



AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE  
DE SÃO PAULO

**OPERAÇÃO DO LASER DE  $KCl:Ti^{0}(1)$  NO REGIME  
DE TRAVAMENTO DE MODOS POR  
BOMBEAMENTO SÍNCRONO**

**ANDERSON ZANARDI DE FREITAS**

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

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

**São Paulo**

**1997**

**OPERAÇÃO DO LASER DE KCl:Ti<sup>0</sup>(1) NO  
REGIME DE TRAVAMENTO DE MODOS  
POR BOMBEAMENTO SÍNCRONO**

**ANDERSON ZANARDI DE FREITAS**

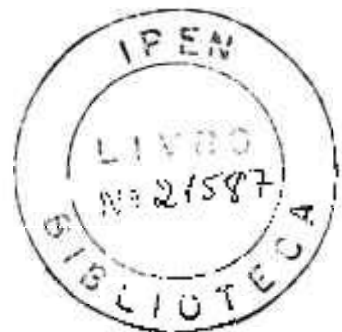
**Dissertação apresentada como parte dos  
requisitos para a obtenção do Grau de Mestre  
em Ciências na Área de Tecnologia Nuclear.**

**Orientador:**

**Dr. Nilson Dias Vieira Junior**

**SÃO PAULO**

**1997**



## ***COMISSÃO JULGADORA***

Dr. Nilson Dias Vieira Junior (Orientador) IPEN

Dr. Niklaus Ursus Wetter IPEN

Dr. Máximo Siu Li IFSC/USP

## **AGRADECIMENTOS**

*Agradeço ao Dr. Nilson Dias Viera Junior pelo incentivo, apoio, confiança em mim depositada, e especialmente pela amizade durante todos esses anos. A primeira lição do orientador a gente nunca esquece “Humildade, Lealdade e Capacidade”.*

*À Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP), que proporcionou a execução deste trabalho através de bolsa de estudos.*

*Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), pelo auxílio no início deste trabalho.*

*Ao Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, IPEN/CNEN/SP por fornecer a infraestrutura de seus laboratórios.*

*Ao Dr. Nelson Batista de Lima pelas diversas formas de apoio.*

*Ao Dr. Spero Penha Morato que possibilitou a utilização dos cristais de KCl:Tl*

*Aos Dr. Laércio Gomes, Dr. Niklaus Ursus Wetter e à Dra. Lucia Prado pelas discussões e apoio nas montagens experimentais.*

*Ao Dr. Gessé Eduardo Calvo Nogueira e aos técnicos José Tort Vidal e Eguiberto Galego pela ajuda nos dispositivos eletrônicos.*

*Ao Dr. Armando Mirrage, Dr. Wagner de Rossi, Dra. Martha M. F. Vieira, Dra. Diva Glasser, Dra. Sonia Baldocchi e Ms. Izilda M. Ranieri pela ajuda sempre presente.*

*À Dra. Denise Maria Zezell e Ms. Gregório Perez Peiro pelo apoio, amizade e pela presença nos momentos mais difíceis.*

*Agradeço ainda especialmente aos colegas do Centro Tecnológico da Marinha-SP (CTMSP), Ricardo Clodoaldo Gloria e Wagner Fernandes, pela infinita boa vontade na realização das soldas do criostato, aos amigos Ms. Henrique Barcellos, Elton Cesar da Silva, Fernando Barcellos e Eduardo Duarte Moreno pela amizade.*

*Aos colegas Ana Maria, Andrea, Edson, Eduardo, Evely, José Roberto, Lilia, Luiz, Ricardo, Manuel e todos os outros aqui não mencionados.*

*Finalmente o maior de todos os agradecimentos:*

*À meus pais João e Euclidia sem os quais nada disso teria sido possível e à minha esposa Ligia, pelo carinho, compreensão, dedicação e paciência durante todos esses anos.*

*Dedico este trabalho à:  
meus pais, João e Euclidia  
e a minha esposa Lígia*

“Não basta ensinar ao homem uma especialidade. Porque se tornará assim, como uma máquina utilizável e não uma personalidade. É necessário que se adquira um sentimento, um senso prático daquilo que vale a pena ser empreendido, daquilo que é belo, do que é moralmente correto”

Albert Einstein, “Como Vejo o Mundo”

# **OPERAÇÃO DO LASER DE KCl:Ti<sup>0</sup>(1) NO REGIME DE TRAVAMENTO DE MODOS POR BOMBEAMENTO SÍNCRONO**

**ANDERSON ZANARDI DE FREITAS**

## *Resumo*

Neste trabalho, estudamos a técnica de travamento de modos ativo, utilizado num laser de Nd:YAG e a técnica de travamento de modos por bombeamento síncrono aplicado a um laser de centro de cor, o KCl:Ti<sup>0</sup>(1). As características desse laser, operando tanto no regime de onda contínua quanto no regime de travamento de modos por bombeamento síncrono, puderam ser determinadas. Otimizou-se também o processo de criação dos centros laser ativos Ti<sup>0</sup>(1), por meio de sua irradiação com feixe de elétrons, e medindo a densidade óptica desses centros durante o processo de fotoconversão. Realizamos a idealização e implementação de um ressonador óptico otimizado para o laser de Nd:YAG obtendo uma potência de saída de até 10 W. Este laser operando em regime de travamento de modos ativo proporcionou pulsos de 80 ps de duração temporal e 6,5 W de potência média de saída. No laser de centro de cor, operando no regime de onda contínua, com emissão em 1,5  $\mu\text{m}$ , colinearmente bombeado pelo laser de Nd:YAG, atingimos a potência de 40 mW, e a caracterização de operação desse laser permitiu a determinação de seus principais parâmetros como o ganho e as perdas da cavidade. Esses valores foram também confrontados com as previsões teóricas que realizamos neste trabalho, apresentando boa concordância. Verificamos também que o vapor d'água presente na atmosfera exerce uma forte influência sobre o desempenho global deste laser. No regime de travamento de modos por bombeamento síncrono, pudemos obter os parâmetros de maior relevância para esse regime, obtendo pulsos com largura temporal de  $\sim 17$  ps e potência de saída de 6 mW, sendo que a concentração de centros foi o fato limitante preponderante na melhoria da performance do laser.



# **MODE-LOCKING OPERATION OF SYNCHRONOUSLY-PUMPED KCl:Tl<sup>0</sup>(1) LASER**

## *Abstract*

It is described the mode locking and c.w. operation of a Nd:YAG pumped KCl:Tl<sup>0</sup>(1) color center laser operation. The operation conditions in both modes were studied and the main parameters could be determined. The Tl<sup>0</sup>(1) color center production were optimized, by measuring the Tl<sup>0</sup>(1) optical absorption during the photoconversion process. The Nd:YAG pump laser was optimized by designing the optical resonator considering the thermal lens and the mode filling of the rod; that provided 10 W of output power. In the active mode locking regime, pulses with 80 ps of duration and 6,5 W of output power were obtained.

In the c.w. regime of operation, the KCl:Tl<sup>0</sup>(1) color center laser produced 40 mW of output power, at 1,5  $\mu\text{m}$ . The laser main parameters (gain and losses) could be determined and were compared with the theoretical ones, showing good agreement. It was also verified the importance of the water vapor pressure in the atmospheric path inside the laser resonator, that introduces significant losses. In the mode locking regime, 17 ps pulse duration were obtained and 6 mW of output power, and this limited result are mostly due to the low value of Tl<sup>0</sup>(1) center concentration.

# Índice

<b>1. Introdução</b>	<b>7</b>
<b>2. Fundamentos teóricos</b>	<b>11</b>
<b>2.1. O meio laser ativo de KCl:Tl<sup>0</sup>(1)</b>	<b>11</b>
2.1.1. Lasers vibrônicos	12
2.1.2. Crescimento de cristais	13
2.1.3. Criação de Centros e Mecanismo de Produção de Defeitos	14
2.1.4. Medida de absorção óptica	18
<b>2.2. O laser de KCl:Tl<sup>0</sup>(1)</b>	<b>19</b>
2.2.1. O laser	19
2.2.2. Condição de limiar de ação laser	22
<b>2.3. Cavidades Ópticas</b>	<b>24</b>
2.3.1. Cavidade de compensação astigmática	24
<b>2.4. Medida de pulsos curtos</b>	<b>27</b>
2.4.1. O autocorrelador	27
2.4.2. Outras formas de medir pulsos curtos	29
<b>2.5. O regime de travamento de modos</b>	<b>30</b>
2.5.1. Introdução	30
2.5.2. Teoria Geral	32
2.5.3. Travamento de modos ativo	36
2.5.4. Travamento de modos por bombeamento síncrono	39
<b>3. Procedimento Experimental</b>	<b>44</b>
<b>3.1. Preparação dos cristais de KCl:Tl<sup>0</sup>(1)</b>	<b>44</b>
3.1.1. Tratamento térmico	44
3.1.2. Irradiação com elétrons	46
3.1.3. Fotoconversão e formação de centros de Tl <sup>0</sup> (1)	48
<b>3.2. Operação do laser de Nd:YAG</b>	<b>51</b>
3.2.1. Caracterização da lente térmica	51
3.2.2. Desenho do ressonador óptico	52
3.2.3. Operação do laser de Nd:YAG em regime de travamento de modos	54

<b>3.3. Operação do laser de KCl:Tl<sup>0</sup>(1)</b>	<b>55</b>
3.3.1. Desenvolvimento do ressonador óptico do laser de KCl:Tl <sup>0</sup> (1)	55
3.3.2. Operação do laser de KCl:Tl <sup>0</sup> (1) no regime de onda contínua	58
3.3.3. O problema da umidade do ar	63
3.3.4. Operação do laser de KCl:Tl <sup>0</sup> (1) no regime de travamento de modos	65
<b>4. Conclusões</b>	<b>70</b>
<b>5. Referências</b>	<b>72</b>

## *Índice de Figuras*

Figura 2.1: Diagrama de coordenadas de configuração, mostrando o estado fundamental (coordenada $Q_1$ ) e o estado excitado (coordenada $Q_2$ ) com bandas de absorção e emissão vibronicamente alargadas.....	12
Figura 2.2: Evolução de um par de Frenkel a partir de um exciton auto-aprisionado: (A) exciton livre; (B) exciton auto-aprisionado; (C) o par Frenkel na configuração de vizinho próximo.....	15
Figura 2.3 : (a) Um fóton ioniza um centro F, (b) o elétron do centro F é aprisionado por outro centro F, (c) a vacância vazia move-se até o íon de impureza, (d) o novo defeito aprisiona o elétron e (f) centro de $Tl^0(1)$ ; um átomo de Tl neutro ligado a uma vacância.....	16
Figura 2.4: Espectro de absorção do cristal de $KCl:Tl^0(1)$ , mostrando a transformação dos centros F em centros $Tl^0(1)$ . As bandas dos centros F (536 nm) estão saturadas na figura.....	17
Figura 2.5: Espectro de emissão do centro de $Tl^0(1)$ em $KCl:Tl$ à temperatura de 77 K.....	18
Figura 2.6: Diagrama dos níveis de energia para um laser de quatro níveis.....	20
Figura 2.7: Modelo para uma cavidade laser tipo Fabry-Pérot.....	23
Figura 2.8: Configuração de um ressonador de três espelhos astigmaticamente compensada.....	25
Figura 2.9: Esquema da autocorrelação de segundo harmônico para a medida da largura temporal de pulsos ultracurtos provenientes de acoplamento de modos.....	27
Figura 2.10: (a) Curva espectral de ganho para um sistema homogeneamente alargado (A-muito abaixo do limiar; B-no limiar; C-muito acima do limiar). (b) Espectro dos modos do ressonador. (c) Espectro dos modos oscilantes (apenas um modo pode oscilar). (d) Curva espectral de ganho para um sistema inhomogeneamente alargado (A-muito abaixo do limiar; B-no limiar; C-muito acima do limiar). (e) Espectro dos modos do ressonador. (f) Espectro dos modos oscilantes para o nível de bombeamento C (três modos podem oscilar).....	31
Figura 2.11: Comportamento temporal do quadrado da amplitude do campo elétrico para o caso de sete modos oscilando com suas fases fixas e amplitudes iguais.....	33
Figura 2.12: Perdas periódicas induzidas por um obturador para produzir travamento de modos. A presença dessas perdas favorece a escolha da fase do modo resultando em um pulso que atravessa o obturador quando este está aberto.....	34
Figura 2.13: Pulso de energia resultante do acoplamento de $N$ modos do laser.....	35
Figura 2.14: Acoplamento de modos por modulação de perdas (a) e acoplamento de modos por modulação de fase (b).....	36
Figura 2.15: Arranjo considerado para o acoplamento de modos ativo AM.....	37
Figura 2.16: Arranjo experimental para travamento de modos por bombeamento síncrono, ML é o modulador acusto-óptico.....	39
Figura 2.17: Dinâmica de ganho para bombeamento síncrono.....	40

Figura 2.18: Variação do ganho exponencial, $G_0$ , $G_{eq}$ e $G_{sat}$ em função da potência de bombeamento.....	42
Figura 3.1: Espectro de absorção óptica do cristal de KCl:Ti <sup>0</sup> (1) antes do tratamento térmico, OD = 0,2 em $\lambda$ = 1,064 $\mu\text{m}$ .....	45
Figura 3.2: Espectro de absorção óptica do cristal de KCl:Ti após o tratamento térmico.....	46
Figura 3.3 Sistema para irradiação, com um feixe de elétrons, dos cristais de KCl:Ti mantidos à temperatura de -100 °C.....	47
Figura 3.4: Espectro de absorção óptica do cristal de KCl:Ti <sup>0</sup> (1) imediatamente após a irradiação com elétrons. A temperatura de medida é 77 K. ....	48
Figura 3.5: Esquema para fotoconversão com monitoração da absorção. Onde $L1$ , $L2$ e $L3$ são lentes de focalização, $E$ é a fonte de luz, $F1$ e $F2$ são os filtros GG475 e BG 38 respectivamente.....	49
Figura 3.6: Espectro a absorção óptica do cristal de KCl:Ti após a fotoconversão. Os centros de Ti <sup>0</sup> (1) absorvem em 1040 nm.....	50
Figura 3.7: Esquema experimental para medida da lente térmica (a). Detalhe da geometria da fenda (b). ....	51
Figura 3.8: Comportamento da lente térmica como função da corrente da lâmpada de bombeamento para duas polarizações. ....	52
Figura 3.9: Perfil calculado do modo fundamental no ressonador otimizado para o laser de Nd:YAG. Onde $R_1$ e $R_2$ são os raios dos espelhos, $w_1$ e $w_2$ são as cinturas dos feixes nos respectivos espelhos, $L_1$ e $L_2$ a distância dos espelhos aos planos principais do bastão e $dL$ é a distância entre estes planos principais. ....	53
Figura 3.10: Pulso do regime de travamento de modos do laser de Nd:YAG.....	54
Figura 3.11: Cavidade do laser de centro de cor em detalhe.....	55
Figura 3.12: Perfil do feixe de bombeamento, calculado a partir da propagação de feixes Gaussianos. $L_1 =$ 40,7 cm, representa a lente térmica do bastão de Nd:YAG, as lentes $L_2 = -5$ cm e $L_3 = 15$ cm formam o telescópio para ajuste do feixe de bombeamento e $L_4 = 3,3$ cm é uma lente interna à cavidade criogênica. ....	56
Figura 3.13: Perfil do modo do laser de centro de cor para uma cavidade de 50 cm de comprimento. $R_1$ e $R_2$ são os espelhos da cavidade, $f_1$ é a lente equivalente ao espelho $M_2$ do ressonador óptico. $w_0$ e $w_1$ são as cinturas dos feixes na posição $z_1$ e no espelho de saída respectivamente. ....	57
Figura 3.14: Esquema da cavidade do laser de centro de cor com um comprimento de 150 cm. ....	57
Figura 3.15: Perfil do modo do laser para uma cavidade de 150 cm de comprimento. $w_0$ , $w_1$ e $w_2$ são as cinturas dos feixes na posição $z_1$ , no meio do ressonador e no espelho de saída, respectivamente. ....	58
Figura 3.16: Potência de saída do laser de centro de cor como função da transmissão do espelho de saída.....	59
Figura 3.17: Potência de saída do laser de centro de cor, em função da cintura do feixe de bombeamento e do tamanho do cristal. As curvas apresentadas são equipotenciais. ....	61

Figura 3.18: Comportamento da potência de saída em função da cintura do feixe de bombeamento para um cristal de comprimento $l = 0,215$ cm.....	61
Figura 3.19: Arranjo experimental para a obtenção do espectro de emissão do laser de $\text{KCl:Tl}^0(1)$ .....	62
Figura 3.20: Espectro de emissão do laser de $\text{KCl:Tl}^0(1)$ , operando em regime de onda contínua.....	63
Figura 3.21: Espectro de absorção da água. A seta indica a região espectral do laser de $\text{KCl:Tl}^0(1)$ .....	64
Figura 3.22: Esquema da cavidade do LCC para 150 cm, eliminando a umidade do ar.....	65
Figura 3.23: Trem de pulsos proveniente do travamento de modos do laser de $\text{KCl:Tl}^0(1)$ .....	66
Figura 3.24: Trem de pulsos proveniente do travamento de modos do laser de $\text{KCl:Tl}^0(1)$ , para uma cavidade que difere em $\approx 40 \mu\text{m}$ da cavidade da Figura 3.23.....	66
Figura 3.25: Traço de autocorrelação dos pulsos gerados pelo regime de travamento de modos por bombeamento síncrono do laser de $\text{KCl:Tl}^0(1)$ . A largura dos pulsos a meia altura é de $\tau = 16,8$ ps (corrigidos pelo fator 1,55, Tabela 2.1).....	67
Figura 3.26: Dinâmica de ganho para o regime de bombeamento síncrono, com os valores calculados conforme descrito no texto.....	68
Figura 3.27: Largura do pulso normalizada para $\Delta$ ( $t_p/\Delta$ ) como função da energia de bombeamento ( $\sigma E_p$ ). Para $\sigma = 1,3 \times 10^{-17}$ , $w_0 = 32 \mu\text{m}$ , $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$ , $T_r = 10$ ns, e $P_p = 2,5$ W.....	69

## *Índice de Tabelas*

Tabela 2.1 Fatores que relacionam a largura à meia altura do sinal de autocorrelação com a largura à meia altura do pulso óptico, para algumas formas simples de pulso.....	29
Tabela 3.1: Densidade óptica, secção de choque de absorção, secção de choque de emissão e comprimento (corrigido para o ângulo de Brewster) do cristal de KCl:Ti <sup>0</sup> (1) utilizado nos espectros acima. ....	50
Tabela 3.2: Tela de entrada de dados para a simulação da potência de saída do laser de KCl:Ti <sup>0</sup> (1), programa GAUSSPUMP.....	62

# 1. Introdução

A palavra LASER é um acrônimo das palavras inglesas “Light Amplification by Stimulated Emission Radiation” ou amplificação de luz por emissão estimulada de radiação. Desde sua invenção em 1960, o laser tem atendido muitas aplicações. Os lasers têm sido utilizados por profissionais de diversas áreas, tais como: na área médica em cirurgias<sup>1,2</sup>, na área em pesquisas atmosféricas onde a atenuação e o espalhamento de feixes de laser têm sido utilizados na determinação de poluentes por exemplo (LIDAR)<sup>3</sup>. Lasers de alta potência têm sido utilizados no corte e furação de diversos tipos de materiais, bem como no preparo de suas superfícies e estudos dos processos que neles ocorrem<sup>4</sup>. Na área nuclear podem proporcionar o enriquecimento isotópico de materiais para produção de combustível para as usinas nucleares ou a produção de padrões de altíssima pureza.

Lasers de estado sólido operando no regime de acoplamento de modos, têm representado um importante sistema de geradores de pulsos ópticos ultracurtos com duração temporal de até 4,5 femto-segundos<sup>5</sup>. Tornaram-se também sistemas bastante compactos com o uso cada vez maior de elementos de estado sólido<sup>6</sup>. Os lasers de neodímio (Nd) têm sido cada vez mais utilizados hoje em dia, devido às suas diversas aplicações na região do infravermelho próximo, e principalmente devido à alta potência alcançada por esse laser<sup>7</sup>.

Os lasers de centro de cor possuem transições vibrônicas que proporcionam um alargamento homogêneo de suas bandas de absorção e luminescência, proporcionando a operação laser no regime de onda contínua de forma sintonizável<sup>8</sup>, atuando como absorvedores saturáveis<sup>9</sup> ou ainda operando em regime de travamento de modos<sup>10</sup>.

Lasers utilizando cristais de  $LiF$  contendo centros de cor  $F_2^+$  e  $F_2^-$ , têm proporcionado sintonia na região espectral que vai de 0,84 à 1,25  $\mu m$  a temperatura ambiente<sup>9</sup>. Lasers baseados nos íons  $Cr^{3+}$  têm tido também grande importância, o mais famoso entre eles é o laser de rubi que tem uma linha fina de emissão em 0,694  $\mu m$ . Um avanço significativo ocorreu com o surgimento do laser de alexandrita, constituído de íons de  $Cr^{3+}$  em  $BeAl_2O_4$ <sup>11</sup>, que pode ser sintonizado desde 0,7 à 0,8  $\mu m$ . Após este laser, outros lasers vibronicamente alargados tais como o  $Cr:LiCaF$  e



*Cr:LiSAIF*, estenderam sua sintonia até  $1,09 \mu\text{m}^{12}$ . O *Cr:forsterita* ( $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$ ) tem uma importante emissão na região de  $1,1$  até  $1,4 \mu\text{m}$  devido aos íons  $\text{Cr}^{4+}$ , que são eficientemente bombeados na região de  $0,532$  à  $1,064 \mu\text{m}^{12}$ , e operam em  $1,25 \mu\text{m}$ . Os lasers de *Cr:forsterita* e *Cr:YAG* têm demonstrado bom desempenho, atingindo potências de até  $2,5 \text{ W}$  em regime de onda contínua<sup>12</sup> e pulsos de até  $120 \text{ fs}$  quando operados no regime de travamento de modos<sup>13</sup>. Entretanto esses novos lasers têm ainda muitas de suas características à serem determinadas, para que suas performances possam ser melhoradas. Uma importante limitação apresentada é a transferência de energia existente entre os íons de  $\text{Cr}^{3+}$  e  $\text{Cr}^{4+}$ , que até o momento não foi totalmente entendida. Outra limitação é a dependência da eficiência quântica com a temperatura, sendo esta de apenas  $10\%$  à temperatura ambiente<sup>12</sup>.

Os lasers de centro de cor,  $\text{KCl:Tl}^0(1)$  aqui estudados, também possuem transições vibronicamente alargadas e que podem ser sintonizados na região de  $1,4$  até  $1,6 \mu\text{m}$ . E quando operado no regime de travamento de modos este laser pode gerar pulsos com duração temporal de até  $7 \text{ ps}^{14}$ ; entretanto este centro de cor laser ativo deve ser operado à temperatura de  $77 \text{ K}$ , sendo este um de seus grandes inconvenientes.

As técnicas de geração de pulsos ópticos curtos e ultra curtos têm permitido o estudo da evolução temporal de processos de relaxação em sólidos e em particular em semicondutores<sup>15</sup> onde existe o interesse de se desenvolver dispositivos de alta velocidade de chaveamento. Desde a década de 1960, onde pela primeira vez se obteve a geração de pulsos com duração de nano-segundos num laser de He-Ne<sup>16</sup>, o interesse pela investigação fundamental dos mecanismos de geração desse regime<sup>17</sup>, chamado de travamento de modos ou travamento de fase (“mode locking ou phase locking”) tem dirigido as ações dos pesquisadores nessa área. Além do interesse como ferramenta espectroscópica, a geração de pulsos de luz de curta duração é por si só importante para a propagação de informações em forma digitalizada em fibras ópticas, se consolidando atualmente como uma área estratégica e de altíssima demanda tecnológica<sup>18</sup>, na área nuclear os pulsos ópticos ultracurtos também têm importante aplicação, como na fusão nuclear por confinamento inercial<sup>19</sup>, na área biológica onde vários processos ocorrem durante intervalos de tempo de algumas centenas de femto-segundos, esses lasers têm auxiliado muito na compreensão da dinâmica desses processos<sup>20</sup>. Desde o início das investigações nessa área, vários métodos de

geração de pulsos curtos foram estudados tanto teórica como experimentalmente, o que permitiu que se evoluísse de pulsos de nano-segundos para atualmente pulsos de até 11 femto-segundos, gerados num único laser<sup>21</sup>. Dentre os principais mecanismos de geração de pulsos curtos em lasers, destacam-se: *travamento de modos ativo, travamento de modos passivo e bombeamento síncrono*.

O primeiro<sup>22</sup> utiliza um modulador que é ativamente acionado por um dispositivo externo, que introduz perdas em sincronia com o período correspondente ao tempo de vôo dos fóton no ressonador. O tempo em que as perdas introduzidas pelo modulador vão a zero é muito menor que o tempo de vôo dos fótons no ressonador. Dessa forma, quando se atinge o estado estacionário, existe um único pulso sobrevivente, cuja passagem pelo modulador ocorre com a máxima transmissão deste. A cada passagem pelo espelho de saída, uma parte da energia do pulso é extraída, gerando assim um trem de pulsos, que são réplicas do pulso que viaja no laser. Tipicamente, essa técnica de modulação ativa gera pulsos de pico-segundos a centenas de pico-segundos, sendo limitado tanto pela profundidade de modulação, pelo tempo de duração da janela temporal e a capacidade do meio de ganho de sustentar picos de intensidade com a sua recuperação num tempo de trânsito do ressonador.

