

**UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA**

**OPERAÇÃO C.W. E SINTONIA POR UM PAR DE PRISMAS DE
UM LASER DE CENTRO DE COR DE KCl:Ti³⁺ (1)**

GREGORIO PEREZ PEIRO

Dissertação apresentada ao

Instituto de Física

para a obtenção título de

Mestre em Ciências

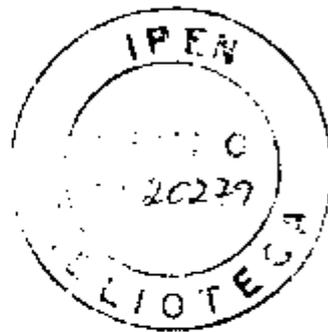
Orientador: Dr. NILSON DIAS VIEIRA JUNIOR

**São Paulo
1993**

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

Ar 140
14/11/93
2016

OPERAÇÃO C.W. E SINTONIA POR UM PAR DE PRISMAS
DE UM LASER DE CENTRO DE COR DE $KCl:Ti^{3+}$ (1)



GREGÓRIO PEREZ PEIRO
Dissertação apresentada ao
Instituto de Física
para a obtenção do título de
Mestre em Ciências

Orientador: Dr. NILSON DIAS VIEIRA JUNIOR

SÃO PAULO

1993

*"Aos amigos ausentes,
amores perdidos, velhos deuses e
à estação das brumas."*

Ao vácuo

*" A fearful blindness of free light.
The bright vacuum of infinity.
Too much of nothing."*

JAMIE DELANO

AGRADECIMENTOS

Agradeço de modo especial ao

Dr. NILSON DIAS VIEIRA JUNIOR

pela orientação, apoio, incentivo, amizade e incitamento matemático.

agradeço ainda:

ao IPEN/CNEN/SP, pelo acesso à sua infraestrutura;

à CAPES, pela bolsa de estudos;

ao Dr. SPERO P. MORATO, por me aceitar em seu departamento;

à ANDREA, pelo fornecimento dos cristais de KCl:Tl;

à IZILDA, pelo fornecimento dos cristais de NaCl, mesmo que ao final e apesar da boa qualidade, estes não fossem utilizados;

ao Dr. CLAUDIO SULAK e equipe, em especial ao CARLOS e à BETH, pela irradiação das amostras com feixe de elétrons;

ao Dr. BALDACCHINNI, pelo fornecimento de material essencial aos estudos aqui realizados e pelas discussões;

à equipe do IEO, em especial ao SABINO, MANTOVANI, GILDO, TONISSON e FÁBIO, pela construção e manutenção dos muitos equipamentos utilizados neste trabalho;

ao PAULO CÉSAR, MARCO ANTONIO e VALDIR, pela assistência;

ao GESSÉ, TORT e BABY, pale 'eletrônica';

à SUELY e MELISSA, pelas 'cartas' e autorizações;

à SOLANGE e JOAQUIM, pela preparação de espelhos e amostras;

ao WILSON e à MARIA SILVIA, pelos testes de vácuo;

à EVELY e ao SANTIAGO, pelo embasamento inicial, no laboratório, dos laser de centro de cor de KCl;

ao NIKLAUSS e ao PUIG, pela convivência e discussões no laboratório;

ao Dr. LAERCIO GOMES e ao MARCOS TADEU pelos estudos da coloração aditiva.

ao MARCO CREMONA, pelas discussões sobre os centros de cor;
ao RICARDO, pelos softwares;

aos bolsistas ÁLVARO, ANA, ANDERSON, BIRGIT, DENISE, FABIO,
FERNANDO, JEAN, JORGE, KATIA, LEANDRO, LILIA, LUIZ, MARCOS
DUARTE, MIGUEL, MILTON e PAULETE, por motivos que descobrirei
algum dia;

à turma do IFUSP, CÉSAR, GUGU, MAISA, MÁRCIA, MARCELO(S),
NATASHA, RENATO, SANDRA, VALDIR e ZECA, pela tranquilidade após
expediente;

ao JACÓ, PLANCK e PWR, pelos estudos de espalhamento;

aos amigos físicos ANDRE, GUELTON, HÉRCULES e IZA, pelas
discussões;

aos amigos, ALAN, FERNANDO, MÁRCIO, PINGUIM e VLADIMIR, por
aturarem as discussões dos amigos físicos;

aos meus PAIS, por toda ajuda;

ao Dr. MOLLENAUER, pela inspiração;

à MORPHEUS, pelos sonhos;

ao Dr. PHILLIP SELESKI, pela agradável visão da Física;

agradeço também aqueles que contribuíram das mais diversas
maneiras e não foram mencionados aqui.

RESUMO

Foi desenvolvido um protótipo de uma cavidade laser que permite a operação a baixas temperaturas.

O ressonador óptico consiste de uma configuração dobrada, onde dois espelhos encontram-se dentro da cavidade criogênica. Essa cavidade é astigmaticamente compensada e permite a inserção de elementos de sintonia em seu braço externo ao sistema de vácuo.

Utilizou-se como meios laser ativos os centros de $\text{KCl:Tl}^0(1)$, que operam à temperatura de 77 K, absorvem na região de emissão dos lasers de Nd e tem emissão laser numa banda centrada em $1,52 \mu\text{m}$.

O laser de $\text{KCl:Tl}^0(1)$ foi sintonizado por um par de prismas em ângulo de Brewster e o elemento de sintonia é uma simples fenda. O intervalo espectral de sintonia foi de $1,47 \mu\text{m}$ a $1,58 \mu\text{m}$, com potência pico máxima de 120 mW.

ABSTRACT

A prototype of a laser cavity for operation of the gain medium at low temperatures was developed. The laser cavity is folded, and two mirrors are under vacuum. The cavity is astigmatically compensated and allows the insertion of the tuning element in long arm, outside the vacuum system.

The gain medium used is $\text{KCl:Tl}^0(1)$ that is laser active at 77 K, being efficiently pumped by a Nd laser; the emission is a broad band peaking at $1,52 \mu\text{m}$.

The tuning was accomplished by using a pair of prisms, and the tuning element is a simple slit. The laser emission spectra obtained cover from $1.47 \mu\text{m}$ up to $1.58 \mu\text{m}$, with a maximum peak power of 120 mW.

ÍNDICE

I...INTRODUÇÃO.....	1
I.1.Centros de Cor como Meios Laser Ativos.....	2
I.2.Modelo de Coordenadas de Configuração.....	3
II..TEORIA DE OPERAÇÃO DO LASER DE CENTRO DE COR.....	6
II.1 Meio de Ganho.....	6
II.1.1.Centros de $Tl^{0}(1):KCl$	7
II.1.2.Parâmetros do Laser.....	10
II.1.2.a.Ganho do Laser.....	12
II.1.2.b.Condição de Limiar de Ação Laser....	13
II.1.2.c.Extração de Potência.....	18
II.2.Ressonador Óptico.....	20
II.2.1.Propriedades do Ressonador Óptico.....	21
II.2.1.a.Propriedades do Feixe.....	21
II.2.1.b.Critério de Estabilidade.....	25
II.2.1.c.Modos do Ressonador.....	27
II.2.2.Leis de Transformação de Feixes Gaussianos...	28
II.2.3.Cavidade de Compensação Astigmática.....	31

II.3.Sintonia.....	36
II.3.1.Etalon.....	36
II.3.2.Grade de Difração.....	38
II.3.3.Prismas.....	39
II.3.3.a.Combinação de 2 Prismas.....	41
III.PARTE EXPERIMENTAL.....	44
III.1.Preparação de Amostras de Centros de Cor....	44
III.1.a.Determinação do Teor Dopante.....	46
III.1.b.Tratamento Térmico.....	47
III.1.c.Polimento.....	48
III.2.Criação dos Centros de $Tl^{0}(1)$	49
III.2.a.Irradiação.....	49
III.2.b.Fotoconversão.....	49
III.2.c.Caracterização Óptica.....	50
III.3.Laser de Bombeio.....	54
III.4.Laser de Centro de Cor.....	57
III.4.1.Arranjo Experimental da Operação Laser	57
III.4.2.Alinhamento do Ressonador.....	60
III.5.Criostato.....	63
IV.RESULTADOS EXPERIMENTAIS.....	67

IV.1.Operação Contínua Simples.....	67
IV.1.1.Transmissão pela íris.....	72
IV.1.2.Resolução.....	75
IV.1.3.Ganho do Sistema.....	75
IV.2.Sintonia do Laser.....	82
V.CONCLUSÕES.....	87
APÊNDICE A - Prismas.....	89
APÊNDICE B - Combinação de 2 Prismas.....	94
APÊNDICE C - Transferência de Calor.....	96
REFERÊNCIAS.....	98

ÍNDICE DAS FIGURAS

N°	FIGURA	PÁGINA
(1)	Coordenadas de configuração.....	4
(2)	Representação da vacância aniônica, centros F , F_2^+ e $Tl^0(1)$	6
(3)	Diagrama dos níveis de energia atômicos do Tl e do centro de cor $Tl^0(1)$	9
(4)	Esquema das intensidades do campo eletromagnético presentes num ressonador simples.....	14
(5)	Ressonador com lente interna.....	21
(6)	Perfil de propagação de um feixe gaussiano.....	22
(7)	Posição da cintura do feixe em um ressonador genérico.....	24
(8)	Raio do feixe nos espelhos para o caso de um ressonador confocal.....	26
(9)	Transformação de feixe gaussiano.....	30
(10)	Ressonador de 3 espelhos.....	32
(11)	Feixe gaussiano incidindo sobre uma grade de difração.....	38
(12)	Dispersão espectral da luz propagando-se através de dois prismas.....	42
(13)	Esquema de crescimento por Czochralski.....	45
(14)	Esquema de crescimento por Bridgmann.....	45

(15)	Representação do cristal de KCl:Tl obtido pelo método de Bridgmann.....	46
(16)	Espectro de absorção óptica do KCl:Tl.....	53
(17)	Ressonador do laser de Nd:YAG.....	55
(18)	Configuração experimental do laser de centro de cor.....	58
(19)	Esquema do criostato.....	65
(20)	Potência de saída pela potência de bombeio.....	68
(21)	Espectro da distribuição espectral da emissão do laser com baixa resolução.....	71
(22)	Espectro de alta resolução da distribuição espectral da emissão do laser.....	80
(23)	Estrutura interna da emissão laser.....	81
(24)	Potência de saída em função do comprimento de onda.....	82
(25)	Curvas de sintonia para fendas de diversos diâmetros.....	84
(26)	Curva de calibração da íris.....	85

APÊNDICE

(A1)	Geometria associada à refração de um prisma.....	90
(A2)	Feixe de raios paralelos propagando-se através de um prisma.....	92
(B1)	Costrução óptica para o cálculo da dispersão de um conjunto de dois prismas.....	94

I. INTRODUÇÃO

Lasers constituem-se numa fonte única de radiação quanto à sua capacidade de obtenção de altas densidades de energia espectral. Em particular, quando possuem largura de banda larga, podem ser continuamente sintonizados. Os lasers podem ser operados no regime "Q-switched" com geração de pulsos de curta duração (dezenas de ns) com potências de pico extremamente altas, permitindo a análise de fenômenos não lineares. Ultimamente, ênfase é dada na geração de pulsos extremamente curtos (no intervalo de ps podendo atingir até dezenas de fs) para o estudo de espectroscopia na escala de tempo de picosegundos. Além disso, estudos de novos comportamentos na propagação desses pulsos em fibras ópticas estão sendo intensamente estudados, dado o interesse em comunicação óptica. Portanto, há uma gama muito vasta de experiências que exigem alta intensidade e monocromaticidade que os lasers podem fornecer. De outro lado, são instrumentos essenciais em espectroscopia de alta resolução de átomos, moléculas, sólidos e líquidos. No caso de átomos e moléculas, que apresentam transições eletrônicas muito definidas, o laser tem um papel único devido a permitir resolução em energia de fóton de até uma parte em 10^{10} , com alta intensidade de campo eletromagnético.

Existem certos tipos de meios ativos, como os corantes, que apresentam bandas largas de emissão, podendo ser sintonizadas em largas faixas espectrais e, por outro lado, permitem geração de pulsos ultracurtos. Esses lasers cobrem a região espectral do visível e infravermelho próximo. A extensão natural dos lasers sintonizáveis para o infravermelho próximo e parte do visível é feita por centros de cor.

Centros de cor são defeitos que aprisionam elétrons ou buracos, associados ou não a impurezas presentes na estrutura cristalina. A característica mais marcante dos centros de cor é a presença de bandas de absorção e emissão dentro da região de transparência de cristais isolantes. A física básica desses

centros foi objeto de estudos durante várias décadas, principalmente em cristais de haletos alcalinos, sistemas laser práticos que cobrem, até o presente, uma região espectral de 800 nm até 4,0 μm . Fundamentalmente, eles apresentam bandas de absorção na faixa de energia de fração de eV até vários eV (infravermelho próximo).

