



CNEN/SP

**ipen** Instituto de Pesquisas  
Energéticas e Nucleares

AUTARQUIA ASSOCIADA A UNIVERSIDADE  
DE SÃO PAULO

# **CONSTRUÇÃO E OPERAÇÃO DE LASERS DE NEODÍMIO: ESTUDO DO COMPORTAMENTO TEMPORAL**

**WAGNER DE ROSSI**

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

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

**São Paulo  
1995**

**INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES**  
**Autarquia associada à Universidade de São Paulo**

**CONSTRUÇÃO E OPERAÇÃO DE LASERS DE NEODÍMIO:  
ESTUDO DO COMPORTAMENTO TEMPORAL**

**WAGNER DE ROSSI**



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

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

**SÃO PAULO**

**1995**

**À minha esposa Alcina e aos meus filhos  
Leandro e Natália pelo apoio e incentivo  
constantes.**

**Aos meus pais, que no momento mais  
difícil souberam compreender.**

## AGRADECIMENTOS

Agradeço a todos aqueles que de alguma maneira contribuíram para a realização deste trabalho. Agradeço de modo especial:

Ao Dr. Nilson, pelo incentivo constante e pela orientação sempre segura;

ao Dr. Spero, a quem devo não somente a oportunidade de iniciar este trabalho, como também grande parte do meu desenvolvimento profissional;

ao Fábio, que participou de maneira muito eficiente e constante da maioria das realizações experimentais;

ao Dr. Gessé e ao José Tort pela construção e manutenção das fontes de alimentação dos lasers e pelo atendimento sempre presente em todas as dificuldades encontradas na área de eletrônica;

à Izilda, pelo fornecimento dos cristais de LiF, KDP e YLF:Nd- $\sigma$ , especialmente crescidos para este trabalho;

ao José Roberto pelo projeto e desenho de diversos acessórios mecânicos;

à Dr. Diva e à Solange, pela confecção dos *coatings*;

ao Niklaus, pelas medidas de autocorrelação;

ao Paulo e ao Marco, pela confecção de peças mecânicas.

Agradeço ainda:

À CNEN, e em especial ao IPEN, pela permissão de uso de seus laboratórios e pelo apoio técnico e financeiro;

ao CNPq e à FINEP pelo apoio financeiro de grande parte do trabalho.



# CONSTRUÇÃO E OPERAÇÃO DE LASERS DE NEODÍMIO: ESTUDO DO COMPORTAMENTO TEMPORAL

Wagner de Rossi

## RESUMO

Todos os elementos que compõem um laser de estado sólido, bombeado por lâmpada, foram estudados e desenvolvidos segundo princípios básicos estabelecidos na literatura. Este procedimento possibilitou o domínio da tecnologia de construção de cavidades de bombeamento, fontes de alimentação, ressonadores ópticos, sistemas de refrigeração e até mesmo de confecção de bastões laser. Utilizando-se essas técnicas foram construídos dois lasers de neodímio, um com bombeamento pulsado e o outro contínuo; o primeiro apresentou energia de saída de até 765 mJ multimodo e o segundo potências de até 90 Watts multimodo e 12,8 Watts no modo fundamental. Em ambos, o regime de chaveamento Q passivo foi obtido pelo uso de um absorvedor saturável de centros de cor  $F_2^-$  em cristais de LiF. Estes absorvedores também foram totalmente desenvolvidos e produzidos neste trabalho. A otimização do processo de chaveamento foi baseada na teoria existente na literatura, a qual prevê um valor ótimo de 3,5 para a razão entre as inversões de população máxima e de limiar. Este critério, que é pouco utilizado, possibilitou a obtenção de pulsos muito intensos com curta duração temporal. Na operação do laser no modo contínuo foram obtidos pulsos de 45 ns enquanto que no regime pulsado os pulsos foram menores que 7 ns. Estes valores estão entre os melhores já reportados para estes sistemas. O uso do mesmo absorvedor saturável de  $LiF:F_2^-$ , em um esquema original de cavidades acopladas, possibilitou a obtenção do regime de travamento de modos de pulso gigante com pulsos de até 200 ps de duração. Neste esquema, o centro de cor, que apresenta um tempo de vida muito mais longo que o tempo de vôo do fóton no ressonador, tem o tempo de relaxação reduzido pelo seu próprio decaimento estimulado.

# CONSTRUCTION AND OPERATION OF NEODYMIUM LASERS: STUDY OF THE TEMPORAL BEHAVIOR

Wagner de Rossi

## ABSTRACT

The different elements needed to assemble a lamp pumped solid state laser were designed according to the basic principles established on the current literature. The development technology involved the pumping cavities, power supplies, optical resonators, cooling systems and, also, the laser rods. Two laser systems were built: one pulsed and the other continuous. The first one delivered 765 mJ of output energy in the free running multimode regime and the second one delivered 90 Watts in the multimode and 12,8 Watts in the fundamental mode. For both lasers the passive Q switching was obtained using  $F_2^-$  color centers in LiF crystals as saturable absorber. These absorbers were also developed and produced during this work. The Q switching optimization was based on the literature, which gives  $\sim 3,5$  as the optimum value for the ratio to the maximum and threshold population inversion. With these criterion we could obtain pulses as short as 45 ns in the continuous laser and shorter than 7 ns in the pulsed one. These pulse lengths are among the best reported for these systems. The same saturable absorber, used in an original coupled cavity scheme, allowed us to obtain the passive giant pulse mode locking regime, with pulse duration of 200 ps. In this system, the color center, which has a lifetime much longer than the round trip time of the resonator, has the relaxation time reduced by its own stimulated emission.

## NOMENCLATURA

- A - Seção transversal do modo oscilante ( $\text{cm}^2$ ).
- $A_{21} = \tau_{21}^{-1}$  ( $\text{s}^{-1}$ ) - Coeficiente de Einstein para emissão espontânea ( inverso do tempo de vida radiativo total).
- $B_{21}$  - Coeficiente de Einstein para transição induzida do nível 2 para o nível 1.
- $B' = Bh\nu$ .
- c - Velocidade da luz
- $c_a$  - Velocidade da luz no absorvedor.
- c - Condutividade térmica.
- D - Diâmetro do espelho.
- d - Diâmetro do espelho.
- $E_{th}$  - Energia de limiar (de bombeio).
- $E_s$  - Energia de saída do pulso (fora do ressonador).
- $E_p$  - Energia de bombeio.
- f - Força do oscilador.
- f - Taxa de repetição.
- $F_{nl}^g$  - Fluxo não linear para o meio de ganho.
- $F_{nl}^a$  - Fluxo não linear para o absorvedor.
- $F_1, F_2, F_3$  ( $\text{s}^{-1}$ ) - Probabilidade de transição (absorção).
- $f(\nu)$  - Forma de linha normalizada.
- f - Comprimento focal da lente térmica.
- $g_1, g_2$  - Parâmetros de estabilidade do ressonador.
- g - Coeficiente de ganho ( $\text{cm}^{-1}$ ).
- $g_0$  - Coeficiente de ganho de pequeno sinal.
- $g_{th}$  - Coeficiente de ganho de limiar.
- $g_i$  - Coeficiente de ganho para a transmissão inicial do absorvedor.
- $g_f$  - Coeficiente de ganho para a transmissão final do absorvedor.
- $G = T_1/T_f$ .
- $G_{0a} = l_a \cdot g_{0a}$ .
- $G_0 = l g_0$ .
- $G_{ld}$  - Coeficiente de ganho líquido de pequeno sinal.
- $g_a$  - Coeficiente de absorção ressonante do absorvedor saturável ( $\text{cm}^{-1}$ ).
- $g_{0a}$  - Coeficiente inicial de absorção ressonante.
- h - Constante de Plank.
- I - Densidade de fluxo de fótons.
- I - Densidade de potência (de fluxo de luz) - ( $\text{W} \cdot \text{cm}^{-3}$ ).
- $I_{s,d}$  - Densidade de fluxo de luz que sai do ressonador.
- $I_s^a$  - Intensidade de saturação para o absorvedor saturável.
- $I_s$  - Densidade de potência de saturação.
- $k = W_p \cdot \tau$  - Parâmetro de bombeio.
- K - Constante  $\Delta\nu \cdot t_p$  para o regime de *mode locking*.
- K - Coeficiente de bombeio.
- l - Comprimento do meio ativo (cm).

$l_a$  - Comprimento do absorvedor saturável (cm).  
 $L$  - Comprimento do ressonador (cm).  
 $L_M$  - Perdas inúteis diversas do ressonador.  
 $M$  - Espelho de saída.  
 $M_1$  - Espelho de fundo.  
 $M$  - Magnificação por duplo passo do ressonador instável.  
 $m(t')$  - Densidade de fótons adimensional.  
 $M(t)$  - Densidade de fótons na frequência de geração (Statz-De Mars).  
 $M$  - Número total de frequências de ressonância.  
 $\Delta N_\infty$  - Inversão de população na ausência de geração laser.  
 $n_f$  - Inversão de população adimensional final após o chaveamento Q.  
 $n_i$  -  $\Delta N_i / \Delta N_{th}$ .  
 $n(t') = \Delta N / \Delta N_{th}$  - Inversão de população adimensional. razão da densidade de população invertida para o seu valor de limiar. ( $n = B'T\Delta N$ ).  
 $n_{tot.a} = n_{1a} + n_{2a}$  - Densidade de população para o absorvedor saturável.  
 $n' = n_1 + n_2$ .  
 $n$  - Índice de refração.  
 $n_{tot} = n_0 + n_2$  População total num esquema de 4 níveis ideal (em  $\text{cm}^{-3}$ ).  
 $n_0, n_1, n_2, n_3$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) - Densidade de população do níveis 0, 1, 2 e 3.  
 $p$  - Índice de não linearidade.  
 $P_{th}$  - Potência de limiar (de bombeio).  
 $P_m$  - Potência média.  
 $P$  - Potência total gerada por emissão estimulada.  
 $P_{fl}$  - Potência de fluorescência, potência gerada por emissão espontânea.  
 $P_s$  - Potência de saída.  
 $p$  - Potência adimensional.  
 $P_{lamp}$  - Potência entregue à lâmpada.  
 $R_{ot}$  - Refletividade ótima do espelho de saída.  
 $R_1$  - Refletividade do espelho de fundo.  
 $R_c$  - Raio de curvatura do espelho.  
 $r$  - Raio do bastão.  
 $R$  - Refletividade do espelho de saída.  
 $R_{ef}$  - Refletividade efetiva.  
 $t_p$  - Largura temporal do pulso.  
 $T$  - Transmissão do absorvedor saturável.  
 $T_0$  - Transmissão inicial do absorvedor saturável.  
 $T_f$  - Transmissão final do absorvedor saturável.  
 $T_D$  - Atraso na emissão de um pulso chaveado.  
 $\bar{T}$  - Tempo de vôo da cavidade =  $2L/c$ .  
 $T_1 = \tau(k + 1)^{-1}$  - Probabilidade de bombeio.  
 $t'$  - Tempo adimensional.  
 $t$  - Tempo.  
 $T_f$  - Tempo de vida do fóton no ressonador óptico.  
 $T$  - Temperatura.  
 $V$  - Volume do modo oscilante no meio de ganho.

$W_{21}$  - Probabilidade de transição induzida ( $s^{-1}$ ) do nível 2 para o nível 1.  
 $W_p$  - Taxa de bombeio para o nível superior.  
 $X = F_{nl}^g / F_{nl}^a$ .  
 $z_0 = \pi \omega_0^2 \cdot \lambda^{-1}$  - Parâmetro de Rayleigh.  
 $\alpha$  - Coeficiente de perda do meio ativo ( $cm^{-1}$ ).  
 $\alpha = \Delta N_0 / \Delta N_{th}$  - Parâmetro de bombeio adimensional.  
 $\alpha_a$  - Parâmetro de bombeio adimensional para o absorvedor.  
 $\chi$  - Número de vezes que a intensidade de uma flutuação ultrapassa a intensidade média.  
 $\delta = T_1 / T_{1a}$ .  
 $\Delta N = n_2 - n_1$ . Diferença de população entre os níveis 2 e 1.  
 $\Delta N_{th}$  - Inversão de população de limiar.  
 $\Delta N_i$  - Inversão de população inicial.  
 $\Delta v$  - Largura de linha do meio de ganho.  
 $\Delta \omega'$  - Diferença entre frequências ressonantes vizinhas.  
 $\Delta \omega$  - Largura de linha da emissão laser.  
 $\Delta T$  - Diferença de temperatura.  
 $\Delta N_0 = n_{tot} \cdot k(k+1)^{-1}$ .  
 $\Delta N_a = n_{1a} - n_{2a}$ .  
 $\Delta N_f$  - Inversão de população final após o chaveamento Q.  
 $\phi$  - Fluxo de fótons (fótons/ $cm^3$ ).  
 $\gamma_1$  - Perda inútil do ressonador ( $cm^{-1}$ ).  
 $\gamma = \gamma_1 + \gamma_2$  - Perda total do ressonador ( $cm^{-1}$ ).  
 $\gamma_2 = (1/2l) \ln(R \cdot R_1)^{-1}$  - Perda útil do ressonador ( $cm^{-1}$ ).  
 $\gamma_1 = 2\alpha l + L_M$ .  
 $\gamma_{1a}$  - Coeficiente de absorção linear não saturável do absorvedor saturável.  
 $\gamma_a = g_{0a} + \gamma_{1a}$ .  
 $\Gamma_2 = l\gamma_2$ .  
 $\Gamma_1 = l\gamma_1$ .  
 $\Gamma_a = l_a \gamma_a = G_{0a} + \Gamma_{1a} = l_a \cdot g_{0a} + l_a \gamma_{1a}$ .  
 $\Gamma_{1a} = l_a \gamma_{1a}$ .  
 $\Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_{1a}$ .  
 $\eta_{tot}$  - Eficiência total do sistema =  $\eta_r \eta_t \eta_a \eta_{pq}$ .  
 $\eta_s$  - Eficiência de "slope".  
 $\kappa = t_{pg} / T$ .  
 $\lambda$  - Comprimento de onda.  
 $\mu$  - Fator de preenchimento para o meio ativo no ressonador.  
 $\nu$  - Frequência da radiação.  
 $\nu_0$  - Frequência no pico da banda de emissão.  
 $\theta$  - Divergência do modo TEM<sub>00</sub>.  
 $\rho = 2\sigma_a / \sigma_e$ .  
 $\rho_{ga}$  - Razão entre as áreas do feixe no meio de ganho e no absorvedor.  
 $\sigma_e(\lambda)$  - Seção de choque de emissão no comprimento de onda  $\lambda$ .

$\sigma_a$  - Seção de choque das transições induzidas entre os níveis do absorvedor.  
 $\tau^{-1}$  - Probabilidade de decaimento.  
 $\tau_e$  - Tempo de vida de emissão estimulada.  
 $\tau_{21}^{-1} = A_{21} + \tau_{20}^{-1}$  - Probabilidade de *depopulação* do nível superior 2 para os níveis 1 e 0.  
 $\tau_d$  - Tempo de decaimento efetivo.  
 $\tau_c$  - Tempo característico.  
 $\tau_{ef}$  - Tempo de decaimento efetivo.  
 $\omega = 2\pi\nu$  - Frequência da radiação.  
 $\omega_p$  - Frequência de ressonância em um ressonador óptico.  
 $\Omega = W_p n_0$  - Densidade de átomos bombeados por segundo para o nível 2.  
 $\omega_0$  - Raio do modo TEM<sub>00</sub>.  
 $\varpi$  - Raio do modo.

## SUMÁRIO

	Página
<b>1. INTRODUÇÃO</b> .....	1
<b>2. FUNDAMENTOS TEÓRICOS: TEORIA BÁSICA DE OPERAÇÃO DE LASERS</b> .....	6
2.1 Condições de Inversão de População para o Modelo de Quatro níveis .....	6
2.2 Condições de Inversão Para Lasers Contínuos .....	8
<b>3. LASERS DE ESTADO SÓLIDO - PRINCÍPIOS BÁSICOS</b> .....	12
3.1 Os Meios Laser .....	12
3.2 Cavidades de Bombeamento .....	16
3.3 Efeitos Térmicos em Bastões Laser .....	20
3.3.1 Operação Contínua .....	20
3.3.2 Operação de Pulso Único .....	22
3.3.3 Operação de Pulso Repetitivo .....	23
3.4 Ressonadores Ópticos .....	24
3.4.1 Frequências de Ressonância em Oscilador Ativo .....	26
3.4.2 Qualidade do Feixe em um Ressonador Laser .....	27
3.4.3 Ressonador Instável .....	30
3.4.4 Cavidades Acopladas .....	34
<b>4. DINÂMICA DE PROCESSOS LASER</b> .....	38
4.1 Equações de Balanço Para a Dinâmica de Processos Laser .....	38
4.2 Lasers com Absorvedor Saturável .....	45
4.3 Chaveamento Q Ativo .....	52
4.4 Chaveamento Q Passivo .....	58
4.5 Chaveamento Q Repetitivo Para Bombeamento Contínuo .....	63
4.6 Travamento de Modos Longitudinais .....	65
4.6.1 Travamento de Modos Longitudinais Passivo .....	67
<b>5. CENTROS DE COR F<sub>2</sub><sup>-</sup> EM CRISTAIS DE LiF</b> .....	77

<b>6.</b>	<b>PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL</b> .....	84
6.1	Processo de Produção e Otimização de $\text{LiF:F}_2^-$ .....	84
6.2	Laser Pulsado LXP-01 .....	99
6.2.1	Chaveamento Q Passivo do Laser Pulsado LXP-01 .....	105
6.3	Laser Contínuo LXC-03 .....	128
6.3.1	Chaveamento Q Passivo do Laser Contínuo LXC-03 .....	136
6.4	Travamento de Modos Longitudinais Passivo de Pulso Gigante: Resultados Experimentais .....	157
6.4.1	Arranjo Experimental .....	157
6.4.2	Resultados Experimentais .....	160
6.4.3	Interpretação do Travamento de Modos de Pulso Gigante Por Elemento Passivo em Cavidades Acopladas .....	163
<b>7.</b>	<b>CONCLUSÕES</b> .....	181
7.1	Absorvedor Saturável de $\text{LiF:F}_2^-$ .....	181
7.2	Chaveamento Q Passivo do Laser Pulsado LXP-01 .....	182
7.3	Chaveamento Q Passivo do Laser Contínuo LXC-03 .....	184
7.4	Travamento de Modos Longitudinais Passivo de Pulso Gigante do Laser LXP-01 .....	185
	<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b> .....	186



## 1. INTRODUÇÃO

Lasers são ferramentas que começam a fazer parte do nosso cotidiano cada vez com mais frequência. Sua presença já é notada em várias atividades do nosso dia a dia, como em telefonia, nos aparelhos de “compact disc”, em shows, em consultórios dentários, em hospitais, etc. De maneira menos evidente, os lasers executam uma série de tarefas, com mais rapidez e precisão que métodos tradicionais, em inúmeras fábricas e indústrias dos mais diversos ramos de atividade. Sua importância cresce na medida em que novos avanços são obtidos no domínio da tecnologia de sua construção, de novos meios laser, de regimes de operação, de tratamento de feixe e do conhecimento da interação da radiação com a matéria. Suas características peculiares possibilitam a execução de tarefas que seriam muito difíceis ou até impossíveis através de outros métodos, podendo um feixe laser atingir pontos muito pequenos, com intensidade extremamente alta, em lugares de difícil acesso ou de ambiente agressivo.

Particularmente na área nuclear, os lasers têm tido uma utilização crescente, dentre as quais podemos destacar: Furação e posterior soldagem de pequenos orifícios em bastões de combustível nuclear, para a retirada de ar e colocação de gás inerte; Soldagem precisa das varetas de combustível nuclear às grades espaçadoras, empregadas no caroço de reatores nucleares; Balanceamento dinâmico de centrífugas, utilizadas para enriquecimento de urânio. Estudos de interações nucleares fundamentais; Espectrometria de massa; Separação isotópica molecular e atômica; Espectrometria atômica e molecular de alta resolução; Velocimetria e anemometria; Fotoquímica, ionização e dinâmica de colisão; etc.

O termo LASER é um acrônimo na língua inglesa de “*Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*”, ou seja, amplificação da luz pela emissão estimulada da radiação. Este fenômeno pode ser obtido quando um material laser tem sua energia de equilíbrio modificada de tal maneira que alguma energia seja armazenada nos átomos, íons ou moléculas deste material, na forma de estado excitado (inversão de população). Uma onda eletromagnética incidente sobre este material, com frequência correspondente à

diferença de energia entre os estados destes átomos íons ou moléculas, pode ser amplificada, pois os fótons incidentes podem fazer com que os átomos no estado de energia mais alta decaiam para um estado de energia mais baixa através da emissão de fótons adicionais, sendo a radiação emitida (estimulada) completamente indistinguível da radiação incidente (estimulante). Se o meio laser ativo (meio de ganho) for colocado em uma cavidade óptica ressonante, formada por dois espelhos, esta radiação estimulada irá oscilar entre estes espelhos, e induzir a emissão de mais fótons durante sua passagem pelo meio ativo, sendo amplificada em cada passagem, até consumir toda a energia armazenada. Se um dos espelhos permitir a transmissão de uma fração desta radiação, o resultado será a emissão de um feixe bastante colimado, coerente e monocromático. O grau com que estas características irão se manifestar depende das características do particular sistema laser, e são mais ou menos importantes dependendo da específica aplicação a que se destina o feixe.

Neste trabalho, usamos o termo laser de uma maneira mais abrangente, significando um equipamento completo, com a capacidade de emitir um feixe laser, ou seja, um feixe de luz colimada, coerente e monocromática.

Os lasers são divididos em vários tipos, de acordo com o estado físico ou alguma propriedade marcante do seu meio ativo. Assim, temos lasers de estado sólido, de corantes, de semicondutores, de gases, lasers químicos, de elétrons livres, etc. Aqui trataremos exclusivamente de lasers de estado sólido de neodímio com bombeamento por lâmpada, e com isto queremos dizer que o equipamento possui um elemento ativo amorfo ou cristalino, contendo íons  $\text{Nd}^{3+}$  na forma de contaminante, o qual é o responsável pela emissão de radiação laser. A forma deste elemento ativo é a de um bastão cilíndrico, com as extremidades polidas e paralelas com a radiação viajando ao longo do seu eixo. A excitação dos íons de neodímio é feita pela absorção de luz emitida por uma lâmpada, e o invólucro contendo o bastão laser e a lâmpada de bombeamento é chamado de cavidade de bombeamento, o qual além de alojar estas partes, também serve para conduzir a luz da lâmpada até o elemento ativo. O conjunto cavidade de bombeamento mais ressonador óptico chama-se aqui "cabeça do laser".

Os lasers de estado sólido são dos tipos mais utilizados na atualidade, tendo aplicações em medicina, odontologia, processamento de materiais, telemetria, e outros campos. A realização de tarefas específicas em cada uma destas áreas requer um conhecimento da física dos processos envolvidos, não só da interação da radiação laser com a matéria, mas também do domínio da tecnologia de construção do equipamento, e do tratamento espacial, temporal, espectral e de coerência do feixe, adequando as suas características às necessidades do processo em questão.

O laser de neodímio foi um dos primeiros lasers, e apesar disto, não dispunha, no país, da tecnologia de todos os processos de sua obtenção, inclusive do meio ativo. Este trabalho é parte de um esforço integrado, que abrange todos os aspectos de desenvolvimento de competência na área desses lasers no país.

Neste contexto, o trabalho aqui apresentado descreve a construção de dois tipos de equipamentos laser e o estudo e o desenvolvimento de mecanismos de modulação temporal dos pulsos emitidos, de maneira a se obter uma ferramenta versátil, capaz de realizar um grande número de tarefas diferentes. Destes equipamentos, um possui bombeamento pulsado e o outro bombeamento contínuo, ou seja, um com a lâmpada emitindo luz na forma de pulsos e o outro com a lâmpada emitindo luz de forma contínua. Para a modulação temporal do feixe laser optou-se pela obtenção do chaveamento do fator de qualidade  $Q$  do ressonador laser (ou simplesmente chaveamento  $Q$ ), e do travamento de modos longitudinais, ou em inglês, "*mode-locking*". Embora estes regimes de operação tenham sido obtidos pouco tempo após o surgimento dos primeiros lasers, seu estudo e desenvolvimento ainda hoje são objeto de intensa pesquisa.

Inúmeras são as técnicas e instrumentos utilizados para a obtenção destes regimes de operação, e entre elas, uma das mais simples e barata é aquela obtida por um absorvedor saturável, cuja transmissão da luz é função da sua intensidade. O desenvolvimento e a otimização de um elemento absorvedor saturável, capaz de realizar estas tarefas, também faz parte das metas propostas, e para isto foi escolhido o centro de cor  $F_2^-$  produzido em cristais de fluoreto de lítio, ou  $LiF:F_2^-$ . Estes elementos são uma alternativa simples, eficiente e barata para a obtenção do chaveamento  $Q$  e do *mode locking*, tendo sido pouco explorado para esta finalidade. A sua produção e condições de otimização, são vagamente descritos na literatura, e raros são os grupos de pesquisa capacitados a obter estes elementos com qualidades ópticas adequadas ao uso em lasers..

No chaveamento  $Q$ , uma perda introduzida no ressonador óptico impede a ação laser de ocorrer antes da inversão de população atingir o seu valor máximo. Quando este valor é atingido, esta perda é retirada, e a emissão de um átomo encontra uma grande quantidade de outros átomos no estado excitado, fazendo com que um processo em cadeia seja iniciado. Como resultado, um grande número de processos de decaimento induzido acontece, levando à emissão de um pulso laser intenso e de duração temporal bastante curta, tipicamente entre 10 e 20 ns para lasers pulsados, e entre 100 e 200 ns para lasers contínuos.

No regime de travamento de modos, uma perda controlada também é introduzida no ressonador óptico, mas a freqüência com que o valor mínimo

desta perda é estabelecido, corresponde exatamente ao tempo que a luz demora para dar de uma volta no ressonador (tempo de vôo) e, ainda, o período de tempo em que o ressonador apresenta este valor mínimo de perda é muito menor que este tempo de vôo. Isto faz com que a diferença de fase entre os modos longitudinais oscilantes seja constante, o que leva a um fenômeno de interferência, e resulta em pulsos de luz laser temporalmente muito mais curtos que aqueles obtidos no chaveamento Q comum.

Os objetivos do trabalho foram, portanto, a construção de dois lasers de neodímio, a produção e otimização de cristais de  $\text{LiF:F}_2^-$ , estudo e otimização do chaveamento Q passivo com estes cristais (tanto no regime de bombeamento pulsado como no de bombeamento contínuo), e obtenção do regime de travamento de modos por meio passivo de um laser com bombeamento pulsado, ou *mode locking* passivo de pulso gigante.

Os resultados práticos obtidos neste trabalho servem como base para novos avanços na área de lasers de estado sólido no país. Como exemplo podemos citar lasers pulsados de alta potência e alta taxa de repetição para aplicações industriais; laser pulsado de  $\text{YLF:H}_0$  para aplicações médicas; laser sintonizável de centros de cor  $\text{LiF:F}_2^-$  bombeado por laser de neodímio e laser de estado sólido compacto bombeado por laser de semiconductor. Todos estes lasers já foram construídos ou estão em fase de conclusão, e todos eles usaram, como ponto de partida, a tecnologia adquirida no presente trabalho.

A apresentação está estruturada da seguinte maneira:

No capítulo 2 são apresentados os fundamentos teóricos básicos das condições de inversão de população para um sistema de quatro níveis bombeado por lâmpada. No capítulo 3 são descritos os meios laser ativos utilizados, os parâmetros mais importantes das cavidades de bombeamento, os efeitos térmicos (ópticos) causados ao bastão laser pelo bombeamento e refrigeração e as propriedades físicas de ressonadores ópticos ativos. O capítulo 4 é dedicado à dinâmica de processos laser dentro deste ressonador ativo, ou seja, fornece as equações de balanço para o fluxo de luz e inversões de população tanto do elemento laser quanto do absorvedor saturável. Neste mesmo capítulo é desenvolvida a teoria do chaveamento Q passivo, fazendo-se uma correlação com o caso ativo, e também é desenvolvida a teoria do regime de travamento de modos passivo de pulso gigante para o modelo de flutuações. O capítulo 5 fornece os elementos básicos para a compreensão da formação dos centros de cor  $\text{F}_2^-$  em cristais de LiF. O capítulo 6 descreve a parte experimental do trabalho. Ele mostra como foram obtidos e otimizados os absorvedores saturáveis de  $\text{LiF:F}_2^-$ , descreve o método de construção dos lasers utilizados, o chaveamento Q passivo para bombeamento pulsado e contínuo e a obtenção do regime de travamento de modos passivo de pulso gigante em um

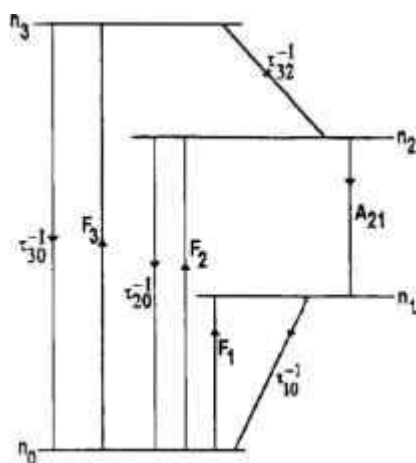
esquema original de cavidades acopladas. Cada seção deste capítulo é acompanhada de uma análise dos resultados, baseada na teoria já apresentada. O capítulo 7 reúne os resultados mais importantes do trabalho fazendo uma análise final.

## 2. FUNDAMENTOS TEÓRICOS: TEORIA BÁSICA DE OPERAÇÃO DE LASERS.

### 2.1 Condições De Inversão De População Para O Modelo De Quatro Níveis

A figura abaixo mostra um esquema de quatro níveis com densidades de população dadas por  $n_0$ ,  $n_1$ ,  $n_2$ , e  $n_3$  ( $\text{cm}^{-3}$ ). As probabilidades de transição  $\tau^{-1}$  (decaimento espontâneo) e  $F$  (induzida pelo bombeamento) por unidade de tempo ( $\text{s}^{-1}$ ) estão indicadas ao lado das setas correspondentes. Estas transições são as mais comuns para a maioria dos meios laser ativos de estado sólido, e somente estas serão consideradas.

Na ausência de ação laser, e considerando  $A_{21}$  como a taxa de decaimento espontâneo do nível com população  $n_2$  para o nível com população  $n_1$  (coeficiente de Einstein para esta emissão), podemos escrever as equações de taxa para estes níveis, no caso de densidades de população estacionária, como:



-nível 3:

$$F_3 n_0 - (\tau_{32}^{-1} + \tau_{30}^{-1}) n_3 = 0$$

-nível 2:

$$\tau_{32}^{-1} n_3 + F_2 n_0 - (\tau_{20}^{-1} + A_{21}) n_2 = 0$$

-nível 1:

$$F_1 n_0 + A_{21} n_2 - \tau_{10}^{-1} n_1 = 0 \quad \text{Eq. 2.1-1}$$

Fig.2.1-1 Diagrama de níveis de energia para um sistema de quatro níveis.

Mas para que haja inversão de população entre os níveis 2 e 1, é preciso que  $n_2/n_1 > 1$  e, portanto, por 2.1-1 a condição para isso ocorrer é dada por:

$$\frac{\tau_{10}^{-1} - A_{21}}{A_{21} + \tau_{20}^{-1}} > \frac{I_1}{F_2 + F_3 \cdot \tau_{32}^{-1} / (\tau_{32}^{-1} + \tau_{30}^{-1})} = \frac{F_1}{F} \quad \text{Eq. 2.1-2}$$

onde  $F$  é a probabilidade total de que o nível 2 seja populado diretamente via nível 0 ( $F_2$ ), ou através do nível 3 ( $F_3$ ) com posterior relaxação ( $\tau_{32}^{-1}$ ); e a soma  $\tau_{21}^{-1} = A_{21} + \tau_{20}^{-1}$  é a probabilidade de depopulação do nível 2.

Portanto, para que ocorra a inversão de população, é necessário que haja uma certa seletividade do bombeamento ou de relaxação dos níveis envolvidos. Assim, para uma inversão estacionária, é preciso que  $\tau_{10}^{-1} > A_{21}$  ou seja, a probabilidade de relaxação do nível laser inferior deve ser maior que a probabilidade de seu bombeamento devido a transições do nível laser superior. Também é desejável que:

$$\begin{aligned} F &\gg F_1, \\ \tau_{10}^{-1} &\gg \tau_{21}^{-1} \end{aligned} \quad \text{Eq. 2.1-3}$$

Aqui, a primeira condição implica que a probabilidade total de popular o nível laser superior deve ser consideravelmente maior que a probabilidade total de popular o nível laser inferior. A segunda condição significa que a probabilidade total de relaxação do nível laser inferior deve ser muito maior que a probabilidade total de relaxação do nível laser superior. Na prática, estas duas condições são fundidas numa só que leva em conta as probabilidades relativas de população e depopulação dos níveis laser envolvidos.

No caso de lasers de estado sólido de grande volume, a absorção de energia em forma de luz (bombeamento óptico) é o único meio de excitação, e neste caso, um espectro selecionado de radiação de bombeamento pode levar a uma alta seletividade da excitação fazendo com que  $F \gg F_1$ .

Quanto aos mecanismos de relaxação, no caso de lasers de estado sólido, dois são os possíveis meios: 1- Depopulação Radiativa e 2- Transferência de Energia de Excitação para outros íons em outros estados, ou para o meio sólido em forma de vibrações. A relativa importância entre estes mecanismos depende fortemente do tipo de bombeamento e geração considerados. No caso de inversão estacionária, ou seja, geração C.W. (continuous wave) de onda contínua, a questão da relaxação dos níveis se torna particularmente importante, enquanto que no caso de bombeamento pulsado o bombeamento do nível laser é mais relevante.

## 2.2 Condições De Inversão Para Lasers Contínuos

A condição para a criação de inversão estacionária e a seletividade do bombeamento e depopulação dos níveis simplifica a equação 2.1-2 para  $\tau_{10}^{-1} > A_{21}$ , o que significa que o tempo de vida do nível laser superior deve ser maior que aquele do nível inferior. Esta condição limita a escolha das transições laser que podem criar inversão de população estacionária.

As equações de taxa para os dois níveis laser neste sistema, na presença de radiação estimulada são (Yariv, 1976):

$$\begin{aligned}\frac{dn_2}{dt} &= W_p(n_{\text{tot}} - n_2) - n_2\tau_{fl}^{-1} - (n_2 - n_1)W_{21} \\ \frac{dn_1}{dt} &= W_{21}(n_2 - n_1) - n_1\tau_{10}^{-1} + n_2.A_{21}\end{aligned}\quad \text{Eq. 2.2-1}$$

Aqui foram feitas as seguintes considerações:  $n_3 \approx 0$  (pelo rápido decaimento);  $F_1 \approx F_2 \approx 0$  (pela seletividade do bombeamento); e  $n_{\text{tot}} = n_0 + n_2$ .  $W_{21}$  é a probabilidade por unidade de tempo ( $s^{-1}$ ) que um átomo no nível 2 sofra uma transição induzida (estimulada) para o nível 1 (ou vice versa), e é dado por:

$$W_{21} = B_{21}.h\nu.f(\nu)\phi = c\sigma_{21}\phi.f(\nu) \quad \text{Eq. 2.2-2}$$

onde  $B_{21}$  é o coeficiente de Einstein para emissão induzida,  $f(\nu)$  é a forma de linha e  $\phi$  é a densidade de fótons ( $\text{fótons/cm}^3$ ),  $h$  a constante de Planck e  $\nu$  a frequência da radiação.

Analogamente,  $W_p$  é a taxa de bombeamento óptico para o nível 2, dada por:

$$W_p = F_3 \left( 1 + \frac{\tau_{32}}{\tau_{31}} + \frac{\tau_{32}}{\tau_{30}} \right)^{-1} \quad \text{Eq. 2.2-3}$$

e o fator que multiplica  $F_3$  representa as taxas de relaxação relativas para os vários caminhos possíveis ("branching ratios").  $W_p$  é a taxa efetiva de bombeamento para o nível 2.

Para o caso estacionário,  $dn_1/dt = dn_2/dt = 0$ , e considerando  $n_1 \approx 0$  e  $n_0 \approx n_{\text{tot}}$ , a solução para a primeira das equações 2.2-1 é:



$$n_2 - n_1 = \Delta N = \frac{W_p n_0}{W_{21} + \tau_{fl}^{-1}} = \frac{\Omega}{W_{21} + \tau_{fl}^{-1}} \quad \text{Eq. 2.2-4}$$

e  $\Omega = W_p n_0$  é a densidade de átomos bombeados por segundo para o nível 2.

Considerando o caso em que não há emissão estimulada ( $W_{21}=0$ ) e, multiplicando ambos os lados da Eq.2.2-4 pela seção de choque de emissão estimulada  $\sigma_e$  para a transição  $2 \rightarrow 1$  temos:

$$\frac{\sigma_e \Omega}{\tau_{fl}^{-1}} = \sigma_e \Delta N = g_0 \quad \text{Eq. 2.2-5}$$

onde  $g_0$  é o coeficiente de ganho de pequeno sinal que o sistema teria para um certo nível de bombeamento na ausência de emissão estimulada. Se a emissão laser é introduzida, o ganho faz a densidade de fótons crescer no ressonador. Quando esta densidade de fótons torna-se apreciável, o ganho do sistema é reduzido a (Koechner, 1988):

$$g = g_0 \left( 1 + \frac{W_{21}}{W_p + \tau_{fl}^{-1}} \right)^{-1} = g_0 \left( 1 + \frac{c \sigma_e \phi}{W_p + \tau_{fl}^{-1}} \right) \quad \text{Eq. 2.2-6}$$

Exprimindo a densidade de fótons em termos da densidade de potência  $I$  no sistema, com  $I=c\phi v$  ( $c$  é a velocidade da luz) temos:

$$g = \frac{g_0}{1 + \frac{I}{I_s}} \quad \text{Eq. 2.2-7}$$

onde

$$I_s = \left( W_p + \frac{1}{\tau_{fl}} \right) \frac{h\nu}{\sigma_e} \quad \text{Eq. 2.2-8}$$

$I_s$  é a densidade de saturação a qual define uma densidade de potência no meio ativo para a qual o ganho de pequeno sinal  $g_0$  é reduzido à metade.

Para um sistema de quatro níveis,  $W_p \ll 1/\tau_{fl}$  e portanto,

$$I_s = \frac{h\nu}{\tau_{fl} \sigma_e} \quad \text{Eq. 2.2-9}$$

Analogamente demonstra-se que para  $I \gg I_s$  (Koechner, 1988):

$$\tau_e \approx \frac{h\nu}{I\sigma_e} \quad \text{Eq. 2.2-10}$$

onde  $\tau_e$  é o tempo de vida de emissão estimulada.

Assim, o aumento da potência de bombeamento acima do limiar, faz aumentar a potência emitida por emissão estimulada.

Comparando Eq.2.2-9 com Eq.2.2-10 temos:

$$\tau_e = \tau_{fl} \frac{I_s}{I} \quad \text{Eq. 2.2-11}$$

Isto significa que para  $I \gg I_s$  o tempo de vida do nível laser superior se torna muito menor que  $\tau_{fl}$ .

Voltando á Eq.2.2-4, temos que, antes do limiar,  $W_{21} = 0$  e  $\Delta N$  é proporcional a  $\Omega$ ; um aumento na taxa de bombeamento leva ao ponto em que a inversão de população atinge o limiar e  $\Delta N = \Delta N_{th}$ . Para o caso de baixas perdas, demonstra-se que  $\Delta N_{th}$  é dado por (Yariv, 1976):

$$\Delta N_{th} = \frac{8\pi n^3 v^2 \tau_{fl}}{c^3 T f(v_0)} = \frac{8\pi n^3 v^2 \tau_{fl} \Delta v}{c^3 T} \quad \text{Eq. 2.2-12}$$

onde  $n$  é o índice de refração do meio,  $T$  o tempo de vida do fóton,  $v_0$  a frequência no pico da emissão e  $\Delta v$  a largura da banda.

No caso estacionário, um aumento em  $\Omega$  além deste ponto não pode levar a um aumento em  $\Delta N$  o qual deve ser igual a  $\Delta N_{th}$  independentemente de  $\Omega$ . Isto só é possível com o aumento de  $W_{21}$ , e portanto, para bombeamento contínuo

$$W_{21} = \Omega / \Delta N_{th} - \tau_{fl}^{-1} \quad \text{Eq. 2.2-13}$$

para o caso em que  $\Omega \geq \Delta N_{th} A_{21}$ .

A potência total gerada por emissão estimulada é:  $P = \Delta N_{th} V W_{21} h\nu$ , onde  $V$  é o volume do modo oscilante, logo,

$$P = Vh\nu\Delta N_{th}\tau_{fl}^{-1}\left(\frac{\Omega}{\Delta N_{th}\tau_{fl}^{-1}} - 1\right) \quad \text{Eq. 2.2-14}$$

onde identificamos o fator  $\Delta N_{th}\tau_{fl}^{-1}$  como a taxa de bombeamento de limiar ( $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ ).

Mas a potência gerada por emissão espontânea  $P_{fl}$  no limiar é:

$$P_{fl} = Vh\nu\Delta N_{th}\tau_{fl}^{-1} \quad \text{Eq. 2.2-15}$$

e portanto,

$$P = P_{fl}\left[\frac{\Omega}{\Delta N_{th}\tau_{fl}^{-1}} - 1\right] \quad \text{Eq. 2.2-16}$$

Assim, a potência estimulada pelo campo de radiação, emitida pelos átomos do meio laser é linearmente proporcional à potência de fluorescência  $P_{fl}$ .

Em um laser com bombeamento pulsado, uma rápida depopulação do nível laser inferior não é tão importante como no caso CW, pois mesmo que ela seja lenta, pode-se obter uma inversão de população em certos intervalos de tempo. Isto pode ocorrer porque uma alta taxa de bombeamento faz com que o nível laser superior seja populado mais rapidamente que o nível laser inferior. Trataremos deste sistema no capítulo de chaveamento passivo.

### 3. LASERS DE ESTADO SÓLIDO - PRINCÍPIOS BÁSICOS

A operação de um laser de estado sólido e sua otimização requerem o conhecimento de alguns parâmetros básicos de seu funcionamento, e dos processos nos quais se deseja atuar. Os componentes básicos de um tal laser são: cavidade de bombeamento; ressonador óptico; fonte de alimentação e controle; e sistema de refrigeração.

A fonte de alimentação elétrica e controle é a responsável pela potência/energia elétrica entregue à lâmpada e pelo controle da forma e quantidade com que esta é liberada; é também a responsável pelo controle de sistemas de segurança como fluxo de água; temperatura; sobretensão; etc.

O sistema de refrigeração serve para retirar todo o excesso de calor gerado na lâmpada, elemento ativo e cavidade de bombeamento. A sua importância e esquema de funcionamento dependem da potência média de bombeamento e da eficiência destes elementos, podendo ser bastante complexos nos seus inúmeros detalhes para os sistemas de alta potência.

#### 3.1 Os Meios Laser

Os dois principais meios laser utilizados neste trabalho foram o YAG:Nd e o YLF:Nd, os quais serão descritos em suas principais características.

##### *O Íon de Neodímio:*

O  $\text{Nd}^{3+}$  é um íon terra rara cuja camada eletrônica mais externa forma uma camada completa com configuração de gás nobre, com dois elétrons 5s e seis elétrons 5p. Esta camada é opticamente inativa, e é a responsável pela fraca interação das transições internas com íons vizinhos. A subcamada 4f está situada logo abaixo desta camada completa, e no caso dos terras raras, ela não é completamente preenchida com os 14 elétrons. A absorção de luz pode então induzir transições intraconfiguracionais na camada 4f. As linhas finas observadas no espectro de absorção e emissão dos terras raras são devidos a estas transições internas que apresentam efeitos de acoplamento elétron-fonon fracos, decorrentes da blindagem dos elétrons mais externos.

Como as transições intraconfiguracionais  $F \rightarrow I$  são proibidas na aproximação de dipolo (transições opticamente proibidas), os estados correspondentes aos níveis de energia  $F$  são metaestáveis. Isto torna o tempo de vida radiativo do nível laser superior  ${}^4F_{3/2}$  longo, da ordem de  $\sim 230 \mu s$  para o YAG:Nd. A eficiência de fluorescência deste nível é maior que 99,5% e a razão de ramificação a partir do  ${}^4F_{3/2}$  é a seguinte:

$${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{3/2} = 0,25; \quad {}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2} = 0,60; \quad {}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2} = 0,14; \quad {}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2} < 0,01.$$

O hospedeiro não deve ter simetria de inversão para o sítio substitucional do Nd, que é o caso de todos os hospedeiros aqui discutidos.

### YAG:Nd

Aqui a granada sintética  $Y_3Al_5O_{12}$  é o hospedeiro para o íon ativo de neodímio. Este material possui várias propriedades adequadas a um hospedeiro laser: alta estabilidade, dureza, isotropia óptica, boa condutividade térmica. Sua estrutura cúbica favorece a ocorrência de uma largura de linha fina, a qual resulta em alto ganho e baixo limiar para a operação laser. Bastões de YAG:Nd são geralmente orientados com seu eixo paralelo à direção cristalográfica [111], embora muitos (de origem russa) sejam paralelos à direção [100]. A concentração de átomos de Nd (dopante) varia de 0,6 a 0,8% para operação contínua e de 1,0 a 1,5% para operação pulsada, sendo que no YAG este dopante entra na rede cristalina na forma de íon  $Nd^{3+}$  substituindo íons  $Y^{3+}$ .

No YAG, as transições internas do íon de neodímio são tais que formam um sistema laser de quatro níveis como visto na figura 3.1-1. A transição laser principal é originada na componente  $R_2$  do nível  ${}^4F_{3/2}$  e termina na componente  $Y_3$  do nível  ${}^4I_{11/2}$ , sendo o nível  ${}^4I_{9/2}$  o nível fundamental. Vários níveis de energia relativamente largos formam o nível de bombeamento, e um espectro de absorção destes níveis mostra que as principais linhas estão entre 550 nm e 850 nm.

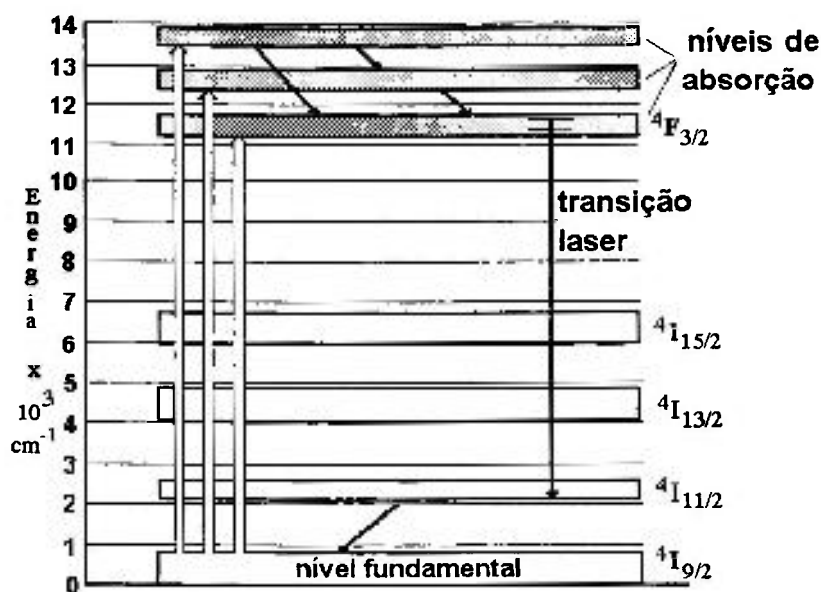


Fig.3.1-1 Diagrama simplificado de níveis de energia do YAG:Nd.

A quebra de degenerescência dos níveis de energia envolvidos na transição laser, devido ao efeito Stark, dão origem a uma série de transições finas, as quais também podem originar emissões laser. Isto pode ser feito através da introdução de perdas seletivas para as transições de maior ganho. Entre estas emissões, a mais largamente utilizada é a emissão em  $\sim 1,32\mu\text{m}$  da transição  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ .

As principais características físicas e ópticas do YAG:Nd são (Koechner, 1988):

Número de átomos de Nd para 1% de concentração atômica	$1,38 \times 10^{20}$ átomos/cm <sup>3</sup>
Emissão laser principal	$\lambda = 1,064 \mu\text{m}$
Largura de linha	$\Delta\nu = 120 \text{ GHz}$
Seção de choque de emissão estimulada (a)	$\sigma_e = 8,8 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$
Tempo de relaxação ( ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ )	30 ns
Tempo de vida radiativo ( ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ )	550 $\mu\text{s}$
Tempo de vida fluorescente	$\tau_{fl} = 230 \mu\text{s}$
Energia do fóton a $1,06 \mu\text{m}$	$1,86 \times 10^{-19} \text{ J}$
Índice de refração (para $1,06 \mu\text{m}$ ) (b)	$n = 1,82$

(a) - (Koechner, p. 116, 1988); (b) (Litton-Airtron -a)

## YLF:Nd

Outro hospedeiro importante para o íon de neodímio é o cristal de fluoreto de ítrio e lítio (LiYF<sub>4</sub>). Devido à sua rede cristalina tetragonal, este material apresenta uma birrefringência natural, a qual é responsável por duas emissões dependentes da polarização. Assim, a transição  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$  emite em 1,047 $\mu\text{m}$  para polarização ( $\pi$ ) paralela ao eixo cristalográfico ou em 1,053 $\mu\text{m}$  para polarização perpendicular ( $\sigma$ ) a este eixo. A transição  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$  também é dependente da polarização, com emissões em 1,321 $\mu\text{m}$  ( $\pi$ ) e 1,313 $\mu\text{m}$  ( $\sigma$ ).

As transições  $\pi$  possuem maior ganho, e por isso, a obtenção da polarização  $\sigma$  só é possível através da introdução de perda para a polarização  $\pi$ , a qual pode ser obtida por um polarizador intracavidade, ou pelo alinhamento adequado do eixo do bastão laser. Se o eixo do bastão for perpendicular ao eixo cristalográfico  $c$ , então podemos ter emissão  $\pi$  paralela ou  $\sigma$  perpendicular a  $c$ . Se o eixo do bastão for paralelo a  $c$  somente é possível a emissão  $\sigma$  (não polarizada).

Algumas propriedades do YLF:Nd estão listadas abaixo (Koechner, 1988):

Emissão laser principal	$\lambda = 1,047 \mu\text{m} (\pi)$ $\lambda = 1,053 \mu\text{m} (\sigma)$
Índice de refração	$n_0 = 1,4481$ $n_e = 1,4704$
Tempo de vida fluorescente	$\tau_{fl} = 520 \mu\text{s}$
Seção de choque de emissão estimulada	$\sigma_e = 6,2 \times 10^{-19} \text{ cm}^2 (\pi) \text{ (a)}$ $\sigma_e = 1,9 \times 10^{-19} \text{ cm}^2 (\sigma) \text{ (b)}$
Largura de linha	$\Delta\nu = 360 \text{ GHz} \text{ (c)}$

(a) (Pollak et al., 1981); (b) (Medida por E.P. Maldonado no IPEN, 1984); (c) (Hamer et al., 1969)

A seção de choque de emissão estimulada mais baixa deste material possibilita um maior armazenamento de energia no estado metaestável quando comparado ao YAG:Nd. Isto torna o YLF:Nd mais eficiente para a operação chaveada ou em amplificadores. Esta característica, juntamente com sua birrefringência natural e lente térmica muito fraca confere outras vantagens

em operações, como por exemplo, em sistemas de modos longitudinais travados e em geração de segundo harmônico (Vanherzeele, 1988) (Weston et al., 1987).

### KGW:Nd

O cristal tungstato de potássio e gadolínio  $\text{KGd}(\text{WO}_4)_2$  é outro hospedeiro para o íon  $\text{Nd}^{3+}$ , com boas qualidades para a emissão laser. Apresenta uma simetria cristalina monoclínica, com ganho anisotrópico em três direções diferentes (g,p,m) para a transição  ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{11/2}$ . Algumas propriedades laser importantes são:

Comprimento de onda no pico de emissão (a)	$\lambda = 1,0688\mu\text{m}$
Tempo de vida luminescente (b)	$\tau_{\text{fl}} = 110 \mu\text{s}$
Largura de linha de luminescência (b)	$\Delta\nu = 375 \text{ GHz}$
Índice de refração (a)	$n_g = 2,08$
	$n_p = 1,94$
	$n_m = 1,99$

(a) (Centre Tom); (b) (Kaminski, 1981).

### 3.2 Cavidades De Bombeamento

O bombeamento óptico consiste na excitação do meio laser ativo pela descarga de uma corrente elétrica numa lâmpada, a qual transfere essa energia ao meio de ganho. Essa transferência é feita por uma cavidade de bombeamento que procura concentrar no cristal a energia luminosa emitida pela lâmpada. No interior desta cavidade de bombeamento em geral, tanto a lâmpada como o elemento ativo têm uma forma cilíndrica, de vários centímetros de comprimento. Os tipos mais comumente utilizados destas cavidades são (Milev et al., 1990):

- a) Refletoras: Elipsoidal; elíptica; cilíndrica; etc.
- b) Difusas: Cilíndricas; "close coupled"; etc.

Os fatores  $\eta$  de eficiência que afetam o desempenho de uma cavidade de bombeamento são (Hachfeld, 1986):



*Eficiência Radiativa  $\eta_r$* : É a fração de energia elétrica entregue à lâmpada que efetivamente é transformada em energia luminosa e que cai na região do espectro onde o elemento laser absorve. Para maximizar este fator é preciso fazer com que o espectro de emissão da lâmpada esteja dentro da faixa de absorção do elemento ativo. Basicamente o espectro de emissão da lâmpada, é composto pelo espectro de emissão do íon do gás que a compõe, e por uma emissão típica de corpo negro vinda do plasma formado pela descarga elétrica. Esta emissão de corpo negro pode ter seu pico junto à região de absorção do íon de  $\text{Nd}^{3+}$ , entre 0,5 e 0,9 $\mu\text{m}$ . Seu espectro depende de vários fatores, tais como o tipo de gás, as dimensões e a pressão da lâmpada, a largura temporal e a energia de cada pulso, etc. O gás mais utilizado para sistemas pulsados é o Xe, pois é o mais eficiente na conversão de energia elétrica para energia luminosa; para este gás, uma densidade de corrente entre 2.400 e 3.000  $\text{A}/\text{cm}^2$  (ILC-Technology, 1986) (Powell et al., 1986) (Smith, 1986), leva a uma temperatura tal que a emissão de corpo negro tem seu máximo na região de interesse. Para lasers contínuos, as densidades de corrente são mais baixas, de  $\sim 1.500 \text{ A}/\text{cm}^2$ , e neste caso é usado o gás de Kr, onde o espectro de emissão deste íon coincide melhor com o de absorção do Nd. Nestas densidades de corrente elétrica a emissão de corpo negro não é tão importante (pela baixa intensidade) em comparação com a emissão do íon.

*Eficiência de Transferência  $\eta_t$* : É a fração da energia emitida pela lâmpada que realmente chega ao bastão. Este fator é dividido em eficiência de transferência geométrica  $\eta_{tg}$  e de transferência luminosa  $\eta_{tl}$ .

Eficiência de Transferência Geométrica  $\eta_{tg}$ :

Cavidades Elípticas -

Este tipo de cavidade é dita ser refletora de focalização, pois a luz emitida pela lâmpada é focalizada no elemento laser. Aqui, o fator de eficiência de transferência geométrica é uma função das dimensões e formas geométricas da cavidade de bombeamento. No caso de um cilindro elíptico, por exemplo, este depende dos semi-eixos, excentricidade, diâmetros do bastão e da lâmpada, número de elipses, etc. A relação entre estes fatores (Bowness, 1965) (Kamiryo et al., 1965), no caso da elipse mostra que a mais eficiente na transferência de energia é aquela com baixa excentricidade, e onde o bastão deve ter o diâmetro muito menor que o da lâmpada, o que nos dá um guia para a construção de um tal tipo de cavidade de bombeamento. Do ponto de vista prático, contudo, verifica-se que as elipses mais eficientes são aquelas do tipo "close coupled"

(Docchio, et al., 1986), onde o ponto de partida é a determinação do mínimo semi-eixo maior possível (dado pelo conjunto da lâmpada e do bastão). Isto em geral, leva a valores de excentricidade entre 0,4 e 0,5, significando uma perda de eficiência, que pode ser compensada pelo menor número de reflexões múltiplas que sofre a luz da lâmpada antes de atingir o elemento laser.

Valores típicos de  $\eta_{tg}$  para monoelipse estão entre 50 e 70%; número este que cai de 5 a 10% para dupla elipse.

Muitas vezes, somos obrigados a aumentar o número de elipses e com isto perder eficiência. Isto é feito para permitir um aumento na potência/energia total de bombeamento através do aumento do número de lâmpadas, pois não podemos aumentar a potência/energia entregue para a lâmpada além do seu ponto ótimo de funcionamento.

#### Cavidades Difusas -

No caso de cavidades difusas, a luz é refletida pelas paredes de maneira uniforme e com a mesma intensidade em todas as direções; ela se comporta como uma “caixa de luz”, com distribuição uniforme no seu interior. A eficiência deste tipo de cavidade depende da absorção das superfícies envolvidas no processo, e aqui novamente, a mais eficiente é aquela do tipo “close coupled” com baixa absorção, onde as eficiências típicas estão entre 40 e 50%. Embora menos eficientes que as elípticas, as cavidades difusas proporcionam um feixe laser muito mais simétrico espacialmente, o que é importante em aplicações que requerem o modo fundamental  $TEM_{00}$ .

#### Cavidades Cilíndricas (refletoras) -

Este tipo de cavidade possui uma eficiência próxima à das cavidades difusas “close coupled”, mas com a desvantagem de não fornecer uma distribuição de luz uniforme. Apresenta, porém, a vantagem da simplicidade de fabricação e do baixo custo. A análise teórica da distribuição de energia é muito complexa, e depende entre outras coisas das posições relativas entre o bastão e a lâmpada dentro da cavidade (Sucov, 1965).

#### *Eficiência de Transferência Luminosa $\eta_{tl}$ :*

Uma vez escolhido o sistema de bombeamento, o próximo passo é a escolha do material a ser usado como refletor. Este fator, que irá determinar  $\eta_{tl}$ , leva em conta a absorção do sistema refletor para os comprimentos de onda

efetivamente absorvidos pelo elemento ativo. Assim, o material escolhido deve ter refletividade máxima nas linhas de absorção do íon ativo, e que também são emitidas pela lâmpada. No caso do neodímio, as principais bandas de absorção estão entre 350 e 900 nm, sendo que as mais intensas estão entre 550 e 850 nm.

O material mais adequado para este caso é a prata, com espectro de refletividade de 80 a 90% entre 350 e 500 nm e maior que 95% para comprimentos de onda maiores. O problema no uso da prata é a degradação da sua refletividade com o tempo; para evitá-la, ela é recoberta por uma camada evaporada de  $MgF_2$  ou  $SiO_2$ .

Para sistemas laser contínuos (CW), a escolha mais adequada é o ouro, pois não degrada e tem a mesma refletividade que a prata para comprimentos de onda maiores que 650 nm; para a região azul do espectro a refletividade não tem tanta importância, pois neste caso, a lâmpada, que opera com baixa densidade de corrente, pouco emite nesta região.

As cavidades difusas geralmente usam cerâmicas ultra puras de alta densidade, ou pós compactados de  $BaSO_4$  ou  $MgO$  como materiais refletivos. Estes materiais possuem uma refletividade muito alta, não somente na região de absorção do neodímio como também em todo o espectro de emissão da lâmpada, o que é importante para sistemas laser com alta potência média, visto que estes materiais são de baixa condutividade térmica.

*Eficiência de Absorção  $\eta_a$* : Este fator é função do coeficiente de absorção do elemento ativo e do raio do bastão, aumentando com o aumento destes. Assim, o uso de altas concentrações e de bastões com grande diâmetro levam a altos valores de  $\eta_a$ . A escolha do bastão contudo, deve levar em conta outros fatores, como as características do perfil do feixe e do ganho, carga térmica, diâmetro da lâmpada, custo, etc.

*Eficiência Quântica  $\eta_{pq}$* : É a fração da energia absorvida pelo bastão que é transferida para o nível laser superior; ou seja, representa a probabilidade de um átomo excitado decair para o nível laser superior, multiplicada pela razão entre a energia dos fótons laser e a dos fótons de bombeamento. É portanto, uma propriedade intrínseca do material.

### 3.3 Efeitos Térmicos Em Bastões Laser

Os fatores de eficiência de um laser de estado sólido são aqueles dados na seção 3.2, os quais mostram ser este sistema intrinsecamente de baixa eficiência, significando que a energia não convertida em emissão laser é transformada em calor. Os efeitos causados por este calor e a sua remoção são aqui brevemente descritos.