No segundo caso, utiliza-se um absorvedor saturável, isto é um meio que apresenta uma transmissão proporcional à intensidade da luz incidente. Desta forma, as componentes de baixa intensidade de emissão são mais absorvidas pelo meio absorvedor do que as componentes de alta intensidade, comportando-se assim, como uma janela temporal para a emissão do meio de ganho. Considerando que o absorvedor saturável tem um tempo de recuperação menor que o tempo de vôo dos fótons no ressonador, haverá um único pulso sobrevivente em cada período, se o ganho do laser for saturado pela passagem do pulso. A vantagem desse método é que a sincronização do laser é automática. Com um ajuste cuidadoso da dispersão e da não linearidade presente internamente no ressonador, pode-se obter pulsos com algumas dezenas de femto-segundos de duração, gerados diretamente a partir do laser<sup>23</sup>.

No terceiro caso, o regime de bombeamento síncrono, procura-se modular o ganho do meio laser ativo com o mesmo período do tempo de vôo dos fótons no ressonador, de forma que somente pulsos que tenham o seu tempo de passagem pelo meio laser ativo sincronizados com a modulação de ganho, sobrevivam. Assim é necessário um perfeito ajuste (alguns micrometros na

cavidade com comprimento típico de metros) entre o período de modulação do ganho e o tempo de vôo dos fótons no ressonador, determinado pelo comprimento da cavidade. Tipicamente<sup>24</sup> obtém-se pulsos com alguns pico-segundos de duração, nesse regime.

O ênfase principal deste trabalho é a geração de pulsos curtos por travamento de modos por bombeamento síncrono em um laser de  $\text{KCl:Tl}^0(1)$ . Nesse regime, o laser  $\text{KCl:Tl}^0(1)$  é bombeado pelo laser de Nd:YAG operando no regime de travamento de modos ativo que gera um trem de pulsos periódico. Esse trem de pulsos bombeia opticamente o meio laser ativo ( $\text{KCl:Tl}^0(1)$ ), produzindo uma modulação temporal periódica do ganho do laser, cujo período deve ser igual ao tempo de vôo dos fótons dentro do ressonador<sup>14</sup>.

## 2. Fundamentos teóricos

### 2.1. O meio laser ativo de KCl:Tl<sup>0</sup>(1)

Os lasers de centro de cor têm vários fatores que os tornam atrativos para aplicações em comprimentos de ondas onde existem poucos lasers sintonizáveis: (1) em operação contínua podem produzir níveis de potência de até alguns watts; (2) a largura de linha, quando operando no modo fundamental, pode ser tão estreita quanto alguns quilohertz; (3) esses lasers podem operar em regime de travamento de modos gerando pulsos de largura temporal na faixa de dezenas picossegundos até femtossegundos e (4) o mais importante, esses laser são sintonizáveis.

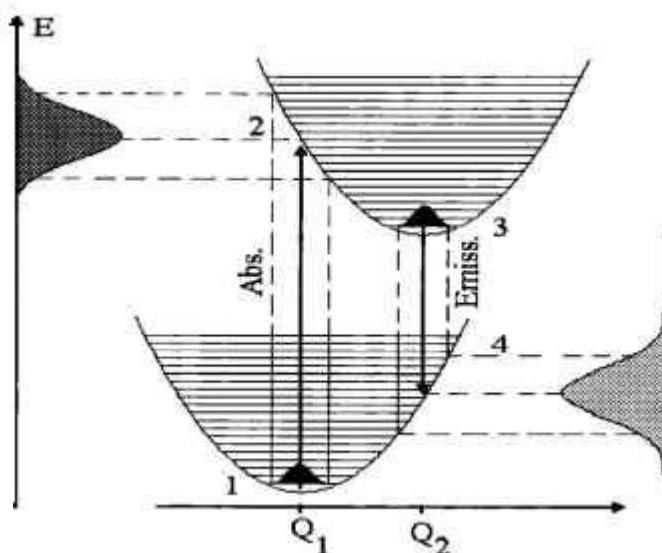
Os haletos alcalinos são cristais iônicos que têm uma larga faixa de energia proibida entre a banda de valência e a banda de condução (~8 eV para o KCl). Em cristais puros, que são opticamente transparentes para uma larga faixa do espectro eletromagnético, a absorção ocorre na região do ultravioleta pela excitação eletrônica dos íons e no infravermelho pela excitação das vibrações da rede. No cristal de KCl a faixa transparente estende-se desde 170 nm até 40 μm. Todos os cristais de haletos alcalinos têm estrutura cristalina cúbica de face centrada onde cada íon é rodeado por seis íons vizinhos de carga oposta, numa simetria octaédrica.

A mais importante propriedade física de qualquer material considerado para aplicações em lasers sintonizáveis é a existência de uma intensa transição óptica, com ampla largura espectral. Centros de cor em haletos alcalinos preenchem muito bem essa característica. Em geral, elétrons associados com defeitos interagem fortemente com os íons vizinhos, resultando em transições ópticas com energias que são permitidas em uma larga faixa em torno da energia central da transição. Todos os centros de cor já estudados são baseados em defeitos eletrônicos, que são elétrons ligados a combinações de vacâncias halogênicas. O mais simples defeito eletrônico é chamado centro F (do alemão “Farbe” = cor). Ele consiste de um elétron ligado a uma carga líquida positiva de uma vacância aniônica. Esses centros não são laser ativos por si só, mas desempenham um importante papel na formação dos agregados de centro F.

### 2.1.1. Lasers vibrônicos

Uma importante classe de lasers sintonizáveis é baseada em transições vibronicamente alargadas que podem ocorrer em certos meios de ganho, tal como centros de cor, corantes orgânicos e certos metais de transição em matrizes cristalinas<sup>8</sup>. Quando esses meios são colocados em cavidades sintonizáveis e bombeados até que sua população seja invertida até o limiar de ação laser, emissão estimulada pode ocorrer em qualquer frequência desejada, dentro da banda de emissão. Bandas que são vibronicamente alargadas são *homogeneamente* alargadas, significando que cada molécula orgânica, centro de cor ou íons do meio de ganho é igualmente capaz de contribuir com energia na frequência de oscilação estimulada. Assim quando um laser é operado com bombeamento muito acima do seu limiar, a larga emissão espontânea é, fortemente suprimida, e muito dessa emissão fica concentrada numa única frequência, que é sintonizada pelo ressonador óptico. Essa “condensação” espectral é comum em lasers de bandas homogeneamente alargadas.

As principais características de bandas vibronicamente alargadas podem ser obtidas a partir de um modelo simples de coordenada de configuração como mostra a Figura 2.1



**Figura 2.1:** Diagrama de coordenadas de configuração, mostrando o estado fundamental (coordenada  $Q_1$ ) e o estado excitado (coordenada  $Q_2$ ) com bandas de absorção e emissão vibronicamente alargadas

Nesse modelo, a coordenada de configuração  $Q$  representa a distância do centro de cor aos íons vizinhos. Cada estado de energia de um centro iônico é representado por uma função de onda que consiste do produto de uma função de onda eletrônica e uma função de onda vibracional, de acordo com a aproximação de Born-Oppenheimer. Nesta aproximação, tratamos a rede como um meio pesado que não se move durante as transições eletrônicas, mas proporciona um potencial para os estados eletrônicos. As vibrações da rede têm o efeito de mudar o potencial, alterando desta forma, os níveis de energia eletrônicos e produzindo um alargamento das bandas de transição. Deve-se notar na Figura 2.1, que a energia média do fóton será menor na emissão do que na absorção; essa redução é conhecida como “deslocamento de Stokes”. Para uma descrição qualitativa desse fenômeno podemos dizer que os elétrons respondem instantaneamente as vibrações da rede, e por sua vez, a rede responde somente para as posições médias dos elétrons. Para ação laser, um centro com “deslocamento de Stokes”, constitui na prática ao sistema de “quatro níveis”; para esse sistema as populações do estado excitado relaxado (3) e estado fundamental excitado (4) estão sempre invertidas para qualquer taxa finita de bombeamento óptico, tornando-se mais fácil a obtenção de ganho óptico.

### 2.1.2. Crescimento de cristais

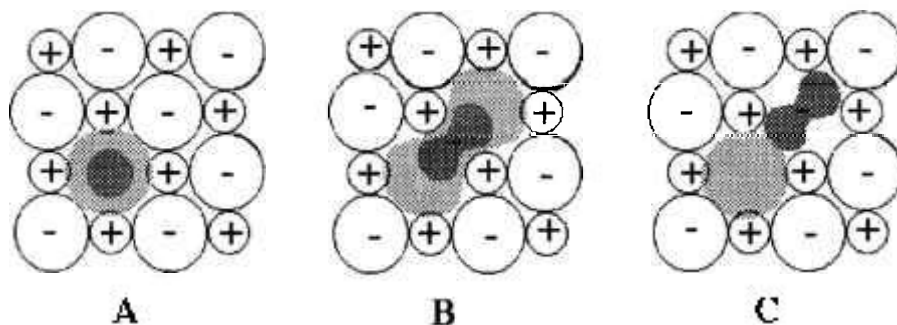
O crescimento de cristais dopados com Tl pode ser feito por dois métodos distintos, o método de Czochralski<sup>30</sup> e método de Bridgman<sup>30</sup>. O método de Czochralski consiste em se fundir os reagentes em um cadinho e a partir de uma semente orientada de KCl iniciar o crescimento do cristal. Logo após a fusão, coloca-se a semente em contato com a superfície líquida do material fundido. Ocorre então a fusão da parte da semente que está em contato com o material. Como a semente está presa a um sistema de puxamento refrigerado, estabelece-se um gradiente de térmico entre ela e o material fundido. Entretanto, devido a alta pressão de vapor do Tl à temperatura de fusão do KCl, para crescermos o cristal de KCl dopado com esse material devemos modificar um pouco esse método, confinando o material fundente em um sistema fechado, colocando-se uma grande quantidade de Tl para se obter as concentrações desejadas. Os parâmetros de crescimento são determinados pela velocidade de puxamento da semente e podem ser avaliados visualmente. O método de Bridgman consiste basicamente em colocar um cadinho com o material para fusão, em

um forno que possua um alto gradiente térmico ao longo do eixo longitudinal do cadinho, que possui uma geometria especial para favorecer o processo de cristalização, formando assim um monocristal. O crescimento do cristal é estabelecido pelo gradiente térmico do forno. Pelo mesmo motivo anterior, ao utilizarmos o método de Bridgman, necessitamos de um sistema fechado que nesse caso é tecnologicamente mais fácil de ser construído, bastando para isso o uso de um cadinho selado, de quartzo. Após ser introduzido o material para crescimento este cadinho é selado, permitindo então altas concentrações de Tl no cristal de KCl.

### **2.1.3. Criação de Centros e Mecanismo de Produção de Defeitos**

A radiação ionizante, classificada como qualquer tipo de radiação que produz pares elétron-buraco, é o método mais versátil de coloração de matrizes cristalinas, puras ou dopadas com impurezas. As fontes de radiação incluem luz ultravioleta, raios X e raios  $\gamma$ , feixes de prótons, nêutrons e elétrons. Dentre estas, a única fonte que produz uma intensa coloração em um curto tempo de exposição e ainda tem uma grande profundidade de penetração é o feixe de elétrons. No caso de elétrons rápidos (energias acima de 0,5 MeV) uma coloração uniforme pode ser obtida em cristais de 1-2 mm de espessura<sup>25</sup>.

A exposição de haletos alcalinos à radiação ionizante produz em geral uma grande quantidade de defeitos. A estabilidade desses defeitos é criticamente influenciada pela pureza do cristal, a temperatura, a dose de radiação, e das condições das reações opticamente ou termicamente induzidas. Nas últimas décadas uma grande quantidade de informações tem sido acumulada na identificação e detecção de muitos desses defeitos produzidos por radiação. O problema básico tem sido identificar e explicar o processo de formação dos defeitos a baixas temperaturas em cristais puros<sup>26,27</sup>. Após a passagem da radiação pelo cristal, pares de Frenkel consistindo de centros F e centros H são formados numa escala temporal de sub pico-segundo (um centro H é um íon haleto intersticial ligado por um buraco ao íon haleto substitucional). O mecanismo para esse processo está esquematizado na Figura 2.2 e pode ser resumido como:



**Figura 2.2:** Evolução de um par de Frenkel a partir de um exciton auto-aprisionado: (A) exciton livre; (B) exciton auto-aprisionado; (C) o par Frenkel na configuração de vizinho próximo

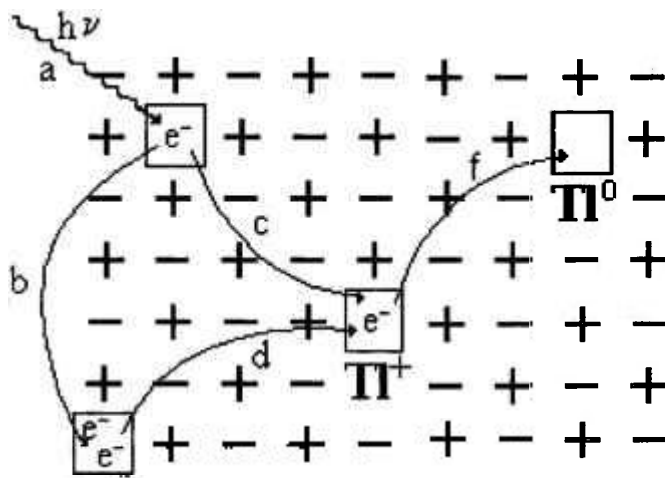
a radiação ioniza os íons da rede de haletos e produz o par elétron-buraco [Figura 2.2(A)]. Os buracos tornam-se imediatamente auto-aprisionados como moléculas diatômicas (centros  $V_k$ ) na configuração onde ocupam uma posição intersticial. Isso produz a formação de duas vacâncias aniônicas (cada uma com  $+e/2$  de carga efetiva) opostas entre si [Figura 2.2(B)]. Os elétrons são então aprisionados devido a atração coulombiana das vacâncias em torno dos centros  $V_k$  excitados, formando um exciton “auto-aprisionado”. O primeiro estado excitado é instável para essa configuração intersticial, tendo um excesso de energia de  $\sim 1$  eV no KCl. Como consequência, a molécula intersticial sofre um deslocamento resultando na formação dos pares F-H. A baixas temperaturas muitos dos pares F-H (83% no KCl) são formados na configuração de vizinhos próximos [Figura 2.2(C)].

O segundo processo que segue a formação dos pares Frenkel descrito acima inclui a migração dos defeitos, termicamente induzida e/ou opticamente induzida. Vacâncias aniônicas tornam-se termicamente móveis a  $\sim 290$  K e elas, nessa temperatura, se movem através da rede e se recombinam com centros intersticiais ou com centros F produzindo agregados mais complexos. A presença de impurezas pode mudar tanto a concentração de defeitos formados sob irradiação quanto sua estabilidade térmica. Por exemplo, podemos ter matrizes dopadas com  $Tl^+$  ou  $Ag^+$  que sob irradiação com elétrons a baixas temperaturas funcionam como armadilhas de elétrons. Sua secção de choque para capturar elétrons é grande e como consequência a impureza torna-se um átomo neutro.



A exposição de cristais irradiados à luz permite a excitação dos defeitos eletrônicos. Se esta excitação promove elétrons para a banda de condução, a transferência desses elétrons para outros defeitos com afinidade eletrônica é possível; o defeito original ionizado então torna-se móvel e pode combinar-se com outros centros. Se a excitação leva a um estado altamente ligado, um decaimento não radioativo pode ocorrer envolvendo uma reorientação dos centros, que induz sua migração através da rede.

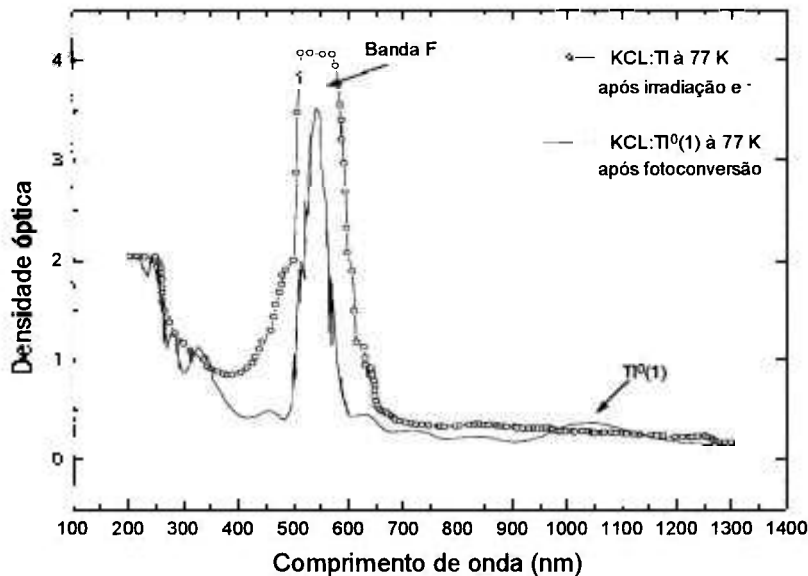
Um exemplo importante para o processo de formação de centros opticamente induzidos, é a agregação de centros F em centros  $Tl^0(1)$ . Partindo do centro F, um fóton que chega ao sistema excita o elétron desse centro e causa sua transferência, via banda de condução, para outro centro F



**Figura 2.3 :** (a) Um fóton ioniza um centro F, (b) o elétron do centro F é aprisionado por outro centro F, (c) a vacância vazia move-se até o íon de impureza, (d) o novo defeito aprisiona o elétron e (f) centro de  $Tl^0(1)$ ; um átomo de Tl neutro ligado a uma vacância.

formando temporariamente uma vacância com dois elétrons (centro F'). A vacância aniônica vazia fica móvel e migra, na rede, podendo se associar às impurezas de  $Tl^+$  onde fica aprisionada. Este complexo finalmente aprisiona novamente um elétron da ionização do centro F'. Como resultado o centro F se transforma no centro  $Tl^0(1)$ , com comprimento de onda de absorção da transição fundamental de  $\lambda = 1040$  nm, como pode ser observado experimentalmente pelo espectro de

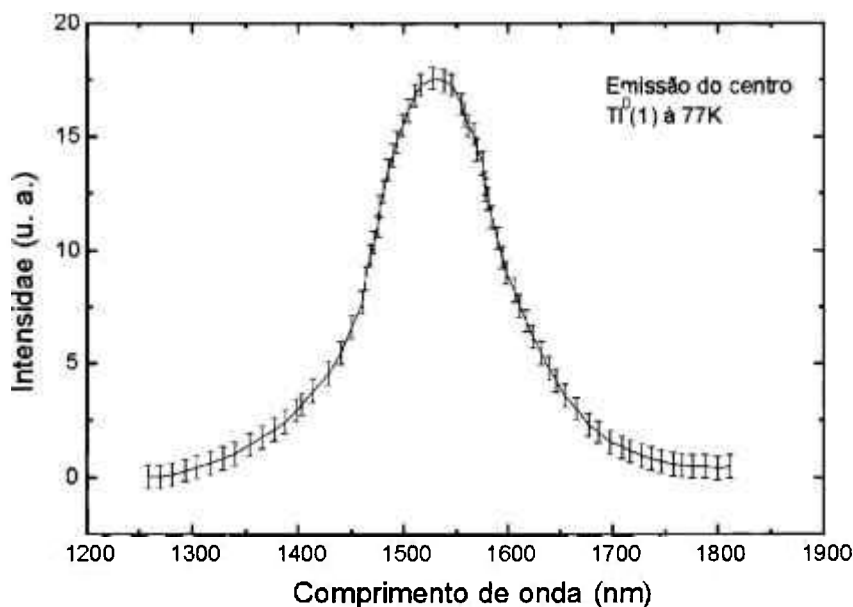
absorção óptica, ocorrendo uma diminuição da banda F (linha com círculos,  $\lambda = 536$  nm) e o surgimento da banda característica do centro formado (linha contínua), Figura 2.4.



**Figura 2.4:** Espectro de absorção do cristal de  $\text{KCl:Tl}^0(1)$ , mostrando a transformação dos centros F em centros  $\text{TI}^0(1)$ . As bandas dos centros F (536 nm) estão saturadas na figura.

Os centros formados por agregação óptica de um centro F a uma impureza substitucional de  $\text{Tl}^+$ , têm forte transição óptica no infravermelho próximo entre 1 e 2  $\mu\text{m}$ , e devido à suas condições de formação (uma vacância aniônica, um cátion vizinho de  $\text{Tl}^+$  e um elétron) e suas propriedades de simetria, esses centros foram inicialmente chamados de centros  $\text{F}_A(\text{Tl})$ . A irradiação de cristais de KCl dopados com Tl, com elétron a 77 K produz vários defeitos, buracos auto-aprisionados,  $\text{Tl}^{2+}$ ,  $\text{Tl}^0$  e com uma taxa muito menor de crescimento os centros F. A exposição dessa amostra à luz branca elimina os centros de  $\text{Tl}^0$  e os buracos no cristal, deixando somente os centros F. Sobre agregação óptica, realizada a  $-40^\circ\text{C}$ , a concentração de centros F diminui drasticamente enquanto os centros  $\text{TI}^0(1)$  são formados, como vemos na Figura 2.4. O comprimento de onda, o pequeno deslocamento de Stokes e a transição óptica do estado fundamental indicam que a estrutura dos níveis de energia dos centros  $\text{KCl:Tl}^0(1)$  diferem um

pouco da estrutura do centro  $F_A$ . Mais precisamente, devido a grande afinidade eletrônica da impureza  $Tl^+$ , o elétron do defeito fica parcialmente localizado no sítio da impureza. Esse fato foi comprovado através de estudos de ressonância paramagnética eletrônica (EPR) desses centros em cristais de KCl, mostrando que aproximadamente 55% da função de onda do elétron esta concentrada no sítio catiônico e 45% na vacância aniônica<sup>28</sup>, sendo então chamados de centros  $Tl^0(1)$ .



**Figura 2.5:** Espectro de emissão do centro de  $Tl^0(1)$  em KCl:Tl à temperatura de 77 K.

A Figura 2.5 mostra o espectro de emissão do centro de  $Tl^0(1)$  em KCl:Tl. Esse espectro foi obtido por bombeamento óptico do cristal por um laser de Nd:YAG<sup>29</sup>. A luminescência dos centros de  $Tl^0(1)$  associada à banda de absorção em 1040 nm é centrada em 1520 nm.

#### 2.1.4. Medida de absorção óptica

O espectro de absorção óptica é obtido através da comparação entre o feixe de intensidade  $I$ , que atravessa o cristal e o feixe de intensidade  $I_0$  usado como referência. Esse espectro nos fornece a densidade óptica de absorção da amostra em função do comprimento de onda da radiação.

Definindo a densidade óptica como sendo, D.O:

$$DO = \log \frac{1}{T} \quad (2-1)$$

onde  $T = I/I_0$  é a transmitância; podemos relacionar a densidade óptica do material, com um coeficiente de absorção  $\alpha$ , que é definido em termos da fração de radiação  $dI$  absorvida pelo material em uma espessura  $dX$  para uma dada radiação incidente  $I$ . Assim para pequenas intensidades:

$$dI = -\alpha \cdot I \cdot dX \quad (2-2)$$

Integrando em toda a espessura ( $\ell$ ) da amostra, obtemos a lei de Beer:

$$I = I_0 \cdot e^{-\alpha \ell} \quad (2-3)$$

onde  $\alpha = \sigma_a \cdot N_0$ , substituindo a equação (2-3) na equação (2-1), temos

$$D.O = \sigma_a \cdot N_0 \cdot \ell \cdot \log e \quad (2-4)$$

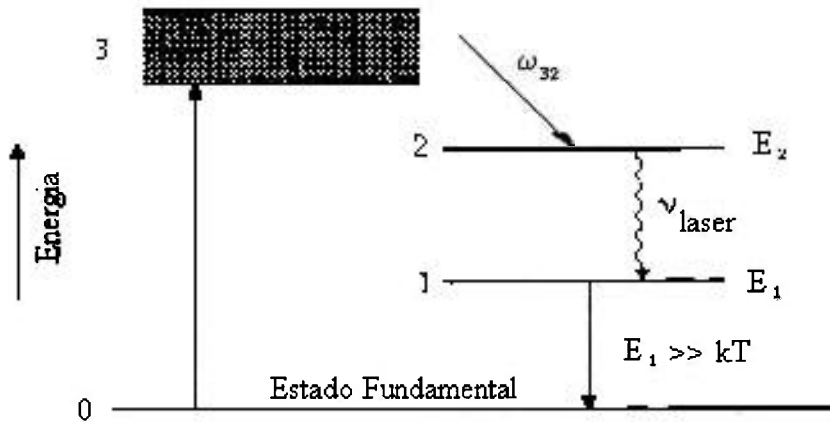
onde  $\sigma_a$  é a secção de choque de absorção e  $N_0$  é o número de átomos no estado fundamental. Supondo que na saturação, a população é invertida é  $N_2 = N_0/2$ , e escrevendo o ganho como sendo  $g = \sigma_e \cdot N_2$ , podemos a partir da densidade óptica determinar o coeficiente de ganho por unidade de comprimento por passo “ $g$ ” ou coeficiente de ganho por passo “ $g\ell$ ”.

