE LOCKED.

Como esperado, os pulsos gerados utilizando somente o modulador acustoóptico apresentam o perfil gaussiano clássico, correspondente a convolução de autocorrelação do pulso gaussiano típico da geração ativa, como descrito no capítulo 2.5.1. eq.110. Para esse tipo de pulso, a largura temporal medida (FWHM) pelo traço de autocorrelação é 1.76 vezes a largura temporal (FWHM) do perfil de intensidade do pulso do laser[78]. Obtivemos um traço de autocorrelação com uma largura temporal FWHM de 170 ps.

As figuras 39, 40 e 41 correspondem ao regime C.W. mode locked obtido com o uso do modulador e de cristais de LiF:F_2^- com absorções iniciais muito pequenas (0,82 %, 0,92 % e 1,74 %). Para a menor absorção (0,82 %), há uma redução da largura do pulso sem alteração da forma inicial (curva gaussiana), conforme mostrado na fig.39. Nesse caso, a largura do traço de autocorrelação foi reduzida para 153 ps, o que fornece uma largura de pulso de 87 ps. Para um cristal com um pequeno incremento na absorção (de 0,1 %), a forma do pulso é dramaticamente alterada, conforme evidenciado pela fig.40, tornando-se exponencial simétrica (double side exponential), característica de uma modulação passiva cujos pulsos apresentam um perfil de intensidade em forma de secante hiperbólica quadrada, como descrito na secção 2.5.2, eq. 131. Para esse caso, o fator de deconvolução é de 1,5. Assim, os pulsos tem uma largura temporal de 88 ps.

Utilizando-se dos dois cristais e portanto com uma espessura equivalente de 3,5 mm e absorção inicial de 1,74 %, o traço

de autocorrelação torna-se uma exponencial dos dois lados como mostra a fig. 41. Nesse caso, ainda assumimos um fator de deconvolução de 1,5 e obtemos uma largura temporal de 71 ps. A assimetria do traço de autocorrelação é decorrente da técnica de medida, uma vez que o translador do cubo de canto não percorria todo o caminho necessário para a medida numa única excursão (maior que 25 mm).

Em todas as medidas de largura temporal tomou-se uma incerteza de 20% decorrente das flutuações de amplitude, indicadas por barras verticais nas figuras de autocorrelação.

Primeiramente deve-se frizar que se a modulação forçada desaparecer pelo desligamento do modulador acustoóptico, o regime mode locked não se sustenta, dando lugar a um regime Q-switched puro. A presença do modulador é essencial para sustentar o regime mode locked . Nesse regime já instalado, a intensidade da radiação intracavidade é tal que permite a saturação do elemento absorvedor saturável, para essas pequenas absorções utilizadas. Como discutido anteriormente, o absorvedor saturável lento tem um papel importante na parte frontal do pulso, pois essa parte da energia do pulso é utilizada para a sua saturação. Após a passagem pelo absorvedor, o pulso que apresenta inicialmente um perfil gaussiano simétrico tem uma cauda mais larga (trailing edge) que a parte frontal (leading edge). Na passagem pelo meio de ganho, o pico do pulso sofre o maior ganho, acentuando ainda mais o seu formato assimétrico. No caso do laser de Nd, onde o regime mode locked necessita de uma variação de ganho por passo muito menor que o ganho de limiar [63], esse efeito não é tão importante como no caso dos lasers de alto ganho, mas como pode ser observado pelo comportamento dos pulsos, mostrados nas figuras 39, 40 e 41, é suficientemente importante para determinar que também a aba traseira do pulso tenha o mesmo tipo de comportamento, gerando um traço de autocorrelação característico do chaveamento passivo rápido.