#### 3.3.1 Operação Contínua

A dinâmica dos fluxos de calor em um bastão laser, causados pela absorção de radiação de bombeamento e pela sua remoção, faz surgir neste bastão um perfil não uniforme de temperatura. Isto, por sua vez, leva a uma variação do índice de refração, a qual tem duas componentes: o próprio perfil de temperatura, e uma tensão térmica resultante deste gradiente de temperatura.

O particular perfil de temperatura depende do tipo de bombeamento (CW, pulso único ou repetitivo), das características físicas e geométricas do elemento laser, e das características do processo de refrigeração. Este perfil produz dois tipos de distorção óptica: a lente térmica e a birrefringência induzida termicamente (Foster e Osterink, 1970).

*Distribuição de Temperatura:* O caso mais comum é aquele em que o meio laser é um bastão, onde o calor gerado em seu interior é retirado através de um refrigerante fluído em contato com a sua superfície cilíndrica. Se a geração interna de calor é uniforme e o bastão é longo, então o fluxo de calor é radial. O perfil de temperatura é parabólico e estacionário, com a maior temperatura no centro do bastão, sendo que os gradientes em seu interior não são uma função da temperatura na superfície. A diferença  $\Delta T$  de temperatura entre o centro e a superfície é:

$$\Delta T = P_g(4\pi cl) \quad \text{Eq. 3.3-1}$$

onde  $P_g$  é calor total gerado no interior do bastão e  $c$  é a sua condutividade térmica. A transferência de calor entre o cristal e o líquido, cria uma diferença de temperatura entre a superfície e o refrigerante. Um estado estacionário se estabelece quando a geração interna  $P_g$  é igual ao calor removido, onde:

$$P_g = 2\pi r l h(T_{r0} - T_{rf}) \quad \text{Eq. 3.3-2}$$

onde  $T_{r0}$  é a temperatura na superfície do bastão,  $T_{rf}$  é a temperatura do refrigerante e  $h$  é o coeficiente de transferência de calor da superfície. Assim, o perfil térmico do cristal pode ser determinado a partir da geometria e dos parâmetros dos materiais; somente restando  $h$  para ser determinado. Este coeficiente é obtido a partir de propriedades térmicas do refrigerante, da sua taxa de fluxo de massa, da geometria e dos números de Reynolds, Prandtl e Grashof (Hachfeld, 1986) (Mann e Weber, 1988).

*Tensão Térmica:* Os gradientes de temperatura geram tensões mecânicas (“stress”) no bastão laser, pois a área interna mais quente é impedida de se expandir pela área externa mais fria. Seguindo a temperatura, a distribuição deste “stress” também tem uma dependência parabólica com o raio  $r$ . O centro do bastão está sob compressão; a componente radial do “stress” vai a zero na superfície, mas as componentes tangencial e axial estão em tensão na superfície, devido à maior expansão do cristal no centro do que na superfície.

A tensão na superfície do bastão laser depende das constantes físicas do material e da potência dissipada por unidade de comprimento deste, mas não depende de sua seção transversal. Um aumento na potência dissipada leva a um aumento da tensão na superfície a qual pode exceder o seu limite de fratura causando a quebra do cristal.

*Efeitos Fotoelásticos:* As tensões térmicas geradas pelos gradientes de temperatura, produzem variações no índice de refração do meio através do efeito fotoelástico. Isto causa uma pequena mudança no tamanho, forma e orientação da indicatriz óptica do cristal (um elipsóide em geral), mudança esta que também depende da particular posição dentro do bastão e que altera as características de polarização do feixe ao atravessá-lo.

*Lente Térmica:* Como visto, a variação do índice de refração em um bastão laser é causada por um gradiente de temperatura e por uma tensão mecânica surgida deste próprio gradiente. Verifica-se que o índice de refração, nestas condições, apresenta uma variação quadrática com a temperatura, fazendo com que um feixe que viaje ao longo do eixo do bastão sofra uma variação espacial de fase também quadrática, o que é equivalente ao efeito de uma lente esférica. A variação do índice de refração, causada por este gradiente de temperatura e pelas tensões térmicas, leva a um efeito total de lente térmica com o comprimento focal  $f$  dado pela seguinte expressão (Koechner, 1988):

$$f = \frac{B \cdot A}{P_g} \left( \frac{1}{2} \frac{dn}{dT} + \zeta C_{r,\phi} n_0^3 \right)^{-1} \quad \text{Eq. 3.3-3}$$

O comprimento focal desta lente é inversamente proporcional à potência de bombeamento e diretamente proporcional à uma constante do material e à sua seção transversal  $A$  (Koechner, 1988) (Koechner, 1970) (Burnham, 1970):

*Birrefringência:* A forma e a extensão com que este efeito se manifesta em um bastão laser depende da rede cristalina, de sua orientação em relação ao eixo do bastão, de suas propriedades térmicas e da forma com que o calor é gerado e retirado. No caso do YAG:Nd, por exemplo, os eixos principais da birrefringência induzida estão direcionados radial e tangencialmente em cada ponto na seção transversal do bastão e a magnitude desta birrefringência aumenta quadraticamente com o raio. Como consequência disto, um feixe polarizado que atravessa o cristal sofre uma grande depolarização, e este efeito pode, por exemplo, causar uma diminuição na potência de saída do laser em ressonadores que mantenham um elemento polarizador em seu interior.

Maneiras de se compensar os efeitos térmicos de lente ou birrefringência em bastões laser são amplamente divulgados pela literatura (Magni, 1986) (Dishington et al., 1967) (De Silvestri et al. 1986).

### 3.3.2 Operação De Pulso Único

Quando um bastão laser é bombeado por um único pulso, um transiente térmico é estabelecido. Este transiente é o resultado de um rápido processo de aquecimento induzido pelo bombeamento e é seguido por uma lenta recuperação do estado de equilíbrio térmico. Durante o pulso da lâmpada, parte da energia é absorvida pelo cristal, e no final deste, a temperatura aumentou uniformemente acima da temperatura do refrigerante, começando então um fluxo radial de calor. A distribuição de temperatura inicialmente uniforme muda para um perfil parabólico, que decai com uma certa constante de tempo. Como a emissão laser ocorre durante ou no fim do pulso de bombeamento, a distorção óptica é limitada a um deslocamento na frequência de emissão laser e a um aumento no comprimento óptico do ressonador. Em cavidades de bombeamento refrigeradas a ar, um considerável aquecimento do bastão surge após o pulso de bombeamento devido à transferência condutiva e convectiva de calor vinda do aquecimento da lâmpada. Em sistemas refrigerados por fluxo de líquido, grande parte desta radiação (infravermelha) é absorvida e levada pelo refrigerante.

### 3.3.3 Operação De Pulso Repetitivo

Em geral, o tempo de decaimento do perfil parabólico de temperatura é bastante longo (vários segundos), e portanto, para que o comportamento seja o descrito acima, o intervalo entre os pulsos de bombeamento deve ser maior que o tempo de relaxação térmica do bastão laser. Quando isto não ocorre, um pulso de bombeamento encontra uma distribuição de temperatura residual causada pelo pulso anterior, e um aumento na temperatura do material acontece. Esta temperatura residual se acumula para os pulsos subsequentes até que se alcance uma condição de equilíbrio. O perfil de temperatura, inicialmente uniforme, é modificado para um perfil ligeiramente parabólico. O aumento na taxa de repetição faz com que este perfil se aproxime àquele descrito para o caso do bombeamento contínuo, e neste caso extremo, a dependência é somente com a potência de bombeamento média. Cálculos do efeito da temperatura para este tipo de bombeamento podem ser encontrados no trabalho de Stone e Rotondaro (1992).

### 3.4 RESSONADORES ÓPTICOS

Um laser é composto pelo meio ativo, sistema de bombeamento e um ressonador óptico (cavidade óptica). A principal função deste ressonador é criar um campo de radiação com uma estrutura definida, a qual é formada durante o processo de sucessivas reflexões nos espelhos do ressonador. Para que a potência gerada pelo meio laser seja transformada em oscilação “LASER” a densidade de inversão de população do meio ativo deve assegurar um ganho  $g$  não saturado que iguale as perdas  $\gamma$  no ressonador. Através do controle do nível e da natureza destas perdas, podem-se controlar vários parâmetros da emissão laser, como a potência de saída, a distribuição do espectro de frequências, a estabilidade da radiação emitida e a qualidade espacial e temporal do feixe

As perdas em um ressonador são de dois tipos: perda útil ( $\gamma_2$ ), dada pela transmissão do espelho de saída, e perda inútil ( $\gamma_1$ ), dada pelas perdas de difração, de espalhamento e absorção  $\alpha$  ( $\text{cm}^{-1}$ ) no meio ativo e demais componentes ópticos. Portanto, a potência extraída de um laser pode ser aumentada com a simples diminuição de  $\gamma_1$ , ou também pela escolha adequada da refletividade  $R$  do espelho de saída .

A condição de ganho igual à perdas leva à equação de limiar:

$$R_1 R \cdot \exp[2(g - \alpha)l] = 1 \quad \text{Eq. 3.4-1}$$

onde  $\alpha$  ( $\text{cm}^{-1}$ ) é o coeficiente de perda do elemento ativo, e  $l$  o seu comprimento.  $R_1$  é a refletividade do espelho de fundo e  $R$  a do espelho de saída.

De 3.4-1, 2.2-15 e 2.2-5 pode-se escrever a potência de fluorescência  $P_{fl}$  como:

$$P_{fl} = \frac{g_0 h \nu V}{\sigma_e \tau_{fl}} = \frac{h \nu V}{\sigma_e \tau_{fl}} \left[ \alpha - \frac{1}{2l} \ln(R \cdot R_1) \right] \quad \text{Eq. 3.4-2}$$

$P_{fl}$  é a potência de bombeamento no limiar  $P_{th}$  (entregue por uma lâmpada por exemplo) multiplicada pelas eficiências  $\eta$  do sistema:

$$\eta_{total} \cdot P_{th} = \eta_r \eta_t \eta_a \eta_{pq} \cdot P_{th} = P_{fl} \quad \text{Eq. 3.4-3}$$



$\eta_r$ ,  $\eta_t$ ,  $\eta_a$  e  $\eta_{pq}$  são as eficiências radiativa, de transferência, de absorção e quântica respectivamente.

Logo, 
$$P_{th} = K^{-1} \left[ \alpha l - \frac{1}{2} \ln(RR_1) \right] \quad \text{Eq. 3.4-4}$$

onde 
$$g_0 = \eta_{total} \frac{\sigma_e \tau_{fl}}{h\nu V} \cdot P_{th} \quad \text{Eq. 3.4-5}$$

e K é o coeficiente de bombeamento:

$$K = \eta_r \eta_t \eta_a \eta_{pq} \cdot \frac{\sigma_e \tau_{fl}}{h\nu A} \quad \text{Eq. 3.4-6}$$

A é a área da seção transversal do modo oscilante.

e assim,

$$g_0 l = K \cdot P_{th} \quad \text{Eq. 3.4-7}$$

o que leva a 
$$2KP_{th} - 2\alpha l = -\ln(RR_1) \quad \text{Eq. 3.4-8}$$

Se a refletividade  $R_1 \approx 1$ , for expressa como  $R_1 = 1 - L_M$ , onde  $L_M$  representa as diversas perdas inúteis do ressonador (que freqüentemente são da ordem de alguns por cento), temos,  $\ln R_1 = \ln(1 - L_M) \approx -L_M$ .

Combinando as perdas do ressonador e do cristal a perda inútil total  $\gamma_1$  fica:

$$\gamma_1 = 2\alpha l + L_M \approx 2l\gamma_1 \quad \text{Eq. 3.4-9}$$

e assim,

$$-\ln R = 2KP_{th} - \gamma_1 \quad \text{Eq. 3.4-10}$$

Esta expressão pode ser utilizada para a obtenção de K e  $\gamma_1$  pela simples medida da potência de limiar em função da refletividade do espelho de saída. Desta maneira o ressonador ativo pode ser caracterizado quanto às suas perdas e a sua eficiência.

A potência de saída  $P_s$  de um laser é dada por:

$$P_s = \eta_s (P_{\text{lamp}} - P_{\text{th}}) \quad \text{Eq. 3.4-11}$$

onde  $P_{\text{lamp}}$  é a potência entregue à lâmpada e  $\eta_s$  é a eficiência de “slope”, dada por:

$$\eta_s = \frac{2KI_s(1-R)A}{\sqrt{R}(\gamma_1 - \ln R)} \quad \text{Eq. 3.4-12}$$

fazendo-se  $dP_s/dR = 0$  e substituindo-se os valores de  $\eta_s$  e  $P_{\text{th}}$  temos:

$$R_{\text{ot.}} = 1 - \left[ \frac{\sqrt{2KP_{\text{lamp}}\gamma_1 - \gamma_1}}{1 + \gamma_1} \right] \quad \text{Eq. 3.4-13}$$

e assim, a potência de saída do laser, para um dado regime de operação, pode ser maximizada pela escolha da refletividade do espelho de saída.

### 3.4.1 Frequências De Ressonância Em Oscilador Ativo

A condição para a ocorrência de ressonância (ondas estacionárias) em um ressonador óptico implica que o seu comprimento  $L$  deve ser um múltiplo inteiro  $q$  de meio comprimento de onda ( $\lambda/2$ ), ou seja,

$$L = q \frac{\lambda}{2} \quad \text{mas} \quad \lambda \omega = 2\pi \frac{c}{n}$$

( $\omega = 2\pi\nu$ ) e portanto, as frequências de ressonância  $\omega_p$  em um ressonador óptico são dadas por:

$$\omega_p = \frac{q\pi c}{nL}$$

esta equação é uma aproximação, pois supõe ondas planas e dispersão do índice de refração desprezível. A diferença  $\Delta\omega'$  entre frequências adjacentes é:

$$\Delta\omega' = \frac{\pi c}{nL} \quad \text{Eq. 3.4-14}$$

A introdução de um elemento ativo com largura de linha de emissão laser  $\Delta\omega$ , limita o número máximo  $M$  de modos que têm ganho suficiente para oscilar. Este número é dado por:

$$M = \frac{\Delta\omega}{\Delta\omega'} = \frac{\Delta\omega nL}{\pi c} \quad \text{Eq. 3.4-15}$$

O número de modos que oscilam depende do nível de bombeamento e da refletividade dos espelhos, e somente oscilam os modos para os quais o ganho atinge o valor das perdas.

Para o caso de um meio com alargamento homogêneo ideal, somente a frequência central de maior ganho oscila; enquanto que para um meio com alargamento inhomogêneo ideal, vários modos podem oscilar, e a relação de intensidades entre as suas frequências segue o perfil do ganho, provocando depressões neste perfil. Este fenômeno é conhecido como “hole burning”.

Na realidade porém, nenhum meio é perfeitamente homogêneo, e o espectro de emissão é uma mistura dos dois casos.

### 3.4.2 Qualidade Do Feixe Em Um Ressonador Laser

Um ressonador, além de influenciar nas propriedades espectrais e de potência da radiação laser, também é responsável pela distribuição espacial da amplitude e da fase do campo eletromagnético desta radiação. Essa distribuição espacial representa modos de vibração transversos, em relação ao eixo do ressonador, os quais são representados como  $TEM_{mnq}$ , ou seja, modos eletromagnéticos transversos de índices  $m$  e  $n$ , e modo longitudinal  $q$ .

A forma dos modos transversais é obtida procurando-se soluções das equações de Maxwell tomadas sob a forma de feixes estreitos, cujas ondas são refletidas exatamente sobre si mesmas por superfícies refletoras que interceptam o feixe em todos os pontos perpendiculares à direção local de propagação, isto é, às frentes de fase. Estas soluções têm a forma:

$$E_{m,n}^{(x)} = E_0 H_m(\sqrt{2} x/\omega_0) H_n(\sqrt{2} y/\omega_0) \exp\left[-(x^2 + y^2)/\omega_0^2\right] \quad \text{Eq. 3.4-16}$$

onde  $H_m$  e  $H_n$  são polinômios de Hermite de ordem  $m$  e  $n$  respectivamente;  $\omega_0$  é um parâmetro de dimensões de comprimento o qual deve ser maior que  $\lambda$  para que a teoria seja válida. Estas soluções são tomadas em um plano  $(x,y)$ , perpendicular a uma direção  $z$  de propagação, e que contém uma frente de fase plana, onde  $z = 0$ ; elas representam ondas que mantêm a sua forma ao se propagarem na direção  $z$ , mas alargam-se (espalham-se) por difração. As direções locais de propagação seguem curvas hiperbólicas, como visto na figura 3.4-1.

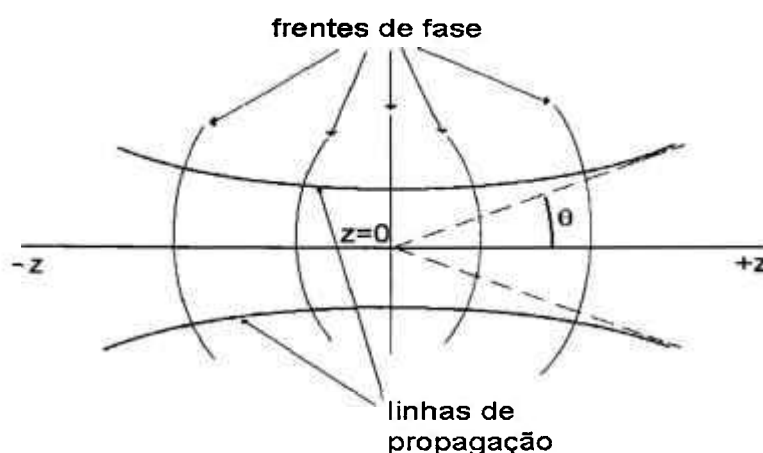


Fig. 3.4-1 Contorno de um feixe gaussiano e das frentes de fase.

As hipérbolas são interseções de planos que contém o eixo  $z$  e os hiperbolóides  $x^2 + y^2 = \text{const.} \omega^2$ , onde

$$\omega = \omega_0 \left[1 + (z/z_0)^2\right] \quad \text{e} \quad z_0 = \pi \omega_0^2 / \lambda \quad \text{Eq. 3.4-17}$$

As superfícies nas quais a fase é constante são esféricas e ortogonais a estas hipérbolas, sendo o seu raio de curvatura  $R_c$  dado por:

$$R_c(z) = -\omega \frac{dz}{d\omega} = -\frac{1}{z} (z^2 + z_0^2) \quad \text{Eq. 3.4-18}$$

Desta maneira, para construir um ressonador, deve-se colocar dois espelhos  $M$  e  $M_1$ , de superfícies esféricas, com raios de curvatura  $R_c$  e  $R_{c1}$  e

posições  $z$  dadas pela equação acima. Esta equação mostra que, para  $z = 0$  e para  $z = \pm\infty$ ,  $R_c(z) = \infty$  para todos os modos.

A distância  $\omega$  é definida como o tamanho do feixe (diâmetro) do modo de ordem mais baixa ( $m = n = 0$ ) em uma superfície curva na posição  $z$ , e  $\omega_0$  é o seu diâmetro na posição  $z = 0$ , onde as ondas são planas. Este diâmetro é definido no valor de intensidade de  $e^{-2}$  do seu valor máximo.

Para regiões distantes da mínima cintura, o hiperbolóide tende assintoticamente a:

$$x^2 + y^2 = \left[ \frac{\lambda}{\pi\omega_0} \right]^2 \cdot z^2 \quad \text{Eq. 3.4-19}$$

cujo semi-ângulo do vértice tende a  $\theta = \lambda/\pi\omega_0$ , e representa a divergência do modo  $TEM_{00}$ .

Os modos transversais de mais alta ordem têm um diâmetro e uma divergência maior que o do modo fundamental  $TEM_{00}$  e estão relacionados a este da seguinte maneira:

$$\omega_{mn}(z) = C_{mn}\omega_0 \quad \theta_{mn}(z) = C_{mn}\theta$$

onde  $C_{mn}$  são constantes calculadas a partir da equação 3.4-19, e dependem dos índices do modo, e da configuração do ressonador. A relação  $\omega/\theta = z_0$  é válida independentemente da ordem do modo.

Para algumas combinações de  $R_c$ ,  $R_{c1}$  e da distância  $L$  entre os espelhos, o ressonador formado não leva a modos com baixa perda. Para estas combinações, o feixe não fica confinado nas proximidades do seu eixo.

Para estabelecer uma região de combinações destes parâmetros onde o feixe sofra periodicamente uma ação de focalização, como no caso de ressonador com espelhos esféricos, usa-se uma analogia entre um ressonador e um guia de ondas de lentes, para se chegar a uma condição de estabilidade dada por (Koechner 1988):

$$0 < g_1 \cdot g_2 < 1 \quad \text{Eq. 3.4-20}$$

onde  $g_1 = 1 - L/R_c$  e  $g_2 = 1 - L/R_{c1}$

A introdução de um meio ativo no ressonador irá alterar a estrutura dos modos ressonantes; além das perdas por absorção e espalhamento, o meio ativo também pode alterar as perdas de Fresnel, o comprimento óptico da cavidade ressonante, e o próprio perfil de intensidade dos modos devido à não uniformidade e à saturação do ganho. Outro fator importante é a lente térmica  $f$  introduzida em alguns casos pelo elemento laser, modificando  $g_1$  e  $g_2$  para:

$$g_1 = 1 - L_2/f - L_0/R_c \quad \text{e} \quad g_2 = 1 - L_1/f - L_0/R_{c1} \quad \text{Eq. 3.4-21}$$

onde  $L_0 = L_1 + L_2 - L_1L_2/f$ ; e  $L_1$  e  $L_2$  são as distâncias entre os espelhos 1 e 2 e a lente respectivamente. E a condição de estabilidade Eq. 3.4-20 continua válida.

O cálculo de um ressonador ativo portanto, deve levar em conta o efeito desta lente, a qual é, no caso de nosso interesse, uma função da potência entregue à lâmpada e do diâmetro do bastão (no caso de laser de estado sólido). Assim, o controle dos parâmetros do laser em função de  $f$  leva ao cálculo de um ressonador, onde o diâmetro do bastão laser é o elemento que induz à maior perda para os modos de alta ordem, e permite portanto, que somente o modo fundamental possa oscilar (Magni, 1986). Fazendo isso, automaticamente preenche-se a maior parte do volume do meio ativo com o modo  $TEM_{00}$  e conseqüentemente extrai-se o máximo de energia armazenada no bastão neste modo.

### 3.4.3 Ressonador Instável

Como visto, se a condição de estabilidade for violada, o ressonador não é estável, e o feixe diverge, "fugindo" do sistema após poucos passos de trânsito. Porém, se o ganho do meio ativo for suficientemente alto (10 a 20% por passo), de modo que toda a energia armazenada seja extraída do ressonador nestes poucos passos, é possível a obtenção da ação laser deste sistema ("instável), o qual ainda pode apresentar algumas vantagens. Estes sistemas produzem, ao mesmo tempo, feixes com alta energia e baixa divergência (alto brilho); geralmente emitem apenas o perfil do modo fundamental, preenchendo de maneira eficiente quase todo o meio ativo. Diferentemente dos sistemas estáveis, estes não possuem uma "cintura" a qual pode ter uma densidade de energia óptica além da tolerada pelos componentes ópticos do ressonador. Para sistemas com chaveamento Q, outra vantagem, que

surge do número pequeno de trânsitos, é que estes ressonadores levam a pulsos mais curtos que os obtidos nos tradicionais sistemas estáveis.

O tipo mais comum de ressonador instável é aquele que usa dois espelhos totalmente refletivos, sendo um côncavo e um convexo (com pequeno diâmetro), e com o feixe passando ao redor deste último. A desvantagem deste sistema é o aparecimento de um buraco central ("doughnut") para o campo próximo, o qual porém, desaparece para campo distante, com o feixe apresentando o aspecto de uma figura de Aire com 60 a 80% da energia no lóbulo central. O uso de espelho convexo com uma certa transmissão porém, pode aumentar muito a porcentagem de energia neste lóbulo central, quase que eliminando os anéis de Aire (Hodgson e Weber, 1990).

A figura 3.4-2 esquematiza as propriedades de um ressonador instável.

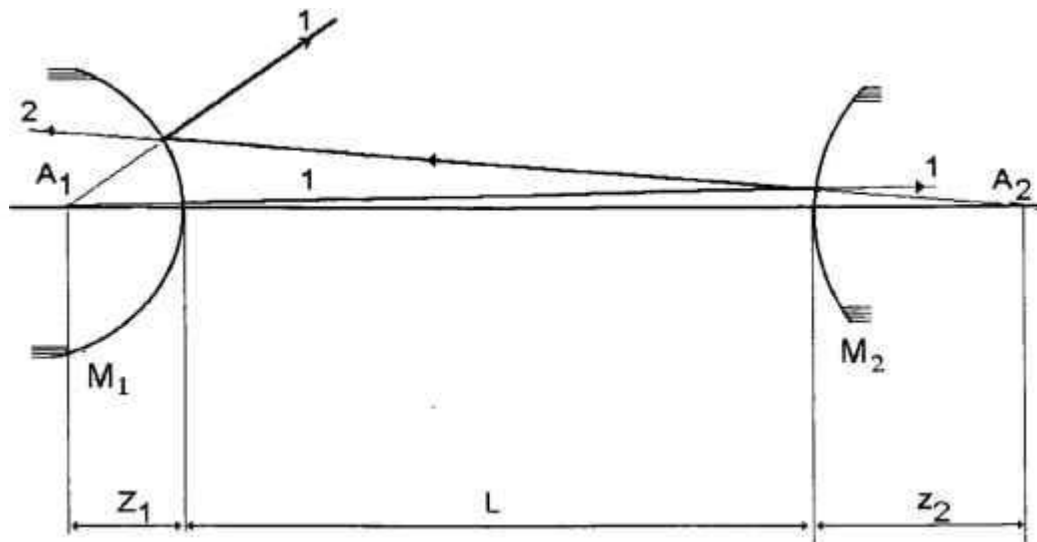


Fig. 3.4-2 Esquema de um ressonador instável com espelhos convexos  $M_1$  e  $M_2$ .

Nesta figura,  $A_1$  e  $A_2$  representam os centros comuns das superfícies de fase constante para as ondas refletidas pelo espelho  $M_1$  e pelo espelho  $M_2$  respectivamente. Os números 1 e 2 representam os feixes vindos dos espelhos  $M_1$  e  $M_2$ . Para que neste sistema o feixe 1 seja transformado no feixe 2, e ao mesmo tempo, o feixe 2 seja transformado no feixe 1, após a reflexão nos espelhos, é necessário que  $A_1$  seja a imagem de  $A_2$  no espelho  $M_1$  e  $A_2$  seja a imagem de  $A_1$  no espelho  $M_2$ . Esta condição é satisfeita se:

$$z_1 = L \cdot \frac{\sqrt{g_1 g_2 (g_1 g_2 - 1)} - g_1 g_2 + g_2}{2g_1 g_2 - g_1 - g_2} \quad \text{Eq. 3.4-22}$$

$$z_2 = L \cdot \frac{\sqrt{g_1 g_2 (g_1 g_2 - 1)} - g_1 g_2 + g_1}{2g_1 g_2 - g_1 - g_2} \quad \text{Eq. 3.4-23}$$

onde  $z_1$  e  $z_2$  são as distâncias de  $A_1$  e  $A_2$  aos espelhos  $M_1$  e  $M_2$  respectivamente.

Uma análise de óptica geométrica deste arranjo leva à magnificação  $M$  por duplo passo do sistema:

$$M = \frac{g_1 g_2 + \sqrt{g_1 g_2 (g_1 g_2 - 1)}}{g_1 g_2 - \sqrt{g_1 g_2 (g_1 g_2 - 1)}} \quad \text{Eq. 3.4-24}$$

e  $M$  representa o quanto o feixe é magnificado em cada volta no ressonador.

A fração do fluxo de luz  $\Gamma$  perdido por duplo passo na aproximação de óptica geométrica é:

$$\Gamma = 1 - (1/M^2) \quad \text{Eq. 3.4-25}$$

e  $\Gamma$  representa uma perda útil, que não depende da abertura dos espelhos. Esta abertura irá influenciar somente na natureza destas perdas. Na realidade, esta perda depende do produto dos diâmetros dos espelhos ( $D \cdot d$ ) e oscila ao redor de  $\Gamma$  para uma variação deste produto. Demonstra-se que (Siegman, 1974) (Anan'ev, 1972) se o ressonador for desenhado para operar em números meios inteiros de Fresnel equivalentes, pode-se obter a melhor seletividade de modos.

O ressonador instável confocal (ou telescópico) é um particular arranjo muito utilizado, cuja vantagem é a de automaticamente produzir um feixe de saída colimado sem o aparecimento de um ponto de focalização em seu interior. Abaixo vemos um desenho esquemático deste sistema.



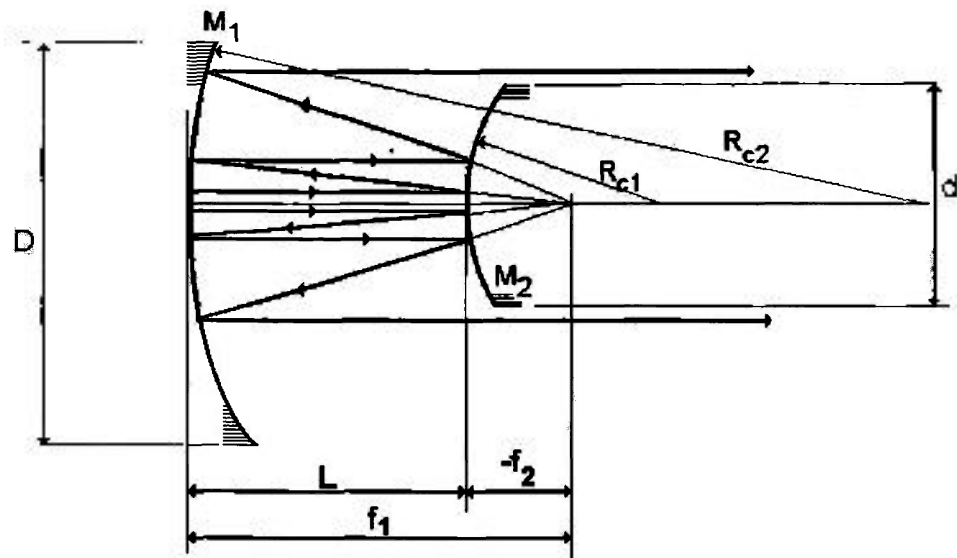


Fig. 3.4-3 Esquema de um ressonador instável confocal.

Neste particular ressonador, os espelhos côncavo e convexo possuem um foco ( $f_1$  e  $f_2$ ) comum;  $R_{c1} = 3L$ ,  $R_{c2} = -L$ . Assim, para este ressonador:

$$g_1 = 2/3 \quad \text{e} \quad g_2 = 2 \quad \text{Eq. 3.4-26}$$

O campo dentro de um ressonador telescópico é descrito como uma superposição de ondas esféricas e ondas planas. Uma onda esférica divergente se propaga no ressonador do espelho convexo para o espelho côncavo, enquanto que uma onda plana se propaga do espelho côncavo para o convexo. Neste caso, temos:

$$z_1 = \infty; \quad z_2 = L/2; \quad M = 3$$

Para um laser de estado sólido, o procedimento prático comum neste caso é fazer o diâmetro de abertura máxima no ressonador igual ao diâmetro do bastão  $D$ , e o diâmetro do espelho de saída  $d$ , dado por  $d = D/M$ .

### 3.4.4 Cavidades Acopladas

Como será visto, uma característica imprescindível do absorvedor saturável, para a obtenção de *mode-locking*, é a de ter um tempo de recuperação menor que o tempo de vôo do pulso dentro do ressonador. Em ressonadores, este tempo é tipicamente da ordem de  $10^{-8}$  segundos, o que impossibilita o uso de alguns tipos de absorvedores saturáveis, como o  $F_2^-$ , cujo tempo de recuperação da população invertida é pelo menos dez vezes maior.

No caso específico dos centros  $F_2^-$  em LiF, o tempo de recuperação pode ser drasticamente diminuído, se o decaimento ocorrer por emissão estimulada (ação laser), além de decair também por decaimento espontâneo. Esta situação pode ser obtida num esquema original, de nosso desenvolvimento, de cavidades acopladas como mostra a figura 3.4-4.

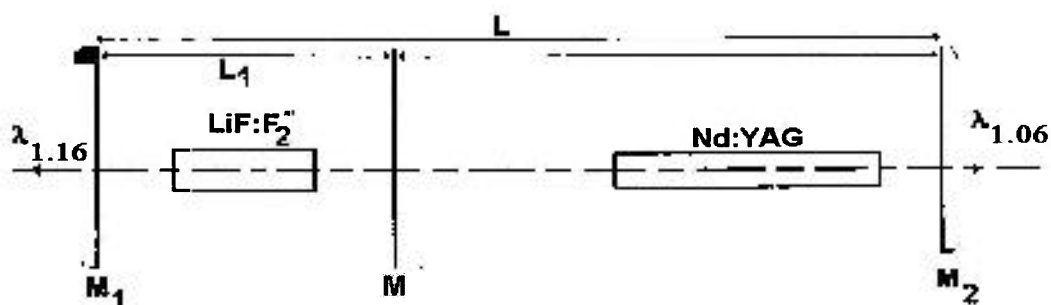


Fig. 3.4-4 Esquema de cavidades acopladas onde um ressonador é formado pelos espelhos  $M_1M_2$  e o outro por  $M_1M$ .  $M_1$ ,  $M_2$ , e  $M$  possuem refletividades  $R_1$ ,  $R_2$  e  $R$  respectivamente.

onde  $M_1$  é um espelho dicróico com  $R_1(1,16\mu\text{m}) \approx 80\%$  e  $R_1(1,06\mu\text{m}) \approx 100\%$

$M_2 \rightarrow R_2$  parcialmente transmissor

$M \rightarrow$  dicróico com  $R(1,16\mu\text{m}) \approx 100\%$

$R(1,06\mu\text{m}) \approx 0\%$

O ressonador formado pelos espelhos  $MM_1$  é o ressonador para o  $LiF:F_2^-$ , o ressonador para o YAG:Nd é formado por  $M_1M_2$  com o LiF e o espelho M no seu interior. A radiação oscilante entre  $M_1M_2$  satura os centros  $F_2^-$  e conseqüentemente inverte a população destes centros, que se tornam meio laser ativo tendo como ressonador o conjunto  $M_1M$ . Nesta situação, a recuperação do estado absorvedor do  $F_2^-$  depende da intensidade do campo de radiação dentro do ressonador  $M_1M$ , e esta intensidade por sua vez depende das refletividades dos espelhos e da população invertida. Um controle destes parâmetros, pode tornar o decaimento estimulado muito rápido ( $\leq 1ns$ ) e fornecer assim uma situação ideal para a obtenção do regime *mode-locking*. O tempo de vida do fóton para o  $F_2^-$  também deve ser curto, pois do contrário o pulso em  $1,06 \mu m$  pode não ser capaz de saturar totalmente o absorvedor. Quando a radiação em  $1,06 \mu m$  satura o cristal de  $LiF:F_2^-$ , a sua transmissão irá tender a 1.

O ressonador ativo  $M_1M$  se comporta como um espelho equivalente para o ressonador do YAG:Nd, com transmissão dependente do estado de absorção do  $F_2^-$ . A refletividade efetiva  $R_{ef}$  deste conjunto (para  $\lambda = 1,06$ ) é dada por (Vieira Jr. et al., 1990) :

$$R_{ef}^{1.06}(T) = \frac{(\sqrt{R_{1.06}} + T \cdot \sqrt{R_1})^2}{(1 + T \sqrt{R_{1.06} R_1})^2} \quad \text{Eq. 3.4-27}$$

onde  $T$  é a transmissão do centro  $F_2^-$ .

Para a cavidade do YAG:Nd sem o  $LiF:F_2^-$ , o ganho de limiar  $g_{th}$  é:

$$R_1 R_2 \cdot \exp[2(g_{th} - \alpha)l] = 1 \quad \text{Eq. 3.4-28}$$

Para cavidades acopladas temos dois momentos distintos:

1- quando  $T = T_0$  ( $T_0$  é a transmissão inicial do  $F_2^-$ ):

$$R_{ef}^{1.06}(T = T_0) \cdot R_2^{1.06} \cdot \exp[2(g_i - \alpha)l] = 1$$

2- quando  $T \approx 1$

$$R_{ef}^{1.06}(T \approx 1) \cdot R_2^{1.06} \cdot \exp[2(g_f - \alpha)l] = 1 \quad \text{Eq. 3.4-29}$$

onde  $g_i$  é o ganho para a transmissão inicial do absorvedor e  $g_f$  é o ganho para a transmissão final. O índice superior indica o comprimento de onda a que se refere  $R$ .

Das equações acima, vemos que  $g_{th} > g_i > g_f$ , ou seja, existe uma diminuição no ganho de limiar (e portanto nas perdas) depois que o absorvedor saturável tem sua transmissão  $T \approx 1$ . Neste momento, a inversão de população do Nd é muito maior que as perdas (muito maior que  $g_f$ ), possibilitando a ocorrência do processo de chaveamento Q do laser de neodímio.

A potência total intracavidade em função de  $T$  e normalizada pela potência máxima é (Vieira Jr. et al., 1990):

$$\frac{P_T}{P} = \frac{(1 + \sqrt{R})}{2} \left[ 1 + \left( \frac{\sqrt{1 - R} \cdot T}{1 + T\sqrt{R}} \right)^2 \right] \quad \text{Eq. 3.4-30}$$

A variação temporal da potência total intracavidade é:

$$\frac{1}{P} \frac{\partial P(T)}{\partial t} = \left[ \frac{1 - \sqrt{R}}{1 + \sqrt{R}} \right] \cdot T \frac{\partial T}{\partial t} \quad \text{Eq. 3.4-31}$$

mas, no máximo da saturação, a população do absorvedor saturável está completamente invertida e a transmissão aproxima-se de 1 ( $T \approx 1$ ). O tempo de recuperação desta população é caracterizado por um tempo de decaimento efetivo  $\tau_d$ , e assim,

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\ln(T_0)}{\tau_d}$$

logo,

$$\frac{1}{P} \frac{\partial P(T)}{\partial t} = \frac{1 - \sqrt{R}}{1 + \sqrt{R}} \frac{\ln(T_0)}{\tau_d(T \approx 1)} = \frac{1}{\tau_c} \quad \text{Eq. 3.4-32}$$

ou seja, a potência total intracavidade decai inicialmente de maneira exponencial, com um tempo característico  $\tau_c$ .

$$P = P_0 \exp(-t/\tau_c) \quad \text{Eq. 3.4-33}$$

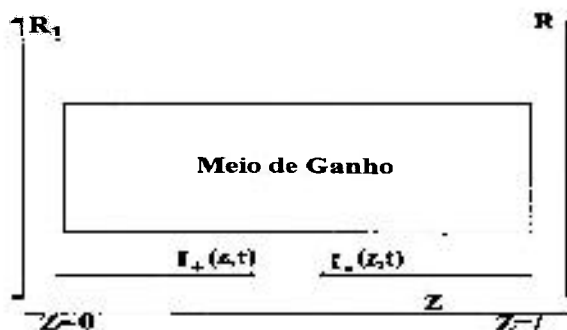
A dependência de  $\tau_c$  com  $\tau_d$  mostra que, se o tempo de recuperação da população invertida do centro  $F_2^-$  for longo, temos pulsos longos, ou seja, chaveamento Q; para se chegar ao regime de *mode-locking*,  $\tau_c$  deve ser curto, e conseqüentemente,  $\tau_d$  deve ser curto, de acordo com o modelo para obtenção do regime de *mode-locking*.

## 4. DINÂMICA DE PROCESSOS LASER

### 4.1 Equações De Balanço Para A Dinâmica De Processos Laser

#### *-Equação Diferencial para a Densidade de Fluxo de Luz*

O objetivo aqui é o de se obter a dependência temporal para a densidade de população invertida dos níveis de transição laser, assim como a potência de radiação gerada (Tarasov, 1983).



Consideremos o caso em que a radiação se propaga no meio ativo ao longo da direção  $z$ .  $I_+(z,t)$  e  $I_-(z,t)$  são as densidades de fluxo de luz que se propagam ao longo desta direção conforme indicado na figura.

Fig. 4.1-1 Distribuição de intensidades viajantes dentro de um laser simplificado.  $R$  e  $R_1$  são as refletividades dos espelhos.

O aumento incremental na densidade de fluxo durante a passagem pelo meio de ganho (de  $z$  para  $z + \Delta z$ ), de acordo com a lei diferencial de Bouguer (Lei de Beer Modificada) é:

$$\Delta I_+ = [g(z,t) - \gamma_1] I_+(z,t) \Delta z + I_{f1} \Delta z \quad \text{Eq. 4.1-1}$$

O que significa que a densidade de fluxo de luz aumenta devido à fluorescência  $I_{f1}$  e a amplificação  $g$ , e diminui devido às perdas  $\gamma_1$ . Mas o acréscimo em  $I_+$  acontece devido a uma variação espacial e uma temporal, assim,

$$\Delta I_+ = \frac{\partial I_+}{\partial z} \Delta z + \frac{\partial I_+}{\partial t} \frac{\partial t}{\partial z} \Delta z \quad \text{Eq. 4.1-2}$$

Mas como  $I_{fl} \approx 0$  e o deslocamento de  $z$  para  $z + \Delta z$  leva um tempo  $\Delta t = \Delta z/c$ , e portanto  $\Delta t/\Delta z = c^{-1}$ , temos:

$$\frac{\partial I_+}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial I_+}{\partial t} = [\sigma_e \Delta N(z, t) - \gamma_1] I_+(z, t) \quad \text{Eq. 4.1-3}$$

onde  $\Delta N = n_2 - n_1$  e  $c$  é a velocidade da luz no meio laser. Analogamente para a densidade de fluxo  $I_-$ :

$$-\frac{\partial I_-}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial I_-}{\partial t} = [\sigma_e \Delta N(z, t) - \gamma_1] I_-(z, t) \quad \text{Eq. 4.1-4}$$

- *Equação diferencial para a densidade de população invertida*

As equações de taxa para um sistema de quatro níveis são as mesmas obtidas na seção 2.1. Assim,

$$\frac{\partial \Delta N}{\partial t} = - (W_p + W_{21} + \tau_{fl}^{-1}) \Delta N(z, t) + n_1 W_p + n_2 W_p \quad \text{Eq. 4.1-5}$$

aqui,  $\Delta N = n_2 - n_1 \approx n_2$ .

Mas a seção de choque  $\sigma_e$  de um processo é a probabilidade do processo ocorrer por unidade de tempo dividido pela densidade de fluxo  $I$  dos fótons responsáveis por este processo, logo:

$$\sigma_e = W_{21}/I \quad \text{Eq. 4.1-6}$$

onde  $I = (I_+ + I_-)/h\nu$  Eq. 4.1-7

como  $W_{21} = c^{-1} B_{21}(I_+ + I_-)$  Eq. 4.1-8, então

$$\sigma_e = \sigma_{21} = B_{21} h\nu \cdot c^{-1} \quad \text{Eq. 4.1-9}$$

onde  $B_{21}$  é o coeficiente de Einstein para emissão estimulada. Portanto,

$$\frac{\partial \Delta N}{\partial t} = - \left[ W_p + \frac{\sigma_e}{h\nu} (I_+ + I_-) + \frac{1}{\tau_H} \right] \Delta N + n' W_p \quad \text{Eq. 4.1-10}$$

onde  $n' = n_1 + n_2$ .

As equações 4.1-3, 4.1-4 e 4.1-10 formam o sistema completo de equações de balanço para um sistema laser de quatro níveis.

Impondo as condições de contorno impostas a  $I_+$  e  $I_-$  para o caso em que o meio ativo preenche todo o ressonador, temos:

$$I_+(0,t) = R_1 I_-(0,t); \quad I_-(l,t) = R_2 I_+(l,t) \quad \text{Eq. 4.1-11}$$

Tomando:

$$I_+ + I_- = I \quad \text{e} \quad I_+ - I_- = I' \quad \text{Eq. 4.1-12}$$

De 4.1-3 e 4.1-4, obtemos:

$$\frac{\partial I'}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial I}{\partial t} = [\sigma_e \Delta N(z,t) - \gamma_1] I(z,t) \quad \text{Eq. 4.1-13}$$

Integrando no comprimento do bastão:

$$I'(l) - I'(0) + \frac{l}{c} \frac{d\langle I \rangle}{dt} = \sigma_e l \langle \Delta N \rangle - \gamma_1 l \langle I \rangle \quad \text{Eq. 4.1-14}$$

onde  $\langle f \rangle = \frac{1}{l} \int_0^l f(z,t) dz$  é definido como o valor médio de  $f$ .

A densidade de fluxo de luz  $I_{sd}$  que sai do ressonador é:

$$I_{sd} = I_+(l) - I_-(l) + I_-(0) - I_+(0) = I'(l) - I'(0)$$

mas também,  $I_{sd} = \langle I \rangle \cdot \gamma_2 \quad \text{Eq. 4.1-15}$

onde  $\gamma_2$  representa as perdas favoráveis:

$$\gamma_2 = (2l)^{-1} \ln(1/R_1 R_2) \quad \text{Eq. 4.1-16}$$

logo,  $I'(l) - I'(0) = l \langle I \rangle \gamma_2 \quad \text{Eq. 4.1-17}$



assim, 4.1-10 e 4.1-14 se tornam:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I}{\partial t} = \sigma_e \Delta N(t) I(t) - (\gamma_1 + \gamma_2) I(t)$$

$$\frac{\partial \Delta N}{\partial t} = -\frac{\sigma_e}{h\nu} \Delta N(t) I(t) - \frac{\Delta N(t)}{\tau_{fl}} (k+1) + \frac{n'}{\tau_{fl}} k \quad \text{Eq.4.1-18}$$

onde por simplicidade os colchetes foram omitidos; e portanto, daqui em diante  $\langle N \rangle \equiv N$ ;  $\langle I \rangle \equiv I$  e  $\langle \Delta N(t) \rangle \equiv \Delta N(t)$ . Define-se o parâmetro  $k = W_p \tau$  como sendo o parâmetro de bombeamento. As equações 4.1-18 são as equações de balanço “médias” no espaço para um sistema laser de quatro níveis.

- *Equações de Statz-De Mars*

Para um caso geral, que não dependa da escolha de um particular diagrama de níveis, as equações de balanço foram formuladas por Statz e De Mars em 1960 (Statz e De Mars apud Tarasov, 1983 p. 235), e têm a seguinte forma:

$$\frac{dM}{dt} = B' M(t) \Delta N(t) - \frac{M(t)}{T_f}$$

$$\frac{d\Delta N}{dt} = -\beta B' M(t) \Delta N(t) + \frac{\Delta N_0 - \Delta N(t)}{T_f} \quad \text{Eq. 4.1-19}$$

onde  $B' = B_{21} h\nu$ , e  $M(t)$  é a densidade de fótons na frequência de geração, e está relacionado a  $I(t)$  da seguinte maneira:

$$M(t) = I(t) / ch\nu \quad \text{Eq.4.1-20}$$

e  $T_f$  é o tempo de vida do fóton no ressonador:

$$T_f^{-1} = c(\gamma_1 + \gamma_2) \quad \text{Eq.4.1-21}$$

A primeira equação de 4.1-19 significa que a densidade de fótons num ressonador aumenta devido às transições induzidas no canal de geração, e decresce devido às perdas. A segunda equação de 4.1-19 significa que a densidade de população invertida decresce devido à emissão induzida, e aumenta devido ao efeito predominante do bombeamento sobre o efeito da relaxação do nível laser superior.

Portanto, as equações de Statz-De Mars podem ser escritas como:

$$\frac{dI}{dt} = c\sigma_e I(t)\Delta N(t) - c(\gamma_1 + \gamma_2)I(t)$$

$$\frac{d\Delta N}{dt} = -\beta \frac{\sigma_e}{h\nu} I(t)\Delta N(t) - \frac{\Delta N(t)}{T_1} + \frac{\Delta N_0}{T_1} \quad \text{Eq. 4.1-22}$$

Comparando 4.1-22 com 4.1-18, vemos que as primeiras equações são idênticas, e as segundas têm uma pequena diferença devido ao fato que 4.1-18 foi montada para um diagrama de níveis específico. Por comparação, concluímos que para 4 níveis:

$$\beta = 1; \quad T_1^{-1} = \tau_{fl}^{-1}(k+1) = W_p + \tau_{fl}^{-1}; \quad \Delta N_0 = n'k(k+1)^{-1} \quad \text{Eq. 4.1-23}$$

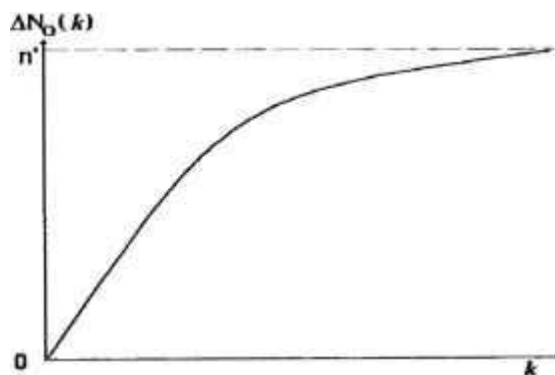


Fig. 4.1-2 Inversão de população  $\Delta N_0$  em função de  $k$

$T_1^{-1}$  é a probabilidade de bombeamento mais a probabilidade de relaxação no canal de geração.

Ao lado temos o gráfico para  $\Delta N_0$ , que é a densidade de população invertida de equilíbrio na ausência do campo de radiação oscilante.

No limiar da geração laser,  $dM/dt > 0$ , e usando a primeira de 4.1-19 temos:  $\Delta N > (B'T_f)^{-1}$  ou seja,

$$\Delta N_{th} = \frac{1}{B'T_f} = \frac{1}{Bh\nu T_f} \quad \text{Eq. 4.1-24}$$

mas como

$$T_f = Q/2\pi\nu, \text{ então:}$$

$$\Delta N_{th} = \frac{1}{BhQ} \quad \text{Eq. 4.1-25}$$

mas a equação 4.1-24 também pode ser escrita como:

$$\Delta N_{th} = \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{\sigma_e} \quad \text{Eq. 4.1-26}$$

Para a geração, obviamente é necessário que  $\Delta N_{th}$  não exceda  $\Delta N_0$  para um dado valor de bombeamento. Isto significa que a condição de geração é:

$$\Delta N_0 > \Delta N_{th} \quad \text{Eq. 4.1-27}$$

ou de 4.1-26,

$$\sigma\Delta N_0 > \gamma_1 + \gamma_2, \quad \text{ou seja, } g_0 > \gamma_1 + \gamma_2, \text{ como já obtido anteriormente.}$$

Usando 4.1-23, temos:

$$\frac{\sigma_e n' k}{(k+1)} > (\gamma_1 + \gamma_2) \quad \text{ou} \quad k > \frac{(\gamma_1 + \gamma_2)}{[\sigma_e n' - (\gamma_1 + \gamma_2)]} \quad \text{Eq. 4.1-28}$$

O valor limiar para a taxa de bombeamento  $W_p$ , neste caso é:

$$W_{pth} = \frac{k_{th}}{\tau_{fl}} = \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{\tau_{fl} \cdot [\sigma_e n' - (\gamma_1 + \gamma_2)]} \quad \text{Eq. 4.1-29}$$

- *Forma Adimensional das Equações de Statz-De Mars*

A substituição de algumas variáveis nas equações de Statz-De Mars leva a uma forma mais compacta e mais conveniente para a análise dos processos no laser. Esta mudança é feita de uma maneira a torná-las grandezas adimensionais:

$$\begin{aligned}
 t' &= t / T_1 && - \text{tempo adimensional} \\
 m(t') &= \beta B' T_1 M(t' T_1) && - \text{intensidade de campo adimensional} \\
 n(t') &= \Delta N(t' T_1) / \Delta N_{th} && - \text{razão da densidade de população invertida} \\
 &&& \text{para o seu valor de limiar. (n = B'T}\Delta N) \\
 \alpha &= B' T_f \Delta N_0 = \Delta N_0 / \Delta N_{th} && - \text{parâmetro de bombeamento adimensional} \\
 G &= T_1 / T_f && - \text{razão do tempo de relaxação para a diferença} \\
 &&& \text{nas densidades de população sobre o tempo de} \\
 &&& \text{vida de um fóton no ressonador.}
 \end{aligned}$$

Eq. 4.1-30

Com essas modificações, equações 4.1-19 se tornam:

$$\begin{aligned}
 \frac{dm}{dt'} &= Gm(n-1) \\
 \frac{dn}{dt'} &= \alpha - n(m+1)
 \end{aligned}$$

Eq. 4.1-31

aqui,  $\partial/\partial t = T_1^{-1} \cdot d/dt'$ . A condição de limiar da Eq.4.1-27 se torna:

$$\alpha > 1 \qquad \text{Eq. 4.1-32}$$

## 4.2 Lasers Com Absorvedor Saturável

Um absorvedor saturável é um absorvedor ressonante não linear capaz de uma mudança reversível no coeficiente de absorção sob a ação de um feixe de luz de intensidade suficientemente alta e de uma certa frequência. Ele consiste de moléculas, átomos, cristais ou "centros de cor" que absorvem radiação ressonante na frequência de transição de um dado laser. O princípio básico envolvendo o absorvedor saturável é o efeito óptico não linear de "saturação" do meio, o qual, inicialmente opaco, aumenta a sua transmissão com o aumento da intensidade da radiação incidente.

Vamos aqui considerar um modelo de 2 níveis para descrever a interação da radiação com o absorvedor saturável (centros absorvedores).  $n_{1a}$  e  $n_{2a}$  são as densidades de população invertida do nível fundamental e do nível excitado, respectivamente, e  $n_{tot.a} = n_{1a} + n_{2a}$ . No estado inicial,  $n_{1a} = n_{tot.a}$  e  $n_{2a} = 0$ . No estágio inicial, todos os centros absorvedores estão no nível inferior, e o absorvedor tem absorção máxima (estado não saturado). Como  $n_{2a} < n_{1a}$ , a absorção predomina, e a diferença  $\Delta N_a = (n_{1a} - n_{2a})$  decresce gradualmente com a intensidade incidente ressonante e o absorvedor começa a se tornar transparente. Para uma intensidade de radiação suficientemente alta, a diferença  $(n_{1a} - n_{2a})$  (e conseqüentemente o coeficiente de absorção ressonante) tende a zero, e a saturação no filtro é máxima.

Após o término da radiação, os processos de relaxação levam os centros absorvedores ao nível de energia inferior, e o absorvedor volta ao seu estado inicial de absorção.

As equações de balanço para a densidade de população dos níveis dos centros absorvedores para um caso de dois níveis são:

$$\begin{aligned} \frac{dn_{2a}}{dt} &= B_a n_{1a} \frac{I}{c_a} - B_a n_{2a} \frac{I}{c_a} - \frac{n_{2a}}{T_{1a}} \\ \frac{dn_{1a}}{dt} &= B_a n_{2a} \frac{I}{c_a} - B_a n_{1a} \frac{I}{c_a} + \frac{n_{2a}}{T_{1a}} \end{aligned} \quad \text{Eq. 4.2-1}$$

onde  $I$  é a densidade de fluxo de luz "média" no comprimento do absorvedor,  $c_a$  é a velocidade da luz no meio e  $B_a$  é o coeficiente de Einstein para as transições induzidas entre os níveis do absorvedor.

De 4.2-1 temos:

$$\frac{d\Delta N_a}{dt} = -2B_a \Delta N_a \frac{I}{c_a} - \frac{(\Delta N_a + n_{tot.a})}{T_{1a}} \quad \text{Eq. 4.2-2}$$

onde no estado inicial ( $t = 0$ ),  $\Delta N_a(0) = -n_{tot.a}$

Introduzindo o coeficiente  $g_a$  da absorção ressonante do absorvedor:

$$g_a = -\sigma_a \Delta N_a \quad \text{Eq. 4.2-3}$$

onde  $\sigma_a$  é a seção de choque das transições induzidas entre os níveis do centro absorvedor. Por analogia com 4.1-9,

$$\sigma_a = B_a h\nu \cdot c_a^{-1} \quad \text{Eq. 4.2-4}$$

e

$$g_{0a} = -\sigma_a \Delta N_a(0) = \sigma_a n_{tot.a} \quad \text{Eq. 4.2-5}$$

é o coeficiente inicial de absorção ressonante. Assim,

$$\frac{dg_a}{dt} = -2B_a g_a \frac{I}{c_a} + \frac{g_{0a} - g_a}{T_{1a}} \quad \text{Eq. 4.2-6}$$

Para o estado estacionário,  $dg_a/dt = 0$ , portanto,

$$g_a(I) = g_{0a} [1 + I/I_{th}]^{-1} \quad \text{Eq. 4.2-7}$$

$$I_{th} = \frac{c_a}{2B_a T_{1a}} = \frac{h\nu}{2\sigma_a T_{1a}} = I_s^a \quad \text{Eq. 4.2-8}$$

onde,

$I_{th}$  é o fluxo de luz de limiar, para o qual o coeficiente de absorção ressonante é reduzido à metade.  $I_{th}$  é também a intensidade de saturação  $I_s^a$  para o absorvedor, e para quatro níveis se torna:

$$I_s^a = h\nu(\sigma_a \tau_{fl})^{-1} \quad \text{Eq. 4.2-9}$$

Outras perdas inerentes ao elemento absorvedor, causadas por espalhamento, inomogeneidades, impurezas, etc., diminuem ainda mais a

transmissão. Esta perda não depende da intensidade  $I$  e é representada por  $\gamma_{1a}$ . Portanto, a absorção total  $\gamma_a$  é:

$$\gamma_a(I) = g_a(I) + \gamma_{1a} \quad \text{Eq. 4.2-10}$$

e a transmissão  $T$  do absorvedor saturável é:

$$T(I) = \exp(-\gamma_a \cdot l_a) \quad \text{Eq. 4.2-11}$$

- *Equação diferencial para a densidade média de fluxo de luz*

Um sistema laser composto de um meio de ganho de comprimento  $l$  e um absorvedor saturável de comprimento  $l_a$  está representado na figura abaixo, onde  $L$  é o comprimento do ressonador.

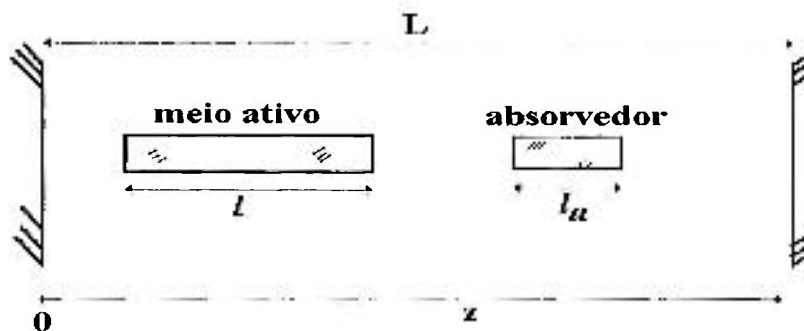


Fig.4.2-1 Esquema de um ressonador laser com absorvedor saturável.

De 4.1-14 e 4.1-15, a equação da intensidade média no comprimento do ressonador, para um sistema como o da figura acima é:

$$I_{sd} + \frac{l}{c} \frac{d\langle I \rangle}{dt} = l\sigma_e \langle \Delta N \rangle \langle I \rangle - l\gamma_1 \langle I \rangle \quad \text{Eq. 4.2-12}$$

onde  $c$  e  $c_a$  são a velocidade da luz no meio laser e no absorvedor respectivamente.

A média da densidade de fluxo de luz deve levar em conta as diferentes propriedades do elemento ativo e do absorvedor. Logo,

$$\int_0^L \frac{\partial I(z,t)}{\partial t} \frac{dz}{c(z)} = \left[ \frac{l}{c} + \frac{l_a}{c_a} + \frac{L-(l+l_a)}{c} \right] \frac{d\langle I \rangle}{dt} ;$$

$$\int_0^L \sigma(z) \Delta N(z,t) I(z,t) dz = l \sigma_e \langle \Delta N \rangle \langle I \rangle + l_a \sigma_a \langle \Delta N_a \rangle \langle I \rangle ;$$

$$\int_0^L \gamma_1(z) I(z,t) dz = l \gamma_1 \langle I \rangle + l_a \gamma_{1a} \langle I \rangle$$

onde  $c_a$  é a velocidade da luz no meio absorvedor e  $c(z)$  representa a velocidade da luz em função do meio (e da posição  $z$ ). E portanto, a equação 4.2-12 fica:

$$I_{sd} + \left[ \frac{l}{c} + \frac{l_a}{c_a} + \frac{L-(l+l_a)}{c_{ar}} \right] \frac{d\langle I \rangle}{dt} = l \sigma_e \langle \Delta N \rangle \langle I \rangle + l_a \sigma_a \langle \Delta N_a \rangle \langle I \rangle - l \gamma_1 \langle I \rangle - l_a \gamma_{1a} \langle I \rangle$$

introduzindo o fator de preenchimento  $\mu$  para o meio ativo no ressonador:

$$\mu = \frac{nl}{nl + l_a n_a + [L - (l + l_a)]} = \frac{l/c}{\frac{l}{c} + \frac{l_a}{c_a} + [L - (l + l_a)]/c} \quad \text{Eq. 4.2-13}$$

e omitindo os colchetes  $\langle \rangle$ , temos:

$$I_{sd} + \frac{l}{\mu c} \frac{dI}{dt} = l \left( \sigma_e \Delta N + \frac{l_a}{l} \sigma_a \Delta N_a \right) I - l \left( \gamma_1 + \frac{l_a}{l} \gamma_{1a} \right) I$$

mas,  $I_{sd} = l I \gamma_2$ , e então:

$$\frac{1}{\mu c} \frac{dI}{dt} = \left( \sigma_e \Delta N + \frac{l_a}{l} \sigma_a \Delta N_a \right) I - \left( \gamma_1 + \frac{l_a}{l} \gamma_{1a} + \gamma_2 \right) I \quad \text{Eq. 4.2-14}$$

que é uma generalização da primeira equação de 4.1-18 para o caso do ressonador com absorvedor saturável.