## 2.2. O laser de KCl:Ti<sup>0</sup>(1)

### 2.2.1. O laser

Os processos fundamentais para ação laser são aqueles relacionados às transições ópticas de um meio material, ou seja, a emissão espontânea e a emissão estimulada, sendo que este último é o processo responsável pela amplificação óptica (laser).

Os esquemas laser usualmente utilizados são esquemas de três ou quatro níveis. Um exemplo de esquema de quatro níveis pode ser visto na Figura 2.6.



**Figura 2.6:** Diagrama dos níveis de energia para um laser de quatro níveis

Como sabemos<sup>14</sup> os centros de cor  $Tl^{0}(1)$  possuem um ciclo de bombeamento óptico de 4 níveis, alargado homogeneamente<sup>30</sup>, apresentando uma banda de absorção centrada em  $1,040 \mu\text{m}$ , que pode ser eficientemente bombeada pela linha  $1,064 \mu\text{m}$  do laser de Nd:YAG. A banda de emissão é centrada em  $1,52 \mu\text{m}$ , suficientemente separada da absorção para que os efeitos de auto-absorção sejam desprezados. Tipicamente a concentração de centros obtidos nesses cristais está na faixa de  $\sim 10^{17}$  à  $10^{18}$  centros/ $\text{cm}^3$ . Considerando-se que a transição da configuração relaxada fundamental para a configuração relaxada normal é extremamente rápida à temperatura de nitrogênio líquido, e como a eficiência quântica de bombeamento é unitária, a cada fóton absorvido temos um centro com a população invertida. Além disso, as degenerescências do estado fundamental e primeiro estado excitado são iguais.

Vamos considerar o caso ideal de um laser de quatro níveis como descrito na Figura 2.6. Vamos assumir que a transição do nível de bombeamento (nível 3) para o nível superior laser (nível 2) ocorre rapidamente, assim a população do nível 3 pode ser desprezada, isto é,  $n_3=0$ ; vamos considerar também  $E_1 \gg kT$  tal que a população térmica do nível laser inferior pode ser desprezada. Com essas hipóteses a taxa de variação da densidade população do nível laser superior (nível 2) e do nível laser inferior (nível 1) podem ser escritas como:

$$\frac{dn_2}{dt} = -(n_2 - n_1)\sigma_e\phi c - \frac{n_2}{\tau} + W_p n_0 \quad (2-5)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = (n_2 - n_1)\sigma_e \phi c + \frac{n_2}{\tau} - \frac{n_1}{\tau_{01}} \quad (2-6)$$

com  $n_{tot} = n_0 + n_1 + n_2$ ,  $\phi$  a densidade de fótons de emissão,  $\tau$  o tempo de decaimento do nível superior laser e  $W_p$  é a taxa de bombeamento. As equações (2-5) e (2-6) mostram que a densidade de população no nível superior laser aumenta devido a taxa de bombeamento ( $W_p$ ) e diminui devido a emissão estimulada ( $\phi c$ ) e a emissão espontânea  $\tau^{-1}$ . A população do nível inferior aumenta devido a emissão estimulada e a emissão espontânea do nível superior, e diminui devido ao processo de relaxação para o nível fundamental com uma constante de tempo  $\tau_{10}$ . Em um sistema ideal de quatro níveis, o nível inferior laser esvazia-se rapidamente para o estado fundamental. Podemos dizer que  $\tau_{10} \approx 0$  e então  $n_1 = 0$ , assim toda a população está dividida entre o estado fundamental e o nível superior laser. Assim podemos escrever:

$$n_{tot} = n_0 + n_2$$

$$\frac{dn_2}{dt} = -n_2 \sigma_e \phi c - \frac{n_2}{\tau} + W_p (n_{tot} - n_2) \quad (2-7)$$

e ainda usando a intensidade do laser no interior do ressonador óptico como sendo  $I_e = c \phi h \nu_e$ , e a taxa de bombeamento  $W_p = \sigma_a I_p / h \nu_p$ , onde  $\nu_e$  e  $\nu_p$  são as frequências do laser e do laser de bombeamento respectivamente,  $I_p$  é a intensidade de bombeamento e  $\sigma_a$  é a seção de choque de absorção. Assim a equação (2-7) pode ser escrita como:

$$\frac{dn_2}{dt} = -n_2 \sigma_e \frac{I_p}{h \nu_e} - \frac{n_2}{\tau} + \frac{\sigma_a I_p}{h \nu_p} (n_{tot} - n_2) \quad (2-8)$$

Quando o sistema alcança o equilíbrio dinâmico, onde a taxa de variação da população dos nível é nula, temos:

$$\frac{dn_2}{dt} = 0 \Rightarrow 0 = n_2 \left( \frac{\sigma_a I_p}{h \nu_e} + \frac{1}{\tau} - \frac{\sigma_a I_p}{h \nu_p} \right) + \frac{\sigma_a I_p}{h \nu_p} n_{tot} \quad (2-9)$$

$$n_2 = \frac{\sigma_a I_p}{h \nu_p} n_{tot} \left/ \left( \frac{\sigma_a I_p}{h \nu_e} + \frac{1}{\tau} + \frac{\sigma_a I_p}{h \nu_p} \right) \right. \quad \text{que pode ainda ser escrita como}$$

$$n_2 = \frac{I_p}{I_s} n_{tot} \left/ \left( 1 + \frac{I_p}{I_s} + \frac{I_p}{I_{sa}} \right) \right. \quad (2-10)$$

onde utilizamos  $I_s = \frac{h\nu_p}{\sigma_a \tau}$  a intensidade de saturação e também  $I_{sa} = \frac{h\nu_l}{\sigma_e \tau}$  a “intensidade de saturação laser”. A equação (2-10) descreve o comportamento da população do nível superior laser como função da intensidade de bombeamento, da intensidade de saturação e do número total de centros, que são parâmetros físicos do sistema. Como veremos mais adiante,  $n_2$  é também a população de limiar para a ação laser.

Definindo  $g = \sigma_e n_2$  o ganho saturado do sistema,  $g_0 = \sigma_e n_2$  o ganho não saturado ( $I_p = 0$ ) e  $g_m = \sigma_e n_{tot}$  o ganho máximo podemos escrever a partir da equação (2-10)

$$g_0 = \frac{I_p}{I_s} g_m \left/ \left( 1 + \frac{I_p}{I_s} \right) \right. \quad (2-11)$$

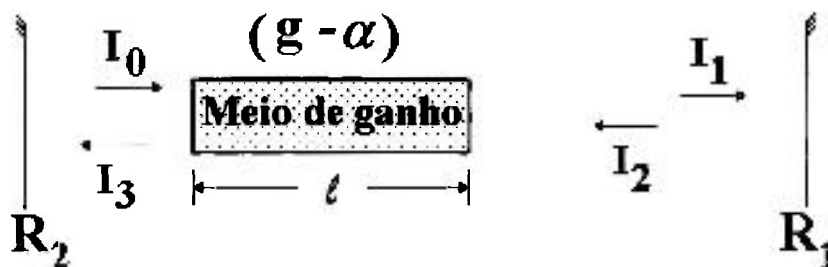
$$g = \frac{I_p}{I_s} g_m \left/ \left( 1 + \frac{I_p}{I_s} + \frac{I_p}{I_{sa}} \right) \right. \quad (2-12)$$

A partir da equação (2-12) podemos escrever a intensidade laser dentro do ressonador óptico como segue:

$$I_l = I_{sa} \left[ \left( \frac{g_m}{g} - 1 \right) \frac{I_p}{I_s} - 1 \right] \quad (2-13)$$

### 2.2.2. Condição de limiar de ação laser

Vamos supor uma cavidade simples onde se encontram um meio laser com ganho por passo por unidade de comprimento  $g$  (baixa intensidade), e com perdas por passo por unidade de comprimento  $\alpha$  e espelhos com refletividade,  $R_1$  e  $R_2$  como mostra a Figura 2.7.



**Figura 2.7:** Modelo para uma cavidade laser tipo Fabry-Pérot

Vamos supor  $I_0$  a intensidade inicial do campo elétrico. Após passar por cada elemento na cavidade, a intensidade é alterada da seguinte forma:

meio de ganho:  $I_1 = I_0 \cdot e^{(g-\alpha)\ell}$ ,

espelho  $R_1$ :  $I_2 = I_1 \cdot R_1 = I_0 \cdot R_1 \cdot e^{(g-\alpha)\ell}$

meio de ganho:  $I_3 = I_2 \cdot e^{(g-\alpha)\ell} = I_0 \cdot R_1 \cdot e^{2(g-\alpha)\ell}$

espelho  $R_2$ :  $I_0 = R_2 I_3 = I_0 \cdot R_1 \cdot R_2 \cdot e^{2(g-\alpha)\ell}$

pela condição de continuidade; ou ainda

$$1 = R_1 \cdot R_2 \cdot e^{2(g-\alpha)\ell} \quad (2-14)$$

E resolvendo para  $g$  temos,

$$g = g_t - \alpha - \frac{\ln R_1 R_2}{2\ell} \quad (2-15)$$

onde  $g_t$  que é chamado de ganho de limiar, que é o ponto exato onde o ganho se iguala às perdas da cavidade.

A potência útil (que sai do ressonador óptico) pode ser expressa por:

$$P_{\text{útil}} = A_{\text{fibre}} (I_1 - I_2) \quad (2-16)$$

sendo  $I_t = \sqrt{I_1 I_2}$  a intensidade média dentro do ressonador e  $I_2 = I_1 R_1$ , substituindo em (2-16) temos



$$P_{util} = A_{feixe} I_t \frac{(1 - R_1)}{\sqrt{R_1}} \quad (2-17)$$

Utilizando (2-15) e (2-13) escrevemos a intensidade do laser dentro do ressonador como sendo

$$I_t = I_s \left[ \left( \frac{2g_m \ell}{2l\alpha - \ln R_1} - 1 \right) \frac{I_r}{I_s} - 1 \right] \quad (2-18)$$

e a potência de saída útil fica:

$$P_{util} = A_{feixe} \frac{(1 - R_1)}{\sqrt{R_1}} I_{se} \left[ \left( \frac{2g_m \ell}{2l\alpha - \ln R_1} - 1 \right) \frac{I_r}{I_s} - 1 \right] \quad (2-19)$$

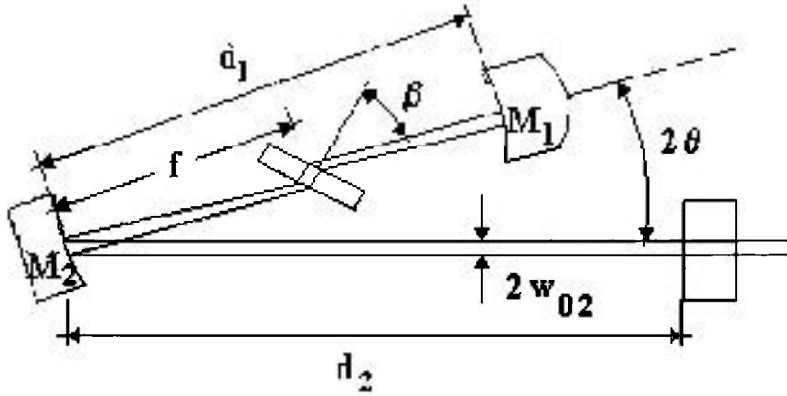
Podemos a partir da equação (2-19) determinar parâmetros físicos relativos ao sistema em que estamos trabalhando, como o ganho máximo  $g_m$  e as suas perdas  $\alpha$ .

## 2.3. Cavidades Ópticas

### 2.3.1. Cavidade de compensação astigmática

A intensidade de bombeamento necessária para atingir o limiar de ação laser é da ordem de  $\sim 1 \text{ KW cm}^{-2}$ , como veremos posteriormente. Essa intensidade pode ser facilmente obtida focalizando-se o feixe do laser de bombeamento sobre o cristal. Para obter uma ótima sobreposição entre o volume bombeado e o modo do laser é necessário utilizar uma cavidade que permita o modo do laser ter sua cintura na região do material ativo. Para diminuir as perdas do modo do laser (polarização horizontal), o cristal é orientado em ângulo de Brewster, e essa orientação introduz um astigmatismo no modo do laser, que deve ser compensado. A cavidade

que satisfaz essas condições é a cavidade confocal, dobrada de três espelhos, inicialmente desenvolvida para operação em regime de onda contínua de lasers de corante<sup>31</sup>. A Figura 2.8



**Figura 2.8:** Configuração de um ressonador de três espelhos astigmaticamente compensada.

mostra uma cavidade deste tipo, ela consiste de um espelho dicróico  $M_1$  (raio de curvatura  $r_1$ , altamente refletor para o comprimento de onda do laser e transmissor para o comprimento de onda do laser de bombeamento), um espelho de dobra  $M_2$  (raio de curvatura  $r_2$ ) e um espelho de saída  $M_3$  (plano). O ressonador consiste de dois braços: um é formado pelos espelhos  $M_1$  e  $M_2$  e contém a cintura do modo do feixe na posição do cristal; e o outro é formado pelos espelhos  $M_2$  e  $M_3$ . O astigmatismo produzido pelo cristal em ângulo de Brewster é compensado pelo espelho de dobra ( $M_2$ ), que é posicionado a um ângulo de  $2\theta$ , como mostra a figura. A compensação do astigmatismo é conseguida se a seguinte condição for satisfeita<sup>31</sup>.

$$\text{sen}\theta \tan\theta = \frac{2t(n^2 - n)\sqrt{n^2 + 1}}{r_2 n^2} \quad (2-20)$$

onde  $t$  é a espessura do cristal e  $n$  é seu índice de refração. Para um cristal (espessura típica para esse tipo de ressonador) de  $t = 2$  mm,  $n = 1,48$  (KCl), e  $r_2 = 50$  mm, o ângulo de compensação  $2\theta$  é de  $\approx 21^\circ$ .

Deve ser mencionado que mesmo quando uma cavidade é astigmaticamente compensada, o modo do laser dentro do meio laser ativo ainda é elíptico. Por isso a menor área para a cintura do modo é  $\sim 0,2\lambda t$ .

A cavidade da Figura 2.8 é estável para uma variação finita  $\delta$  (tipicamente alguns milímetros) da distância  $d_1$  entre os espelhos  $M_1$  e  $M_2$ , sendo

$$d_1 = r_1 - \frac{r_2}{2} + \delta \quad (2-21)$$

A distância  $\delta$  pode variar entre zero e um valor máximo  $2S$  (chamado de faixa de estabilidade), que é dado por<sup>31</sup>.

$$\delta_{\max} = 2S \approx \frac{r_2^2}{4d_2} \quad (2-22)$$

onde  $d_2$  é a distância entre os espelhos  $M_2$  e  $M_3$ . A última aproximação só é válida quando  $r_1$  é muito maior do que o parâmetro confocal  $b$  do modo do laser (que é definido como a distância sobre a qual o modo cresce do seu mínimo  $w_0$  até o valor  $\sqrt{2}w_0$ ).

Para um feixe Gaussiano,  $b$  está relacionado com a cintura do feixe  $w_0$  por

$$b = \frac{2\pi w_0^2}{\lambda} \quad (2-23)$$

a cintura do feixe para o centro da faixa de estabilidade pode ser calculada a partir de

$$\left( \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \right)^2 = S^2 \left( 1 - \frac{S^2}{r_1^2} \right) \quad (2-24)$$

para  $r_1 \gg S$  a equação (2-24) pode ser escrita como

$$\frac{2\pi w_0^2}{\lambda} \approx 2S \equiv b \quad (2-25)$$

mostrando que o intervalo de estabilidade é igual ao parâmetro confocal do modo do laser. Utilizando a equação (2-22) e a equação (2-25) obtemos uma expressão que relaciona  $w_0$  à  $r_2$  e  $d_2$

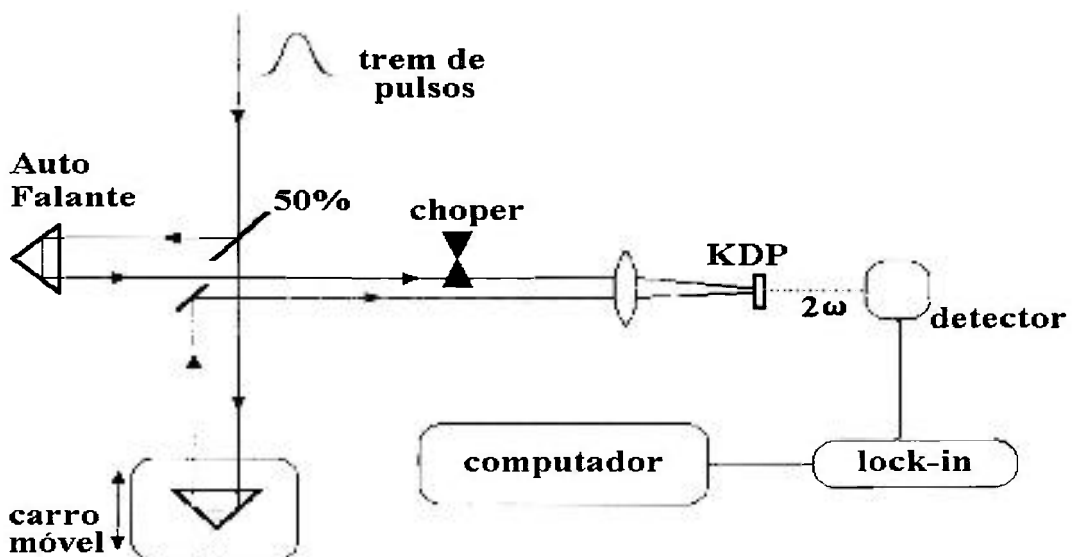
$$w_0^2 \approx \frac{\lambda r_2^2}{8\pi d_2} \quad (2-26)$$

No projeto de um ressonador óptico eficiente é importante que a espessura do cristal seja menor que o parâmetro confocal do laser.

## 2.4. Medida de pulsos curtos

### 2.4.1. O autocorrelador

O problema de medir a duração de pulsos curtos provenientes de acoplamentos de modos é de grande interesse prático. Como os detectores ópticos atuais mais rápidos possuem resposta temporal de  $\sim 2 \cdot 10^{-11}$  segundos, é impraticável sua utilização para medir os pulsos de acoplamento de modos, quando estes possuem largura temporal menor do que o tempo de resposta do detector. Assim, um grande número de técnicas foram desenvolvidas com essa finalidade, utilizando para isso efeitos ópticos não lineares, obtendo-se um traço de autocorrelação espacial da intensidade do pulso óptico, relacionado diretamente ( $\Delta t = l/c$ ) (onde  $c$  é a velocidade da luz) com sua largura temporal. Se um pulso individual, pertencente a um trem de pulsos proveniente de um acoplamento de modos de um laser, tem duração temporal de  $\tau_p \approx 10^{-12}$  s, o comprimento total do sinal de autocorrelação será da ordem de  $c\tau_p \approx 0,3$  mm, o que é relativamente simples. O processo mais largamente utilizado baseia-se na geração de segundo harmônico (SHG)<sup>7</sup>: quando um pulso óptico  $e_1(t) = \text{Re}[\mathcal{E}_1(t)e^{i\omega t}]$  incide em um cristal não linear, ele gera um pulso óptico de saída com o dobro da sua frequência,  $e_2(t) = \text{Re}[\mathcal{E}_2(t)e^{2i\omega t}] \propto \text{Re}[\mathcal{E}_1^2(t)e^{2i\omega t}]$



**Figura 2.9:** Esquema da autocorrelação de segundo harmônico para a medida da largura temporal de pulsos ultracurtos provenientes de acoplamento de modos

Um esquema do autocorrelador é apresentado na Figura 2.9. De forma, geral um autocorrelador funciona da seguinte maneira: um trem de pulsos ópticos provenientes de um laser oscilando em regime de travamento de modos é dividido em dois feixes, por um divisor de feixe (“beam-splitter”), cada um com  $\sim 50\%$  da intensidade do feixe original  $\mathcal{E}_1(t)e^{i\omega t}$ . Um dos feixes percorre um caminho fixo, o outro percorre um caminho que pode ser variado, introduzindo um atraso  $\tau$ . Os dois feixes, que são paralelos mas não colineares, são então focalizados em um cristal não linear, gerando radiação no segundo harmônico ( $2\omega$ ), sensível a presença de ambos os feixes. O pulso de segundo harmônico gerado pelo cristal incide em um detector “lento” cuja corrente é integrada sobre um tempo muito maior do que a duração do pulso óptico. A amplitude total do campo óptico incidente no cristal é dada pela soma dos campos dos pulsos, direto e retardado:  $\mathcal{E}(t) = \mathcal{E}_1(t) + \mathcal{E}_1(t - \tau)e^{-i\omega\tau}$ . A amplitude complexa do campo de segundo harmônico gerado pelo cristal é proporcional ao quadrado da amplitude complexa do campo incidente:  $\mathcal{E}_2(t) \propto \mathcal{E}_1^2(t) + \mathcal{E}_1^2(t - \tau)e^{-2i\omega\tau} + 2\mathcal{E}_1(t)\mathcal{E}_1(t - \tau)e^{-i\omega\tau}$ . Para uma geometria especial de incidência e polarização dos feixes no cristal não linear, podemos ter somente o último termo diferente de zero (casamento de fase tipo II)<sup>32</sup>. O sinal de segundo harmônico,  $e_2(t) = \text{Re}[\mathcal{E}_2(t)e^{2i\omega t}]$ , incide no detector óptico lento (por exemplo uma fotomultiplicadora) cuja corrente  $i_d$  é proporcional à intensidade do campo incidente:  $i_d(\tau) \propto \langle I^2(t) \rangle + \langle I^2(t - \tau) \rangle + 4\langle I(t)I(t - \tau) \rangle$ . De maneira geral  $\langle I^2(t) \rangle = \langle I^2(t - \tau) \rangle$  (para um detector de resposta lenta e onde  $\langle I^2(t) \rangle$  é a média temporal de  $I^2(t)$ ). Assim o sinal normalizado do detector é:

$$i_d(\tau) = 1 + 2G^{(2)}(\tau) \quad (2-27)$$

onde:

$$G^{(2)}(\tau) \equiv \frac{\langle I(t)I(t - \tau) \rangle}{\langle I^2(t) \rangle} \quad (2-28)$$

Para o efeito tipo II,  $i_d(\tau) = G^{(2)}(\tau)$ , e nesse caso denomina-se autocorrelação livre de fundo (“back ground free autocorrelation”). Efetuando-se a integração de equação (2-28), pode-se mostrar que a largura à meia altura,  $\Delta\tau$  de  $G^{(2)}(\tau)$  está relacionada à largura à meia altura do pulso original,  $\tau_p$  de  $I(t)$ , pelos fatores apresentados na Tabela 2.1

$I(t)$	$\Delta\tau/\tau_p$	$\Delta\nu \cdot \tau_p$
1, para $0 < t < \tau_p$	1	0,886
$e^{-(4\ln 2)t^2/\tau_p^2}$	$\sqrt{2}$	0,441
$\text{sech}^2(1,76.t/\tau_p^2)$	1,55	0,315
$e^{-(\ln 2)t/\tau_p}$ , para $t > 0$	2	0,110

**Tabela 2.1** Fatores que relacionam a largura à meia altura do sinal de autocorrelação com a largura à meia altura do pulso óptico, para algumas formas simples de pulso.

O autocorrelador pode ser utilizado de duas formas distintas. A amostragem em tempo real é obtida aplicando-se um deslocamento periódico a um dos prismas (em nosso caso ao alto-falante), neste modo o carro móvel permanece estático e pode-se assim observar o pulso de segundo harmônico em tempo real num osciloscópio, proporcionando uma maior facilidade para o alinhamento de todo o sistema. No segundo modo, o alto-falante não é utilizado, porém, o carro móvel desloca o outro prisma e sendo o sinal de autocorrelação proporcional à posição deste carro pode-se registrar facilmente a forma do pulso. No nosso caso utilizamos um amplificador lock-in para armazenar os dados num computador.

#### 2.4.2. Outras formas de medir pulsos curtos

O conhecimento completo de um pulso óptico ultracurto requer informação sobre a sua fase e amplitude. Entretanto, no método mais comum para medida de pulsos ópticos ultracurtos, a autocorrelação de intensidade obtida por geração de segundo harmônico em um cristal não linear,

permite a determinação da largura temporal do perfil de intensidade do pulso apenas no caso de pulsos simétricos. Para pulsos mais complexos, nenhuma consideração sobre a amplitude do pulso no domínio temporal pode ser feita. Além do mais, a autocorrelação de intensidade não permite obter nenhuma informação sobre a fase do pulso. Um outro método comum de investigação é a medida do espectro do trem de pulsos, que permite obter informação sobre o perfil de amplitude no domínio espectral. Infelizmente, nenhuma informação sobre a fase do pulso do domínio de frequências pode ser inferida pela medida do espectro, e o perfil temporal não pode ser obtido pela transformada de Fourier desta medida. Assim, nenhum desses métodos permite uma medida do campo elétrico complexo do pulso, tanto em amplitude como em fase.