Essas bandas são, em geral, largas e são decorrentes da forte interação dos centros com a rede cristalina e, portanto, com os movimentos harmônicos da rede, que alteram seus níveis de energia, dentro da aproximação de Born-Oppenheimer [1]. Nesta aproximação, tratamos a rede como um meio pesado que não se move durante as transições eletrônicas, mas proporciona um potencial médio para os estados eletrônicos. Assim sendo, espera-se que a interação do centro de cor com a rede no estado fundamental, difira da interação no estado excitado, o que resulta no deslocamento *Stokes*.

As primeiras idéias de se utilizar centros de cor em haletos alcalinos como meios ativos foram desenvolvidas por Fritz e Menke [2]. Posteriormente lasers de centro de cor se tornaram instrumentos práticos com os trabalhos de Linn Mollenauer [3] realizados no Bell laboratories.

1.1. Centros de Cor como Meios Laser Ativos

Obviamente, nem todos os centros de cor se viabilizam como centros laser ativos. A descrição feita até o momento é bastante geral e cada tipo particular de centro de cor deve ter sua estrutura e características físicas determinadas no sentido de procurar: 1) mecanismos para sua criação de maneira controlada; 2) obter sua estabilidade tanto térmica como química, durante o ciclo de bombeamento óptico e 3) facilidade de manuseio e utilização.

Em geral ocorrem dois tipos de problemas com centros de cor:

a) Fenômenos de transição não radiativa ativados termicamente competem com as transições ópticas, diminuindo a eficiência

quântica do ciclo óptico o que é detrimental para a operação do laser (caso dos centros $F_A(II)$);

b) Características intrínsecas dos centros ou de centros compensadores de carga podem levar, por ativação térmica, à aniquilação das espécies potencialmente ativas. Este é provavelmente o mecanismo de destruição dos centros F_2^+ . Consequentemente, os lasers de centro de cor apresentam sua vida útil máxima quando operados à baixas temperaturas (≈ 77 K).

Alguns centros de cor, não estáveis, podem se associar a impurezas compensadoras de carga que promovem sua estabilização. É o caso do centro $F_2^+ : O^{2-}$.

I.2. Modelo de Coordenadas de Configuração

As características mais gerais das bandas de centro de cor podem ser explicadas pelo modelo de coordenadas de configuração [4]. Nesse modelo, a interação da rede cristalina com um certo estado eletrônico é representada por uma coordenada de configuração em torno de uma posição de equilíbrio. O potencial resultante é harmônico e o modo predominante é usualmente o modo de respiro da rede, no qual todos os átomos do grupo de vizinhos mais próximos movem-se simetricamente. A posição de equilíbrio é diferente para os estados fundamental e excitado, como mostra a figura 1A, onde as duas parábolas representam os potenciais vibrônicos.

Aqui podemos aplicar o princípio semi clássico de *FRANCK-CONDON*, considerando que durante uma transição eletrônica, o centro conserva sua coordenada de configuração Q , que representa a distância média do centro de cor aos íons vizinhos.

Assim, nesse sistema temos que, para temperaturas suficientemente baixas, o sistema está no nível eletrônico fundamental e vibrônico fundamental. Absorções ocorrerão desse nível para o nível eletrônico excitado e níveis vibrônicos do estado excitado, como mostrado na figura 1a. Após a absorção, o sistema relaxa rapidamente para o nível vibracional mais baixo do estado excitado, de onde então ocorre a emissão para os

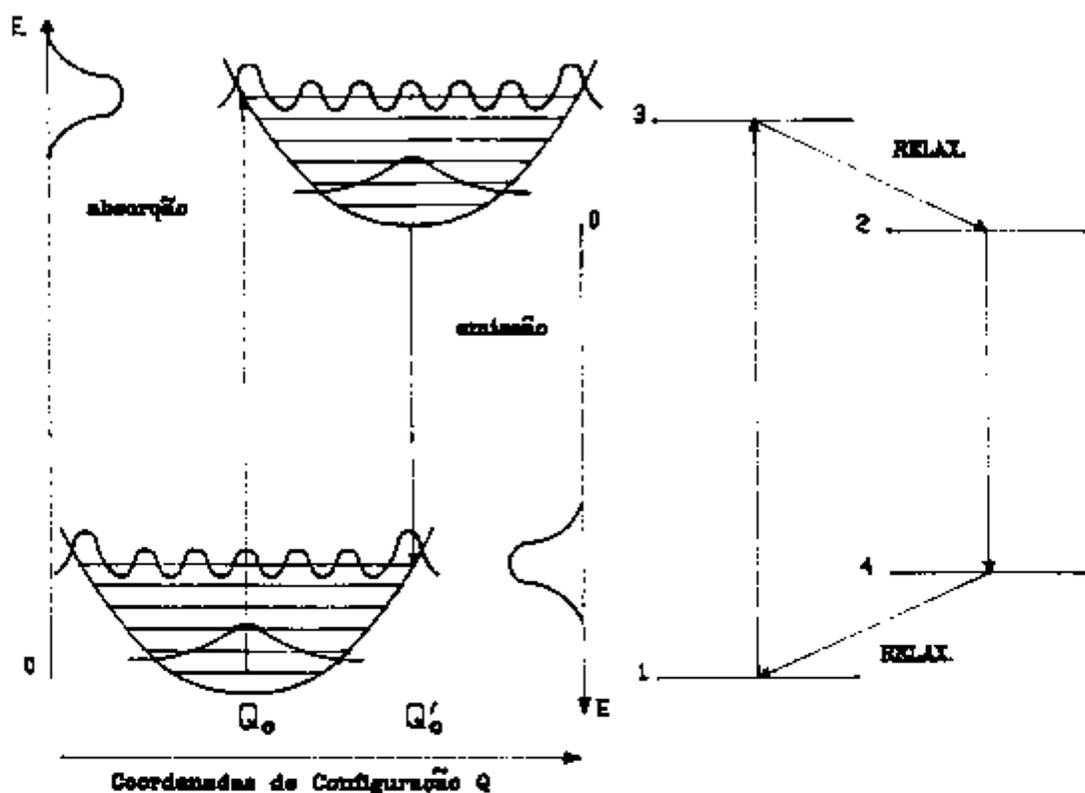


FIGURA 1:Esquema geral dos níveis de energia de um centro de cor, na aproximação de Born-Oppenheimer. A figura 1a mostra os níveis eletrônicos correspondentes a configuração normal e relaxada, designados pelas coordenadas Q_0 e Q' , respectivamente. Os níveis vibracionais representam a interação do centro com a rede cristalina. A distribuição de probabilidade do elétron nos vários estados vibracionais também é mostrada. A figura 1b mostra um diagrama simplificado do ciclo óptico de absorção e emissão.

vários níveis vibracionais do estado eletrônico fundamental. Dos níveis vibracionais excitados do estado eletrônico fundamental atingidos pelo decaimento, o sistema retorna ao estado fundamental original, completando assim o ciclo de bombeamento óptico.

Nesse modelo as transições deveriam aparecer como linhas finas envolvendo níveis vibracionais discretos, mas na realidade, muitos modos de fonons secundários participam no processo em temperaturas elevadas, alargando e sobrepondo as linhas, gerando bandas sem estrutura. Devido a anarmonicidade também presente no potencial vibrônico, em temperaturas suficientemente altas, o alargamento da transição é homogêneo. A principal característica desse ciclo óptico é que existe sempre inversão de população do nível 2 para o nível 4, pois o tempo de relaxação do nível 4 para o nível 1 é muito curto [5].

Dessa maneira, o comportamento dos centros de cor, em geral determina um sistema de quatro níveis, homogêneo, ideal para a obtenção da ação laser. Para efeitos de representação, utiliza-se o diagrama da figura 1b.

No presente trabalho utilizaremos como meio laser ativo, o centro $Tl^D(1)$ em KCl, pois ele tem emissão na região de $1.5 \mu m$ [6] e pode ser eficientemente bombeados pelo laser de Nd:YAG.

Discutiremos sua atuação como meios laser ativos em um protótipo de laser desenhado e construído por nós. Descreveremos a física básica do ressonador utilizado, bem como os detalhes de construção da cavidade criogênica. Uma vez obtida a ação laser destes centros, faremos uma análise teórica e experimental de um modelo de sintonia para a configuração utilizada.

II. TEORIA DE OPERAÇÃO DO LASER DE CENTRO DE COR

II.1. Meio de Ganho

Nossos estudos estão voltados para os centros de cor de $Tl^0(1)$ em KCl.

Temos interesse neste centro de cor, pois apresenta características propícias, como meio laser ativo, para o estudo de tais lasers. Este centro, juntamente com alguns outros, é representado na figura 2. Ele tem absorção na região de emissão do laser de Nd:YAG ($1.064 \mu m$) e emite na região de $1.5 \mu m$, de interesse no estudo de propagação de pulsos curtos e ultracurtos [7], além de atuar na área espectral de detectores e emissores

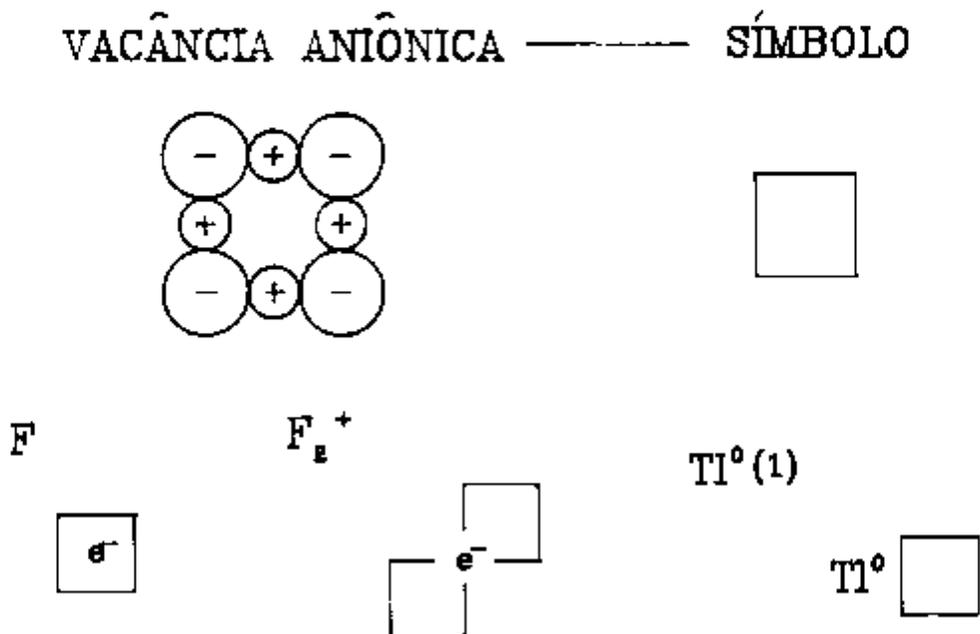


FIGURA 2: Representação da vacância aniônica, centros F , F_2^+ e $Tl^0(1)$

para telecomunicações. Dentre os centros de cor, é um dos que apresenta maior estabilidade fototérmica e pode ser armazenado à temperatura ambiente.

II.1.1. Centros de $Tl^0(1):KCl$

Quando incorporamos Tl a cristais de haletos alcalinos, este atua como uma armadilha de elétrons muito eficiente, pois a afinidade eletrônica do íon de Tl é bastante grande. Esta impureza é introduzida no crescimento de haletos alcalinos para aumentar a taxa de formação e a concentração final de centros de cor quando os cristais são submetidos a danos de radiação.

Devido ao forte potencial atrativo do Tl^+ , a sua associação com centros F adjacentes provoca uma redistribuição eletrônica do elétron que passa a ocupar predominantemente o íon de Tl^+ , neutralizando-o e ionizando o centro F, tornando-o numa vacância aniônica [8]. Foram observados [9] agregados de centros F com Tl^+ , como o centro $Tl^0(1)$ e agregação de dois centros F com Tl^+ , o $Tl^0(2)$, assim como outros centros perturbados.

No centro de $Tl^0(1)$, a existência de uma única vacância aniônica adjacente causa uma assimetria de campo cristalino (efeito Stark) que tem dois defeitos: a) mistura os estados derivados do estado P, $P_{1/2}$ e $P_{3/2}$ (figura 3) gerando 3 dubletos de Kramers; b) mistura estados de diferentes paridades e desta forma, induzem a transições ópticas entre os vários níveis.

O mesmo não é verificado no centro de $Tl^0(2)$, devido a simetria das duas vacâncias em relação ao átomo de Tl neutro.

Quase simultaneamente, mas independentemente, foi descoberto um centro de cor laser ativo em cristais de haletos alcalinos dopados com Tl e submetidos a danos de radiação [10]. Através de análises espectroscópicas foi possível provar que o centro laser ativo é de fato o centro de $Tl^0(1)$ [1], [11].