Como o absorvedor saturável tem um tempo de decaimento de 60 ns, e o tempo de vôo dos fótons para uma volta completa é de 10 ns , aproximadamente 15 % da população retorna ao estado fundamental entre dois pulsos subsequentes, dando origem a uma modulação de um sexto da transmissão não saturada do absorvedor. O

restante da população (85 %) é mantida permanentemente no estado excitado, constituindo-se numa perda constante para o laser de Nd:YAG. Assim, a modulação efetiva dos cristais utilizados foi de cerca de 0,13 %, 0,15 % e 0,28 % com a introdução de perdas residuais de 0,69 %, 0,79 % e 1,48 %, respectivamente para as amostras de espessuras de 1,65 mm, 1,85 mm e 3,5 mm. Para esses casos, obteve-se uma redução da largura temporal de um fator de 2,4 vezes a obtida sómente com o uso do modulador acustoóptico. Logo, existe um compromisso entre as perdas introduzidas no laser que diminuem a potência de saída e a largura temporal de pulso mínima obtida. Essa perda passiva, que é decorrente da população que é constantemente mantida no estado excitado representa uma perda por duplo passo, pois uma vez saturado, o tempo que o pulso leva para passar pelo absorvedor é muito menor que o seu tempo de decaimento que praticamente não existe repopulação do estado fundamental e portanto recuperação da absorção. Esta recuperação só é significativa (15%) no tempo de voo dos fótons no ressonador. Cabe acrescentar que estes resultados estão perfeitamente de acordo com as observações de Kornienko et. al. [68], quanto a magnitude saturável da absorção tolerável pelo laser de Nd:YAG neste regime (da ordem de 0,1 %). Além disso, as perdas residuais não são significativas para um laser que apresenta perdas internas pelo menos seis vezes maior que as utilizadas neste caso e que são de uma ordem de magnitude menor que as transmissões do espelho de saída típicas para esse laser (12%). Consequentemente, a redução de largura temporal é obtida às custas de uma insignificante perda de potência do laser.

fig.39 - Forma do pulso mode locked ativo/passivo
com cristal de 1,65 mm de espessura.
 $\Delta\tau = 153 \pm 25$ psec. $\Delta t = 87 \pm 15$ psec.

fig.40 - Forma do pulso mode locked ativo/passivo
com cristal de 1,85 mm de espessura.
 $\Delta\tau = 133 \pm 15$ psec. $\Delta t = 88 \pm 10$ psec.

fig.41 - Forma do pulso mode locked ativo/passivo
com cristal de 3,50 mm de espessura.
 $\Delta\tau = 107 \pm 15$ psec $\Delta t = 71 \pm 10$ psec.

REGIME C.W. Q-SWITCHED E MODE LOCKED

A figura 42 mostra um traço do osciloscópio rápido dos pulsos obtidos pela presença do modulador acustoótico e de um cristal de LiF:F_2^- com uma espessura de 4 mm. Este portanto apresenta uma absorção não saturada de 2 % . O regime de mode locking c.w. não se estabelece, e há o surgimento do regime Q - switched mode locked, que consiste de um envelope com uma largura temporal de $1,5 \mu\text{s}$ com uma subestrutura de um trem de pulsos dentro do envelope com 10 ns. de período, correspondentes ao regime mode locked. Nesse caso, o absorvedor tem o papel exclusivo de um modulador para o regime de chaveamento Q e o modulador ativo é o único responsável pelo regime mode locked. Devido a baixa profundidade de modulação do absorvedor saturável (2%), a duração dos pulsos Q-switched é muito longa, pois corresponde a uma modulação do ganho de 2% em aproximadamente 18% (12% de transmissão do espelho e 6% de perdas internas), apresentando baixo contraste e consequentemente de longa duração, conforme descrito na secção 2.4.1, eq.101.

A razão fundamental para essa mudança de regime é que a variação que o ganho sofre para saturar o absorvedor não consegue ser compensada pelo bombeamento do meio de ganho no tempo de voo dos fótons no ressonador, desequilibrando o sistema da condição de estado estacionário no regime mode locking. Alterações na corrente da lâmpada de bombeamento do laser acima do limiar só aumentam a frequência do trem de pulsos Q-switched, de forma similar ao já observado no regime Q-switching tradicional.