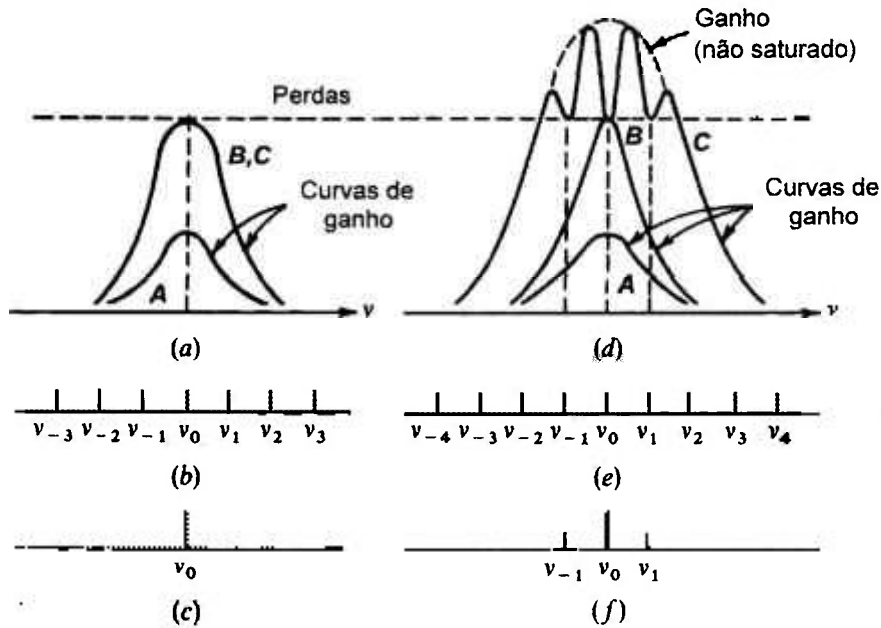
Muitos métodos têm sido propostos para a medida da fase do pulso no domínio espectral, o que permitiria uma descrição completa do pulso. Esses métodos baseiam-se em técnicas interferométricas<sup>33</sup> (que necessitam de boa estabilização mecânica), correlação cruzada espectralmente resolvida com um segundo pulso de banda estreita<sup>34</sup>. Um outro método mais recente baseia-se na medida do espectro do pulso de segundo harmônico produzido por um autocorrelador comum, para vários valores de atraso relativo, e o uso de um algoritmo para cálculo do pulso óptico incidente<sup>35</sup>.

## 2.5. O regime de travamento de modos

### 2.5.1. Introdução

As técnicas de travamento de modos têm sido responsáveis por uma das mais importantes formas de utilização dos lasers. Com elas é possível gerar pulsos de alta intensidade e com duração de ( $\sim 10^{-15}$  s). Num laser homoganeamente alargado operando bem abaixo do limiar, o ganho  $g_0(\nu) = \sigma_e n_2$  é proporcional a taxa de bombeamento  $W_p$  [Figura 2.10 (a), curva A]. Aumentando-se gradativamente a taxa de bombeamento, alcança-se uma condição na qual o ganho para uma dada frequência  $\nu_0$  iguala-se às perdas (curva B). Nessa condição inicia-se a oscilação laser em  $\nu_0$ , porém aumentando-se ainda mais o bombeamento, isto não leva a um acréscimo no ganho devido ao caráter estacionário da oscilação (curva C). Portanto o ganho para outras frequências diferentes de  $\nu_0$ , permanece abaixo do limiar de perdas, impossibilitando sua

oscilação. Dessa forma um laser homogeneamente alargado, no caso ideal, pode oscilar somente em uma única frequência. A Figura 2.10 mostra o que ocorre com a curva de ganho para um laser homogeneamente alargado (a), (b) e (c) e para um laser inhomogeneamente alargado (d), (e) e (f).



**Figura 2.10:** (a) Curva espectral de ganho para um sistema homogeneamente alargado (A-muito abaixo do limiar; B-no limiar; C-muito acima do limiar). (b) Espectro dos modos do ressonador. (c) Espectro dos modos oscilantes (apenas um modo pode oscilar). (d) Curva espectral de ganho para um sistema inhomogeneamente alargado (A-muito abaixo do limiar; B-no limiar; C-muito acima do limiar). (e) Espectro dos modos do ressonador. (f) Espectro dos modos oscilantes para o nível de bombeamento C (três modos podem oscilar)

Num laser inhomogeneamente alargado, átomos com diferentes energias de transição são independentes uns dos outros. Na presença de um campo de radiação intenso, os efeitos de saturação apresentam-se localmente e se manifestam como “buracos” na curva de ganho, mas num laser homogeneamente alargado esse fenômeno não ocorre. A Figura 2.10 [(d) curva A], mostra o ganho de um laser inhomogeneamente alargado quando abaixo do limiar, aumentando-se gradualmente a taxa de bombeamento, o ganho aumenta até atingir o limiar de perdas onde inicia a oscilação laser na frequência  $\nu_0$  (curva B). Porém não existe razão alguma para que o ganho em outras frequências não aumentem com o aumento da taxa de bombeamento. Esse ganho é devido



aos átomos que não interagem com aqueles que estão contribuindo para o ganho na frequência  $\nu_0$ . Assim aumentando-se a taxa de bombeamento outras frequências podem oscilar (curva C), como o ganho de cada frequência oscilante está limitado ao ganho de limiar, o perfil da curva de ganho adquire “buracos” nas frequências de oscilação.

### 2.5.2. Teoria Geral

Em um laser oscilando livremente, tanto os modos longitudinais quanto os transversais que conseguem oscilar simultaneamente (dependendo das características espectrais do meio de ganho e do ressonador), não mantêm nenhuma relação estável de amplitude ou fase entre si. Mesmo restringindo a oscilação no modo transversal fundamental, ou TEM<sub>00</sub>, a saída resultante do laser consiste numa seqüência de oscilações aleatórias, com as características de ruído térmico. Porém, quando esses modos são forçados a oscilar juntos, com amplitudes comparáveis e fases fixas, dizemos que o laser está operando em regime de “mode locking” ou travamento de modos.

Vamos supor que  $2N+1$  modos estão oscilando com a mesma amplitude  $E_0$ , vamos ainda supor que a fase  $\phi_k$  dos modos estão fixas de acordo com a relação<sup>18</sup>

$$\phi_k - \phi_{k-1} = \Phi \quad (2-29)$$

sendo  $\Phi$  uma constante. O campo elétrico total  $E(t)$  em qualquer ponto do ressonador pode ser escrito como:

$$E(t) = \sum_{j=-N}^N E_0 \cdot e^{i[(\omega_0 + j \cdot \Delta\omega) \cdot t + j \cdot \Phi]} \quad (2-30)$$

onde  $\omega_0$  é a frequência central e  $\Delta\omega$  é a diferença de frequência entre modos sucessivos.

Sabemos que para uma cavidade de comprimento  $L$ ,  $\Delta\omega$  é uma constante dada por<sup>36</sup>,

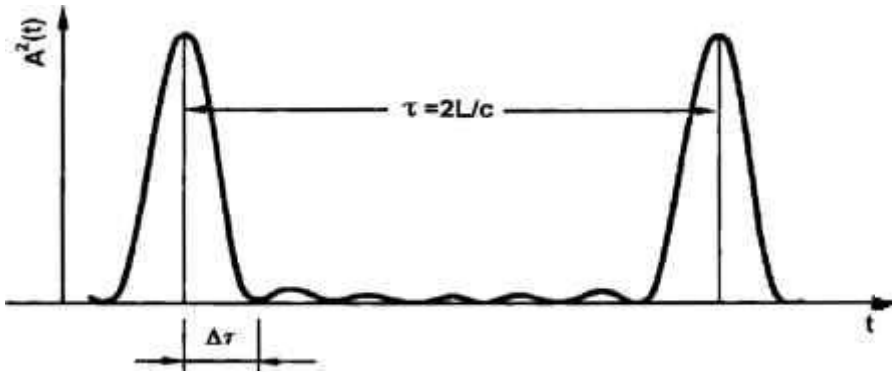
$$\Delta\omega = \frac{\pi \cdot c}{L} \quad (2-31)$$

Realizando a soma na equação (2-30) encontramos;

$$E(t) = A(t) \cdot e^{i \cdot \omega_0 \cdot t} \quad (2-32)$$

onde

$$A(t) = E_0 \cdot \frac{\text{sen}[(2N + 1) \cdot (\Delta\omega \cdot t + \Phi) / 2]}{\text{sen}[(\Delta\omega \cdot t + \Phi) / 2]} \quad (2-33)$$



**Figura 2.11:** Comportamento temporal do quadrado da amplitude do campo elétrico para o caso de sete modos oscilando com suas fases fixas e amplitudes iguais

assim  $E(t)$  tem um comportamento senoidal centrado no modo de frequência  $\omega_0$  com amplitude  $A(t)$  que varia no tempo de acordo com a equação (2-33). A correspondente potência de saída é proporcional a  $A^2(t)$  como vemos na Figura 2.11 para  $2N+1 = 7$  modos oscilando.

Como resultado do travamento de fases (equação (2-29)), os modos oscilantes interferem para produzir pulsos curtos.

Dois pulsos sucessivos são separados no tempo por;

$$\tau = \frac{2\pi}{\Delta\omega} = \frac{2L}{c} \quad (2-34)$$

que é o tempo para uma volta completa na cavidade. Podemos então visualizar o processo como sendo um único pulso viajando dentro do ressonador. Da equação (2-33) encontramos que a diferença  $\Delta\tau$  entre o pico do pulso e seu primeiro zero é

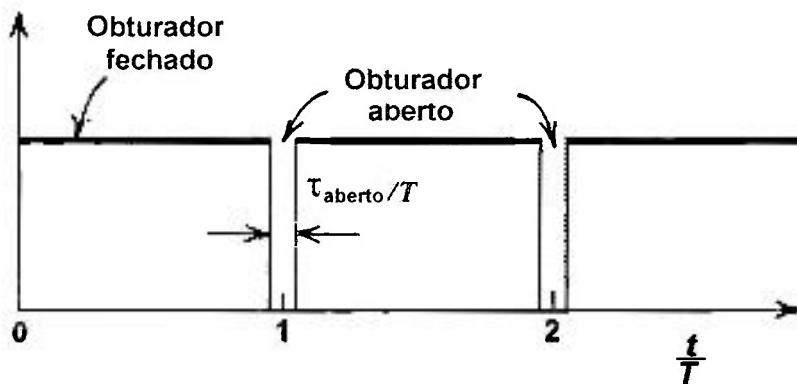
$$\Delta\tau = \frac{1}{\Delta\nu_{osc}} \quad (2-35)$$

onde  $\Delta\nu_{osc} = (2N+1) \cdot \frac{\Delta\omega}{2\pi}$  é a largura de banda total de oscilação; a largura do pulso  $\tau_p$ , a meia altura é aproximadamente  $\Delta\tau$ .

Assim, quanto maior a largura da banda espectral do pulso, mais estreito será o pulso formado. A potência de pico alcançada é geralmente muito elevada no regime de travamento de

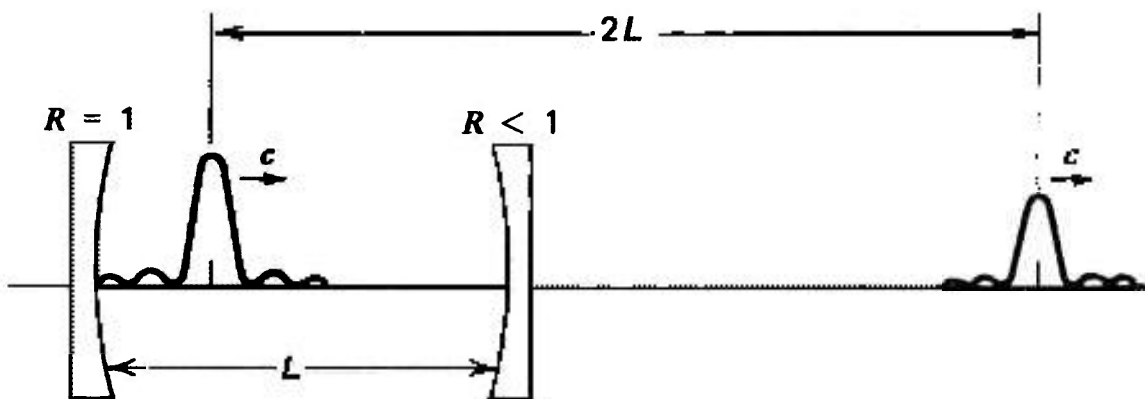
modos, pois a potência de pico é proporcional a  $(2N+1)^2.A^2$ , enquanto que para fases aleatórias a potência é a soma das potências de cada modo e é proporcional à  $(2N+1).A^2$ .

Vimos acima as conseqüências de fixar as fases dos modos longitudinais de um laser. O travamento de modos pode ser efetuado pela modulação das perdas (ou ganho) de um laser na frequência  $\Delta\omega = \pi c/L$  que é o espaçamento em frequência entre os modos. Podemos imaginar que a modulação das perdas é feita com um obturador dentro do ressonador óptico. Esse obturador permanece fechado (altas perdas) na maior parte do tempo e abre por um breve período de tempo  $\tau_{aberto}$  a cada  $T = 2\pi/\omega$  segundos. Essa situação está ilustrada na Figura 2.12.



**Figura 2.12:** Perdas periódicas induzidas por um obturador para produzir travamento de modos. A presença dessas perdas favorece a escolha da fase do modo resultando em um pulso que atravessa o obturador quando este está aberto

Um laser que possui um único modo não poderá oscilar neste caso por causa das altas perdas (assumindo que  $\tau_{aberto}$  é tão curto que não permite a oscilação quando o obturador está aberto). O mesmo aplica-se a um laser oscilando em diversos modos longitudinais com fases aleatórias. Porém, se as fases dos modos mantêm entre si uma relação fixa como na equação (2-30), a distribuição de energia dentro do ressonador pode corresponder à que é apresentada na Figura 2.13, um pulso estreito que viaja num ressonador óptico.



**Figura 2.13:** Pulso de energia resultante do acoplamento de  $N$  modos do laser

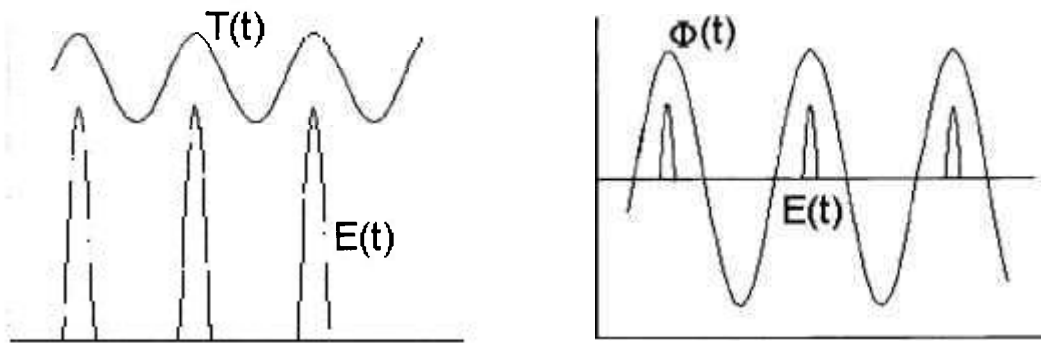
Se este pulso chega na posição do obturador quando este está aberto, e se a largura temporal do pulso é pequena comparada ao tempo que o obturador fica aberto,  $\tau_{aberto}$ , este pulso resultante do travamento de modos, não “percebe” a existência do obturador, portanto não será atenuado por ele. Na realidade, o obturador periódico atenua qualquer intensidade adquirida pelos pulsos que não tenham os valores ideais de fase ( $\phi_k = 0$ ), assim ele tem o efeito de continuamente restaurar as fases.

No caso de lasers homogeneamente alargados, somente um modo pode normalmente oscilar. Nestes lasers, portanto, o regime de acoplamento de modos requer não apenas um mecanismo que force a manutenção de uma relação fixa entre as fases dos modos oscilantes, mas também, um mecanismo que force a oscilação de outros modos longitudinais simultaneamente<sup>37</sup>. Nesse caso, é fundamental a transferência de potência da radiação oscilante com alto ganho, para aquelas de baixo ganho (que normalmente não atingiriam o limiar de oscilação). O fenômeno físico então corresponde não só ao travamento de modos simplesmente, mas a geração de modos (frequências laterais); assim um grande número de modos com fases fixas podem oscilar, como no caso dos lasers inhomogêneos, dando origem a pulsos ultracurtos.

De maneira geral as técnicas para geração de acoplamento de modos dividem-se em ativas e passivas. As técnicas ativas envolvem modulações, externamente controladas, de parâmetros do laser, tipicamente de perdas, de fase ou ganho. As técnicas passivas envolvem a automodulação do campo intracavidade através de mecanismos não lineares, tais como absorção saturável, ganho saturável, arranjos interferométricos com automodulação de fase e lente não linear<sup>32</sup>.

### 2.5.3. Travamento de modos ativo

Modulando-se a amplitude do campo (AM), a fase do campo (FM) ou o ganho (SP), exatamente na frequência de separação dos modos axiais ( $\Delta\nu_n = c/2L$ ), leva-se o laser a gerar um trem de pulsos por acoplamento de modos, como esquematizado na Figura 2.14 (a) (AM) e (b) (FM). Para o caso de acoplamento de modos ativo AM ou FM em laser contínuos utilizam-se moduladores eletro-ópticos ou acusto-ópticos intracavidade.



**Figura 2.14:** Acoplamento de modos por modulação de perdas (a) e acoplamento de modos por modulação de fase (b).

Do ponto de vista do domínio de frequências, a introdução de uma transmissão periodicamente variável  $T(t)$  no ressonador laser leva à formação de frequências laterais em cada modo longitudinal oscilante, as quais devem sobrepor-se aos modos longitudinais adjacentes para atingir o regime de travamento de modos. Para moduladores acusto-óptico de onda estacionária e nos moduladores eletro-ópticos, a função de transmissão para o campo elétrico, por passo, é dada por:<sup>7</sup>

$$a(t) = \cos[\delta \cdot \text{sen}(\Omega_e t)] \quad (2-36)$$

onde  $\Omega_e$  é a frequência de excitação elétrica do modulador e  $\delta$  é a profundidade de modulação.

Podemos também escrever a equação (2-36) como:  $a'(t) = [1 + \delta' \cdot \cos(\Omega_m t)] / [1 + \delta']$  onde:

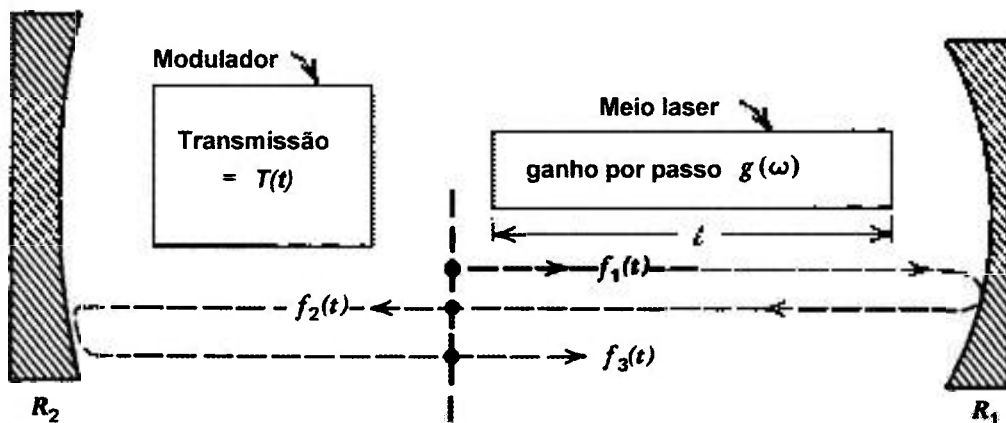
$\Omega_m = 2 \cdot \Omega_e$  e  $\delta' \approx \delta/5$ . Assim, o campo elétrico de cada modo longitudinal do laser é modulado com

$E_n(t) = E_n^0 [1 + \delta' \cdot \cos(\Omega_m t)] \cos(\omega_n t + \phi_n)$ , que mostra que  $E_n(t)$  contém dois termos oscilando nas

freqüências  $\omega_n \pm \Omega_m$  (freqüências laterais). Se  $\Omega_m = 2\pi\Delta\nu_n$ , estas freqüências laterais irão coincidir com as freqüências dos modos longitudinais adjacentes, dando assim origem a um acoplamento entre as equações dos modos da cavidade. Pode-se mostrar que, se o modulador é posicionado próximo a um dos espelhos do laser, esse mecanismo de geração de freqüências laterais dará origem a um acoplamento das fases dos modos de acordo com:<sup>38</sup>

$$\phi_n - \phi_{n-1} = \Phi \quad (2-37)$$

Visto no domínio temporal, o modulador com período de modulação igual ao tempo de trânsito do ressonador,  $2L/c$ , altera o perfil da distribuição do campo eletromagnético intracavidade a cada passagem deste. Assim esse campo tende a evoluir para um padrão temporal de pulsos estreitos que atravessam o modulador apenas nos momentos de transmissão máxima. O acoplamento de modos de lasers homogêneos pode ser estudado examinando a transformação de um pulso através de uma volta completa na cavidade<sup>39</sup>, conforme esquematizado na Figura 2.15, considerando o caso de pulsos Gaussianos.



**Figura 2.15:** Arranjo considerado para o acoplamento de modos ativo AM

Expandindo a equação (2-36) em torno do máximo de transmissão, temos para a função de modulação por duplo passo:

$$a(t) = \exp[-\delta^2 \cdot (\Omega_e t)^2] \quad (2-38)$$

A função de transferência do meio de ganho por duplo passo, é dada por:

$$g(\omega) = \exp\left[\gamma\left[1 - 4(\omega - \omega_0)^2 / (\Delta\omega)^2\right]\right] \quad (2-39)$$

onde  $\gamma$  é o ganho para a amplitude, e está relacionado com o fator de perdas para a intensidade  $L' = 2\gamma$ .

Se o pulso inicial considerado for:

$$f_1(t) = Ae^{-\alpha_1 t^2} e^{i(\omega_0 t - \beta_1 t^2)} \quad (2-40)$$

onde considerou-se uma varredura em frequência dada por  $\omega(t) = \omega_0 + 2\beta_1 t$ . A transformada de Fourier deste pulso é:

$$F_1(\omega) = (A/2)\sqrt{1/\pi(\alpha_1 - i\beta_1)} e^{-(\omega - \omega_0)^2 / 4(\alpha_1 - i\beta_1)} \quad (2-41)$$

Após um duplo passo pelo meio de ganho e uma reflexão no espelho temos:

$$F_2(\omega) = F_1(\omega)g(\omega)r_1 = (r_1 A/2)e^\gamma \sqrt{1/\pi(\alpha_1 - i\beta_1)} e^{-(\omega - \omega_0)^2 Q} \quad (2-42)$$

onde:

$$Q = 1/4(\alpha_1 - i\beta_1) + 4\gamma / \Delta\omega^2 \quad (2-43)$$

Transformando de volta para o domínio temporal onde podemos usar a função de modulação, assim:

$$f_2(t) = [r_1 A e^\gamma / 2\pi] \sqrt{\pi / (\alpha_1 - i\beta_1)} e^{-\omega_0^2 Q} \sqrt{\pi / Q} e^{-(2i\omega_0 Q - t) / 4Q} \quad (2-44)$$

aplicando agora a função de modulação para um duplo passo e a reflexão no outro espelho, ficamos com:

$$f_3(t) = (r_1 r_2 A e^\gamma / 2) \sqrt{1/Q(\alpha_1 - i\beta_1)} e^{i\omega_0 t} e^{-(\delta^2 \Omega^2 + 1/4Q)t^2} \quad (2-45)$$

Para auto-consistência do sistema devemos ter  $f_3(t) = f_1(t)$ . Assim:

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \delta^2 \Omega^2 + \text{Re}[1/4Q] \\ \beta_1 &= -\text{Im}[1/4Q] \end{aligned} \quad (2-46)$$

usando a definição de  $Q$ , a segunda equação na expressão (2-46) requer que  $\beta_1 = 0$ , ou seja a solução auto-consistente requer que não exista varredura em frequência. Assim, a primeira equação na expressão (2-46) fica:

$$\alpha_1 = \delta^2 \Omega^2 + \frac{\alpha_1}{1 + (16\gamma\alpha_1 / \Delta\omega^2)} \quad (2-47)$$

Assumindo:  $16\gamma\alpha_1 / \Delta\omega^2 \ll 1$ , temos  $\alpha_1 = \sqrt{\delta^2 / \gamma} (\Omega \Delta\omega / 4)$ .