O tempo de vida do fóton neste ressonador é:

$$T_f = \left[ \mu c \left( \gamma_1 + \frac{l_a}{l} \gamma_{1a} + \gamma_2 \right) \right]^{-1} \quad \text{Eq. 4.2-15}$$



e usando a relação 4.2-15, a expressão 4.2-14 fica:

$$\frac{dI}{dt} = \mu c \sigma_e \Delta N I - \mu c \frac{l_a}{l} g_a I - \frac{I}{T_f} \quad \text{Eq. 4.2-16}$$

- *Sistema Completo de Equações de Balanço*

Para a descrição completa do ressonador contendo o meio de ganho e o absorvedor as equações devem conter a densidade de fluxo de luz média no ressonador, a equação de balanço para o elemento ativo e a equação de balanço para o absorvedor saturável. Usa-se então a segunda eq. de 4.1-22 para o elemento ativo; 4.2-6 para o absorvedor e 4.2-16 para o fluxo de luz. Assim,

$$\begin{aligned} \frac{dI}{dt} &= \mu c \sigma_e \Delta N I - \mu c \frac{l_a}{l} g_a I - \frac{I}{T_f} \\ \frac{d\Delta N}{dt} &= -\beta \frac{\sigma_e}{h\nu} \Delta N I + \frac{\Delta N_0 - \Delta N}{T_1} \\ \frac{dg_a}{dt} &= \frac{-2\sigma_a g_a I}{h\nu} + \frac{g_{0a} - g_a}{T_{1a}} \end{aligned} \quad \text{Eq. 4.2-17}$$

Usando:

- tempo adimensional:  $t' = t/T_1$ ;  $d/dt = T_1^{-1} d/dt'$ ;
- intensidade de campo adimensional:  $m(t') = \beta B T_1 I(t')/c = \beta \sigma_e T_1 I(t')/h\nu$
- densidade de população invertida no elemento ativo:  $n(t') = \mu c \sigma_e T_f \Delta N(t')$
- densidade de população invertida no absorvedor saturável:  $n_a(t') = -\mu c T_f g_a(t') l_a/l$

e os parâmetros adimensionais:

$$G = T_1/T_f; \quad \delta = T_1/T_{1a}; \quad \rho = (2\sigma_a)/(\beta\sigma_e)$$

$$\alpha = \mu c \sigma_e T_f \Delta N_0 \quad \text{Eq. 4.2-18}$$

$$\alpha_a = -\mu c T_f g_{0a} l_a / l = -\mu c T_f \sigma_a n_{\text{tot}-a} l_a / l \quad \text{Eq. 4.2-19}$$

Substituindo 4.2-18 e 4.2-19, em 4.2-17 temos:

$$\begin{aligned} \frac{dm}{dt'} &= Gm(n + n_a - 1) \\ \frac{dn}{dt'} &= \alpha - n(m + 1) \\ \frac{dn_a}{dt'} &= \alpha_a \delta - n_a(\rho m + \delta) \end{aligned} \quad \text{Eq. 4.2-20}$$

Este é o sistema de equações de balanço completo na forma adimensional para um laser com absorvedor saturável.

*- Soluções de Estado Estacionário para o Sistema de Equações de Balanço*

Para o caso estacionário,  $dm/dt'=0$ ;  $dn/dt'=0$ ;  $dn_a/dt'=0$ , e portanto, 4.2-20 se torna:

$$\begin{aligned} m(n + n_a - 1) &= 0; \\ n &= \alpha / (1 + m); \\ n_a &= \alpha_a / [1 + (\rho/\delta)m] \end{aligned} \quad \text{Eq. 4.2-21}$$

Tal sistema tem três soluções A, B e C de estado  $(m, n, n_a)$ , as quais devem levar a estados com significado físico e estacionário. Uma destas soluções é:

$$m_A = 0; \quad n_A = \alpha; \quad n_{aA} = \alpha_a \quad \text{Eq. 4.2-22}$$

que corresponde ao estado estacionário inicial. Neste estado não há geração ( $m_A = 0$ ), o elemento ativo está com um alto valor da população invertida ( $n_A = \alpha$ ), e o absorvedor está não saturado ( $n_{aA} = \alpha_a$ ). Se este estado é estável, uma variação no bombeamento não pode levar o sistema à ação laser. Portanto, para que a geração ocorra durante o bombeamento o estado 4.2-22 deve ser instável. Uma análise do sistema de equações 4.2-21, onde se introduz perturbações em  $m$ ,  $n$  e  $n_a$ , leva à condição que deve ser satisfeita para que o estado 4.2-22 seja instável:

$$\alpha > (-\alpha_a + 1) \quad \text{Eq. 4.2-23}$$

que pode ser escrito como:

$$\sigma \Delta N_0 > \left( g_{0a} \frac{l_a}{l} + \gamma_1 + \gamma_{1a} \frac{l_a}{l} + \gamma_2 \right) \quad \text{Eq. 4.2-24}$$

ou seja, para que haja auto-iniciação, é necessário que o ganho inicial exceda as perdas.

Como visto, 4.2-22 não é a única solução de 4.2-21, e uma análise das outras duas equações impõe certas condições aos parâmetros envolvidos para que haja geração laser sem interferência externa.

Estas condições são:

Se  $\rho \gg \delta$

$$m_B = \alpha - 1; \quad n_B = 1; \quad n_{aB} = \delta \alpha_a / \rho (\alpha - 1)$$

$$e \quad -\alpha_a > (\rho / G \delta) \alpha (\alpha - 1)$$

Se  $\rho \ll \delta$

$$m_B = (\alpha + \alpha_a - 1) / (1 - \alpha_a); \quad n_B = 1 - \alpha_a$$

$$n_{aB} = \alpha_a \left( 1 - \frac{\rho \alpha + \alpha_a - 1}{\delta (1 - \alpha_a)} \right)$$

$$e \quad \alpha_a > \delta \alpha / G \rho (\alpha - 1)$$

Se  $\rho \approx \delta$

$$m_B = \alpha + \alpha_a - 1; \quad n_B = \alpha / (\alpha + \alpha_a); \quad n_{aB} = \alpha_a / (\alpha + \alpha_a)$$

$$e \quad -\alpha_a > \alpha / \rho \delta$$

Demonstra-se que se a condição  $\rho \delta > 1$  for satisfeita, a geração laser acontece tão logo o bombeamento aumente a densidade de população invertida  $n$  no elemento ativo até o seu valor de limiar ( $-\alpha_a + 1$ ). Se certas condições forem então satisfeitas, e estas condições serão vistas na seção do chaveamento Q passivo, ocorre a geração de um "único pulso" (pulso gigante); do contrário, pulsos amortecidos são gerados. Geração periódica de pulsos gigantes é obtida neste caso para bombeamento estacionário.

### 4.3 Chaveamento Q Ativo

O controle do fator de qualidade  $Q$  de um ressonador laser pode levar à obtenção de pulsos de luz com potências pico muito altas (até  $10^9\text{W}$ ) e com pequena duração temporal (de 10 a 100ns).

O chaveamento  $Q$  é um processo no qual as condições de limiar do laser têm estados distintos e alternados, de maneira controlada. No primeiro estado, o fator  $Q$  é muito reduzido, pela introdução de perdas não favoráveis no ressonador, que, em seguida, passa para o segundo estado, onde o fator  $Q$  é “rapidamente” restaurado ao seu valor original de baixas perdas. As altas perdas elevam o limiar de geração e conseqüentemente elevam o valor necessário da densidade de inversão de população no elemento ativo. A rápida retirada destas perdas faz com que a inversão de população se torne consideravelmente maior que aquela dada para atingir este novo limiar (de baixas perdas). Nestas condições, um “único pulso” de luz de curta duração e de alta potência (pulso gigante) é emitido. Quanto “maior” for a diferença entre a densidade de população invertida (ou o ganho) para altas perdas em relação ao seu valor de limiar para baixas perdas, maior será a potência do pulso gigante.

Um modulador ativo é um instrumento capaz de realizar esta modulação no fator de qualidade  $Q$  do ressonador, introduzindo e retirando perdas de maneira rápida e controlada (Koechner, 1988) (Tarasov, 1983). Exemplos destes instrumentos são os moduladores acusto-óptico, eletro-óptico e mecânico-óptico.

O comportamento de diversos parâmetros físicos em um laser operando sob a condição de chaveamento  $Q$  ativo instantâneo é visto na figura 4.3-1. Nela vemos a evolução temporal da inversão de população  $\Delta N$ , do fator de qualidade  $Q$ , da absorção e da intensidade normalizada  $M(t)$ ;  $t_{sw}$  é o momento em que as perdas do elemento chaveador começam a diminuir, e  $t_Q$  é o tempo que demora o processo de chaveamento  $Q$ , ou seja, é o tempo que demora para o fator de qualidade  $Q$  ir do valor mínimo para o valor máximo.

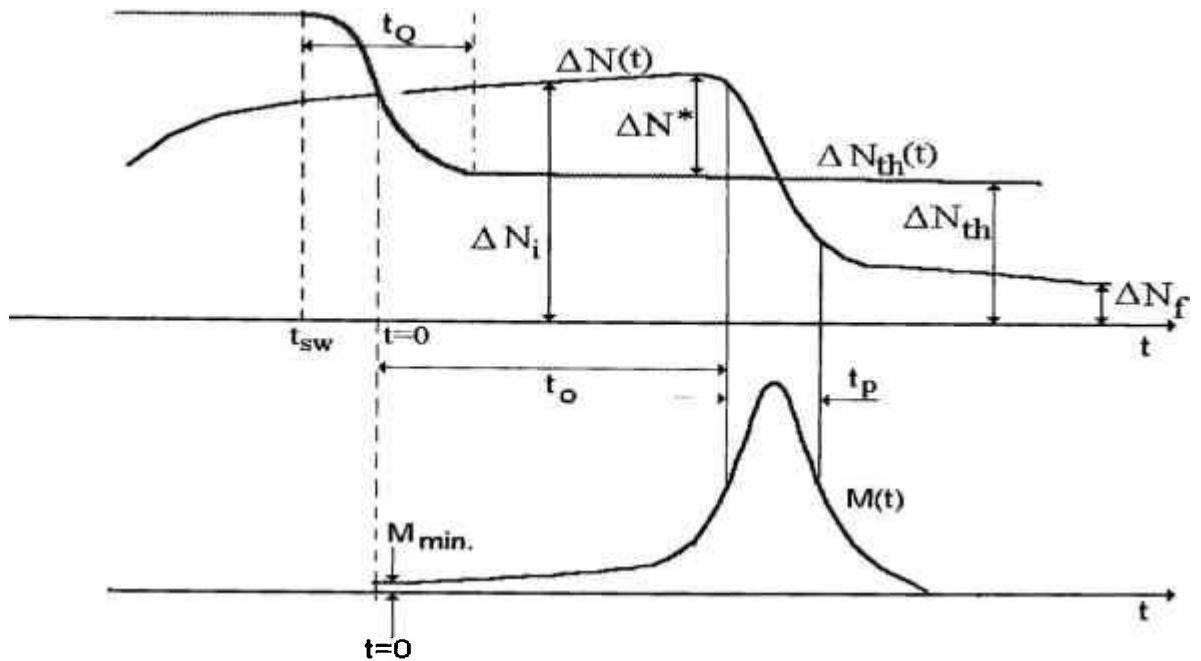


Fig. 4.3-1 Evolução temporal de diversos parâmetros físicos de um sistema laser com chaveamento Q ativo

Para efeito de melhor compreensão, o comportamento deste processo pode ser dividido em três fases distintas:

1- *O estágio de bombeamento:*

$$\Delta N(t) < \Delta N_{th}(t)$$

$\Delta N(t)$  aumenta como conseqüência do bombeamento; no instante  $t_{sw}$ , o limiar começa a diminuir e Q começa a aumentar rapidamente (e  $\Delta N_{th}(t)$  cai rapidamente). Surge então uma interseção das curvas  $\Delta N(t)$  e  $\Delta N_{th}(t)$ . O instante em que elas se interceptam é o momento em que começa a geração ( $t=0$ ).

2- *Estágio de geração linear:*

Neste estágio, que começa em  $t=0$ ,  $\Delta N(t)$  é praticamente constante e igual a  $\Delta N_i$ . Como para chaveamento Q rápido  $t_Q \ll t_0$ , o fator de qualidade Q chega ao seu valor máximo ainda no início deste estágio, permitindo que o crescimento da intensidade aconteça sob condições de baixas perdas. No início da geração ( $t=0$ ), a densidade de fótons gerados pelos processos espontâneos de decaimento assume o valor  $M_{min}$ , a partir daí  $M(t)$  aumenta muito vagarosamente, e somente no final do estágio é que seu crescimento é aumentado. Portanto a duração  $t_0$  deste estágio representa o tempo de

crescimento do pulso, isto é, o tempo necessário para que a intensidade no ressonador seja significativa; varia tipicamente no intervalo de 100 a 200 ns.

### 3- Estágio de geração não linear:

Aqui a densidade de fótons cresce significativamente de forma a *depopular* o meio de ganho eficientemente. No final do estágio, a inversão de população  $\Delta N(t)$  cai ao seu valor mínimo  $\Delta N_f$ , que é menor que o valor de limiar final  $N_{th}$ , e praticamente toda a energia do pulso emitido está concentrada neste estágio. A sua duração  $t_p$  representa a largura temporal do pulso laser e é muito menor que o estágio anterior ( $t_p \ll t_0$ ).

Para aumentar a energia do pulso gigante, é preciso aumentar a diferença  $\Delta N_i - \Delta N_{th} = \Delta N^*$ , o que só é conseguido através do aumento da diferença  $\Delta N_{oth} - \Delta N_{th}$ , ou seja, através do aumento da profundidade do chaveamento  $Q$ . É preciso também assegurar que  $\Delta N(t)$  aproxime-se de  $\Delta N_{oth}$ , o que deve ser feito através de um aumento na energia de bombeamento durante o bloqueio do chaveador. Finalmente é preciso também assegurar que o momento  $t_{sw}$  coincida com o pulso de bombeamento.

#### - Equações de Balanço para Chaveamento $Q$ Instantâneo

Se o fator de qualidade  $Q$  possui uma variação temporal dada por  $Q(t) = Q/f(t)$  onde  $Q = Q_{\text{máximo}} = 1$ , então  $Q(t) = Q/f(t) = \omega T_f / f(t)$ , onde  $f(t)$  varia de  $f(t=0) = Q/Q_{\text{min}}$  até 1 (supomos  $t_{sw}$  e  $t = 0$  coincidentes). Mas o tempo de crescimento do pulso ( $t_0 + t_p$ ) é muito menor que  $T_1$  (Eq.4.1-23), e portanto a relaxação e o bombeamento não são levados em conta. Logo, as equações de Statz-De Mars ficam:

$$\begin{aligned} \frac{dM}{dt} &= B'M\Delta N - \frac{Mf(t)}{T_f} \\ \frac{d\Delta N}{dt} &= -\beta B'M\Delta N \end{aligned} \quad \text{Eq. 4.3-1}$$

Se o chaveamento é ativo e instantâneo, então:  $f(t') = Q/Q_{\text{min}}$  para  $t' \leq 0$  ou  $f(t') = 1$  para  $t' > 0$ ; e na geração  $t' > 0$ , logo, a forma adimensional de 4.3-1 para  $t' > t_0$  fica:

$$\begin{aligned}\frac{dm}{dt'} &= Gm(n-1) \\ \frac{dn}{dt'} &= -mn\end{aligned}\quad \text{Eq. 4.3-2}$$

Dividindo a primeira pela segunda equação e integrando, temos:

$$\int_{m_1}^m dm = -G \int_{n_i}^n (1 - 1/n) dn \quad \text{Eq. 4.3-3}$$

onde,

$$n_i = n(0) = \Delta N_i / \Delta N_{th}; \quad m_1 = m(0) = M_1 \beta B' T_1 \quad \text{Eq. 4.3-4}$$

Assim, Eq.4.3-3 fica:

$$m = m_1 + G[n_1 - n - \ln(n_i/n)] \quad \text{Eq. 4.3-5}$$

Fazemos  $dm/dt' = 0$  em 4.3-2, temos que o máximo valor de  $m$  correspondendo à potência pico do pulso gigante, acontece para  $n = 1$ ; usando este resultado em 4.3-5 temos:

$$m_{\max} = G[n_i - 1 - \ln(n_i)] \quad \text{Eq. 4.3-6}$$

onde  $m_1$  foi desprezado, pois  $m_{\max} \gg m_1$ .

Como  $\Delta N_i - \Delta N_{th} > 0$  e  $n_i = \Delta N_i / \Delta N_{th}$ , então

$$n_i > 1$$

Se  $n_f = \Delta N_f / \Delta N_{th}$ , onde  $\Delta N_f$  é a densidade de população invertida restante no final da emissão do pulso gigante, e se no fim deste pulso temos  $m = 0$ , então de 4.3-5 obtemos para  $n_f$ :

$$n_f + \ln(n_i/n_f) = n_i + m_1/G$$

mas,  $m_1/G \ll n_i$ , logo  $n_f < 1$  e portanto,  $\Delta N_f < \Delta N_{th}$  e quanto maior  $\Delta N_i / \Delta N_{th}$ , menor é  $\Delta N_f / \Delta N_{th}$ .

### Potência Pico do Pulso Gigante (P)

Usando-se 4.1-15 e 4.1-20, a potência  $P_s$  da radiação gerada pode ser expressa na forma:

$$P_s = I_{sd} \cdot A = hv\gamma_2 MVc$$

onde  $A$  é a área transversal do elemento ativo (ou do modo oscilante) e  $V$  é o seu volume.

Usando 4.1-21 e 4.1-30, temos:

$$P_s = \frac{\gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2} \frac{Gm}{\beta B T_1^2} V = \frac{\gamma_2}{\sigma_e \Delta N_{th}} \frac{Gm}{\beta B T_1^2} V \quad \text{Eq. 4.3-7}$$

Introduzindo a potência adimensional  $p$ :

$$p = P_s \left[ \frac{\gamma_2}{\sigma_e \Delta N_{th}} \frac{V}{\beta B T_1^2} \right]^{-1} \quad \text{Eq. 4.3-8}$$

então,  $p = Gm$ , logo,

$$p_{max} = Gm_{max} = G^2 \cdot [n_i - 1 - \ln(n_i)] \quad \text{Eq. 4.3-9}$$

Assim, podemos aumentar  $p_{max}$  pelo aumento de  $Q$  ou de  $\Delta N_i$ , mas como  $\Delta N_i$  está maximizado pelo ganho (bombeamento), fixamos então  $\Delta N_i$  e maximizamos  $Q$ . Como  $G = T_1 \omega / Q$ , a equação para  $p_{max}$  se torna:

$$p(Q) = \left( a^2 / Q^2 \right) [bQ - 1 - \ln(bQ)] \quad \text{Eq. 4.3-10}$$

onde  $a = T_1 \omega$  e  $b = Bh \Delta N_i$ . Fazendo  $dp_{max}/dQ = 0$ , obtemos  $Q$  ótimo ( $Q_{opt}$ ). Assim::

$$bQ_{opt} - 1 = 2 \cdot \ln(bQ_{opt}) \quad \text{Eq. 4.3-11}$$

A solução para esta equação transcendental é:

$$\frac{\Delta N_i}{\Delta N_{th}} = bQ_{opt} = n_{opt.i} \approx 3,5 \quad \text{Eq. 4.3-12}$$



usando a expressão para  $\gamma_2$  4.1-16, 4.3-8 fica :

$$P = \frac{1}{2} h\nu \Delta N_i c A \ln \frac{1}{R} \left[ 1 - \frac{\Delta N_{th}}{\Delta N_i} \left( 1 + \ln \frac{\Delta N_i}{\Delta N_{th}} \right) \right] \quad \text{Eq. 4.3-13}$$

*Energia do Pulso Gigante ( $E_s$ )*

Se a população cai de  $\Delta N_i$  para  $\Delta N_f$ , então,  $\beta^{-1}(\Delta N_i - \Delta N_f)$  fótons são gerados por unidade de volume ativo. Assim,  $h\nu\beta^{-1}(\Delta N_i - \Delta N_f)V$  é a energia gerada, sendo que a fração  $\gamma_2/(\gamma_1 + \gamma_2)$  é a que é transferida pelo espelho de saída. Logo:

$$E_s = h\nu\beta^{-1}(\Delta N_i - \Delta N_f)V \cdot \gamma_2/(\gamma_1 + \gamma_2) \quad \text{Eq. 4.3-14}$$

*Duração do Pulso Gigante ( $t_p$ )*

Como a maior parte da energia emitida é gerada no estágio de geração não linear, a largura temporal  $t_p$  do pulso é considerada como sendo a largura temporal deste estágio. Uma estimativa de  $t_p$  é feita dividindo-se a energia  $E$  do pulso por sua potência pico  $P_{max}$ ,

$$t_p \approx E/P_{max}$$

usando 4.3-13 na forma adimensional, e  $p_{max}$ , temos:

$$t_p = T_f \cdot \frac{(n_i - n_f)}{(n_i - 1 - \ln n_i)} \quad \text{Eq. 4.3-15}$$

como  $n_f \ll n_i$  e  $n_i = B\hbar\Delta N_i Q$ , e tomando  $b = B\hbar\Delta N_i$  temos:

$$t_p^{-1} = (\text{const}) \cdot Q^{-2}(bQ - 1 - \ln bQ) \quad \text{Eq. 4.3-16}$$

Comparando 4.3-16 com 4.3-10, vemos que a potência pico e o recíproco de sua duração têm uma dependência idêntica em  $Q$ . A duração do pulso tem portanto um valor mínimo para o mesmo valor de  $Q$  para o qual a potência pico tem o seu valor máximo ( $bQ_{opt} = n_{opt} = 3,5$ ). Assim, um aumento na razão  $\Delta N_i/\Delta N_{th}=n_i$  aumenta a potência pico até o limite onde  $n_i=3,5$ , e acima deste valor, a potência pico começa a diminuir.

#### 4.4 Chaveamento Q Passivo

O chaveamento Q passivo é o processo no qual a modulação do fator de qualidade Q é automaticamente obtida quando da introdução de um elemento não linear dentro do ressonador laser, cujas características variam com a potência da radiação gerada no elemento ativo. Quanto maior a potência, menor é a perda introduzida por ele, e vice versa. Inúmeros são os fenômenos usados para o chaveamento passivo, mas vamos aqui nos restringir ao caso do efeito óptico não linear de saturação da absorção de luz apresentado pelos "absorvedores saturáveis".

Como visto, o chaveamento requer um baixo valor para Q, o que no caso de um absorvedor saturável significa um grande valor para o coeficiente de absorção ressonante  $g_{0a}$ . Mas um aumento em  $g_{0a}$  significa um aumento na densidade dos centros absorvedores  $n_{tot-a}$ , e/ou um aumento em  $\sigma_a$ , o que significa um aumento em  $|\alpha_a|$ . Porém,  $|\alpha_a|$  está limitado pela condição 4.2-23, ou seja,

$$|\alpha_a| < (\alpha - 1) \quad \text{Eq. 4.4-1}$$

Mas a potência pico do pulso gigante é muitas vezes maior que a potência pico de um "spike" livre, e isto significa que (Tarasov, 1983):

$$|\alpha_a| \gg \sqrt{(\alpha - 1)/G}$$

logo,

$$\sqrt{(\alpha - 1)/G} \ll |\alpha_a| < (\alpha - 1) \quad \text{Eq. 4.4-2}$$

e Eq.4.4-2 é a condição necessária para auto excitação de um pulso chaveado. Para um laser de neodímio,  $\alpha \approx 2$  e  $G \approx 10^4$ , e portanto,  $0,01 \ll |\alpha_a| < 1$ . Assim, para este caso:

$$|\alpha_a| \approx 1 \quad \text{Eq. 4.4-3}$$

A condição de alta velocidade no processo de chaveamento Q, significa que o absorvedor deve saturar rapidamente, ou seja,  $dn_a/dt'$  deve ser alto. Para isto, a condição suficiente (de 4.2-20) é:

$$\rho \gg 1 \quad \text{Eq. 4.4-4}$$

ou 
$$\sigma_a \gg \sigma \quad \text{Eq. 4.4-5}$$

Ou seja, para que o processo de chaveamento Q seja rápido, a seção de choque das transições induzidas no filtro deve ser muito maior que a seção de choque das transições induzidas no elemento ativo (na maioria dos casos  $\rho \approx 10^4$ ). Esta condição deve ocorrer logo após o início da ação laser (limiar) e antes do desenvolvimento do pulso gigante, e por isso, é conhecida como a condição de "segundo limiar".

Do ponto de vista de aplicação prática, freqüentemente  $\rho\delta > 1$ ; este fato, juntamente com 4.4-4 significa que:

ou 
$$\delta < 1$$

$$W_p + \tau_{fl}^{-1} > T_{la}^{-1} \quad \text{Eq. 4.4-6}$$

Isto significa que a probabilidade de relaxação num filtro é geralmente menor que a soma das probabilidades de bombeamento e relaxação no elemento ativo. Em outras palavras, os absorvedores devem ter uma relaxação de "saturação" vagarosa, e somente em tais filtros pode-se conseguir o maior grau de saturação.

#### *- Crescimento do Pulso Gigante Em um Laser com Absorvedor Saturável*

Como no caso do chaveamento ativo, aqui também o processo é dividido em estágio linear (duração  $t_0$ ) e não linear (duração  $t_p$ ), com a diferença de que  $t_0$  para o caso passivo é muito maior, enquanto que  $t_p$  é semelhante para os dois casos ( $t_0$  para o caso passivo  $\approx 10^3$ - $2 \cdot 10^3$  ns;  $t_p \approx 10$ -30 ns). A figura 4.4-1 mostra o comportamento temporal dos principais parâmetros físicos de um laser com absorvedor saturável.

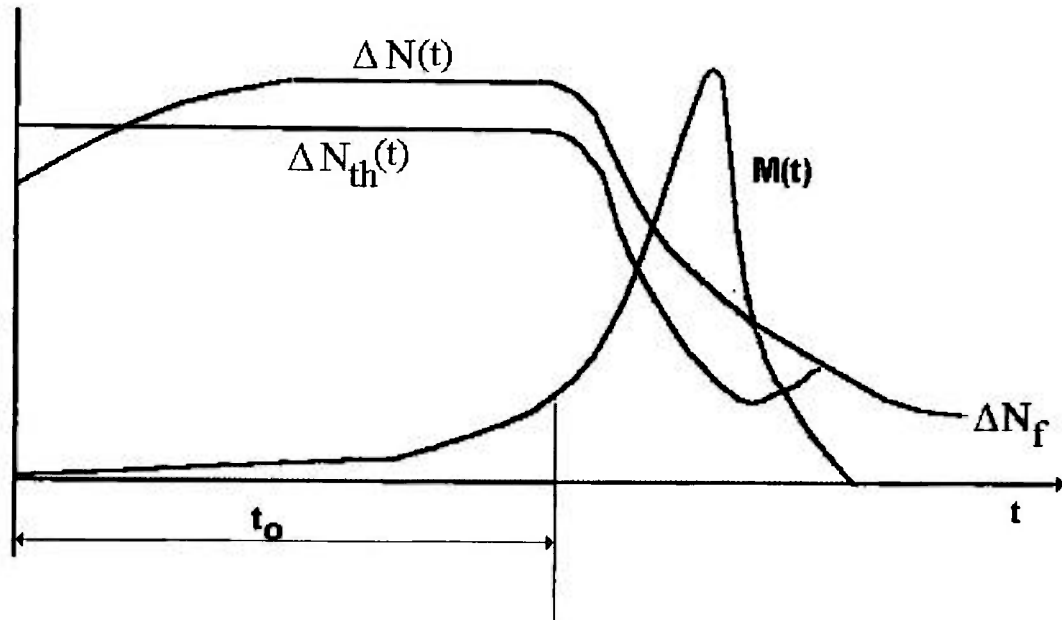


Fig. 4.4-1 Evolução temporal da inversão de população  $\Delta N(t)$ , da inversão de população de limiar  $\Delta N_{th}(t)$  e da densidade de fótons em um laser chaveado passivamente por absorvedor saturável.

No estágio linear, a luminescência primária é amplificada, correspondendo à amplificação de um "spike" gerado livremente sob perdas constantes (filtro não saturado). A absorção do filtro, e a inversão de população do elemento ativo são praticamente constantes durante este estágio (a intensidade da radiação vai de  $10^{-4} \text{W/cm}^2$  até  $1-10 \text{W/cm}^2$ ).

Os parâmetros  $\rho$  e  $g_{0a}$  influenciam muito em  $t_0$ . Um decréscimo em  $\rho$  significa um aumento na intensidade de limiar, e uma densidade de radiação maior é necessária para saturar o filtro, prolongando a duração deste estágio. Um aumento de  $g_{0a}$  significa um aumento de  $|\alpha_a|$ , e conseqüente aumento na densidade de população invertida inicial do elemento ativo, o que diminui  $t_0$ .

#### - Equações de Balanço - Analogia com Chaveamento Instantâneo

Aqui também são desprezados o bombeamento e as relaxações durante o tempo  $t_p$ . Assim, 4.2-20 fica:

$$\begin{aligned}\frac{dm}{dt'} &= Gm(n + n_a - 1) \\ \frac{dn}{dt'} &= -nm \\ \frac{dn_a}{dt'} &= -n_a \rho m\end{aligned}\quad \text{Eq. 4.4-7}$$

dividindo a segunda pela terceira equação temos:

$$\frac{dn_a}{n_a} = \frac{\rho dn}{n}$$

No começo da geração  $n_a = \alpha_a$ ;  $n = 1 - \alpha_a$ , e integrando desde o começo da geração até um certo instante arbitrário temos:

$$\int_{\alpha_a}^{n_a} \frac{dn_a}{n_a} = \rho \int_{1-\alpha_a}^n \frac{dn}{n}$$

e portanto,  $n_a = \alpha_a (n/n_i)^\rho$ , onde  $n_i = 1 - \alpha_a$ . Assim, 4.4-7 fica:

$$\begin{aligned}\frac{dm}{dt'} &= Gm \left[ n + \alpha_a (n/n_i)^\rho - 1 \right] \\ \frac{dn}{dt'} &= -mn\end{aligned}\quad \text{Eq. 4.4-8}$$

O que leva a:

$$\frac{dm}{dn} = -G \frac{n + \alpha_a (n/n_i)^\rho - 1}{n}$$

integrando,

$$\int_{m_i}^m dm = -G \int_{n_i}^n dn \left[ 1 + \frac{\alpha_a}{n_i^\rho} n^{\rho-1} - \frac{1}{n} \right]$$

logo,

$$m = m_i + G \left( n_i - n - \ln \frac{n_i}{n} + \frac{\alpha_a}{\rho} \cdot \frac{n_i^\rho - n^\rho}{n_i^\rho} \right)\quad \text{Eq. 4.4-9}$$

Comparando Eq.4.4-9 com Eq.4.3-5 vemos que a única diferença entre elas é o fator  $(\alpha_a/\rho)[(n_i^\rho - n^\rho)/n_i^\rho]$ . Mas se  $\rho \gg 1$  (Eq.4.4-4), então este

fator pode ser desprezado (se  $|\alpha_a| \approx 1$ ). Assim, vemos que a condição de  $\rho \gg 1$  realmente assegura um rápido chaveamento Q.

Numa analogia com o caso de chaveamento instantâneo, usamos Eq.4.3-6 e consideramos  $n_i = 1 - \alpha_a$  para obter:

$$m_{\max} = G[-\alpha_a - \ln(1 - \alpha_a)] \quad \text{Eq. 4.4-10}$$

Mas de Eq.4.4-3,  $(1 - \alpha_a) \approx 2$ , que é próximo de  $n_i = 3,5$ . Portanto as características de energia do pulso gigante para chaveamento Q ativo e passivo são bastante similares, e neste caso Eq.4.3-13 também pode ser usado.

A potência pico (Eq.4.3-13) deve ser primeiro adaptada aos parâmetros de um sistema laser com absorvedor saturável, e o procedimento é o seguinte:

$$P = I_{sd} \cdot A, \quad \text{e de 4.1-15, } I_{sd} = l \langle I \rangle \gamma_2 \quad \text{usando 4.1-20}$$

$$P = lA\gamma_2 Mchv \quad \Rightarrow \quad P = lA\gamma_2 hv \frac{m}{\sigma T_1} \quad \Rightarrow \quad P_{\max} = lA\gamma_2 hv \frac{m_{\max}}{\sigma T_1}$$

$$P_{\max} = \frac{lA\gamma_2 hv}{\sigma T_1} G[-\alpha_a - \ln(1 - \alpha_a)] \quad \Rightarrow$$

$$P_{\max} = \frac{lA\gamma_2 hv}{\sigma T_f} \left[ \frac{\Delta N_i}{\Delta N_{th}} - 1 - \ln \left( \frac{\Delta N_i}{\Delta N_{th}} \right) \right]$$

e portanto, usando-se 4.2-15 e 4.2-24, a potência pico para um laser com absorvedor saturável é:

$$P_{\max} = Ahv\Delta N_i \frac{1}{2} \ln \left( \frac{1}{R} \right) \frac{\left[ \mu c n^{-1} \left( \gamma_1 + \gamma_2 + \frac{l_a}{l} \gamma_{1a} \right) \right]}{\left[ \gamma_1 + \gamma_2 + \frac{l_a}{l} (g_{0a} + \gamma_{1a}) \right]} \left[ \frac{\Delta N_i}{\Delta N_{th}} - 1 - \ln \left( \frac{\Delta N_i}{\Delta N_{th}} \right) \right]$$

$$\text{Eq.4.4-11}$$

aqui  $c$  é a velocidade da luz no vácuo, e  $n$  o índice de refração do meio laser.

## 4.5 Chaveamento Q Repetitivo Para Bombeamento Contínuo

O bombeamento contínuo faz com que a inversão de população sofra uma variação cíclica, e entre os pulsos chaveados, a inversão cresce de um valor mínimo  $\Delta N_f$  a um valor máximo  $\Delta N_i$ . A condição de segundo limiar neste caso é aquela dada para um absorvedor rápido (New e O'hare, 1978), pois devido ao bombeamento contínuo ser pouco intenso, a taxa na mudança de fótons é lenta quando comparada a  $\tau_a$ . A teoria de Wagner e Lengyel (1963) continua válida, e pode ser aplicada ao caso de chaveamento Q repetitivo para bombeamento contínuo com algumas modificações (Koechner, 1988), assim, a potência pico, dada por Eq.4.3-13, não é alterada.

Durante a parte do ciclo em que o fator de qualidade Q é baixo, a variação da inversão do nível superior é

$$\frac{d\Delta N_2}{dt} = W_p (n_{tot} - \Delta N_2) - \frac{\Delta N_2}{\tau_{fl}}$$

Considerando  $\Delta N_2 \ll n_{tot}$ , a solução desta equação é

$$\Delta N(t) = \Delta N_\infty - (\Delta N_\infty - \Delta N_f) \exp(-t/\tau_{fl}) \quad \text{Eq. 4.5-1}$$

onde  $\Delta N_\infty$  é o valor assintótico que se aproxima a inversão de população para t grande (comparado a  $\tau_{fl}$ ), ou seja, é a inversão que se obtém para um ressonador sem retroalimentação.  $\Delta N_\infty$  é dado por

$$\Delta N_\infty = W_p \cdot \tau_{fl} \cdot n_{tot} \quad \text{Eq. 4.5-2}$$

e  $\Delta N_\infty$  depende do bombeamento e somente é atingido para taxas de repetição  $f$  pequenas comparadas a  $1/\tau_{fl}$ .

Para uma certa taxa de repetição  $f$ , o máximo tempo disponível para a inversão crescer entre os pulsos é  $t=1/f$ , logo,

$$\Delta N_i = \Delta N_\infty - (\Delta N_\infty - \Delta N_f) \exp(-\tau_{fl} f)^{-1} \quad \text{Eq. 4.5-3}$$

A potência média  $P_m$  de um laser chaveado de bombeamento contínuo é dada por

$$P_m = f \cdot \frac{\gamma_2}{\gamma_1 + \gamma_2} (\Delta N_i - \Delta N_f) h\nu V \quad \text{Eq. 4.5-4}$$

onde o fator  $\gamma_2/(\gamma_1 + \gamma_2)$  representa a fração de energia que sai do laser.

A largura temporal  $t_p$  de cada pulso chaveado é portanto dada por

$$t_p = \frac{P_m}{P \cdot f} \quad \text{Eq. 4.5-5}$$



## 4.6 Travamento de Modos Longitudinais

Um ressonador, como visto, permite oscilações com frequências  $\nu_q$  separadas por  $\nu_{q+1} - \nu_q = c/2L$ . Com o aumento do bombeamento, chega-se ao ponto em que o centro da linha de ganho atinge o limiar e começa então uma oscilação com frequência  $\nu_0$ . Um posterior aumento no bombeamento pode ou não levar à oscilação de outros modos longitudinais; isto vai depender se o meio ativo é alargado homogeneamente ou inomogeneamente.

No caso de alargamento homogêneo ideal, um aumento na taxa de bombeamento não pode levar a um aumento na inversão de população, pois isto faria com que o ganho  $g(\nu)$  violasse a condição de limiar. Como, neste caso, a forma de linha do ganho representa a resposta individual de cada átomo, segue que o perfil de  $g(\nu)$  permanece o mesmo que no limiar para condições de bombeamento igual ou superior ao bombeamento de limiar. Todas as frequências diferentes de  $\nu_0$  permanecem abaixo do limiar, e o laser oscila em apenas uma frequência.

No caso de alargamento inomogêneo, cada átomo pode ser considerado como diferente do outro, e a curva de ganho representa a distribuição de frequências de transição dos átomos individuais. Ao atingir o limiar, o ganho em  $\nu_0$  permanece constante, mas o ganho para as outras frequências aumenta com o bombeamento, até atingir o limiar, permanecendo então constante neste valor. A ação laser acontece então em vários modos longitudinais.

Em um caso real contudo, todo laser apresenta várias frequências de oscilação, pois não existe um meio ativo com alargamento homogêneo puro, e as frequências permitidas são aquelas dadas na seção 3.4. As fases e as amplitudes dos modos transversais e longitudinais variam aleatoriamente, e a interferência entre eles causa uma flutuação na intensidade de saída.

Se, contudo, estes modos forem forçados a manter uma relação de fase constante um com o outro, a emissão laser será muito modificada. Se as diferenças de fase entre estes modos é zero, a interferência faz com que a distribuição de intensidade, tanto temporal quanto espectral, seja uma gaussiana, e no espaço, a radiação oscilante toma a forma de um único pulso. Como este pulso circula no ressonador, a saída do laser é formada por uma série de pulsos com taxa de repetição  $c/2L$ , correspondente ao tempo de vôo  $T$  do ressonador.

Um laser operando nestas condições é dito operar em “modos travados” (*mode locked*) ou em “fases travadas” (*phase locked*), e os pulsos

assim gerados podem ser descritos no domínio do tempo ou de frequências, um estando relacionado ao outro através da transformada de Fourier.

A relação (única) que existe entre os perfis de intensidade espectral e temporal de um pulso é:

$$\Delta\nu t_p \geq K$$

onde  $\Delta\nu$  e  $t_p$  são a largura à meia altura do perfil de intensidade espectral e temporal respectivamente. O fator  $K$  depende da forma temporal do pulso e a sua transformada de Fourier. De modo geral,  $K \approx 1$ . Portanto, para uma dada largura de banda espectral, a menor largura temporal de um pulso de modos travados é:

$$t_p = \frac{K}{\Delta\nu}$$

onde aqui,  $\Delta\nu$  é a largura de banda do meio com ganho para oscilar. Como o número  $M$  de modos oscilantes é  $\Delta\nu \cdot T$ , então:

$$t_p \approx \frac{1}{\Delta\nu} \approx \frac{T}{M} \quad \text{Eq. 4.6-1}$$

O travamento das fases dos modos axiais faz com que toda a potência do laser seja transferida para um único pulso estreito no tempo. A potência pico deste pulso é  $M$  vezes a potência média resultante do casamento incoerente dos modos longitudinais.

A geração do regime *mode-locking* requer que os modos axiais tenham relação de fase constante, e isto pode ser obtido através da modulação do ganho ou das perdas do laser numa frequência  $\omega = \pi c/L$ . Isto pode ser feito, por exemplo, pela inserção no ressonador de uma janela temporalmente fina, a qual fica fechada a maior parte do tempo (altas perdas), e aberta por um breve período a cada  $T = 2L/c$ . Nesta situação, não há oscilação para único modo nem para multimodo com fases arbitrárias; somente um pacote de energia com período  $T$  (correspondente ao caso de modos travados) consegue sobreviver neste esquema.

Esta modulação das perdas ou do ganho pode ser feita de maneira ativa ou passiva. No primeiro caso, uma modulação periódica forçada é introduzida, com frequência igual ou um múltiplo de  $c/2L$ ; isto pode ser feito, por exemplo, por um modulador acusto-óptico que deflete o feixe para fora do ressonador. No segundo caso, um absorvedor saturável é introduzido no

ressonador, e as perdas introduzidas por ele são tais que um auto travamento dos modos longitudinais acontece espontaneamente.

#### 4.6.1 Travamento De Modos Longitudinais Passivo

Nós vamos aqui nos restringir ao caso de *mode locking passivo*, o qual pode ser mais convenientemente explicado através de teorias no domínio do tempo baseadas no “modelo de flutuações”. Este modelo foi primeiramente proposto por Letokhov (1968 e 1969), Basov et al. (1970) e Fleck (1968 e 1970), e posteriormente aprimorado por New (1979), e de acordo com estes modelos, a distribuição de intensidade dos modos travados evolui, em cada pulso laser, a partir de uma figura de ruído inicial diferente, a qual surge próxima ao limiar do laser. Os picos mais intensos desta figura são preferencialmente selecionados pela ação do absorvedor saturável, e no final a sua intensidade é ordens de grandeza maior que a de qualquer outro pulso.

Para melhor compreender este fenômeno, vamos primeiramente analisar as características de um absorvedor saturável e do campo de radiação inicial dentro de um ressonador laser.

##### *O Absorvedor Saturável:*

O absorvedor saturável, no sentido descrito na seção 4.4 pode ser classificado em dois tipos diferentes: “absorvedor saturável lento” e “absorvedor saturável rápido”.

O absorvedor saturável lento, é aquele que aumenta sua transmissão com o aumento da intensidade de luz incidente, mas não recupera sua absorção em uma escala de tempo da ordem do tempo de vôo dos fótons no ressonador. O absorvedor saturável rápido é aquele que pode recuperar seu estado inicial de absorção em um tempo muito menor que a duração do pulso incidente. Em um absorvedor lento, a medida em que a intensidade cresce, a transmissão não só aumenta, como também se mantém alta por um longo período de tempo após a passagem do pulso. Assim, a parte inicial deste pulso é mais absorvida que a sua parte final.

Em um absorvedor rápido, a resposta é praticamente instantânea a qualquer mudança na intensidade da luz incidente. Qualquer parte do pulso é submetida ao estado inicial de absorção do elemento absorvedor.

### *O Campo de Radiação Inicial:*

Os processos “espontâneos” de decaimento do elemento ativo são os responsáveis pela formação do campo de radiação inicial, o qual é composto de vários modos longitudinais, separados pela frequência  $\Delta\omega' = 2\pi/T$ , e cobrindo o intervalo  $\Delta\nu$ . A relação de fase entre estes modos é aleatória, o que leva a uma grande flutuação na intensidade. O perfil portanto é formado por um grande conjunto de “pulsos de flutuação” com enorme variação de amplitude. A largura temporal  $\tau_{\text{flut}}$  mínima possível para uma destas flutuações é determinada pela largura de linha do elemento ativo:

$$\tau_{\text{flut.}} \approx \frac{1}{\Delta\nu} \quad \text{Eq. 4.6-2}$$

Devido à presença dos espelhos no ressonador, uma certa parte da emissão espontânea retorna ao meio ativo, e é amplificada por este. Quando o ganho de limiar é atingido, o campo de radiação é então formado por este ruído amplificado, e pela emissão espontânea, sendo que a contribuição do primeiro é muito maior que a do segundo. Surge assim, uma “correlação periódica” do campo em instantes de tempo separados por intervalos iguais ao tempo requerido para que a radiação dê uma volta no ressonador.

### *O Campo de Radiação Inicial na Presença de um Absorvedor Saturável:*

A condição de limiar para um laser com absorvedor saturável não saturado é:

$$G_0 - G_{0a} - \Gamma_{1a} - \Gamma_1 > \Gamma_2 \quad \text{Eq. 4.6-3}$$

onde  $G_0 = l g_0$ ;  $\Gamma_1 = l \gamma_1$ ;  $\Gamma_2 = l \gamma_2$ ;  $G_{0a} = l_a g_{0a}$ ;  $\Gamma_{1a} = l_a \gamma_{1a}$ . Quando o absorvedor está em estado de transmissão total ( $G_{0a} \approx 0$ ) esta condição se torna:

$$G_0 - \Gamma_{1a} - \Gamma_1 > \Gamma_2 \quad \text{Eq. 4.6-4}$$

Dado o perfil inicial do campo de radiação, sempre podemos ajustar o ganho (bombeamento), de tal maneira que somente as flutuações mais intensas consigam saturar o absorvedor, e a condição dada por Eq.4.6-3 só é então satisfeita para as maiores flutuações. Assim, fica claro que o absorvedor deve recuperar seu estado de absorção logo após a passagem de um pulso

intenso, pois do contrário, pulsos menores também passam pelo absorvedor e são então amplificados. Se este tempo de recuperação é longo, mas ainda menor que  $T$ , temos a passagem de vários pulsos, resultando em um *mode locking incompleto*; se este tempo é maior que  $T$ , um número excessivamente grande de pulsos são amplificados, dando origem à formação de um pulso gigante (chaveamento Q).

Para o caso de *mode locking* (completo ou incompleto), o pulso (ou pulsos) que satura o meio absorvedor, volta ao meio de ganho e é amplificado, enquanto que os pulsos menos intensos são suprimidos do campo de radiação. Este pulso fica então circulando pelo ressonador, ganhando energia cada vez que passa pelo meio de ganho e perdendo energia cada vez que passa pelo absorvedor saturável. Toda vez que passa pelo espelho de saída, ele emite parte de sua radiação, fazendo com que, na saída do laser, a radiação seja formada por um trem de pulsos de luz separados por um intervalo de tempo igual a  $T$ .

O processo de transformação do campo de radiação em um laser com absorvedor saturável como descrito acima, é conhecido como *mode locking passivo*; e quando estudado em mais detalhe mostra claramente a existência de três estágios distintos:

- 1- *Estágio de Amplificação e Absorção Linear;*
- 2- *Estágio de Absorção Não Linear;*
- 3- *Estágio de Amplificação Não Linear.*

*1- Estágio de Amplificação e Absorção Linear;*

No seu estágio inicial, as flutuações possuem uma intensidade muito baixa, e por isso, a amplificação e a absorção são lineares; mesmo assim, o campo inicial já sofre uma significativa transformação na distribuição da radiação.

Esta transformação vem do fato de que o ganho é uma função da frequência, e assim, uma natural seleção dos modos longitudinais acontece, pois aqueles mais ao centro da linha de ganho são mais amplificados. A conseqüente diminuição no número destes modos resulta então em um estreitamento espectral, o qual por sua vez, leva a um alargamento temporal das flutuações e a uma diminuição da sua amplitude.

Se na figura do campo de radiação inicial,  $\langle I \rangle$  é a intensidade média das flutuações, e se o campo possui  $M$  modos, dados por  $M = \Delta\nu_0 / \Delta\omega$ , então este ruído possui flutuações cuja intensidade ultrapassa o valor médio  $\langle I \rangle$  por  $\chi$  vezes; onde a relação aproximada é válida (Tarasov, 1983)

$$\chi \approx \ln(M) \quad \text{Eq. 4.6-5}$$

E o intervalo de tempo médio em que estas flutuações aparecem é:

$$T_\chi \approx \left( \frac{T}{M} \right) \exp(\chi) \quad \text{Eq. 4.6-6}$$

Assim, se o perfil do campo inicial possuir  $M \approx 10^3$  modos longitudinais, é possível então que existam flutuações cuja intensidade seja aproximadamente uma ordem de grandeza maior que a intensidade média  $\langle I \rangle$ .

O intervalo de tempo médio  $T_\chi$ , em que estas flutuações mais intensas aparecem, decresce com o aumento de  $M$ , aumentando assim a probabilidade de aparição destas flutuações durante o período do ressonador. Mas isto também significa um aumento da probabilidade de aparição de duas ou mais flutuações intensas, o que por sua vez, diminui a probabilidade de ocorrência do regime de *mode locking* "completo".

O fato do ruído inicial ser formado por um conjunto de flutuações onde alguns pulsos intensos e periódicos se sobressaem, não significa o estabelecimento deste regime, pois neste caso, a energia média está concentrada nos pulsos menores, e não nas flutuações de máxima intensidade. A transformação de um caso para outro é que caracteriza a formação de um *mode locking*.

O estágio termina quando o aumento na intensidade leva ao aparecimento de alguma não linearidade no ressonador.

## 2- Estágio de Absorção não Linear

Neste estágio, alguns pulsos já possuem uma intensidade próxima à intensidade de saturação  $I_s^a$  do meio absorvedor. E é durante o processo de saturação em que ocorre uma seleção natural das flutuações, onde a energia média da radiação passa das flutuações menos intensas para as de maior amplitude.

Este processo de seleção surge pelo fato de que as flutuações mais intensas conseguem saturar o meio absorvedor, enquanto que as menos intensas

não. Se o absorvedor for suficientemente rápido, seu estado de absorção é recuperado logo após a passagem das flutuações de maior amplitude, enquanto que as outras são prontamente absorvidas. Das flutuações restantes, a atuação do absorvedor vai no sentido de favorecer aquela de maior intensidade. Esta por sua vez, experimentará um ganho muito superior às flutuações menos intensas, que são mais absorvidas pelo absorvedor. Assim, após várias passagens pelo ressonador esta é a única que consegue sobreviver (*mode locking completo*).

A suposição de que esta seleção das flutuações mais intensas ocorre quase que totalmente neste segundo estágio foi feita inicialmente por Letokov (1968 e 1969). New (1978 e 1979) mostrou porém, que esta seleção é muito mais eficiente quando os processos de saturação da absorção e do ganho estão delicadamente balanceados, estando este balanço relacionado ao “segundo limiar” e tendo uma natureza probabilística. Isto implica que a eficiência do processo é muito maior para o caso de ganho líquido pequeno. Assim, a relação entre os parâmetros que governam a saturação do ganho e da absorção dita as condições de melhor probabilidade de ocorrência de *mode-locking*, e também de sua qualidade. Se o ganho for excessivamente grande, haverá uma flutuação deste, que eventualmente levará ao regime de chaveamento Q.

A saturação do ganho e da absorção têm portanto um papel fundamental na seleção das flutuações mais intensas. Assim, uma definição mais precisa do que sejam estas saturações deve ser feita. New (1979) usa a variação do ganho em relação ao ganho líquido de pequeno sinal  $G_{lq} = (G_0 - G_{0a} - \Gamma_{1a} - \Gamma_1 - \Gamma_2)$  para estabelecer um critério onde é definido um fluxo  $F_{nl}^g$  como sendo um pequeno fator  $\xi$  (geralmente 0,02) vezes o fluxo para o qual a não linearidade da amplificação se torna severa. Este fluxo é então:

$$F_{nl}^g = \frac{\xi G_{lq}^2}{(G_{lq} + \Gamma_{1a} + \Gamma_1 + \Gamma_2) \sigma_e T} \quad \text{Eq. 4.6-7}$$

A fórmula correspondente para o caso onde a não linearidade do absorvedor domina é:

$$F_{nl}^a = \frac{\xi G_{lq}}{\rho_{ga} \sigma_a \tau_a G_{0a} \chi} \quad \text{Eq. 4.6-8}$$

esta fórmula surge do critério de Kryukov e Letokhov (1972) onde  $(G_{lq}/\sigma_a \tau_a G_{0a})$  é o fluxo para o qual o coeficiente de ganho líquido é o dobro do valor não saturado. O fator  $\chi = \varphi_1/\bar{\varphi}$  é a razão entre o fluxo da maior flutuação (normalizado pelo fluxo de saturação do absorvedor saturável  $(\sigma_a \tau_a)^{-1}$ ) e o

fluxo médio. Este fator é introduzido pelo fato de que é o maior pico na figura do campo que produz a máxima não linearidade.  $\rho_{ga}$  é a razão das áreas dos feixes no meio de ganho e no absorvedor respectivamente. A introdução deste fator, que pode ser feita por exemplo pela introdução de um telescópio no ressonador, ajuda no controle da dinâmica dos processos, tornando-se possível atuar em sistemas onde as seções de choque não são adequadas.

O menor valor entre  $F_{nl}^g$  e  $F_{nl}^a$  mostra qual a não linearidade a surgir primeiro. Como os processos de saturação do ganho e da absorção devem estar delicadamente balanceados para uma melhor seletividade das flutuações, a razão

$$X = F_{nl}^g / F_{nl}^a \quad \text{Eq. 4.6-9}$$

deve estar próxima de 1.

A taxa com que acontece a alteração no perfil de intensidade, também é um fator importante na formação do *mode locking passivo*. Esta taxa depende do índice de não linearidade  $p$ , definido da seguinte maneira (Tarasov, 1983):

$$p-1 = \frac{G_{0a}}{G_0 - (G_{0a} + \Gamma_{1a} + \Gamma_1 + \Gamma_2)} = \frac{G_{0a}}{G_{lq}} \quad \text{Eq. 4.6-10}$$

ou seja, a variação do perfil do campo de radiação pode ter sua taxa aumentada pelo aumento do coeficiente de absorção ressonante  $g_{0a}$  ou pela diminuição do ganho líquido.

O aumento de  $g_{0a}$  implica em uma maior ação do absorvedor durante uma única passagem da radiação, enquanto que a diminuição do ganho líquido leva a um aumento no número de passagens desta radiação necessárias para saturar o filtro. Sendo que um ganho líquido muito grande pode até saturar o absorvedor em uma única passagem. Um grande número de passagens pelo filtro se torna então importante, pois isto implica em uma seletividade maior dos pulsos mais intensos. Para que isto aconteça, é preciso que o laser opere próximo ao limiar, ou seja,

$$G_0 \geq G_{0a} + \Gamma_{1a} + \Gamma_1 + \Gamma_2 \quad \text{Eq. 4.6-11}$$

O processo de saturação do filtro que leva a esta seletividade também acarreta em outras modificações nas flutuações resultantes. Estes efeitos estão relacionados à maneira pela qual ocorre a transformação do campo de radiação. Alguns autores, New (1979), Kryukov e Letokhov (1972)



mostraram que o perfil de campo final  $I_f(t)$  está relacionado ao perfil de campo inicial  $I_i(t)$ , após a completa saturação do absorvedor, da seguinte maneira:

$$I_f = \text{const.} (I_i)^p \quad \text{Eq. 4.6-12}$$

Uma análise da evolução das flutuações baseada nesta relação, New (1979) e Tarasov (1983), mostra que cada flutuação do perfil inicial tem sua largura temporal  $t_{pi}$  contraída para a largura final  $t_{pf}$  da seguinte maneira:

$$t_{pi} = t_{pf} \sqrt{p} \quad \text{Eq. 4.6-13}$$

enquanto que a relação de intensidade entre quaisquer duas flutuações  $I'$  e  $I''$  é modificada por:

$$\frac{I'_f}{I''_f} = \left( \frac{I'_i}{I''_i} \right)^p \quad \text{Eq. 4.6-14}$$

Portanto, o efeito da saturação sobre o campo de radiação é encurtar a largura temporal dos pulsos de flutuação e aumentar a diferença entre as suas intensidades.

As equações acima mostram que estes efeitos podem ser bastante consideráveis para altos valores de  $p$  ( $p \gg 1$ ), desde que o absorvedor consiga relaxar rapidamente e que tenha um coeficiente de perda não linear o mais alto possível, de modo a assegurar operação próxima ao limiar.

A condição ideal para a formação do *mode locking* passivo (para o caso de um absorvedor saturável lento) (New 1979), é aquela em que o processo de saturação do ganho e das perdas estão dinamicamente balanceados. Para isto, é necessário que  $X < 1$ , o que significa que a ação do absorvedor se dá primeiro, provocando uma absorção da parte inicial do pulso, enquanto que logo em seguida, a diminuição do ganho leva a uma perda para a sua parte final. A recuperação do ganho e da perda antes da próxima passagem do pulso garante a estabilidade para um estado estacionário (New, 1974) (Haus, 1975). Em cada passagem, as "abas" do pulso são submetidas a uma perda, enquanto que o pico recebe ganho. Esta situação não é alterada com as sucessivas passagens do pulso, e portanto, o poder de diminuição da largura temporal do pulso pelo sistema se mantém inalterado. Assim, ao contrário do que se pensava

inicialmente, torna-se possível a obtenção de pulsos com largura temporal muito menor que o tempo de recuperação do absorvedor saturável (Arthurs apud Ippen, 1994, p. 161).

A ocorrência do processo como descrito acima, depende de duas condições fundamentais (Ippen 1994): 1- que imediatamente antes da chegada do pulso, a perda seja maior que o ganho (ambos parcialmente recuperados); 2- que  $\sigma_a > \sigma_e$ . A primeira condição assegura perda para a parte inicial do pulso, e geralmente requer que o absorvedor recupere mais rapidamente que o ganho, pois para o processo se iniciar, o ganho deve estar totalmente recuperado, e deve ser maior que a perda. A segunda condição permite que o centro do pulso seja submetido a um ganho líquido positivo.

### 3- *Estágio de Amplificação não linear.*

Este estágio é iniciado com a saturação total do absorvedor, o pulso é então rapidamente amplificado causando uma grande queda na inversão de população do meio laser. O bombeamento recupera o ganho antes da nova passagem do pulso; passagens sucessivas do pulso através do ressonador resulta na aparição de um trem de pulsos na saída do laser.

### *Mode Locking de Pulso Gigante*

Este tipo de operação é aquele em que o *mode-locking* ocorre em um laser com bombeamento pulsado; neste caso também acontecem os três estágios descritos acima, porém, no estágio de amplificação não linear, a inversão de população é completamente consumida; no início o pulso aumenta de intensidade, mas com a diminuição da população invertida sua intensidade começa a diminuir após poucas voltas no ressonador. Como resultado, o trem de pulsos na saída do laser adquire um envoltório como se fosse um “pulso gigante” com uma subestrutura de *mode-locking*.

### *Características do Pulso Gigante:*

A evolução dos pulsos que formam o pulso gigante, após a seleção das flutuações ter sido completada, pode levar a intensidades muito altas. Estas intensidades, podem causar o aparecimento de efeitos não lineares dependentes da intensidade, como a automodulação de fase e a autofocalização. Tais efeitos tendem a ocorrer nas etapas finais da evolução do sinal, e podem causar uma fragmentação espectral e espacial do pulso, impondo um limite ao seu encurtamento temporal.

A teoria de chaveamento Q desenvolvida por Wagner-Lengyel (1963) levou à formulação da potência pico como visto na seção 4.4. Uma adaptação deste resultado ao caso de *mode locking passivo*, foi feita por New (1979), e o resultado é dado em função da máxima energia por unidade de área  $\varepsilon$  para um único pulso *mode locked*:

$$\varepsilon = \left( \frac{h\nu}{\sigma_c} \right) \left[ G_{0a} - \Gamma \ln(1 + G_{0a}/\Gamma) \right] \quad \text{Eq. 4.6-15}$$

onde  $\Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2 + \Gamma_{1a}$  é a soma das perdas lineares.

A largura temporal aproximada do envelope do pulso gigante  $t_{pg}$ , escrita em termos do número de trânsitos no ressonador,  $\kappa = t_{pg}/T$ , é:

$$\kappa = 2(G_{0a})^{-1} \left[ \frac{\Gamma}{G_{0a}} - \left( \frac{\Gamma}{G_{0a}} \right)^2 \ln \left( 1 + \frac{G_{0a}}{\Gamma} \right) \right]^{-1/2} \quad \text{Eq. 4.6-16}$$

esta fórmula geralmente subestima  $\kappa$ , mas mostra que como esperado, o aumento de  $g_{0a}$  leva a uma diminuição na largura do trem de pulsos.