Acrecente-se que esta mudança de regime acontece para um pequeno incremento na absorção do cristal (0,25 %), que também está de acordo com o pequeno intervalo previsto para o regime mode locked determinado pela teoria de H.Haus et al. [68].

fig.42 - Envoltoria dos pulsos mode-locked
C.W. ativo/passivo. A envoltória
representa o pulso em chaveamento Q

6 - CONCLUSÕES

Foi feito um estudo da eficiência da utilização de um laser de estado sólido acoplado a uma outra cavidade contendo meios laser ativos de baixo ganho. Neste esquema obtivemos operação laser C.W. com chaveamento Q, usando um cristal de $\text{KCl:Tl}^0(1)$, como meio laser ativo e absorvedor saturável. Este cristal já havia sido amplamente estudado como um protótipo para meio laser ativo, em um esquema de bombeamento colinear [46]. O mecanismo de reinjeção do feixe na cavidade principal, após passar pelo centro de cor, apresenta-se como muito eficiente neste caso, devido a um total reaproveitamento da radiação intracavidade. Além disso, o único mecanismo de perdas para o laser de Nd. é a absorção dos centros $\text{Tl}^0(1)$ em KCl, implicando portanto em um eficiente método de bombeamento. No caso dos centros F_2^- em LiF, que também absorvem a radiação do laser de Nd. O arranjo de cavidades acopladas é o suficiente para a obtenção dos pulsos em chaveamento Q. Foi desenvolvido também, um estudo com os centros F_2^- em LiF, para se obter o regime passivo de modos acoplados em um laser C.W. Neste caso, utilizamos o mesmo esquema de cavidades acopladas, com o intuito de obter máximo ganho do absorvedor saturável, e assim poder utilizar uma cavidade ressonante menor que aquelas desenvolvidas por Kornienko. Desta forma não ocorria um casamento perfeito entre o instante de chegada do pulso ao absorvedor saturável e a sua relaxação ocasionando a criação de pulsos Q-switched mode-locked antes mesmo que este entrasse no regime de travamento de modos passivo [67].

Na parte do estudo do regime mode-locking ativo/passivo, usamos uma cavidade linear e um modulador acustoóptico, para obtenção do mode-locking forçado. Devido a introdução dos cristais de LiF:F_2^- , observou-se a evolução dos pulsos do regime mode-locking ativo para o passivo, com uma evidente mudança na forma dos perfis de intensidades do segundo harmônico gerados. Em particular obteve-se uma redução de 2,4 vezes na largura dos pulsos

gerados no regime c.w. mode locked. O aumento da absorção dos cristais leva o sistema para o regime de chaveamento Q C.W. passivo, o que é previsível, em vista do aumento das perdas no ressonador. Esses resultados preliminares, mostram o potencial dos centros F_2^- : LiF como chaveadores nos regimes de chaveamento Q e de mode-locking de lasers de Nd:YAG.

Utilizando os resultados obtidos neste trabalho bem como o sucesso no desenvolvimento do esquema de cavidades acopladas, outros trabalhos já foram ou estão sendo desenvolvidos como a aplicação dos centros F_2^- em lasers pulsados de Nd. para mode locking dual e c.w. para Q-switching [80].