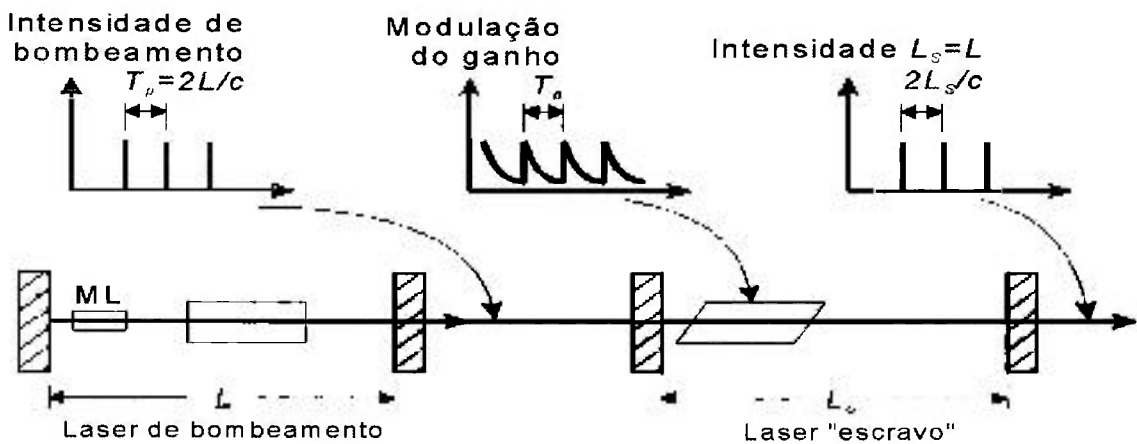
Da definição de pulso Gaussiano, expressão (2-40), a largura do pulso medida à meia altura é dada por:  $\tau_p = \sqrt{2 \ln 2 / \alpha_1}$ . Assim o pulso auto-consistente tem largura dada por:<sup>40</sup>

$$\tau_p = \frac{\sqrt{\sqrt{2 \ln 2}}}{\pi} \cdot \frac{\sqrt{\sqrt{L'} / \delta}}{\sqrt{\Delta \nu_{axial} \cdot \Delta \nu_{meio}}} \quad (2-48)$$

A largura espectral dos pulsos Gaussianos é dada pela relação:  $\tau_p \cdot \Delta \nu_p = 2 \ln 2 / \pi \approx 0,44$ .

#### 2.5.4. Travamento de modos por bombeamento síncrono

Neste tipo de regime, o laser é bombeado por um outro laser operando no regime de travamento de modos ("mode-locked"), que então gera um trem de pulsos com período  $T_p$ . Esse trem de pulsos bombeia opticamente o meio ativo do laser escravo, produzindo uma modulação temporal periódica do ganho do laser. Essa modulação, em primeira análise, representa a mesma situação em que existe a modulação das perdas do ressonador (modulação acusto-óptica). A Figura 2.16 representa um esquema básico para a obtenção do regime de travamento do modos por bombeamento síncrono.



**Figura 2.16:** Arranjo experimental para travamento de modos por bombeamento síncrono, ML é o modulador acusto-óptico.

Se tomarmos o tamanho do ressonador  $L_p$  tal que  $T_p = 2L_p/c$ , a saída do laser de bombeamento consiste de um trem de pulsos com período  $T_p$ . Os pulsos de bombeamento farão o ganho do laser bombeado ("escravo") crescer rapidamente num tempo determinado pela largura



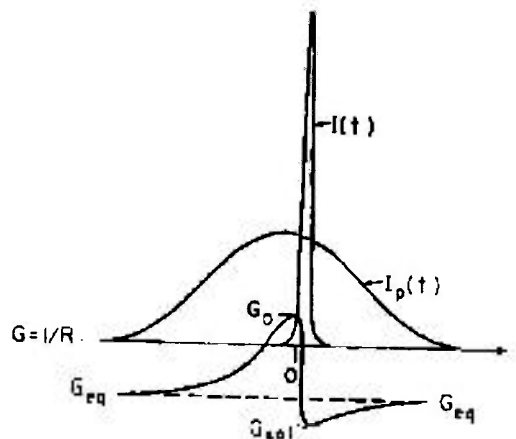
destes pulsos, e com período  $T_p$ . Quando os comprimentos das cavidades são iguais  $L_p \cong L_s$ , ou igual a um submúltiplo da cavidade de bombeamento, a modulação do ganho fica em sincronia com um pulso que viaja no ressonador do laser escravo, este pulso irá depopular o meio ativo diminuindo o ganho. Se após a depopulação do meio ativo, o ganho resultante for menor que o ganho de limiar de ação laser, este não pode mais oscilar, formando então uma janela temporal de ganho. Pode-se ver qualitativamente que, quanto mais estreito o pulso do laser de bombeamento e maior a intensidade do modo do laser, mais rápida será a modulação no ganho, portanto, mais estreitos serão os pulsos formados<sup>41</sup>, como veremos.

Vamos supor que o laser de bombeamento e o laser escravo são colineares, que existe uma alta absorção do pulso de bombeamento e que a largura espectral dos elementos da cavidade é muito maior que a largura espectral do pulso. A interação entre o estado estacionário do meio e o pulso do laser é descrito por<sup>42</sup>:

$$\frac{dG}{dt} + \sigma G [I(t)(G - 1) - I_p^{abs}(t)] = 0 \quad (2-49)$$

$$I(t + \Delta) = RG(t)I(t) \quad (2-50)$$

onde  $\sigma \cong \sigma_e$  é a secção de choque de emissão,  $I_p^{abs}(t)$  é a intensidade de bombeamento absorvida,  $R$  é a refletividade da cavidade já levando em conta as perdas lineares,  $G$  é o ganho equivalente por volta<sup>43</sup>,  $t$  é o tempo local, e  $\Delta$  é o atraso do pulso do laser relativo ao pulso de bombeamento, após uma volta completa na cavidade, devido a diferença de tamanho entre elas. Uma situação típica é descrita na Figura 2.17.



**Figura 2.17:** Dinâmica de ganho para bombeamento síncrono

Se o tempo de vida do estado excitado  $\tau$  é muito maior do que o tempo de vôo dos fótons no ressonador  $t_{rt}$  ( $\tau \gg t_{rt}$ ), a relaxação entre dois pulsos consecutivos é desprezível, e o ganho no início do pulso de bombeamento e no final dele, é dado por  $G_{eq}$ . O valor inicial do ganho na subida do pulso é  $G_0$ , e o ganho saturado na descida do pulso é denotado por  $G_{sat}$ . A equação (2-50) implica que, quando os efeitos dependentes da frequência são desprezados, a estabilidade do pulso é mantida pelo seu adiantamento devido ao mecanismo de saturação do ganho, e compensado pelo atraso ( $\Delta > 0$ ) devido a diferença de comprimento entre as cavidades<sup>44</sup>, qualitativamente podemos dizer que a parte inicial do pulso está sujeita a um ganho maior que a parte final deste. Para um dado  $\Delta$  e um valor inicial  $G_0$ , as características (forma e energia) dos pulsos são obtidas pela resolução simultânea das equações (2-49) e (2-50).

Integrando as equações (2-49) e (2-50) no intervalo de  $-\infty$  a  $+\infty$  e usando  $G(-\infty) = G(+\infty) = G_{eq}$ , nós encontramos:

$$E = \frac{R}{T} E_p \quad (2-51)$$

onde  $T=I-R$ ,  $E = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t)dt$  e  $E_p = \int_{-\infty}^{+\infty} I_p^{abs}(t)dt$ . A equação (2-51) descreve o balanço entre a energia intracavidade por unidade de área ( $E$ ) e a energia de bombeamento absorvida por unidade de área ( $E_p$ ).

Resolvendo a equação (2-49) nós encontramos:

$$G_0 = G_{eq} X_p(0) \quad (2-52)$$

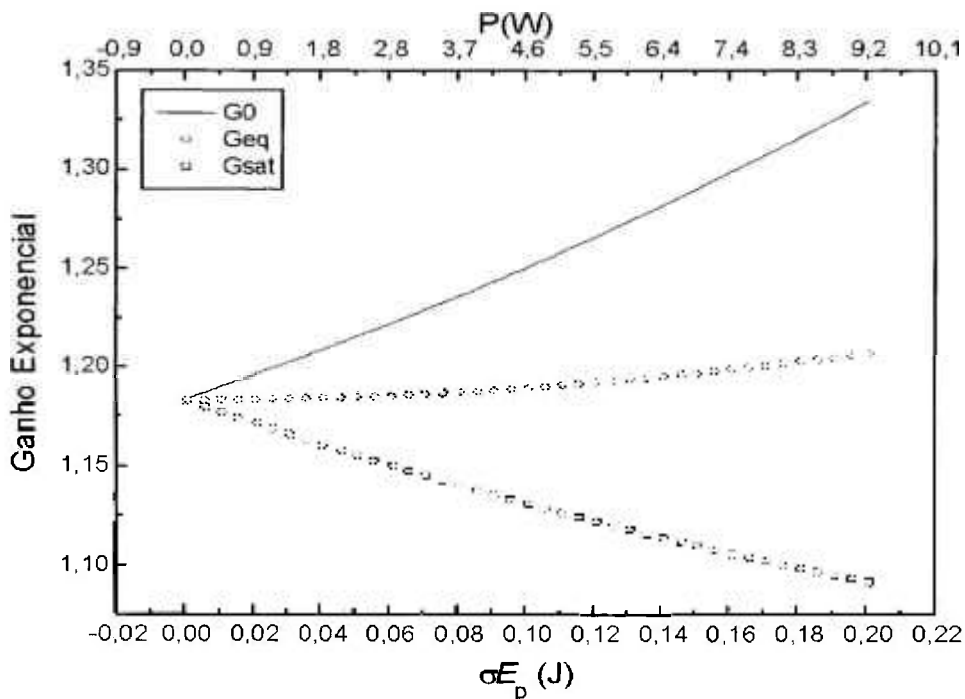
$$G_{sat} = \frac{G_0 X}{1 + G_0 (X - 1)} \quad (2-53)$$

$$G_{eq} = \frac{G_{sat} X_p}{X_p(0)} \quad (2-54)$$

$G_0 = G(t=0)$ ,  $X_p(0) = e^{\int_{-\infty}^0 I_p^{abs}(t)dt}$ ,  $X_p = e^{\sigma E_p}$  e  $X = e^{\sigma E}$ . Substituindo as equações (2-52), (2-53) e (2-54) temos,

$$G_0 = \frac{e^{\frac{\sigma E_p}{T}} - 1}{e^{\frac{\sigma E_p}{T}} - 1} \quad (2-55)$$

As principais características do regime de travamento de modos por bombeamento síncrono podem ser inferidas a partir das equações (2-51) e (2-55). Como o tempo de decaimento do nível superior laser é muito maior do que o tempo de vôo dos fótons no ressonador óptico, esse sistema é muito mais eficiente que o bombeamento de lasers de corante ( $\tau < t_{rt}$ ). Neste caso ( $\tau < t_{rt}$ ), o ganho inicial  $G_0$  é sensivelmente dependente da defasagem  $\Delta$  ( $G_0$ , e assim  $E$  diminui significativamente quando  $\Delta$  diminui para produzir pulsos mais curtos<sup>43</sup>), para  $\tau \gg t_{rt}$   $G_{eq}$  atinge um valor de equilíbrio e  $G_0$  é definido em termos da potência total de bombeamento (equação (2-55)) que é independente de  $\Delta$ , assim a energia do pulso  $E$  também é independente de  $\Delta$ , como mostra a equação (2-51). Portanto pode-se produzir pulsos curtos (pequeno  $\Delta$ ) sem haver perda de energia por pulso. Ainda da equação (2-51), podemos ver que para um determinado valor de  $\Delta$  a energia de saída do pulso é diretamente proporcional a energia do pulso de bombeamento. Num laser de corante por exemplo, operando também no regime de travamento do modos por bombeamento síncrono, o ganho inicial  $G_0$ , e portanto a energia do pulso laser de saída  $E$ , fica fixada pelo valor de  $\Delta$ , e qualquer excesso de energia no bombeamento gera perdas por decaimento fluorescente ou pela geração de pulsos satélites.



**Figura 2.18:** Variação do ganho exponencial,  $G_0$ ,  $G_{eq}$  e  $G_{sat}$  em função da potência de bombeamento.

A Figura 2.18 mostra a nossa análise da variação do ganho exponencial  $G_0$ ,  $G_{eq}$  e  $G_{sat}$  de acordo com as equações (2-51)-(2-55), em função da potência de bombeamento  $\sigma E_p$ . Nota-se que um aumento na potência de bombeamento ocasiona um aumento de  $G_0$  e uma diminuição de  $G_{eq}$  e  $G_{sat}$ , proporcionando uma maior modulação do ganho, que está de acordo com as observações experimentais<sup>41</sup>.

Para pulsos de pequena energia ( $\sigma E \ll 1$ ) a equação (2-49) pode ser aproximada por:

$$\frac{dG}{dt} + \sigma \cdot GI(t)(G_0 - 1) = 0$$

Essa equação e a equação (2-50) podem ser simultaneamente resolvidas<sup>43</sup> e a intensidade do pulso laser fica sendo,

$$I(t) = I_0 \operatorname{sech}^2 \left( \frac{1,76}{t_p} (t - t_0) \right) \quad (2-56)$$

com a intensidade de pico  $\sigma I_0 = \frac{\ln^2(RG_0)}{2\Delta(G_0 - 1)}$  e  $t_0$  é um atraso do pico do pulso relativo à  $t = 0$ . A

largura do pulso (FWHM) é dada por,

$$t_p = \frac{3,5\Delta}{\ln(RG_0)} \quad (2-57)$$

As equações (2-56) e (2-57) são válidas somente se  $\Delta \ll t_p$ , sendo  $\Delta = (L - L_p)/c$ .

## 3. Procedimento Experimental

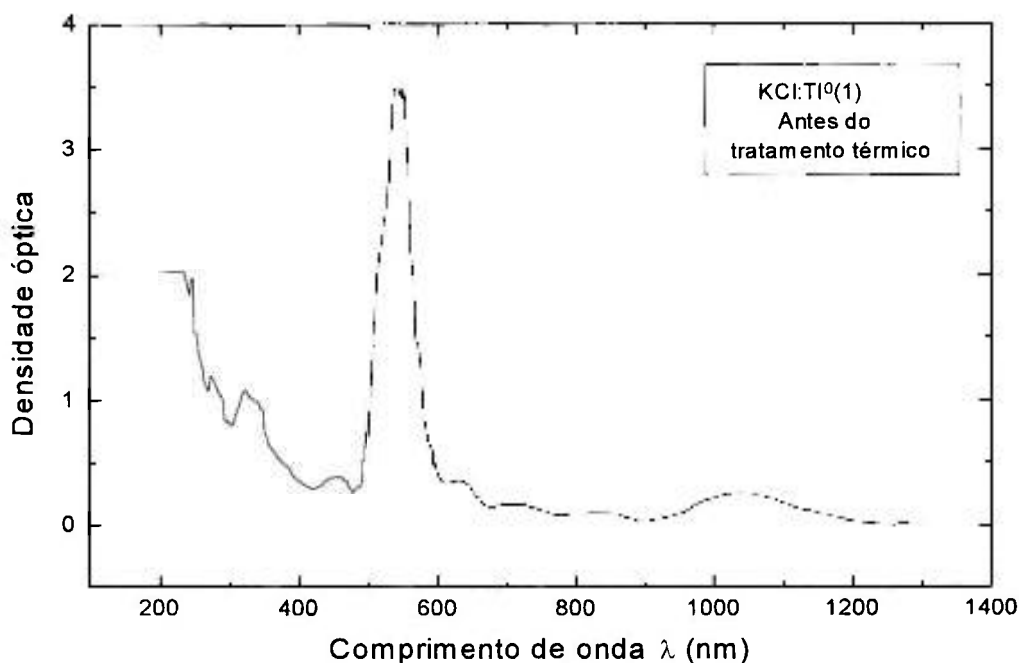
### 3.1. Preparação dos cristais de $\text{KCl:Tl}^0(1)$

O processo de preparo dos cristais de  $\text{KCl:Tl}^0(1)$  envolve basicamente três etapas: o crescimento dos cristais, a irradiação destes e por fim sua fotoconversão. Como já possuíamos cristais crescidos, optamos pela recuperação destes, por meio de um tratamento térmico.

#### 3.1.1. Tratamento térmico

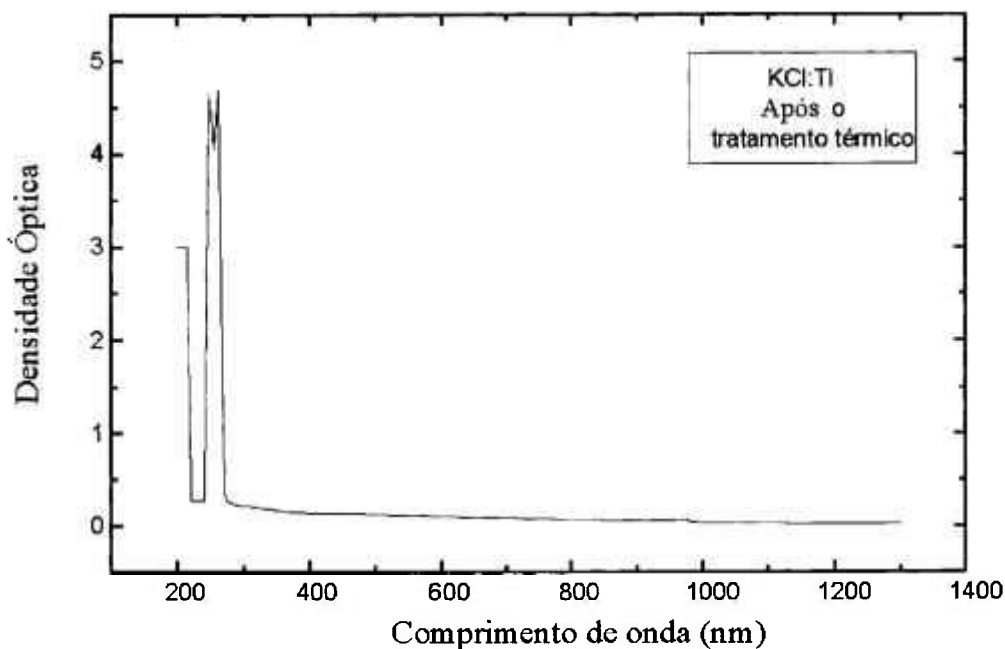
As amostras de  $\text{KCl:Tl}^0(1)$  que possuímos já não apresentavam mais ganho suficiente para sustentar a oscilação laser, devido ao longo tempo de armazenamento e manipulação destes cristais. Sempre que estes são colocados e retirados da cavidade laser, ficam submetidos à temperatura ambiente, fazendo com que parte dos centros de  $\text{Tl}^0(1)$  sejam destruídos (destruição fototérmica).

Numa avaliação inicial encontramos cristais com baixa densidade óptica ( $OD = 0,2$ , no melhor dos casos) que garante um ganho total de  $g\ell = 0,06$  (supondo que metade da população é invertida e que a espessura do cristal é  $\ell = 1,8$  mm). Na Figura 3.1 temos o espectro de absorção do cristal de  $\text{KCl:Tl}^0(1)$  antes do tratamento térmico. Esse tratamento tem por objetivo eliminar possíveis dímeros, agregados e centros já presentes no cristal provenientes da irradiação e da fotoconversão.



**Figura 3.1:** Espectro de absorção óptica do cristal de KCl:Ti<sup>3+</sup>(1) antes do tratamento térmico, OD = 0,2 em  $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$

O tratamento térmico consiste em aquecer o cristal a uma temperatura um pouco abaixo de seu ponto de fusão (para o cristal de KCl:Ti o ponto de fusão é 768°C) e depois resfriá-lo rapidamente. Um resfriamento rápido é necessário para evitar a migração de íons de Ti, com formação de dímeros e outros agregados. No tratamento térmico dos cristais de KCl:Ti utilizamos um forno de platina à temperatura de 700°C (medida com um termopar), no qual os cristais foram colocados por meio de uma barquinha de quartzo, permanecendo por aproximadamente 13 minutos<sup>29</sup>. O resfriamento rápido foi feito depositando-se o cristal à temperatura de 700°C, sobre uma placa de alumínio à temperatura ambiente. O espectro de absorção óptica após o tratamento térmico pode ser visto na Figura 3.2



**Figura 3.2:** Espectro de absorção óptica do cristal de KCl:TI após o tratamento térmico

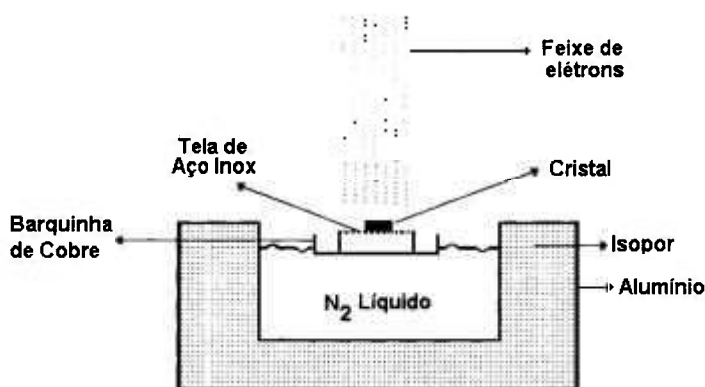
Podemos observar que não há nenhuma banda de absorção na região de 400 nm à 1300 nm; evidenciando a eliminação dos centros de cor existentes. A banda centrada em 250 nm que se observa é devido a presença dos íons de Tl isolados.

### 3.1.2. Irradiação com elétrons

A produção de defeitos em cristais pode ser feita por vários métodos, como vimos. Dentre eles a utilização de feixes de elétrons é a que mais eficientemente produz grande quantidade de centros F, porém nesse processo também são produzidos agregados. Utilizamos para a irradiação dos cristais um acelerador linear de elétrons<sup>45</sup>. O feixe produzido, de energia de 1,5 MeV, é suficiente para permitir uma penetração em todo o cristal (1,2 a 3,0 mm). A intensidade de corrente do feixe utilizada foi de 0,35 mA irradiando cada face por aproximadamente 8 minutos.

A irradiação dos cristais é feita a baixa temperatura. Estudos anteriores determinaram<sup>8</sup> que a melhor temperatura para irradiação é de -100°C. Para se obter essa temperatura, o cristal deve

ser posicionado a aproximadamente 4 cm acima da superfície de nitrogênio líquido<sup>46</sup>, como mostra a Figura 3.3

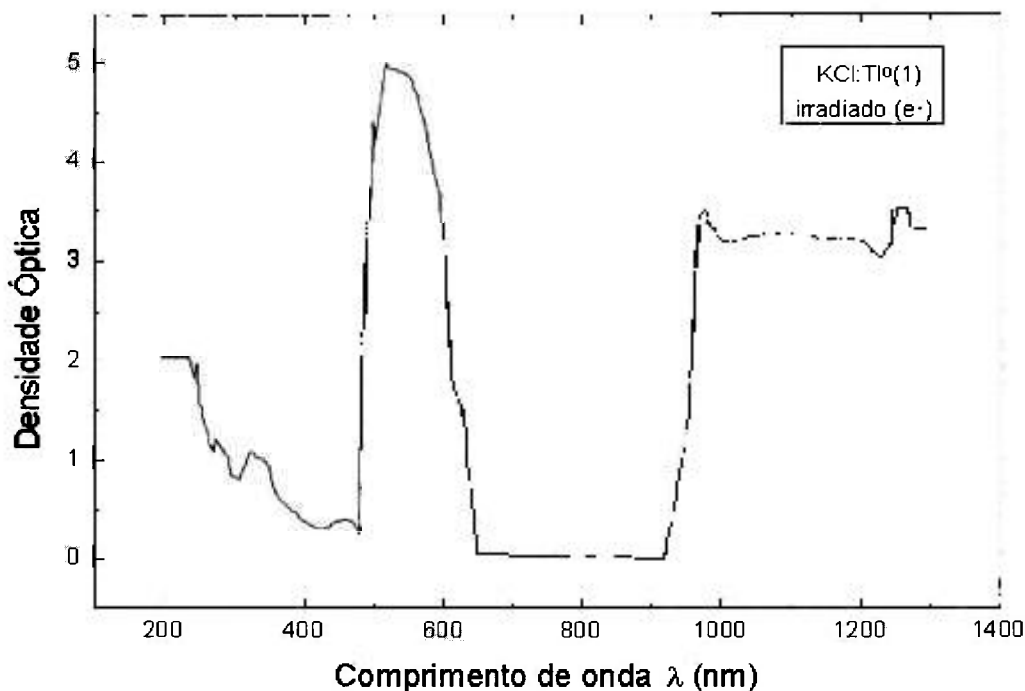


**Figura 3.3** Sistema para irradiação, com um feixe de elétrons, dos cristais de KCl:Tl mantidos à temperatura de -100 °C.

Os cristais de KCl:Tl tratados termicamente são envoltos por uma folha de papel alumínio para permitir melhor manuseio dentro do sistema de irradiação e uma maior homogeneidade da temperatura. Então são colocados em uma tela de aço inoxidável em formato de “U” mantendo uma distância de ~4 cm acima da barquinha de cobre que flutua em nitrogênio líquido. Todo esse sistema é colocado sob o acelerador de elétrons para serem irradiados. Os cristais após a irradiação são armazenados à temperatura de Nitrogênio líquido, onde os centros de cor (centros F) formados pela irradiação são estáveis; para altas temperaturas ( $T > -40^{\circ}\text{C}$ ) os centros se agrupam devido a mobilidade das vacâncias<sup>8</sup>.