Devemos ainda salientar que, em muitos casos reais, os efeitos de auto-ação citados acima tendem a alterar os resultados das expressões  $\varepsilon$  e  $\kappa$  no sentido de diminuir a densidade de energia dos pulsos e a aumentar a largura temporal do pulso gigante.

#### *A Otimização dos parâmetros:*

O objetivo na otimização da performance de um laser de pulso gigante e *mode-locking* passivo, é a de aumentar a probabilidade de seleção de uma “única” flutuação da figura de ruído inicial, durante o processo de saturação do absorvedor. Para isso, é preciso atuar nos parâmetros do sistema, de tal maneira que, para cada pulso da lâmpada, seja grande a probabilidade de obtenção de uma configuração adequada de campo de radiação inicial. Esta configuração adequada significa que o campo deve conter um número muito pequeno de flutuações (se possível uma só) cuja intensidade seja muito maior que a intensidade média das demais flutuações.

Assim, concluímos que, para o estabelecimento das condições adequadas para o regime de *mode locking* passivo, as características dos principais parâmetros envolvidos no sistema devem ser:

- X e  $1/p$  devem ser pequenos, desde que o laser ultrapasse o segundo limiar;

- Deve ser minimizada a incidência de eventos onde as duas maiores flutuações tenham intensidades próximas. Para isso, é preciso manter baixo o número de modos no ressonador, o que pode ser feito diminuindo-se o comprimento da cavidade ou a largura de banda do meio de ganho;
- A energia de bombeamento  $E_p$  deve estar próxima ao limiar (~10% acima);
- $\sigma_e$ ,  $\sigma_a$ ,  $\tau_a$  e  $\rho_{ga}$ . Os três primeiros dependem da escolha do material, mas é desejável que  $\sigma_a > \sigma_e$  e  $\tau_a \ll T$ . A variação de  $\rho_{ga}$  ajuda no controle do ponto de operação.
- O aumento de  $G_{0a}$  aumenta  $p$ , mas também aumenta  $X$ . Se o sistema possui  $X$  pequeno, o aumento de  $G_{0a}$  é benéfico, mas se o sistema possui  $X$  grande, este benefício pode ser anulado pelo aumento de  $X$ .
- O efeito de encurtar a cavidade (diminuir  $T$ ), é qualitativamente equivalente àquele de aumentar  $G_{0a}$ , com a vantagem de evitar os problemas de dano associados a altos valores de absorção saturável.

## 5. CENTROS DE COR $F_2^-$ EM CRISTAIS DE LiF

A ação de radiação ionizante (gama, elétrons, neutrons, raios-x) nos cristais pode criar defeitos pontuais, confinando elétrons e buracos em sítios da rede. A vacância aniônica é o defeito pontual mais simples, e representa a ausência de um íon negativo na rede cristalina. Esta vacância possui uma carga positiva efetiva, e quando captura um elétron  $e^-$  forma um defeito chamado centro F, cuja estrutura eletrônica é similar àquela do átomo de hidrogênio. A agregação destes centros dá origem à formação de outros defeitos, que derivam estruturalmente de dois ou mais centros F (German, 1989). O  $F_2^-$  é um destes centros, e consiste de um par de centros F com um elétron em excesso, e tal sistema, analogamente ao centro F, possui uma configuração de níveis eletrônicos semelhante àquela do hidrogênio molecular ( $H_2^-$ ). O diagrama de Frank Condon que descreve estes níveis de energia e as transições do  $F_2^-$  em função da coordenada de configuração  $q$ , é mostrado na figura 5.1.

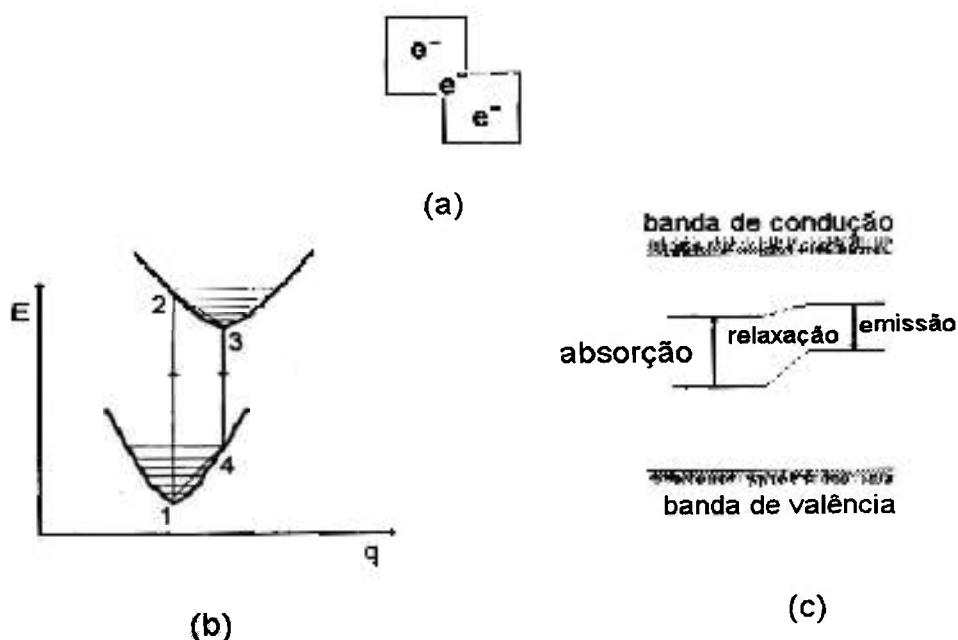


Fig.5-1- Descrição do centro  $F_2^-$  em LiF; (a) modelo de rede; (b) diagrama de coordenada de configuração; (c) estados eletrônicos de mais baixa energia e ciclo óptico.

O ciclo óptico do centro  $F_2^-$  é formado por quatro transições entre níveis de energia que ocorrem dentro do *gap* existente entre a banda de valência e a banda de condução. Estas transições são: - A primeira (1→2), que é uma transição eletrônica-vibracional de dipolo elétrico, representa uma absorção do estado fundamental para o primeiro estado eletrônico excitado ( ${}^2\Sigma_u \rightarrow {}^2\Sigma_g$ ), correspondendo a uma banda com largura  $\Delta\nu \approx 1600 \text{ cm}^{-1}$  centrada em  $\lambda = 960 \text{ nm}$  ( $\sim 10.400 \text{ cm}^{-1}$ ), à temperatura ambiente. Após a transição, a nova distribuição da carga eletrônica do estado excitado não está em equilíbrio eletrostático com o campo cristalino local. Assim, os primeiros íons positivos vizinhos acomodam-se para compensar esta mudança de carga. Este processo, que é chamado de relaxação, leva os elétrons ao estado excitado relaxado (2→3) através de transições entre os subníveis vibracionais, e têm um tempo de vida característico inferior a  $10^{-12}$  segundos (Lancranjan et al., 1989). A partir deste estado, o elétron decai com parcial emissão de luz (3→4) para o estado fundamental não relaxado, sofrendo assim uma transição ( ${}^2\Sigma_u \rightarrow {}^2\Sigma_g$ ) eletrônica-vibracional com tempo de vida  $\tau \approx 60 - 100 \text{ ns}$ , e com uma banda de emissão centrada em  $1,16 \mu\text{m}$ , com largura de  $\pm 80 \text{ nm}$ . Após outro processo de relaxação, o elétron chega novamente ao estado fundamental (4→1). Apesar de ser um centro de cor com excesso de elétrons, sua estabilidade fototérmica é notável.

Os centros  $F_2^-$  possuem um pequeno deslocamento de Stokes ( $E_{st} = E_{2 \rightarrow 3} + E_{4 \rightarrow 1} = E_{2 \rightarrow 1} - E_{3 \rightarrow 4}$ ) quando comparados com a sua energia de transição luminescente ( $E_l = E_{3 \rightarrow 4}$ ), que vale  $E_{st} = 0,2E_l$ , o que leva a um ciclo óptico energeticamente favorável e pouco dependente da temperatura. Por outro lado, este deslocamento é suficientemente grande para permitir uma operação laser de quatro níveis do  $F_2^-$ . Outra consequência do pequeno deslocamento de Stokes, é que os valores da força do oscilador  $f$ , para as transições da emissão e absorção, são aproximadamente iguais e foram medidas como  $f = 54 \times 10^{-3}$  (Arkhangel'skaya apud Lancranjan et al. 1989) ou  $f = 6,5 \times 10^{-3}$  (Gellermann et al. 1987)

As características favoráveis dos centros  $F_2^-$ , aliadas àquelas dos cristais de fluoreto de lítio (como por exemplo limiar de dano de  $\sim 10 \text{ J/cm}^2$  (Basiev et al., 1988)), formam um sistema bastante favorável ao uso em lasers. Assim, o  $\text{LiF:F}_2^-$  tem sido usado com sucesso para chaveamento Q de lasers pulsados e contínuos, como isoladores ópticos para lasers de neodímio, como elemento passivo para lasers com travamento de modos e como elemento laser ativo com alta eficiência.

Os cristais de LiF apresentam como pontos favoráveis a sua alta resistência à umidade, durabilidade mecânica, facilidade de manuseio, e baixo

custo, além de serem rotineiramente produzidos em nossos laboratórios. A estrutura cristalina é do grupo espacial  $Fm\bar{3}m$  com simetria cúbica geral, sendo portanto inerentemente isotrópica. Estes cristais têm também boas características termo-ópticas, tais como o baixo valor da variação do índice de refração em função da temperatura ( $dn/dt=1,2 \cdot 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ ) e um alto coeficiente de condutividade térmica  $c=14 \text{ W/m}^\circ\text{C}$  (a 300K). Assim, a potência térmica crítica  $P_{cr}=\lambda c |dn/dt|^{-1}$  de um cristal de LiF, para o qual o valor da aberração térmica se torna comparável com o comprimento de onda do laser, chega a 1,25W para  $\lambda=1,06\mu\text{m}$ , que é três a quatro ordens de grandeza maior que a das soluções de corantes orgânicos (Mirov e Basiev, 1994), e mesmo da ordem de grandeza da potência crítica térmica para o YAG, que é de 1,3W. De fato, os centros  $F_2^-$  são os centros de cor mais estáveis à temperatura ambiente conhecidos até o momento.

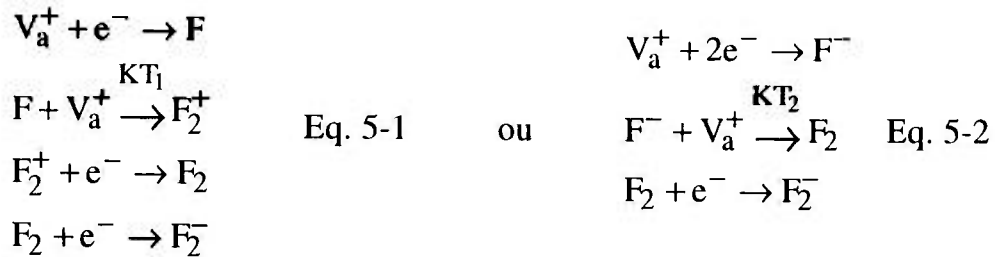
De uma maneira geral, os centros de cor apresentam uma série de desvantagens para muitas aplicações na área de lasers, como: “Bleaching” óptico e degradação do centro sob irradiação de bombeamento; degradação espontânea térmica ou termo-óptica à temperatura ambiente; presença de absorção na região de emissão; perdas não lineares devido a absorção do estado excitado; perdas de formação de estado tripleto e sobreposição das bandas de absorção de diferentes centros.

Diferentemente, contudo, da maioria dos centros de cor, o  $F_2^-$  possui uma série de vantagens para o seu uso em lasers: é altamente resistente à radiação de bombeamento; à degradação térmica e termo-óptica; não apresenta absorção de estado excitado notável para os níveis de intensidade normalmente utilizados; seu tempo de vida à temperatura ambiente é de vários anos; como elemento laser pode operar em todos os regimes temporais conhecidos, desde CW a pulsos de subpicosegundos, apresentando estreita largura espectral de oscilação e grande região de sintonia ( $\sim 2500\text{cm}^{-1}$ ), com alto ganho e perfil quase homogêneo (Mirov, 1989). Este alto ganho por sua vez, torna a sua ação laser pouco sensível à qualidade óptica dos elementos intracavidade e às características espaciais e angulares da radiação de bombeamento.

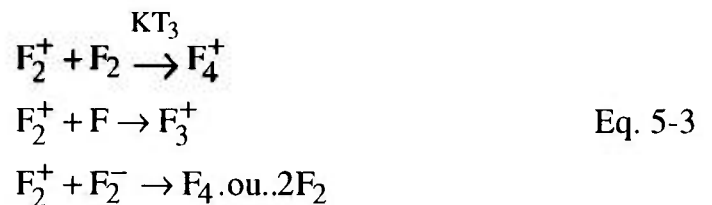
Uma das poucas dificuldades do uso dos  $\text{LiF:F}_2^-$ , é o de se obter altas concentrações do centro com baixas perdas residuais (alto contraste), pois estes centros são um dos últimos a serem produzidos por danos de radiação; e uma maneira de se conseguir melhores sistemas é o de se conhecer o processo de formação destes centros.

Os constituintes dos centros de cor e seus agregados, como visto, são vacâncias aniônicas  $V_a^-$  e elétrons livres  $e^-$ , e a captura de um elétron por uma vacância resulta na formação do centro F. Em cristais de LiF, e na

temperatura ambiente, as vacâncias são móveis, o que torna possível dois canais predominantes de reação para a formação do  $F_2^-$  (Nahum, 1967):



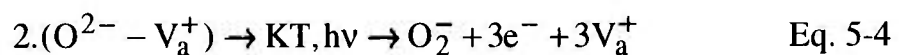
Futuras reações entre estes centros, podem também consumir os centros  $F_2^+$  e  $F_2$  (formadores do  $F_2^-$ ) e o próprio  $F_2^-$ . Estas reações podem ser:



onde o produto de reação  $2F_2$  foi observado por Vicente (1989).

Os três conjuntos de reações acima, dependem criticamente da mobilidade dos defeitos que é função da temperatura, e o seu controle portanto, pode inibir ou aumentar certo canal de reação. No caso dos centros  $F_2^-$ , uma temperatura baixa demais inibe a formação de seus precursores  $F_2^+$  e  $F_2$ , e uma temperatura alta demais destrói estes centros e até o próprio  $F_2^-$ .

Estas reações podem também ser influenciadas pela presença de impurezas na rede cristalina, principalmente por impurezas de oxigênio, as quais podem existir na forma de  $O^{2-}$  ou como componentes do grupo  $OH^-$ . Ambas as impurezas podem estar livres, ou ligadas, a impurezas metálicas catiônicas. À temperatura ambiente, o  $O^{2-}$  pode se ligar a uma vacância aniônica para formar o dipolo  $O^{2-}-V_a^+$ . Quando submetido à radiação ionizante, este dipolo sofre uma reação do tipo:

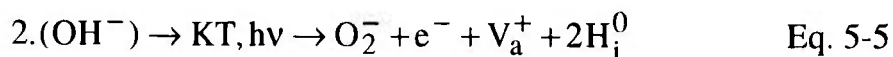


Nota-se que esta reação representa um possível meio de produção de elétrons e vacâncias, que são os constituintes básicos na formação dos centros  $F_2^-$ . Experimentalmente (Shkadarevich, 1990), verifica-se que um aumento de impurezas do tipo  $O^{2-}$  leva a um aumento quase que linear na



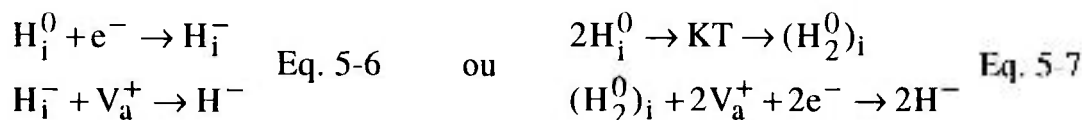
concentração de  $F_2^-$ . Uma análise cuidadosa contudo deve ser feita, pois a formação de outros agregados que contribuem para as perdas residuais também aumentam com a concentração de  $O^{2-}$ .

No caso do grupo  $OH^-$ , a reação com a radiação leva a (Lancranjan et al. 1989) (Akhvlediani et al. 1980):



onde  $H_i^0$  é um átomo neutro de hidrogênio colocado em uma posição intersticial da rede cristalina.

O átomo de hidrogênio por sua vez, em um cristal de haleto alcalino e na temperatura ambiente, sofre as seguintes reações:



As reações acima mostram que a presença de grupos  $OH^-$  leva a um consumo de vacâncias aniônicas e de elétrons livres, sem a formação de centros de interesse como o centro F. Mesmo assim, a presença de uma certa concentração de  $OH^-$  pode ser tolerada, pois este também forma uma certa quantidade de  $O^{2-}$ ,  $e^-$  e  $V_a^+$  como mostra Eq.5-5. Do ponto de vista experimental (Shkadarevich, 1990), foi verificado que a concentração de centros  $F_2^-$  pouco depende dos grupos  $OH^-$  para concentrações de até 1ppm. Também verificou-se que as perdas, ao contrário, aumentam muito com a concentração de  $OH^-$ , e portanto, de uma maneira geral, é desejável manter-se baixa a concentração destes grupos.

As impurezas catiônicas por sua vez, também podem influenciar nas reações de formação dos centros F e  $F_2^-$ . As impurezas alcalinas monovalentes positivas como  $Na^+$  e  $K^+$ , que por seu tamanho são impurezas substitucionais, podem favorecer a formação de vacâncias aniônicas em sua vizinhança. As impurezas metálicas catiônicas divalentes como  $Mg^{++}$ ,  $Ca^{++}$ ,  $Cu^{++}$ ,  $Fe^{++}$ ,  $Ti^{++}$  podem fixar o oxigênio e o grupo hidróxido.

O papel da radiação  $\gamma$  em todo este processo, pode ser resumido como: num primeiro estágio, ela induz um processo de fotoionização cujo resultado é a criação de elétrons livres e vacâncias, além de íons com estados de ionização diferentes daqueles em equilíbrio na rede cristalina; estes íons também podem favorecer a formação das vacâncias aniônicas com as quais são

formados os centros F e os centros  $F_2^-$ . A radiação também pode agir como criadora de  $V_a^+$  e  $e^-$  pela decomposição dos dipolos  $O^{2-}-V_a^+$ ; ou como aniquiladora de  $e^-$  e  $V_a^+$  pela decomposição dos grupos  $OH^-$ .

Como os centros  $F_2^-$  são um dos últimos produtos de reação (provocados pela radiação), uma alta concentração destes só é conseguida após a criação de uma quantidade muito maior de centros mais simples, como o F,  $F_2^+$  e  $F_2$ . Esta alta concentração de outras espécies, por sua vez, torna muito provável a existência de centros  $F_2^-$  “modificados”, ou seja, centros  $F_2^-$  cuja estrutura eletrônica é perturbada pela presença de outros centros mais próximos (ou impurezas). Uma espécie destes centros modificados foi detectada pela primeira vez por Mirov (1992), o qual mostrou que eles emitem na mesma região do  $F_2^-$ . Uma análise das linhas de fonon zero mostra não somente a existência deste “novo” centro, mas também a existência de uma mistura de centros emitindo na mesma região. A baixa temperatura, este “novo” centro apresenta um tempo de decaimento de  $\tau_n \sim 300\text{ns}$ , que se reduz a  $\tau_n \sim 60\text{ns}$  para 300K se confundindo com o  $F_2^-$  puro. Mirov e seu grupo, verificaram também que a presença deste centro modificado leva a um aumento das perdas não saturáveis para um cristal de  $\text{LiF:F}_2^-$  quando bombeado por um feixe laser em  $\lambda=1,064\text{nm}$ .

Durante o processo de criação dos centros  $F_2^-$ , surgem também outras perdas residuais indesejáveis, que são atribuídas principalmente a colóides metálicos e a agregados maiores de defeitos pontuais. Estas perdas pouco dependem do comprimento de onda e da intensidade da radiação incidente. O controle das impurezas, da taxa de irradiação, e da temperatura, são portanto, parâmetros muito importantes na formação dos centros  $F_2^-$  e das perdas residuais, devendo assim ser bem conhecidos para a otimização do produto final.

Abaixo são mostrados alguns parâmetros importantes relativos aos cristais de  $\text{LiF:F}_2^-$  (Basiev et al., 1988).

absorção		emissão	
$\lambda_{\text{max}}$ (nm)	960	$\lambda_{\text{max}}$ (nm)	1120
$\Delta\nu$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	1700	$\Delta\nu$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	1400
$\sigma_a^{1.06}$ ( $\text{cm}^2$ )	$1.6 \times 10^{-17}$ (a)	$\sigma_e^{1.12}$ ( $\text{cm}^2$ )	$1,7 \times 10^{-17}$
		$\tau_{\text{fl}}$ (ns)	58
		$h\nu^{1.12}$ (eV)	1.1

(a) (Lupei et al., 1990)

Dados importantes referentes ao LiF são (Basiev et al., 1988) :

- índice de refração para $1,0 \mu\text{m}$ (b)	$n = 1,38711$
- derivada de temperatura do índice de refração	$dn/dt = 1,2 \times 10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$
- coeficiente de condutividade térmica	$c = 14 \text{ W/m}^\circ\text{C}$ (a 300K)
- potência térmica crítica	$P_{\text{cr}} = 1,25 \text{ W}$ ( $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ )

(b) (Optovac, INC., 1982)

## 6. PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

O projeto de qualquer equipamento laser começa pelo seu uso final; assim, as características desejadas para o feixe determinam o desenho das principais partes do laser, como o sistema de refrigeração, de alimentação, cavidade de bombeamento e configuração óptica do ressonador. O segundo fator a influenciar é o equilíbrio custo/benefício, ou seja, deve-se fazer apenas o necessário, pelo menor custo, levando em conta não somente o uso final mas também a praticidade do equipamento do ponto de vista do usuário.

Seguindo estes princípios e os conceitos básicos apresentados no capítulo 3, vários protótipos de laser (De Rossi et al., 1992) (De Rossi et al., 1988) (Zezell et al. 1994) foram desenvolvidos, mas apenas dois deles fazem parte deste trabalho e serão aqui tratados. Nos protótipos desenvolvidos, testaram-se vários tipos de meios laser ativos (YLF:Nd ( $\pi$  e  $\sigma$ ), YAG:Nd e KGW:Nd (KGd(WO)<sub>4</sub>), com várias configurações e regimes de operação diferentes. Vamos aqui descrever sucintamente a construção de um laser pulsado (LXP-01) e de um laser contínuo (LXC-03), operando com estes elementos, e mostrar como se obteve a operação chaveada e de modos travados destes lasers. Vamos descrever também como se obteve um processo de produção e otimização de cristais de LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup>.

### 6.1 Processo De Produção E Otimização De LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup>

A maior parte dos cristais de LiF utilizados foram crescidos na Supervisão de Materiais Optoeletrônicos do IPEN, pelo método de Czochralski<sup>1</sup>, com possibilidade de obtenção de cristais de até 35mm de diâmetro e 150mm de comprimento. As impurezas observadas são provenientes do material utilizado e/ou do sistema de crescimento (cadinho, resistência, atmosfera, etc.), e o seu controle pode influenciar no tipo e quantidade de impurezas no cristal.

As amostras utilizadas foram cortadas na direção [100] com dimensões de 1x1cm<sup>2</sup> e comprimento  $l$  ( $l = 0,1$  a  $5,5$  cm), com polimento plano paralelo na face perpendicular a  $l$ , "planicidade"  $\lambda/5$  cm<sup>-1</sup> em  $\lambda = 1\mu\text{m}$ , paralelismo entre 10 e 20 segundos de arco e acabamento cosmético estimado de (1,1) (padrão *scratch and dig*) (Fynn e Powell, 1979) (Young, 1986).

<sup>1</sup> Amostras crescidas pela pesquisadora Izilda Márcia Ranieri.

As impurezas mais comuns encontradas nestes cristais são: Na, K, Mg,  $\text{OH}^-$ ,  $\text{O}^{2-}$ , e complexos metálicos destes dois últimos. Para a determinação da presença e quantidade destas impurezas utilizaram-se-se várias técnicas: ativação por neutrons, para o Na e o K; espectrofotometria de absorção atômica com chama, para o Mg; espectroscopia no infravermelho (I.R.) para o  $\text{OH}^-$  e seus complexos (como  $\text{Mg}(\text{OH})_2$ ) e no ultra violeta (U.V.) para  $\text{O}^{2-}$  e seus complexos.

As amostras de LiF utilizadas foram extraídas de monocristais de  $\sim 100 \text{ mm} \times \phi \approx 35 \text{ mm}$ , e as regiões escolhidas foram aquelas onde não ocorria nenhum espalhamento de luz. Isto foi observado varrendo-se o volume do cristal por um feixe de laser de HeNe, em um ambiente escuro (Peizhen e Jingwen, 1987).

A qualidade cosmiética das superfícies foi vista pela técnica de reflexão de luz rasante sobre um campo escuro, em um microscópio com aumento de 80 vezes (Fynn e Powell, 1979).

A qualidade da rede cristalina foi “qualitativamente” analisada através de luz polarizada e analisador de polarização e/ou por um interferômetro de Fizeau (Whalstrom, 1969) (Peizhen et al., 1988); deformações na rede levam a uma birrefringência óptica que pode assim ser detectada. Estas deformações foram grandemente minimizadas por tratamento térmico feito no cristal, antes da irradiação. Este tratamento é feito em um forno apropriado, onde a temperatura é elevada lentamente até  $\sim 710^\circ\text{C}$  sob uma atmosfera inerte de argônio. Um resfriamento posterior, bastante lento, com taxa de  $10^\circ\text{C/h}$ , garante uma melhoria significativa na qualidade da rede cristalina.

### *Irradiação*

Para a obtenção dos centros de cor  $\text{F}_2^-$ , os cristais de LiF foram submetidos à radiação  $\gamma$  proveniente de duas fontes: 1- Célula Gama; 2- Reator nuclear IEA-R1, (ambos do IPEN). As principais características destes irradiadores são:

- Célula Gama: Possui um elemento irradiador de  $\gamma$  (puro) proveniente de uma fonte de  $^{60}\text{Co}$ , com dose de radiação de 0,1Mrad/hora.
- Reator nuclear IEA-R1: É um reator de pesquisa tipo piscina, com possibilidade de irradiação diretamente no caroço (entre os elementos combustíveis) ou em duas posições fixas, dentro da piscina, mas afastadas deste (estação 3 e estação 4). As radiações mais intensas são  $\gamma$  e neutrons, que possuem uma distribuição espacial e energética muito complexa, pois estes

dependem da distribuição dos elementos combustíveis no caroço e da potência de operação do reator. As principais características destas posições são:

- Caroço: fluxo de n -  $\sim 10^{13}$  n/cm<sup>2</sup>s  
dose de radiação  $\gamma$  -  $\sim 1.000$  Mrad/h
- Estação 4: fluxo de n -  $\sim 10^{11}$  n/cm<sup>2</sup>s  
dose de  $\gamma$  - não determinada

Através da irradiação na célula gama foram obtidos cristais com baixas perdas residuais, e com moderados coeficientes de absorção em 960nm ( $\gamma_{960}$ ), para os centros  $F_2^-$ . Os resultados típicos obtidos são mostrados no gráfico abaixo. O espectro de absorção óptica foi medido num espectrofotômetro CARY modelo 17D, com resolução espectral de  $\sim 0,5$ nm.

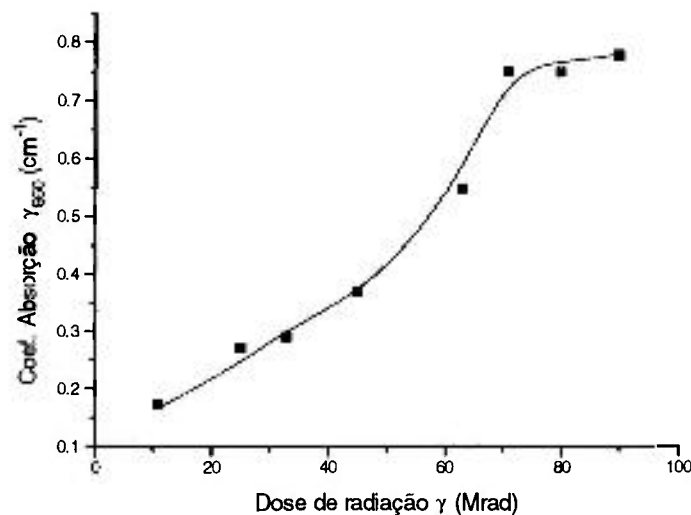


Fig.6.1-1- Coeficiente de absorção  $\gamma_{960}$  em função da dose em um cristal de  $LiF:F_2^-$  irradiado na Célula Gama.

Apesar da boa qualidade dos cristais de  $LiF:F_2^-$  obtidos desta maneira, como comprovado experimentalmente (De Rossi et al., 1990), e da segurança na sua utilização, a irradiação na célula gama mostra uma saturação da concentração dos centros  $F_2^-$  para uma dose de radiação acima de  $\sim 70$  Mrad, correspondendo a  $\gamma_{960} \sim 0,8 \text{ cm}^{-1}$ . Este coeficiente de absorção, além de pequeno, leva um tempo muito grande para ser atingido ( $\sim 30$  dias). Para a obtenção de maiores concentrações destes centros, e em tempos mais curtos, é preciso portanto utilizar fontes mais intensas, como um reator nuclear por exemplo.

### *O Efeito da Temperatura*

Em uma fonte de baixa intensidade, como esta Célula Gama, o cristal deve ser continuamente irradiado para se atingir a dose desejada, mas no caso de uma fonte com alta intensidade, esta dose total deve ser fracionada, pois do contrário, altas concentrações do centro  $F_2^-$  nunca são atingidas. Este fato deve-se, provavelmente, ao aquecimento da amostra pela radiação, o que, pela mobilidade dos defeitos, destrói parte dos centros  $F_2^-$ , fazendo surgir altas concentrações de agregados maiores. Entre estes agregados, o centro  $F_3^-$  é o de mais fácil verificação, pois sua banda de absorção é intensa e tem um máximo em 800nm.

Assim, o tempo máximo de exposição para uma certa dose é determinado experimentalmente. Como parâmetro para isso, escolhemos a quantidade de centros  $F_3^-$ , que deve ser mantida sob controle (escolhemos como sendo menor que a dos  $F_2^-$ ). Para a estação 4, determinou-se que este tempo é de 15 minutos; para o caroço do reator, este tempo depende da posição da amostra (que é variável) e vai de 2 a 30 minutos. Com este procedimento, doses cumulativas sempre mantêm a quantidade de centros  $F_2^-$  consideravelmente maior que a dos centros  $F_3^-$ , e as perdas residuais não saturáveis a um nível aceitável. Irradiações com tempos maiores que estes, levam a um aumento muito grande das perdas não saturáveis (residuais), e não contribuem para um aumento eficiente da concentração dos centros  $F_2^-$ .

No caso do uso do caroço do reator, bons resultados foram obtidos, e com duas ou três doses de 5 minutos é possível se obter coeficientes de absorção  $\gamma_{960}$  de até  $2 \text{ cm}^{-1}$ , com perdas residuais relativamente baixas. A dificuldade, porém, é a de se estabelecer um padrão de fluxo constante na posição da amostra, pois este fluxo, varia muito conforme a troca dos elementos combustíveis. E esta troca é freqüente em um reator de pesquisa.

O lugar mais conveniente para se fazer a irradiação dos cristais de LiF foi então a estação 4 do reator IEA-R1 do IPEN, onde eles foram irradiados com doses máximas correspondentes a um intervalo de 15 minutos cada. Nesta posição, o fluxo de radiação  $\gamma$  é sempre constante, pois ficando fora do caroço (~1m de distância), este fluxo não depende da distribuição dos elementos combustíveis, somente da potência de operação, que é constante.

A temperatura, como sabemos, é um fator de fundamental importância no equilíbrio das reações de formação dos centros  $F_2^-$ . Como neste local de irradiação não é possível o controle da temperatura, os cristais foram irradiados à temperatura ambiente ou foram previamente congelados ( $0^\circ\text{C}$ ) antes de cada dose. O intervalo mínimo entre as doses deve ser de ~24 horas, pois este é o tempo necessário para baixar a atividade radiativa do cristal a um nível seguro para o seu manuseio. Somente então o cristal pode ser novamente

resfriado para outra dose de irradiação. Abaixo temos um gráfico (Fig.6.1-2) mostrando como a produção de centros  $F_2^-$  é aumentada quando o cristal é previamente resfriado antes de cada dose.

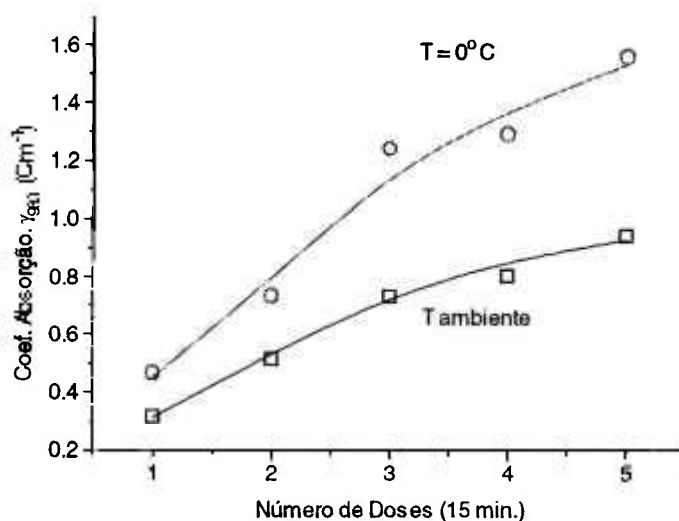


Fig.6.1-2- Coeficiente de absorção  $\gamma_{960}$  em função do número de doses para duas temperaturas do cristal.

A figura 6.1-3 mostra o espectro de absorção dos mesmos cristais da figura 6.1-2, irradiados com 4 doses de 15 minutos na estação 4 do reator IEA-R1. Vê-se claramente que, para um cristal não resfriado, há um consumo de centros  $F_2^-$  para a formação de centros  $F_3^-$ .

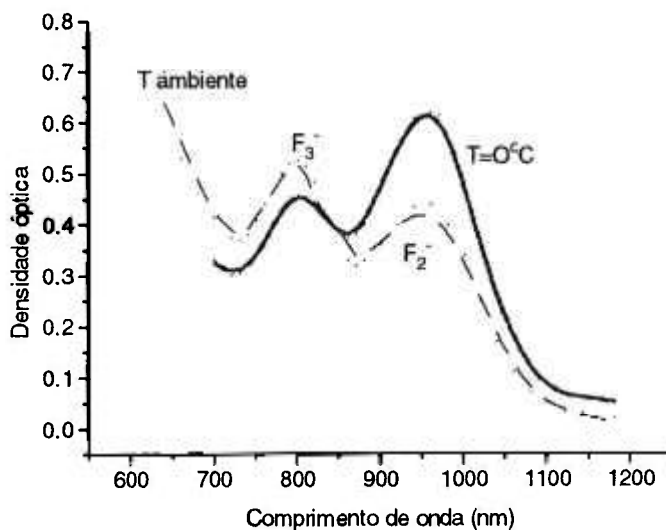


Fig.6.1-3. Espectro de absorção de dois cristais de  $\text{LiF:F}_2^-:\text{F}_3^-$  irradiados com 4 doses de 15 minutos na estação 4 do reator IEA-R1, com temperatura inicial de  $0^\circ\text{C}$  e ambiente.



### O Efeito das Impurezas

A presença de algumas impurezas nos cristais de LiF é outro fator que pode influenciar na produção dos centros  $F_2^-$ . Assim, esta influência foi estudada para aquelas impurezas mais comuns neste tipo de cristal. Quatro amostras de procedência russa<sup>2</sup>, e crescidas em condições diferentes, foram analisadas quanto ao conteúdo de impurezas. Os resultados são mostrados na tabela 6.1-1.

amostra #	OH <sup>-</sup> -livre (ppm)	O <sup>2-</sup> (u.a.)	Mg (ppm)	Na (ppm)	K (ppm)
A	~0	0,09	49	0,108	0,07
B	6	0,2	46	0,206	0,27
C*	~0	0,9	172	0,198	0,11
D	30	2,3	94	0,073	0,24

Tabela 6.1-1 - Quantidade e tipos de impurezas para quatro diferentes cristais de LiF. A quantidade de O<sup>2-</sup> é relativa, e foi obtida do espectro de absorção na região espectral do U.V..

\* Na amostra C, apesar de não possuir OH<sup>-</sup> livre, nota-se a forte presença de agregados metal-OH, principalmente Mg(OH)<sub>2</sub>.

As quantidades de Na e K em todas as amostras podem ser consideradas como muito baixas (Mirov, 1992) (Shkadarevich, 1990) (Lancranjan et al., 1989) para exercer influência na formação dos centros. A amostra A é então considerada como padrão de pureza em relação a todas as outras.

Uma análise não somente da quantidade de centros  $F_2^-$ , mas também da quantidade relativa dos outros centros, torna mais fácil a compreensão do papel destas impurezas na posição de equilíbrio das reações de formação destes centros. Por isso, estas mesmas amostras foram irradiadas em condições idênticas (temperatura ambiente com dose de 10Mrad) na Célula Gama, e analisadas quanto às quantidades relativa dos centros mais importantes. Esta análise foi feita através dos espectros de excitação e de emissão, e os resultados obtidos estão na tabela 6.1-2.

<sup>2</sup> As amostras foram fornecidas por A. Shkadarevich e crescidas na Academia de Ciências da Bielorrússia

LiF #	F <sub>2</sub> u.a.	F <sub>3</sub> <sup>+</sup> u.a.	F <sub>2</sub> <sup>+</sup> x10 <sup>15</sup> cm <sup>-3</sup>	F <sub>3</sub> <sup>-</sup> u.a.	F <sub>2</sub> <sup>-</sup> u.a.
A	12,7	17,8	0,85	1,1	8,8
B	13,4	12,9	2,3	1,9	17,1
C	15,5	13,9	2,4	2,1	23,8
D	11,7	14,3	11,7	1,6	11,3

Tabela 6.1-2 - Quantidade dos principais centros formados em cristais de LiF com diferentes impurezas. Resultados em unidades arbitrárias u.a., obtidos do espectro de emissão ( $\lambda$  de excitação = 450nm para F<sub>2</sub>, F<sub>3</sub><sup>+</sup>,  $\lambda$  = 600nm para o F<sub>2</sub><sup>+</sup>), e do espectro de excitação ( $\lambda$  de emissão = 1.080nm para F<sub>3</sub><sup>-</sup> e F<sub>2</sub><sup>-</sup>).

Analisando os resultados apresentados nas tabelas 6.1-1 e 6.1-2, concluímos que a amostra A, mais pura, é a que produz uma menor quantidade de centros F<sub>2</sub><sup>-</sup>. A alta quantidade de centros F<sub>3</sub><sup>+</sup> apresentada sugere que a reação F<sub>2</sub><sup>+</sup>+F→F<sub>3</sub><sup>+</sup> é privilegiada em relação à reação F<sub>2</sub><sup>+</sup>+e<sup>-</sup>→F<sub>2</sub>; F<sub>2</sub>+e<sup>-</sup>→F<sub>2</sub><sup>-</sup>. Esta suposição é corroborada pela baixa presença de centros F<sub>2</sub><sup>+</sup>, e deve ocorrer pela falta (relativa) de elétrons, devido à baixa presença de impurezas de O<sup>2-</sup>.

A amostra D apresenta uma quantidade muito maior de centros F<sub>2</sub><sup>+</sup> que as outras. Isto deve ser devido a alta concentração de impurezas de OH<sup>-</sup>, as quais, através da formação de O<sup>2-</sup>, estabilizam os centros F<sub>2</sub><sup>+</sup> (Baev et al., 1979) (Lifante et al.1989) (Georgiou et al. 1987) (Wandt et al. 1987), prejudicando a formação dos centros F<sub>2</sub><sup>-</sup>. A maior quantidade de O<sup>2-</sup>, neste caso, não favorece à formação do F<sub>2</sub><sup>-</sup> pela falta de um de seus precursores, o centro F<sub>2</sub><sup>+</sup>.

As amostras B e C têm quantidades semelhantes de centros F<sub>2</sub> e F<sub>2</sub><sup>+</sup>, mas a amostra C produziu mais centros F<sub>2</sub><sup>-</sup>. Acreditamos que isto deva estar ligado ao fato de que a amostra C tenha uma maior quantidade de impurezas de Mg, o qual se liga ao OH<sup>-</sup> e evita que este capture elétrons. O espectro de absorção de I.R. na região entre 2,5 e 4,0  $\mu$ m mostra que enquanto a amostra B apresenta uma banda de absorção em 2,68  $\mu$ m correspondente ao OH<sup>-</sup> livre e outra em 3,570cm<sup>-1</sup> (Akhvlediani, 1980) correspondente ao Mg(OH)<sub>2</sub>, a amostra C somente apresenta a banda relativa ao Mg(OH)<sub>2</sub> (ambas apresentam outras bandas menores relativas a Mg<sup>++</sup>-metal). A maior quantidade de impurezas O<sup>2-</sup> também é outro fator a influir na maior quantidade de centros F<sub>2</sub><sup>-</sup> na amostra C.

Concluímos portanto, que a presença de impurezas OH<sup>-</sup> prejudica a formação dos centros F<sub>2</sub><sup>-</sup>, mas ela pode ser compensada pela presença de impurezas de Mg. Mesmo depois da dissociação pela radiação  $\gamma$ , é forte a

presença dos complexos  $Mg(OH)_2$ . A presença de  $O^{2-}$  influencia favoravelmente na formação dos centros  $F_2^-$  de interesse. A amostra ultra pura é a que apresenta a pior condição, dentre as analisadas para formação dos centros  $F_2^-$ .

Para confirmar este comportamento, também para doses maiores de radiação, as quatro amostras foram concomitantemente irradiadas na estação 4 do reator IEA-R1, com doses de 15 minutos, previamente resfriadas a  $0^\circ C$ . Os coeficientes de absorção em  $960nm$   $\gamma_{960}$ , para os centros  $F_2^-$ , após 24hs de cada dose de irradiação, é mostrado na figura 6-4. Novamente a amostra C é a que apresentou maior produção de centros  $F_2^-$ , enquanto que a amostra ultra pura A, a que apresentou a menor quantidade destes centros. A diferença entre as amostras B e D não é tão nítida para este caso.

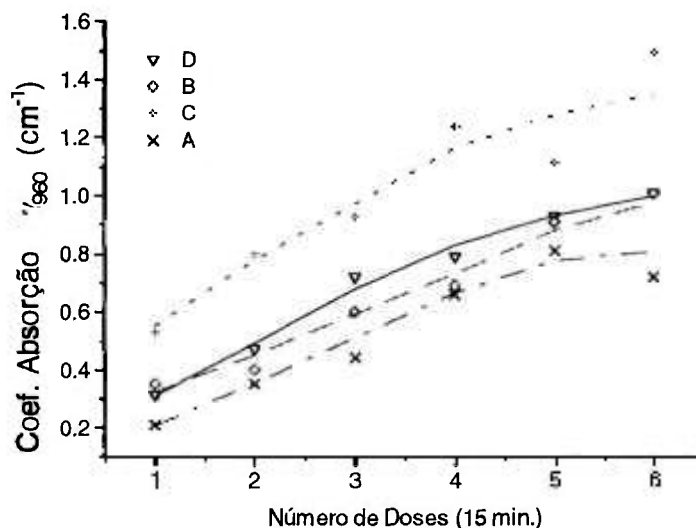


Fig.6.1-4- Coeficiente de absorção para 960 nm em função da dose, para cristais com diferentes quantidades de impurezas.

Partimos então para a utilização de cristais crescidos no IPEN, com baixas quantidades de Na e K ( $<0,095ppm$ ), nos quais a banda de  $OH^-$  livre está ausente do espectro de absorção de I.R.. A monitoração da presença de  $O^{2-}$  não foi possível pela falta de um espectrômetro para o V.U.V., mas esta deve ser baixa pois o crescimento foi feito em atmosfera inerte de argônio. Os resultados obtidos para estes cristais, em termos de formação de centros  $F_2^-$ , são semelhantes àqueles da amostra C, e foram com cristais assim crescidos que todos os resultados foram aqui obtidos e serão discutidos a seguir.

### *O Efeito do Tempo*

A estabilidade dos centros  $F_2^-$  é uma das suas principais características. Verificamos que, após uma acentuada diminuição nos primeiros

dias que se seguem à irradiação, a concentração destes centros, em função do tempo, permanece praticamente inalterada por muitos meses, podendo ser utilizado portanto por longos períodos de tempo sem alteração em  $T_0$ . A figura 6.1-5 mostra este comportamento.

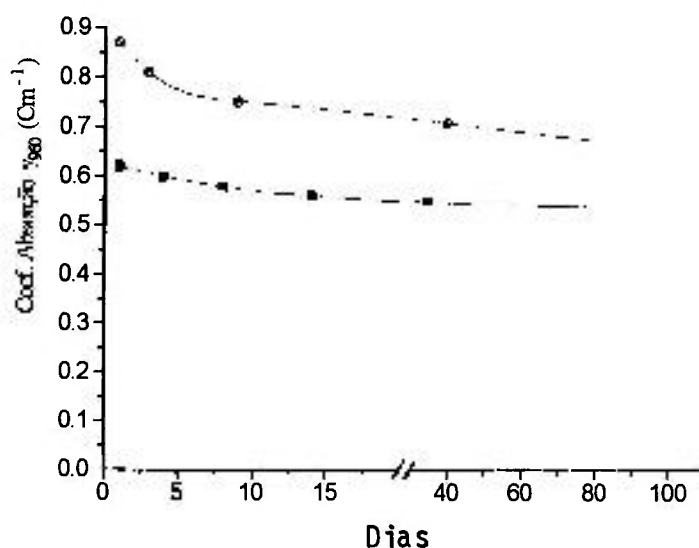


Fig.6.1-5- Coeficiente de absorção  $\gamma_{960}$  em função do tempo decorrido após a última dose de irradiação, para duas concentrações iniciais diferentes.

#### *A Perda por Absorção residual não saturável*

A perda causada por absorção residual não saturável, em qualquer absorvedor saturável, deve ser mantida no nível mais baixo possível. No caso dos centros  $F_2^-$ , esta perda é um dos principais problemas, sendo inevitável e aumentando com a dose de irradiação. Para a sua medida foi utilizado um laser de YAG:Nd pulsado, chaveado, com largura de pulso de  $t_p \approx 10$ ns, e intensidade sobre o cristal de  $\sim 20$ MW/cm $^2$ , suficiente para uma completa saturação da absorção do centro  $F_2^-$  (Lupei et al., 1990). A energia do feixe é muito maior que a necessária para levar os centros de cor ao seu estado excitado, em todo o volume afetado. Foi medida a energia transmitida pelo cristal, normalizada por um feixe de referência, conforme esquematizado na figura 6.1-6, e utilizada a relação (Eq.4.2-7 e Eq.4.2-11):

$$T = \exp \left[ - \left( \frac{g_0 a}{1 + I/I_s^a} + \gamma_{1a} \right) l \right] \approx \exp(\gamma_{1a} l) \quad \text{para } I \gg I_s^a$$

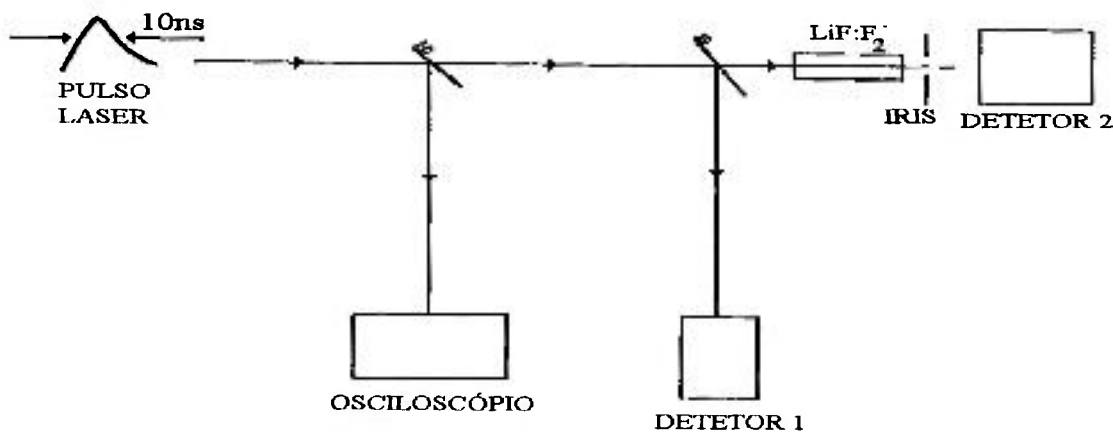


Fig. 6.1-6 Arranjo experimental utilizado para a medida de absorção não saturável nos cristais de  $\text{LiF:F}_2^-$ .

A figura 6.1-7 mostra a relação obtida entre os coeficientes de absorção total  $\gamma_{1,06}$ , para  $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ , e o de absorção não saturável  $\gamma_{1a}$  respectivo (Eq.4.2-10 e Eq.4.2-11), em função da dose de radiação para um cristal de  $\text{LiF:F}_2^-$ . Para a dose máxima de 8 irradiações, foi obtido  $\gamma_{1a} \sim 0,04 \text{cm}^{-1}$ , com contraste  $g_{0a}/\gamma_{1a}$  de  $\sim 11$  para  $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$ ,  $g_{0a}/\gamma_{1a} \sim 15$  para  $\lambda = 1,047 \mu\text{m}$  e  $g_{0a}/\gamma_{1a} \sim 47$  para  $\lambda = 960 \mu\text{m}$ . Estes resultados são bem melhores que os obtidos para as soluções de corantes usadas como absorvedores saturáveis, e são dos melhores já reportados (Basiev et al., 1988) (Mirov e Basiev 1994). A relação obtida entre  $\gamma_{1a}$  e o número de doses de irradiação é aproximadamente linear até a oitava dose, obedecendo à relação:

$$\gamma_{1a} (\text{cm}^{-1}) \approx 0,010 + n,0004 \quad \text{Eq. 6.1-1}$$

onde  $n$  é o número de doses.

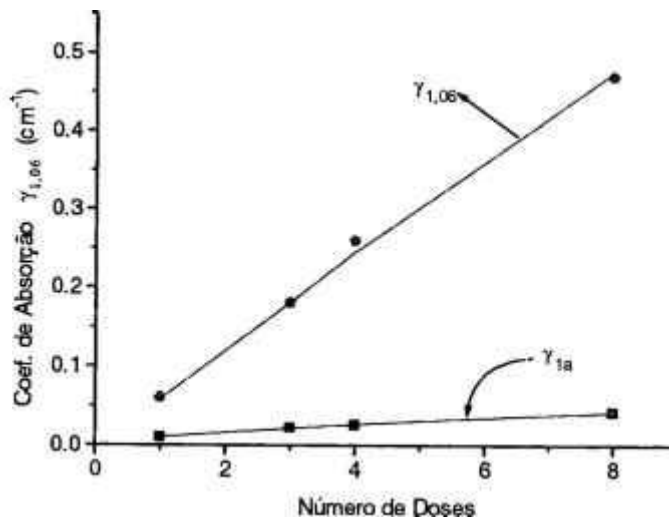


Fig.6.1-7 Coeficiente de absorção total  $\gamma_a$  e de absorção não saturável  $\gamma_{1a}$  em função da dose, para  $\lambda=1,06\mu\text{m}$ .

### *O Tempo de Vida Fluorescente*

O tempo de vida fluorescente  $\tau_f$ , para o nível de energia mais baixa da banda de estado excitado dos centros  $F_2^-$ , de várias amostras, foi medido em um arranjo experimental como o visto na figura 6.1-8. Neste esquema, as amostras de  $\text{LiF:F}_2^-$  são irradiadas por um pulso de laser chaveado de YAG:Nd, com largura temporal  $t_p=10\text{ns}$ , e a fluorescência emitida em  $1,16\mu\text{m}$  é medida em função do tempo. O resultado para as amostras irradiadas conforme o método descrito acima, foi de  $\tau_f=58\pm 2\text{ns}$ , que está no limite inferior do intervalo de tempos de fluorescência reportados na literatura o qual varia de 55 a 110 ns (Bosi e Nimis, 1989) (Basiev et al. 1988). A figura 6.1-9 mostra uma fotografia da evolução temporal da emissão desta fluorescência tirada da tela de osciloscópio com largura de banda passante de 500 MHz e de alta remanência.

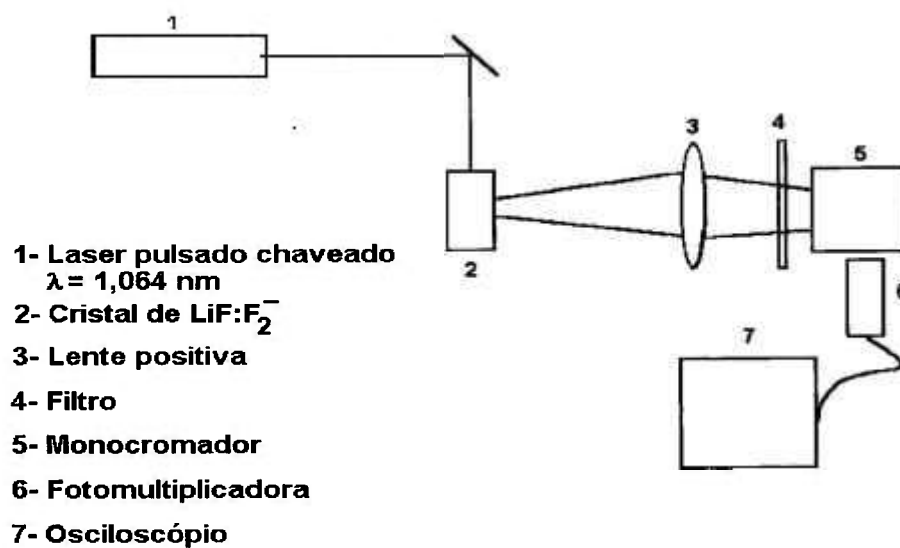


Fig.6.1-8 Arranjo experimental utilizado para a medida do tempo de fluorescência do centro  $\text{F}_2^-$  em cristal de LiF.

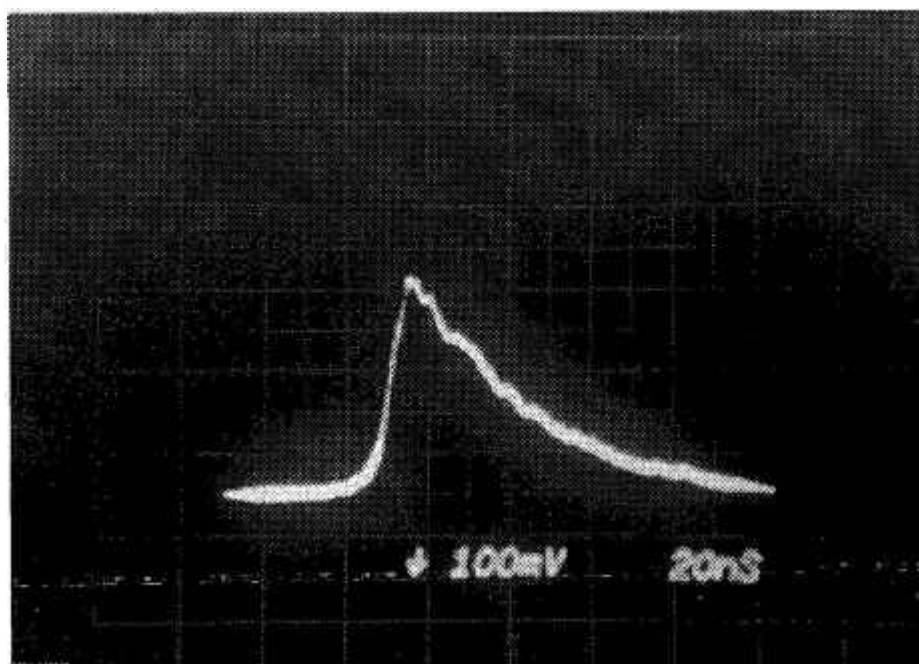


Fig.6.1-9 Evolução temporal da emissão de fluorescência dos centros  $\text{F}_2^-$  em cristal de LiF, em  $\lambda = 1.16 \mu\text{m}$ . Escala reduzida 20 ns/div.

### O Efeito da Irradiação por Laser de Rubi

A figura 6.1-10 mostra a evolução típica dos coeficientes de absorção no pico da banda dos centros  $F_2^-$  ( $\gamma_{960}$ ) e dos centros  $F_3^-$  ( $\gamma_{800}$ ), em função do número de doses, para um cristal de LiF irradiado na estação 4 à temperatura inicial de  $\sim 0^\circ\text{C}$ .

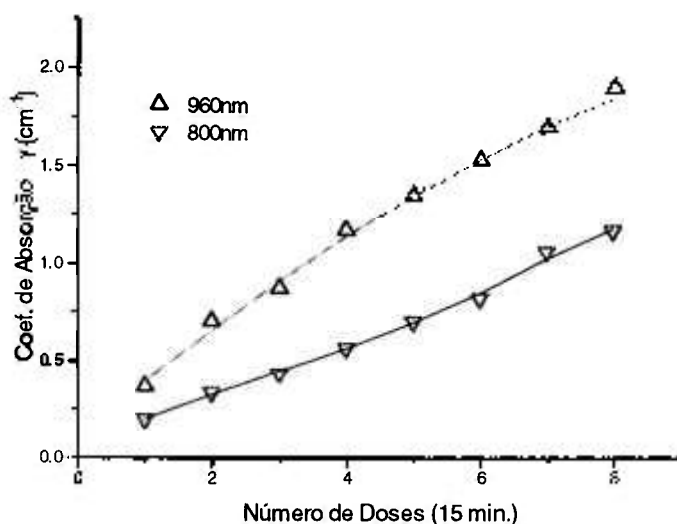


Fig. 6.1-10 Coeficientes de absorção total  $\gamma_{960}$  ( $\lambda=960\text{nm}$ ) e  $\gamma_{800}$  ( $\lambda=800\text{nm}$ ), em função do número de doses de irradiação para um cristal de  $\text{LiF:F}_2^-$ .

A evolução da banda relacionada ao centro  $F_3^-$ , a partir da sexta dose começa a ser maior que a evolução da banda do centro  $F_2^-$ . Isto obviamente significa que centros  $F_2^-$  estão sendo utilizados para a formação dos centros  $F_3^-$ . Uma maneira de minimizar este consumo dos  $F_2^-$ , como já visto, é manter baixa a temperatura do cristal durante o processo de irradiação.

Verificamos, porém, que a presença dos centros  $F_3^-$  não apenas indica um consumo de centros  $F_2^-$ , como também parece ser um indicativo de uma perda maior parasita não ressonante. Um cristal com uma quantidade “grande” de centros  $F_3^-$  apresenta maior perda parasita que um cristal com a mesma quantidade de centros  $F_2^-$  mas com uma quantidade menor de  $F_3^-$ .

Este fato, que até onde sabemos nunca foi mencionado na literatura, foi verificado no processo de chaveamento Q, como mostrado na seção 6.2, e num experimento em que um cristal de  $\text{LiF:F}_2^-$  foi utilizado como meio laser ativo em um esquema de cavidades acopladas bombeado por laser de YAG:Nd. Neste caso, um cristal de  $\text{LiF:F}_2^-$  com  $T_0(\lambda=1064\text{nm})=50\%$  e  $T_0(\lambda=800\text{nm})=9\%$  não atingiu o limiar de ação laser; mas o mesmo cristal, sob as mesmas condições emitiu pulsos de 2mJ após ter sido irradiado por 60



pulsos de um laser de rubi (20 J, em  $\lambda=694\text{nm}$ ). A figura 6-10 mostra que os pulsos do laser de rubi destruíram parte dos centros  $F_3^-$  sem praticamente alterar a quantidade dos centros  $F_2^-$ , e após a irradiação pelo laser, a transmissão inicial do cristal mudou para  $T_0(\lambda=1064\text{nm})=50\%$  e  $T_0(\lambda=800\text{nm})=19\%$ , isto é, permaneceu inalterada em 1.064 nm e foi praticamente duplicada em 800 nm.