BIBLIOGRAFIA

- 01 - SIEGMAN, A.E. - LASERS - UNIVERSITY SCIENCE BOOKS
MILL-VALLEY (Ca.) 1986
- 02 - VERDEYEN, J.T. - LASER ELECTRONICS - PRINTICE-HALL, INC.-
ENGLEWOOD CLIFF, N.J. -U.S.A. - 1981.
- 03 - KOGELNIK, H. and Li, T. - Appl.Opt. vol. 5, no 10 - 1966.
- 04 - BOYD, G.D, KOGELNIK, H. - Bell. Sys. Tech. Journ., vol. 1 pp.
1347 - 1962.
- 05 - YARIV, A.- QUANTUM ELECTRONICS - 3rd. ed. JOHN WILEY & SONS
1986. (N.Y.)
- 06 - HANNA, C.D. IEEE J. Quantum Eletrc. QE-J, 483 (1969).
- 07 - KOGELNIK, H. W. IPPEN, E.I., DIENES, A and SHANK C, C. IEEE J.
Quantum Electr. QE- 8373 (1972)
- 08 - KOGELNIK, H. Appl. Opt. vol. 4 pg. 1562-1569, 1965
- 09 - YARIV, A., GORDON, J.P. - Proceedings of the IEEE pg. 4 a 29 -
1963.
- 10 - KOECHNER, W.- SOLID-STATE LASER ENGINEERING SPRINGER-VERLAG,
1988 - HEIDELBERG - N.Y. - BERLIN.
- 11 - McCLUNG, F.J. and HELLWARTH, R.W. J. Appl. Phys. 33, 828,
1962.
- 12 - HELLWARTH, R. W. in ADVANCES. in QUANTUM ELECTRONICS COLUMBIA
UNIVERSITY PRESS - N. YORK - 1961 pg. 334.
- 13 - WAGNER, W.G., LENGYEL, B.A. J. Appl. Phys. 34, 2040 (1963).
- 14 - SVELTO, O. "PRINCIPLES OF LASERS" PLENUM PRESS - 2nded. 1980.
- 15 - YARIV, A. - OPTICAL ELECTRONICS - 3rd. ed. HOLT, RINEHART
& WISTON. 1985
- 16 - De MARIA, A.J. - Proc.IEEE 57 - 2 (1969)
- 17 - SIEGMAN, A.E.; KUIZENGA, D.J. - Appl.Phys.Lett. 14, 181 (1969)
- 18 - IPPEN, E.P.; SHANK, C.V.; and DIENES, A. - Appl. Phys.Lett..
vol. 21 no 8 - 1972.

- 19 - DiDOMENICO, M.; - J. Appl. Phys. vol.35 - no 10, 1964
- 20 - LETOKHOV, V.S. - Sov. Phys. JETP 30, 904 (1970)
- 21 - DeMARIA, A.J.; - SCIENCE 156, 1557 (1967)
- 22 - KUIZENGA, Z.J.; SIEGMAN, A.E. IEEE J. Quant. Electr. QE-6 694 and 709 (1970).
- 23 - GOODMAN, J.W.; INTRODUCTION TO FOURIER OPTICS - N.Y McGRALL-HILL. 1968.
- 24 - HAUS, H.; IEEE J. Quantum Electr. QE-11, no9 169 (1975)
- 25 - FRITZ, B. and MENKE, E. - Solid State Commun. - vol. 3 p. 61 - 1965.
- 26 - MOLLENAUER, L.F. and OLSON, D. Appl. Phys. Lett., vol. 24 pg. 386 - 1974.
- 27 - MOLLENAUER, L.F. and OSLOM P. J. Appl. Phys. vol. 46 pg. 3109 1975.
- 28 - GUSEV, YU. L., MARENNIKOV, S.I. CHEBOTAIEV, V.P. - PISMA Zhthf. vol. 3 pg. 305 - 1977.
- 29 - GUSEV, YU. L., KONOPLIN, S.N. KIRPICHNIKOV, A.V., and MARENNIKOV, S.I. - Pre Print 43-79 - NOVOSINBIRSKY - 1970.
- 30 - LITFIN, G., BEIBANG, R. and WELLING, H. - Appl.Phys.Lett. vol. 31 - pg. 381 - 1977.
- 31 - GOOVAERTS, E.; ANDRIESSEN, J; NISTOR, S.V.; and SCHOEMAKER D. - Phys.Rev. B. 24, 29 (1981).
- 32 - BASIEV, T.T.; VORON'KO, Y.K.; MIROV, S.B.; OSIKO, V.V.; - IEEE J. Quant.Electr. 24 - 1052 - 1988.
- 33 - NAHUM, J.; AND WIEGAND, D.A.; - Phys. Rev. 154 , 817 (1967)
- 34 - NAHUM, J. - Phys. Rev. 158 , 814 (1967)
- 35 - GOOVAERTS, E.; ANDRIESSEN, J.; NISTOR, S.V.; AND SCHOEMAKER, D.; Phys.Rev. B - 24, 29 (1981).