A **Figura 3.4** mostra o espectro de absorção logo após a irradiação do cristal de KCl:Tl com elétrons.





**Figura 3.4:** Espectro de absorção óptica do cristal de  $\text{KCl:Ti}^0(1)$  imediatamente após a irradiação com elétrons. A temperatura de medida é 77 K.

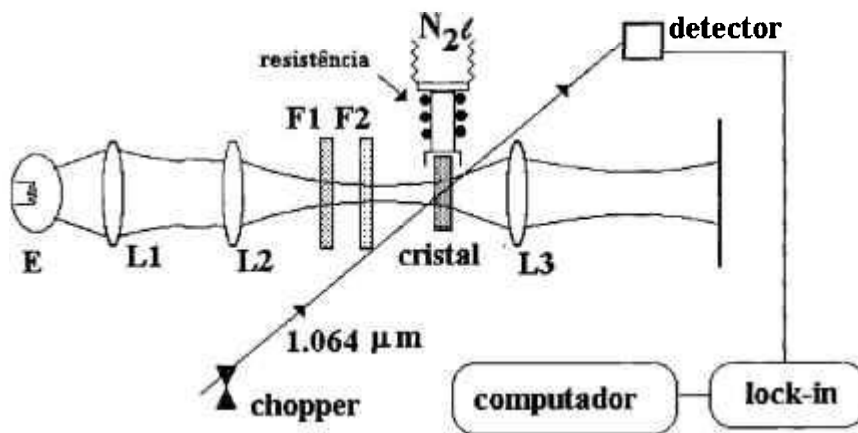
Este espectro de absorção óptica foi obtido a partir de um cristal de  $\text{KCl:Ti}$  irradiado com elétrons de 1,5 MeV de energia, uma intensidade de corrente de 0,35 mA durante o tempo de 20 minutos por face. Devemos salientar que o tempo ótimo indicado em literatura é de 8 minutos por face como vimos anteriormente, entretanto através da análise de outros espectros deste mesmo cristal irradiados durante tempos diferentes (8, 10, 15, 20 e 30 minutos), a amostra irradiada por 20 minutos por face, foi a que apresentou a melhor densidade de centros  $F$ . Como podemos observar na Figura 3.4, temos uma banda de absorção óptica centrada em 536 nm devido aos centros  $F$ , e também uma banda larga provavelmente formada pelos centros  $F_3^+$  (960 nm) e  $F_2^+$  (1380 nm). Estes últimos são voláteis e, durante o ciclo térmico de manuseio, são destruídos.

### 3.1.3. Fotoconversão e formação de centros de $\text{Ti}^0(1)$

Após formar altas densidades de centros  $F$  ( $\sim 10^{18}$  átomos/ $\text{cm}^3$ ) com a irradiação de elétrons, ilumina-se os cristais com luz branca de alta intensidade sintonizada na banda  $F$  através dos filtros ( $F1=GG475$  e  $F2=BG 38$ ) por aproximadamente 13 minutos, a fim obter o “bleaching”

da banda F com alta eficiência de conversão, sendo que mais da metade dos centros F destruídos é usada na formação de centros de  $Tl^{(0)}(1)$ , conforme descrito no item 2.1.3.

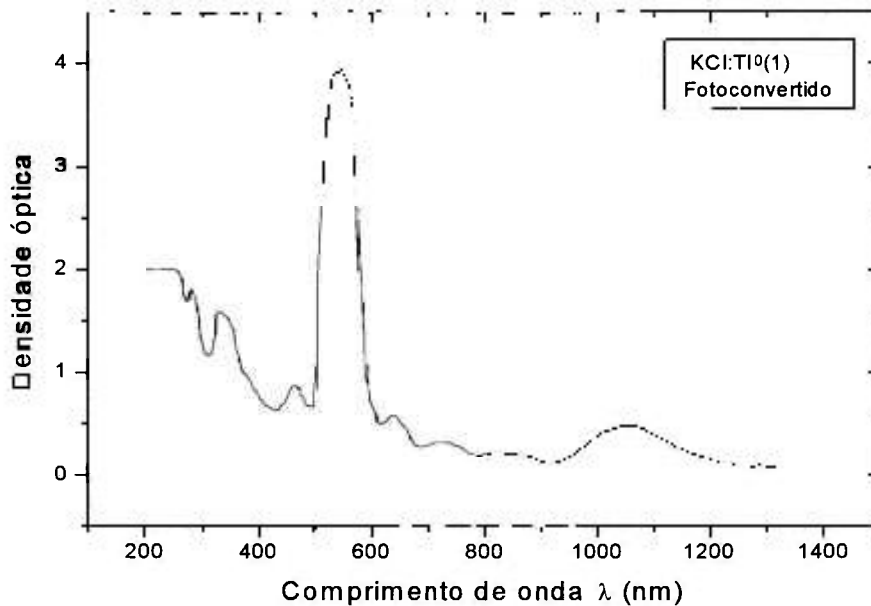
Uma vez que a fotoconversão tem uma dependência com a temperatura, esta deve ser realizada a aproximadamente  $-30^{\circ}\text{C}$ . Essa temperatura representa um compromisso entre permitir a mobilidade das vacâncias e inibir a dissociação dos centros de  $Tl^{(0)}(0)$ , cuja temperatura de mobilidade é 290 K ou  $17^{\circ}\text{C}$ <sup>47</sup>. Para garantirmos essa temperatura durante todo o processo de fotoconversão, enrolamos uma resistência sobre o suporte do cristal, como mostra o arranjo experimental na Figura 3.5.



**Figura 3.5:** Esquema para fotoconversão com monitoração da absorção. Onde  $L1$ ,  $L2$  e  $L3$  são lentes de focalização,  $E$  é a fonte de luz,  $F1$  e  $F2$  são os filtros GG475 e BG 38 respectivamente.

Utilizando um feixe atenuado ( $\sim 20 \text{ mW}$ ) do laser de Nd:YAG, como feixe de prova, monitoramos a absorção do cristal para esse comprimento de onda, quando a fotoconversão é eficiente notamos uma queda no sinal detectado evidenciando num aumento da absorção. Essa constatação também é feita observando-se a mudança da coloração da imagem do cristal projetada no anteparo, porém essa mudança é muito sutil.

Na Figura 3.6 apresentamos o espectro de absorção deste cristal após o processo de fotoconversão.



**Figura 3.6:** Espectro a absorção óptica do cristal de KCl:TI após a fotoconversão. Os centros de  $TI^0(1)$  absorvem em 1040 nm.

Notamos a partir da observação desse espectro, que houve o total desaparecimento das bandas  $F_3^+$  e  $F_2^+$  e uma diminuição da banda  $F$ , formando assim a banda referente ao  $TI^0(1)$  centrada em 1040 nm. Sua densidade óptica em 1064 nm (linha de emissão do Nd:YAG) é de  $DO = 0,48$ .

Para a obtenção dos espectros acima utilizamos um espectrofotômetro<sup>48</sup> de duplo feixe. A partir da equação (2-4) e com os valores da Tabela 3.1, calculamos o ganho por passo.

OD	$\sigma_a$	$\sigma_e$	$l$
0,48	$5,0 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$	$1,3 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$	0,215 cm

**Tabela 3.1:** Densidade óptica, secção de choque de absorção, secção de choque de emissão e comprimento (corrigido para o ângulo de Brewster) do cristal de KCl:TI<sup>0</sup>(1) utilizado nos espectros acima.

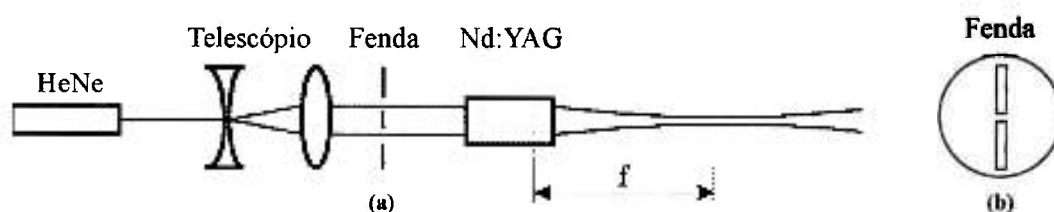
Assim  $g_l = 0,14$ , sendo o melhor ganho total encontrado em todos os cristais preparados.

## 3.2. Operação do laser de Nd:YAG

### 3.2.1. Caracterização da lente térmica

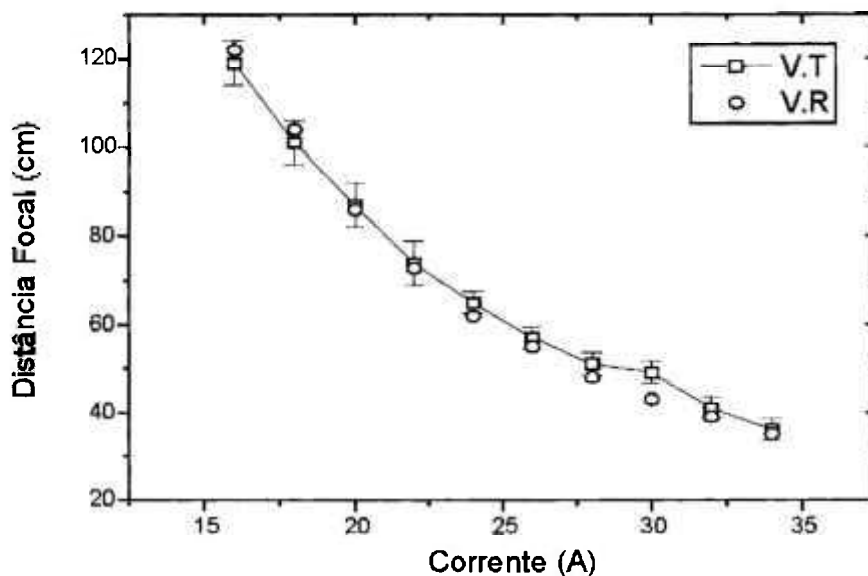
Para a implantação do laser de centro de cor de KCl:Ti<sup>0</sup>(1) necessitamos de um laser de Nd:YAG para bombeamento, funcionando em modo TEM<sub>00</sub> estável. Para isso foi realizado um estudo das configurações do Nd:YAG que eram possíveis com os espelhos disponíveis em nosso laboratório. Procuramos uma cavidade com alta estabilidade e potências moderadas oscilando em modo TEM<sub>00</sub> e polarização vertical, utilizando a técnica de “mode filling”<sup>49</sup>. Essa técnica desenvolvida por Magni *et al.*<sup>50,51</sup>, mostra que existem duas zonas de estabilidade para um determinado conjunto de parâmetros do ressonador, onde perto dessas zonas a potência de saída do laser é praticamente independente das flutuações na lâmpada de bombeamento. Koechner<sup>52</sup> mostrou que na verdade, existem duas lentes térmicas no bastão, dependentes da polarização radial e polarização tangencial. A Figura 3.8 mostra essas duas polarizações como função da lente térmica (corrente aplicada a lâmpada). A idéia básica consiste em preencher o maior volume do meio laser ativo com o modo e a polarização de interesse, no caso TEM<sub>00</sub> e polarização vertical radial, para que outros modos não possam oscilar devido a perdas sofridas no ressonador.

O procedimento básico consiste em, com a cavidade do laser de Nd:YAG aberta (sem os espelhos de fundo e saída), introduzir um feixe de laser He-Ne expandido e polarizado verticalmente, que passando por uma fenda dupla colinear (Figura 3.7-b), ao atravessar o bastão de Nd:YAG, experimenta uma lente térmica induzida pela lâmpada de bombeamento, fazendo com que no foco, a imagem das duas fendas se encontrem, para uma dada polarização. O arranjo experimental pode ser visto na Figura 3.7-a.



**Figura 3.7:** Esquema experimental para medição da lente térmica (a). Detalhe da geometria da fenda (b).

Como resultado obtivemos o seguinte gráfico, onde  $V.T$  representa o comportamento da lente térmica para a polarização vertical tangencial e  $V.R$  o comportamento para a polarização vertical radial:

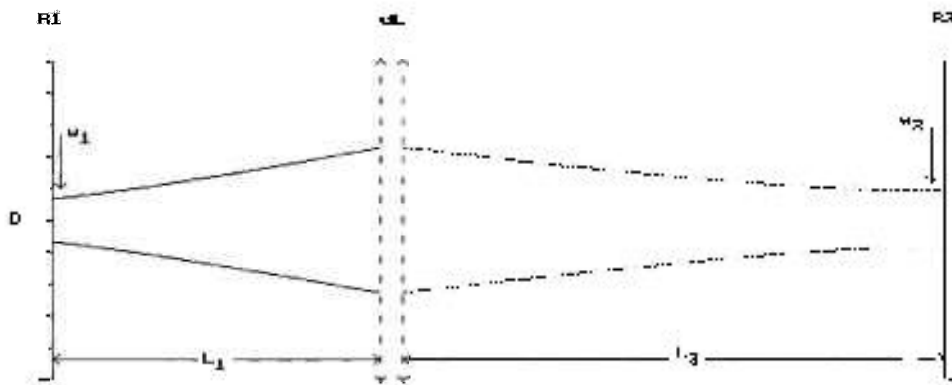


**Figura 3.8:** Comportamento da lente térmica como função da corrente da lâmpada de bombeamento para duas polarizações.

Como podemos observar do gráfico existe uma pequena diferença entre as duas polarizações, e que para correntes na lâmpada acima de 28 A, essa diferença praticamente deixa de existir. Utilizamos então esse resultado para otimizar a configuração do ressonador do laser de Nd:YAG como veremos a seguir.

### 3.2.2. Desenho do ressonador óptico

Utilizamos o procedimento de Magni *et al.*<sup>50</sup> e o nosso através do programa LASERDES<sup>53</sup> para calcular a configuração de um ressonador otimizado para corrente de 31 A. A configuração do modo do laser está representada na Figura 3.9.

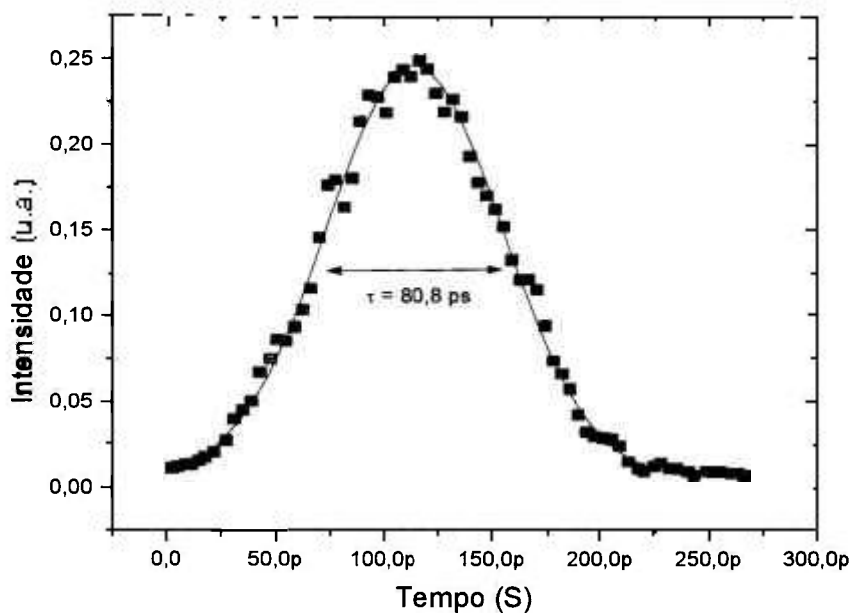


**Figura 3.9:** Perfil calculado do modo fundamental no ressonador otimizado para o laser de Nd:YAG. Onde  $R_1$  e  $R_2$  são os raios dos espelhos,  $w_1$  e  $w_2$  são as cinturas dos feixes nos respectivos espelhos,  $L_1$  e  $L_2$  a distância dos espelhos aos planos principais do bastão e  $dL$  é a distância entre estes planos principais.

Como estamos interessados em operar esse laser no regime de travamento de modos com uma frequência de  $\sim 50$  MHz (frequência de ressonância do modulador acusto-óptico), este foi implementado para ter um comprimento total óptico de 150 cm. Como resultado do processo de otimização do ressonador óptico obtivemos, os seguintes parâmetros:  $R_1 = -40,0$  cm (espelho de fundo),  $R_2 = \text{plano}$  (espelho de saída com refletividade de 88%),  $L_1 = 52,7$  cm (distância do bastão laser até o espelho de fundo) e  $L_2 = 87,3$  cm (distância do bastão laser até o espelho de saída). Com esses parâmetros obtivemos uma potência de 10 W em regime de onda contínua com flutuações de aproximadamente 5%. Deve-se ressaltar que existe um inconveniente decorrente da otimização da cavidade por esse procedimento. A otimização é feita de tal forma que não há oscilação laser quando este é operado fora das condições ideais, ou seja, para um dado conjunto de parâmetros (espelhos, corrente da lâmpada de bombeamento, tamanho da cavidade e distância entre os elementos dentro do ressonador óptico). Assim só foi possível observar oscilação laser no modo  $TEM_{00}$  para um exato conjunto de parâmetros, ou seja alterando-se a corrente da lâmpada de bombeamento, por exemplo, não pudemos observar oscilação laser dificultando assim a variação da potência de saída do laser.

### 3.2.3. Operação do laser de Nd:YAG em regime de travamento de modos

Como descrito anteriormente, a configuração do laser Nd:YAG foi desenhada para trabalhar em regime de travamento de modos ativo. Nessa configuração obtivemos uma potência de 10 W em regime de onda contínua. Introduzindo no ressonador, um modulador<sup>54</sup> acusto-óptico próximo do espelho de fundo, que sintonizado em sua frequência fundamental ( $f = 50,2$  MHz), introduz perdas periódicas no ressonador do laser de Nd:YAG. Operando em regime de travamento de modos obtivemos uma potência média de 6,5 W. A duração temporal do pulso gerado neste regime de operação pode ser visto na Figura 3.10 a partir do traço de autocorrelação.



**Figura 3.10:** Pulso do regime de travamento de modos do laser de Nd:YAG

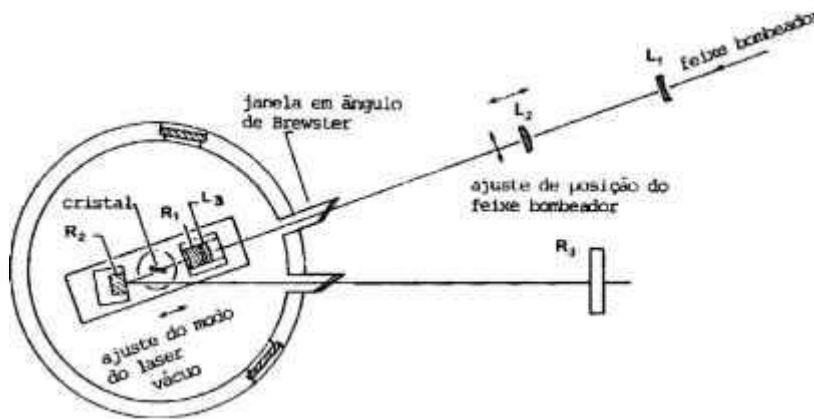
Ajustando-se uma curva Gaussiana aos dados obtidos e dividindo-se pelo fator de correção 1,44 [Tabela 2.1], obtivemos uma largura temporal para os pulsos de  $\tau_p=80,8$  ps.

### 3.3. Operação do laser de $\text{KCl:Ti}^{0}(1)$

#### 3.3.1. Desenvolvimento do ressonador óptico do laser de $\text{KCl:Ti}^{0}(1)$

Uma dificuldade em se trabalhar com lasers de centro de cor é que os cristais em geral são higroscópicos e de pequeno tamanho, não sendo possível depositar camadas anti-refletoras em suas superfícies. Assim deve-se posicionar o cristal em ângulo de Brewster como vimos no item 2.3.1.

A Figura 3.11 mostra a cavidade do LCC em maiores detalhes. Os espelhos  $M_1$ ,  $M_2$  localizam-se juntamente com o cristal no interior da cavidade mantida sob vácuo ( $\sim 10^{-7}$  mbar) através de uma bomba mecânica e uma difusora. O vácuo é necessário para minimizar a condensação de água nas superfícies do cristal, já que este é mantido a temperatura de nitrogênio líquido ( $\sim 77\text{K}$ ) e diminuir a troca de calor por convecção.



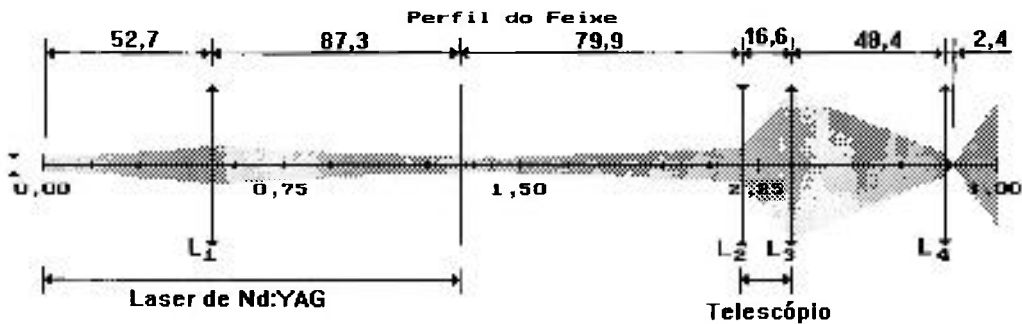
**Figura 3.11:** Cavidade do laser de centro de cor em detalhe

O telescópio formado pelas lentes  $L_1$  e  $L_2$  tem duas finalidades básicas, uma delas é preparar o feixe para ser focalizado sobre o cristal, e a outra possibilitar um melhor posicionamento do feixe de bombeamento sobre o cristal.

Para determinarmos a posição do telescópio externo, temos que levar em consideração o perfil do modo fundamental do laser de Nd:YAG, como mostra a Figura 3.9. Utilizando-se das leis de propagação de feixes Gaussianos (PERFEIXE<sup>55</sup>) pudemos encontrar as posições ideais para o

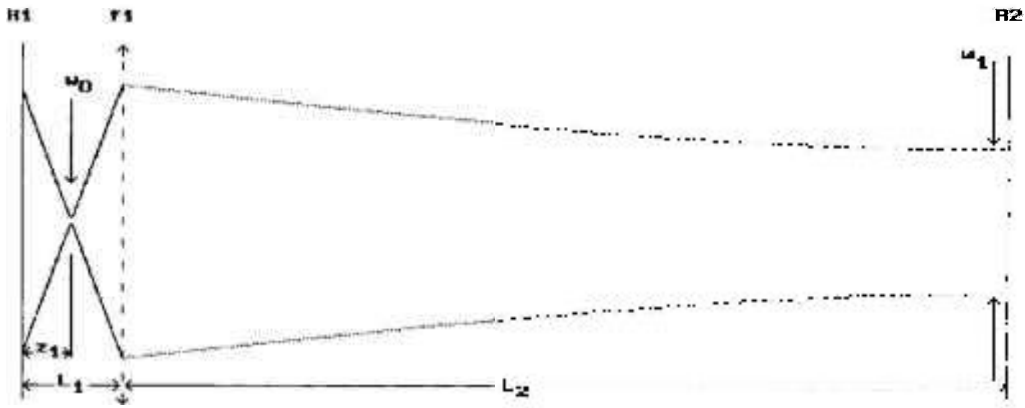


telescópio como mostra a Figura 3.12. As posições das lentes  $L_2$  e  $L_3$ , foram determinadas para obtermos uma cintura de feixe de bombeamento de  $\sim 32 \mu\text{m}$  na posição do cristal de  $\text{KCl:Ti}^0(1)$ .



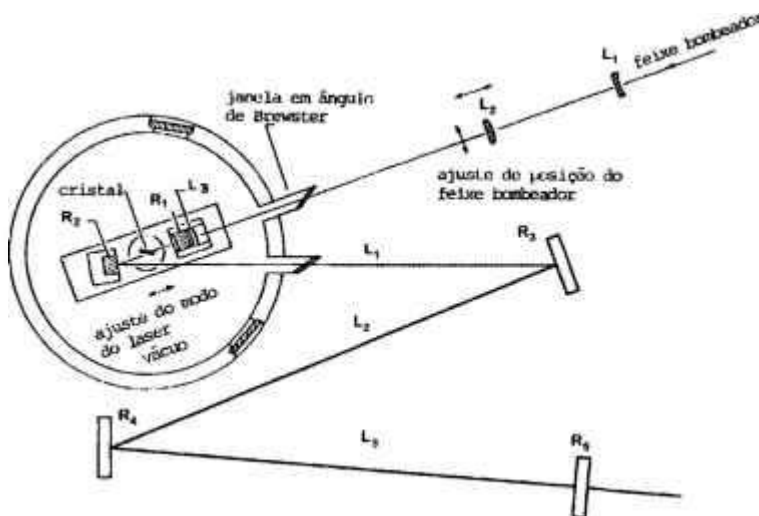
**Figura 3.12:** Perfil do feixe de bombeamento, calculado a partir da propagação de feixes Gaussianos.  $L_1 = 40,7$  cm, representa a lente térmica do bastão de Nd:YAG, as lentes  $L_2 = -5$  cm e  $L_3 = 15$  cm formam o telescópio para ajuste do feixe de bombeamento e  $L_4 = 3,3$  cm é uma lente interna à cavidade criogênica.