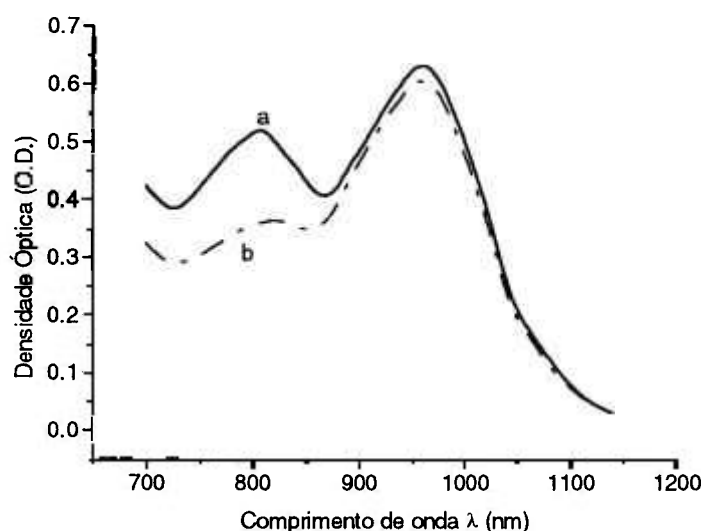


Fig.6.1-11 Espectro de absorção de um cristal de LiF irradiado no reator IEA-R1 mostrando as bandas de absorção dos centros  $F_2^-$  e  $F_3^-$ , antes da irradiação por laser de rubi (a), e após a irradiação por 60 pulsos de laser de rubi (b).

A origem destas perdas pode não estar diretamente ligada à existência de uma maior concentração de centros  $F_3^-$  (a absorção pelo centro  $F_3^-$  em  $\lambda=1,06\mu\text{m}$  é desprezível) (Vicente, 1989), mas a sua diminuição pode indicar a diminuição de outra espécie, a qual pode ser a verdadeira causadora destas perdas. A irradiação intensa em  $\sim 700\text{nm}$  destrói parte dos centros  $F_3^-$  e também transforma os centros  $F_2^-$  em centros  $F_2^+$ , nada causando aos centros  $F_2^-$ . Um posterior consumo de  $F_3^-$  pode então acontecer pela presença destes  $F_2^+$ . O motivo da diminuição da perda não saturável pode estar portanto relacionada à destruição de centros  $F_2^-$  perturbados, os quais são de difícil detecção, e surgem para altas concentrações de  $F_2^-$  (Mirov, 1992). A diminuição da banda de absorção relativa ao centro  $F_3^-$  seria apenas um indicativo de que este centro  $F_2^-$  modificado teve sua concentração diminuída.

### *Conclusões*

Um método para a obtenção de cristais de  $\text{LiF:F}_2^-$ , com qualidade muito boa para modulação de lasers de neodímio, e também como elementos laser (De Rossi, 1994), foi desenvolvido. Estes cristais apresentaram grande contraste entre a absorção saturável e a não saturável, com tempo de vida útil de muitos meses.

As melhores amostras são aquelas obtidas de cristais com baixa quantidade de K e Na, onde não há  $\text{OH}^-$  livre; irradiadas com doses de 15 minutos na estação 4 do reator IEA-R1, previamente resfriadas a  $0^\circ\text{C}$  antes de cada dose, e onde se mantém relativamente baixa a quantidade de centros  $\text{F}_3^-$ .

Posterior irradiação, dos cristais irradiados, com laser de Rubi, mostram que este é um bom meio de diminuir as perdas parasitas que acompanham a formação de centros  $\text{F}_2^-$  em LiF.

## 6.2 Laser Pulsado LXP-01

A finalidade inicial deste laser foi a de estudar a sua eficiência, pontos críticos de construção, desenho, chaveamento Q e *mode-locking*, para YAG:Nd ou YLF:Nd. A partir deste quadro, estabeleceram-se as características do equipamento, como visto a seguir.

*Energia de bombeamento:* Para a realização das tarefas acima, um pulso de 500 mJ em modo livre é o suficiente. Portanto, para uma eficiência típica de ~1%, no caso de bombeamento por lâmpada, a energia entregue pelo sistema de alimentação elétrica deve ser de ~50J.

*Bastão Laser:* O tamanho aqui é definido pelo custo/benefício; os mais comuns (e baratos) para esta faixa de operação possuem diâmetro entre 4 e 8 mm e comprimentos entre 50 e 100 mm. Bastões menores dificultam a construção da lâmpada e do sistema de alimentação, e bastões maiores são muito difíceis de se obter. Assim, optou-se por bastões de diâmetro entre 4 e 6,5 mm com comprimento máximo de 80 mm. A tabela 6.2-1 mostra as características físicas dos bastões utilizados bem como a parte iluminada ( $l_{iluminado}$ ,  $V_{iluminado}$ ) e o fator de preenchimento  $\mu$  (Eq.4.2-13) para um comprimento  $l_a$  típico do LiF:F<sub>2</sub> de 3 cm.

Bastão	$\phi$ (mm)	l (cm)	$l_{il.}$ (cm)	$V_{il.}$ (cm <sup>3</sup> )	$\mu$
YLF:Nd - $\pi$	6,0	9,8	7,0	2,0	0,38
YLF:Nd - $\sigma$	5,8	8,9	7,0	1,8	0,38
YAG:Nd 6,35mm	6,35	7,9	7,0	2,2	0,39
YAG:Nd 4mm	4,0	7,9	7,0	0,88	0,39
KGW:Nd	4,0	6,7	5,7	0,72	0,35

Tabela 6.2-1 Características físicas dos bastões laser utilizados no LXP-01.

*Lâmpada:* O fator de eficiência de transferência geométrica  $\eta_g$  estabelece que o diâmetro da lâmpada de bombeamento deve ser menor ou igual ao diâmetro do bastão, com comprimento igual ao deste. As dimensões físicas da lâmpada, e o tipo de gás, que neste caso é o Xe, a uma pressão de 450 Torr (vide seção 3.2), implicam que para este nível de energia de excitação (~50J), a largura temporal do pulso de bombeamento deve ser da ordem de ~120 $\mu$ s. Nestas condições, a

densidade de corrente no plasma é tal que a emissão de corpo negro tem seu máximo na região de maior absorção do íon de  $\text{Nd}^{3+}$ .

Assim, foi encomendada, a um fabricante nacional, uma lâmpada para bombeamento pulsado de Xe, com diâmetro interno de 5,0 mm e distância entre eletrodos de 70 mm, em vidro pirex (por conveniência do fabricante). Tal lâmpada possui uma energia de explosão de  $\sim 460\text{J}$  e uma vida estimada de  $\sim 10^7$  pulsos para energia de 50J (ILC Thechnology, 1986) (Smith, 1986).

*Refrigeração:* Devido ao fator custo, optou-se pela não utilização de um sistema forçado de refrigeração. A lâmpada, o elemento laser (bastão) e a cavidade de bombeamento devem estabelecer um equilíbrio térmico de acordo com o regime de operação.

Como elemento mais sensível, a lâmpada passa a impor um limite para a carga térmica do sistema, pois a refrigeração somente se dá por corrente de convecção. Esta carga térmica é dada por  $(E_{\text{lamp}} \cdot f) / A_{\text{lamp}}$ , onde  $A_{\text{lamp}}$  é a área da superfície da lâmpada,  $E_{\text{lamp}}$  a energia de bombeamento e  $f$  a taxa de repetição; como para o pirex refrigerado nestas condições, a carga máxima é de  $\sim 1\text{ W/cm}^2$  (Marshak, 1963), o produto  $E_{\text{lamp}} \cdot f$  deve estar limitado a  $\sim 11$  watts, no laser LXP-01, para uma operação segura da lâmpada.

*Fonte de Alimentação:* O sistema de carga dos capacitores empregado foi de corrente constante. A energia armazenada é transferida via uma rede de formação de pulsos (indutiva), com acoplamento crítico. Os capacitores utilizados são eletrolíticos ( $75\ \mu\text{F}$ ), resultando em pulsos com largura temporal de  $120\ \mu\text{s}$  (FWHM). A energia máxima de armazenamento é de 54 Joules. A taxa de repetição é ajustável de 0,1 a 1 pulso por segundo<sup>1</sup>.

*Cavidade de Bombeamento:* Tendo estabelecido que neste regime, tanto a lâmpada como o bastão não necessitam de jaquetas para fluxo de refrigerante, concluímos que estes elementos (bastão e lâmpada) podem estar muito próximos um do outro, e que portanto qualquer tipo de cavidade de bombeamento pode ser utilizada. Analisando o problema do ponto de vista de custo e facilidade de construção optamos pelo uso de cavidades "close coupled", sendo que três delas foram feitas: duas cilíndricas refletoras e uma difusa. As cilíndricas foram feitas com tubos de pirex revestidos externamente de prata, com dois diâmetros diferentes:  $\phi=20\text{ mm}$  e  $\phi=24,4\text{ mm}$ . A cavidade difusa foi feita de cerâmica  $\text{Al}_2\text{O}_3$  na forma de um cilindro achatado, com a

<sup>1</sup> A fonte de alimentação foi desenvolvida e construída no IPEN pelo engenheiro Gessé E. C. Nogueira.

menor dimensão possível para o caso. As figuras 6.2-1 e 6.2-2 mostram a eficiência do laser LXP-01 operando com estas cavidades.

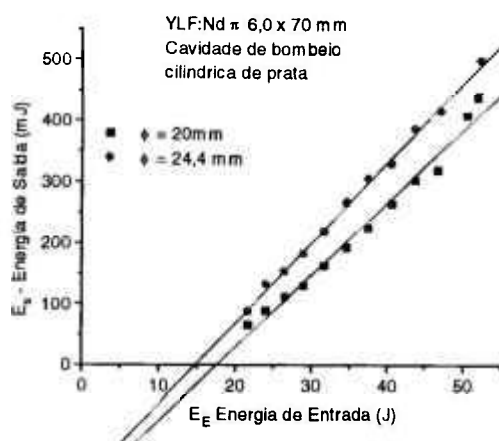


Fig.6.2-1 Comparação de eficiência do laser LXP-01 com bastão YLF:Nd- $\pi$ , operando com duas cavidades cilíndricas de prata, de diâmetros diferentes.

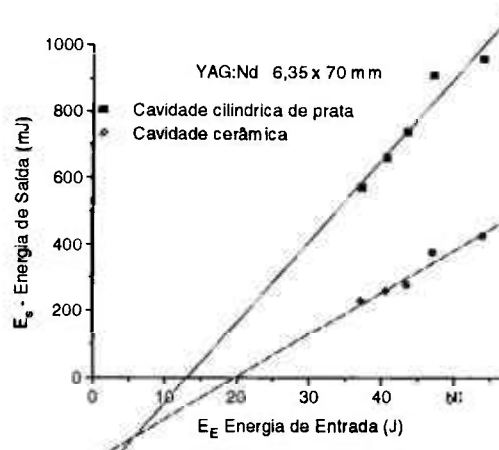


Fig.6.2-2- Comparação de eficiência do laser LXP-01 com bastão YAG:Nd, operando com cavidade cilíndrica de prata e com cavidade cerâmica difusa "close-coupled".

Uma análise dos resultados mostra que, para as nossas construções, a cavidade refletora cilíndrica é mais eficiente que a cavidade difusa, e entre as duas refletoras a melhor é a de diâmetro maior (e portanto esta será a utilizada neste trabalho). A cavidade difusa pode ser uma boa opção, mas neste caso apresentou baixa eficiência devido à dificuldade de compactação da cerâmica durante o seu processo de fabricação, apresentando-se muito porosa. Todos os resultados apresentados daqui em diante foram obtidos portanto com a cavidade refletora de diâmetro maior.

*Suporte dos Espelhos:* Para todos os lasers utilizados, desenvolveu-se um suporte ajustável ( $\theta, \phi$ ) com sensibilidade menor que cinco segundos de arco, suficiente por exemplo para o alinhamento máximo de um ressonador de 30 cm com espelhos planos (o pior caso) (Koechner, 1988).

A figura 6.2-3 mostra uma fotografia do laser LXP-01 usado neste trabalho.

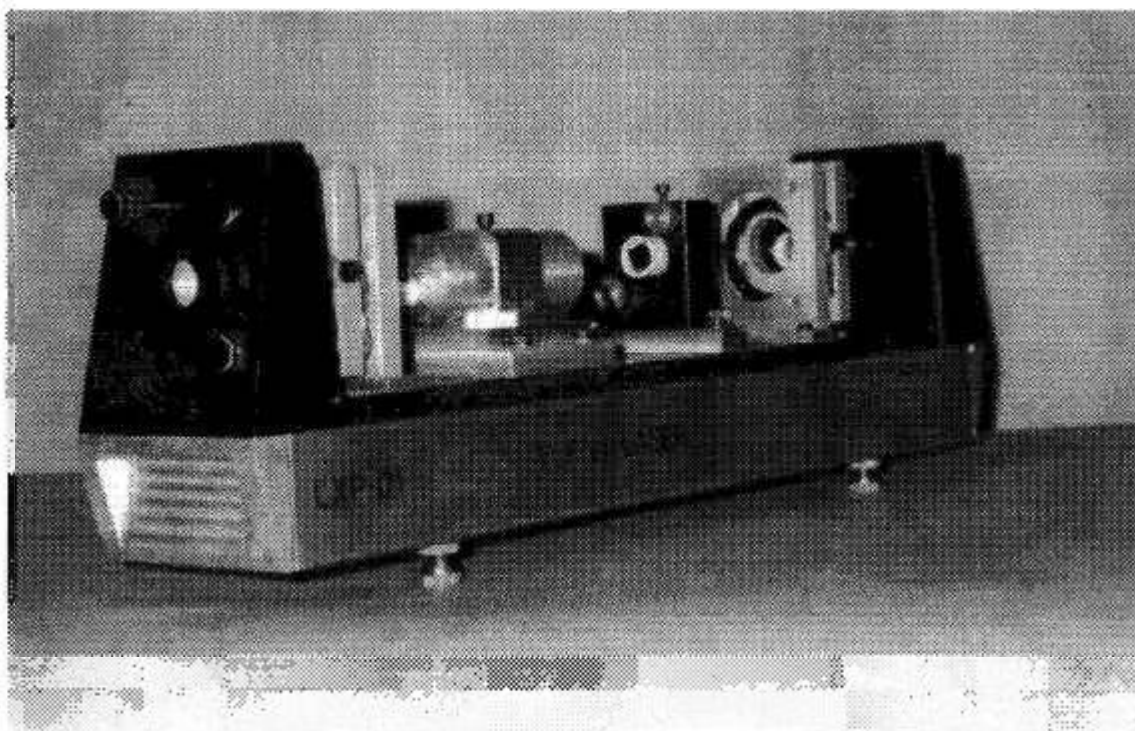


Fig.6.2-3 Laser pulsado de neodímio modelo LXP-01.

O uso do laser LXP-01, operando com cinco bastões laser de três materiais diferentes, e com a cavidade de bombeamento cilíndrica de prata de diâmetro maior, levou aos resultados apresentados na figura 6.2-4. Neste caso, o ressonador utilizou espelhos planos separados por uma distância de 28 cm.

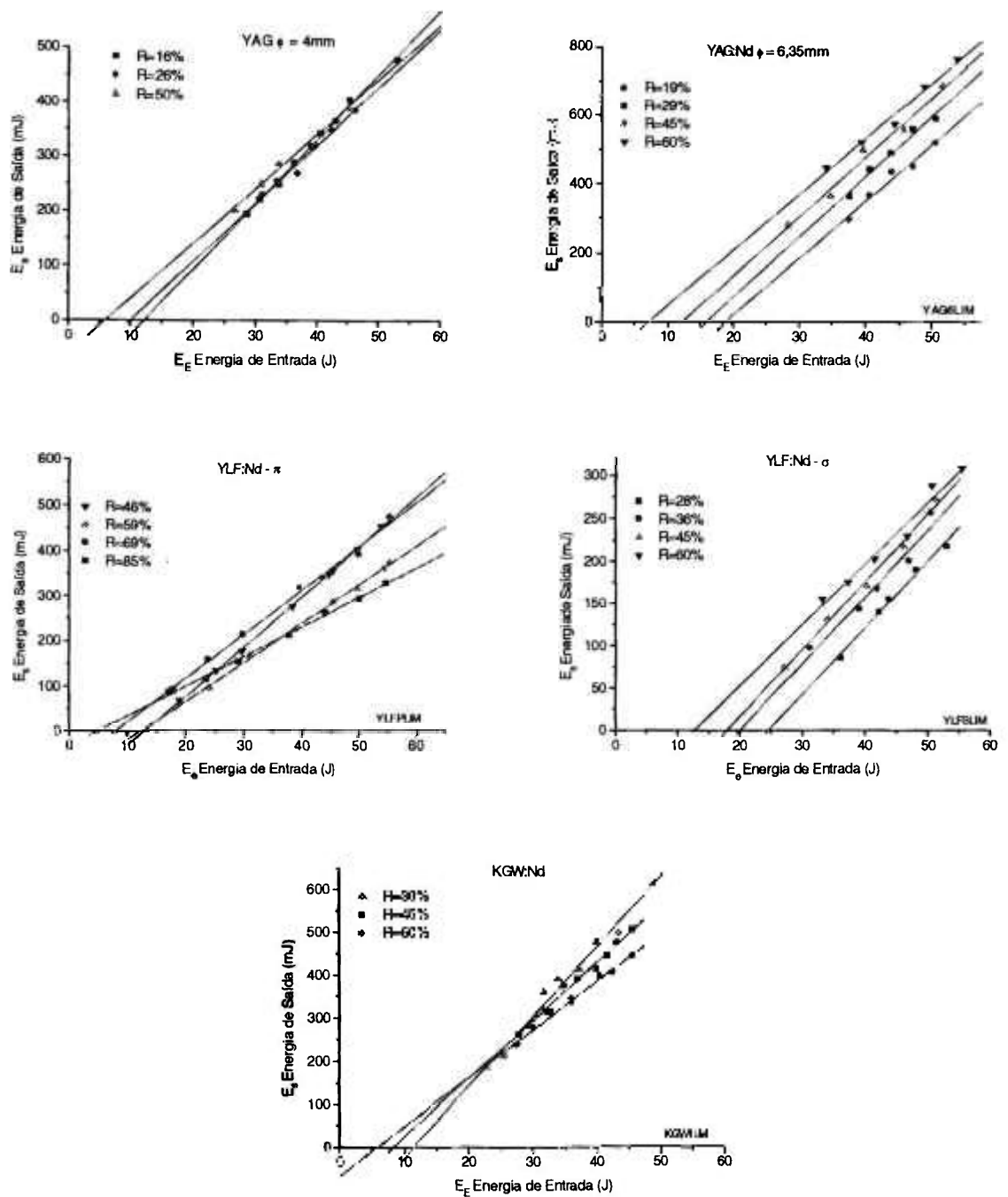


Fig.6.2-4 Energia de saída  $E_s$  em função da energia de entrada  $E_E$  para a lâmpada, para o laser pulsado LXP-01 operando com diferentes bastões laser e várias refletividades  $R$  do espelho de saída. A largura temporal dos pulsos emitidos é de  $t_p \approx 120 \mu\text{s}$ .

A perda  $\gamma'$  e o parâmetro  $K$  (ou o ganho  $g_0$ ), para os cinco bastões, são obtidos pelo uso da Eq.3.4-10 que relaciona a energia de limiar  $E_{th}$  (de bombeamento) à refletividade do espelho de saída. A figura 6.2-5 mostra a relação experimental  $\ln(R) \times E_{th}$  entre a refletividade  $R$  do espelho de saída e a energia de limiar  $E_{th}$  e a tabela 6.2-2 mostra os resultados obtidos deste gráfico e daqueles da figura 6.2-4.

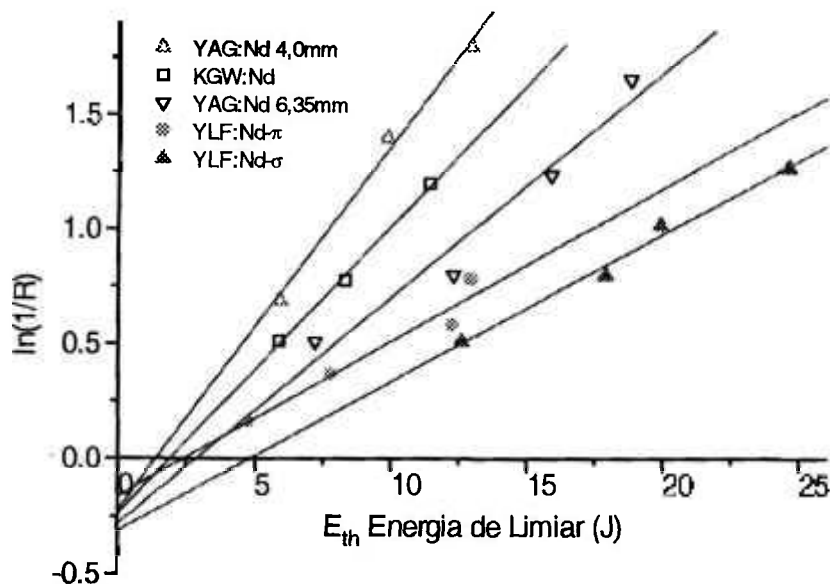


Fig.6.2-5  $\ln(1/R)$  em função da energia de limiar de bombeamento  $E_{th}$  para os diversos bastões no laser LXP-01.

bastão	$E_s$ (máxima) (mJ)	Eficiência $E_f$ (%)	Eficiência de "slop" $E_{fs}$ (%)	$g_0 \times 10^{-3}$ ( $\text{cm}^{-1} \cdot \text{J}^{-1}$ )	Perda $\gamma'$
YLF:Nd - $\pi$	476	0,9	1,0	4,8	0,16
YLF:Nd - $\sigma$	309	0,6	0,7	4,6	0,31
YAG:Nd 6,35mm	765	1,4	1,7	7,0	0,28
YAG:Nd 4,0mm	480	0,9	1,2	11,4	0,22
KGW:Nd	615	1,4	1,4	11,0	0,24

Tabela 6.2-2 Características dos melhores resultados obtidos para os cinco bastões usados no laser LXP-01. A eficiência para o bastão KGW:Nd leva em conta o seu menor comprimento em relação ao comprimento da lâmpada.



Dos gráficos das figuras 6.2-4 e 6.2-5 e da tabela acima, vemos que a eficiência de extração de energia laser por volume, para uma mesma energia de bombeamento, é maior para o bastão de KGW:Nd, seguido do YAG:Nd de 4,0 mm, YAG:Nd de 6,35 mm, YLF:Nd- $\pi$  e YLF:Nd- $\sigma$  nesta ordem. Isto mostra que o cristal de KGW:Nd é um excelente meio laser, com um limiar semelhante ao do tradicional cristal de YAG:Nd, mas com maior eficiência que este.

Entre os dois bastões de YLF:Nd, vemos que aquele com polarização  $\pi$  é mais eficiente na extração de energia, que aquele com polarização  $\sigma$ , com a vantagem de apresentar emissão naturalmente polarizada. Mesmo assim, um bastão emitindo na polarização  $\sigma$  pode ser útil em sistemas onde se requer uma emissão com  $\lambda = 1.053$  nm, como por exemplo em amplificadores laser de neodímio de vidro fosfato, os quais são dos melhores para alta potência e possuem pico de emissão em  $\lambda = 1.054$  nm. Um bastão de YLF:Nd- $\sigma$  como o usado neste trabalho, foi obtido pelo crescimento do cristal de YLF na direção paralela ao eixo óptico (cristalográfico), com o eixo do bastão paralelo a esta direção. Isto aumenta a extração de energia nesta polarização, quando comparada a sistemas que usam bastões com o eixo perpendicular ao eixo cristalográfico, obtidos de cristais crescidos numa direção perpendicular ao eixo óptico, e que exigem um polarizador para a obtenção da emissão  $\sigma$  (Pollak et al., 1982).

Uma comparação entre o YAG:Nd de diâmetro 6,35 mm e o YAG:Nd de diâmetro 4,0 mm mostra que o bastão de diâmetro menor é mais eficiente na extração de energia por volume, mas o bastão maior fornece uma energia de saída mais alta, para uma mesma energia de bombeamento. Isto ocorre porque o elemento maior absorve mais energia luminosa da lâmpada que o elemento menor. O limiar para o bastão de 6,35 mm é um pouco maior que para o bastão de 4,0 mm, o que reflete o fato do ganho de pequeno sinal ser menor e da perda  $\gamma'$  ser maior para este elemento.

A comparação entre as perdas  $\gamma'$  torna-se muito difícil, pois elas envolvem vários fatores, entre os quais o espalhamento por inomogeneidades no cristal, e a qualidade cosmética da superfície polida. De uma maneira geral, estas perdas estão dentro dos valores esperados.

### 6.2.1 Chaveamento Q Passivo Do Laser Pulsado LXP-01

O chaveamento Q passivo do laser LXP-01 foi obtido, para todos os cinco bastões descritos acima, com o uso de cristais de  $\text{LiF:F}_2^-$  como

absorvedor saturável. Estes cristais foram produzidos com diferentes transmissões, e o seu uso no LXP-01 resultou na obtenção de pulsos curtos e de alta potência pico. O procedimento experimental e uma análise dos resultados obtidos são a seguir apresentados.

Como visto na seção 4.4 os parâmetros  $\rho$  e  $\delta$ , que relacionam as seções de choque e os tempos de relaxação espontânea do elemento ativo e do absorvedor saturável, são de fundamental importância para a obtenção de um bom chaveamento Q. O conhecimento portanto, do valor destes parâmetros para cada elemento laser torna-se muito importante para uma análise da eficiência do processo de chaveamento. Assim, a tabela 6.2-3 mostra o valor calculado para  $\rho$  e  $\delta$  para cada cristal laser, bem como o valor da seção de choque de absorção do centro de cor para a emissão correspondente do neodímio.

Bastão	$\rho$	$\delta$ ( $10^3$ )	$\sigma_a$ ( $10^{-17}$ cm <sup>2</sup> )	$\lambda$ emissão (nm)
YLF:Nd - $\pi$	77	8,7	2,4	1.047
YLF:Nd - $\sigma$	24	8,7	2,1	1.053
YAG:Nd	36	3,8	1,6	1.064
KGW:Nd	15	1,8	1,4	1.069

Tabela 6.2-3 Valores de  $\rho$ ,  $\delta$  e  $\sigma_a$  para diferentes cristais laser. Para o cálculo de  $\delta$  foi considerado  $W_p \ll 1/\tau_{fl}$ .

A seção de choque de absorção do centro de cor  $F_2^-$  em LiF para o caso da emissão do YAG:Nd ( $\lambda=1,064\mu\text{m}$ ) foi obtida em (Lupei et al., 1990); os outros valores foram calculados através da expressão 4.2-11 com o uso da transmissão inicial  $T_0$  correspondente a cada emissão.

Observa-se, da tabela 6.2-3, que os valores de  $\rho$  ( $\rho>1$ ) são adequados ao chaveamento Q passivo, mas são ainda pequenos quando comparados aos sistemas que usam corantes como absorvedores saturáveis ( $\rho\approx 10^4$ ). Isto significa que a condição para haver auto-excitação de um pulso gigante é satisfeita, mas o fato de  $\rho$  não ser significativamente maior que 1 também indica que estas condições não são as ideais, pois o chaveamento Q não é tão rápido (o centro de cor não satura muito rapidamente). A curva da inversão de população ( $\Delta N_a$ ) no absorvedor não muda muito rapidamente, significando que o pulso se desenvolve sob “alguma” perda, sendo esta perda

tanto maior quanto menor for  $\rho$ . Logo, a tabela 6.2-3 mostra que o caso mais favorável é o do YLF:Nd- $\pi$ , e o pior é o do KGW:Nd.

Os valores de  $\delta$  ao contrário, mostram um sistema desfavorável ao chaveamento Q;  $\delta \gg 1$  significa que a probabilidade de relaxação no filtro é maior que a soma das probabilidades de bombeamento e de relaxação no elemento ativo, indicando que o  $F_2^-$  nunca chega a atingir a máxima saturação.

Além dos parâmetros  $\rho$  e  $\delta$ , a otimização de um processo de chaveamento Q depende também da relação entre a inversão de população inicial  $\Delta N_i$  e de limiar  $\Delta N_{th}$ . Esta relação, como visto na seção 4.3 deve ser  $\Delta N_i \approx 3,5 \cdot \Delta N_{th}$ , ou seja,  $g_i \approx 3,5 \cdot g_{th}$ .

A condição de limiar no início da ação laser, com o absorvedor em seu estado de transmissão mínima  $T_0$ , significa que o ganho inicial de pequeno sinal  $g_0$  é igual à perda total, ou seja:

$$g_0 = \sigma_e \cdot \Delta N_i = \gamma_1 + \gamma_2 + (g_{0a} + \gamma_{1a}) \frac{l_a}{l} \quad \text{Eq. 6.2-1}$$

mas como

$$T_0 = \exp[-(g_{0a} + \gamma_{1a})l_a] \quad \text{ou} \quad g_{0a} + \gamma_{1a} = \frac{-\ln T_0}{l_a} \quad \text{Eq. 6.2-2}$$

temos,

$$g_0 = \gamma_1 + \gamma_2 - \frac{\ln T_0}{l} = \sigma_e \Delta N_i \quad \text{Eq. 6.2-3}$$

Portanto, para cada valor de energia de bombeamento  $E_E$ , corresponde uma inversão de população  $\Delta N$ , e uma transmissão inicial  $T_0$  para a qual o ganho iguala-se às perdas. Nestas condições, um pulso laser começa a se desenvolver dentro do ressonador, saturando o absorvedor e consumindo parte da inversão de população do elemento ativo.

Depois da saturação do absorvedor saturável (dos centros  $F_2^-$ ), o laser apresenta um ganho de limiar  $g_{th}$  dado por:

$$g_{th} = \sigma_e \cdot \Delta N_{th} = \gamma_1 + \gamma_2 + (g_{fa} + \gamma_{1a})l_a/l \quad \text{Eq. 6.2-4}$$

onde  $g_{fa}$  é o coeficiente final de absorção saturável do centro de cor logo após a passagem do pulso laser, e antes da sua relaxação. Mas, de Eq.4.2-7 temos:

$$g_{fa} = \frac{g_{0a}}{1 + I/I_s^a} \quad \text{Eq. 6.2-5}$$

ou seja,  $g_{fa} \approx 0$  para pulsos cuja intensidade intracavidade seja muito maior que a intensidade de saturação do absorvedor saturável. Como  $I_s^a(F_2^-) \approx 0,16 \text{ MW/cm}^2$  (Lupei et al., 1990), podemos realmente considerar  $g_{fa} \approx 0$  se a intensidade intracavidade for  $I > 1,5 \text{ MW/cm}^2$ . Neste caso, a inversão de população de limiar  $\Delta N_{th}$  se torna:

$$\sigma_e \cdot \Delta N_{th} = \gamma_1 + \gamma_2 + \frac{l_a}{l} \gamma_{1a} \quad \text{Eq. 6.2-6}$$

Mas, como visto na seção 6.1, devemos lembrar que  $\gamma_{1a}$  também depende da transmissão inicial  $T_0$  do absorvedor saturável, pois esta depende do número de irradiações, o que também afeta  $\gamma_{1a}$ .

Portando, a variação dos parâmetros das equações 6.2-1 e 6.2-6 pode levar ao valor ideal para a razão  $\Delta N_i/\Delta N_{th}=3,5$  e à conseqüente otimização da potência pico. Um procedimento padrão para a obtenção deste valor pode assim ser estabelecido:

Para um dado sistema laser, mede-se o ganho de pequeno sinal  $g_0$  em função da energia de entrada  $E_E$ . Para um certo nível de bombeamento ( $E_E$ ), temos um correspondente ganho inicial máximo  $g_i$  que deve ser 3,5 vezes maior que o ganho de limiar  $g_{th}$ . E das equações 6.2-3 e 6.2-6 obtemos

$$g_{th} = \gamma_1 + \gamma_2 + \frac{l_a}{l} \gamma_{1a} = \frac{g_i}{3,5}$$

o que fornece a refletividade do espelho de saída para que a relação acima seja satisfeita. A partir do valor do acoplamento de saída  $\gamma_2$  obtemos de 6.2-3 o valor ideal para a transmissão inicial  $T_0$  do absorvedor saturável.

### *Arranjo Experimental*

Os experimentos de chaveamento Q foram feitos com o laser pulsado LXP-01 operando em multimodo com ressonador de espelhos planos, separados por uma distância  $L=28\text{cm}$ . O cristal de  $\text{LiF:F}_2^-$ , sem "coating antirefletor", foi colocado entre o elemento ativo e o espelho de fundo e alinhado com as superfícies polidas perpendicularmente ao eixo do ressonador.

Para a detecção dos pulsos foi utilizado um osciloscópio de memória Tektronix modelo 7633 de 100 Mhz com amplificador vertical 7A18, e tempo de subida de  $\sim 4,5\text{ns}$ , juntamente com um fotodiodo de silício FND-100 com 90V de polarização reversa,  $50\Omega$  de carga e tempo de subida menor que 1ns. Como a largura temporal dos pulsos chaveados (da ordem de  $t_p \sim 10\text{ns}$ ) está

no limite de resolução do sistema de detecção, é preciso corrigir o tempo medido na tela do osciloscópio para se obter o tempo real. A relação entre estes tempos é dada por:  $t_p^2(s) = t_{\text{medido}}^2 - 2(4,5 \times 10^{-9})^2 - 2(1 \times 10^{-9})^2$ ; e a largura temporal do pulso  $t_p$  é considerada como a largura à meia altura do máximo de intensidade (FWHM). Com pulsos de modos travados de duração menor que 1ns (verificado com um osciloscópio de memória de 500 Mhz), constatamos ser de 7ns a menor medida possível com este sistema. Portanto, medidas corrigidas de largura de pulso menores que este valor serão consideradas como <7ns.

A medida de energia dos pulsos foi feita com um detetor tipo termopilha da marca Scientech modelo 373 com precisão de  $\pm 5\%$ .

A energia elétrica fornecida à lâmpada foi obtida através da medida direta da tensão aplicada ao banco de capacitores da fonte de alimentação.

### *Procedimento Experimental*

Um cristal de  $\text{LiF:F}_2^-$  de  $1 \times 1 \times 3,9 \text{cm}$ , com apenas uma dose de irradiação, foi introduzido no laser LXP-01 para a obtenção do chaveamento Q passivo dos cinco bastões laser. Depois da caracterização do sistema, este cristal é reirradiado e novamente posto no laser. Este procedimento é repetido até que o ganho máximo do laser não mais ultrapasse a perda introduzida pelo cristal. Os resultados obtidos são diferentes para cada elemento laser, mas de uma maneira geral o processo segue um mesmo comportamento.

Com o cristal absorvedor inserido no ressonador, a energia de bombeamento é lentamente aumentada até que ocorra a emissão de um único pulso laser chaveado, quando então a sua energia e a sua duração temporal são medidas. O procedimento é repetido várias vezes, e sempre para cada pulso da lâmpada corresponde a emissão de um único pulso laser. Um aumento posterior de  $E_E$ , além deste limiar para único pulso, não altera as características de energia e largura temporal deste pulso durante um certo intervalo de energia de bombeamento. Mas a um certo nível de energia de entrada, a emissão laser passa a ser composta de dois pulsos chaveados, separados por um tempo característico de 10 a  $20 \mu\text{s}$ . Um novo aumento de  $E_E$  novamente não altera a figura de emissão até que este aumento implique na emissão de um terceiro pulso chaveado. Isto novamente se repete até se chegar à máxima energia de bombeamento para o sistema.

Uma nova irradiação do absorvedor diminui a sua transmissão inicial  $T_0$ , e aumenta a energia de bombeamento necessária à emissão de um pulso laser (e dos demais). Para transmissões suficientemente baixas, a energia de bombeamento máxima corresponderá a um nível de ganho (máximo para este

laser) que iguala as perdas totais no ressonador, e neste caso haverá a emissão de um único pulso com grande potência pico. Se, para este caso, a razão entre as populações máxima  $\Delta N_i$  e de limiar  $\Delta N_{th}$  for  $\sim 3,5$  então a potência pico é máxima, teoricamente prevista, para este sistema.

Uma estimativa da absorção máxima ( $T_0$  mínimo) suportada para um certo nível de bombeamento é feita pela equação 6.2-3. Assim, para um dado cristal absorvedor, onde conhecemos  $T_0$ ,  $\gamma_1$  e  $\gamma_2$ , existe uma energia de bombeamento  $E_E$  para a qual haverá a emissão de um único pulso. Mas na prática, vemos que o valor de  $E_E$  é menor que o valor teórico, ou seja, o laser consegue saturar um cristal com maior absorção do que o seu ganho permitiria, ou, um ganho menor é necessário para saturar um certo cristal. Isto significa que de alguma maneira a absorção inicial do centro de cor é diminuída pouco antes ou no início da ação laser, como veremos a seguir.

Um cálculo da potência de fluorescência usando a Eq.2.2-15 mostra que ela é muito pequena para afetar o valor de  $T_0$  antes da ação laser se iniciar. O processo que acreditamos estar ocorrendo neste caso é o de saturação filamentar, que pode ocorrer devido a uma não uniformidade espacial do ganho no elemento ativo. Nos pontos do espaço onde o ganho é maior, a saturação do centro de cor acontece primeiro, provocando a saturação num filamento (hot spot) ao longo de todo o cristal, a partir destes pontos. Esta suposição é evidenciada quando o  $\text{LiF:F}_2^-$  é usado como elemento laser ativo em um outro arranjo experimental, e bombeado colinearmente por um laser de neodímio; neste caso, pode-se observar a emissão do laser de centro de cor, que para algumas situações, emite um feixe subdividido em outros feixes de diâmetro muito menor.

Nota-se, também, que a energia de bombeamento necessária para a obtenção do primeiro pulso é muito maior que a necessária para a obtenção de um segundo pulso. Isto acontece porque a inversão de população do elemento ativo não vai a zero quando da emissão do primeiro pulso, e o bombeamento necessário para a nova saturação do absorvedor é aquele para elevar a inversão de população de  $\Delta N_f$  para  $\Delta N_i$ . A distância temporal entre os pulsos, de 10 a  $20\mu\text{s}$ , é longa o suficiente para que o cristal de  $\text{LiF:F}_2^-$  recupere todo o seu estado absorvedor, mas é pequena quando comparada ao tempo de decaimento espontâneo do íon  $\text{Nd}^{3+}$ , e a relaxação no elemento laser pode portanto ser desprezada, e a população  $\Delta N_i$  permanece inalterada entre os pulsos. Outra característica da emissão de múltiplos pulsos é a de que a energia média de cada pulso chaveado individual aumenta com o número de pulsos, ou seja, em um trem com um número menor de pulsos a energia média por pulso é menor que para um trem com um número maior de pulsos. Este fato pode estar relacionado à velocidade com que o meio ativo é populado, à distribuição de

ganho, à mudança no espectro da lâmpada, e à maior energia de fluorescência perdida pelo elemento laser para uma situação com número menor de pulsos.

A figura 6.2-6 mostra alguns resultados obtidos para a energia de saída e o número de pulsos em função da energia de bombeamento. A instabilidade em energia do pulso laser é no máximo de 20% dentro da faixa de variação da energia de bombeamento, onde não há mudança no número de pulsos; a energia de entrada  $E_E$  para a qual há a mudança neste número de pulsos varia em  $\pm 3\%$  e a flutuação na largura temporal é menor que a resolução do sistema de medida.

O objetivo deste trabalho é o de se obter um único pulso para um determinado ganho inicial, tendo-se a máxima eficiência e potência pico para cada caso.

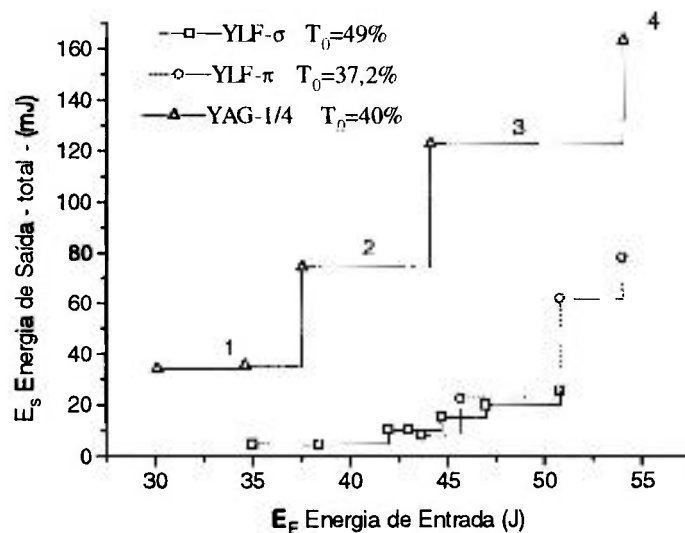


Fig.6.2-6 Energia de saída total em função da energia de entrada; os números representam a quantidade de pulsos laser por pulso da lâmpada

A expressão 4.4-11, que fornece a potência pico  $P$  para o caso de chaveamento  $Q$  passivo, é usada para analisar os resultados obtidos e para tentar melhorá-los. Vemos que  $P$  é uma função de muitos parâmetros, entre os quais,  $\Delta N_i$ ,  $\Delta N_{th}$ ,  $T_0$  e  $R$ , e onde  $\Delta N_i$  e  $\Delta N_{th}$  também dependem de  $T_0$ .

A potência pico  $P$  obviamente aumenta com a inversão de população inicial, que por sua vez é aumentada com a energia de bombeamento. Um aumento na energia de bombeamento contudo, impõe uma diminuição em  $T_0$  para que outros pulsos não ocorram. Esta diminuição da transmissão inicial, implica em um aumento da perda parasita  $\gamma_{1a}$ , o que aumenta o valor da

população de limiar e afeta a relação  $\Delta N_i/\Delta N_{th}$ . O aumento em  $\gamma_{1a}$  pode ser compensado por uma diminuição em  $\gamma_2$  através do aumento da refletividade do espelho de saída. Vemos então, que a otimização do chaveamento Q para este sistema é afetada pela relação entre todos estes parâmetros, o que mostra que para o LXP-01 é muito difícil a obtenção da razão ideal  $\Delta N_i/\Delta N_{th} \approx 3,5$ . O uso de valores experimentais, mostra que para valores baixos de energia de entrada, esta relação é pouco maior que 1; e para os maiores valores de  $E_E$ , o aumento de  $\Delta N_i$  é parcialmente compensado por um aumento em  $\Delta N_{th}$  o qual, embora pequeno, é suficiente para não se atingir a relação ótima.

O fato da emissão laser ocorrer para um ganho menor que o esperado, para uma dada transmissão inicial do absorvedor, significa que, na prática, o procedimento descrito acima (na otimização do chaveamento Q), se torna dependente de medidas experimentais de  $T_0$  em função de  $E_E$ .

As tabelas 6.2-4 a 6.2-8 mostram os resultados de chaveamento Q obtidos para várias situações de  $T_0$  e da refletividade R do espelho de saída.  $E_E$  é a energia mínima de bombeamento para a qual se obtém a emissão de um único pulso chaveado (para uma dada transmissão  $T_0$ );  $T_0$ -teór. é a transmissão teórica correspondente a esta energia de entrada dada pela equação 6.2-3;  $\Delta N_i/\Delta N_{th}$  é obtido de  $g_0$  e  $E_E$ , e da equação 6.2-6;  $E_s$  e  $t_p$  são os valores experimentais de energia e largura temporal do pulso; P é a potência pico obtida pela razão  $E_s/t_p$  e P-teor. é a potência pico obtida pelo uso da equação 4.4-11.

Como visto anteriormente, o valor esperado para  $T_0$  ( $T_0$ -teor.) é maior que o valor experimental, ou seja, o laser suporta uma perda maior que a esperada. E é com este valor obtido na prática que foram feitos os cálculos dos demais parâmetros. Usamos também a aproximação  $\gamma_1 \approx \gamma'/2l$ .

YLF:Nd- $\pi$                       R=19%

$E_E$ (J)	$T_0$ %	$\gamma_{1a}10^{-2}$ ( $cm^{-1}$ )	$T_0$ -teor. %	$E_s$ (mJ)	$t_p$ (ns)	P (MW)	P.teor (MW)	$\Delta N_i/\Delta N_{th}$
35	42	1,8	77	30	18	1,7	0,5	1,2
44	34	2,2	57	39	10	3,9	4,2	1,4
47	26	2,6	51	133	11	12,1	5,2	1,5
50	22	2,6	46	70	12	5,8	6,9	1,6



R=28%

$E_E$ (J)	$T_0$ %	$\gamma_{1a}10^{-2}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$T_0$ - teor. %	$E_s$ (mJ)	$t_p$ (ns)	P (MW)	P-teor (MW)	$\Delta N_i/\Delta N_{th}$
43	34	2,2	48	90	9	10	7,5	1,8
51	28	2,2	37	135	10	13,5	13,6	2,1

R=35%

$E_E$ (J)	$T_0$ %	$\gamma_{1a}10^{-2}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$T_0$ - teor. %	$E_s$ (mJ)	$t_p$ (ns)	P (MW)	P-teor (MW)	$\Delta N_i/\Delta N_{th}$
49	34	2,2	35	70	12	5,8	16,1	2,3
53	31	2,2	31	110	11	10,0	20,5	2,5
54	28	2,2	30	130	9	14,4	20,3	2,5

R=45%

$E_E$ (J)	$T_0$ %	$\gamma_{1a}10^{-2}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$T_0$ - teor. %	$E_s$ (mJ)	$t_p$ (ns)	P (MW)	P-teor (MW)	$\Delta N_i/\Delta N_{th}$
42	34	2,2	39	76	11	6,9	10,2	2,4
47	31	2,2	33	95	11	8,6	7,6	2,6
49	28	2,2	31	121	9	13,4	15,9	2,8

Tabela 6.2-4 Valores experimentais e teóricos obtidos para o chaveamento Q do laser LXP-01, para o bastão YLF:Nd- $\pi$ , com a variação de  $T_0$  e R.

YLF:Nd- $\sigma$  R=19%

$E_E$ (J)	$T_0$ %	$\gamma_{1a}10^{-2}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$T_0$ -teor. %	$E_s$ (mJ)	$t_p$ (ns)	P (MW)	P-teor (MW)	$\Delta N_i/\Delta N_{th}$
35	69	1,4	87	1	32	0,03	0,6	1,1
38	49	1,4	79	6	30	0,2	1,8	1,2
43	40	1,8	67	13	26	0,5	5,6	1,3
50	31	2,2	53	51	16	3,2	15,6	1,5

R=35%

$E_E$ (J)	$T_0$ %	$\gamma_{1a}10^{-2}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$T_0$ -teor. %	$E_s$ (mJ)	$t_p$ (ns)	P (MW)	P-teor (MW)	$\Delta N_i/\Delta N_{th}$
33	49	1,4	68	13	26	0,5	6,0	1,4
36	31	2,2	62	50	26	1,92	6,4	1,5
54	29	2,2	35	20	32	0,6	41,8	2,2

Tabela 6.2-5 Valores experimentais e teóricos obtidos para o chaveamento Q do laser LXP-01, para o bastão YLF:Nd- $\sigma$ , com a variação de  $T_0$  e R.

YAG:Nd 6,35mm R=19%

$E_E$ (J)	$T_0$ %	$\gamma_{1a}10^{-2}$ ( $cm^{-1}$ )	$T_0$ - teor. %	$E_s$ (mJ)	$t_p$ (ns)	P (MW)	P-teor (MW)	$\Delta N_i/\Delta N_{th}$
26	58	1,4	74	27	27	1,0	1,4	1,2
30	49	1,4	61	45	15	3,0	4,0	1,4
42	36	2,6	34	55	12	4,6	12,9	1,8
44	32	3,0	31	95	8	11,9	15,0	1,9
45	28	3,0	29	110	8	13,8	17,3	2,0
	19	3,4	o limiar não é atingido					

R=28%

$E_E$ (J)	$T_0$ %	$\gamma_{1a}10^{-2}$ ( $cm^{-1}$ )	$T_0$ -teor. %	$E_s$ (mJ)	$t_p$ (ns)	P (MW)	P-teor (MW)	$\Delta N_i/\Delta N_{th}$
28	49	1,8	55	60	15	4,0	3,8	1,6
34	36	2,6	41	65	12	5,4	7,1	1,8
41	32	3,0	29	113	9	12,6	14,6	2,1
42	28	3,0	28	71	9	7,9	16,8	2,3
44	23	3,4	25	105	8	13,1	16,4	2,3
46	19	3,8	23	85	8	10,6	18,4	2,4

R=35%

$E_E$ (J)	$T_0$ %	$\gamma_{1a}10^{-2}$ ( $cm^{-1}$ )	$T_0$ - teor. %	$E_s$ (mJ)	$t_p$ (ns)	P (MW)	P-teor (MW)	$\Delta N_i/\Delta N_{th}$
32	36	2,6	41	108	12	5,9	5,5	1,9
40	32	3,0	27	71	10	10,8	17,1	2,3
41	28	3,0	26	105	9	11,7	18,0	2,4
42	23	3,4	25	90	9	10	13,6	2,4

Tabela 6.2-6 Valores experimentais e teóricos obtidos para o chaveamento Q do laser LXP-01, para o bastão YAG:Nd de 6,35mm, com a variação de  $T_0$  e R.

## YAG:Nd 4,0 mm R=9%

$E_E$ (J)	$T_0$ %	$\gamma_{1a}10^{-2}$ ( $cm^{-1}$ )	$T_0$ - teor. %	$E_s$ (mJ)	$t_p$ (ns)	P (MW)	P-teor (MW)	$\Delta N_i/\Delta N_{th}$
28	49	2,2	40	40	10	4,0	6,3	1,6
35	32	3,0	23	76	12	6,3	14,5	2,0
43	28	3,0	12	76	8	9,5	31,4	2,4
49	19	3,8	8	103	<5	>20	42,7	2,7
52	16	4,2	6	105	<5	>21	48,5	2,8

## R=19%

$E_E$ (J)	$T_0$ %	$\gamma_{1a}10^{-2}$ ( $cm^{-1}$ )	$T_0$ - teor. %	$E_s$ (mJ)	$t_p$ (ns)	P (MW)	P-teor (MW)	$\Delta N_i/\Delta N_{th}$
16	74	1,4	71	1	72	0,01	0,3	1,2
20	56	1,8	52	5	19	0,3	1,9	1,5
23	39	2,6	41	17	26	0,7	3,4	1,6
29	32	3,0	25	45	11	4,1	9,0	2,0
32	28	3,0	20	55	10	5,5	12,9	2,2
35	23	3,4	16	75	<7	>10,7	16,0	2,4
36	19	3,8	15	71	<7	>10,1	16,0	2,4
41	16	4,2	10	79	<7	>11,3	23,2	2,7

Tabela 6.2-7 Valores experimentais e teóricos obtidos para o chaveamento Q do laser LXP-01, para o bastão YAG:Nd de 4,0 mm, com a variação de  $T_0$  e R.

KGW:Nd                      R=19%

$E_E$ (J)	$T_0$ %	$\gamma_{1a} 10^{-2}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$T_0$ - teor.%	$E_s$ (mJ)	$t_p$ (ns)	P (MW)	$\Delta N_i / \Delta N_{th}$
11	76	1,4	-	0,8	45	-	-
13	60	1,8	-	2,8	26	-	-
22	36	2,6	59	30	<7	>4,3	1,3
25	31	3,0	47	50	<7	>7,1	1,5
29	26	3,4	34	40	<7	>5,7	1,7
29	22	3,8	34	40	<7	>5,7	1,7
30	16	4,2	32	21	<7	>3,0	1,8

Tabela 6.2-8 Valores experimentais e teóricos obtidos para o chaveamento Q do laser LXP-01, para o bastão KGW:Nd, com a variação de  $T_0$  e R.

Uma análise destes resultados nos fornece as seguintes conclusões:

O aumento da refletividade do espelho de saída possibilita um aumento da absorção inicial do absorvedor saturável. Isto causa um aumento da energia de bombeamento (e da inversão de população  $\Delta N_i$ ), levando a um aumento também da relação  $\Delta N_i / \Delta N_{th}$ . Como resultado, temos que de uma maneira geral houve um aumento na potência pico P. Isto foi causado por um aumento de energia de saída e simultaneamente por uma diminuição da largura temporal do pulso gigante, ou seja, para uma mesma energia de entrada, P aumentou com o aumento de  $\Delta N_i / \Delta N_{th}$ , confirmando a teoria (Eq.4.4-11). Este comportamento ocorre como uma tendência geral, variações de ponto a ponto ocorrem devido à alta sensibilidade de alinhamento para um ressonador de espelhos planos e a uma pequena flutuação no volume da região ativa para transmissões muito baixas.

Foi verificado que para todos os casos (cristais laser e refletividade R), o aumento da potência pico com a diminuição de  $T_0$  deixa de existir a partir de um certo grau de absorção. Para transmissões muito baixas, ocorre uma queda muito grande na energia de saída do laser, o que não permite chegar ao valor ideal para a relação entre os ganhos. O aumento de  $\Delta N_i / \Delta N_{th}$  não leva a um aumento da potência de saída, e uma possível explicação poderia ser a de que um volume menor do meio ativo atinge o limiar. Um aumento de R ou da energia de bombeamento contudo, não leva a um aumento nesta potência. Isto porém, não invalida esta possibilidade, pois este fato poderia estar

acontecendo pela ação de saturação filamentar, a qual não se estenderia a todo o volume do meio ativo (mesmo com o aumento de  $R$  ou de  $E_E$ ). Outra interpretação para o fato poderia ser a ocorrência de perdas não detectadas no absorvedor saturável para doses altas de irradiação.

O valor da transmissão do absorvedor para a qual este fenômeno acontece, como mostrado nas tabelas acima, é para cada caso:

YLF:Nd- $\pi$	$T_0(1.047) = 22\%$
YLF:Nd- $\sigma$	$T_0(1.053) = 29\%$
YAG:Nd-16,35mm	$T_0(1.064) = 19\%$
KGW:Nd	$T_0(1.068) = 26\%$

Para o bastão de YAG de diâmetro menor, não é clara a ocorrência deste fato, embora a energia de saída praticamente não seja alterada com a diminuição de  $T_0$  de 19% para 16%. A divisão do ganho de pequeno sinal  $g_0$  pela área do bastão, mostra que o YAG:Nd (4,0 mm) possui o maior valor de ganho por  $\text{cm}^2$ , ou seja, comparado aos outros bastões, este é o que possui o maior poder de saturação do centro de cor (mesmo levando-se em conta a maior seção de choque de absorção do centro  $F_2^-$  para a emissão em 1.047 nm do YLF:Nd- $\pi$ ).

A tabela 6.2-9 resume os melhores resultados em termos da potência pico  $P$  para cada elemento laser.  $E_f(\text{ch-Q})$  é a eficiência de extração de energia do pulso chaveado, ou seja, a porcentagem da energia do pulso chaveado em relação àquela obtida para um pulso não chaveado (dada por  $E_s$ ), para uma mesma energia de bombeamento.

BASTÃO	P (kW)	$E_s$ (mJ)	$t_p$ (ns)	$E_s$ (livre) (mJ)	$E_f$ (ch-Q) %
YLF:Nd- $\pi$	14,4	130	9	450	29
YLF:Nd- $\sigma$	3,2	51	16	290	18
YAG:Nd 6,35mm	13,8	110	8	600	18
YAG:Nd 4,0mm	>15	105	<7	456	23
KGW:Nd	>7,1	50	<7	230	22

Tabela 6.2-9 Características do pulso chaveado mais intenso para cada elemento laser.

Em termos do parâmetro  $\rho$  (Eq.4.2-18), que mede a razão entre as seções de choque do absorvedor e do elemento laser, o YLF:Nd- $\pi$  é o que possui valor mais favorável (maior) indicando uma menor perda durante o desenvolvimento do pulso laser. Concordando com isso, este foi o elemento que apresentou a maior eficiência em termos de extração de energia, ficando o YAG:Nd em segundo lugar, com o KGW:Nd apresentando uma eficiência pouco maior que a do YLF:Nd- $\sigma$ , ao contrário do indica o valor de  $\rho$ . Isto pode ser devido à imprecisão no valor das seções de choque de emissão do elemento laser e de absorção do centro de cor  $F_2^-$ , pois a emissão do KGW:Nd se dá em uma banda larga, de  $\sim 1,05$  a  $\sim 1,08\mu\text{m}$  com pico em  $1.068\text{nm}$ , e os valores destas seções de choque foram calculados pelo valor do pico de emissão de fluorescência. Mas em um laser, o comprimento de onda de emissão é aquele para o qual existe um maior ganho líquido, o que pode não coincidir com o pico de emissão de fluorescência.

A largura temporal  $t_p$  dos pulsos é bastante curta, seguindo de maneira geral a dependência esperada com a razão  $\Delta N_i/\Delta N_{th}$ , ou seja, maior esta razão, menor é  $t_p$ . A limitação do equipamento de medida não permitiu a medida dos pulsos mais curtos, que são menores que  $7\text{ns}$ .

Os valores teóricos da potência pico calculados pela equação 4.4-11 seguem o mesmo comportamento que o verificado experimentalmente, e embora sejam relativamente maiores que os valores obtidos na prática, servem para dar uma estimativa do valor esperado de  $P$  e para indicar o procedimento a seguir na otimização do chaveamento  $Q$ .

Experimentalmente verificou-se também ser possível aumentar ainda mais a energia de saída, para alguns casos, através do desalinhamento da superfície do cristal de  $\text{LiF:F}_2^-$ . Colocando-se a reflexão da sua superfície totalmente fora do caminho óptico (sem retorno para o meio ativo) houve um aumento na energia de bombeamento e também um aumento considerável na potência pico. A tabela abaixo relaciona alguns resultados.

YLF:Nd- $\pi$ desalinhado				R=19%
$E_E$ (J)	$T_0$ %	$E_s$ (mJ)	$t_p$ (ns)	P (MW)
54	26	156	11	14,2
	22	limiar não atingido		

YLF:Nd- $\sigma$  desalinhado R=19%

$E_E$ (J)	$T_0$ %	$E_s$ (mJ)	$t_p$ (ns)	P (MW)
49	40	45	15	3,0
	31	limiar não atingido		

YAG:Nd 6,35mm desalinhado R=28%

$E_E$ (J)	$T_0$ %	$E_s$ (mJ)	$t_p$ (ns)	P (MW)
56	23	140	<7	>20
	19	limiar não atingido		

YAG:Nd 6,35mm R=35%

$E_E$ (J)	$T_0$ %	$E_s$ (mJ)	$t_p$ (ns)	P (MW)
46-54	23	126	<7	>18

YAG:Nd 4,0mm desalinhado R=19%

$E_E$ (J)	$T_0$ %	$E_s$ (mJ)	$t_p$ (ns)	P (MW)
	16	limiar não atingido		

KGW:Nd desalinhado R=19%

$E_E$ (J)	$T_0$ %	$E_s$ (mJ)	$t_p$ (ns)	P (MW)
38	26	53	<7	>7,6
35	16	35	<7	>5
26	31	60	<7	>8,6

Tabela 6.2-10 Características do pulso chaveado mais intenso para cada elemento laser, no caso do LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup> desalinhado em relação ao eixo do ressonador.

A figura 6.2-7 mostra a evolução temporal de um pulso chaveado com largura temporal de ~10 ns.



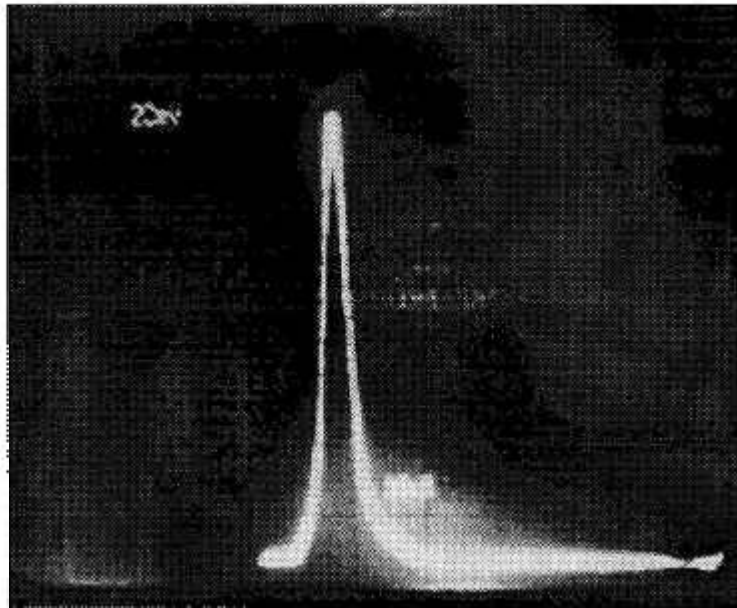


Fig.6.2-7 Evolução temporal típica de um pulso laser de neodímio chaveado por  $\text{LiF:F}_2^-$  no LXP-01. Escala reduzida de 10ns/div .

O desalinhamento do cristal de  $\text{LiF:F}_2^-$  introduz uma perda adicional no ressonador ( $\sim 3\%$  por passo), o que eleva os ganhos inicial  $g_i$  e de limiar  $g_{th}$  de um mesmo valor, diminuindo conseqüentemente a razão entre as inversões de população inicial e de limiar. Esta diminuição, que levaria a uma queda na potência pico, é compensada pelo aumento do valor absoluto de  $\Delta N_i$ , resultando em um aumento na potência de saída do pulso chaveado.