A banda de absorção óptica de mais baixa energia, centrada em $1.04 \mu m$, e a banda de emissão desse centro, com pico de emissão em $1.52 \mu m$, estão suficientemente separadas para que os

efeitos de auto-absorção sejam desprezíveis. Este fenômeno de auto-absorção não afeta os centros de cor laser ativos conhecidos, mas é comumente encontrado em sistemas, tais como certos íons metálicos de transição que tendem a possuir estruturas eletrônicas mais complexas. [6]

A configuração eletrônica do Tl neutro é $[\text{Xe}] 4f^{14} 5d^{10} 6s^2 6p^1$, de modo que podemos considerá-lo como um caroço positivo com um elétron de valência na camada p. A energia de ligação do elétron no estado fundamental é de ≈ 6 eV, sendo que o estado fundamental e o primeiro estado excitado estão separados por uma energia de spin-órbita de 0.97 eV (7792.7 cm^{-1}). A figura 3 mostra um diagrama dos níveis de energia do Tl.

No átomo neutro não existem transições de dipolo elétrico entre os estados do multipletto p, embora transições entre cada um desses níveis e os estados de paridade par (7s e 6d) apresentem alta intensidade de oscilador f.

No centro de cor, o campo dos íons vizinhos ao defeito de $\text{Tl}^0(1)$ pode ser analisado como uma superposição de termos de simetria esférica, cúbica e o campo devido a vacância vizinha, ao qual é atribuída uma carga efetiva positiva q. Então devido a este último termo, os estados do multipletto 6p são misturados, quebrando a degenerescência e gerando 3 dubletos de KRAMERS (Φ , Ψ e χ da figura 3). Este também irá misturar a essas funções, estados de paridade par, de mais alta energia, possibilitando assim, transições de dipolo elétrico de intensidade moderada entre esses dubletos. A transição de menor energia nesses dubletos é a transição laser ativa.

Através da técnica de absorção rotulada, mostrou-se que o centro de $\text{Tl}^0(1)$ apresenta bandas de absorção com picos em 550, 720 e 1040 nm [1]. As bandas mais fracas (720 e 1040 nm) correspondem a transições dentro do multipletto 6p, induzidas pelo efeito de quebra de paridade do campo cristalino, enquanto que a banda mais intensa corresponde à transição para um estado de paridade par, fortemente derivado do estado 7s.

Os lasers são baseados na transição de menor energia ($\Phi \rightarrow \Psi$), que é fortemente polarizada ao longo do eixo central.

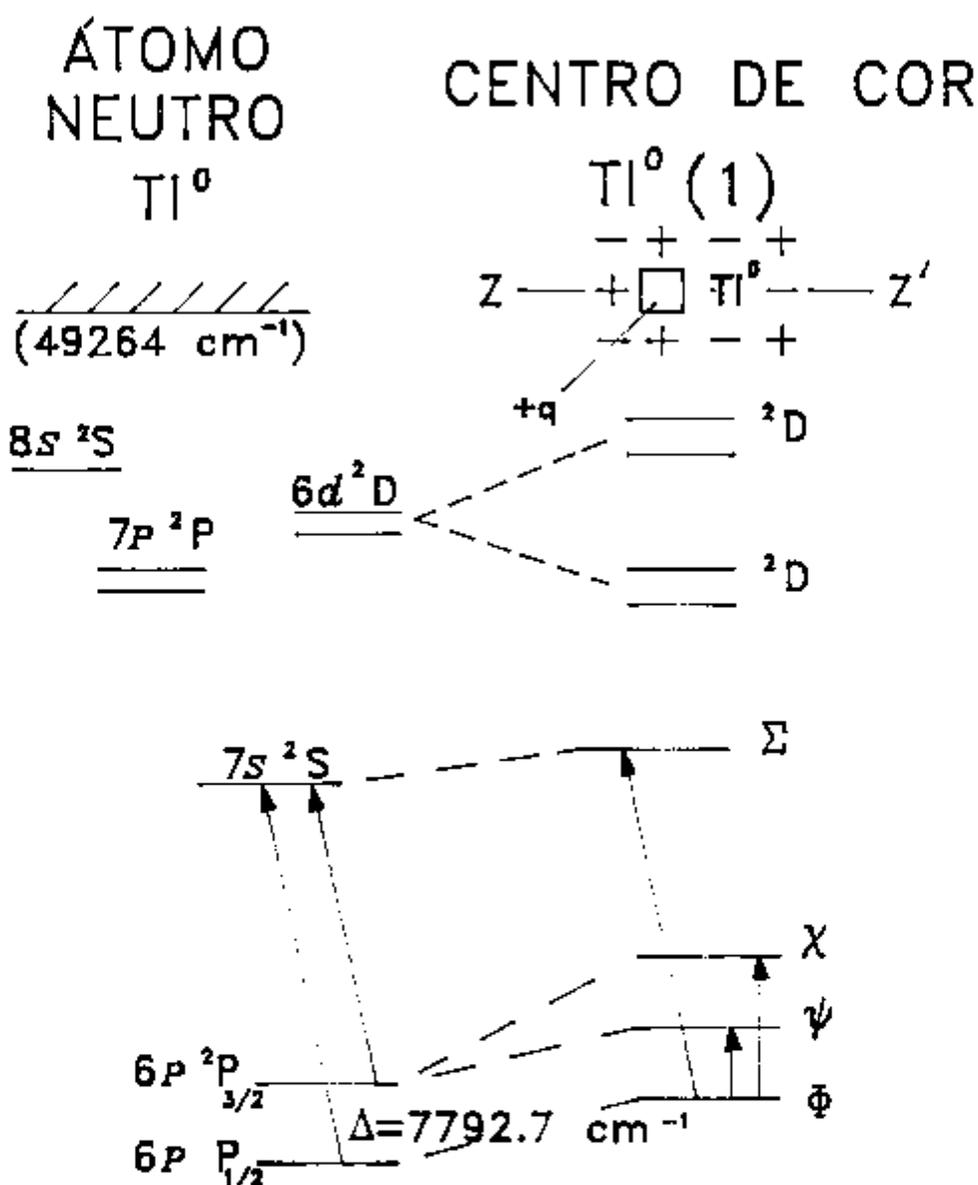


FIGURA 3: Níveis de energia atômicos do Tl (à esquerda) e do centro de cor Tl⁰(1) (à direita). O centro de Tl⁰(1) consiste de um átomo de Tl neutro, substitucional ao cátion da rede, associado a vacância aniônica ao longo da direção z. Os estados denominados Φ , Ψ e χ são predominantemente do tipo 6p, enquanto que o estado Σ é basicamente derivado do estado 7s. Os estados Φ e Ψ contém misturas significantes do estado Σ .

Apesar deste centro ter sido criado em vários haletos alcalinos [10], a ação laser em cristais de KCl:Tl foi a que apresentou maior interesse, combinando estabilidade, banda de absorção coincidente com a linha de emissão do laser de Nd e emissão em 1,5 μm .

Talvez a característica mais atrativa dos centros de $\text{Tl}^0(1)$ em KCl seja a estabilidade, uma vez que não foi detectada fotodestruição desses centros durante a ação laser, e assim, o cristal tem uma vida útil muito prolongada. A estabilidade do centro $\text{Tl}^0(1)$ é devida em parte, a sua não reorientação e em parte, a ligação de Coulomb entre o átomo de Tl e a vacância. Quando guardado à baixas temperaturas, estes centros tem uma meia vida no escuro de meses. Então, apesar de ter uma intensidade de oscilador mais baixa que os outros centros de cor, que pode ser compensada pela criação de altas densidades de centros, a estabilidade e sintonização tornaram o centro de $\text{Tl}^0(1)$ em KCl um dos mais práticos e importantes centros de cor laser ativos.

II.1.2. Parâmetros do Laser

O estudo das propriedades ópticas dos centros de $\text{Tl}^0(1)$ mostrou que esses centros possuem um ciclo de bombeamento óptico de quatro níveis, alargado homogeneamente, apresentando uma banda de absorção centrada em 1040 nm, que pode ser eficientemente bombeada pela linha de 1064 nm do laser de Nd:YAG. Tipicamente, a concentração de centros obtida nesses cristais está na faixa de $\approx 10^{17}$ a 10^{18} centros / cm^3 . Considerando-se que a desexcitação da configuração relaxada fundamental para a configuração relaxada normal é extremamente rápida à temperatura de nitrogênio líquido, e como a eficiência quântica de luminescência é unitária, a cada fóton absorvido temos um centro de população invertida. Além disso, como as degenerescências dos estados fundamental e primeiro estado excitado são iguais, podemos escrever a variação da população do

estado excitado com o tempo da seguinte forma:

$$\dot{N}_2 = U_p N_1 - \frac{N_2}{\tau} - W_1 N_2 \quad (\text{II.1})$$

onde

N_1 é a população do estado fundamental;

N_2 é a população do estado excitado;

e definimos:

$U_p = \sigma_a I_p$: Taxa de bombeamento do estado fundamental, com σ_a sendo a secção de choque de absorção do campo eletromagnético de intensidade I_p ;

$W_1 = \sigma_1 I_1$: Probabilidade de emissão estimulada pelo campo eletromagnético de intensidade I_1 . σ_1 é a secção de choque de decaimento estimulado;

$\tau = \tau_1 \eta$: Tempo de decaimento, com τ_1 sendo o tempo de decaimento luminescente e η a eficiência quântica de luminescência.

No caso dos centros de $Tl^0(1)$, o tempo de decaimento radioativo é de $1,6 \mu s$, a secção de choque de decaimento estimulado é $1,3 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$, a secção de choque de absorção é $\approx 5 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ e a eficiência quântica de luminescência é 1.

Vamos nos limitar a analisar, por enquanto, as equações de taxa para bombeamento contínuo. No regime estacionário ($\dot{N}_2 = 0$) e na ausência de ação laser, portanto para baixas intensidades:

$$N_2 = \sigma_a I_p N_1 \tau \quad (\text{II.2})$$

Portanto, a população invertida para a ação laser é proporcional à intensidade absorvida pela amostra. Como o coeficiente de absorção é dado por:

$$\beta = \sigma_a N_1 \quad (\text{II.3})$$

a expressão da população invertida pode ser escrita como:

$$N_2 = \beta \tau I_p \quad (\text{II.4})$$

II.1.2.a. Ganho do Laser

A magnitude do ganho disponível é de vital importância para a atuação do laser. Quando o ganho é pequeno, precisa-se trabalhar arduamente para eliminar todas as pequenas perdas da cavidade e o alinhamento torna-se crítico. Entretanto com maior ganho, mais perdas são toleradas e alta potência de saída é conseguida, o alinhamento da cavidade é menos crítico e aumenta-se a largura da banda de sintonia.

Alto ganho é útil também na produção de pulsos curtos por meio de *mode-locking*. Assim sendo as equações de ganho listadas nesta seção são muito úteis na estimativa da viabilidade da ação laser com um dado centro.

De acordo com a lei de Beer, definimos o ganho por comprimento unitário para populações invertidas, como:

$$g = \ln \left(\frac{I}{I_0} \right) = \sigma_e N_2 \quad (\text{II.5})$$

Dessa maneira, para um meio de comprimento l , o ganho total é dado por $g l$ que pode ser expresso em função das intensidades do bombeador:

$$g l = \sigma_e l \beta \tau I_p \quad (\text{II.6})$$

Esta expressão permite determinar como podemos obter ganho suficiente para ação laser a partir de grandezas físicas conhecidas. No caso dos centros de $Tl^0(1)$, temos:

$$\beta = 20 \text{ cm}^{-1} \text{ (tipicamente);}$$

$$\sigma_e = 1,3 \times 10^{-17} \text{ cm}^2;$$

$$\tau = 1,6 \times 10^{-6} \text{ s.}$$

Então o ganho total será:

$$g_l \approx 4 \times 10^{-22} I_p l \quad (\text{II.7})$$

Para se obter ação laser é suficiente que o ganho total, g_l , seja aproximadamente 0,2, portanto temos que $I_p l$ deve ser $\approx 5 \times 10^{20}$ fótons $\text{cm}^{-1} \text{s}^{-1}$. A partir das características do bombeador é possível determinar as condições ideais de bombeamento do meio laser ativo e seu comprimento.

No nosso caso, utilizamos um laser de Nd:YAG operando em $1,064 \mu\text{m}$ que é bem absorvido pelos centros de $\text{Tl}^0(1)$, possibilitando a fácil obtenção de potências de $\approx 0,1 \text{ W}$ ($\approx 5 \times 10^{17}$ fótons/s) necessária para atingir o limiar. Assim sendo devemos ter $l/A \approx 10^3 \text{ cm}^{-1}$.