Para podermos realizar o travamento de modos por bombeamento síncrono devemos ter as duas cavidades de tamanhos aproximadamente iguais (a cavidade do laser de bombeamento e a cavidade do laser “escravo”), como já visto, para isso devemos obter uma cavidade do LCC (Laser de Centro de Cor) com 150 cm de comprimento óptico. Primeiramente, utilizando o programa LASERDES<sup>53</sup>, simulamos a cavidade do LCC para obtermos 50 cm de comprimento. Conseguimos com este arranjo uma boa estabilidade do laser. Abaixo, Figura 3.13, segue o esquema da cavidade do LCC para um comprimento de 50 cm.



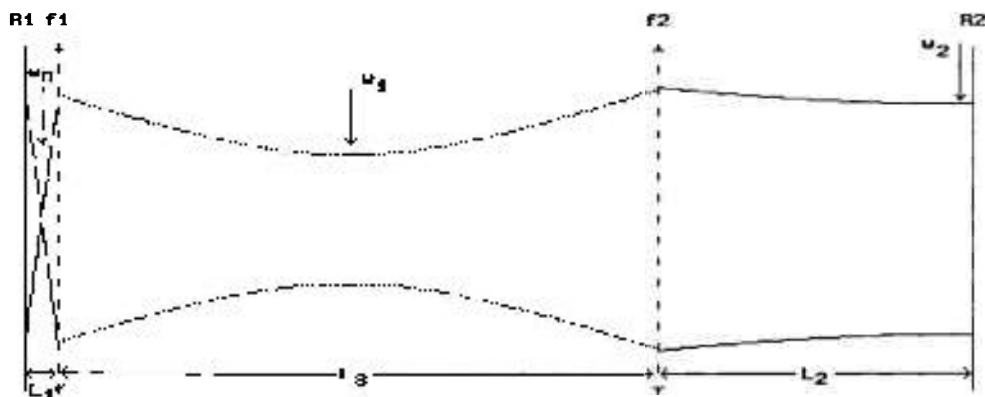
**Figura 3.13:** Perfil do modo do laser de centro de cor para uma cavidade de 50 cm de comprimento.  $R_1$  e  $R_2$  são os espelhos da cavidade,  $f_1$  é a lente equivalente ao espelho  $M_2$  do ressonador óptico.  $w_0$  e  $w_1$  são as cinturas dos feixes na posição  $z_1$  e no espelho de saída respectivamente.

No desenho desta cavidade utilizamos uma lente  $f_1$  com foco de 2,5 cm para simular o espelho  $M_2$  (cujo raio de curvatura é 5,0 cm). Podemos observar que a cintura do feixe ( $w_0 = 15 \mu\text{m}$ ) está a uma distância de  $z_1 = 2,5$  cm, exatamente na posição do meio laser ativo,  $L_1 = 5,1$  cm é a distância entre o espelho  $R_1 = 2,5$  cm e a lente  $f_1$  e  $L_2 = 44,9$  cm é a distância entre  $f_1$  e o espelho de saída  $R_2 = \text{plano}$ . O tamanho de 50 cm da cavidade foi escolhido, por ser o primeiro passo para a implementação da cavidade de 150 cm. Isso foi feito por meio de um arranjo de três espelhos em “V”, como mostra a Figura 3.14.



**Figura 3.14:** Esquema da cavidade do laser de centro de cor com um comprimento de 150 cm.

Os espelhos  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $R_3$  e  $R_4$  são 100% refletoras para  $\lambda = 1,5 \mu\text{m}$ . O espelho de saída do laser  $R_5$ , pode ser de 78%, 88%, 90% ou 95% de refletividade para esse comprimento de onda. Os espelhos  $R_3$  e  $R_5$  são planos, o espelho  $R_4$  tem raio de curvatura de 100 cm (e tem como função manter a cintura do feixe  $w_0$ , inicialmente no espelho  $R_3$  ( $L = 50$  cm), agora sobre o espelho  $R_5$ ); e  $R_1$  e  $R_2$  têm raios de curvatura de 5 cm cada. As distâncias  $L_1$ ,  $L_2$  e  $L_3$  têm 50 cm cada, perfazendo um comprimento total de 150 cm.



**Figura 3.15:** Perfil do modo do laser para uma cavidade de 150 cm de comprimento.  $w_0$ ,  $w_1$  e  $w_2$  são as cinturas dos feixes na posição  $z_1$ , no meio do ressonador e no espelho de saída, respectivamente.

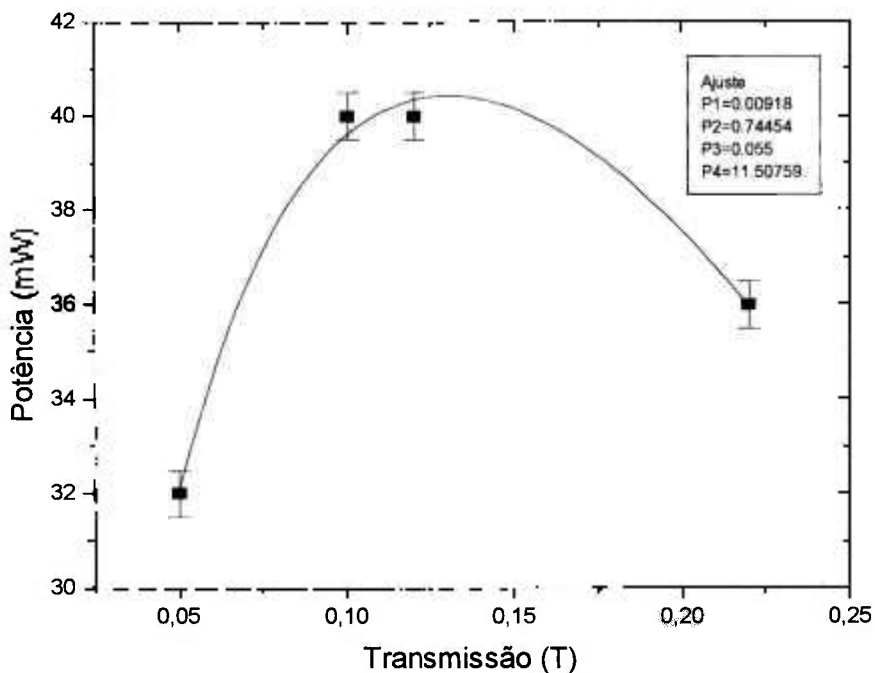
O esquema do modo do ressonador para uma cavidade de 150 cm pode ser visto na Figura 3.15, nesta simulação introduzimos uma lente  $f_2$ , com foco de 50 cm, correspondendo ao espelho  $R_4$  com raio de curvatura de 100 cm. A cintura do feixe na posição do cristal ( $z_1 = 2,5$  cm) é  $w_0 = 15 \mu\text{m}$ , no meio do ressonador é  $w_1 = 308 \mu\text{m}$  e no espelho de saída do laser é  $w_2 = 550 \mu\text{m}$ . A solução apresentada é para o modo  $TEM_{00}$ .

### 3.3.2. Operação do laser de KCl:Ti<sup>3+</sup>(1) no regime de onda contínua

Com o arranjo experimental descrito acima, para um comprimento de 50 cm (Figura 3.11), obtivemos a curva de potência de saída do laser de centro de cor em função da transmissão do espelho de saída (Figura 3.16). O feixe de bombeamento utilizado tinha uma potência de  $P_p = 3,3$

W na entrada da cavidade do laser de centro de cor, sendo este feixe modulado por um “chopper” na razão de 1/12 com a finalidade de evitar o aquecimento local do cristal.

A potência de bombeamento de  $P_p = 3,3$  W utilizada, deve-se ao fato que no transcórre deste trabalho houve a necessidade de troca da lâmpada de bombeamento do bastão de Nd:YAG e principalmente a problemas apresentados pelo sistema de refrigeração do bastão, comprometendo assim o trabalho de otimização realizado da cavidade do laser. Parte das perdas em potência apresentadas, são também devidas aos espelhos e lentes utilizadas para o posicionamento do feixe do laser de Nd:YAG.



**Figura 3.16:** Potência de saída do laser de centro de cor como função da transmissão do espelho de saída.

A função ajustada na Figura 3.16 foi a equação (2-19); e os parâmetros do ajuste correspondem à:

$$P_{\text{útil}} = P_1 \frac{(1-R)}{\sqrt{R}} \left[ \left( \frac{P_2}{I_3^2 \ln R} - 1 \right) P_4 - 1 \right]$$

$$P_1 = A_{\text{feixe}} \cdot I_{sl}$$

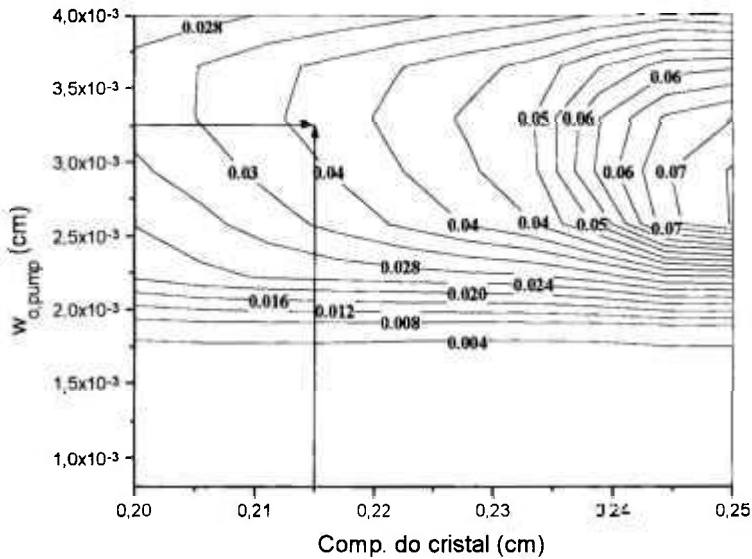
$$P_2 = 2g_m \cdot \ell$$

$$P_3 = 2\alpha \cdot \ell$$

$$P_4 = \frac{I_p}{I_s}$$

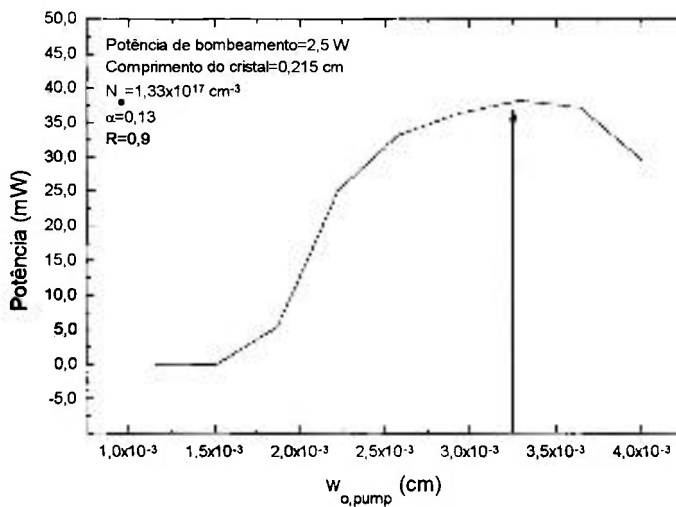
Os valores teóricos esperados para  $P_1$  e  $P_4$  são:  $P_1 = 1,13 \times 10^{-2}$  W e  $P_4 = 13,1$  calculados a partir de uma cintura de feixe de  $w_0 = 15$   $\mu\text{m}$ , da Figura 3.15, estão muito próximos dos valores ajustados (Figura 3.16). O valor das perdas da cavidade é  $\alpha = 13\%$  e o ganho por comprimento por passo  $g = 1,73$  sendo assim a população do estado excitado  $n_2 = 1,3 \times 10^{17}$  átomos/ $\text{cm}^3$ . Estes valores estão bem abaixo dos valores normalmente encontrados<sup>14,46,56</sup>, o que explica seu baixo desempenho.

Utilizando ainda um método iterativo que calcula a potência de saída do laser em função do tamanho do cristal e da área de bombeamento<sup>40</sup> (GAUSSPUMP<sup>57</sup>), pudemos observar que para o comprimento do cristal ( $\ell = 0,215$  cm) e cintura do feixe de bombeamento ( $w_0 = 32$   $\mu\text{m}$ ) a potência prevista por esse método é  $P_{\text{útil}} = 40$  mW, Figura 3.17.



**Figura 3.17:** Potência de saída do laser de centro de cor, em função da cintura do feixe de bombeamento e do tamanho do cristal. As curvas apresentadas são equipotenciais.

A Figura 3.18 mostra o comportamento teórico da potência de saída em função da cintura do feixe de bombeamento, para um cristal de tamanho  $\ell = 0,215$  cm.



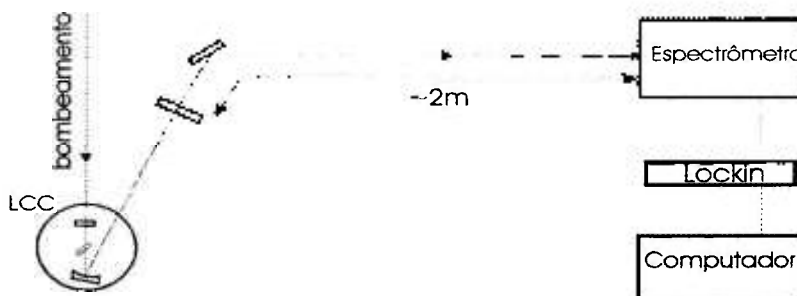
**Figura 3.18:** Comportamento da potência de saída em função da cintura do feixe de bombeamento para um cristal de comprimento  $\ell = 0,215$  cm.

Podemos observar que trabalhamos com uma cintura do feixe de bombeamento que proporciona a maior potência de saída do laser de  $\text{KCl:Tl}^0(1)$ . Os dados utilizados na simulação estão apresentados na Tabela 3.2. Detalhes do funcionamento desse método podem ser encontrados na referência [40].

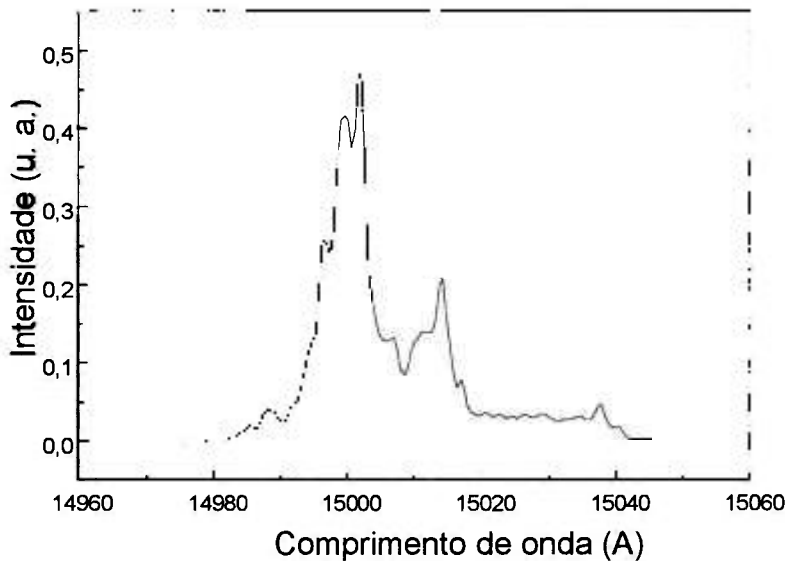
Gain Medium: <b>KCl:Tl</b>		Crystal Considerations	
<b>Active Ion</b>		Reabsorption cross-section:	10e-19 cm <sup>2</sup>
Centers density:	0.00133 10e20 / cm <sup>3</sup>	Scatter losses coefficient:	cm <sup>-1</sup>
Upper laser level lifetime:	1.6 ns	Excitation quantum efficiency:	1
Laser wavelength:	1500 nm	Net transfer efficiency:	1
Stimulated emission cross-section:	130 10e-19 cm <sup>2</sup>	Upconversion:	
Fraction of upper laser manifold:	1	<b>Resonator</b>	
Fraction of lower laser manifold:	0	Pump power:	2.5 W
<b>Absorber Ion</b>		Resonator losses:	0.175
Centers density:	0.00133 10e20 / cm <sup>3</sup>	Output mirror reflectivity (R):	0.9
Relaxation lifetime:	1.6 micro-s	<b>Simulation Parameters</b>	
Pump wavelength:	1064 nm	Crystal length interval (cm):	from 0.2 to 0.25
Absorption cross-section:	400 10e-19 cm <sup>2</sup>	Pumping beam waist interval (microm):	from 6 to 40
➤ Do the Simulation		Rayleigh distances (1 or 2):	2
		Resolution (5 - 75 pts):	10

**Tabela 3.2:** Tela de entrada de dados para a simulação da potência de saída do laser de  $\text{KCl:Tl}^0(1)$ , programa GAUSSPUMP.

Ainda quanto à operação em regime de onda contínua, obtivemos o espectro de emissão laser de  $\text{KCl:Tl}^0(1)$ , Figura 3.20. O arranjo experimental para a obtenção desse espectro pode ser visto na Figura 3.19.



**Figura 3.19:** Arranjo experimental para a obtenção do espectro de emissão do laser de  $\text{KCl:Tl}^0(1)$ .



**Figura 3.20:** Espectro de emissão do laser de KCl:Ti<sup>0</sup>(1), operando em regime de onda contínua.

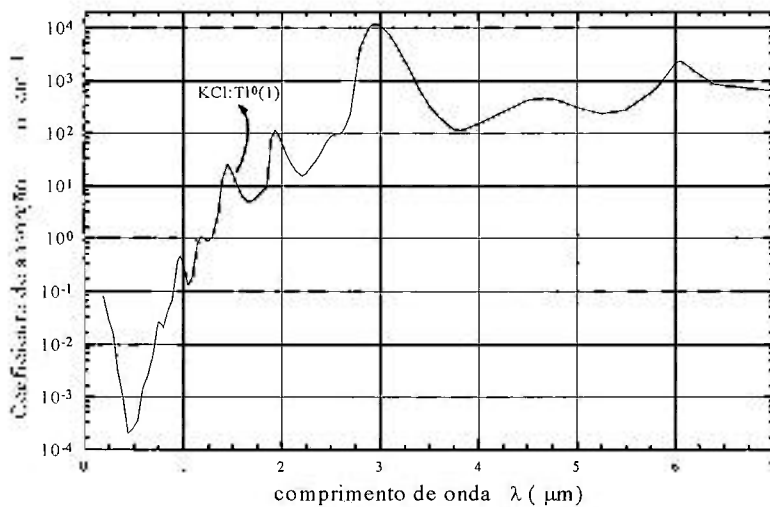
Podemos observar (Figura 3.20) o surgimento de dois picos de emissão, o que não é esperado para um laser homogeneamente alargado. Mas como veremos adiante existe uma forte absorção da água na região de 1,5  $\mu\text{m}$ , e como existe uma grande distância entre a saída do laser e o espectrômetro<sup>58</sup> ( $d \sim 2 \text{ m}$ ), atribuímos esse resultado à umidade do ar. A partir dessa observação providenciamos aparelhos de desumidificação de ambiente para o laboratório e encapsulamento do braço externo da cavidade, como veremos.

### 3.3.3. O problema da umidade do ar

Observamos que ao aumentar o comprimento da cavidade do laser de KCl:Ti<sup>0</sup>(1) de 50 cm para 150 cm este não mais sustentava a ação laser. A ação laser só foi possível quando eliminamos toda a umidade do ar presente no braço externo da cavidade. A eliminação da umidade do ar presente no braço externo da cavidade foi feita por meio de um tubo que se ajusta perfeitamente à janela de saída da cavidade criogênica, onde fica o cristal sob vácuo e baixa temperatura, e os



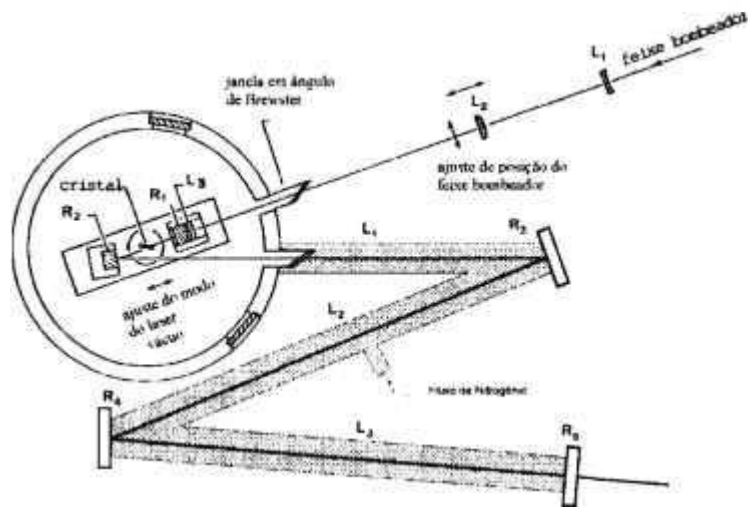
espelhos externos, como mostra a Figura 3.22, onde foi injetado Nitrogênio super seco. Desta forma observamos a ação laser do cristal de  $\text{KCl:Ti}^{0}(1)$ , com uma potência de  $P=40$  mW. Observamos que desligando-se o fluxo contínuo de  $\text{N}_2$ , após algum tempo a ação laser era interrompida; novamente introduzindo Nitrogênio no tubo, ele lentamente atingia o limiar de ação laser. Esse fato, novamente pode ser explicado observando-se o espectro de absorção da água, veja Figura 3.21.



**Figura 3.21:** Espectro de absorção da água. A seta indica a região espectral do laser de  $\text{KCl:Ti}^{0}(1)$ .

Podemos observar que há um pico de absorção da água em  $1,5 \mu\text{m}$  (linha de emissão do laser de  $\text{KCl:Ti}^{0}(1)$ ), introduzindo perdas significativas dentro do ressonador devido à umidade do ar. Como este possui baixo ganho, não suporta tal perda no ressonador, não atingindo limiar para ação laser.

A Figura 3.22 mostra o esquema para eliminação da umidade do ar no braço externo do ressonador.

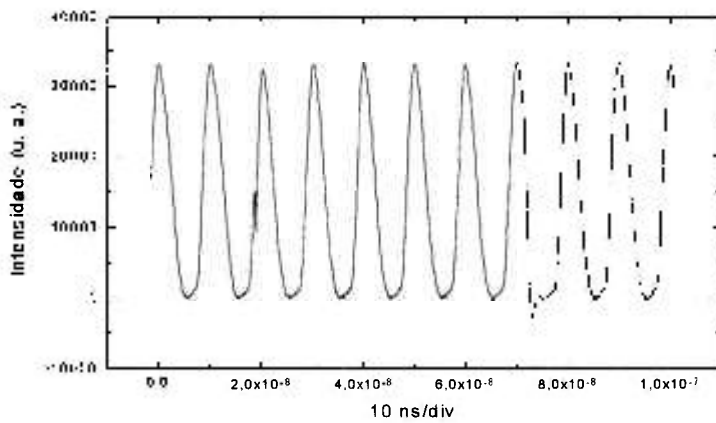


**Figura 3.22:** Esquema da cavidade do LCC para 150 cm, eliminando a umidade do ar

A parte mais escura no desenho, braço externo da cavidade, representa o tubo, com comprimento total de 115 cm, onde injetamos Nitrogênio super seco.

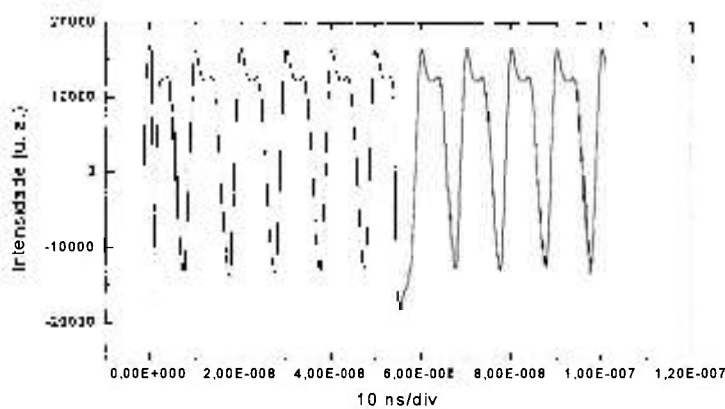
### 3.3.4. Operação do laser de $\text{KCl:Ti}^0(1)$ no regime de travamento de modos

Com a cavidade descrita na Figura 3.14, operamos o laser de  $\text{KCl:Ti}^0(1)$  em regime de travamento de modos por bombeamento síncrono, sendo bombeado pelo laser de Nd:YAG operando também em regime de travamento de modos ativo, conforme descrito no item 2.5.4. A potência média de bombeamento foi de  $P_p = 3,3 \text{ W}$  e largura de pulso de  $\tau_p = 80 \text{ ps}$ . A Figura 3.23 apresenta o trem de pulsos para o regime de travamento de modos do laser de  $\text{KCl:Ti}^0(1)$  obtido a partir de um detector<sup>59</sup> com tempo de resposta de 3 ns e um osciloscópio rápido<sup>60</sup>; não sendo possível, com esse detector, observar a forma dos pulsos, mas sim o estabelecimento do regime, sua periodicidade e estabilidade.