O aumento da refletividade  $R$  do espelho de saída, como visto, leva a um aumento da relação  $\Delta N_i/\Delta N_{th}$ . Na prática, contudo, a diminuição do acoplamento de saída implica em uma maior intensidade intracavidade, o que acaba sendo limitado pela resistência dos elementos ópticos dentro do ressonador laser. A tentativa de aumentar  $R$ , levou em vários casos, a danos permanentes nos *coatings* dos espelhos, tornando-se num fator limitante na busca da relação ótima entre as inversões de população inicial e de limiar.

#### *Ressonador Instável:*

A tentativa de obtenção do modo  $\text{TEM}_{00}$  através da introdução de uma íris intracavidade resultou em pulsos temporalmente mais curtos, da ordem de  $< 5$  ns. A intensidade resultante foi tão alta que levou a danos da óptica em todas as tentativas. Espelhos, cristal chaveador e até mesmo um bastão laser foram irremediavelmente danificados.

A alternativa encontrada para a obtenção de um pulso chaveado com modo transversal de baixa ordem foi a de se usar um ressonador instável telescópico, ajustado de acordo com a disponibilidade de espelhos. A seguir são mostrados os resultados obtidos, para pulso único, com o seguinte ressonador:

$M_1$ :  $R_1 = 100\%$   $R_{c1} = 1,5m$

$M_2$ :  $R = 92\%$   $R_{c2} = -50cm$  diâmetro  $\phi = 2,0mm$

O comprimento L foi ajustado experimentalmente para cada bastão.

#### YLF:Nd- $\pi$

$E_E$ (J)	$T_0$ %	$E_s$ (mJ)	$t_p$ (ns)	P (MW)
24	66	4	24	0,16
30	45	9	18	0,50
39	37	15	18	0,83
35	34	37	10	3,7

#### YLF:Nd- $\sigma$

$E_E$ (J)	$T_0$ %	$E_s$ (mJ)	$t_p$ (ns)	P (MW)
29-37	69	4	21	0,19
39	49	13	21	0,62
46	40	14	18	0,78

#### YAG:Nd 6,35mm

$E_E$ (J)	$T_0$ %	$E_s$ (mJ)	$t_p$ (ns)	P (MW)
29	49	9	18	0,50
29	48	12	18	0,67
32	37	13	18	0,72
38	32	27	8	3,4
41	19	50	7	7,1
54	16	o limiar não é atingido		

## YAG:Nd 4,0mm

$E_E$ (J)	$T_0$ %	$E_s$ (mJ)	$t_p$ (ns)	P (MW)
19	49	13	8	0,6

## KGW:Nd

$E_E$ (J)	$T_0$ %	$E_s$ (mJ)	$t_p$ (ns)	P (MW)
11	76	1	48	0,02
13	60	3	20	0,15
20	39	6	11	0,55
28	22	20	7	2,9

Tabela 6.2-11 Características do pulso chaveado para cada elemento laser no caso de ressonador instável

Para outro ressonador instável, com a configuração mostrada abaixo, o melhor resultado obtido foi aquele dado na tabela 6.2-12.

$M_1 - R_1 = 100\%$   $R_{c1} = 1,0m$

$M_2 - R = 100\%$   $R_{c2} = -30cm$  diâmetro  $\phi = 2,0mm$

$L_{opt.} \approx 34,5cm$

## YAG:Nd 6,35mm

$E_E$ (J)	$T_0$ %	$E_s$ (mJ)	$t_p$ (ns)	P (MW)
50	30	80	8	10

Tabela 6.2-12 Características do pulso chaveado para o bastão de YAG:Nd de 6,35mm de diâmetro, no caso de ressonador instável

Para os dois ressonadores, a distância  $L$  entre os espelhos foi ajustada experimentalmente até se obter a menor divergência do feixe de saída. Este feixe é medido para campo distante ( $\sim 4m$ ) onde não há mais a figura de um buraco no centro. O espelho convexo  $M_2$  foi feito pela evaporação de um filme fino altamente refletor através de uma íris de diâmetro  $\phi = 2,0 mm$

colocada no centro e em contato com a superfície do substrato de vidro óptico, a parte restante, por onde passa o feixe não possui nenhum filme refletor.

Com o segundo ressonador, foi possível estar mais próximo ao máximo de energia de bombeamento para a emissão de um único pulso para o YAG:Nd de  $\phi=6,35$ , do que no caso do primeiro ressonador. Isto levou a uma maior extração de energia e resultou na maior potência pico obtida para este tipo de ressonador. Além da alta potência, o feixe também apresentou uma divergência muito baixa  $\theta \approx 0,2$  mrad, o que possibilitou a sua utilização na obtenção de furos micrométricos, da ordem de  $\sim 15$   $\mu\text{m}$ , com baixa excentricidade, em chapas de aço inox (Allain e Muramatsu, 1994), e também a ionização do ar quando focalizado com uma lente de distância focal  $f=10$  cm. Existe potencial interesse nesse laser para cirurgias oftálmicas, como capsulotomia posterior.

O diâmetro  $\phi=2,0$  mm do espelho de saída destes ressonadores casa-se bem com o diâmetro dos bastões de  $\phi \approx 6$  mm, pois lembramos que  $\phi = d = D/M$ , e  $M \sim 3$  para este ressonador. Um diâmetro menor para o espelho de saída seria mais eficiente para o caso dos bastões de  $\phi = 4,0$  mm, mas isto não foi possível pela falta de substratos.

A flutuação em energia e em largura temporal dos pulsos gerados com o ressonador instável é bem menor que aquela apresentada com o uso de ressonadores estáveis, e está dentro dos erros dos equipamentos de medida. A variação em tensão vista na tela de um osciloscópio de memória é menor que 10% para 30% dos pulsos e menor que 5% para os outros 70%.

O uso do ressonador instável, para o chaveamento Q com modo de baixa ordem, apresentou portanto, uma série de vantagens em relação ao ressonador estável: maior estabilidade dos pulsos; menor divergência; não causa danos à óptica por não apresentar um campo estacionário; possibilita a obtenção de um grande volume no modo de mais baixa ordem, mesmo para comprimentos pequenos (o que é importante para o chaveamento Q), levando a um feixe próximo ao limite de difração.

#### *Chaveamento Q Por Cristais de $\text{LiF:F}_2^-$ Irradiado Por Laser de Rubi:*

Como visto na seção 6.1, a diminuição do pico da banda de absorção em  $\lambda=800$  nm correspondente ao centro de cor  $\text{F}_3^-$ , parece estar associada a uma diminuição nas perdas parasitas não saturáveis. Para verificar este fato, dois cristais diferentes de  $\text{LiF:F}_2^-$  foram utilizados para o chaveamento Q do laser LXP-01. Em ambos os casos, o chaveamento foi obtido antes e depois da irradiação do absorvedor por pulsos de um laser de rubi de

20J de energia, largura temporal de ~1 ns e ~9 mm de diâmetro. As tabelas 6.2-13 e 6.2-14 mostram os resultados obtidos.

	$E_E$ (J)	$t_p$ (ns)	$E_s$ (mJ)	$T_0$ % (1.047nm)	$T_0$ % (800nm)
antes	35	18	27	42	11
depois	35	18	33	43	17

Tabela 6.2-13 Características de um pulso laser de YLF:Nd- $\pi$  chaveado por LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup>. O cristal chaveador foi irradiado com 30 pulsos de laser de rubi ( $E_s=20J$ ). Antes e depois se refere a esta irradiação.

	$E_E$ (J)	$t_p$ (ns)	$E_s$ (mJ)	$T_0$ % (1.047nm)	$T_0$ % (800nm)
antes	54	17	43	27	1,6
depois	54	17	51	27	2,2

Tabela 6.2-14 Características de um pulso laser de YLF:Nd- $\pi$  chaveado por LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup>. O cristal chaveador foi irradiado com 50 pulsos de laser de rubi ( $E_s=20J$ ). Antes e depois se refere a esta irradiação.

A irradiação do absorvedor saturável por laser de rubi praticamente não afetou a transmissão inicial  $T_0$  no comprimento de onda de emissão laser, mas levou a um aumento na energia do pulso chaveado de ~20%, indicando uma diminuição das perdas parasitas não saturáveis.

#### *Geração de Segundo Harmônico:*

O alto brilho (alta potência pico e baixa divergência) dos pulsos chaveados obtidos com o ressonador instável é um fator essencial para a eficiente geração de segundo harmônico. Desta maneira, alguns cristais não

lineares foram utilizados na geração do segundo harmônico de um pulso chaveado focalizado em um diâmetro de  $\sim 2,5$  mm (intensidade de  $44,8$   $\text{MW}/\text{cm}^2$ ), com os resultados mostrados na tabela 6.2-15. O feixe não é polarizado, o que não representa perda para um cristal do tipo II, mas é inadequado para um cristal do tipo I.

cristal	$l$ (mm)	$E_s$ (mJ) $\lambda=532\text{nm}$	Eficiência %
KDP-tipo II	12	2,2	9,1
KDP-tipo II	17	4,0	16,3
KTP-tipo II	10	9,0	37,2
Alanina	4	0,1	0,4

Tabela 6.2-15 Energia de saída  $E_s$  em  $\lambda=532\text{nm}$  e eficiência de conversão de segundo harmônico para alguns cristais não lineares.

Os cristais de KDP foram crescidos no Departamento de Materiais Optoeletrônicos do IPEN<sup>2</sup>, cortados com ângulo de casamento de fase correspondente ao tipo II para  $\lambda=1.064\text{nm}$  (Quantum Technology, 1984) e polidos sobre disco de cera de abelha com alumina de  $0,3\mu\text{m}$  diluída em etileno glicol (Fynn e Powell, 1979); o KTP é um cristal crescido na Academia de Ciências da Bielorrússia, também do tipo II; e a alanina é um cristal orgânico, usado pela primeira vez para a geração de segundo harmônico, do qual pouco se sabe sobre suas propriedades não lineares, e foi crescido no Departamento de Física da Universidade Federal do Ceará.

Os bons resultados obtidos são mais uma prova da boa qualidade do feixe, e aumenta a gama de aplicações do laser pulsado LXP-01.

<sup>2</sup> Os cristais de KDP foram crescidos pela pesquisadora Izilda Márcia Ranieri.

*Conclusões:*

Um laser pulsado de neodímio bombeado por lâmpada foi construído de acordo com os princípios básicos da teoria de laser. Vários elementos laser foram utilizados, e caracterizados em relação ao ganho e às suas perdas.

O uso de cristais de  $\text{LiF:F}_2^-$  otimizados conforme descrito na seção anterior permitiu o desenvolvimento de um método para extração eficiente de pulsos chaveados, com alta potência pico, curta largura temporal e boa eficiência em relação ao modo de oscilação livre, mesmo para um sistema com alto valor para o parâmetro  $\delta$ . Pulsos com alto brilho foram obtidos pelo chaveamento Q do LXP-01 operando com ressonador instável, possibilitando a sua utilização na confecção de microfuros e na geração eficiente de segundo harmônico. Medidas da energia do pulso chaveado evidenciaram a diminuição das perdas não saturadas de um cristal de  $\text{LiF:F}_2^-$  irradiado por pulsos intensos de laser de rubi.

Deve-se ainda frisar que os pulsos obtidos neste trabalho têm duração comparável aos obtidos com moduladores eletro-ópticos, sendo de muito mais fácil construção, e estão entre os mais curtos já reportados na literatura para estes lasers.

### 6.3 Laser Contínuo LXC-03

O desenvolvimento do protótipo do laser contínuo teve dois dados principais como ponto de partida para o projeto: deveria usar os mesmos bastões de YAG:Nd do laser LXP-01 e uma potência de entrada máxima em torno de 5.000 Watts.

Apenas dois bastões de YAG:Nd são utilizados; com diâmetros de 4,0 e 6,35 mm ambos com comprimento iluminado de 70 mm e “coating” antirefletor em suas extremidades.

Como já visto na seção 3.2, a lâmpada deve ser do mesmo tamanho do elemento ativo. Esta característica física, juntamente com a potência elétrica de alimentação, leva a uma densidade de corrente baixa no plasma, e portanto à escolha do Kr como gás da lâmpada. Para suportar a alta dissipação térmica, ela possui uma construção especial, tendo bulbo de quartzo e eletrodos de tungstênio, refrigerados internamente. São portanto especialmente construídas para bombeamento de lasers. As lâmpadas usadas neste trabalho foram importadas da firma TJS.

Devido à alta potência utilizada para excitar a lâmpada, este laser obviamente necessita de refrigeração forçada de água. Portanto, foi feito um sistema que consiste de um circuito fechado (primário) o qual troca calor com outro circuito externo (secundário), à temperatura ambiente. O fluxo e a temperatura da água do circuito externo, bem como os requerimentos de fluxo, pressão e temperatura do circuito interno, exigidos pelo fabricante da lâmpada, determinam o desenho do circuito primário e do trocador de calor (Pyro Trocadores de Calor, [s.d.]) (Rapp, 1985) (AIChE, [s.d.]).

A água do circuito primário deve refrigerar a lâmpada, o bastão laser e o refletor da cavidade de bombeamento. O fluxo é assim dividido em três partes, sendo que para os dois primeiros elementos são usados tubos de vidro, ou “jaquetas”, para sua condução. Tais jaquetas são necessárias para que o fluxo de água na superfície destes elementos seja turbulento, o que faz aumentar a eficiência na troca de calor. Este regime é uma função da área do anel de água ao redor do bastão e da velocidade da água ao passar por ele (Hachfeld, 1986).

A jaqueta da lâmpada, por sua vez, requer cuidados adicionais para a sua construção: um desenho especial para que a água de entrada passe pelo ânodo; material de alta resistividade dielétrica ao redor deste para evitar fugas de tensão do pulso elétrico de disparo (*trigger*); contato elétrico eficiente sem causar pressão mecânica ao bulbo; etc. Assim, esta jaqueta foi desenhada e



feita com tubo de quartzo, corpo em fibra de vidro e conectores elétricos em cobre-berílio niquelados.

A água de refrigeração, além de fornecer fluxo turbulento a uma temperatura relativamente baixa, deve ainda ser deionizada e desmineralizada (Mahoney, 1985). Isto deve-se ao fato de que os dois eletrodos da lâmpada estão mergulhados na água, e portanto uma baixa condutividade desta evita fugas elétricas do pulso de disparo. A pressão desta água no ânodo também é muito importante; ela deve ser tal que não permita ebulição localizada (dentro do ânodo), pois isto diminui consideravelmente a vida útil deste elemento.

Um sistema de refrigeração com os requerimentos acima foi feito como esquematizado na figura 6.3-1; ela tem todos os elementos em plástico ou metal inerte, e possui as seguintes características:

Fluxo d'água	18 litros/minuto
Temperatura	30°C (para 24°C do secundário)
Pressão na entrada da cavidade de bombeamento	25 PSI
Bomba d'água	centrífuga com rotor plástico, Allinox 1000
Trocador de calor	Tipo casca-tubo de quatro passagens, com tubos de cobre niquelado e carcaça em PVC; projeto e construção própria
Filtro de partículas	Carcaça plástica e manta em polipropileno para 5µm
Deionizador	Resina mista aniônica e catiônica para 1 litro/minuto
Reservatório	Capacidade para 10 litros

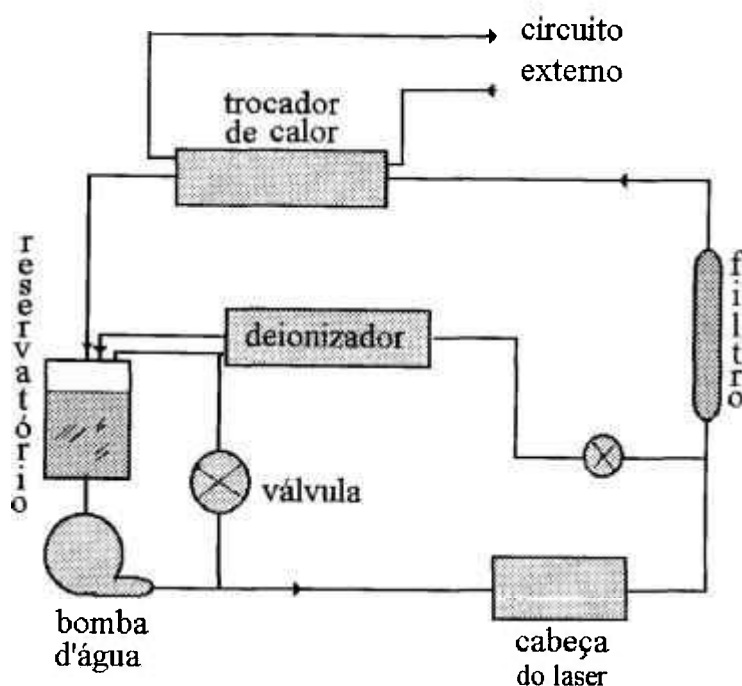


Fig. 6.3-1 - Esquema do circuito primário de refrigeração do laser LXC-03.

O circuito d'água ainda incorpora sensores de fluxo e de temperatura, ligados a circuitos (*interlocks*) de segurança.

A necessidade de jaquetas de refrigeração faz com que o bastão e a lâmpada fiquem relativamente longe um do outro. Isto torna a elipse refletora a escolha mais adequada para a cavidade bombeadora, pois um sistema cilíndrico refletor ou difuso seria muito ineficiente neste caso, devido ao grande volume de todo o conjunto.

Teoricamente a elipse tipo "Bowness" (Bowness, 1965) é a mais eficiente, mas experimentalmente (Docchio, et al., 1986), verifica-se que a elipse "close-coupled", ou seja, a menor possível para o arranjo, é a mais adequada. Assim uma tal cavidade (monoelíptica) foi feita seguindo os conceitos dados na seção 3.2, a qual apresenta as seguintes dimensões:

- semi-eixo maior: 20,00 mm
- semi-eixo menor: 17,25 mm
- distância entre focos: 10,12 mm
- excentricidade: 0,51
- comprimento do refletor: 78 mm

O refletor monoelíptico foi feito em aço inox com polimento especular e revestido em ouro. Este refletor, juntamente com as jaquetas do

bastão e da lâmpada em seus focos, é colocado dentro de uma caixa de acrílico transparente que suporta todo o conjunto e ainda permite a visualização do seu interior durante a operação. Esta caixa, com todo o seu conteúdo inundado em água, é aqui chamada de “cabeça” do laser.

*Fonte de Alimentação<sup>1</sup>*: O sistema utilizado para o suprimento de corrente constante, para a lâmpada, é efetuado por retificadores controlados de silício. A corrente é ajustável de 6 a 40 Ampères e a ondulação residual obtida é menor que 1%. Para a lâmpada empregada a potência máxima fornecida é de ~5,3 kW. A fonte também dispõe de sensores de temperatura e fluxo de água, para garantir os limites de operação segura do laser.

*Ressonador*: Usaram-se os mesmos suportes ( $\theta, \phi$ ) do laser LXP-01 para os espelhos. Estes suportes juntamente com a “cabeça” do laser são colocados em um trilho de alumínio que permite a variação do comprimento do ressonador até 60 cm.

A figura 6.3-2 mostra o laser LXC-03 acima descrito.

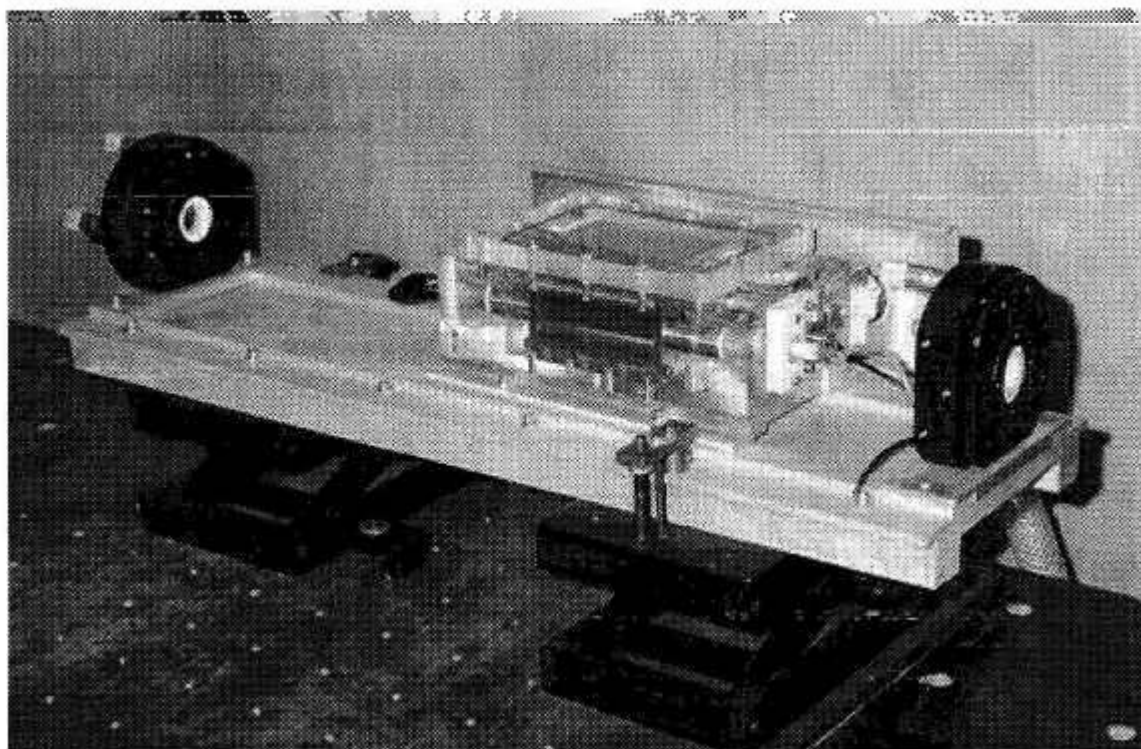


Fig. 6.3-2 Cabeça do laser contínuo LXC-03.

<sup>1</sup> O sistema de alimentação elétrica foi projetado e construído no IPEN pelo engenheiro Gessé E. C. Nogueira.

**Desempenho:** A seção 3.3 descreve os fenômenos causados ao bastão laser devido à dissipação térmica e à refrigeração. Para o laser LXC-03, o efeito da lente térmica formada no elemento ativo em função da potência de entrada para a lâmpada  $P_{\text{lamp}}$  (ou  $P_E$ ) é mostrado na figura 6.3-3. O comprimento focal desta lente foi medido com a ajuda de um laser de HeNe não polarizado expandido 4 vezes. Ele é medido visualmente através da focalização sofrida pelo laser auxiliar ao atravessar longitudinalmente o elemento ativo, quando os espelhos são retirados.

Como esperado, o bastão mais fino apresenta um efeito de lente mais acentuado que o elemento de raio maior, podendo apresentar comprimento focal menor que 30 cm. Esta distância focal pode ser portanto muito menor que o comprimento do ressonador, e o uso de espelhos planos pode levar a um ressonador instável para altas potências de bombeamento. Assim, um

ressonador tipo Fabri-Perot requer que a cavidade ressonante seja relativamente curta; das Eq.3.4-20 e 3.4-21 temos que  $L < 4f$ . Mas por outro lado, se o arranjo exige um comprimento do ressonador maior, torna-se então necessário o uso de espelhos curvos.

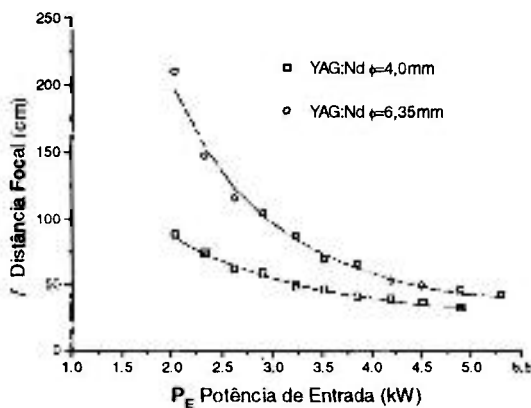


Fig.6.3-3 Efeito de lente térmica apresentada por dois elementos laser em função da potência elétrica da lâmpada.

resonador tipo Fabri-Perot requer que a cavidade ressonante seja relativamente curta; das Eq.3.4-20 e 3.4-21 temos que  $L < 4f$ . Mas por outro lado, se o arranjo exige um comprimento do ressonador maior, torna-se então necessário o uso de espelhos curvos.

À medida que se aumenta a potência de entrada na lâmpada, com conseqüente diminuição de  $f$ , aumenta-se o diâmetro dos modos transversais. Isto faz com que muitos destes modos, de maior ordem, deixem de oscilar devido ao aumento na perda por difração de Fresnel, imposta pelo tamanho finito do meio de ganho. Um número cada vez menor de modos oscila com o aumento de  $P_E$ , até que somente o modo fundamental  $TEM_{00}$  exista no laser. Um aumento posterior de  $P_E$  leva a um aumento nas perdas também para o modo fundamental, e a uma diminuição na extração de potência, até que finalmente a perda ultrapassa o ganho e o laser deixa de oscilar (Magni, 1986) (Wetter et al., 1991).

O melhor desempenho obtido deste laser, com os dois bastões de YAG:Nd operando no regime multimodo, com um ressonador plano/paralelo, é visto na figura 6.3-4.

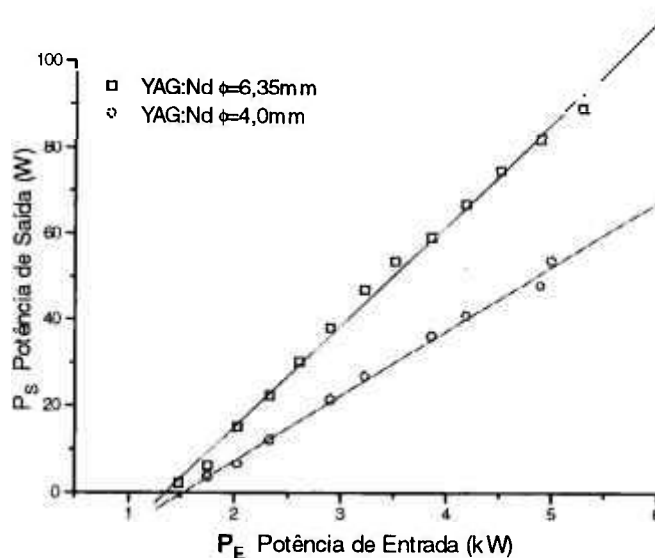


Fig.6.3-4 Melhor desempenho obtido com o laser LXC-03 para dois bastões de YAG:Nd.

Um conjunto de espelhos de saída, com transmissões diferentes, foi usado para cada bastão, mas somente aquele que resultou no melhor desempenho de cada elemento é mostrado. Para o bastão YAG:Nd de diâmetro maior usou-se  $L=40\text{cm}$  e  $R=94\%$ ; para o YAG:Nd de diâmetro menor usou-se  $L=33,5\text{cm}$  e  $R=88\%$ . Ressonadores ligeiramente maiores que estes já tornam o laser muito instável, para a potência de entrada máxima. Obviamente este é o comprimento máximo que o ressonador pode ter para cada caso, e também significa que para a corrente máxima, poucos modos ou somente o fundamental, apresentam ação laser (frequentemente há uma competição entre estes modos, que oscilam de maneira alternada).

Pelos resultados obtidos da figura 6.3-4, observa-se que para o máximo de potência de bombeamento, o laser apresenta uma saída de  $\sim 90\text{ W}$ , para o bastão de  $\phi = 6,35\text{ mm}$ .

#### *Compensação da Lente Térmica:*

O controle dos parâmetros do laser em função de  $f$  pode levar, como visto, a um ressonador onde somente o modo  $\text{TEM}_{00}$  possui ganho para oscilar. Para isto é preciso fixar um comprimento focal, e conseqüentemente, uma potência elétrica de entrada. Escolhido este ponto de trabalho, deve-se procurar um ressonador para o qual o modo fundamental preencha de modo eficiente o bastão laser, com o maior volume possível permitido pelas perdas de difração de Fresnel; tal ressonador é aqui chamado de “ressonador com compensação de lente térmica”.

O trabalho de Magni (1986) mostra as transformações sofridas por um feixe gaussiano em um ressonador laser, e baseado neste trabalho, foi feito um programa de cálculo (Wetter et al., 1991) para se determinar um ressonador com compensação de lente térmica, e ainda com o máximo volume do modo e alta estabilidade. Este programa foi utilizado para o laser LXC-03 com as seguintes imposições:

- diâmetro do modo  $TEM_{00}$   $\sim 0,5$  vezes o diâmetro do bastão laser (determinado experimentalmente em (Wetter et al., 1991) (Wetter et al., 1993) e (Koechner, 1988);
- $g_1 \cdot g_2 \approx 0,5$ , que resulta em um ressonador de alta estabilidade.
- comprimento máximo do ressonador  $\sim 1,8$  m.
- raio de curvatura do espelho de fundo restrito aos disponíveis no laboratório;
- espelho de saída plano.

A figura 6.3-5 mostra alguns resultados obtidos com este procedimento, limitado a uma potência máxima de bombeamento de 4,5 kW.

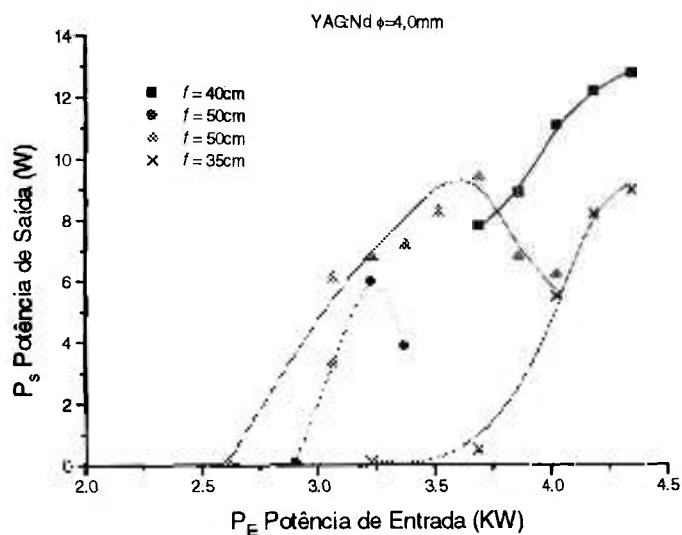


Fig.6.3-5 Potência obtida para o modo  $TEM_{00}$  em ressonador com compensação de lente térmica para bastão de YAG:Nd de  $\phi = 4,0\text{mm}$ . Cada curva corresponde ao ressonador dado pela Tabela 6.3-1.

A figura 6.3-6 mostra esquematicamente um ressonador típico para compensação de lente térmica, onde o espelho de fundo  $M_1$  é convexo, o espelho de saída  $M_2$  é plano, e  $L_1$  e  $L_2$  são as distâncias entre os espelhos e os respectivos planos focais da lente térmica no bastão. A tabela que segue mostra o resultado obtido para várias configurações diferentes, para este tipo de ressonador.

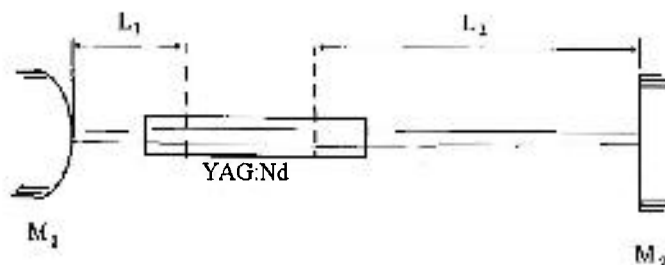


Fig.6.3-6 Esquematização de um ressonador para modo  $TEM_{00}$  com compensação de lente térmica.  $M_1$  é o espelho de fundo com raio de curvatura  $R_{c1}$ , e  $M_2$  é o espelho de saída com refletividade  $R$ .

$f$ (cm)	$P_E$ corresp. (kW)	$P_E$ (kW)	$P_S$ (W)	$L_1$ (cm)	$L_2$ (cm)	$R_{c1}$ (cm)	$R$ (%)
50	3,3	3,2	6,0	14,5	120,7	-50	94
50	3,3	3,7	9,4	43,9	120,7	-30	94
40	4,0	4,3	12,8	47,4	99,0	-30	85
35	4,5	4,4	9,0	47,4	76,8	-30	85

Tabela 6.3-1 Potência de saída  $P_s$  para o modo  $TEM_{00}$ , em função da potência de bombeamento e do comprimento focal  $f$  da lente térmica no bastão, para diversas configurações de ressonador.

Na tabela 6.3-1  $P_E$  corresp. é a potência de entrada da lâmpada que resulta no comprimento focal  $f$  escolhido e  $P_E$  é a potência de entrada para a qual se obteve a maior potência de saída  $P_S$ .  $R_{c1}$  é o raio de curvatura do espelho de fundo  $M_1$ . A pequena diferença entre a potência de entrada esperada e a obtida experimentalmente mostra a exatidão dos cálculos e das medidas de lente térmica.

Com este procedimento, portanto, construímos um ressonador com extração eficiente de potência no modo fundamental ( $\sim 30\%$  em relação ao modo livre) atingindo até 12,8 W com grande estabilidade. Este resultado é inclusive melhor que o de muitos lasers comerciais.

### Ganho e Perdas:

As medidas do ganho de pequeno sinal  $g_0$  e das perdas  $\gamma_1'$ , foram feitas, para os dois bastões, da mesma maneira que para o caso do laser LXP-01. A figura 6.3-7 mostra os gráficos de  $\ln(1/R)$  em função da potência de limiar de bombeamento  $P_{th}$ , e a tabela 6.3-2 mostra os resultados obtidos a partir destes gráficos e dos gráficos da figura 6.3-4.

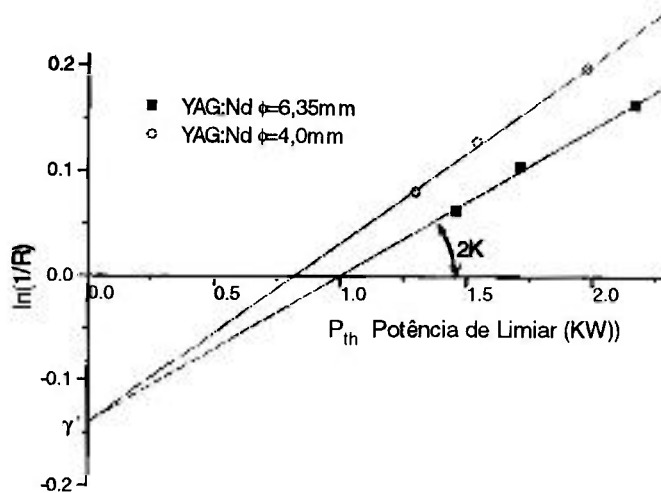


Fig.6.3-7  $\ln R^{-1}$  em função da potência de limiar  $P_{th}$  para dois bastões de YAG:Nd.

	$E_f$ (%)	$E_f$ "slop" (%)	$g_0$ ( $\text{cm}^{-1} \cdot \text{kW}^{-1}$ )	$\gamma_1'$
YAG 4,0 mm	1,1	~1,5	$1,18 \times 10^{-2}$	0,14
YAG 6,35 mm	1,7	~2,2	$9,6 \times 10^{-3}$	0,14

Tabela 6.3-2 Características de desempenho do laser LXC-03 operando com bastões de YAG:Nd de 4,0mm e 6,35mm de diâmetro.  $E_f$  é a eficiência total;  $E_f$  "slop" é a inclinação da reta  $P_s \times P_E$ , e  $\gamma_1'$  são as perdas.

### 6.3.1 Chaveamento Q Passivo Do Laser Contínuo LXC-03

O chaveamento Q de lasers de neodímio operando no modo C.W., tem sido feito quase que exclusivamente pelo modo ativo (acusto-óptico e eletro-óptico). Isto deve-se ao fato de que os corantes usados para este fim não apresentam qualidades adequadas, como por exemplo baixa perda não saturável, baixo contraste  $g_{0a}/\gamma_{1a}$ , degradação termo-óptica para altas potências médias, dificuldade de manuseio, etc. O desenvolvimento, contudo, de cristais



de  $\text{LiF:F}_2^-$  com boas qualidades ópticas levou ao interesse neste tipo de chaveamento para lasers contínuos (Basiev et al., 1987) (Basiev et al., 1991).

Utilizando o laser LXC-03 desenvolvido neste trabalho, e os cristais de  $\text{LiF:F}_2^-$  produzidos conforme descrito na seção 6.1, obtivemos excelentes resultados de chaveamento Q passivo com bombeamento no modo contínuo. Os resultados mais importantes, bem como uma análise do fenômeno, são aqui apresentados.

O ressonador laser operou com espelhos planos, separados por uma distância de 42 cm, com a cavidade de bombeamento próxima ao espelho de saída. Vários cristais de  $\text{LiF:F}_2^-$ , de diversos comprimentos foram utilizados, e colocados entre o espelho de fundo e o elemento laser. As superfícies polidas apresentaram uma *planicidade*  $\sim \lambda/10\text{cm}^{-1}$  ( $\lambda=1\mu\text{m}$ ), com paralelismo de  $\sim 15''$  e sem "coating" antirefletor. Elas foram alinhadas perpendicularmente ao eixo do ressonador através de um suporte ajustável  $\theta, \phi$  idêntico ao usado para os espelhos do laser.

Para potências médias intracavidade ( $\sim 10\text{W}$ ), foi verificado um aquecimento excessivo dos cristais de LiF; para minimizar o problema, estes cristais foram colocados sobre uma base de metal maciço, tendo ainda um dissipador de calor na sua superfície superior, com contato térmico feito com pasta (térmica) de silicone, sendo o conjunto refrigerado por um microventilador. Com este procedimento, a temperatura no cristal baixou de  $\sim 70^\circ\text{C}$  para  $\sim 35^\circ\text{C}$ .

Um esquema do arranjo experimental é visto na figura 6.3-8.

A posição do cristal de LiF dentro do ressonador não altera os resultados de maneira significativa, e por isso ele sempre foi colocado na mesma posição. A íris, próxima ao espelho de saída é do tipo ajustável, e serve para garantir operação no modo fundamental. Após passar por um cristal de KDP, onde o segundo harmônico é gerado ( $\lambda = 532\text{ nm}$ ), o feixe verde é expandido e projetado em uma tela, onde pode-se ver o seu perfil espacial. A energia e as características temporais são medidas simultaneamente por um detector tipo termopilha (Scientech modelo 373), e por um fotodiodo de silício (FND-100) juntamente com um osciloscópio de memória Tektronix 7633 de 100MHz. Um divisor de feixe é utilizado para a atenuação do feixe.

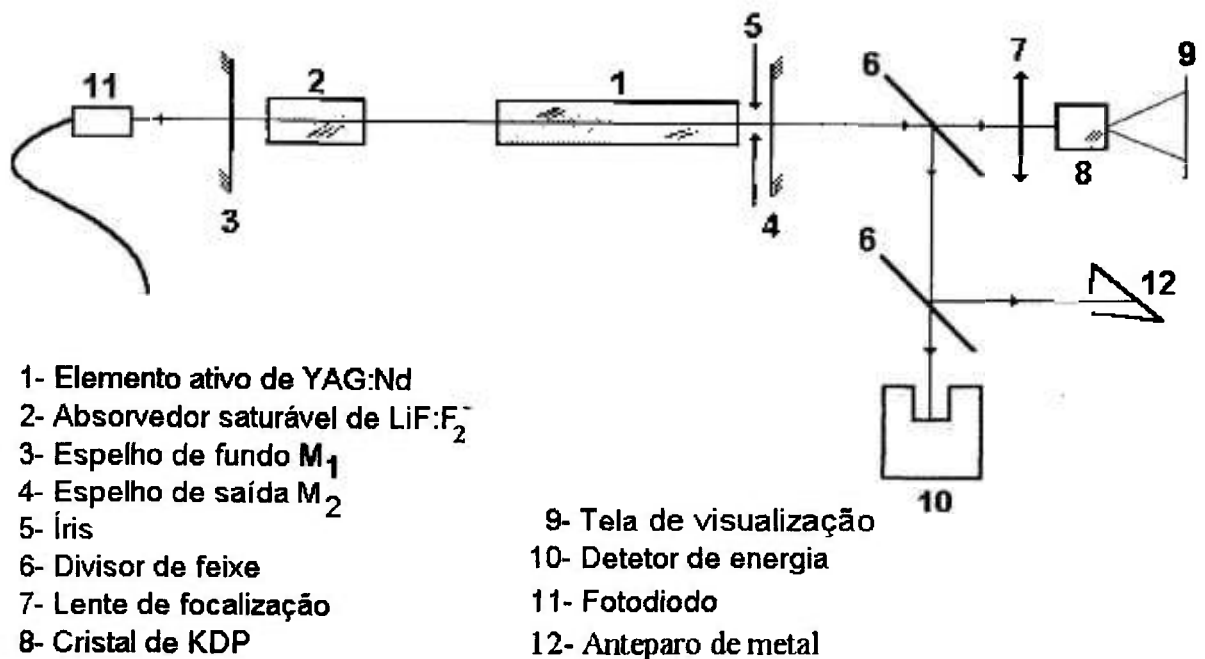


Fig.6.3-8 Arranjo experimental utilizado no chaveamento Q passivo do laser LXC-03.

A simples introdução dos cristais de LiF (não irradiados) no ressonador laser, resultou numa grande queda da potência de saída CW, muito embora estes cristais não apresentassem espalhamento de luz em seu interior, e as superfícies apresentassem um acabamento cosmético muito bom. A razão desta queda é devida à existência de uma forte birrefringência dos cristais de LiF, originada no processo de crescimento. A associação desta birrefringência, com a birrefringência induzida termicamente no bastão laser, leva a uma perda muito grande para o ganho do laser. Isto acontece porque a birrefringência do meio ativo torna o ganho dependente da polarização (Wetter et al., 1993); a presença de um outro meio birrefringente no ressonador gira a polarização do feixe, que volta ao meio ativo não mais na polarização de maior ganho.

Os cristais de LiF foram então submetidos a um cuidadoso tratamento térmico, conforme descrito na seção 6.1, o qual resultou numa considerável diminuição da birrefringência, conforme constatado pela observação do cristal entre polarizadores cruzados.

Esta diminuição da birrefringência dos cristais de LiF resultou num aumento significativo da potência de saída  $P_s$ , conforme visto na tabela 6.3-3. Os resultados foram obtidos com o mesmo cristal, nas mesmas

condições, antes e depois do tratamento térmico, e se repetem para várias outras amostras.

$P_s$ (W) (sem LiF)	$P_s$ (W) (com LiF não tratado)	$P_s$ (W) (com LiF tratado)
6.2	2.4	5.3
10	4.9	8.7
13.5	8.0	11.9
17.0	11.1	15.1
24.1	16.7	21.9

Tabela.6.3-3 Queda de potência de saída  $P_s$  do laser LXC-03, com YAG:Nd de 4,0mm, causada pela introdução de um cristal de LiF de  $l \sim 3,0$ cm, com e sem tratamento térmico.

A perda introduzida por estes cristais de LiF (sem irradiação) não muda o ganho do laser, mas altera o valor de  $\gamma'$  do gráfico da Fig.6.3-7. O novo valor de  $\gamma'$ , para cristais tratados termicamente, fica então:

$$\gamma' = 0,17 \quad \text{para YAG:Nd 4,0mm}$$

$$\gamma' = 0,16 \quad \text{para YAG:Nd 6,35mm}$$

Observa-se que esta perda é menor para o bastão de YAG:Nd de 6,35mm do que para o YAG:Nd de 4,0mm, o que concorda com a explicação dada acima, pois o cristal de raio maior é menos sensível à birrefringência induzida termicamente.

Uma série de cristais de LiF foram então tratados termicamente, e irradiados na estação 4 do reator nuclear IEA-R1, para utilização no chaveamento Q do laser LXC-03. A tabela 6.3-4 mostra as características destes cristais, onde a transmissão inicial  $T_0$  foi medida para  $\lambda=1,064\mu\text{m}$ , e a perda  $\gamma_{1a}$  foi calculada de acordo com a equação 6.1-1. O coeficiente de perda saturável  $g_{0a}$  é derivado destes valores.

$T_0$ (%)	$l_a$ (mm)	$g_{0a}$ ( $10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ )	$\gamma_{1a}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )
98	5,3	2,4	0,014
88	10	11,4	0,014
86	10	13,7	0,014
84	15	10,2	0,014
82	20	8,5	0,014
81	10	19,3	0,018
78	23	9,4	0,014
74	15	18,3	0,018
68	23	15,0	0,018
61	23	19,3	0,022

Tabela.6.3-4 Coeficiente de absorção ressonante  $g_{0a}$  e não ressonante  $\gamma_{1a}$ , dos cristais de  $\text{LiF:F}_2^-$  utilizados para chaveamento Q do laser LXC03 (ressonador plano plano).

As figuras 6.3-9 e 6.3-10 mostram o comportamento do laser LXC-03 operando no modo chaveado (passivamente) por estes cristais de  $\text{LiF:F}_2^-$ , quando são utilizados os bastões de 6,35mm e de 4,0mm de diâmetro respectivamente. São mostradas a potência pico  $P$ , a taxa de repetição  $f$ , a largura temporal  $t_p$  e a potência média  $P_m$  em função da potência de entrada para a lâmpada, para várias transmissões diferentes do cristal absorvedor.

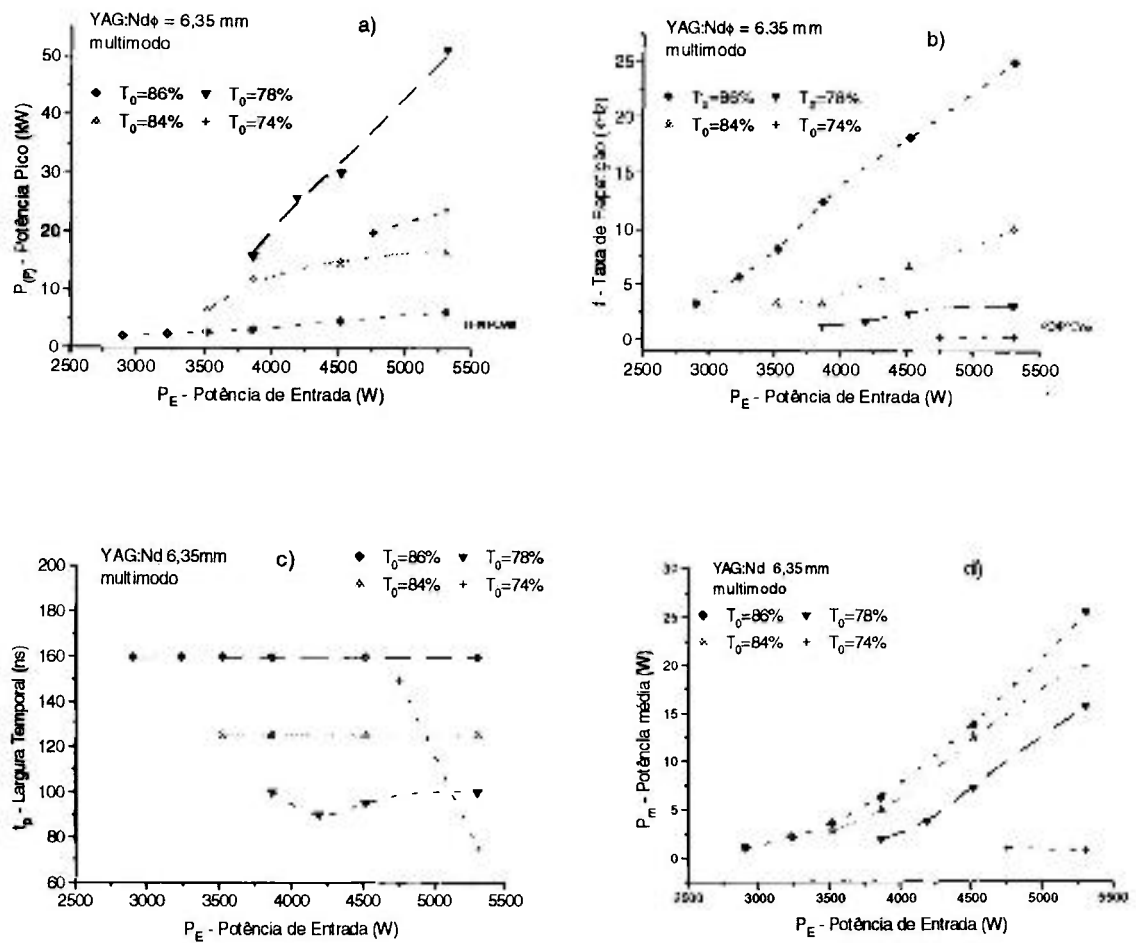


Fig.6.3-9 Características do laser contínuo LXC-03 chaveado passivamente por  $\text{LiF:F}_2$ , operando em multimodo com bastão de YAG:Nd de 6,35mm de diâmetro, em função da potência de bombeamento da lâmpada. a) potência pico; b) taxa de repetição; c) largura temporal e d) potência média.

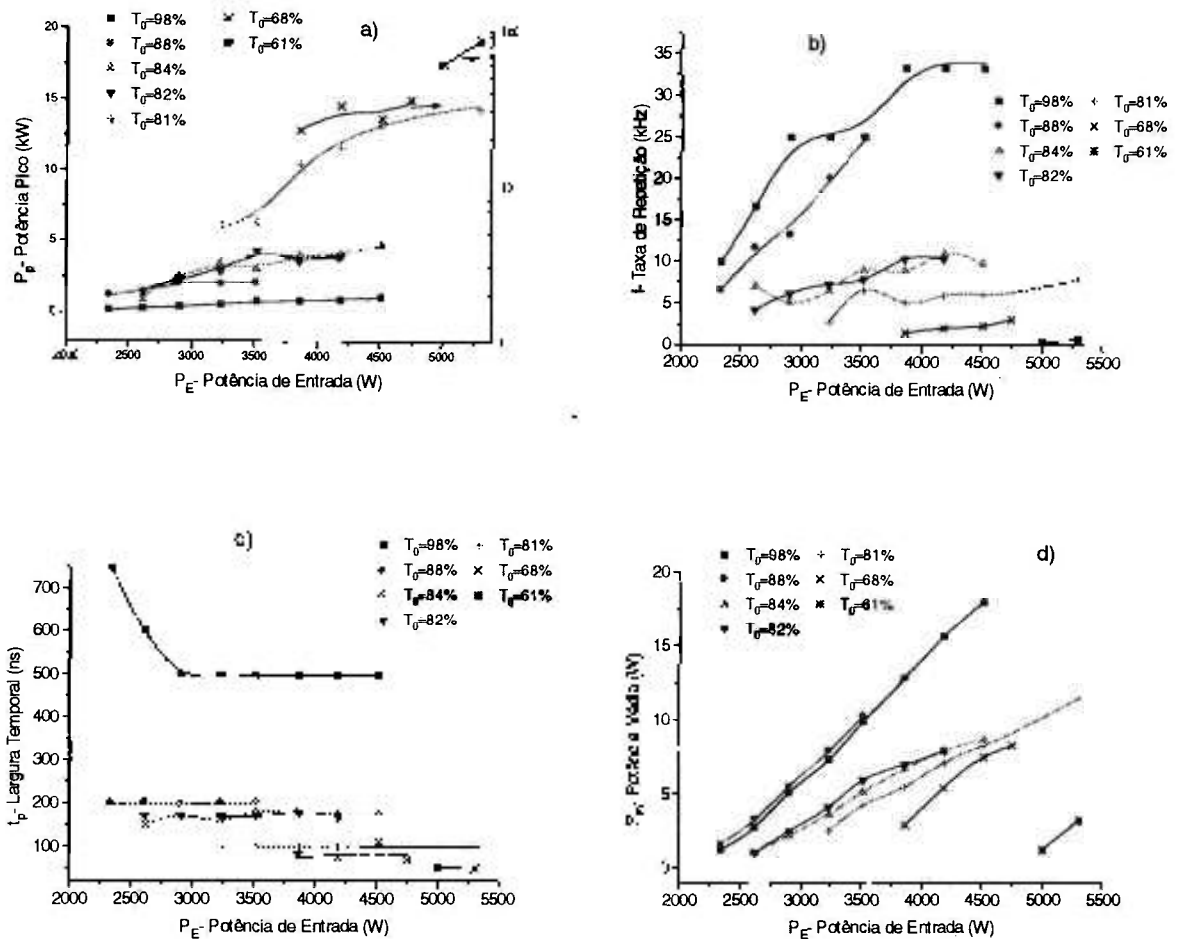


Fig.6.3-10 Características do laser LXC-03 chaveado passivamente por  $\text{LiF:F}_2^-$ , operando em multimodo com bastão de YAG:Nd de 4,0mm de diâmetro, em função da potência de bombeamento da lâmpada. a) potência pico; b) taxa de repetição; c) largura temporal e d) potência média.

Deste conjunto de dados, observamos a existência de uma tendência de comportamento uniforme e coerente, mas nem sempre de acordo com o esperado teoricamente, como veremos a seguir. Alguns casos ainda fogem à regra geral, e parecem estar ligados a um delicado balanço entre as dinâmicas de crescimento do ganho e de saturação do absorvedor. O perfil espacial do ganho é muito sensível a efeitos térmicos e a pequenas perdas introduzidas no ressonador (inogeneidade no absorvedor, defeitos, etc), e o absorvedor, como meio não linear, amplifica esta sensibilidade.

Da teoria geral de chaveamento Q (Wagner e Lengyel, 1963) (Tarasov, 1983) (Koechner, 1988), esperamos o seguinte comportamento para este sistema:

Para uma transmissão inicial  $T_0$  fixa:

- A taxa de repetição  $f$  deve aumentar com o aumento da potência de bombeamento  $P_E$ .
- A potência pico  $P$  deve depender pouco de  $P_E$ , pois as inversões de população inicial e final não variam.
- A largura temporal do pulso também deve depender muito pouco do bombeamento.
- A potência média deve aumentar com o aumento de  $P_E$  e conseqüentemente com a taxa de repetição, até que  $P_m \sim P_{cw}$ , onde  $P_{cw}$  é a potência do modo contínuo.

Um aumento na absorção inicial do cristal chaveador, para uma potência de bombeamento fixa, deve levar a:

- Aumento da potência pico.
- Diminuição da taxa de repetição.
- Redução da largura temporal.
- Redução da potência média.

O comportamento geral observado experimentalmente, para os casos dos dois bastões, nos leva à seguinte conclusão:

O parâmetro que mais diretamente se relaciona à transmissão inicial do absorvedor saturável é a taxa de repetição. Para os dois elementos laser, vemos das figuras 6.3-9 b) e 6.3-10 b), que um aumento na absorção do chaveador passivo, sempre leva a uma diminuição da taxa de repetição. Exceção a esta regra foi vista para o bastão de diâmetro menor, no caso de  $T_0 = 82\%$  e  $T_0 = 84\%$ , onde os resultados se confundem; e aqui, a explicação pode estar nos erros experimentais, pois as transmissões são muito próximas. Para uma transmissão inicial fixa, a taxa de repetição aumenta com a potência de bombeamento. A taxa deste aumento é menor para valores menores de  $T_0$ , e é quase zero para  $f \sim \leq 1$  kHz.

- A potência pico  $P$  em geral aumenta com o bombeamento. A taxa deste aumento é maior com o decréscimo de  $T_0$ , o qual também aumenta o valor absoluto de  $P$ . Como a distribuição de ganho no elemento ativo não é uniforme, sendo maior no centro do que nas bordas do bastão laser, temos que esta parte central atinge o limiar para um nível menor de bombeamento. O aumento verificado em  $P$ , com a elevação do bombeamento e para uma transmissão inicial fixa, deve-se portanto, ao fato de que quanto maior o bombeamento, mais modos na periferia do elemento laser conseguem ultrapassar o limiar. Este efeito é mais acentuado para o caso de baixas transmissões.

O aumento da potência pico com o decréscimo em  $T_0$  acontece até que uma diminuição excessiva na transmissão do absorvedor faz cessar a ação laser na periferia do bastão, diminuindo o volume do modo oscilante e causando uma queda repentina na potência pico. Este fenômeno é nitidamente constatado pela observação visual do segundo harmônico do feixe laser, o qual evidencia uma diminuição do número de modos oscilando no ressonador ativo. Este fato é a explicação para a queda da potência pico quando a transmissão inicial diminui de 78% para 74%, como mostrado na figura 6.3-9 a).

Outro fator a contribuir para um aumento na potência pico parece ser uma diminuição em  $t_0$  (o tempo de desenvolvimento do pulso), causado por dois fatores:

1- Quanto maior a taxa de bombeamento, mais rapidamente o absorvedor é saturado. A diminuição conseqüente de  $t_0$  faz aumentar a eficiência na extração de energia, pois o pulso se desenvolve numa situação de menor perda, de acordo com a figura 4.4-1 da seção 4.4.

2- Este aumento de eficiência por sua vez, leva a um aumento da intensidade intracavidade, o que faz aumentar o grau de saturação do  $\text{LiF:F}_2^-$  e diminuir portanto a inversão de população de limiar. Como conseqüência, a razão  $\Delta N_i/\Delta N_{th}$  aumenta e chega mais próxima de seu valor ideal.

- A largura temporal do pulso chaveado permanece praticamente constante com o aumento do bombeamento, mas diminui com a diminuição de  $T_0$ . Algumas variações bruscas em  $t_p$  foram observadas com o aumento do bombeamento, como em  $T_0 = 74\%$  da figura 6.3-9 c), e  $T_0 = 98\%$  da figura 6.3-10 c). Verificou-se que esta variação é devida ao aparecimento de mais um modo transversal, o qual, estando próximo do seu limiar de ação laser, apresenta uma defasagem temporal grande em relação ao demais modos. Esta defasagem causa um alargamento na largura temporal do pulso chaveado, e um posterior aumento no bombeamento, eleva o ganho deste modo, e faz esta defasagem diminuir, até não mais ser vista no osciloscópio.

A oscilação de um modo de ordem superior, com ganho muito próximo ao limiar, pode ser evitada por um leve desalinhamento do cristal chaveador, o qual introduz uma pequena perda extra no ressonador. Isto evita o alargamento temporal repentino e a conseqüente queda da potência pico. Tal fenômeno foi observado experimentalmente por Basiev et al. (1987), e quando usado, serve para corrigir as variações bruscas verificadas nas figuras 6.3-9 e 6.3-10.

Uma pequena tendência de queda na largura temporal do pulso chaveado, com o aumento do bombeamento, observada em alguns casos, pode ser explicada pelo aumento do grau de saturação do  $\text{LiF:F}_2^-$ , causado pelo aumento da potência pico (devido ao aumento de  $P_E$ ). A maior transmissão final



do absorvedor saturável leva a uma diminuição do tempo de vida do fóton no interior do ressonador e causa, com isso, uma diminuição da largura temporal do pulso.

- A potência média  $P_m$  aumenta com o bombeamento, diminui com a diminuição de  $T_0$ , é diretamente proporcional à taxa de repetição, mas também depende de todos os fatores descritos acima. Uma exceção a esta regra é a pequena diferença na potência média para o caso do bastão de 4,0 mm operando com absorvedor de  $T_0 = 88\%$  e  $T_0 = 98\%$ , como visto na figura 6.3-10 d). Aqui, alguma perda não saturável, extra, não detectada no cristal com transmissão maior, pode ser o motivo de ambos apresentarem um comportamento semelhante.

#### *Operação Chaveada em Modo TEM<sub>00</sub>*

Para a operação próxima ao limiar, a obtenção do modo fundamental é automática e não requer o uso de íris, pois o menor ganho dos modos de ordem maior não permite a sua oscilação. Para potências de bombeamento maiores, o modo fundamental é obtido pelo ajuste do diâmetro da íris e da visualização do segundo harmônico (ou diretamente através de um visor para o infravermelho), sendo este ajuste refeito toda vez que se muda a potência de bombeamento. Os valores experimentais para o bastão de YAG:Nd de 4,0mm são vistos na figura 6.3-11.

Estes resultados foram obtidos com o mesmo ressonador utilizado para o caso de multimodo, ou seja, espelhos planos com separação de 42 cm. Para todas as transmissões do absorvedor saturável utilizou-se espelho de saída com  $R = 85\%$ . Para  $T_0 = 68\%$  e  $T_0 = 61\%$  também foi utilizado  $R = 90\%$ , e correspondem aos valores mais altos de potência pico. O uso de um espelho de raio de curvatura de 10 metros, e bombeamento ~5 kW levou ao melhor resultado para o caso de  $T_0 = 61\%$ . Neste arranjo o resultado foi:  $P = 27,4$  kW;  $f = 1,4$  kHz;  $t_p = 45$  ns e  $P_m = 1,8$  W.