Podemos focalizar o feixe bombeador em diâmetros de algumas dezenas de micra permitindo a utilização de meios ativos com espessuras de milímetros para obtenção de ação laser. Na prática utilizamos amostras com espessuras da ordem de 2 mm para fácil manuseio.

Estas estimativas nos fornecem um limite inferior para o ganho e determina as condições para a construção do ressonador óptico. Por esta análise vemos que a cavidade para obtenção de máximo aproveitamento dos parâmetros dos centros de $\text{Tl}^0(1)$ é uma cavidade do tipo confocal, que apresenta a menor cintura do feixe com bombeamento colinear para maior superposição entre a região bombeada e o modo do ressonador.

II.1.2.b. Condição de Limiar de Ação Laser

Consideremos um ressonador simples, como o mostrado na figura 4 que mostra o esquema de operação do laser, constituído de dois espelhos com refletividades R_1 e R_2 . Este ressonador possui as propriedades de produzir uma realimentação no meio laser ativo em seu interior e permitir um acoplamento do campo eletromagnético para fora do ressonador para extração de

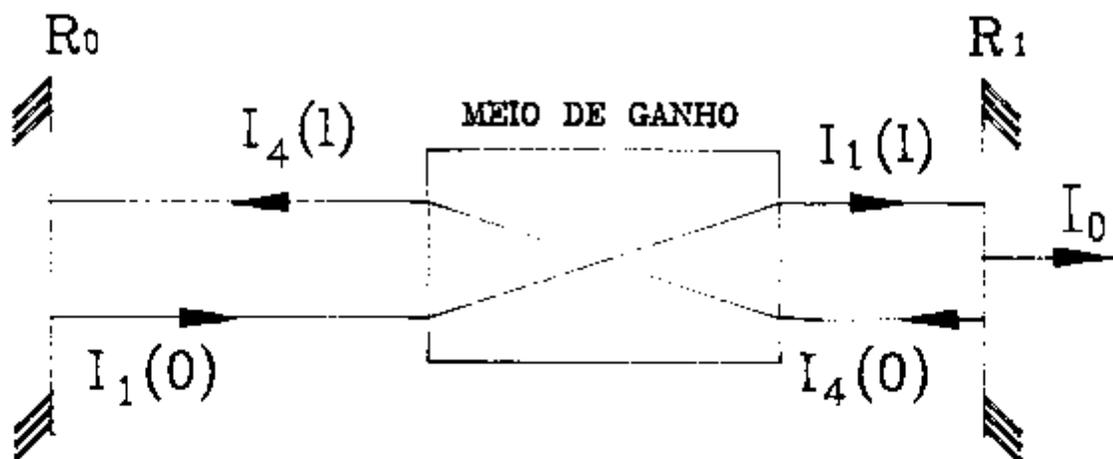


FIGURA 4: Esquema das intensidades do campo eletromagnético presentes num ressonador simples com um meio de ganho. Neste sistema os feixes se propagam sofrendo perdas do ressonador e ganho do meio laser ativo. Temos que a intensidade transmitida é dada por $I_0 = I_1(1) - I_4(0)$

potência.

Sendo α as perdas do sistema (espalhamento, auto-absorção, etc...), então temos que o ganho líquido será dado por $(g - \alpha) l$. Logo a intensidade dos feixes que atravessam o meio sofrerá um incremento em função do ganho líquido:

$$I_1(1) = I_1(0) e^{(g - \alpha) l} \quad (a)$$

(II.8)

$$I_4(1) = I_4(0) e^{(g - \alpha) l} \quad (b)$$

Neste sistema simples temos que $I_4(1) = R_1 I_1(1)$ e $I_1(0) = R_2 I_4(0)$. Em um regime estacionário, a condição de oscilação é dada por:

$$R_1 R_2 e^{2(g - \alpha) l} = 1 \quad (\text{II.9})$$

A partir da equação (II.9), podemos definir o ganho líquido total como:

$$\gamma = R_1 R_2 e^{2(g - \alpha) l} \quad (\text{II.10})$$

de modo que a condição de oscilação é aquela na qual o ganho do meio laser ativo compensa exatamente as perdas do ressonador. Se $\gamma < 1$, as perdas superam o ganho e não há oscilação. Se $\gamma > 1$, o ganho supera as perdas, há um incremento da intensidade do campo eletromagnético dentro do meio induzindo o decaimento estimulado que depopula o nível excitado, reduzindo o ganho e levando o sistema de volta a condição de oscilação. Essa condição é chamada de saturação de ganho, uma vez que o ganho é fixado no chamado ganho de limiar, g_l . Nesta condição, a população invertida dada pela expressão (II.5) também é fixada na população de limiar N_L .

Devemos agora incluir o termo devido ao decaimento estimulado a partir da condição de limiar. Na expressão (II.1) temos que N_2 é a população de limiar e portanto no estado estacionário teremos:

$$N_L = \frac{U_p N_0}{U_p + \frac{1}{\tau} + W_1} \quad (\text{II.11})$$

onde N_0 é a população total de centros.

Logo o ganho de limiar, g_l , será :

$$g_l = \frac{\sigma_e U_p N_0}{U_p + \frac{1}{\tau} + W_1} \quad (\text{II.12})$$

que nos possibilita determinar o comportamento da intensidade I_1 dentro do ressonador em função da intensidade de bombeamento. Considerando um bloqueio momentâneo na ação laser ($I_1 = 0$), definimos o ganho não saturado g_0 :

$$g_0 = \frac{\sigma_e U_p N_0}{U_p + \frac{1}{\tau}} \quad (\text{II.13})$$

Substituindo a expressão (II.13) em (II.12), temos:

$$g_L = \frac{g_0}{1 + \frac{W_1}{U_p + 1/\tau}} \quad (\text{II.14})$$

A partir desta equação, podemos escrever:

$$I_1 = \frac{1}{\sigma_e} \left[U_p + \frac{1}{\tau} \right] \left[\frac{g_0}{g_L} - 1 \right] \quad (\text{II.15})$$

que é uma função complexa da intensidade do bombeador, uma vez que utiliza o ganho não saturado, g_0 , definido pela expressão (II.13). Para escrever esta equação de modo a evidenciar os parâmetros físicos, vamos definir a intensidade de saturação, I_s , como:

$$I_s = \frac{1}{\tau \sigma_a} \quad (\text{II.16})$$

Portanto, a expressão (II.15) pode ser escrita:

$$I_1 = \frac{\sigma_a}{\sigma_e} \left[I_p + I_s \right] \left[\frac{\sigma_e N_0 I_p}{g_L (I_p + I_s)} - 1 \right] \quad (\text{II.17})$$

ou, definindo o ganho para máxima inversão de população:

$$g_x = \sigma_e N_0 \quad (\text{II.18})$$

temos que:

$$I_1 = \frac{\sigma_a}{\sigma_e} \left[1 + \frac{I_p}{I_s} \right] \left[\frac{g_x}{g_L} \frac{I_p / I_s}{1 + I_p / I_s} - 1 \right] I_s \quad (\text{II.19})$$

Pela equação (II.17), vemos que a intensidade do campo do laser no ressonador só é diferente de zero quando:

$$\frac{I_p}{I_s} > \frac{g_L}{g_x - g_L} \quad (\text{II.20})$$

Por esta expressão, fica claro que se $g_x \gg g_L$, a potência de limiar diminui e a potência útil cresce.

Assumindo um ganho de limiar de $\approx 0,2$, concentrações na faixa de $\approx 4 \times 10^{16}$ centros/cm³, $I_s = 1,2 \times 10^{22}$ fótons/cm².s e $g_x = 0,25$, para os centros de Tl⁰(1), temos que:

$$I_p > 6 \times 10^{21} \text{ fótons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$$

correspondendo a uma potência de bombeamento de ≈ 9 mW.

A expressão (II.20) é um limite inferior para a potência bombeadora, já que assumimos duas aproximações para as considerações acima:

i) O modo do laser é exatamente o mesmo que o modo do bombeador;

ii) Desprezou-se inhomogeneidades no perfil espacial do modo do laser devido as ondas são estacionárias no ressonador e, portanto, a intensidade do laser no meio ativo tem uma variação espacial e a depopulação depende fortemente do número de modos oscilantes.

II.1.2.c. Extração de Potência

A intensidade I_1 determinada pela equação (II.15) é, na realidade, a média das intensidades em cada ponto do ressonador, isto é:

$$I_1(R_1) = \sqrt{I_1(1) I_4(1)} \quad (\text{II.21})$$

e como $I_4(1) = R_1 I_1(1)$, então:

$$I_1 = \sqrt{R_1} I_4(1) \quad (\text{II.22})$$

Chamando A a área do modo do meio ativo, podemos escrever a potência acoplada à saída como:

$$P_s = A [I_4(1) - I_1(1)]$$

ou

$$P_s = A I_1 \frac{1 - R_1}{\sqrt{R_1}} \quad (\text{II.23})$$

A potência de saída do laser que depende essencialmente do regime de bombeamento pode, portanto, ser escrita como:

$$P_s = A \frac{\sigma_a}{\sigma_e} (h \nu_e) [I_p + I_s] \left[\frac{g_M}{g_L} \frac{I_p}{I_p + I_s} - 1 \right] \left[\frac{1 - R_1}{\sqrt{R_1}} \right] \quad (\text{II.24})$$

Temos que, para os centros de $Tl^0(1)$, $I_s \approx 9 \text{ KW/cm}^2$ o que em uma área bombeada típica de $\approx 10^{-5} \text{ cm}^2$ resulta uma potência de bombeamento de saturação de $\approx 90 \text{ mW}$.

Se tivermos um bombeamento muito acima do limiar, $I_p \gg I_s$, a expressão (II.24) pode ser simplificada:

$$P_s (I_p \gg I_s) = A \frac{\sigma_a}{\sigma_e} (h \nu_e) I_p \left[\frac{g_M}{g_L} - 1 \right] \left[\frac{1 - R_1}{\sqrt{R_1}} \right] \quad (\text{II.25})$$

Nesta nova expressão podemos verificar que para regimes muito acima do limiar, a potência de saída é aproximadamente linear com o bombeamento.

Como vimos pela equação (II.9), o ganho de limiar depende da refletividade do espelho de saída, o que torna a potência de saída uma função complexa, uma vez que esta também tem dependência desta refletividade.

Para simplificar o entendimento da dependência da refletividade do espelho de saída, definimos ξ como as perdas totais do ressonador:

$$\xi = 2 \alpha l - \ln R_2 \quad (\text{II.26})$$

Então substituindo esta expressão em (II.9), temos que a potência de saída pode ser expressa:

$$P_s (I_p \gg I_s) = A \frac{\sigma_a}{\sigma_e} h \nu_e I_p \left[\frac{2 g_M l}{\xi - \ln R_1} - 1 \right] \left[\frac{1 - R_1}{\sqrt{R_1}} \right] \quad (\text{II.27})$$

Considerando-se que a refletividade do espelho de saída é próxima de 1, podemos obter a transmissão de acoplamento ótima para a maior eficiência de extração de potência do laser.

Fazendo $\delta P_s / \delta T = 0$, obtemos:

$$T_o = \sqrt{2 g_M l \xi} - \xi \quad (\text{II.28})$$

Supondo perdas da ordem de 10 % e para $2g_{x1} = 2$, a transmissão ótima é:

$$T = \sqrt{2\xi} - \xi = 35\%$$

As considerações sobre o laser utilizadas nesta secção visam exclusivamente o estudo, por nós realizado, sobre os centros de $Tl^0(1)$ sendo que não são válidas quando são tratados centros de cor relativamente diferentes. Para um estudo acurado sobre as condições de operação de outros lasers, (ganho, limiar de potência, potência de saída, etc...) recomendamos as referências [12],[13] e [14].

II.2. Ressonador Óptico

A cavidade ideal para lasers com alta focalização no meio de ganho é a do tipo concêntrica. No entanto, essa cavidade apresenta o inconveniente das frentes de onda dos seus modos serem esféricas em todo seu volume, exceto na região central. Isso dificulta sobremaneira a inserção de elementos de sintonia que distorcem essas frentes de onda, ocasionando perdas dentro do ressonador. A cavidade ideal seria então uma que confinasse o modo numa região pequena e numa outra região apresentasse um parâmetro confocal grande, onde as ondas são praticamente planas.

Configurações de cavidades que satisfazem os requerimentos aparentemente contraditórios de longo comprimento e ajuste de foco, são ressonadores com lentes internas [15], esquematizados na figura 5.

A seguir analisaremos as propriedades desses ressonadores.

Supondo perdas da ordem de 10 % e para $2g_{ml} \approx 2$, a transmissão ótima é:

$$T \approx \sqrt{2\xi} - \xi \approx 35\%$$

As considerações sobre o laser utilizadas nesta secção visam exclusivamente o estudo, por nós realizado, sobre os centros de $Tl^0(1)$ sendo que não são válidas quando são tratados centros de cor relativamente diferentes. Para um estudo acurado sobre as condições de operação de outros lasers, (ganho, limiar de potência, potência de saída, etc...) recomendamos as referências [12],[13] e [14].