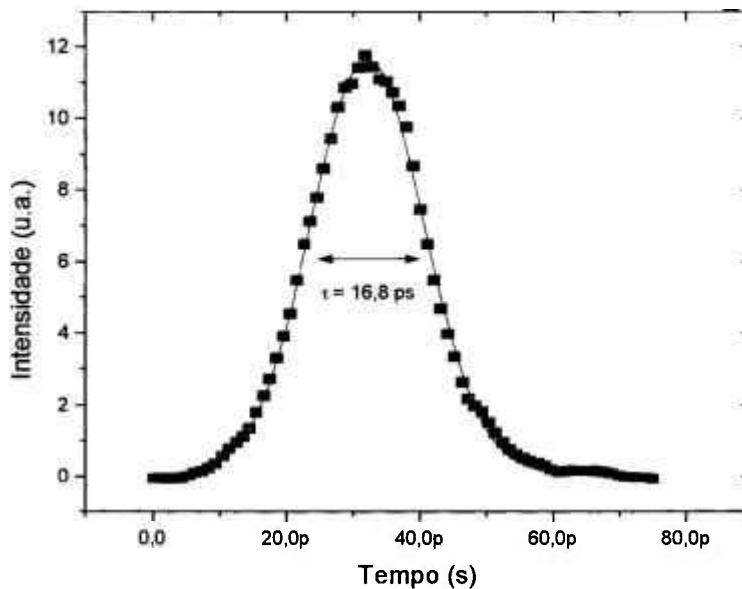
**Figura 3.23:** Trem de pulsos proveniente do travamento de modos do laser de  $\text{KCl:Tl}^0(1)$ .

Pudemos também observar o comportamento da “forma” do trem de pulsos em relação ao tamanho da cavidade do laser de  $\text{KCl:Tl}^0(1)$ . Alterando-se o tamanho da cavidade ( $\Delta L \approx 40 \mu\text{m}$ ), em relação ao tamanho utilizado para a Figura 3.23, observamos que houve uma deformação do trem de pulsos (Figura 3.24), devido provavelmente a diminuição da largura dos pulsos produzidos, quando então o detector não responde mais coerentemente em relação aos pulsos de entrada (“overshoot”).



**Figura 3.24:** Trem de pulsos proveniente do travamento de modos do laser de  $\text{KCl:Tl}^0(1)$ , para uma cavidade que difere em  $\approx 40 \mu\text{m}$  da cavidade da Figura 3.23.

Os pulsos gerados pelo regime de travamento de modos por bombeamento síncrono puderam também ser medidos com a técnica de autocorrelação. O traço de autocorrelação foi obtido como descrito no item 2.4.1; o cristal gerador de segundo harmônico utilizado foi o Iodato de Lítio ( $\text{LiIO}_3$ , transparente de 0,32 até 4,0  $\mu\text{m}$ ), apesar do cristal de KDP ( $\text{KH}_2\text{PO}_4$ , transparente de 0,22 até 1,6  $\mu\text{m}$ ) ser também eficiente nessa região do espectro eletromagnético, este foi cortado para privilegiar a geração de segundo harmônico para o comprimento de onda de  $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$  limitando sua faixa de atuação. A Figura 3.25 mostra o traço de autocorrelação para esse regime; a potência de saída do laser de  $\text{KCl:Tl}^0(1)$  foi de  $P_{\text{útil}} = 6,0 \text{ mW}$ , a transmissão do espelho foi de 10%, e a largura dos pulsos foi de  $\tau = 16,8 \text{ ps}$ , já corrigida pelo fator 1,55 devido a forma dos pulsos tipo sech. (Tabela 2.1).



**Figura 3.25:** Traço de autocorrelação dos pulsos gerados pelo regime de travamento de modos por bombeamento síncrono do laser de  $\text{KCl:Tl}^0(1)$ . A largura dos pulsos a meia altura é de  $\tau = 16,8 \text{ ps}$  (corrigidos pelo fator 1,55, Tabela 2.1)

Para uma potência absorvida de bombeamento de  $P^{\text{abs}} = 2,5 \text{ W}$  ( $\sim 75\%$  da potência na entrada da cavidade do laser de  $\text{KCl:Tl}^0(1)$ ,  $P = 3,3 \text{ W}$ )<sup>14</sup> e perdas lineares correspondentes à  $R =$

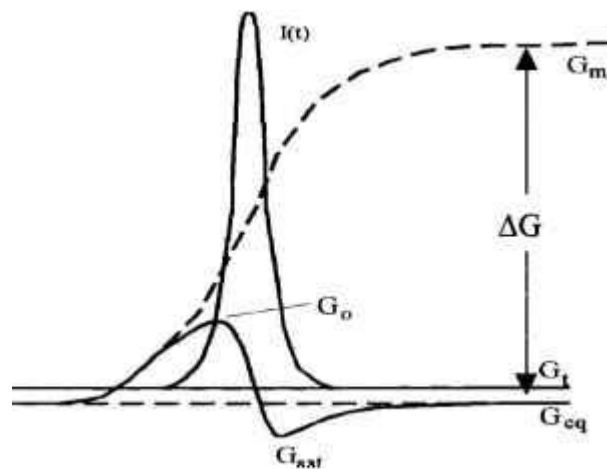
0,845 (perdas de 0,155) podemos a partir das equações (2-51) à (2-55) calcular o ganho exponencial:

$$G_0 = 1,213 \pm 0,004$$

$$G_{eq} = 1,180 \pm 0,004$$

$$G_{sat} = 1,156 \pm 0,004$$

$$G_t = \frac{1}{R} = 1,18 \pm 0,01$$



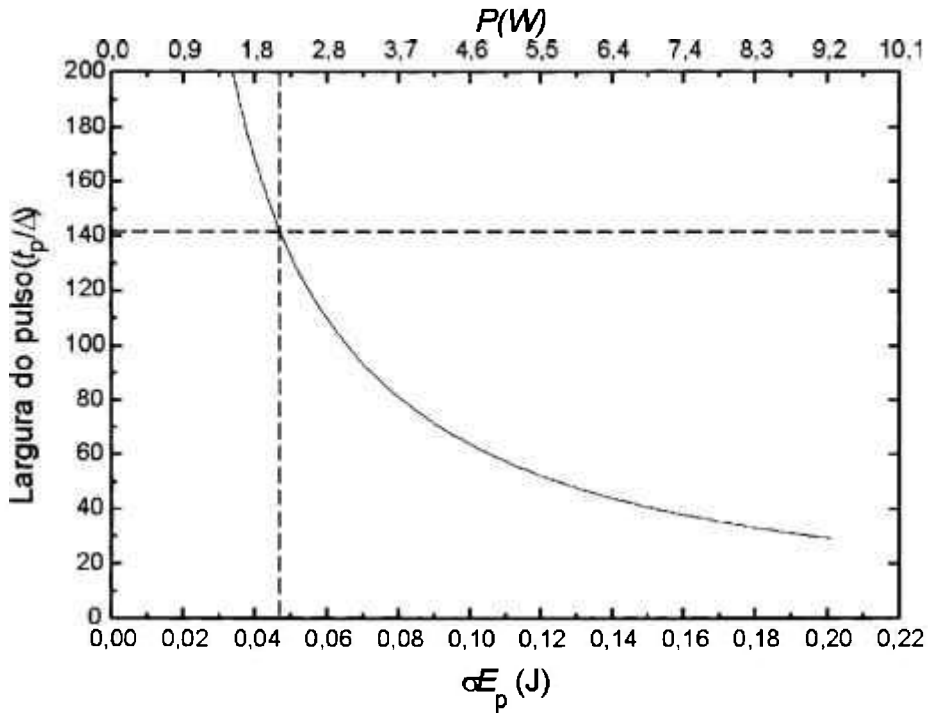
**Figura 3.26:** Dinâmica de ganho para o regime de bombeamento síncrono, com os valores calculados conforme descrito no texto

Utilizando a equação (2-19), para a potência de saída do laser de KCl:Ti<sup>0</sup>(1) calculamos o ganho  $g_m = 0,26$  e assim o ganho exponencial  $G_m = 1,30$ . Podemos observar que a variação do ganho  $\Delta G$  (definida na Figura 3.26) é de  $\sim 10\%$ , que está de acordo com a discussão apresentada<sup>14</sup>, onde a variação do ganho é tanto menor quando menor for a potência de bombeamento, aumentando conseqüentemente a largura temporal dos pulsos.

Fazendo uso da equação (2-57) calculamos  $\Delta$ ;  $t_p/\Delta = 141$  assim:  $\Delta = 1,19 \times 10^{-13}$  s, como  $\Delta = (L - L_p) \cdot c^{-1}$  e definindo  $\Delta L = L - L_p$  (sendo  $L$  o comprimento da cavidade do laser de KCl:Ti<sup>0</sup>(1) e  $L_p$  o comprimento da cavidade do laser de Nd:YAG) encontramos  $\Delta L = 35,7 \mu\text{m}$ , ou seja a cavidade do laser “escravo” é  $35,7 \mu\text{m}$  maior que a cavidade do laser de bombeamento, esta

diferença compensa o adiantamento sofrido pelo pulso devido ao mecanismo de saturação do ganho.

Ainda das equações (2-56) e (2-57) podemos notar que a intensidade do pulso varia inversamente com a defasagem entre as cavidades ( $\Delta$ ) e a largura do pulso tem uma dependência linear com  $\Delta$ .



**Figura 3.27:** Largura do pulso normalizada para  $\Delta$  ( $t_p/\Delta$ ) como função da energia de bombeamento ( $\sigma E_p$ ). Para  $\sigma = 1,3 \times 10^{-17}$ ,  $w_0 = 32 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$ ,  $T_n = 10 \text{ ns}$ , e  $P_p = 2,5 \text{ W}$ .

A equação (2-57) demonstra o fato que pulsos mais curtos são gerados quando temos um alto ganho logarítmico  $[\ln(RG_0)]$  (ou alta potência de bombeamento  $\sigma E_p$ , Figura 3.27), pois o mecanismo não linear que governa o perfil do pulso é mais pronunciado. Assim quanto mais alta a potência de bombeamento mais estreito será o pulso, e esta é a principal característica do regime de travamento de modos por bombeamento síncrono em lasers de centro de cor ( $\tau \gg t_r$ ).

## 4. Conclusões

Obteve-se ação laser à temperatura de 77K, de um cristal de KCl:Tl<sup>0</sup>(1) emitindo na região de 1,5 μm. Dentre os meios laser ativos de centros de cor os centros de Tl<sup>0</sup>(1) se destacam primeiro pelas suas características espectrais (operando na região de maior transmissão em fibras ópticas) e segundo pela sua ótima estabilidade, muito superior à maioria centros de cor laser ativos. Apesar disso, devido ao ciclo térmico decorrente de manipulação a que estão sujeitos os cristais de KCl:Tl, uma deterioração dos centros de cor é inevitável. No presente trabalho, o meio laser ativo KCl:Tl<sup>0</sup>(1), foi obtido mediante a recuperação de cristais já disponíveis. Essa recuperação foi conseguida através de um tratamento térmico, que consistiu em aquecer os cristais à temperatura de 700°C eliminando todos os centros de cor ali presentes.

Uma das grandes vantagens desses centros é a forte absorção óptica na banda fundamental, em 1.064 nm, região de emissão do laser de Nd:YAG.

Para a obtenção de ação laser do cristal de KCl:Tl<sup>0</sup>(1) em regime de onda contínua utilizamos um laser de Nd:YAG em bombeamento colinear, também operando neste regime. Implementamos um ressonador óptico otimizado para o laser de Nd:YAG obtendo a potência de saída de 10 W e boa estabilidade (<5%), na polarização desejada, utilizando para isso a técnica de “mode-filling” descrita no texto.

O laser de KCl:Tl<sup>0</sup>(1) bombeado pelo laser de Nd:YAG assim configurado apresentou uma potência máxima de saída de 40 mW. Tal potência foi limitada especialmente pela baixa concentração de centros de Tl<sup>0</sup>(1) obtida que nos proporcionou um ganho máximo de  $2g_m \ell = 0,74$ . A operação do laser de KCl:Tl<sup>0</sup>(1) em regime de onda contínua, também nos permitiu a determinação de outro principal parâmetro relativo ao laser que são as perdas, sendo estas de  $2\alpha \ell = 0,055$ . Estes valores se mostraram de acordo com aqueles previstos em teoria.

Pudemos também observar que o desempenho do laser de KCl:Tl<sup>0</sup>(1) foi drasticamente afetado pela umidade do ar, o espectro de emissão laser evidenciou esse fato pela presença de uma absorção nessa região. Quando a cavidade do laser de centro de cor foi ampliada para trabalhar em regime de travamento de modos, a ação laser só foi possível mediante a eliminação da umidade

do ar presente no caminho óptico da cavidade, através de seu preenchimento com Nitrogênio super-seco.

Para operar o laser no regime de travamento de modos optou-se pelo bombeamento síncrono. Assim o laser de Nd:YAG foi operado no regime de travamento de modos ativo, o que proporcionou um trem de pulsos com potência média de 6,5 W e duração temporal de 80 ps, medidos com a técnica de autocorrelação.

Já no laser de KCl:Tl<sup>0</sup>(1) operando no regime de travamento de modos por bombeamento síncrono obtivemos uma potência média de 6,0 mW com pulsos de aproximadamente 17 ps de largura temporal, medidos com a técnica de autocorrelação utilizando um cristal de *LiIO<sub>3</sub>*. A utilização desse cristal para a geração do sinal de segundo harmônico deve-se ao fato que o cristal de KDP foi cortado para privilegiar seu funcionamento no comprimento de onda do laser de Nd:YAG, para o qual foi otimizado, mas que limita sua faixa de atuação. Além disso, o cristal de *LiIO<sub>3</sub>* apresenta maior eficiência na geração de segundo harmônico para esse comprimento de onda.

Através da teoria de travamento de modos por bombeamento síncrono desenvolvida inicialmente por Yasa, pudemos determinar alguns parâmetros relativos a esse regime. Obtivemos o ganho exponencial no momento em que o pulso torna-se apreciável  $G_0 = 1,213$  e assim, a partir da largura temporal dos pulsos, determinar a diferença de comprimento entre as cavidades do laser de bombeamento e do laser de KCl:Tl<sup>0</sup>(1). A cavidade do laser de KCl:Tl<sup>0</sup>(1) é aproximadamente 36  $\mu\text{m}$  maior que a cavidade do Nd:YAG, essa diferença é necessária para manter o sincronismo entre os pulsos que viajam no laser de KCl:Tl<sup>0</sup>(1) e os pulsos de bombeamento, pois no laser de KCl:Tl<sup>0</sup>(1) os pulsos sofrem um adiantamento devido ao mecanismo de saturação do ganho. Além disso os parâmetros físicos do modelo foram totalmente determinados de acordo com os dados experimentais.

Finalmente, pudemos verificar que os resultados aqui obtidos, tanto no regime de onda contínua quanto no regime de travamento de modos por bombeamento síncrono puderam ser explicados pelas formulações teóricas apresentadas, bem como proporcionar um entendimento mais detalhado de seu mecanismo de funcionamento e suas principais características.



## 5. Referências

---

- <sup>1</sup> Hibst, R.; *Lasers In Surgery and Medicine*, **12**, p.125-130 (1992).
- <sup>2</sup> Coulter, A. H.; *Journal of Clinical Laser Medicine & Surgery*, **12**, No.3, p.132 (1994).
- <sup>3</sup> Schawarz, R. A.; Finch, A.; Welford, D.; Moulton, P. F. and Rines, G. A. "Development of advanced solid-state lasers for lidar", CLEO'97.
- <sup>4</sup> Shapiro, S. L.; "Ultrashort Light Pulses - Picosecond Techniques and Applications", (1979) Spring-Verlag, N. Y.
- <sup>5</sup> Spielmann, Ch.; Sartania, S.; Kraus, F.; Szipöcs, R.; Ferencz, K.; Svelto, O.; "Generation of multigigawatt sub-5 fs light pulses", CLEO'97.
- <sup>6</sup> Keller, U.; "Ultrafast all-solid-state laser technology", *Appl. Phys. B*, **58**, p. 347 (1994).
- <sup>7</sup> Koechner, W.; "Solid State Laser Engineering", 2<sup>nd</sup>. ed., Springer Ser. Opt. Sci., Vol.01 (Springer, Berlin, Heidelberg 1988).
- <sup>8</sup> Mollenauer, L. F. and White, J. C., "Tunable Lasers", 2<sup>nd</sup>. ed., Topics Appl. Phys. Vol.59 (Springer Berlin, Heidelberg 1992).
- <sup>9</sup> Mirov, S. B. and Basiev, T., *IEEE journal of Selected in Quantum Electronics*, **1**, N.1, pp.22-30 (1995).
- <sup>10</sup> de Rossi, W.; Costa, F. E.; Vieira Jr., N. D.; Wetter, N. U.; Morato, S. P.; Basiev, T. T.; Konyushkin, V. A. and Mirov, S. B.; *Appl. Opt.*, **31**, pp. 2719-2721, (1992).
- <sup>11</sup> Mollenauer, L. F. and White, J. C., "Tunable Lasers" 2<sup>nd</sup>. ed., Topics Appl. Phys. Vol.59, pp.1-277 (Springer Berlin, Heidelberg 1987).
- <sup>12</sup> Pollock, C. R.; Barber, D. B.; Mass, J. L. and Markgraf, S.; *IEEE Journal of Selected Topics on Quantum Electronics*, **1**, No.1 pp. 62-66 (1995).
- <sup>13</sup> Sennaroglu, A. and Pollock, C. R.; *Opt. Lett.*, **19**, N.6, pp 390-392 (1994).
- <sup>14</sup> Vieira Jr., N. D.; "*Estudo dos defeitos  $Tl^0(1)$  e  $IN^0(1)$  em haletos alcalinos: Protótipo de um laser de centro de cor como meio laser ativo*"; Tese de Doutorado, IFUSP (1986).
- <sup>15</sup> Taylor, A. J.; Eiskine, D. J. and Tang, C. L.; *JOSA B* **2**, 663 (1985) ou Shank, C.; Ippen, E. P.; *Appl. Phys. Lett.*, **26** (1975).
- <sup>16</sup> Hargrove, L. E.; Fork, R. L. and Pollack, M. A.; *Appl. Phys. Lett.* **5**, 4 (1960).
- <sup>17</sup> Harris, S. E.; *IEEE* **54**, 1401 (1966) ou ainda DeMaria, A. J.; Stetser, D. A.; Heynanm, H.; *Appl. Phys. Lett.* **8**, 174 (1966).
- <sup>18</sup> Mollenauer, L. F.; *Opt. News* **42**, (1986) ou ainda Mollenauer, L. F. and Smith, K.; *Opt. Lett.* **13**, 675 (1989).
- <sup>19</sup> Tarasov, L.; "*Laser Physics and Applications*", (1986) Mir Publishers Moscou.
- <sup>20</sup> Hochstrasser, R. M.; and Johnson, C. H.; In: "*Ultrashort Laser Pulses and Applications*" Topics Appl. Phys. Vol.60 ed. By Kaiser, W. pp. 357-417. (Springer Berlin, Heidelberg 1987).
- <sup>21</sup> Asaki, M. T.; Huang, C.; Garvey, D.; Zhou, J.; Kapteyn, H. C. and Murmane, M. M; *Opt. Lett.* **18**, 977 (1993).

- 
- <sup>22</sup> Deutsh, T.; Appl. Phys. Lett. 7, 80 (1965) ou DiDomenico, M.; Gensic, J. E.; Marcos, H. M.; Smith, R. G.; Appl. Phys. Lett. 8, 180 (1966) ou ainda L. M. Osterink, and J. D. Foster, J. Appl. Phys. 39, 4163 (1968) e sobre teoria Kuizenga, D. J. and Swiegman, A. E., IEEE J. Quant. Electron. **QE6**, 709, (1970).
- <sup>23</sup> Valdmanis, J. A.; Fork, R. L. and Gordon, J. P.; Opt. Lett. 10, 131 (1985).
- <sup>24</sup> New, G. H.; Opt. Comm. 6, 188 (1972) ou Dawson, M. D.; Bogess, T. F.; Garvey, D. W.; Smirl, A. L.; Opt. Lett. 11, 721 (1986) ou ainda Smith, K.; Catherall, J. M., New, G. H. C.; Opt. Comm. 58, 118 (1986).
- <sup>25</sup> Sonder E. and Sibley W. A., in Point Defects in Solids, Cap. 4, Plenum Press, NY (1972).
- <sup>26</sup> Itoh N., Adv. Phys. 31, 491 (1982).
- <sup>27</sup> Williams R, T., Song K. S., Faust W. L. and Leung C. H., Phys. Rev. **B33**, 7232 (1986).
- <sup>28</sup> Goovaerts E., Andriessen Jr., Nistor S. V. and Schoemaker D., Phys. Rev. **B24**, 29 (1981).
- <sup>29</sup> Martins, E., “*Medidas em transições ópticas em candidatos à meio laser ativo: aplicação a centros de cor*” Dissertação de Mestrado, IFUSP (1990).
- <sup>30</sup> Yariv, A., “Introduction to Optical Electronics” 4<sup>th</sup> ed. Cap.5, (Saunders College Publishing 1991).
- <sup>31</sup> Kogelnick H. W., Ippen E. P., Dienes A. and Shank C., IEEE J. Quantum Electron. **QE-8**, 373 (1972).
- <sup>32</sup> Yariv, A; “Optical Electronics”, 4<sup>th</sup>, (Saunders College Publishing 1991).
- <sup>33</sup> Lai, M. e Diels, J., C.; Opt. Commun., vol. 88, p 319 (1992).
- <sup>34</sup> Foing, J. P.; Likforman, J. P.; Joffre, M. and Migus, A.; IEEE J. Quantum Electron., 28, p. 2285 (1992).
- <sup>35</sup> Paye, J.; IEEE. J. Quantum Electron., 30, p.2693 (1994).
- <sup>36</sup> M. T. Asaki, C. Huang, D. Garvey, J. Zhou, H. C. Kapteyn and M. M. Murmane. Opt. Lett. 18, 977 (1993).
- <sup>37</sup> Yariv, A., “Quantum Electronics”, 3<sup>rd</sup> ed., John Wiley & Sons (1989).
- <sup>38</sup> Svelto, O., “Principles of lasers”, Plenum Press, N. Y. (1989).
- <sup>39</sup> Kuizeña, D. J.; and Siegman, A. E.; “Fm and AM mode locking of homogeneous laser”, IEEE J. Quantum Electron., 6, 694 (1970).
- <sup>40</sup> Maldonado, E. P., “*Estudo dos mecanismos de geração de pulsos ultracurtos em lasers de neodímio com bombeamento contínuo longitudinal*”. Tese de Doutorado, IPEN/CNEN/SP (1995).
- <sup>41</sup> Mollenauer, L. F.; Vieira Jr, N. D.; and Szeto, L.; Optics Letter, 7, 414 (1982).
- <sup>42</sup> Yasa, Z. A., Opt. Lett. 8, 277 (1983).
- <sup>43</sup> Yasa, Z. A., Appl. Phys. **B30**, 135 (1983).
- <sup>44</sup> Catherall, J. M.; New, G. H. C.; and Radmore, P. M.; Opt. Lett. 7, 319 (1982).
- <sup>45</sup> Acelerador linear de elétrons - DINAMITRON - modelo EOD - 10210 IPEN/CNEN/SP.
- <sup>46</sup> Peiro, G. P.; “*Operação C. W. e sintonia por um par de prismas de um laser de centro de cor de KCl:Ti<sup>0</sup>(1)*”, Tese de Mestrado, IPEN/CNEN/SP (1993).
- <sup>47</sup> Silvestri, S.; Laporta, P. and Magni, V.; OSA 11,785 (1986).
- <sup>48</sup> CARY 17D, VARIAN Inc.

- 
- <sup>49</sup> Wetter, N. U., Maldonado, E. P., and Vieira Jr., N. D., *Applied Optics*, **32**, 5280 (1993).
- <sup>50</sup> Magni, V.; *Appl. Opt.* **25**, 107-117 (1986).
- <sup>51</sup> Silvestri, S.; Laporta, L.; and Magni, V.; *Opt. Commun.* **59**, 43-48 (1986).
- <sup>52</sup> Koechner, W.; *Solid State Laser Engineering*, 2<sup>nd</sup> ed. (Springer-Verlag, N. Y., 1988), cap. 7, pp. 366-367.
- <sup>53</sup> Wetter, N. U.; Maldonado, E. P.; programa LASERDES- (1991) IPEN/CNEN/SP.
- <sup>54</sup> IntraAction Corp., model 50C, s/n 1683.
- <sup>55</sup> Samad, R., E.; programa PERFEIXE (1996) IPEN/CNEN/SP.
- <sup>56</sup> Gellermann, W., *J. Phys. and Chem. of Solids*, **52**, No.1 pp. 149-297 (1991).
- <sup>57</sup> Wetter, N. U.; Peiro, G. P. e Maldonado, E. P.; programa GAUSSPUMP (1996) IPEN/CNEN/SP.
- <sup>58</sup> Espex 0,5 m, espectrômetro.
- <sup>59</sup> New Focus, Inc. Model-1801.
- <sup>60</sup> CSA-803 TEKTRONIX.