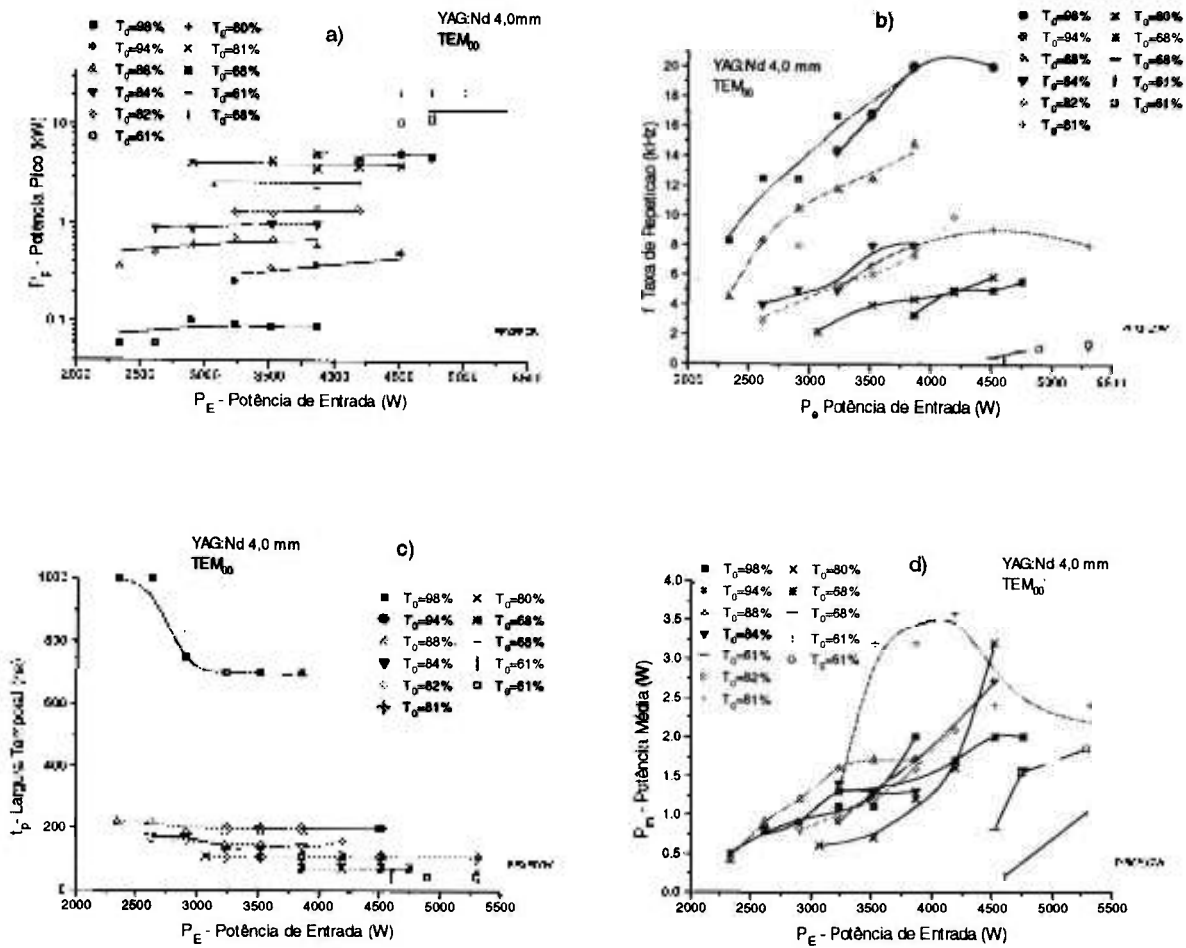


Fig.6.3-11 Características do laser LXC-03 chaveado passivamente por LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup>, operando no modo TEM<sub>00</sub> com bastão de YAG:Nd de 4,0mm de diâmetro, em função da potência de bombeamento da lâmpada. a) potência pico; b) taxa de repetição; c) largura temporal e d) potência média. As linhas sólidas são um guia visual.

A operação em modo TEM<sub>00</sub> para o bastão de diâmetro maior levou a pulsos pouco intensos, alargados no tempo e com grande flutuação na taxa de repetição. Isto acontece porque o volume deste modo é muito pequeno em relação ao do meio ativo, o que é decorrente da menor lente térmica. O uso deste bastão para o modo fundamental somente levaria a bons resultados para potências maiores de bombeamento, conforme visto por Basiev et al. (1991).

A figura 6.3-11a mostra que para o modo fundamental, a potência pico depende muito menos do bombeamento do que no caso de operação em multimodo. A íris, no primeiro caso, não permite que um aumento de P<sub>E</sub> seja acompanhado por um aumento no número de modos, e o pequeno aumento verificado na potência pico parece ser devido a uma variação do volume do modo causado pela lente térmica. Os demais parâmetros seguem o

comportamento esperado como no caso de multimodo. A variação brusca em  $t_p$  para  $T_0=98\%$  deve-se ao fato da operação laser estar muito próxima do limiar.

De uma maneira geral, a estabilidade dos pulsos chaveados para o modo fundamental é maior que para multimodo, aumentando com a diminuição da transmissão inicial do absorvedor saturável e com o aumento da potência de bombeamento. Para valores relativamente altos de absorção, a estabilidade dos dois modos de operação é praticamente a mesma. Para qualquer transmissão  $T_0$  menor que 80%, a estabilidade típica tanto para multimodo quanto para modo fundamental é:

Flutuação de intensidade:	menor que 5%
Flutuação na taxa de repetição:	menor que 10%
Flutuação na largura temporal:	menor que 3%.

A figura 6.3-12 mostra uma fotografia, da tela do osciloscópio de memória, de um trem de pulsos chaveados, com o laser LXC-03 operando em multimodo, com  $P_E = 3,2\text{kW}$  e  $T_0 = 81\%$ . A figura 6.3-13 mostra um pulso individual deste mesmo trem. Na figura 6.3-12 somente a parte próxima aos picos é mostrada, pois a existência de um alto contraste de brilho entre esta parte e a base dos pulsos, não permite uma fotografia nítida das duas regiões ao mesmo tempo.

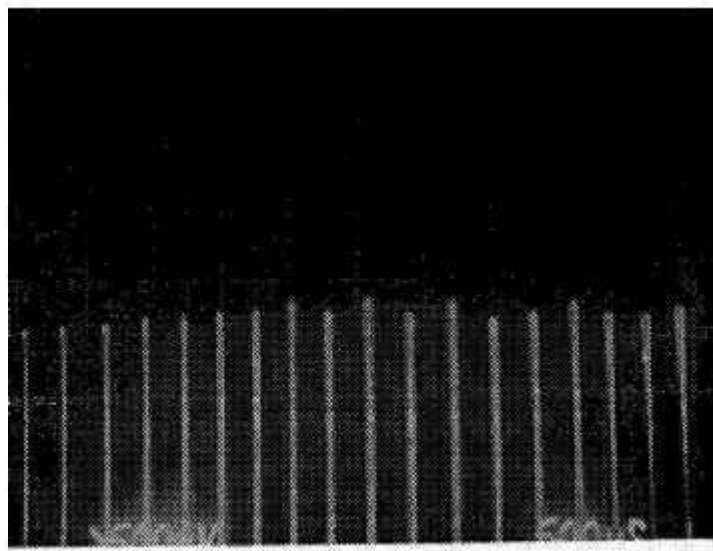


Fig.6.3-12 Trem de pulsos do laser LXC-03 chaveado por  $\text{LiF:F}_2^-$ . Escala 500  $\mu\text{s}/\text{div}$

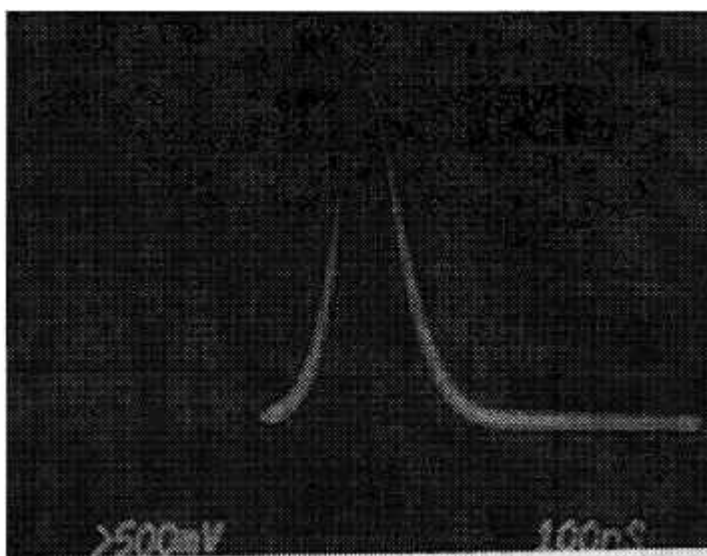


Fig.6.3-13 Pulso chaveado por  $\text{LiF:F}_2^-$  do laser LXC-03. Escala 100 ns/div.

### *Chaveamento Q em Cavity com Compensação de Lente Térmica*

O uso de um ressonador com compensação de lente térmica, como visto, levou à emissão laser eficiente para o modo fundamental. Por este motivo, este mesmo esquema também foi utilizado para o chaveamento Q passivo. Neste caso o ressonador foi ajustado para operar com determinada potência de entrada (e conseqüente lente térmica) sendo variada a transmissão inicial do cristal absorvedor de  $\text{LiF:F}_2^-$ . As condições do ressonador foram:

YAG:Nd de  $\phi = 4,0\text{mm}$

Espelho de fundo:  $R_c = -30\text{ cm}$   $R_1 = \sim 100\%$

Espelho de saída:  $R_c = \infty$   $R = 85\text{ ou }90\%$

Comprimento focal da lente térmica  $f = 38\text{ cm}$

Distância entre o espelho de fundo e o plano focal da lente térmica  $L_1 = 47,4\text{cm}$

Distância entre o espelho saída e o plano focal da lente térmica  $L_2 = 89,9\text{cm}$

Potência de entrada  $P_E = 4,2\text{ kW}$

Potência de saída no modo  $\text{TEM}_{00}$  9,0W (sem o cristal de LiF)

Os cristais de  $\text{LiF:F}_2^-$  utilizados neste experimento estão listados abaixo:

$T_0$ (%)	$l_a$ (mm)	$g_{0a}$ ( $10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ )	$\gamma_{1a}$ ( $\text{cm}^{-1}$ )
98	5,3	2,4	0,014
96	15,3	1,3	0,014
94	10,6	4,4	0,014
90	12,4	6,7	0,018
86	18,0	6,6	0,018
79	13,4	15,4	0,022

Tabela 6.3-5 Características dos cristais de  $\text{LiF:F}_2^-$  utilizados para o chaveamento Q do laser LXC-03 operando no modo fundamental, com ressonador de compensação de lente térmica.

Os resultados de chaveamento Q em ressonador com compensação de lente térmica estão relacionados na tabela 6.3-6.

Embora os valores de potência média e taxa de repetição não sejam muito diferentes daqueles obtidos para o ressonador plano paralelo, operando com íris intracavidade, os altos valores para a largura temporal não tornaram compensador o uso deste tipo de ressonador para a obtenção do modo  $\text{TEM}_{00}$  chaveado. Isto aconteceu pelo comprimento excessivo deste ressonador, o qual não pode ser encurtado pela falta de espelhos com raio de curvatura adequado.

Assim como no caso do ressonador de espelhos planos, a estabilidade aumenta muito para as mais baixas transmissões. Neste caso porém, as maiores perdas de Fresnel elevam o limiar do laser, não permitindo o uso de absorções muito altas.

R (%)	$T_0$ (%)	$P_m$ (W)	$t_p$ (ns)	$f$ (kHz)	P (kW)
90	98	4,0	2000	25,0	0,08
85	96	2,8	800	16,7	0,21
90	96	1,0	700	16	0,09
85	94	2,1	750	8,3	0,34
90	94	3,8	700	20	0,27
90	90	1,0	250	1,5	2,6
85	86	1,1	280	1,7	2,4
90	86	2,0	250	2,9	2,8
90	79	não houve ação laser			

Tabela 6.3-6 Resultados experimentais de chaveamento Q passivo do laser LXC-03 em ressonador com compensação de lente térmica.

### Verificação da validade da teoria de chaveamento $Q$ passivo

Assim como no caso pulsado, a condição de limiar é dada pela equação 6.2-3. Neste caso, uma transmissão  $T_0$  do absorvedor saturável, maior que a dada pela condição de limiar, significa que haverá ação laser antes do ganho  $g_0$  atingir seu valor máximo ( $g_m$ ). Este valor máximo é aquele que seria atingido, para uma certa potência de bombeamento, se a perda fosse máxima (como por exemplo, com os espelhos desalinhados), e a inversão de população no meio ativo seria equivalente a aquela da Eq.4.5-2.

Portanto, neste caso a inversão inicial  $\Delta N_i$ , no momento da ação laser, é  $\Delta N_i < \Delta N_\infty$ . E a energia extraída é menor que a máxima possível, a qual somente é obtida quando  $\Delta N_i = \Delta N_\infty$ .

A inversão de população de limiar  $\Delta N_{th}$  é aquela dada por 6.2-4 e depende do estado de transmissão final  $T_f$  do absorvedor saturável. Aqui porém, a intensidade intracavidade  $I$  esperada não é tão alta, e o pulso chaveado se desenvolve em uma condição de perda maior que para o caso de bombeamento pulsado.

O processo de saturação neste caso é o de estado estacionário, pois  $t_p > \tau_{fl}(F_2^-)$ , logo:

$$\ln T_f = \left( \frac{1}{1 + I/I_s^a} \right) \ln T_0 \quad \text{ou} \quad g_{fa} = \frac{g_{0a}}{1 + I/I_s^a}$$

onde

$$I_s^a = \frac{h\nu}{\sigma_a(\lambda = 1,06) \cdot \tau_{fl}} \approx 200 \text{ kW} \cdot \text{cm}^{-2}$$

Assim, do valor acima, e da Eq.4.4-11 para um laser operando com espelho de  $R=0,9$ , temos que, para YAG:Nd de  $\phi = 4,0$  mm:

Para se obter  $g_{fa} \approx 0,5g_{0a}$  é preciso uma potência pico  $P \approx 1$  kW, e para  $g_{fa} \approx 0,1g_{0a}$  é preciso uma potência pico  $P \approx 10$  kW.

Para YAG:Nd de  $\phi = 6,35$  mm:

Para se obter  $g_{fa} \approx 0,5g_{0a}$  é preciso uma potência pico  $P \approx 3,2$  kW, e para  $g_{fa} \approx 0,1g_{0a}$  é preciso uma potência pico  $P \approx 29$  kW.

Destes valores, e dos valores experimentais da potência pico, vemos que para potência de entrada máxima, podemos considerar  $g_{fa} \approx 0$ . Isto é uma boa aproximação, pois as baixas potências pico são obtidas com altas transmissões do absorvedor saturável, onde  $(l_a/l)g_{0a}$  já é pequeno quando

comparado a  $\gamma_1 + \gamma_2$  (da expressão para  $\Delta N_{th}$ ). Para altas potências pico, o grau de saturação é grande e portanto  $g_{fa}$  também pode ser desprezado.

Uma estimativa de  $\Delta N_i$  é feita usando-se a expressão 6.2-1. Novamente é verificado que o laser suporta uma perda muito maior que aquela dada por  $T_0$ , ou seja, para uma dada transmissão inicial, o laser atinge o limiar com uma potência de bombeamento muito menor que a esperada. Como no caso pulsado, atribuímos este fato à não uniformidade espacial do ganho, visto que a potência de fluorescência calculada por Eq.2.2-15 é muito baixa para diminuir  $T_0$ . O valor da inversão de população inicial  $\Delta N_i$  deve então ser obtido experimentalmente para cada caso.

A potência pico é calculada novamente pela expressão 4.4-11, usando-se os valores de  $\Delta N_i$  e  $\Delta N_{th}$  obtidos como visto acima.

A taxa de repetição  $f$  é obtida de Eq.4.5-3, onde a inversão de população final  $\Delta N_f$  é obtida da relação (Koechner, 1988):

$$\Delta N_f - \Delta N_i = \Delta N_{th} \ln(\Delta N_f / \Delta N_i)$$

A potência média  $P_m$  e a largura temporal  $t_p$  são obtidas de 4.5-4 e 4.5-5.

Estes cálculos porém, não são muito precisos, pois uma série de fatores concorrem para dificultá-los. Alguns destes fatores, observados nestas medidas, são:

- O volume do meio ativo com ganho positivo, como já visto, varia com a potência de entrada da lâmpada. Os modos de mais baixa ordem, na região central do bastão, apresentam maior ganho e portanto menor limiar. O aumento de  $P_E$  faz aumentar o número de modos com ganho acima do limiar e, conseqüentemente, o diâmetro da região ativa. Modo por modo começam a ter ganho positivo, do centro para as bordas, até que todo o volume do bastão tenha ganho acima do limiar.

- A inversão de população (de limiar e inicial) é portanto função da posição radial no cristal, e também depende da competição entre modos. Por exemplo: se o único modo a atingir o limiar é o  $TEM_{00}$ , temos uma população inicial  $\Delta N_i$  que cresce com a potência de entrada  $P_E$  até o momento em que o modo imediatamente superior atinja o limiar e "consoma" mais bombeamento, diminuindo o crescimento de  $\Delta N_i$  com  $P_E$  no centro do bastão.

- A ação laser começa do centro para as bordas do bastão. Os modos de maior ordem apresentam um atraso temporal em relação aos modos mais centrais, causando com isso um alargamento na largura do pulso. Este atraso é função também do nível de bombeamento, sendo menor com o aumento da potência de alimentação da lâmpada.

- Efeitos de lente térmica alteram o diâmetro de cada modo em função do bombeamento.
- Para potência média intracavidade acima de  $10 \text{ Wcm}^{-2}$ , verifica-se o surgimento de efeitos de degradação termo-óptica que degradam a qualidade óptica do cristal de  $\text{LiF:F}_2^-$  (Basiev et al. 1987). Este fato, embora não tenha levado a um efeito de lente térmica detectável, introduz perdas desconhecidas no ressonador.

Apesar de todas estas variáveis desconhecidas, uma estimativa dos principais parâmetros do chaveamento Q pode ser feita seguindo-se o procedimento teórico descrito acima. Estes cálculos devem ser feitos individualmente para cada situação, pois os diversos parâmetros envolvidos variam de caso a caso. O valor de potência de entrada máxima,  $P_E$  máxima, para cada situação, é aquele apresentado nos gráficos das figuras 6.3-9 e 6.3-10. As tabelas abaixo mostram os resultados dessas análises.

$T_0$ (%)	$\Delta N_i$ ( $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ )	$\Delta N_{th}$ ( $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ )	$\Delta N_i / \Delta N_{th}$	$\Delta N_f / \Delta N_i$	R (%)	$P_{th}$ (W)
86	2,85	2,38	1,20	0,69	90	2615
84	3,84	2,95	1,30	0,58	85	3518
78	4,21	3,14	1,34	0,54	85	3862
74	4,93	2,59	1,90	0,23	90	4513

Tabela 6.3-7 Parâmetros calculados de operação chaveada multimodo do laser LXC-03, operando com bastão de YAG:Nd de 6,35mm.  $\Delta N_i$ ,  $\Delta N_{th}$  e  $\Delta N_f$  são a inversão de população inicial, de limiar e final respectivamente;  $T_0$  é a transmissão inicial do  $\text{LiF:F}_2^-$ , R a refletividade do espelho de saída e  $P_{th}$  é a potência de bombeamento de limiar.



$T_0$ (%)	$P_p$ -teor. (kW)	$P_p$ -real (kW)	$f$ -teor. (kHz)	$f$ -real (kHz)	$P_m$ -teor. (W)	$P_m$ -real (W)	$t_p$ -teor. (ns)	$t_p$ -real (ns)
86	3,9	6,4	16,6	25,0	23,9	25,7	369	160
84	18,0	16,7	7,2	10,0	24,1	20,0	186	120
78	20,6	51,4	5,4	3,1	21,8	15,8	196	100
74	74,5	24,0	2,6	0,4	16,2	0,8	84	75

Tabela 6.3-8 Parâmetros experimentais (real) e teóricos relativos aos pulsos chaveados por  $\text{LiF:F}_2^-$  obtidos do laser LXC-03 operando com bastão de YAG:Nd de  $\phi=6,35\text{mm}$  em multimodo.

$T_0$ (%)	$\Delta N_i$ ( $10^{16}\text{cm}^{-3}$ )	$\Delta N_{th}$ ( $10^{16}\text{cm}^{-3}$ )	$\Delta N_i/\Delta N_{th}$	$\Delta N_f/\Delta N_i$	R (%)	$P_{th}$ (W)
98	2,93	2,81	1,04	0,92	85	2187
88	3,13	2,92	1,07	0,86	85	2336
84	3,51	3,03	1,16	0,72	85	2615
82	3,51	3,15	1,11	0,77	85	2615
81	4,11	2,99	1,37	0,53	85	3067
68	5,18	2,90	1,78	0,27	90	3862
61	6,17	3,05	2,02	0,20	90	4600

Tabela 6.3-9 Parâmetros calculados de operação chaveada multimodo do laser LXC-03 operando com bastão de YAG:Nd de 4,0 mm.  $\Delta N_i$ ,  $\Delta N_{th}$  e  $\Delta N_f$  são a inversão de população inicial, de limiar e final respectivamente;  $T_0$  é a transmissão inicial do  $\text{LiF:F}_2^-$ , R a refletividade do espelho de saída e  $P_{th}$  é a potência de bombeamento de limiar.

$T_0$ (%)	$P_p$ -teor. (kW)	$P_p$ -real (kW)	$f$ -teor. (kHz)	$f$ -real (kHz)	$P_m$ -teor. (W)	$P_m$ -real (W)	$t_p$ -teor. (ns)	$t_p$ -real (ns)
98	0,1	1.1	81,2	33.3	14,9	18.0	1835	500
88	0,2	2.1	17,8	25.0	6,3	10.3	1.770	200
84	2,1	4.8	13,3	10.0	10,4	8.7	372	180
82	1,0	4.0	13,3	10.5	8,6	7.9	646	170
81	10,8	14.4	9,1	8.0	13,6	11.5	138	100
68	23,8	35.6	3,0	3.3	7,1	8.3	99	70
61	39,3	86,4	2,4	0.7	7,4	3,2	78	50

Tabela 6.3-10 Valores experimentais (real) e teóricos relativos aos pulsos chaveados por  $\text{LiF:F}_2^-$  obtidos do LXC-03 operando com bastão de YAG:Nd de  $\phi=4,0\text{mm}$ .

Os resultados obtidos acima são relativamente diferentes dos obtidos na prática, mas o comportamento geral de ambos é semelhante. Devido à ocorrência de vários fatores que alteram de modo significativo alguns parâmetros importantes do sistema, podemos considerar que a teoria apresentada nas seções 4.4 e 4.5 ainda é válida neste caso. Os resultados destas tabelas mostram também que os valores de  $\Delta N_i/\Delta N_{th}$  ainda estão longe do valor ideal de 3,5, e que portanto o sistema pode ainda ser melhorado. Apesar disso, os valores experimentais obtidos podem ser considerados muito bons.

O gráfico abaixo foi feito com os dados experimentais da tabela 6.3-10 para o bastão de YAG:Nd de 4,0 mm. Ele mostra a relação entre a potência pico, a largura temporal, e a potência média em função da taxa de repetição para o sistema do LXC-03 chaveado passivamente por  $\text{LiF:F}_2^-$ . Cada conjunto de quatro pontos ( $P$ ,  $t_p$ ,  $P_m$ ,  $f$ ) corresponde a uma transmissão inicial  $T_0$  diferente daquela correspondente aos outros pontos.

A interpretação física é aquela esperada para o sistema, ou seja, uma alta transmissão implica em uma alta taxa de repetição, alta potência média, grande largura temporal e baixa potência pico. À medida em que se diminui a transmissão do absorvedor saturável, o aumento do tempo de bombeamento necessário para saturar o  $\text{LiF:F}_2^-$ , além de diminuir a taxa de repetição, leva a um aumento da energia armazenada no elemento laser, com conseqüente aumento da potência pico e diminuição da largura temporal. Os resultados mostram que a variação destes parâmetros com  $T_0$  é muito lenta para valores de transmissão até  $T_0 \approx 80\%$ , mudando bruscamente para valores

menores de transmissão. Nesta região, qualquer perda adicional pode influir muito no resultado final, e um alinhamento cuidadoso é fundamental para a sua reprodutibilidade.

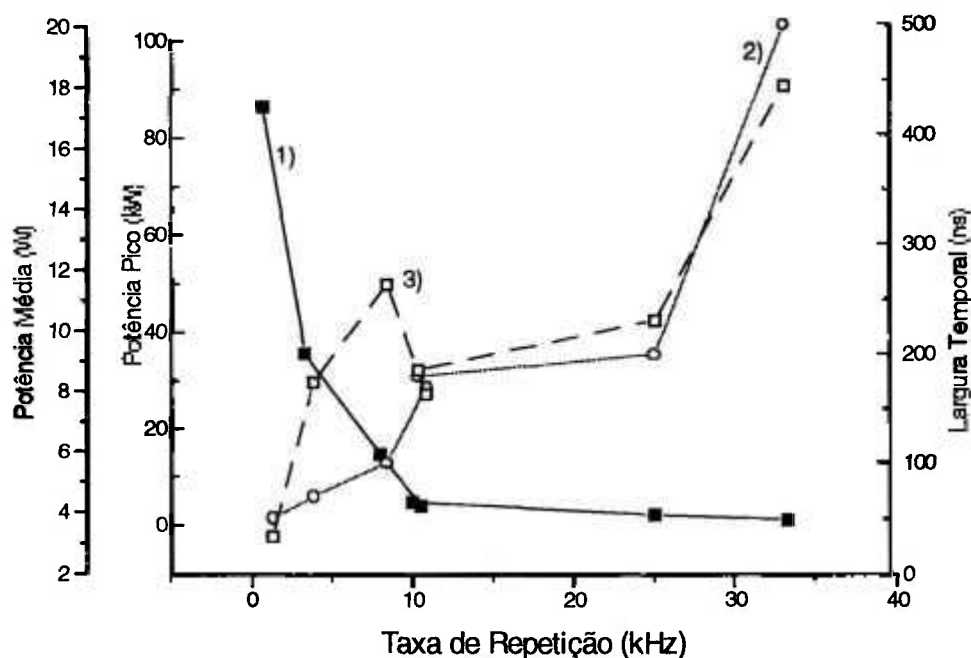


Fig. 6.2-14 Relação entre, potência pico 1), largura temporal 2) e potência média 3) em função da taxa de repetição, obtidos experimentalmente com o laser LXC-03 chaveado passivamente por  $\text{LiF:F}_2^-$ . Cada taxa de repetição corresponde a uma transmissão  $T_0$  diferente do absorvedor saturável.

Os melhores resultados obtidos com o chaveamento Q passivo do laser LXC-03 são aqueles da tabela abaixo:

YAG:Nd 6,35mm (multimodo)	YAG:Nd 4,0mm (multimodo)	YAG:Nd 4,0mm (TEM <sub>00</sub> )
$T_0 = 78\%$	$T_0 = 61\%$	$T_0 = 61\%$
$P_p = 51.4 \text{ kW}$	$P_p = 86.4 \text{ kW}$	$P_p = 27.4 \text{ kW}$
$f = 3.1 \text{ kHz}$	$f = 0.7 \text{ kHz}$	$f = 1.4 \text{ kHz}$
$t_p = 100 \text{ ns}$	$t_p = 50 \text{ ns}$	$t_p = 45 \text{ ns}$
$P_m = 15.8 \text{ W}$	$P_m = 3.2 \text{ W}$	$P_m = 1.8 \text{ W}$
$E_s/\text{pulso} = 5,1 \text{ mJ}$	$E_s/\text{pulso} = 4,3 \text{ mJ}$	$E_s/\text{pulso} = 1,2 \text{ mJ}$

A potência pico de 86,4 kW, obtida para o bastão de 4,0 mm de diâmetro, foi bastante reprodutiva, e foi obtida para uma transmissão inicial do absorvedor saturável de  $T_0=61\%$ , quando o cristal de  $\text{LiF:F}_2^-$  foi ligeiramente desalinhado do eixo do ressonador. Nestas condições, o laser somente atinge o limiar para a potência de entrada muito próxima à potência máxima ( $P_E=5,3\text{kW}$ ), qualquer diminuição em  $P_E$  faz cessar a ação laser.

Este valor de  $P$  é o maior já reportado para um sistema deste tipo. Basiev (1991) obteve 32,5 kW de  $P$  em um sistema com 36% a mais de potência de bombeamento em um laser com dois elementos laser (100x6,35mm cada), e 64,2kW para um sistema com amplificação e 55% a mais de bombeamento.

Em termos de largura temporal, o mais baixo valor anteriormente obtido, para este sistema, foi de 80ns para  $\text{TEM}_{00}$  e de 90ns para multimodo (Basiev et al., 1987). Nossos resultados de 45ns e 50ns são portanto consideravelmente mais curtos que aqueles, sendo inclusive iguais ou até menores quando comparados aos pulsos de lasers comerciais chaveados ativamente (tipicamente de ~100 a ~200ns). Essa duração temporal é a mais curta já reportada na literatura para este sistema de chaveamento.

A estabilidade, em largura temporal, taxa de repetição e potência pico, para baixas transmissões, também é muito grande, tanto para multimodo como para o modo fundamental, sendo praticamente a mesma que para sistemas comerciais de chaveamento ativo.

Também para o modo  $\text{TEM}_{00}$ , a potência pico de 27,4 kW é a maior já reportada na literatura. Neste caso, a figura 6.3-11 mostra um sistema muito prático, pois para cada transmissão  $T_0$  diferente, temos um laser com potência pico e largura temporal praticamente constantes enquanto que a taxa de repetição é variável com a potência de bombeamento.

Estes bons resultados, devem-se principalmente à ótima qualidade dos cristais de  $\text{LiF:F}_2^-$  utilizados. A combinação de baixa perda não saturável  $\gamma_{1a}$  com a boa qualidade cosmética, e principalmente, com a eliminação da birrefringência causada pelo método de crescimento, tornam estes cristais muito adequados ao uso em lasers com bombeamento contínuo, onde qualquer perda pode ser muito importante.

Em resumo, desenvolveu-se um sistema laser de YAG:Nd com bombeamento contínuo, chaveado passivamente por cristais de  $\text{LiF:F}_2^-$ , no qual obtiveram-se os pulsos mais curtos e as maiores potências pico já reportadas na literatura. O sistema é muito estável e confiável, estando operacional a mais de dois anos com os mesmos chaveadores.

## 6.4 Travamento De Modos Longitudinais Passivo De Pulso Gigante: Resultados Experimentais

Com o uso de um esquema de cavidades acopladas, como descrito na seção 3.4.4, foi atingido o regime de *mode locking* passivo de pulso gigante de um laser pulsado de neodímio (LXP-01) (De Rossi, 1992-a). Nesta configuração, o cristal de  $\text{LiF:F}_2^-$  se comporta simultaneamente como absorvedor saturável e como meio laser ativo com bombeamento intracavidade. Um controle adequado dos parâmetros envolvidos no sistema pode fazer com que o laser de neodímio opere no regime pulsado chaveado de “modos travados”, com uma probabilidade muito alta de obtenção de modulação total.

A operação simultânea do cristal de  $\text{LiF:F}_2^-$  como meio ativo e chaveador passivo num esquema longitudinal foi realizado por Basiev et al. (1989).

Como elemento travador de modos, este centro de cor foi anteriormente usado em três diferentes situações:

- a- *Mode locking* de lasers de vidro:Nd e YAG:Nd pelo uso de uma absorção inicial pequena em ressonadores longos (Chen, 1985). Neste caso os pulsos são produzidos ao acaso e a modulação não é completa.
- b- Uso de uma combinação de centros  $\text{F}_2^-$  e  $\text{F}_2^-$ -modificado com um tempo de decaimento curto (Vasilev et al., 1987); resultando em um *mode locking* estável mas de baixa eficiência.
- c- Uso de cavidades acopladas em direção transversa, onde a oscilação do  $\text{F}_2^-$  é obtida e *mode locking* de pulsos gigante são gerados. Este esquema, devido à baixa sobreposição dos feixes, somente é possível para sistemas de potência muito alta.

### 6.4.1 Arranjo Experimental

O arranjo experimental utilizado é aquele já descrito na seção 3.4.4, e esquematizado novamente na figura 6.4-1, com três espelhos planos (figura 3.4-4), onde  $L_1$  é da ordem de alguns centímetros e  $L \approx 1,65$  m; o modo  $\text{TEM}_{00}$  é obtido pela inserção de duas íris próximas aos espelhos M e  $M_2$ . Para o bombeamento foi utilizada a cabeça da cavidade do laser LXP-01, operando com três bastões diferentes: YAG:Nd 4mm, YAG:Nd 6,35mm e YLF:Nd- $\pi$ . Como elemento absorvedor passivo foram utilizados alguns cristais de  $\text{LiF:F}_2^-$ , com diferentes transmissões. Os bastões laser operaram com “coating”

antirefletor, enquanto que os absorvedores têm as faces em cunha com pequena inclinação e operaram sem “coating” antirefletor.

A operação do laser de  $\text{LiF:F}_2^-$  é obtida com o ressonador formado pelos espelhos  $M_1M$ , e é monitorada pela radiação que passa através do espelho  $M_1$ ; enquanto que o laser de neodímio, formado pelos espelhos  $M_1M_2$ , é monitorado através da radiação que passa pelo espelho  $M_2$ . A separação dos feixes é feita por filtros dicróicos de banda passante colocados após  $M_1$  e  $M_2$ .

As medidas de energia do feixe foram feitas com um detetor do tipo termopilha da marca Scientech, modelo 373. Para a verificação da forma temporal dos pulsos foi utilizado um osciloscópio analógico de memória da marca Tektronix modelo 7934 de 500 MHz, 700 ps de tempo de subida para evento único e amplificador vertical 7A24 de 50  $\Omega$  e 400 MHz. Como elemento sensor do perfil temporal da radiação laser do neodímio foi utilizado um diodo de silício, modelo 1N4148, de uso geral em eletrônica, com polarização reversa de 90 V e carga de 50  $\Omega$ . Para a radiação do  $\text{LiF:F}_2^-$  foi utilizado um fotodiodo “pin” também de silício, modelo FND-100 com polarização reversa de 90 V e carga de 50  $\Omega$ . A visualização espacial dos feixes é obtida pela geração simultânea do segundo harmônico da radiação (dos dois lasers) que passa por  $M_1$  quando o filtro é retirado, ou através de um visor infravermelho.

Os espelhos  $M_1$  e  $M_2$  apresentam, em geral, larga banda espectral de reflexão, não apresentando diferença na refletividade para os comprimentos de onda das duas emissões laser (do neodímio e do centro de cor), enquanto que o espelho intermediário  $M$  é dicróico, apresentando alta refletividade para a radiação do centro  $F_2^-$  e baixa para a radiação do neodímio.

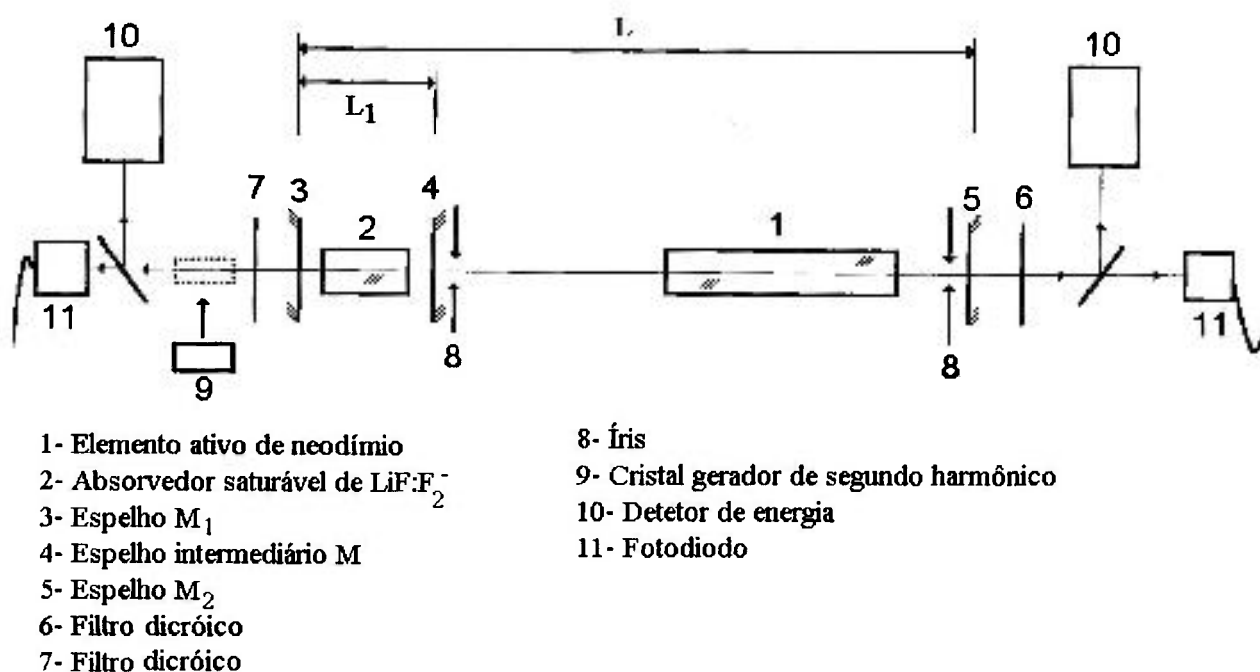


Fig. 6.4-1 Arranjo experimental utilizado para a obtenção do regime *mode locking* passivo de pulso gigante

Devido à proximidade dos comprimentos de onda, é praticamente impossível a obtenção de um espectro de refletividade ideal para o espelho M. A curva de transmissão é um degrau com canto curvo, onde não se pode obter refletividade máxima ( $\sim 100\%$ ) em  $\lambda \approx 1,12\mu\text{m}$  e simultaneamente mínima ( $\sim 0\%$ ) para  $\lambda \approx 1,06\mu\text{m}$ . Assim, é feito um compromisso para se obter um espelho adequado ao experimento. Isto significa que comprimentos de onda maiores que  $1,12\mu\text{m}$  possuem uma menor perda através de M, e que a emissão laser dos centros  $F_2^-$  pode não ocorrer no pico da emissão espontânea. De fato, a sua emissão ocorre entre  $1,12\mu\text{m}$  e  $1,16\mu\text{m}$  dependendo do particular espelho utilizado. Neste experimento, a refletividade de M em função do comprimento de onda foi de:

$$R(1,06\mu\text{m}) = 9\%$$

$$R(1,12\mu\text{m}) = 88\%$$

$$R(1,16\mu\text{m}) = 93\%$$

A maioria dos resultados foram obtidos com energia de bombeamento  $E_E \sim 15\%$  acima da energia de bombeamento para o limiar. Nesta condição não há ação laser do neodímio devido ao ressonador M-M<sub>2</sub>.

Com o sistema de detecção utilizado, não foi notada diferença nas características temporais da emissão laser com operação em modo fundamental TEM<sub>00</sub> ou multimodo. Assim, este último foi sempre utilizado por apresentar maior energia, facilidade de detecção e geração de segundo harmônico.

#### 6.4.2 Resultados Experimentais

A introdução do absorvedor saturável no arranjo da figura 6.4-1, com M<sub>1</sub> e M<sub>2</sub> alinhados (e M ligeiramente desalinhado), leva à emissão de um pulso chaveado do laser de neodímio com largura temporal de ~50 ns a ~80 ns e energia de poucas dezenas de miliJoules. Com um cuidadoso alinhamento de M, observa-se a emissão estimulada do centro de cor e simultaneamente um pulso gigante de laser de neodímio com largura temporal de ~100 a 150 ns, com subestrutura de modulação correspondente ao tempo de vôo dos fótons no ressonador M<sub>1</sub>M<sub>2</sub>, típico de um regime de *mode locking*. A profundidade de modulação desta subestrutura pode chegar a 100%, com probabilidade de ocorrência muito próxima a 100%. A emissão do centro de cor apresenta a mesma característica temporal do laser principal, ou seja, tem a forma de um pulso gigante com a mesma largura apresentada pelo laser de neodímio, com intervalo entre os subpulsos correspondente ao tempo de vôo da cavidade maior (M<sub>1</sub>M<sub>2</sub>). As figuras 6.4-2 e 6.4-3 mostram emissões típicas para estes dois casos.



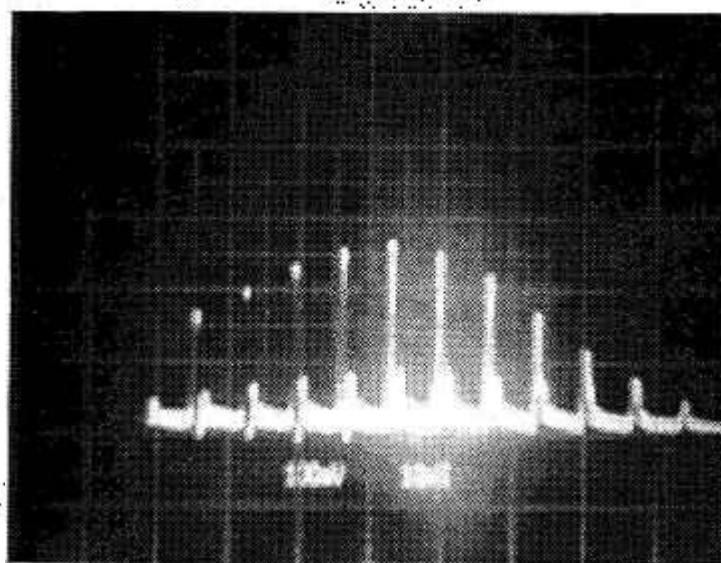


Fig. 6.4-2 Emissão do laser de YAG:Nd ( $\phi=4,0\text{mm}$ ) mostrando a forma típica de um trem de pulsos *mode locked* de pulso gigante. Arranjo utilizado: cristais de  $\text{LiF:F}_2^-$  com transmissão inicial  $T_0=0,3$  e comprimento  $l_a=3,0\text{ cm}$ ;  $L=201\text{cm}$  (óptico),  $L_1=7,5\text{cm}$  (óptico);  $M_1$  com  $R_1=100\%$ ,  $M_2$  com  $R_2=30\%$  e  $M$  com  $R(1,16\mu\text{m})=93\%$  e  $R(1,06\mu\text{m})=9\%$ . 10 ns/div. escala reduzida.

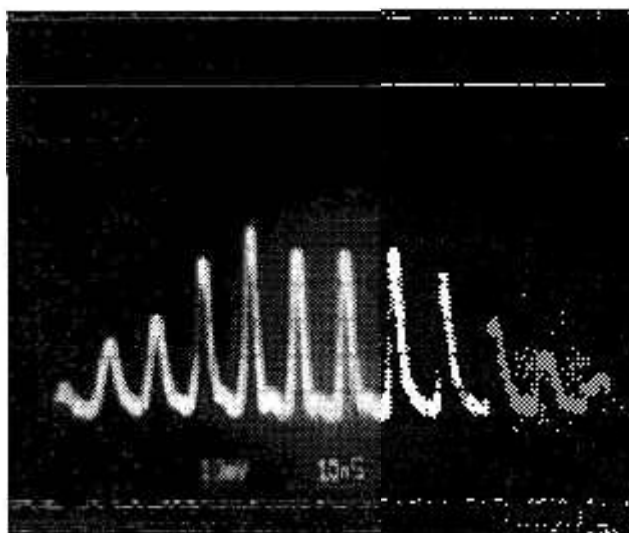


Fig. 6.4-3 Evolução temporal da emissão do laser de  $\text{LiF:F}_2^-$  obtida no mesmo arranjo da figura 2. 10 ns/div. escala reduzida.

A largura temporal dos subpulsos é uma medida muito difícil de ser obtida, pois trata-se de um evento não repetitivo (taxa de repetição de 0,3 Hz), com flutuação de intensidade relativamente alta e de largura temporal menor que a resolução do sistema de medida. Uma tentativa de medida desta largura temporal, através da colisão de pulsos em uma célula de corante (Tarasov, 1983), resultou em um feixe intenso em toda a sua extensão (~10 cm), indicando que os pulsos do laser de neodímio devem ser maiores que algumas centenas de picosegundos. O uso de um autocorrelador, embora não adequado, mostrou que estes pulsos possuem uma largura temporal média de ~300ps.

Uma medida mais precisa foi obtida em um arranjo idêntico a este montado em um laboratório do Instituto de Física Geral de Moscou, onde nós observamos os pulsos através de uma "streak camera". Estas medidas mostraram que os primeiros subpulsos da estrutura de pulso gigante (Fig.6.4-2) possuem uma largura de ~500 ps tornando-se sucessivamente mais curtos até que os últimos chegam a ter ~200 ps. Os pulsos emitidos pelo cristal de  $\text{LiF:F}_2^-$ , por sua vez, são bem mais longos, possuindo uma largura temporal entre ~1 e 2 ns. Esta largura temporal também pode ser observada na figura 6.4-3.

As medidas com "streak camera", contudo, não puderam ser realizadas de maneira sistemática durante o desenvolvimento deste trabalho, de modo que o osciloscópio de memória foi o único instrumento utilizado para a caracterização sistemática da forma temporal. Portanto, a caracterização dos pulsos emitidos somente foi feita de maneira qualitativa, classificando-os como pulsos "longos" ou "curtos".

### 6.4.3 Interpretação Do Travamento De Modos De Pulso Gigante Por Elemento Passivo Em Cavidades Acopladas

A compreensão física dos fenômenos envolvidos no *mode locking* passivo de pulso gigante em cavidades acopladas é de vital importância para a obtenção dos melhores resultados, pois a variação de um, ou de vários parâmetros simultâneos do arranjo, pode modificar significativamente os resultados obtidos.

Neste esquema, a obtenção do travamento de modos deve-se ao fato de que o absorvedor saturável, ao se comportar como meio laser ativo, tem seu tempo de recuperação (do estado absorvedor) reduzido a um valor menor que  $T$ , o tempo de vôo dos fótons de  $\lambda=1,06\mu\text{m}$  na cavidade do laser de neodímio. Uma possível interpretação do que ocorre durante o estágio de pulso gigante é mostrado na figura 6.4-4. Nesta figura,  $\Delta N_{\text{th}}(T= T_0)$  é a inversão de população de limiar para o laser de neodímio quando o absorvedor apresenta transmissão mínima  $T_0$ , e  $\Delta N_{\text{th}}(T= T_f)$  é a inversão de população de limiar para o momento em que o absorvedor apresenta uma transmissão máxima  $T_f$ , que ocorre logo após a passagem do pulso intenso de neodímio.

Quando a população de limiar  $\Delta N_{\text{th}}(T_0)$  é atingida, a ação laser do neodímio começa lentamente a se desenvolver no ressonador  $M_1M_2$ , até que os centros  $F_2^-$  estejam saturados e permitam assim o desenvolvimento de um pulso intenso de laser de neodímio. Esta saturação do centro de cor significa uma redução do limiar para o laser de neodímio, e ao mesmo tempo, uma inversão de população para os centros  $F_2^-$ , a qual pode ser suficientemente alta para a sua própria ação laser no ressonador  $M_1M$ . Se isto ocorrer, o estado absorvedor do centro de cor é rapidamente recuperado, e o limiar para o laser de neodímio volta a ser máximo. Se esta recuperação do estado absorvedor se der em um período de tempo menor que o tempo de vôo  $T$ , para o ressonador  $M_1M_2$ , podemos ter então um processo de travamento de modos longitudinais para o laser principal de neodímio. A figura 6.4-4 mostra a evolução aqui descrita para o trem de pulsos.

A interpretação física do que supomos estar ocorrendo neste sistema é descrita a seguir, e está baseada na teoria de *mode locking* passivo vista na seção 4.6, na qual este processo se desenvolve em estágios distintos.

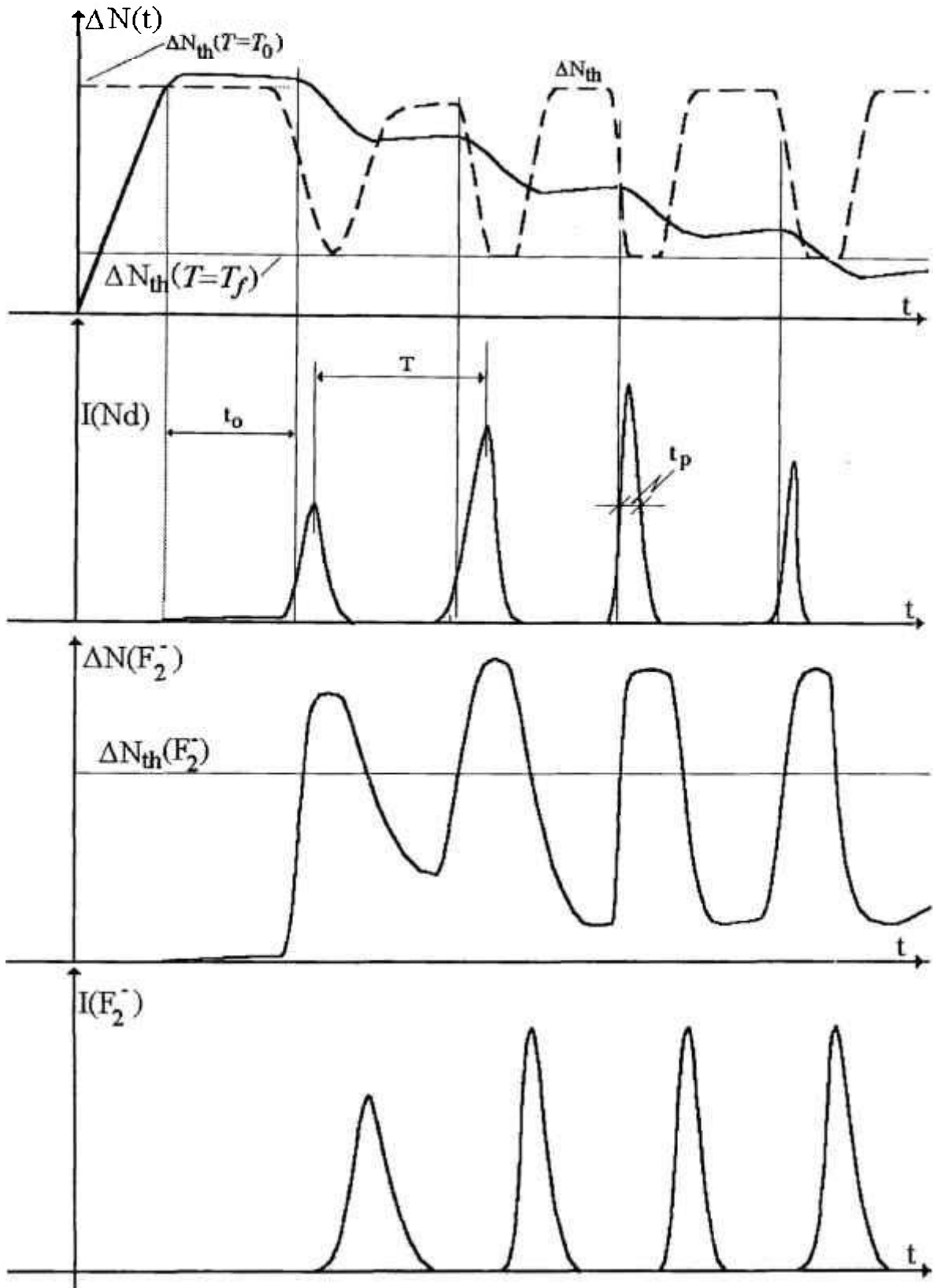


Fig. 6.4-4 Análise do comportamento temporal dos principais parâmetros físicos para o caso de *mode locking* passivo de pulso gigante.  $\Delta N(t)$  é a inversão de população para o meio ativo de neodímio e  $\Delta N(F_2^-)$  para o meio ativo de  $LiF:F_2^-$ .  $I(Nd)$  é a intensidade de radiação emitida pelo neodímio e  $I(F_2^-)$  é a intensidade emitida pelos centros  $F_2^-$ .

### *Estágio Linear:*

Neste estágio, inicia-se a formação de um campo de radiação de baixa intensidade do laser de neodímio, sendo portanto lineares a absorção e a amplificação. A duração desse estágio é muito mais curta que aquela dos sistemas que usam corantes como elemento saturável, pois a intensidade de saturação ( $h\nu/\tau_a\sigma_a$ ) dos cristais de  $\text{LiF:F}_2^-$  é cerca de 100 vezes menor. O alargamento temporal das flutuações laser, causado pelo estreitamento espectral, é portanto menor, o que significa que as flutuações que participam do estágio seguinte (de absorção não linear) são temporalmente menores que no caso dos corantes. O estágio termina quando alguma não linearidade se manifesta no elemento ativo ou no absorvedor saturável, com o parâmetro  $X$  (Eq.4.6-9) nos mostrando a condição inicial desta não linearidade.

Um caso típico de cavidades acopladas com meio ativo de YAG:Nd e absorvedor saturável de  $\text{LiF:F}_2^-$ , tem os seguintes parâmetros:

$$R_1 = 0,9; \quad R(1,06\mu\text{m}) \approx 0,1; \quad R_2 = 0,5; \quad T = 13 \text{ ns}; \quad \Gamma_1 \approx 0,2; \quad \rho_{ga} = 1.$$

O número máximo  $M$  de modos oscilantes no ressonador é:

$$M = \frac{\Delta\omega(\text{YAG})}{\Delta\omega'(\text{Ress.})} \approx 1800 \text{ modos};$$

o que implica, da eq.4.6-5, em:  $\chi \approx 7,5$

e para um absorvedor com  $T_0 \approx 0,3$  e  $l_a = 3,0 \text{ cm}$  temos as perdas saturáveis e não saturáveis:

$$G_{0a} \approx 1,05 \quad \text{e} \quad \Gamma_{1a} \approx 0,15;$$

Partindo-se destes parâmetros e considerando o papel da cavidade acoplada através da refletividade efetiva  $R_{ef}$  (vide seção 3.4.4), podemos calcular o fator de perda útil  $\Gamma_2$  para o laser de neodímio como:

$$\Gamma_2 = l\gamma_2 = \frac{1}{2} \ln(R_2 R_{ef.}) \approx 0,95$$

Para um bombeamento ~15% acima do limiar o ganho líquido é  $G_{lq} \approx 0,15$ , e das equações 4.6-7 e 4.6-8 temos os fluxos não lineares para o elemento de ganho e para o elemento absorvedor:

$$F_{nl}^g \approx 2,7 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

$$F_{nl}^a \approx 4,0 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

portanto, o parâmetro X (Eq. 4.6-9) é:

$$X = \frac{F_{nl}^g}{F_{nl}^a} \approx 68$$

Assim, a não linearidade no meio absorvedor se manifesta antes que haja uma significativa queda na inversão de população do meio de ganho. O fato de  $X \gg 1$  implica que não há um balanço entre a saturação do ganho e da perda, e que o estágio de amplificação não linear está claramente separado do estágio de absorção não linear. O pulso, então, é encurtado somente na sua parte inicial pela ação do absorvedor saturável; a perda de ganho em sua parte final somente acontece após um crescimento significativo da sua intensidade. Assim, mesmo as pequenas flutuações do meio de ganho ( $F_{nl}^g$ ), que irão iniciar os processos não lineares no YAG:Nd, são suficientes para saturar drasticamente o meio absorvedor.

A não linearidade que acontece no centro de cor implica em uma mudança significativa de sua transmissão e conseqüentemente na distribuição de sua população. Como este absorvedor também se comporta como elemento ativo, em algum momento durante o desenvolvimento do pulso do laser de neodímio, ele atinge o limiar e a sua ação laser faz seu tempo de recuperação se tornar muito menor. Isto implica em um aumento significativo do valor de  $F_{nl}^a$ , que ao aproximar-se de  $F_{nl}^g$ , leva a uma situação muito melhor para o regime *mode locking*. A questão aqui é saber quando ocorre esta ação laser, pois assim podemos melhor compreender a sua importância para o processo e otimizá-lo.

A equação de limiar 3.4-1 e a relação 3.4-9, para o cristal LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup> no ressonador M<sub>1</sub>M, levam à seguinte condição de inversão de população de limiar:

$$\Delta N_{th}(F_2^-) = \frac{-\ln(R_1 R) + \gamma_1}{2l_a \sigma_c(F_2^-)} \quad \text{Eq. 0-1}$$

onde  $R_1$  e  $R$  são as refletividades de  $M_1$  e  $M$  no comprimento de onda de emissão laser do centro de cor ( $\sim 1,16 \mu\text{m}$ ).

Dentre o conjunto de espelhos  $M_1$  de que dispomos para o ressonador do cristal de  $\text{LiF:F}_2^-$ , vamos calcular a inversão de limiar para os dois casos extremos:  $R_1 \approx 50\%$  (alta transmissão) e  $R_1 \approx 100\%$  (baixa transmissão); para um caso típico onde  $l_a \approx 3\text{cm}$  e  $\gamma_1' = 2\gamma_{1a} l_a + L_M \approx 0,4$ .

1) Alta transmissão:  $R_1.R \approx 0,48$

$$\Delta N_{\text{th}}(\text{F}_2^-) \approx 1,1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

2) Baixa transmissão:  $R_1.R \approx 0,95$

$$\Delta N_{\text{th}}(\text{F}_2^-) \approx 0,4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$$

A inversão de população necessária para atingir os limiares calculados acima correspondem à transmissão  $T_{\text{th}}$  do absorvedor saturável para a radiação do laser de YAG:Nd. Esta vale então:

$$T_{\text{th}} = \exp[-(n_{\text{tot.a}} - \Delta N_{\text{th.a}})l_a \sigma_a] = T_0 \cdot \exp(\sigma_a \Delta N_{\text{th}} l_a) \quad \text{Eq. 0-2}$$

Usando as equações 6.2-2 e 6.2-5 podemos obter a intensidade de bombeamento de limiar,  $I_{\text{th}}(\text{F}_2^-)$  em  $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ , para o laser de centro de cor, em função da intensidade de saturação  $I_s^a$  necessária para produzir as inversões de população acima calculadas. Ela vale:

$$I_{\text{th}}^{1,06\mu\text{m}}(\text{F}_2^-) = I_s^a \left[ \frac{\ln T_0}{\ln T_0 + \sigma_a \Delta N_{\text{th}} l_a} - 1 \right] \quad \text{Eq. 0-3}$$

Para uma transmissão inicial típica de  $T_0 = 30\%$  temos para os dois casos acima descritos:

$$1) I_{\text{th}}^{1,06\mu\text{m}}(\text{F}_2^-) \approx 0,7 \cdot I_s^a$$

$$2) I_{\text{th}}^{1,06\mu\text{m}}(\text{F}_2^-) \approx 0,2 \cdot I_s^a$$

Se consideramos uma transmissão maior dos centros  $\text{F}_2^-$ , ( $T_0 \sim 50\%$ ):

$$1) I_{\text{th}}^{1,06\mu\text{m}}(\text{F}_2^-) = 4,3 \cdot I_s^a$$

$$2) I_{\text{th}}^{1,06\mu\text{m}}(\text{F}_2^-) = 0,4 \cdot I_s^a$$

Portanto, mesmo quando utilizam-se baixas transmissões dos espelhos que compõem o ressonador  $M_1$ - $M$ , a ação laser do centro de cor se dá após o processo não linear de absorção ter sido iniciado (considerando o início deste estágio quando o fluxo é  $\sim 0,02F_{nl}$ ). Considerando-se as intensidades necessárias para se atingir o limiar de ação laser do  $\text{LiF:F}_2^-$  (dois blocos de expressões acima), observa-se que para o caso de cavidade com fator de qualidade  $Q$  alto (baixa transmissão) a ação laser se inicia mais rapidamente devido à necessidade de uma intensidade de radiação em  $1,06 \mu\text{m}$  menor.

Considerando a transmissão inicial  $T_0$  do absorvedor saturável, podemos dizer que, quanto menor ela for, menor é a intensidade de limiar de bombeamento  $I_{th}$  e, portanto mais cedo o centro de cor apresenta ação laser.

Durante todo o estágio linear, portanto, o absorvedor tem um tempo de recuperação igual ao tempo de decaimento por fluorescência, ou seja,  $\tau_{fl} \approx 60 \text{ ns}$ , uma vez que este não está sujeito ao campo de radiação estimulada, confinado pelo ressonador  $M_1M$ .

#### *Estágio de Absorção Não Linear:*

Como sabemos, este é o estágio onde normalmente ocorre a seleção das flutuações mais intensas. Como no caso dos centros  $F_2^-$  a recuperação do estado absorvedor é muito lenta (60ns), acreditamos que esta seleção seja feita no sentido de absorver mais fortemente as primeiras flutuações do campo de radiação inicial. Como  $F_{nl}^a \ll F_{nl}^g$ , não há uma saturação do ganho para os primeiros pulsos (*mode locked*), e várias flutuações iniciais são então amplificadas sem nenhuma seleção.

Em algum momento, durante este estágio, a ação laser dos centros  $F_2^-$  inicia-se, levando a um processo de “competição” entre os fluxos do laser de  $F_2^-$  e do laser de neodímio. O primeiro atua restaurando o estado absorvedor do centro de cor e o segundo, saturando-o. Se o segundo prevalece surge um regime de chaveamento  $Q$ , se o primeiro prevalece, o sistema evolui para o regime de *mode locking*. Quanto mais cedo ocorrer a ação laser do absorvedor, mais longo e seletivo será este estágio, e maior será o papel da saturação do ganho na atenuação da parte final do pulso de neodímio (ou conjunto de flutuações).