- 36 - MOLLENAUER, L.; WHITE, J.C.; TUNABLE LASER - SPRINGER-VERLAG - 1987
N.YORK - BERLIN
- 37 - DELBECQ, C.J.; GHOSH, A.K. AND YUSTER, P.H. - Phys. Rev. 154 (797)
(1967).
- 38 - KNOX, R.S.; AND TEEGARDEN, K.J.; - PHYSICS OF COLORS CENTERS
CAP. I (FOWLER, W.B. ED.) ACAD. PRESS - NY - LONDON - 1968.
- 39 - BASIEV, T.T.; VAKHIDOV, F.A.; VORON'KO, Yu.k. and MIROV, S.B.
Sov.J.Quant.Elektron. 16 - 277 (1986)
- 40 - SCHUMAN, J.H. AND COMPTON, W.D.; "COLORS CENTERS IN SOLIDS" -
THE MACMILLAN COMPANY - NY. (1962)
- 41 - GELLERMAN, W; LUTY, F; and POLLOCK, C.R. - OPTIC. COMM. 39, 391
(1981).
- 42 - VIEIRA, N.D. - TESE DE DOUTORADO. INSTITUTO DE FISICA
UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO - BRASIL - 1986.
- 43 - DELBECQ, C.J.; GHOSH, A.K.; and YUSTER, P.H.; - Phys.Rev. 151, 599
(1966).
- 44 - KNOX, S. - Phys. Rev. 154, 799 (1967).
- 45 - NEUFFER, D.V.; COMINS, E.D.; Phys. Rev. A 16 844 (1977).
- 46 - DELBECQ, C.J.; TOYOZAWA, Y. AND YUSTER, P.H. - Phys. Rev. 9(4497)
1974.
- 47 - McLURE, D.S. - ELECTRONICS SPECTRA OF MOLECULES AND IONS IN
CRYSTALS - SOL.STATE PHYS. - VOL. 9 ACAD.PRESS NY - 1979.
- 48 - MOLLENAUER, L.F.; VIEIRA, N.D. and SZETO, L; - Phys.Rev. B - vol.27
n09 - 1983.
- 49 - CHANDRA, A.; AND HOLCOMB, D.F.; - J.Chem. Phys. 51 1509 (1969)
- 50 - GUSEV, Yu.L; KRAVTSOV, N.V.; SIDROV, V.A.; SUSOV, A.M. and YATSENKO
Yu.P. - Sov.J.Quantum. Electron. 15(11) 1983
- 51 - GELLERMAN, W; MULLER, A AND WANDT, D; - WILK. S; AND LUTY, F;
J.Appl. Phys., 61 (4) pg. 1297 (1987).
- 52 - DUARTE, M; RANIERI, I.M.; VIEIRA, M.M.F.; submetido ao
Mat.Science Eng.