II.2. Ressonador Óptico

A cavidade ideal para lasers com alta focalização no meio de ganho é a do tipo concêntrica. No entanto, essa cavidade apresenta o inconveniente das frentes de onda dos seus modos serem esféricas em todo seu volume, exceto na região central. Isso dificulta sobremaneira a inserção de elementos de sintonia que distorcem essas frentes de onda, ocasionando perdas dentro do ressonador. A cavidade ideal seria então uma que confinasse o modo numa região pequena e numa outra região apresentasse um parâmetro confocal grande, onde as ondas são praticamente planas.

Configurações de cavidades que satisfazem os requerimentos aparentemente contraditórios de longo comprimento e ajuste de foco, são ressonadores com lentes internas [15], esquematizados na figura 5.

A seguir analisaremos as propriedades desses ressonadores.

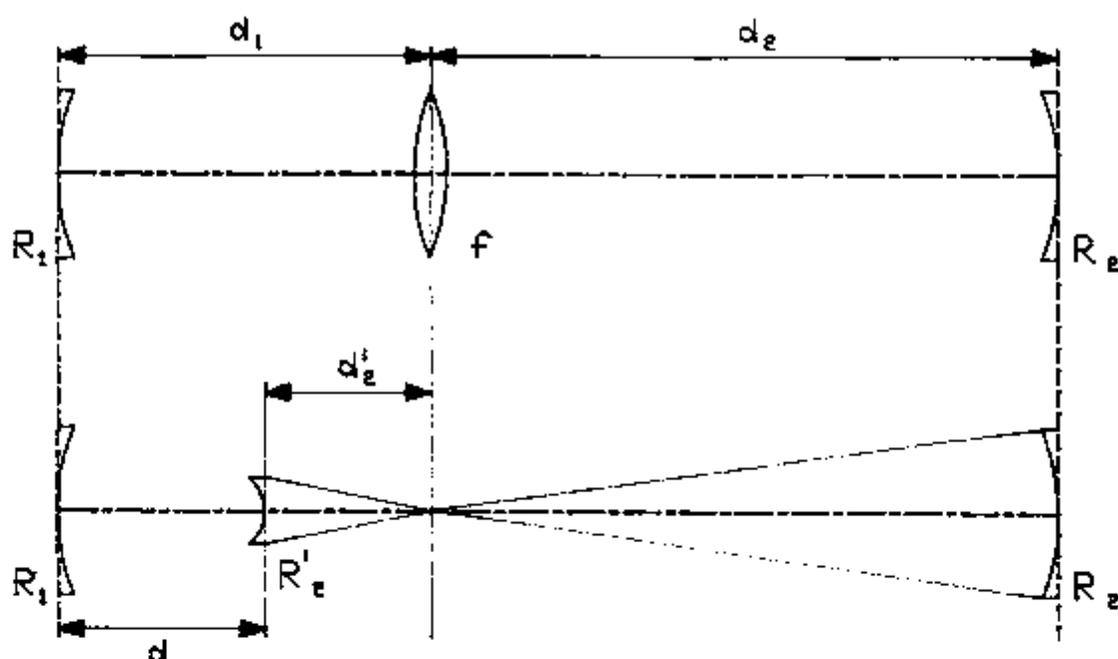


FIGURA 5: Ressonador com lente interna e com espelho equivalente.

II.2.1. Propriedades do Ressonador Óptico

A figura 5 mostra um ressonador com uma lente interna de comprimento focal f . As distâncias entre a lente e os espelhos são d_1 e d_2 e os raios de curvatura dos espelhos são R_1 e R_2 . Uma análise detalhada deste sistema foi estudada por Kogelnik [16]. Para um estudo mais generalizado, pode-se ler as referências [12] e [17]. Aqui somente analisaremos as condições físicas mais relevantes.

II.2.1.a. Propriedades do Feixe

Para finalidades de análise, vamos primeiramente supor que existe um modo estável do campo eletromagnético no ressonador e

posteriormente verificaremos as condições para a sua existência.

Pode-se determinar a forma de distribuição do campo eletromagnético dentro do meio, resolvendo-se a equação de onda escalar [14] ou utilizando a teoria de difração de Kirchhoff, como no trabalho original de Fox e Li [18]. Para espelhos com simetria cilíndrica, a solução para o modo de ordem mais baixa resulta num perfil de feixe gaussiano, com perfil de intensidade de campo eletromagnético radial.

O perfil de propagação de intensidade do feixe gaussiano expande-se através do espaço como mostrado na figura 6.

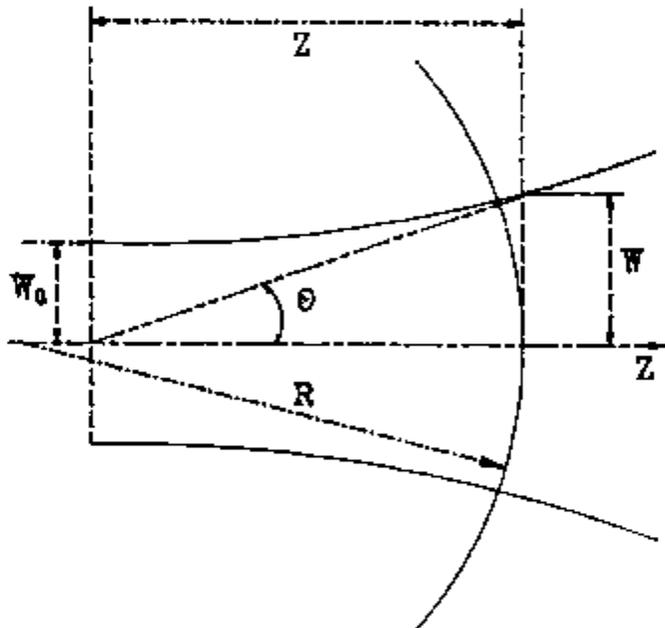


FIGURA 6: Perfil de propagação de intensidades de um feixe gaussiano. w_0 é a cintura do feixe e corresponde a máxima intensidade. R é o raio de curvatura da frente de onda. ϕ é o ângulo de abertura de campos distantes dado por:

$$\phi = \frac{\lambda}{\pi w_0}$$

Tomando-se $w(z)$ como o raio em que a intensidade do campo eletromagnético cai a $1/e^2$ do valor de pico, temos a lei de expansão do feixe gaussiano dada por [16]:

$$w^2(z) = w_0^2 \left[1 + \left(\frac{z}{b} \right)^2 \right] \quad (\text{II.29})$$

onde $b = \pi \frac{w_0^2}{\lambda}$, é o parâmetro confocal e determina a distância

em que $w(b) = \sqrt{2} w_0$;

z é medido da cintura do feixe onde a frente de onda é plana e o feixe atinge um raio mínimo w_0 .

w_0 é o mínimo tamanho do feixe e portanto, corresponde a máxima intensidade. Este parâmetro caracteriza o feixe.

Assim o raio de curvatura da frente de onda é:

$$R(z) = \frac{1}{z} \left[z^2 + b^2 \right] \quad (\text{II.30})$$

Para se poder montar um ressonador, faz-se necessário estabelecer qual a cintura do feixe desejada e qual sua distância dos espelhos do ressonador.

É claro que existem uma infinidade de ressonadores equivalentes que produzem o mesmo perfil de fase e amplitude de campo. Na figura 7 temos um ressonador genérico em que a cintura do feixe é dada por [18]:

$$w_0 = \left(\frac{\pi}{\lambda} \right)^{1/2} \left[\frac{d (R_1 - d) (R_2 - d) (R_1 + R_2 - d)}{(R_1 + R_2 - 2d)^2} \right]^{1/4} \quad (\text{II.31})$$

E temos que o feixe tem uma cintura a uma distância t_1 do espelho 1 e uma distância t_2 do espelho 2, onde t_1 e t_2 são

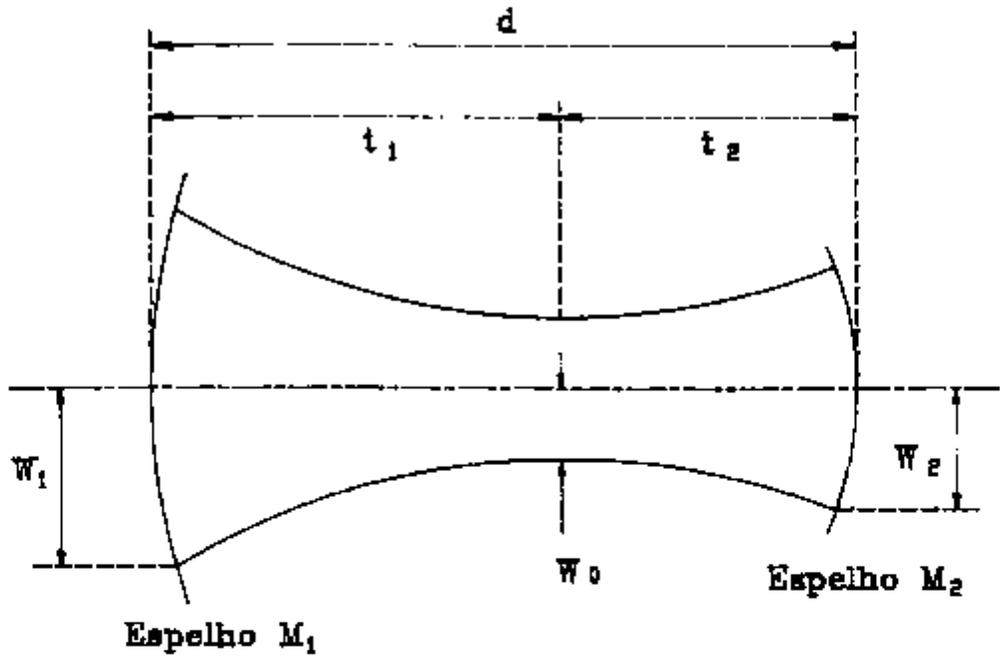


FIGURA 7: Esquema de um ressonador genérico de espelhos M_1 e M_2 com raios de curvatura R_1 e R_2 , respectivamente. O comprimento do ressonador é $d = t_1 + t_2$, onde t_1 e t_2 são as distâncias entre os espelhos e a cintura do feixe w_0 .

dados por [19]:

$$t_1 = \frac{d (R_2 - d)}{R_1 + R_2 - 2d} \quad (a)$$

(II.32)

$$t_2 = \frac{d (R_1 - d)}{R_1 + R_2 - 2d} \quad (b)$$

Dentre as geometrias mais utilizadas, a de menor cintura é a do tipo esférico, onde a distância entre os espelhos é da ordem da soma dos raios de curvatura. Analisando-se em termos de óptica geométrica, um ponto central terá refletido sobre si mesmo a luz emitida, confinando assim a distribuição da luz nesse ponto. De fato, se tomarmos $R_1 + R_2 = d$, verificamos que w_0 é nulo. Na realidade, essa condição foge do intervalo de estabilidade, determinado adiante, portanto w_0 não chega a ser nulo e é sempre limitado por difração.

II.2.1.b. Critério de Estabilidade

Num ressonador óptico, os campos eletromagnéticos que sobrevivem são os que reproduzem sua amplitude e fase após repetidas reflexões nos espelhos. A habilidade de um ressonador óptico suportar baixas perdas de modo depende da separação d dos espelhos e seus raios de curvatura.

Para ilustrar, consideremos um ressonador simétrico com $R = R_1 = R_2$. Por simetria, neste caso em particular, temos que o parâmetro confocal é dado por:

$$b^2 = \frac{(2R - d) d}{4} \quad (\text{II.33})$$

Deste modo, a partir da equação (II.29), com $z = d/2$, temos que o tamanho dos feixes nos espelhos é:

$$w = w_0 \left[\frac{2 R^2}{d (R - d/2)} \right]^{1/4} \quad (\text{II.34})$$

sendo $w_0 = \left(\frac{\lambda d}{2 \pi} \right)^{1/2}$.

Para um mínimo valor confocal temos que o raio do feixe é dado pela razão entre (II.34) e $w(b) = \sqrt{2} w_0$:

$$\frac{w(z)}{w(b)} = \left[\frac{1}{\left(\frac{d}{R}\right) \left[2 - \left(\frac{d}{R}\right) \right]} \right]^{1/4} \quad (\text{II.35})$$

Esta relação é plotada na figura 8. Para $d/R = 0$ (espelhos planos-paralelos) e para $d/R = 2$ (2 espelhos concêntricos), o tamanho do feixe torna-se infinito. Isto evidencia que as perdas por difração nestes casos é muito alta.