A condição de que o tempo de recuperação do absorvedor seja menor que o tempo  $T$  de vôo da cavidade  $M_1M_2$ , implica não somente que o seu tempo de decaimento efetivo  $\tau_{ef}$  (estimulado mais fluorescente) seja curto, mas também que  $\tau_{ef}$  mais o atraso  $T_D$  na emissão deste pulso, seja menor que o tempo de vôo do ressonador. Considerando o processo de ação laser do  $F_2^-$



como o de uma emissão chaveada pela modulação do ganho (chaveamento Q), uma estimativa deste atraso é dada então pela expressão (Koechner, 1988):

$$T_D(F_2^-) = \frac{T(F_2^-) \cdot \ln(\phi_{\max}/20\phi_i)}{2\Delta N_{th}(F_2^-) \sigma_e(F_2^-) l_a - \Gamma(F_2^-)} \quad \text{Eq. 0-4}$$

onde  $T_D$  é o tempo necessário para que o fluxo inicial  $\phi_i$  cresça 20 vezes e  $\phi_{\max}$  é o fluxo máximo a que o pulso chegará.  $T(F_2^-)$  é o tempo de vóo da cavidade do laser de  $F_2^-$  ( $M_1M$ ).

No início do processo, o fluxo de laser de neodímio é muito baixo, e o ganho do laser de centro de cor é pouco superior às perdas. Nestas condições, o denominador da expressão 6.4-4 é pequeno, e portanto  $T_D(F_2^-)$  é grande. Assim, no início do processo,  $T_D(F_2^-) \gg T(F_2^-)$  e provavelmente  $T_D(F_2^-) \geq T(Nd)$ . Nestas condições, não deve haver a seleção de flutuações e, portanto, em algum momento, a inversão de população do centro de cor deve estar bem acima do limiar para possibilitar o surgimento do regime *mode locking* e dar início ao estágio de pulso gigante. Neste instante, o laser de  $F_2^-$  se comporta como um sistema chaveado pelo ganho, com  $T_D$  dado pela equação 6.4-4. Vamos então fazer uma estimativa de quanto deve ser  $T_D$  para as condições do nosso sistema.

O fluxo inicial  $\phi_i$ , para o laser de  $F_2^-$  segundo Koechner (1988) é:

$$\phi_i(F_2^-) \approx n_2 \frac{\Theta T_f(F_2^-)}{4\pi \tau_{fl}(F_2^-)}$$

onde  $\Theta$  é o ângulo sólido, e  $n_2$  a população do nível laser superior. O fluxo máximo  $\phi_{\max}$  do pulso do laser de centro de cor é (Koechner, 1988):

$$\phi_{\max}(F_2^-) = \frac{l_a}{L_1} \left[ \Delta N_{th} \ln \left( \frac{\Delta N_{th}}{\Delta N_i} \right) + \Delta N_i - \Delta N_{th} \right]$$

Para os casos típicos, temos  $T_0 = 0,3$ ;  $L_1 = 7\text{cm}$ ;  $l_a = 3\text{cm}$ ; diâmetro do feixe de bombeamento de Nd de 4mm. Considerando como anteriormente, que o ressonador opera com alta [1)] ou baixa [2)] transmissão, temos:

$$1) T_D(F_2^-) \approx 1,8 \text{ ns}$$

$$2) T_D(F_2^-) \approx 1,2 \text{ ns}$$

Estes resultados mostram que existe uma condição adequada à obtenção do regime *mode locking*, visto que  $T(\text{Nd}) \approx 11\text{ns}$ . Um aumento de  $L_1$  para 14 cm aumenta o atraso para  $T_D(\text{F}_2^-) \approx 3\text{ns}$ , mostrando que um aumento excessivo de  $L_1$  pode destruir a formação do *mode locking*, pois  $T_D+t_p(\text{F}_2^-)$  deve ser menor que  $\sim T(\text{Nd})/2$ . A tabela 6.4-1 mostra uma evidência experimental desta limitação, onde as porcentagens de pulsos totalmente modulados ( $P_r$ ) são também incluídas.

YAG:Nd  $\phi=6,35\text{mm}$       LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup>  $T_0 = 0,3$

$L_1$ (cm)	Pr (%)	Obs.
5	65	pulsos curtos dos lasers de Nd e de F <sub>2</sub> <sup>-</sup>
13	zero	pulso chaveado, com subestrutura de modulação em $T=11\text{ns}$ de $\sim 10\%$ , para o Nd e pulso semelhante para o F <sub>2</sub> <sup>-</sup> , sem modulação no período T
40	zero	pulso chaveado sem modulação tanto para a emissão do Nd quanto para a do F <sub>2</sub> <sup>-</sup>

YAG:Nd  $\phi = 4,0\text{mm}$       LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup>  $T_0 = 0,3$

$L_1$ (cm)	Pr (%)	Obs.
6	>90	pulsos curtos dos lasers de Nd e de F <sub>2</sub> <sup>-</sup>
14	<10	pulso chaveado com modulação de $\sim 10\%$ em T para o Nd e pulso semelhante para o F <sub>2</sub> <sup>-</sup> mas sem modulação
>20	zero	pulso chaveado sem modulação tanto para a emissão do Nd quanto para o F <sub>2</sub> <sup>-</sup>

Tabela 6.4-1 Porcentagem de *mode locking* completo em função do comprimento  $L_1$  do ressonador M<sub>1</sub>-M. Pr significa a porcentagem de pulsos que apresentaram 100% de modulação em intensidade

Um exame mais cuidadoso da figura 6.4-3 mostra mais uma evidência do chaveamento Q do F<sub>2</sub><sup>-</sup>. Nela vemos uma variação no tempo de separação entre os pulsos do centro de cor, que acontece porque a dependência de  $T_D$  com a inversão de população leva a uma variação neste atraso, com o aumento ou diminuição na intensidade do pulso de bombeamento para os centros de cor (pulso *mode locked* de Nd). O atraso contudo, se torna constante e não é mais percebido, para o caso onde há uma completa saturação da inversão de população dos centros F<sub>2</sub><sup>-</sup>. Quando isto acontece, a intensidade dos

pulsos emitidos pelo cristal de  $\text{LiF:F}_2^-$  é constante, e o intervalo entre eles se torna igual a  $T$ .

Uma análise da forma dos pulsos do laser de  $\text{F}_2^-$ , mostra que estes são assimétricos, com crescimento mais rápido que o decaimento. Este fato nos leva a duas conclusões:

1- O pulso do laser de centro de cor não é “alterado”, na sua parte final, pelo pulso do laser de neodímio; ou seja, quando o pulso do neodímio chega ao cristal de  $\text{LiF:F}_2^-$ , o pulso anterior do laser de  $\text{F}_2^-$  já se extinguiu dentro do ressonador  $M_1$ - $M$ .

2- O comportamento é típico de laser chaveado, com subida mais rápida que a descida e com um decaimento exponencial ligado ao tempo de vida dos fótons no ressonador  $M_1M$ , como pode ser visto na figura 6.4-3.

Assim, podemos estimar a largura temporal de um pulso emitido pelo laser de  $\text{LiF:F}_2^-$ , usando a equação 4.3-15, que pode ser escrita como:

$$t_p = T_f \frac{\Delta N_i - \Delta N_f}{\Delta N_i - \Delta N_{th} \left[ 1 + \ln \left( \frac{\Delta N_i}{\Delta N_{th}} \right) \right]}$$

Supondo que toda a população do centro de cor seja invertida pelo pulso de bombeamento de neodímio (durante o estágio de pulso gigante), temos:

$$\Delta N_i = n_{tot} \quad e \quad \Delta N_f \approx 0$$

e usando os valores já calculados para a inversão de população de limiar para o ressonador do  $\text{LiF:F}_2^-$  operando com alta [1)] e baixa [2)] transmissão:

$$1) t_p \approx 3 \text{ ns}$$

$$2) t_p \approx 1,5 \text{ ns}$$

Estes resultados estão de acordo com a largura temporal dos pulsos emitidos pelo laser de  $\text{LiF:F}_2^-$  visto na figura 6.4-3.

#### *Estágio de Amplificação não Linear:*

Aqui a inversão de população do elemento ativo de neodímio é severamente afetada pela circulação de um pulso intenso no ressonador  $M_1M_2$ . As medidas experimentais de energia média destes pulsos, para diversos arranjos, mostram uma variação entre 2,5 e 0,14 mJ. Mesmo para o caso de

menor energia, com um pulso de bombeamento de largura temporal de 0,5 ns e considerando que toda a área do bastão (de 6,35 mm de diâmetro) seja preenchida pelo modo, obtemos uma intensidade intracavidade para a radiação do laser de neodímio de  $\sim 0,8 \text{ MWcm}^{-2}$ , ou seja,  $\sim 5$  vezes a intensidade de saturação do centro  $F_2^-$ . Isto significa que, na prática, mesmo para as menores densidades de potência, há uma inversão de  $\sim 85\%$  da população do absorvedor saturável. Estes cálculos foram feitos para um tempo de decaimento do centro de cor de  $\tau \approx 60 \text{ ns}$ , o que é admissível, pois todo o processo de bombeamento dos centros  $F_2^-$  ocorreu na ausência da sua ação laser.

O pulso de neodímio, tem portanto, energia e intensidade suficientes para saturar completamente o  $\text{LiF:F}_2^-$  e inverter toda a população do centro de cor no volume por onde ele passa. Neste caso, a energia de saída  $E_s(F_2^-)$  de um pulso do laser (chaveado) de  $\text{LiF:F}_2^-$  é (de Eq.4.5-4):

$$E_s(F_2^-) \approx V \cdot h\nu (\Delta N_i - \Delta N_f) \frac{\ln 1/R}{\ln 1/R + \Gamma_1 + \Gamma_{1a}}$$

Para o caso típico de um cristal de  $\text{LiF:F}_2^-$  com  $l_a=3\text{cm}$  e  $T_0=0,3$ , bombeado por um feixe de laser de neodímio de 4mm, onde supomos que toda a população do centro de cor é invertida, temos, para os dois casos já analisados anteriormente:

- 1) para alta transmissão  $E_s(F_2^-) \approx 1,0\text{mJ}$
- 2) para baixa transmissão  $E_s(F_2^-) \approx 0,17\text{mJ}$

Na prática, os valores médios obtidos para a energia de saída do centro de cor são, em quase todos os casos, muito menores que estes valores teóricos, ficando entre 0,02 e 0,2 mJ. Isto significa que a inversão do  $F_2^-$  não é total, que o volume invertido não corresponde a área do feixe de bombeamento (ou ambos) ou que as perdas inúteis são consideráveis.

#### *Estágio de Pulso Gigante:*

Neste estágio, o pulso do laser principal circula pelo ressonador maior, ganhando energia do seu meio de ganho, e perdendo na transferência para a excitação dos centros  $F_2^-$  e nas perdas úteis e inúteis ( $\gamma$ ).

A parte do pulso gigante onde há um crescimento da intensidade dos pulsos indica que a energia fornecida pelo ganho é maior que a energia total perdida. A parte onde há um decréscimo destes subpulsos indica que a

energia recebida é menor que a perdida. Isto acontece até que a inversão de população do neodímio seja consumida a um nível inferior àquele correspondente ao limiar mais baixo (para o qual a transmissão do absorvedor é total  $T_f \sim 1$ ), como no caso de chaveamento Q.

A energia transferida do laser de neodímio para os centros  $F_2^-$ , para  $T_D(F_2^-) > t_p(Nd)$ , é aquela energia armazenada no centro de cor após a passagem do pulso (do Nd). Se  $T_D(F_2^-) < t_p(Nd)$ , a energia transferida é a energia armazenada acrescida da energia absorvida durante a passagem do pulso do  $F_2^-$  no intervalo de tempo coincidente entre os dois pulsos (do  $F_2^-$  e do Nd), intervalo este, onde o decaimento do  $F_2^-$  é o estimulado.

Assim, o pulso do Nd é encurtado cada vez que passa pelo  $LiF:F_2^-$  pois:

a- Este sempre encontra os centros  $F_2^-$  no estado absorvedor, o que diminui a intensidade da sua parte inicial.

b- Se existe uma sobreposição entre os pulsos do laser de neodímio e do laser de  $F_2^-$ , então a parte final do pulso do neodímio também é encurtada, pois este sofre absorção do meio (absorvedor).

c- Os últimos pulsos ocorrem “abaixo do limiar mínimo”; e somente o pico do pulso é submetido a um ganho líquido positivo, a parte final deste pulso vê um ganho negativo, o que possibilita a ocorrência de  $t_p(Nd) < T_D(F_2^-)$ .

d- O aumento na intensidade dos pulsos do laser de neodímio leva a uma não linearidade do ganho (para o Nd), fazendo com que a parte final do pulso se submeta a um ganho muito menor que o restante do pulso.

A intensidade de saturação  $I_s(Nd)$  do ganho do neodímio ( $\lambda=1,06\mu m$ ) é:

$$I_s(Nd) = \frac{h\nu}{\sigma_e(Nd)\tau_{esp}} \approx 9,4 \cdot 10^2 \text{ Wcm}^{-2}$$

Como os pulsos do laser de neodímio possuem uma intensidade média intracavidade de  $I(Nd) \sim 1,6 \text{ MWcm}^{-2}$ , fica claro que neste estágio o pulso de modos travados sofre um processo de corte da sua parte final. Portanto, em geral os pulsos do laser de YAG:Nd são modulados tanto pelo absorvedor como pelo meio de ganho.

#### *Cavidades Acopladas:*

A observação experimental mostra que o mais leve desalinhamento do espelho intermediário M, da figura 6.4-1, faz com que o centro de cor deixe de apresentar ação laser, e o meio de ganho principal, passe a emitir um pulso

chaveado longo (~50 a 80ns). Simultaneamente observa-se o aumento do limiar para a cavidade  $M_1M_2$ .

Este aumento de limiar mostra a ocorrência do acoplamento das cavidades através do espelho  $M$ , o que está de acordo com o conceito apresentado na seção 3.4.4.

A variação de ganho por duplo passo do laser de neodímio, para o caso de saturação da absorção é (de Eq.3.4-27 e 3.4-29):

$$g_i - g_f = \Delta g = \ln \left[ \frac{R_{ef}(T_f)}{R_{ef}(T_0)} \right]$$

Considerando as refletividades de  $M_1$  e  $M$  para o comprimento de onda do neodímio, temos novamente duas situações:

1- alta transmissão  $R_1 \approx 0,45$

2- baixa transmissão  $R_1 \approx 0,9$

sendo  $R \approx 0,1$  a refletividade de  $M$  para os dois casos.

Um absorvedor com transmissão inicial  $T_0 = 0,3$  e transmissão final  $T_f = 0,72$  implica em um  $\Delta g = 0,69$ , para alta transmissão e  $\Delta g = 0,82$  para baixa transmissão.

Logo, quanto maior as transmissões de  $M_1$  e  $M$  (para o comprimento de onda do neodímio), menor é  $\Delta g$ , e quanto menor é a variação do ganho, maior é a largura do pulso gigante.

Quanto à absorção do cristal de  $\text{LiF:F}_2^-$ , o mesmo raciocínio leva à conclusão de que quanto maior é a sua transmissão inicial  $T_0$  (para um mesmo  $T_f$ ) menor é  $\Delta g$  e maior é a largura  $\kappa$  do pulso gigante que define o envelope dos pulsos do YAG:Nd. Aqui,  $\kappa$  é a largura à meia altura (FWHM) do pulso dividido pelo tempo de vôo da cavidade.

O acoplamento das cavidades  $M_1M$  e  $M_1M_2$ , e o tempo de recuperação do absorvedor saturável, determinam a forma temporal do decaimento da potência intracavidade da radiação emitida pelo laser de neodímio. Esta dependência é dada pela equação 3.4-32 e é:

$$\frac{1}{\tau_c} = \frac{1 - \sqrt{R}}{1 + \sqrt{R}} \frac{\ln(T_0)}{\tau_d (T \approx 1)}$$

onde, como visto na seção 3.4,  $\tau_d$  é o tempo de decaimento efetivo que caracteriza a recuperação do estado absorvedor do  $\text{LiF:F}_2^-$  e  $\tau_c$  é a constante de tempo característica do decaimento da potência da radiação do neodímio.

Como o  $\text{LiF:F}_2^-$  na cavidade  $M_1M$  se comporta como um laser chaveado, com decaimento da inversão de população como o esquematizado na figura 4.3-1, podemos considerar como boa aproximação que  $t_p \approx 3 \cdot \tau_d$ , ou seja, para um tempo que é  $\sim 1/3$  de  $t_p$ , grande parte dos centros excitados já voltaram ao seu estado fundamental, pois o decaimento do pulso é aproximadamente exponencial.

Os valores de largura temporal  $t_p$  para os pulsos do laser de  $\text{LiF:F}_2^-$  calculados na análise do estado de absorção não linear, indicam pulsos entre 1,5 a 3,0 ns de duração. Estes tempos correspondem portanto a  $\tau_d \sim 0,5$  a 1,0 ns. Para o caso em que  $T_0 \sim 0,3$  e  $R \approx 0,1$ , temos  $\tau_c \sim 0,8$  a 1,6 ns. Estes valores estão dentro do esperado para o sistema aqui utilizado, pois os primeiros pulsos mensuráveis da emissão do laser de neodímio têm, no melhor dos casos,  $\sim 0,5$  ns. Se levarmos em conta que o processo se iniciou muito antes de se atingir uma intensidade mensurável, e que o pulso vai sendo encurtado em cada volta pelo ressonador, temos uma aproximação realista do início do processo. O tempo  $t_p$  determinado acima, deve ser considerado como um limite superior da largura temporal dos pulsos do laser de neodímio, uma vez que a recuperação das perdas do absorvedor, e conseqüentemente a modulação líquida do ganho é uma fração pequena da modulação total.

As tabelas a seguir mostram uma série de resultados experimentais obtidos para o regime de *mode locking* passivo de pulso gigante, com o uso do esquema de cavidades acopladas. Como definido anteriormente, Pr significa a porcentagem de pulsos que apresentaram 100% de modulação em intensidade.

*Variação da transmissão dos espelhos para o laser de YAG:Nd:*

YAG:Nd  $\phi = 4,0\text{mm}$ ; LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup>  $T_0 = 0,3$

R <sub>1</sub> (%)	R <sub>2</sub> (%)	Pr (%)	$\kappa$	Obs.
100	30	>90	9	pulsos curtos
100	57	>90	10	pulsos longos
100	45	100	9	pulsos curtos
100	17	100	15	pulsos longos

R <sub>1</sub> (%)	R <sub>2</sub> (%)	Pr (%)	$\kappa$	Obs.
87	35	87	8	pulsos curtos
87	73	95	10	pulsos mais longos

R <sub>1</sub> (%)	R <sub>2</sub> (%)	Pr (%)	Obs.
75	30	70	pulsos curtos, efeitos não lineares
75	58	100	pulsos curtos, efeitos não lineares

R <sub>1</sub> (%)	R <sub>2</sub> (%)	Pr (%)	Obs.
57	100	30	
57	47	<10	
57	30	<5	muito instável

Tabela 6.4-2 Comportamento do regime de modos travados em função do acoplamento de saída (R<sub>1</sub> e R<sub>2</sub>) para o laser de neodímio.



*Variação da transmissão dos espelhos para o laser de  $\text{LiF:F}_2^-$ :*

$R_1$	$R_2$	Pr (%)	Obs.
100	30	>90	pulsos curtos
92	30	90	
75	30	70	
58	30	10	
48	30	zero	

$R_1$	$R_2$	Pr (%)
30	100	0
57	100	30
86	100	30

$R_1$	$R_2$	Pr (%)
57	47	<10
98	45	100

$R_1$	$R_2$	Pr (%)
100	57	>90
75	58	100

Tabela 6.4-3 Comportamento do regime de modos travados em função do acoplamento de saída ( $R_1$ ) para o laser de  $\text{LiF:F}_2^-$ .

Estes resultados mostram uma grande probabilidade de obtenção de *mode locking* com profundidade de modulação total  $P_r$ , para os casos onde a refletividade  $R_1$  é alta (>90%). A diminuição de  $R_1$  implica em uma maior dificuldade de se encontrar um arranjo onde ocorra o *mode locking*, mas quando este é obtido, apresenta pulsos mais curtos.

Um valor muito alto para  $R_1$  significa um limiar baixo para o laser de  $\text{LiF:F}_2^-$  e um aumento no atraso  $T_D$  da sua emissão; o primeiro fato facilita a

obtenção do regime de modos travados, e o segundo dificulta. Uma diminuição em  $R_1$  eleva  $\Delta N_{th}(F_2^-)$  e encurta  $T_D(F_2^-)$ , e a elevação em  $\Delta N_{th}(F_2^-)$  deve ser compensado por um aumento da densidade de potência intracavidade do laser de bombeamento (de Nd) através da redução do valor de  $R_2$ . Uma diminuição excessiva em  $R_1$  torna muito baixa a probabilidade de obtenção do regime de modos travados com profundidade de modulação total, e não pode ser compensada pelo aumento de  $R_2$ .

A otimização do sistema é portanto uma combinação complexa de fatores com difícil análise quantitativa. Os melhores resultados foram obtidos com  $R_1=75\%$  e  $R_2=58\%$ , onde praticamente todos os pulsos da lâmpada resultaram em pulsos gigantes de modos travados com 100% de profundidade de modulação. A figura espacial da emissão destes pulsos apresentou franjas de interferência típicas de efeitos não lineares, indicando a possibilidade de um pulso muito intenso. Uma estimativa da intensidade intracavidade leva a um valor de  $I \approx 0,5 \text{ MWcm}^{-2}$ , o que pode ser suficiente para causar o chamado efeito óptico não linear ressonante (Catunda e Cury, 1990) no cristal de  $\text{LiF:F}_2^-$ .

*Variação da Transmissão Inicial  $T_0(F_2^-)$  do cristal de  $\text{LiF:F}_2^-$ :*

YAG:Nd  $\phi = 4,0\text{mm}$ ,  $R_2=30\%$ ,  $R_1(1,12)=87\%$   $R_1(1.06)=98\%$

$\text{LiF:F}_2^-$	$T_0$	Pr (%)	$\kappa$	$E_s (F_2^-)$ (mJ)
$I_a$ (cm)				
3,9	0,16	zero		
3,0	0,41	87	8	0,04
3,3	0,50	zero		
2,3	0,61	zero		

Tabela 6.4-4 Comportamento do regime de modos travados para diferentes valores da transmissão inicial  $T_0$  do cristal de  $\text{LiF:F}_2^-$ , com  $R_2 = 30\%$ .

No arranjo da tabela acima, o laser de neodímio não consegue saturar o cristal de  $\text{LiF:F}_2^-$  para uma transmissão inicial  $T_0 = 16\%$ . Um aumento na energia de alimentação da lâmpada faz surgir ação laser no ressonador  $\text{MM}_2$ . Para  $T_0 = 50\%$  e  $T_0 = 61\%$ , não há emissão estimulada do cristal de  $\text{LiF:F}_2^-$ , e aparentemente o limiar para a sua ação laser não foi atingido. Um aumento na refletividade  $R_2$  levou aos resultados da tabela abaixo.

YAG:Nd  $\phi = 4,0\text{mm}$ ;  $R_2=73\%$ ;  $R_1(1,12)=87\%$   $R_1(1,06)=98\%$

LiF:F <sub>2</sub> <sup>-</sup>	$T_0$	Pr (%)	$\kappa$	$E_s$ (F <sub>2</sub> <sup>-</sup> )	$E_s$ (Nd) (mJ)
$l_a$ (cm)					
3,9	0,16	50	8	0,08	0,3
3,0	0,41	95	10	0,04	0,4
3,3	0,50	<10	9	0,04	0,4

tabela 6.4-5 Comportamento do regime de modos travados em cavidades acopladas para diferentes valores da transmissão inicial  $T_0$  do LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup>, com  $R_2 = 73\%$ .

O aumento da refletividade  $R_2$  levou a um aumento da intensidade intracavidade da radiação do laser de neodímio, possibilitando a ação laser do LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup> e resultando em um eficiente *mode locking*.

A utilização do cristal de YLF:Nd- $\pi$  como meio ativo do laser principal, em substituição ao YAG:Nd, levou aos resultados mostrados na tabela abaixo

YLF:Nd- $\pi$   $R_2=56\%$ ;  $R_1(1,12)=87\%$   $R_1(1,05)=98\%$

LiF:F <sub>2</sub> <sup>-</sup>	$T_0$	Pr (%)	$\kappa$	$E_s$ (F <sub>2</sub> <sup>-</sup> ) (mJ)
$l_a$ (cm)				
3,9	0,07	10	27	muito baixa
3,4	0,22	95	14 a 23	0,2 a 0,12
3,3	0,37	75	10	0,1
2,3	0,48	95	14 a 21	0,2 a 0,8

Tabela 6.4-6 Resultados típicos para o regime de modos travados obtidos no arranjo de cavidades acopladas com o bastão de YLF:Nd- $\pi$ .

A maior seção de choque de absorção do centro de cor para a emissão do laser de YLF:Nd- $\pi$  possibilitou o uso de uma reflexão menor para  $R_2$ . Neste caso, pulsos intensos e temporalmente curtos também foram obtidos, e a principal diferença em relação ao meio de YAG:Nd está na largura temporal

do pulso gigante, a qual é nitidamente maior para o caso onde se usa o YLF:Nd. Este fato pode estar relacionado à menor seção de choque de emissão do íon  $\text{Nd}^{3+}$  na matriz YLF, o que tornaria mais lento o processo de decaimento estimulado quando da passagem do pulso de modos travados.

Analisando o processo de travamento de modos de pulso gigante em termos da máxima densidade de energia  $\epsilon$  (Eq. 4.6-15) e da largura temporal  $\kappa$  (Eq.4.6-16), para o caso (típico) dado como exemplo na análise do estágio linear, temos:

$$\kappa \approx 3,5$$

$$\epsilon \approx 5,9 \times 10^{-2} \text{ J.cm}^{-2}$$

ou, em termos da densidade de energia máxima fora do ressonador  $\epsilon_s$ :

$$\epsilon_s = \epsilon \frac{\ln 1/R}{\ln 1/R + \Gamma_{1a} + \Gamma_1} \approx 0,84 \cdot \epsilon \approx 5,0 \times 10^{-2} \text{ J.cm}^{-2}$$

Os resultados experimentais obtidos mostram pulsos mais longos e densidades de energia pouco menores (entre  $0,2$  e  $1,2 \times 10^{-2} \text{ J.cm}^{-2}$ ). Esta diferença pode surgir de dois fatores principais: 1- A energia do laser de neodímio que passa por  $R_1$  não é medida, e portanto não é computada; 2- Parte da energia perdida por  $R_{ef}$  não é transmitida, e sim absorvida pelo centro de cor.

### *Conclusões:*

O esquema de cavidades acopladas possibilitou a obtenção do regime de modos travados de pulso gigante com o uso do  $\text{LiF:F}_2^-$  como elemento absorvedor saturável. Apesar do longo tempo de recuperação deste absorvedor, este esquema torna muito alta a probabilidade de obtenção de um *mode locking* com modulação total.

Uma análise do fenômeno físico mostra que o centro de cor tem seu tempo de recuperação encurtado pela sua própria ação laser, e que este tempo e o atraso na sua emissão são de fundamental importância no surgimento deste regime.

Apesar da interdependência entre os vários fatores envolvidos no processo, a teoria de travamento de modos passivo de pulso gigante, desenvolvida por New, (1979) é uma boa aproximação para explicar os resultados obtidos e nos dar uma visualização do processo físico. A teoria de cavidades acopladas (Vieira Jr. et al., 1990) também pode ser usada neste caso.

## 7. CONCLUSÕES

Através dos princípios básicos da tecnologia de lasers de estado sólido, dois equipamentos laser foram desenvolvidos, e com eles todos os seus elementos constituintes (a exceção da lâmpada do laser C.W.) passaram a ser de nosso domínio. Um elemento absorvedor saturável de  $\text{LiF:F}_2^-$  também foi desenvolvido, e utilizado para a obtenção do chaveamento Q e do *mode locking* destes lasers.

Os equipamentos laser construídos foram o LXP-01 de operação pulsada e o LXC-03 de operação contínua. O regime de chaveamento Q foi obtido nos dois lasers, enquanto que o regime de *mode locking* de pulso gigante foi obtido em um esquema original de cavidades acopladas, no laser pulsado. O objetivo inicial de se ter uma ferramenta laser confiável e adequada a várias aplicações práticas foi assim atingido.

### 7.1 Absorvedor Saturável De $\text{LiF:F}_2^-$

O absorvedor saturável de  $\text{LiF:F}_2^-$  foi desenvolvido e otimizado em termos da maximização do contraste entre a absorção saturável e a absorção residual. Este elemento foi obtido pela irradiação  $\gamma$  no reator nuclear IEA-R1 do IPEN, e uma série de medidas experimentais levaram à determinação de um método de produção eficiente e razoavelmente reprodutivo.

O método estabelece que o cristal deve manter uma temperatura próxima a  $0^\circ\text{C}$  durante o tempo de irradiação, para evitar que a mobilidade dos defeitos a uma temperatura maior destrua os centros de interesse. Para isso, a irradiação deve ser fracionada em doses de no máximo 15 minutos cada uma, e a amostra deve ser previamente resfriada (a  $\sim 0^\circ\text{C}$ ) antes de cada dose de irradiação.

As medidas experimentais mostraram também que o tipo e a concentração de alguns contaminantes nos cristais de LiF são parâmetros importantes a influenciar no processo de formação dos centros  $\text{F}_2^-$ . Os resultados provaram que amostras ultrapuras, crescidas no vácuo, produzem uma quantidade menor de centros  $\text{F}_2^-$  que amostras menos puras, onde a presença de uma certa quantidade de impurezas é observada. Nos cristais puros,

a falta relativa de elétrons, é um provável motivo desta baixa produção de centros. Nos cristais não puros, verificou-se que a presença do grupo  $\text{OH}^-$  não é desejável, pois este estabiliza o centro  $\text{F}_2^+$ , prejudicando a formação do centro  $\text{F}_2^-$ . Mas destes mesmos resultados, também concluímos que a presença de íons  $\text{Mg}^{++}$  pode neutralizar este efeito do  $\text{OH}^-$  através da formação de grupos  $\text{Mg}(\text{OH})_2$ . Uma outra conclusão a que chegamos, é a confirmação de que a presença de impurezas de  $\text{O}^{2-}$  influencia favoravelmente na formação do centro  $\text{F}_2^-$  pela formação de vacâncias e elétrons livres.

O uso de cristais de  $\text{LiF:F}_2^-$  como chaveador passivo ou como elemento laser ativo, mostrou o surgimento de perdas residuais adicionais, de natureza não conhecida, para altas doses de irradiação. Estas perdas, podem ser reduzidas pela diminuição da quantidade de centros  $\text{F}_3^-$ , o qual embora não seja o responsável direto por elas, parece ser um indicativo da presença da espécie verdadeiramente causadora destas perdas. A irradiação por laser de rubi se mostrou um método eficiente para a diminuição da concentração dos centros  $\text{F}_3^-$ , levando a uma considerável diminuição destas perdas.

Assim, pudemos obter centros  $\text{F}_2^-$  em cristais de  $\text{LiF}$  com concentração adequada, com alta estabilidade, capazes de suportar intensidade maior que  $180 \text{ MW.cm}^{-2}$  e potência média de  $\sim 400 \text{ W.cm}^{-2}$ , tornando-se elementos extremamente eficientes para modulação temporal de lasers.

## 7.2 Chaveamento Q Passivo Do Laser Pulsado LXP-01

O laser pulsado LXP-01 com 0,3 Hz de taxa de repetição, largura temporal do pulso de bombeamento de  $120 \mu\text{s}$  e 54 J de energia máxima de entrada para a lâmpada, operou com cinco bastões laser de três cristais diferentes ( $\text{YAG:Nd}$ ,  $\text{YLF:Nd}$ ,  $\text{KGW:Nd}$ ), com uma eficiência típica de  $\sim 1\%$  no modo de oscilação livre. Através de medidas de energia de limiar em função da transmissão do espelho de saída, o ganho e as perdas para cada elemento laser foram medidos, e uma comparação da extração de energia por volume de cada bastão laser, para o máximo de bombeamento, mostra a seguinte relação:

Bastão	$E_s$ (J/cm <sup>3</sup> ) modo livre (a)	$E_s$ (J/cm <sup>3</sup> ) modo chaveado (b)	(a)/(b)
YLF:Nd: - $\pi$	0,24	0,068	0,28
YLF:Nd- $\sigma$	0,17	0,028	0,16
YAG:Nd - $\phi = 6,35$ mm	0,35	0,051	0,15
YAG:Nd - $\phi = 4,0$ mm	0,55	0,12	0,22
KGW:Nd	0,85	0,069	0,08

Tabela 7-1 Relação da energia de saída  $E_s$ , em função do volume de cada bastão laser, (a) para o modo de oscilação livre, (b) para operação chaveada. (a)/(b) é a razão entre estes dois valores.

Destes resultados vemos que o cristal de KGW:Nd é o mais eficiente para oscilação no modo livre, seguido do YAG:Nd, do YLF:Nd- $\pi$  e do YLF:Nd- $\sigma$ .

O chaveamento Q passivo do laser LXP-01 foi obtido através de cristais de LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup>, onde para cada elemento laser foi maximizada a potência pico para as condições reais do sistema. Esta maximização foi baseada na teoria de chaveamento Q a qual mostra que o valor ótimo para a razão entre a inversão de população inicial e a de limiar é de 3,5. Neste sistema, este valor é difícil de se obter, porque o aumento da inversão inicial, através do bombeamento, implica num aumento da absorção saturável do LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup> e conseqüentemente nas perdas parasitas, o que leva a um aumento da inversão de população de limiar. Para a obtenção do valor ótimo de relação entre estas populações, esta perda adicional pode ser compensada pela diminuição da transmissão do espelho de saída. Com este procedimento, obtivemos um aumento significativo na potência pico, com um aumento não só da inversão de população inicial, como também da sua razão pela inversão de população de limiar. Valores maiores de potência pico não puderam ser obtidos, porque um aumento excessivo da refletividade do espelho de saída causou danos à óptica do sistema, e um aumento muito grande da absorção do elemento chaveador, apresentou perdas adicionais não conhecidas.

Os resultados da tabela 7-1 mostram que o YLF:Nd é o mais eficiente em termos de extração de energia no modo chaveado, quando comparada com a energia extraída do modo de oscilação livre. Mostram também que o KGW:Nd, embora seja o mais eficiente para o modo de oscilação livre, é o menos eficiente para o modo chaveado. Estes resultados confirmam as previsões dadas pelo parâmetro  $\delta$  que relaciona a seção de choque de emissão do elemento ativo com a seção de choque de absorção do elemento chaveador, pois o absorvedor saturável absorve mais eficientemente a emissão do YLF:Nd- $\pi$  que a dos outros elementos.

A expressão 4.4-11 fornece o valor teórico previsto para a potência pico de um sistema laser chaveado passivamente. Ela foi derivada do trabalho de Wagner e Lengyel, adaptada ao caso passivo por Tarasov (1983) e complementada neste

trabalho. Mostrou ser uma aproximação razoável para a previsão dos resultados e o comportamento geral do processo de chaveamento Q obedeceu à teoria apontada por ela. A imprecisão dos resultados absolutos e a quebra da regra geral em alguns casos, surge da falta de uniformidade espacial do ganho, e da dinâmica probabilística de formação do campo de radiação inicial, os quais tornam praticamente impossível uma previsão exata da energia de bombeamento necessária para que o ganho inicial se iguale às perdas, e se obtenha o máximo de eficiência do sistema.

### 7.3 Chaveamento Q Passivo Do Laser Contínuo LXC-03

O chaveamento Q de lasers contínuos é feito quase que exclusivamente por elementos ativos, devido ao difícil controle dos baixos valores de transmissão e das perdas não saturáveis apresentadas por quase todos os elementos passivos. Neste trabalho contudo, utilizamos os cristais de  $\text{LiF:F}_2^-$  para obter este regime de operação, com resultados comparáveis aos dos sistemas ativos.

O laser contínuo LXC-03 operou com bastões de YAG:Nd, de dois diâmetros diferentes: 6,35 mm e 4,0 mm. Com o primeiro apresentou potência de saída máxima de ~ 90 W e com o segundo de ~ 55 W, se revelando uma ferramenta útil e bastante confiável. O uso de um ressonador com compensação de lente térmica possibilitou a extração de 12,8 W de potência no modo fundamental.

O chaveamento Q passivo do laser LXC-03 também foi obtido com cristais de  $\text{LiF:F}_2^-$ , resultando em trem de pulsos com grande estabilidade de potência pico, taxa de repetição e largura temporal. Uma grande perda no ressonador foi observada e atribuída à birrefringência apresentada pelos cristais de LiF. Esta birrefringência, ao agir como um analisador de polarização, diminui o ganho do elemento ativo o qual é fortemente dependente da direção de polarização do feixe dentro do ressonador laser. Um tratamento térmico cuidadoso praticamente eliminou esta birrefringência, e com isso obtiveram-se os melhores resultados já reportados para este tipo de sistema, com pulsos chaveados de largura temporal de 50 ns e potência pico maior que 86 kW para multimodo, e 45 ns com 27,4 kW para o modo fundamental.

Neste caso, devido ao ganho ser muito menor que para o bombeamento pulsado, a razão máxima obtida entre as inversões de população inicial e de limiar foi de apenas ~ 2,0, mostrando que o sistema ainda pode apresentar uma maior eficiência. Uma tentativa de aumentar este valor, através do aumento da refletividade do espelho de saída, resultou em dano ao elemento chaveador e também ao espelho, dano este atribuído à combinação de alta densidade de potência pico e potência média sobre estes elementos.



## 7.4 Travamento De Modos Longitudinais Passivo De Pulso Gigante Do Laser LXP-01

O regime de mode locking passivo de pulso gigante do laser pulsado LXP-01 foi obtido com o absorvedor saturável de  $\text{LiF:F}_2^-$  em um esquema de cavidades acopladas, onde a ação laser do centro de cor reduz drasticamente o tempo de recuperação do seu estado absorvedor. O arranjo experimental é original e resultou na obtenção do regime *mode locking* com probabilidade de modulação total próxima a 100%.

De acordo com a interpretação da dinâmica do processo, o campo de radiação formado pela emissão do íon de neodímio, ao mesmo tempo em que satura o elemento absorvedor, fornece ganho para a sua ação laser. O cristal de  $\text{LiF:F}_2^-$ , por sua vez, dependendo da maneira com que se dá esta ação laser, pode fornecer as condições adequadas à obtenção do regime *mode locking* do laser principal de neodímio. Quando o bombeamento do centro de cor é suficientemente intenso, a sua ação laser passa a ser chaveada pelo ganho, tornando rápida a sua volta ao estado absorvedor. Se o tempo em que isto acontece for menor que o tempo de vó para o laser de neodímio, o resultado é a operação no regime *mode locking* deste, com grande confiabilidade. Esta condição somente é obtida para uma cavidade ressonante bastante curta para o laser de  $\text{LiF:F}_2^-$ , e para uma intensidade intracavidade da radiação do neodímio suficientemente alta. Esta segunda condição é obtida pela escolha adequada das transmissões dos espelhos do arranjo, e mostra que perdas por transmissões muito baixas fornecem alta probabilidade de obtenção de modulação total, embora neste caso os pulsos não sejam os mais curtos. Assim, uma série de tentativas experimentais levou a pulsos de até 200 ps de largura temporal do laser de YAG:Nd.

A interpretação física do fenômeno para o início do processo parece estar de acordo com a teoria de *mode locking* passivo de pulso gigante apresentada por New (1979). De acordo com ela, o primeiro pulso é um conjunto de flutuações de curta duração temporal, o qual vai sendo encurtado na sua parte inicial pela absorção do elemento saturável e na sua parte final pela saturação do ganho do elemento ativo de neodímio.

Resumindo, dois protótipos de lasers foram totalmente construídos e caracterizados neste trabalho, consolidando um processo tecnológico completo de sua confecção e otimização. Os resultados obtidos incorporam todo o ciclo tecnológico básico e todos os recentes avanços no entendimento desses lasers. Os resultados obtidos estão entre os melhores já reportados na literatura. Paralelamente, desenvolveram-se métodos de obtenção de absorvedores saturáveis com cristais de LiF com centros de cor  $\text{F}_2^-$ , que mostraram-se muito eficientes na obtenção do regime de chaveamento Q, tanto do laser pulsado como do contínuo.

Finalmente, utilizamos um novo esquema de cavidades acopladas para a obtenção do regime de operação de modos travados para o laser de neodímio, com um absorvedor com tempo de relaxação muito mais longo que o tempo de vó dos fótons no ressonador.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] AIChE, *AIChE equipment testing procedure for centrifugal pumps*, p. 1-8, [s.d.].
- [2] AKHVLEDIANI, Z. G.; BERG, K. J.; BERG, G. Formation and annealing of hydrogen centers in OH<sup>-</sup> containing x-irradiated LiF crystals. *Crystal Lattice Defects*, v. 8, p. 167-175, 1980.
- [3] ALLAIN A. R.; MURAMATSU, M. Construção de um filtro espacial. *Revista de Física Aplicada e instrumentação*, V. 9, N. 1, Mar. 1994,
- [4] ANAN'EV, Yu. A.; Unstable resonators and their applications (review). *Soviet J. Quantum Electr.*, v. 1, n. 6, p. 565-586, 1972.
- [5] BAEV, V. M.; GAMALII, V. F.; LOBANOV, B. D.; MARTYNOVICH, E. F.; SVIRIDENKOV, E. A.; SUCHKOV, A. F.; KHULUGUROV, V. M. Application of lasers utilizing color centers in alkali halide crystals to intracavity laser spectroscopy. *Sov. J. Quantum Electron.* V. 9, n.1, p. 51-54, 1979.
- [6] BASIEV, T. T.; DERGACHEV, A. YU.; ZVEREV, P. G.; KONYUSHIKIN, V. A.; LYSOI, B. G.; MIROV, S. B.; OSIKO, V. V. Passive Q switching with LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup> crystals in a continuous-wave YAG:Nd<sup>3+</sup> laser. *Bulletin of the Academy of Sciences of the USSR. Physical Series*. Traduzido por Allerton Press, Inc, New York, NY., p. 166-170, 1987.
- [7] BASIEV, T. T.; MIROV, S. B.; OSIKO, V. V. Room-Temperature Color Center Lasers. *IEEE Journal of Quantum Electr.* v. 24, n. 6, p.1052-1069, June 1988.
- [8] BASIEV, T. T.; DENKER, B. I.; MIROV, S. B.; OSIKO, V. V.; PARK, V. G.; PROKHOROV, A. M.; KERTESZ, I.; KROO, N.; FERENCZ, K. Intracavity 1.05 to 1.15 μm radiation conversion in laser based on Nd<sup>3+</sup>:glass, lithium fluoride crystal with F<sub>2</sub><sup>-</sup> color centers and three-mirror resonator. *Digest of Topical Meeting on Tunable Solid-State Lasers*, Washington, D. C.: OSA, paper PD01, 1989.
- [9] BASIEV, T. T.; KRAVETS, A. N.; MIROV, S. B.; FEDIN, A. V.; KONYUSHIKIN, V. A. Switching of the Q factor of an industrial YAG:Nd laser using LiF:F<sub>2</sub><sup>-</sup> crystals. *Sov. Quantum Electron.* v. 21, n. 2, p. 197-199, 1991.
- [10] BASOV, N. G.; KRYUKOV, P. G.; LETOKHOV, V. S. Ultrashort light pulses. *Optics and Laser Tech.*, v. 1, p- 126-131, Aug. 1970.
- [11] BOSI, L.; NIMIS, N. On the decay properties of the M' center in LiF crystals. *Phys. Stat. Sol. (B)*, v. 152, p. 67-71, 1989.

- [12] BOWNESS, C. On the Efficiency of Single and Multiple Elliptical Laser Cavities. *Appl. Optics*, v. 4, n. 1, p. 103-107, Jan. 1965.
- [13] BURNHAM, D. C. Simple measurement of thermal lensing effects in laser rods. *Appl. Optics*, v. 9, n. 7, July 1970.
- [14] CATUNDA, T.; CURY, L. A. Transverse self-phase modulation in ruby and  $\text{GdAlO}_3:\text{Cr}^{3+}$  crystals. *J. Opt. Soc. Am. B*, v. 7, n. 8, p. 1445-1455, Aug. 1990.
- [15] CENTRE TOM - STATE INNOVATORY VENTURE CENTRE *Potassium-gadolinium tungstate crystals*. Catálogo técnico. Leningrado [s.d.].
- [16] CHEN, J. Mode locking of a Nd:glass laser with  $\text{LiF:F}_2^-$ . *Appl. Optics*, v. 24, p. 1073-1075, 1985.
- [17] DE ROSSI, W.; BERRETTA, J. R.; VIEIRA Jr., N. D.; NOGUEIRA, G. E. C.; MORATO, S. P. Development of a high power Nd:glass pulsed laser. In: 3° ENCUENTRO LATINOAMERICANO SOBRE LASER Y APLICACIONES, 1-3 Set., Mar del Plata, 1988.
- [18] DE ROSSI, W.; VIEIRA Jr.; N. D.; COSTA, F. E.; BALDOCHI, S. L.; MORATO, S. P. Optimization of a color-center Q-switched Nd:YLF laser. *Advanced Solid-State Laser*, v. 6, Salt Lake City, UT.: H. P. Jenssen e G. Dubé ed. p. 222-226, Mar. 1990.
- [19] DE ROSSI, W.; NOGUEIRA, G. E. C.; BERRETTA, J. R.; MORATO, S. P. Laser contínuo de YAG:Nd de 100 Watts. In: V SIMPÓSIO ESTADUAL DE LASERS E APLICAÇÕES, 26-28 de out., 1992.
- [20] DE ROSSI, W.; COSTA, F. E.; VIEIRA Jr.; N. D.; WETTER, N. U.; MORATO, S. P.; BASIEV, T. T.; KONYUSHKIN, V. A.; MIROV, S. B. Mode-locking operation of a pulsed Nd:YAG laser with  $\text{F}_2^-:\text{LiF}$  color-center crystal in a dual configuration. *Appl. Optics*, v. 31, n. 15, p. 2719-2721, May 1992 (a).
- [21] DE ROSSI, W.; *Laser de estado sólido de  $\text{LiF:F}_2^-$  à temperatura ambiente operando de 1,09 a 1,21  $\mu\text{m}$  e de 0,55 a 0,60  $\mu\text{m}$* . Projeto em andamento, CNPq/PADCT Proc. 62.0156/92.9 PADCTII/SINST, 1994.
- [22] DE SILVESTRI, S.; LAPORTA, P.; MAGNI, V. 14-W continuous-wave mode-locked YAG:Nd laser. *Optics Lett.*, v. 11, n. 12, p. 785-787, Dec. 1986.
- [23] DISHINGTON, R. H.; HOOK, W. R.; HILBERG, R. P. A polarized laser cavity which is insensitive to birefringence in the laser rod. *Proceedings IEEE*, p. 2038-2039, Nov. 1967.

- [24] DOCCHIO, F.; PALLARO, L.; SVELTO, O. Pump cavities for compact pulsed YAG:Nd lasers: a comparative study. *Appl. Optics*, v. 24, n. 22, p. 3752-3755, Nov. 1985.
- [25] DOCCHIO, F.; REGONDI, P.; SVELTO, O. Pump cavities for compact pulsed YAG:Nd lasers: numerical and experimental analysis on reflecting close-coupled cavities. *SPIE*, v. 701, suppl. ECOOSA '86, p. 146-151, 1986.
- [26] FLECK J. A. Origin of short pulse emission by passively switched lasers. *J. Appl. Phys.*, v. 39, p. 3318-3327, June 1968.
- [27] FLECK J. A. Ultrashort pulse generation by Q-switched lasers. *Phys. Rev. B.*, v. 1, p. 84-100, Jan. 1970.
- [28] FOSTER, J. D.; OSTERINK, L. M. Thermal effects in a YAG:Nd laser. *J. Appl. Phys.*, v. 41, n. 9, p. 3656-3663, 1970.
- [29] FYNN, G. W.; POWELL, J. A. *The Cutting and Polishing of Electro-Optic Material*. Bristol: Adam Hilger, 1979.
- [30] GELLERMANN, W.; MULLER, A.; WANDT, D. Formation, optical properties, and laser operation of  $F_2^-$  centers in LiF. *J. Appl. Phys.*, v. 61, n. 4, p. 1297-1303, Febr. 1987.
- [31] GEORGIU, E.; PINTO, J. F.; POLLOCK, C. R. Optical properties and formation of oxygen-perturbed  $F_2^+$  color center in NaCl. *Physical Review B*, v. 35, n. 14, p. 7636-7645, May 1987.
- [32] GERMAN, K. R.; Color center laser technology. In: CHEO, P. K.; (Ed.) *Handbook of solid-state lasers*. New York, N. Y.: Marcel Dekker, 1989, cp. 5.
- [33] HACHFELD, K. D. The Engineering Art of Solid State Laser Pump Cavity Design. *SPIE*, v. 609, suppl. Flashlamp Pumped Laser Technology, p.55-77, 1986.
- [34] HARMER, A. L.; LINZ, A.; GABBE, D.R. Fluorescence of  $Nd^{3+}$  in lithium yttrium fluoride. *J. Phys. Chem. Solids*, v. 30, p. 1483-1491, 1969.
- [35] HAUS, H. A. Theory of mode-locking with a slow saturable absorber. *IEEE J. Quantum Electr.*, v. QE-11, n. 9, p. 736-746, Sept. 1975.
- [36] HODGSON, N.; WEBER, H.; Unstable resonators with excited converging wave. *IEEE J. Quantum Electr.*, v. 26, n. 4, p. 731-738, Apr. 1990.
- [37] ILC TECHNOLOGY. *An overview of flashlamps and cw arc lamps*. Technical Bulletin 3. Sunnyvale, Calif.: S.P.I.E., 1986.

- [38] IPPEN, E. P. Principles of passive mode locking. *Appl. Phys. B*, v. 58, p 159-170, 1994.
- [39] KAMINSKII, A. *Laser Crystals Physics and Their Properties*, Berlin: Springer-Verlag, 1981, (Springer series in optical sciences, v. 14).
- [40] KAMIRIO, K.; KANO, T.; MATSUZAWA, H.; YOSHIDA, M. Optimum Designs on Elliptical Cavities Compared with Cylindrical Ones. *Proceedings IEEE*, v. 53, n. 11, p. 1750-1751, 1965.
- [41] KOECHNER, W. Thermal lensing in a Nd:YAG laser rod. *Appl. Optics*, v. 9, n. 11, p. 2548-2553, Nov. 1970.
- [42] KOECHNER, W. *Solid-State Laser Engineering*. 2 ed. Berlin: Springer-Verlag, 1988. (Springer series in optical sciences).
- [43] KRYUKOV, P. G.; LETOKHOV, V. S.; Fluctuation mechanism of ultrashort pulse generation by laser with saturable absorber. *IEEE J. Quantum Electr.*, v. QE-8, p. 766-782, Oct. 1972.
- [44] LANCRANJAN, I.; NICOLESCU, A.; MORARU, R.; SANDRU, P. *The formation of  $F_2^-$  color centers in lithium fluoride crystals by  $\gamma$ , electron and neutron irradiation - a preliminary study* - Bucharest: Central Institute of Physics, v. CS-14, p. 1-47, Oct. 1989.
- [45] LETOKHOV V. S. Formation of ultrashort pulses of coherent light. *JEPT Lett.*, vo. 7, p. 25-38, Jan. 1968.
- [46] LETOKHOV V. S. Generation of ultrashort light pulses in a laser with a nonlinear absorber. *Sov. Phys.-JEPT*, v. 28, p. 562-568, Mar. 1969
- [47] LIFANTE, G.; SILFSTEN, P.; CUSSÓ, F. Formation kinetics of  $(F_2^+)_H$  centers in NaCl:OH<sup>-</sup> crystals. *Physical Review B*, v. 40, n. 14, p. 9925-9929, Nov. 1989.
- [48] LITTON-AIRTRON -a *Yttrium aluminum garnet*. Catálogo Técnico NDYAGS-4/88. Morris Plains, N.J., [s.d.].
- [49] LITTON-AIRTRON -b *Yttrium lithium fluoride*. Catálogo Técnico YLFS-4/88. Morris Plains, N.J., [s.d.].
- [50] LUPEI A.; FLOREA V.; DASCALU T.; LUPEI V.; Saturation process for  $F_2^-$  color centers absorption in LiF. *Optics Comm.* v. 79, n. 5 p. 309-313, Nov. 1990.
- [51] MAGNI, V. Resonators for solid state lasers with large-volume fundamental mode and alignment stability. *Appl. opt.* v. 25, p.107-117, 1986.

- [52] MAHONEY, R. F. Cooling water purification minimizes corrosion in closed loop systems. *Proceedings of the International Conference on Lasers'85*, p. 186-192, 1985.
- [53] MANN, K.; WEBER, H.; Surface heat transfer coefficient, heat efficiency, and temperature of pulsed solid-state lasers. *J. Appl. Phys.*, v. 64, n. 3, p. 1015-1021, Aug. 1988.
- [54] MARSHAK, I. S. Limiting parameters and generalized characteristic of xenon lamps. *Appl. Optics*, v. 2, n. 8, p. 793-799, Aug. 1963.
- [55] MILEV, I. Y.; DIMOV, S. S.; KURTEV, S. Z.; DENCHEV, O. E.; ANGELOV, I. P. Optimization of the pumping conditions for YAG:Nd lasers. *Appl. Optics*, v. 29, n. 6, p. 772-776, Febr. 1990.
- [56] MIROV, S. B. Color Centers Shortcomings and methods of their photo and thermostabilization. V INTERNATIONAL CONFERENCE ON TUNABLE LASERS, 20-23 September, Irkutsk, USSR, não paginado, 1989.
- [57] MIROV, S. B. Comunicação pessoal, 1992.
- [58] MIROV, S. B; BASIEV, T. T. Progress and Trends in Color Center Lasers. SPIE'94, Los Angeles USA, 22 a 29 de janeiro de 1994.
- [59] NAHUM, J.; Optical properties and Mechanism of formation of some F-aggregate centers in LiF. *Phys. Rev.* V. 158, p. 817-830, 1967.
- [60] NEW, G. H. C. Pulse Evolution in mode-locked quasi-continuous lasers. *IEEE J. Quantum Electr.*, v. QE-10, n. 2, Febr. 1974.
- [61] NEW, G. H. C. Optimization of passively mode-locked giant pulse lasers. *IEEE J. Quantum Electr.*, v. QE-14, n. 9, Sept. 1978.
- [62] NEW, G. H. C.; O'HARE, T. B. A simple criterion for passive Q-switching of lasers. *Phys. Lett.*, v. 68A, n. 1, p. 27-28, Sept. 1978.
- [63] NEW, G. H. C. Theory of passive mode-locking in giant pulse lasers. *Proceedings of the IEEE*, v. 67, n. 3, Mar. 1979.
- [64] OPTOVAC, INC. *Optical crystals by Optovac*. Handbook 82. North Brookfield, Mass.: 1982.
- [65] PEIZHEN, D.; JINGWEN, Q. Study of defects in YAG:Nd crystals by laser light scattering tomography (LLST). *J. Crystal Growth*, v. 82, p. 579-583, 1987.

- [66] PEIZHEN, D.; JINGWEN, Q.; BING H.; YONGZONG, Z. MEIZHEN, Z.; Perfection an laser performance of YAG:Nd crystals grown by temperature gradient technique (TGT). *J. Crystal Growth*, v. 92, p. 276-286, 1988
- [67] POLLAK, T. M.; WING, W. F.; GRASSO R. J.; CHICKLIS, E. P. Low threshold cw laser operation of Nd:YLF. CONFERENCE ON LASERS AND ELECTRO-OPTICS, June 10-12, New York, N.Y., 1981.
- [68] POLLAK, T. M.; WING, W. F.; GRASSO R. J.; CHICKLIS, E. P.; JENSSEN, H. P. CW laser operation of YLF:Nd. *IEEE J. Quantum electr.*, v. QE-18, n. 2, p. 159-163, Febr. 1982.
- [69] POWELL, P. T.; ERLANDSON A. C.; JANCAITIS, K. S. Characterization of high power flashlamps and application to Nd:Glass laser pumping. *SPIE*, v. 609, suppl. Flashlamp Pumped Laser Technology, p.78-94, 1986.
- [70] PYRO TROCADORES DE CALOR LTDA. *Catálogo Geral*. Diadema, S.P., [s.d.]
- [71] QUANTUM TECHNOLOGY, INC. *Type II phase-matching process*. Data Sheet 715, Stanford, FL., Nov. 1984.
- [72] RAPP, E. W. Water cooling of lasers: design considerations and techniques. *Lasers & Applications*, p. 91-93, Mar. 1985.
- [73] SHKADAREVICH, A. P.; Comunicação pessoal, 1990.
- [74] SIEGMAN, A. E.; Unstable optical resonators. *Appl. Optics*, v. 13, n. 2, p. 353-367, Febr. 1974.
- [75] SMITH, B. Lamps for pumping solid-state lasers: performance and optimization. *Laser Focus/Electro-Optics*, p. 58-73, Sept. 1986.
- [76] STONE, H. D.; ROTONDARO, M. D. Transient thermal-lensing effects on the performance of repetitively pulsed soli-state lasers. *Appl. Optics*, v. 31, n. 9, p-1314-1317, Mar. 1992.
- [77] SUCOV, E. W. Interdependence of threshold, filament position, and efficiency in a linearly pumped ruby rod. *Appl. Optics*, v. 4, n. 5, p. 593-596, May 1965.
- [78] TARASOV, L. V. *Laser Physics*. Moscow: MIR, 1983.
- [79] VANHERZEELE, H. Optimization of a cw mode-locked frequency-doubled Nd:LiYF<sub>4</sub> laser. *Appl. Optics*, v. 27, n. 17, p. 3608-3615, Sept. 1988

- [80] VASILEV, N. N.; GADONAS, P. A.; DUDNIK, Yu. I.; KOPTEV, V. G.; DRASAUSKAS, V. V.; PISKARSKAS, A. S.; SHKADAREVICH, A. P. Passive mode locking of neodymium lasers utilizing radiationally colored lithium fluoride crystals. *Kvantovaya Elektron*, v. 33, p. 28-30, 1987.
- [81] VICENTE, E. A. *Estudos espectroscópicos dos centros de cor  $F_2^-$  em LiF*. São Paulo: 1989. Dissertação (Mestrado) - Univ. de São Paulo.
- [82] VIEIRA Jr., N. D.; ASSIS, L. S.; MORATO, S. P. Color centers as simultaneous active laser media and saturable absorbers. *Optics Comm.*, v. 79, n. 1,2, p. 71-76, Oct. 1990.
- [83] WAGNER, W.; LENGYEL, B. A. Evolution of the giant pulse in a laser. *J. Appl. Phys.*, v. 34, n. 7, p. 2040-2046, July 1963.
- [84] WAHLSTROM, E.E.; *Cristalografia Óptica*. Rio de Janeiro: Livro Técnico, 1969.
- [85] WANDT, D.; GELLERMANN, W.; LUTY, F. Tunable cw laser operation in the 1.45-2.16  $\mu\text{m}$  range based on  $F_2^+$ -like centers in  $O_2^-$  doped NaCl, KCl, and KBr crystals. *J. Appl. Phys.*, v. 61, n. 3, p. 864-869, Febr. 1987.
- [86] WESTON, J.; CHIU, P. H.; AUBERT, R.; Ultrashort pulse active/passive mode-locked Nd:YLF laser. *Optics Comm.*, v. 61, n. 3, Febr., 1987.
- [87] WETTER, N. U.; ROSSI, W. DE; MALDONADO, E. P.; VIEIRA JR, N.D.; MORATO, S. P.; Maximização da potência do Modo TEM<sub>00</sub> de um Laser CW YAG:Nd. In: XIV ENCONTRO NACIONAL DE FÍSICA DA MATÉRIA CONDENSADA Caxambu M. G., 7-11 de maio, 1991.
- [88] WETTER, N. U.; MALDONADO, E. P.; VIEIRA JR, N.D. Enhanced efficiency of a continuous-wave mode-locked YAG:Nd laser by compensation of the thermally induced, polarization-dependent bifocal lens. *Appl. Optics*, v. 32, n. 27, p. 5280-5284, Sept. 1993.
- [89] YARIV, A. *Introduction to Optical Electronics*. 2 ed. New York: Holt, Rinehart and Winston, 1976.
- [90] YOUNG, M. Scratch-and-dig standard revised. *Appl. Optics*, V. 25, N. 12, P. 1922-1929, June 1986.
- [91] ZECELL, D. M.; DE ROSSI, W.; BERRETTA, J. R.; NOGUEIRA, G. E. C. COSTA, F. E.; RANIERI, I.; CECCHINI, S. C. M.; EDUARDO, C. P.; VIEIRA Jr., N. D.; MORATO, S. P.; A prototipe of Ho:YLF laser for biomedical applications. In: WORLD CONGRESS ON MEDICAL PHYSICS AND BIOMEDICAL ENGINEERING, Aug. 21-26, Rio de Janeiro, R. J., 1994.