- 53 - VIEIRA, N.D., COSTA, F.E. - RESUMOS DO XII ENCONTRO NACIONAL DE FÍSICA DA MATÉRIA CONDENSADA - CAXAMBU - MG - 1988.
- 54 - MOULTON, P.F., MORADIAN, A. - Appl.Phys.Lett. 35, 838(1979) and KLIWER, M.L.; JUCHOCKI, A. and POWELL, R.C.- Appl.Opt. 27 5016 (1988).
- 55 - MOLLENAUER, L.F. - "COLOR CENTERS LASERS" in QUANTUM ELECTRONICS ed. B C.L. TANG ACADEMIC PRESS NEW YORK, 1978 pg. 1-5
- 56 - FUHRBERG, P.; LIHS, W. and LIFTIN, G. - IEEE. J. QUANTUM ELECT. 24 1215 (1988).
- 57 - VIEIRA, N.D., ASSIS, L.S. and MORATO, S.P. - in "DIGEST OF TOPICAL MEETING ON ADVANCED SOLID-STATE LASERS" - SALT LAKE CITY. UTAH USA - O.S.A - 1990
- 58 - BASIEV, T.T.; DERGACHEV, A. Yu. et al. (ISVESTIYA AKADEMII). NAUK SSSR - SERIA FIZICHESKAYA - vol. 15 no 8 pp. 1440 - 1987.
- 59 - CHEBOTAIEV, Y.P., MARENIKOV, Y.P. SMIRNOV, V.A. - APPL. PHYS. B. 193-199 (1983).
- 60 - BASIEV, T.T.; VORONKO YU. K., MIROV, S.B. OSIKO, V.V. and PROKOROV. A.M.; Sov. J. Quantum Electron. 12(4). 1982.
- 61 - VIEIRA, N.D.; ASSIS, L.S.; and MORATO, S.P. - Opt. Comm. vol. 79 no 1,2 - 1
- 62 - MALDONADO, E.P.; NOGUEIRA, G.E.C. and VIEIRA, N.D. - IEEE Journ. Quant. Electron. - vol. 29 no 4, 1993.
- 63 - KOECHENER, W. - Appl. Optics - 9 (1980) 2548.1 - HAUS, H.A. IEEE J. Quantum Electr. QE-12, 169 (1976).
- 64 - BLACKMORE, J.S. SOLID STATE PHYSICS - 2ND ed.- CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS. 1985.
- 65 - HAUS, H.A.; - IEEE J. Quantum Electron. QE-12 1976.
- 66 - DUNSMUIR, R.J. - J. Electron. Control. 10 453 (1961).
- 67 - KORNIENKO, L.S.; KRAVTSOV, N.V., SIDROV, V.A.; SUSOV, A.M.; and YATSENKO Yu. P. - Sov. J. Quantum Electron. 15 (11) 1985.
- 68 - HAUS, H.A.; IEEE J. Quantum. Electron. QE-13 no7 (1977).

- 69 - DiDOMENICO, M -; GEUSIC, I.E., MARCUS, H.M.; and SMITH, R.G.;
Appl. Phys. Lett. 8, 180 (1966).
- 70 - WANG, Yu-Pin; BURKOFF, E. Appl. Opt. vol. 27, no 13 - 1988.
- 71 - IPPEN, E.P.; SHANK, C.U. and DIENES, A. - Appl. Phys. Lett.
vol. 21 no 8, 1972.
- 72 - LEE, J.H.; KONG, H.J. - Appl. Phys. Lett. 58(14) 1991.
- 73 - MAIER, M.; KAISER, W.; GIORDAMAINI, J.A.; Phys. Rev. Lett.
17 - 1257 (1966).
- 74 - ARMSTRONG, J.A. - Appl. Phys. Lett. 10 16 (1967).
- 75 - HON, D. - "LASER HANDBOOK" - vol. 3 (STITCH, M.L. ed.) - CAP.
B 2 (1979).
- 76 - WEBER, H.P.; MATHIEU, E.; MEYER, K.P. - J. Appl. Phys. 37 3584
(1966).
- 77 - IPPEN, E.P., SHANK, C.V. in " ULTRASHORT LIGHT PULSES "
(ed. S.L. SHAPIRO) - CAP. 3 DA SÉRIE TOPICS IN APPLIED PHYSICS -
VOL. 13 (SPRINGER-VERLAG) BERLIN - HEIDELBERG - N. YORK.
- 78 - FORK, R.L.; BEISSER, F.A. Appl. Opt. - 17 3524 (1978).
- 79 - SALA, K.L.; KENNEY-WALLACE, G.A. and HALL, G.E. -
IEEE J.Quantum Electron. VOL. QE-16 No 9 - 1980.
- 80 - de ROSSI, W; COSTA, F.E; VIEIRA, N.D.; WETTER, N.U.; MORATO, S.P.; and
BASIEV, T.T; KONYUSHKIN; MIROV, S.B. - Appl. Opt. - vol. 31 n° 15
1992.