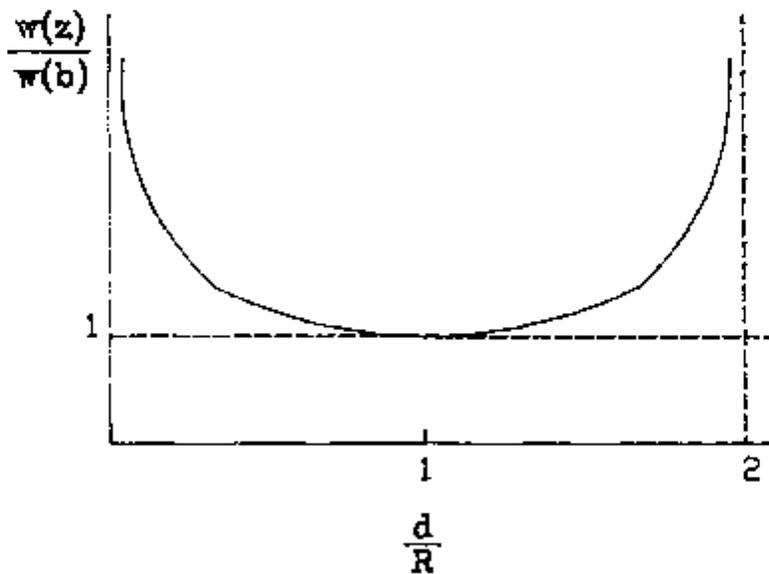


FIGURA 8: Raio do feixe nos espelhos para o caso de um ressonador confocal.

Uma vez que a reflexão de um feixe gaussiano de um espelho com raio de curvatura R é formalmente equivalente a sua transmissão através de uma lente de comprimento focal $f = R/2$, o problema da existência de modos ópticos confinados estáveis em um ressonador é formalmente o mesmo daquele da existência de soluções estáveis para propagação de um feixe gaussiano em uma sequência de lentes biperiódicas, que nos leva a solução [14]:

$$0 < \left(1 - \frac{d}{R_1} \right) \left(1 - \frac{d}{R_2} \right) < 1 \quad (\text{II.36})$$

Esta solução determina o intervalo de estabilidade do ressonador.

II.2.1.c. Modos do Ressonador

Como o esquema de bombeamento laser é colinear, a região de ganho se comporta como uma abertura que então limita o modo do laser. Como modos transversais apresentam perda por difração maior que os modos longitudinais puros, a cavidade apropriada para a ação laser dos centros de $Tl^0(1)$ só apresenta o modo TEM_{00} .

Para os modos puramente transversais, a cavidade se comporta como uma cavidade de tipo Fabry-Perot, onde o espaçamento entre as frequências de oscilação, $\Delta\nu$, é dado por:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2d} \quad (\text{II.37})$$

onde d é o comprimento total do ressonador.

No caso de cavidades de ondas estacionárias, existe um efeito de modulação espacial do ganho no meio laser ativo, o efeito de "HOLE-BURNING" [20] [21]. Nos pontos de nós da

intensidade do campo eletromagnético, dentro do meio ativo, a população invertida cresce acima da população de limiar, de modo que outros modos longitudinais tem o potencial de atingir o ganho de limiar e portanto oscilar conjuntamente. O espaçamento entre as frequências competidoras é dado por:

$$\Delta\nu_{\text{mod}} = \frac{c}{4 d'} \quad (\text{II.38})$$

onde d' é a distância entre o meio laser ativo e o espelho mais próximo.

No nosso caso temos que $\Delta\nu = 270$ MHz, para um comprimento $d = 55$ cm. Portanto, na prática, $\Delta\nu$ é muito menor que a largura da banda de emissão e ele se torna relevante quando se opera com vários modos simultaneamente (acoplamento de modos) ou quando se procura sintonizar o laser com largura de linha fina. O efeito de Hole-Burning espacial é prejudicial quando se quer operar com frequência única, não sendo este o nosso caso. Caso se deseje eliminar os modos de Hole-Burning, pode-se utilizar etalons associados com outros elementos de sintonia ou operar a cavidade no modo anel onde ondas viajantes unidirecionais depopulam o meio de ganho ao longo da direção de propagação, sem produzir a modulação espacial do ganho [22]. Em sistemas de sintonia com baixa seletividade como o proposto por nós, estes modos geralmente não são observados ($\Delta\nu \approx 3$ GHz).

II.2.2. Leis de Transformação de Feixes Gaussianos

Determinemos o efeito de uma lente em um feixe gaussiano, dentro de um ressonador óptico, onde a lente além de alterar a forma do modo afeta o intervalo de estabilidade [18].

A imagem de uma distribuição de campo a uma distância d_1 , por uma lente de foco f , está localizada em d_2 , de forma que:

$$\frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2} = \frac{1}{f} \quad (\text{II.39})$$

Além disso, a lente atuando num ponto cujo centro de curvatura é C_1 , produz uma imagem cujo centro de curvatura é C_2 . Os centros de curvatura das ondas esféricas são a imagem um do outro e obedecem a relação de focos conjugados:

$$\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} = \frac{1}{f} \quad (\text{II.40})$$

Mas $C_1 = R_1 + d_1$ e $C_2 = R_2 - d_2$ logo:

$$\frac{1}{R_1 + d_1} + \frac{1}{R_2 - d_2} = \frac{1}{f} \quad (\text{II.41})$$

As expressões (II.39) e (II.41) foram a base para o cálculo tanto de espelhos equivalentes como de transformação de feixes gaussianos.

Na figura 9, se tomarmos um espelho R_2 à distância d_2 da lente, pode-se então determinar o raio de curvatura do espelho equivalente à distância d_1 , com raio de curvatura R_1 . Desse novo espelho, pode-se então aplicar as condições de estabilidade e calcular a cintura do feixe, conforme descrevemos anteriormente.

Pode-se calcular o efeito de uma lente no espaço livre, atuando sobre o feixe gaussiano, considerando a região de campos distantes e que imediatamente nas vizinhanças da lente a densidade de energia é a mesma para os dois feixes ($\theta_1 R_1 = \theta_2 R_2$).

Acrescentando esta consideração ao estudo anterior, obtemos as leis de transformação do feixe gaussiano no espaço livre:

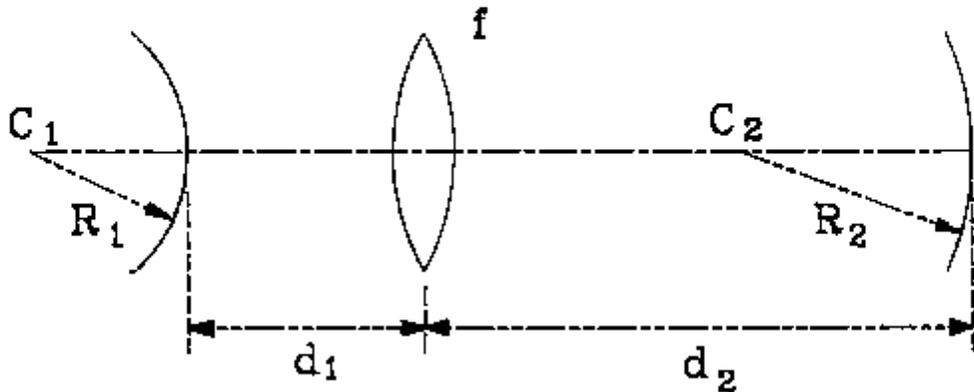


FIGURA 9: Transformação de uma frente de onda de raio de curvatura R_1 à distância d_1 de uma lente com distância focal f . A imagem é uma frente de onda de curvatura R_2 à distância d_2 da lente.

atuando sobre o feixe gaussiano, considerando a região de campos distantes e que imediatamente nas vizinhanças da lente a densidade de energia é a mesma para os dois feixes ($\theta_1 R_1 = \theta_2 R_2$).

Acrescentando esta consideração ao estudo anterior, obtemos as leis de transformação do feixe gaussiano no espaço livre:

$$\frac{1}{w_2^2} = \frac{1}{w_1^2} \left[1 - \frac{d_1}{f} \right]^2 + \frac{1}{f^2} \left[\frac{\pi w_1}{\lambda} \right]^2 \quad (a)$$

(II.42)

$$d_2 - f = (d_1 - f) \frac{f^2}{(d_1 - f)^2 + \left[\frac{\pi w_1}{\lambda} \right]^2} \quad (b)$$

Aqui não consideramos os efeitos de difração pois as lentes e espelhos são tomados como tendo dimensões muito maiores que as dimensões dos feixes.

Quando $d_1 \gg f$ pode-se fazer uma aproximação importante:

$$w_2 \approx f\theta = f \frac{\lambda}{\pi w_1} \quad \text{e} \quad d_2 \approx f$$

II.2.3. Cavity de Compensação Astigmática

Uma dificuldade que ocorre ao trabalharmos com lasers de centro de cor em cristais de haletos alcalinos é que estes são higroscópicos e de pequeno tamanho, não sendo conveniente depositar camadas antirefletoras em suas superfícies. Assim, deve-se utilizar o cristal posicionado em ângulo de Brewster reduzindo as perdas por reflexão no ressonador no modo TM. Isto implica que este laser é naturalmente polarizado.

O cristal em ângulo de Brewster introduz um astigmatismo no feixe que passa a ter uma secção elíptica [19] ao invés de circular. Uma cavidade que permite a compensação exata desse astigmatismo e que ainda possui uma cintura de feixe pequena e uma região de frentes de onda aproximadamente planas é a cavidade de 3 espelhos em "V" [23]. Esta configuração de cavidade é equivalente aos ressonadores com lente interna.

Esta cavidade, mostrada na figura 10, apresenta dois ramos. No ramo mais curto, o modo é confinado e possui uma cintura estreita (w_{01}) que está localizada na região do cristal. No ramo mais comprido o feixe é essencialmente plano, com uma cintura maior, w_{02} . O espelho de saída sendo plano tem uma das cinturas sobre ele. O ângulo β é o ângulo de Brewster para o modo cujo campo elétrico está no plano do papel.

A compensação astigmática é feita pelo espelho M_2 , que se comporta como uma lente de foco $f = R_2/2$. Por estar inclinada de um ângulo 2θ entre os ramos do ressonador, a lente introduz um

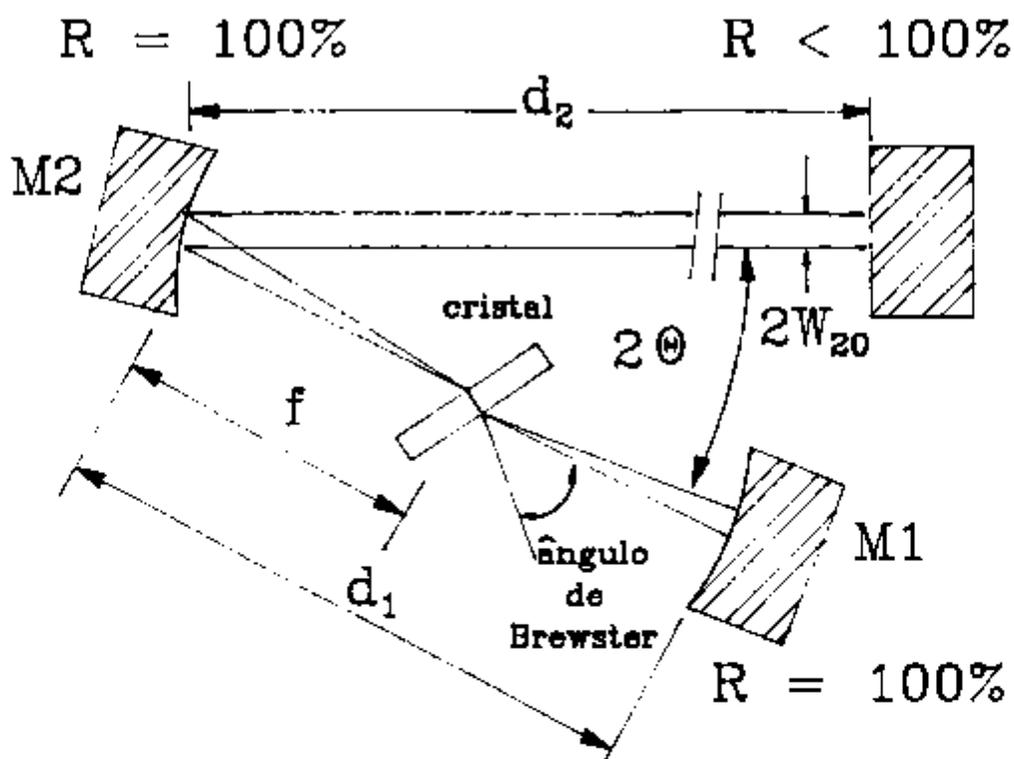


FIGURA 10: Esquema da cavidade de 3 espelhos. O cristal de espessura t é colocado em ângulo de Brewster no ramo menor da cavidade. O espelho M2 está inclinado de um ângulo θ em relação a cada ramo. O espelho M1 é dicróico para permitir a transmissão do laser bombeador.

astigmatismo, pois seu foco no plano do papel ($f \cos \theta$) é diferente do foco no plano perpendicular ($f / \cos \theta$). Portanto, essa cavidade pode ser analisada como sendo 2 cavidades (em planos perpendiculares) e a finalidade da compensação astigmática é produzir a máxima superposição nos intervalos de estabilidade delas. Em particular, a equação que determina a condição de compensação entre as duas cavidades é dada por:

$$2 N t = 2 f \operatorname{sen} \theta \operatorname{tg} \theta \quad (\text{II.43})$$

onde t é a espessura do cristal e

$N = (n^2 - 1) \left(n^2 + \frac{1}{n^4} \right)^{1/2}$, sendo n o índice de refração do cristal

A partir da equação (II.36) verificamos que o intervalo de estabilidade para um ressonador de 3 espelhos genérico é dado por [23]:

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

(II.44)

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

A partir das fórmulas (II.39) e (II.41), podemos obter a posição do espelho equivalente R_2' e a sua curvatura. Sendo d_2 a distância entre o espelho M_2 e o espelho de saída (plano, $R = \infty$), o raio de curvatura do espelho equivalente será:

$$R_2' = \frac{f^2}{d_2 - f} \quad (\text{II.45})$$

e a distância desse espelho equivalente:

$$d' = \frac{d_2 f}{d_2 - f} \quad (\text{II.46})$$

Pode-se obter a distância de separação entre o espelho M_1 e o espelho equivalente, tomando-se a distância d_1 entre os

espelhos M_1 e M_2 . Desse modo, temos:

$$d = d_1 - \frac{d_2 f}{d_2 - f} \quad (\text{II.47})$$

Considerando a distância de separação d_1 como, aproximadamente a soma do raio de curvatura R_1 de M_1 e a distância focal f de M_2 , temos:

$$d_1 = f + R_1 + \delta \quad (\text{II.48})$$

onde δ é uma quantidade ajustável, muito pequena ($\delta \ll R_1$).

Podemos estabelecer o intervalo de variação δ em que a cavidade ainda é estável usando a condição de estabilidade dada pela equação (II.36) que nos dá como limites de estabilidade $d = R_1 + R_2'$ e $d = R_1$. Assim o parâmetro de estabilidade, $2S = \delta$, é dado por:

$$0 \leq 2S \leq \frac{f^2}{d_2 - f} \quad (\text{II.49})$$

A partir das expressões (II.31) e (II.32) podemos calcular o raio do feixe na cintura e sua localização, mas para a análise aqui desenvolvida, é suficiente saber que a cintura do feixe está aproximadamente no foco de M_2 e que o parâmetro confocal no meio do intervalo de estabilidade é $b \approx S$, isto é:

$$b = \frac{1}{2} \frac{f^2}{d_2 - f} \quad (\text{II.50})$$

Como b está diretamente ligado a w_0 , temos:

$$w_{01}^2 = f \left(\frac{\lambda}{2\pi (d_2 - f)} \right) \quad (\text{II.51})$$

A área do feixe no cristal, nessas condições, é dada por:

$$A \approx n \pi w_{01}^2 = n \lambda \frac{f^2}{d_2 - f} \quad (\text{II.52})$$

Aqui temos que todas as grandezas do ressonador podem ser obtidas a partir de w_0 . Então os diâmetros dos feixes nos espelhos M_2 e de saída são dados por:

$$w_{M2} = \frac{2}{f} (d_2 - f) w_{01} \quad (\text{a})$$

(II.53)

$$w_{02} = \frac{f \lambda}{\pi w_{01}} \quad (\text{b})$$

O intervalo de estabilidade dado pela expressão (II.49), pode ser determinado qualitativamente. Quando o parâmetro confocal do ramo mais comprido for muito maior que a distância d_2 , a frente de onda é aproximadamente plana em toda a sua extensão e, como a cintura do feixe no ramo mais curto está essencialmente no foco de M_2 , $\delta = 0$. Se por outro lado, $b_2 \ll d_2$, o espelho M_2 está na região de campos distantes de ambos os ramos da cavidade e as duas cinturas podem ser consideradas como objeto e imagem a partir da óptica clássica. Então temos que a cintura do feixe no ramo mais curto será formada a uma distância igual a $f + f^2/(d_2 - f)$ de M_2 e, como essa cintura deve estar no centro de curvatura de M_1 , $\delta = f^2/(d_2 - f)$.

II.3. Sintonia

Uma vez que uma das grandes vantagens dos lasers de centro de cor é a possibilidade de sua sintonia espacial, construímos um arranjo simples para verificar esta sintonia. Existem várias maneiras de se sintonizar um laser. A idéia fundamental é se introduzir perdas seletivas em praticamente todo o espectro de emissão exceto no comprimento de onda de interesse. Os elementos de sintonia mais comuns são: grades de difração, prismas e etalons. A seguir explanaremos um pouco sobre tais elementos.

II.3.1. Etalon

Interferômetros de etalon são instrumentos espectrográficos de alta resolução que utilizam dois espelhos planos arranjados paralelos entre si a uma distância fixa. As superfícies dos espelhos devem ser extremamente planas e paralelas a fim de se obter o máximo de definição das frequências passantes. Os etalons criam uma interferência determinando as frequências de oscilação permitidas (construtivas) que são dadas por :

$$\Delta\nu = \frac{c}{2d} \quad (\text{II.54})$$

onde d é a distância entre os planos que formam o etalon

O poder de resolução ($\mathcal{R} = \lambda / \Delta\lambda$) de um etalon pode ser expresso como [24]:

$$\mathcal{R} = N \pi \left(\frac{\sqrt{R}}{1 - R} \right) \quad (\text{II.55})$$

onde $N = 2 n d / \lambda_0$; n é a ordem ; λ_0 é o comprimento de onda do pico.

R é a refletividade dos espelhos do etalon.

Basicamente existem dois tipos de etalon: o sólido e o de espaçamento de ar fixo. Os etalons sólidos oferecem alta estabilidade mecânica. Sua sintonia é usualmente feita pela rotação do etalon em relação ao ângulo de incidência, mas também pode ser obtida pela mudança da temperatura do etalon alterando seu índice de refração e portanto sua espessura óptica. Estes etalons devem ser feitos de material o mais homogêneo possível, uma vez que qualquer variação do índice de refração do material causará diferentes mudanças no caminho óptico e um decréscimo na resolução.

Os etalons com espaçamento de ar fixo são construídos com duas placas planas e paralelas unidas por um espaçador de modo a terem uma distância fixa entre elas preenchida de gás ou simplesmente ar. A estabilidade deste tipo de etalon é determinada pela expansão térmica do material espaçador. A mudança do índice de refração do ar entre as placas é desprezível e pode ser ignorada. A sintonia deste tipo de etalon pode ser feita pela variação do ângulo de incidência ou por mudança da pressão do gás entre as placas. A mudança da pressão implica na alteração da densidade do gás e, conseqüentemente no seu índice de refração.

É comum em sistemas comerciais, o uso de etalons com transdutores piezoelétricos para sintonia. Aplicando-se uma tensão DC variável, a banda passante pode ser deslocada e diferentes comprimentos de onda transmitidos. A habilidade de deslocamento da banda passante permite flexibilidade não encontrada em etalons de cavidade fixa.

Em geral, etalons são utilizados em conjunção com outros elementos de sintonia para suprimir os modos de Hole-Burning [20]. Devido ao pequeno intervalo espectral do etalon e a necessidade de conjunção desse elemento com a sintonia dos outros elementos de seleção no ressonador, a operação desse tipo

de sistema com varredura em frequência é complexa e difícil.

II.3.2. Grade de Difração

Qualquer arranjo que seja equivalente, em efeito, a um número de fendas paralelas e equidistantes de mesma largura é chamado de grade de difração.

Para calcular resposta de uma grade de difração, assumimos um feixe de perfil gaussiano com uma cintura de feixe, w_g , na grade (figura 11) a um ângulo θ . Para w_g muito maior do que o espaçamento das ranhuras a , a resposta da grade é [21]:

$$R(\nu) = R(\nu_0) \exp \left[- 2 \left(\frac{\Delta\nu}{\delta\nu} \right)^2 \right] \quad (\text{II.56})$$

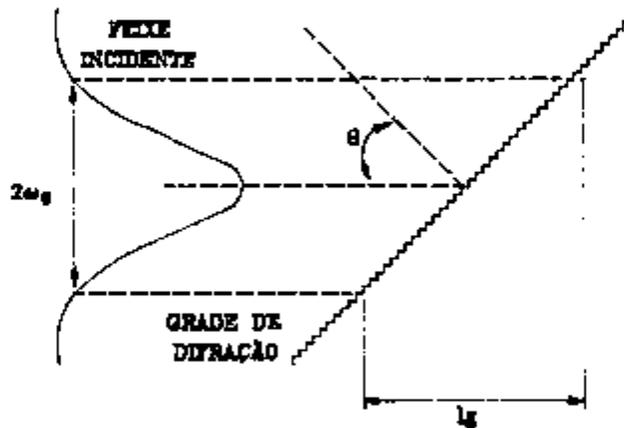


FIGURA 11: Feixe gaussiano com raio w_g incidindo na grade de difração no ângulo θ de incidência. A profundidade iluminada da grade é l_g .

onde ν_0 é a frequência sintonizada;

$\Delta\nu$ é a banda de frequências sintonizáveis e

$\delta\nu$ é a meia largura nos pontos onde $\mathcal{R}(\nu)$ cai a e^{-2} , e é dado por:

$$\delta\nu = \frac{c}{\pi l_g} \quad (\text{II.57})$$

onde l_g é a profundidade iluminada da grade (figura 11) formalmente dada por:

$$l_g = 2 \nu_g \text{ tg } \theta \quad (\text{II.58})$$

É interessante notar que a seletividade da grade não depende do espaçamento das ranhuras, mas somente da profundidade iluminada. Para se obter operação em única frequência a profundidade de grade iluminada, e consequentemente sua dispersão, são selecionadas de modo a suprimir completamente todos os possíveis modos competidores. A iluminação adequada da grade de difração pode ser obtida com o uso de um telescópio interno ao ressonador.

A desvantagem deste sistema consiste em que a frequência de saída do laser sofre flutuações mais severas com vibrações e outros distúrbios na cavidade do que sistemas que utilizam etalons [21]. Além disso, as grades de difração sofrem perdas, especialmente no infravermelho, sendo mais eficientes em lasers pulsados. Estas perdas podem ser reduzidas utilizando-se grades adequadas para cada sistema (por exemplo, grades com coating de ouro).

II.3.3. Prismas

O prisma é o elemento mais simples de sintonia utilizável e possui baixa seletividade (largura de banda de centenas de GHz).

O prisma leva vantagem sobre os outros elementos de sintonia por introduzir perdas relativamente baixas e requerer menores cuidados na sua utilização. Os fundamentos destes elementos são bem conhecido (vide, por exemplo, REF. [25]) facilitando sobremaneira o seu estudo como elemento de sintonia. Uma breve análise deste elemento é feita na apêndice A.

Podemos determinar o poder de resolução de um prisma analogamente a análise de uma rede de difração.

Consideremos o poder de resolução de um prisma, na posição de desvio mínimo, com uma fonte linear que é paralela ao ápice A do prisma (utilizando uma fenda de pequena largura). Um feixe de raios paralelos incidirá sobre o prisma e será difratado, tendo o primeiro máximo de intensidade em uma distância angular, a partir da imagem geométrica da fenda, dada por [25]:

$$p = \frac{\lambda}{w_1} \quad (\text{II.59})$$

onde w_1 é o tamanho da frente de onda do feixe incidente.

A mudança na dispersão angular, Δc , correspondente a mudança de comprimento de onda por uma quantidade $\Delta \lambda$ (Apêndice A), é

$$\Delta c = \frac{t}{w_1} \frac{dn}{d\lambda} \Delta \lambda \quad (\text{II.60})$$

onde t é a maior diferença de espessura do prisma através da qual os raios se propagarão.

Uma vez que no limite de resolução $p = \Delta c$, o poder de resolução é dado por:

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = t \left| \frac{dn}{d\lambda} \right| \quad (\text{II.61})$$

Desta equação fica evidente que, com dado material, o poder de resolução de um prisma depende unicamente da maior diferença de espessura do material atravessada pelos raios, particularmente, o poder de resolução é independente do ângulo de ápice do prisma.

Para exemplificar a diferença do poder de resolução entre um prisma e uma grade de difração, temos que um prisma feito de vidro flint, tem um poder de resolução no mínimo de uma ordem de magnitude menor do que uma grade de 27.500 ranhuras por polegada (com $\Delta\lambda = 10^{-1} \text{ \AA}$ para $\lambda = 5.500 \text{ \AA}$) [25].

II.3.3.a. Combinação de Dois Prismas

O princípio de operação de sintonia consiste em um par de prismas idênticos arranjados de modo que o plano de saída do primeiro prisma é paralelo ao plano de incidência do segundo. Então por questões de simetria, as diferentes componentes espectrais do pulso incidente emergem do segundo prisma como um feixe de raios paralelos transversalmente deslocados. Cálculos mais detalhados sobre a combinação de dois prismas são descritos no Apêndice B.

A dispersão espacial no plano de incidência do segundo prisma é [26]:

$$\frac{dx}{d\lambda} = L \cos\beta \frac{d\beta}{d\lambda} \quad (\text{II.62})$$

Mas $\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{d\beta}{dn} \frac{dn}{d\lambda}$, onde $\frac{d\beta}{dn} \approx 1$ para o caso em que

operamos com desvio mínimo e com o prisma em ângulo de Brewster [27]. Desta maneira para pequenas variações do comprimento de onda, podemos simplificar a equação (II.62) de modo que o tamanho transversal do feixe antes de incidir no segundo prisma é dado por [28]:

$$dx = L \left(\frac{d\varepsilon}{d\lambda} \right) \Delta\lambda \quad (\text{II.63})$$

onde $d\varepsilon / d\lambda$ é a dispersão angular do primeiro prisma;
 L é a distância entre os prismas e
 $\Delta\lambda$ é a largura espectral do pulso incidente.

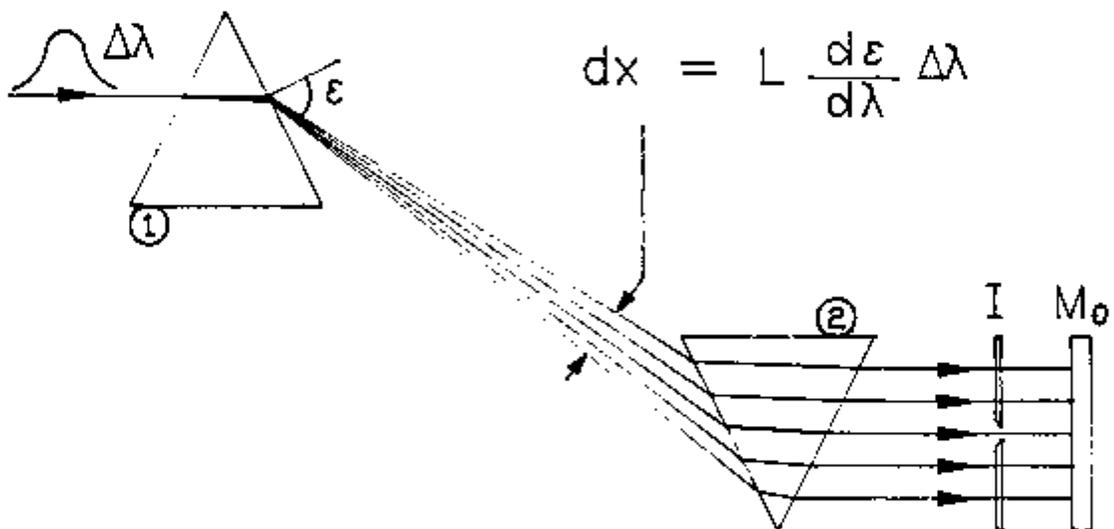


FIGURA 12: Dispersão espectral da luz propagando-se através de dois prismas. A íris posicionada entre o segundo prisma e o espelho de saída atua como elemento de filtragem espacial possibilitando a seleção do comprimento de onda de oscilação do laser.

As equações aqui descritas possuem aproximações válidas apenas para o nosso caso, uma vez que para sintonia, trabalhamos com pequenas variações no comprimento de onda e os prismas por nós utilizados possuem um ângulo de ápice igual a 60° sendo que o ângulo de Brewster é de $\approx 55^\circ$. Um tratamento mais acurado e geral pode ser encontrado nas referências descritas nesta secção.

Na figura 12 observamos a idéia básica da sintonia por dois prismas com um esquema da dispersão do feixe incidente.

Fica claro aqui que, apesar de nosso tratamento simplificado, os prismas não atuam somente para sintonia de um laser. A utilização de sistemas semelhantes ao nosso com objetivos diversos, usufruindo da dispersão temporal, de fase e velocidade de grupo que os prismas acrescentam ao sistema, vem sendo estudados por vários grupos [29],[30],[31], com ênfase no cálculo de diferença de fase e velocidade de grupo, que afetam a geração de pulsos ultracurtos.

III. PARTE EXPERIMENTAL

III.1. Preparação das Amostras de Centros de Cor

Os cristais utilizados neste trabalho foram crescidos por meio de dois métodos distintos, Bridgmann estático e Czochralski modificado, sendo que todos foram crescidos nos laboratórios do IPEN/CNEN/SP.

O método de Czochralski modificado consiste em se fundir reagentes num cadinho e colocar uma semente orientada do cristal de interesse em contato com a solução causando um gradiente de temperatura que ocasionará a fusão da parte da semente em contato com os componentes da solução. Esses componentes se agregarão à semente na mesma estrutura cristalina. Um sistema de puxamento refrigerado a água e que estabelece o gradiente térmico entre a semente e o material fundido, determina os parâmetros de crescimento através da velocidade de puxamento da semente, podendo ser avaliados visualmente.

Todo o conjunto de crescimento está isolado por um tubo de quartzo que permite a presença de uma atmosfera controlada. No caso, utilizou-se um fluxo contínuo de gás Nitrogênio super-seco durante o crescimento. Um controlador de temperatura foi utilizado no controle da entrega de potência do gerador para a resistência de aquecimento. Na figura 13 está esquematizada a montagem experimental deste método.

No método de Bridgmann estático, temos que o material em fusão e a semente permanecem em um cadinho selado fixo. Este cadinho é colocado no interior de um forno resistivo fechado com isolante térmico. Um termopar é colocado no interior do forno para efetuar o controle de temperatura. Para o funcionamento ideal desse sistema é fundamental a obtenção de um gradiente de temperatura bem elevado. Um resfriamento lento do material fundido acarreta a cristalização do material na mesma estrutura cristalina da semente.

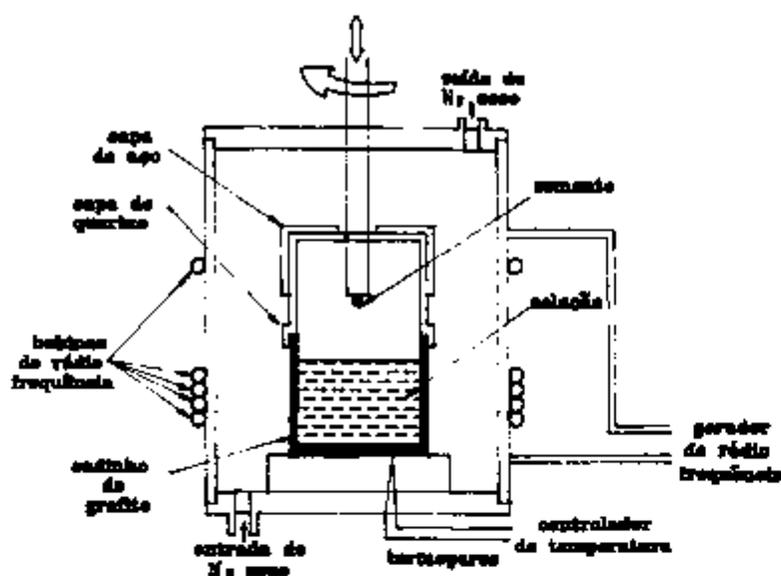


FIGURA 13: Diagrama do sistema de crescimento de cristais pelo método de Czochralski.

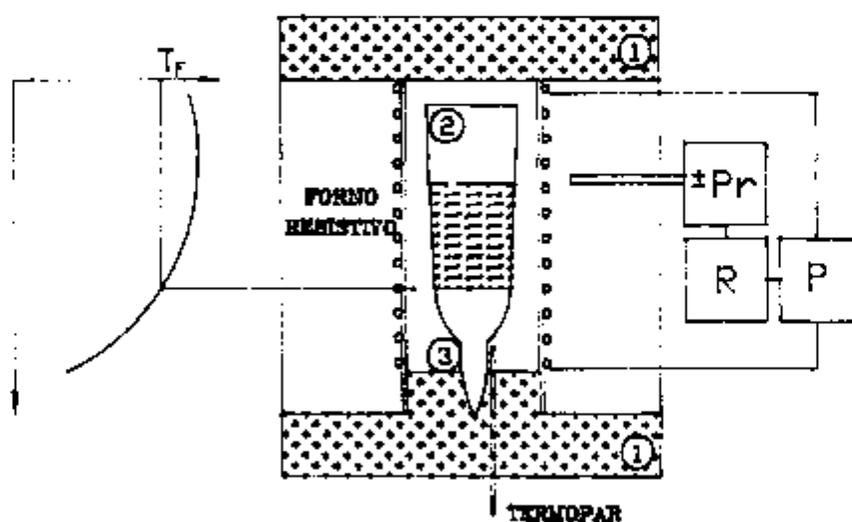


FIGURA 14: Diagrama do sistema para crescimento de cristais pelo método de Bridgmann estático. 1) Isolante térmico; 2) Cadinho selado contendo a semente e o material em fusão; 3) Base fixa do cadinho.

Vale a pena salientar que a utilização de um cadinho de forma cônica ou capilar com base afinada, favorece o processo de cristalização formando um monocristal. A figura 14 esquematiza o dispositivo experimental para crescimento de cristais por este método.

III.1.a. Determinação do Teor Dopante

Para conseguirmos densidades de centros suficientes para ação laser, temos que os cristais de KCl devem possuir concentrações de Tl de aproximadamente 0,3 mol %. Concentrações mais altas de Tl levam a formação de quantidades significativas de pares de íons de Tl e outros agregados prejudiciais a ação laser.

O cristal fornecido pelo grupo de crescimento de cristais do IPEN tinha forma cilíndrica e foi dividido em 3 partes, como

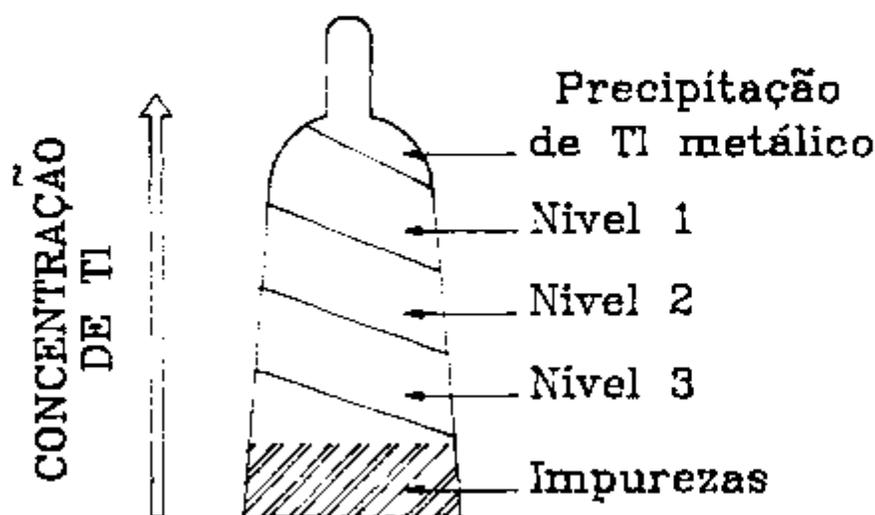


FIGURA 15: Representação do cristal de KCl:Tl obtido pelo método de Bridgmann. O cristal é dividido em 3 níveis para análise de concentração que foi verificada crescer no sentido da semente (indicado pela seta)

mostra a figura 15, sendo que cada parte foi analisada utilizando-se a técnica de absorção atômica semiquantitativa.

O resultado obtido revela que as concentrações de Tl nos cristais de KCl crescidos pelo método de Bridgmann estático, variam de acordo com a região do cristal, sofrendo um decréscimo da concentração na direção do crescimento (indicado pela seta na figura 15).

Utilizamos, para o laser, amostras da região mais próxima à semente (nível 1) com concentração de 0,3 mol % de Tl. Para efeito de comparação das regiões, as amostras do nível 3 possuem \approx 0,18 mol % de Tl. Foram clivadas amostras do cristal em lâminas com espessura da ordem de 2 mm ao longo da direção de crescimento e portanto com uma variação de concentração nessa espessura na faixa de 2 %. Além disso essas amostras apresentam área típica de 50 mm², dimensões estas que nos permitem a obtenção de várias amostras de uma mesma região do cristal. Na prática, para a utilização no laser podem ser usadas amostras de dimensões menores, sendo que para este trabalho, chegamos a realizar medidas com amostras de espessura igual a 1,6 mm e área de \approx 20 mm².

III. 1. b. Tratamento Térmico

Após a obtenção das amostras com as dimensões adequadas, realizamos um tratamento térmico com o objetivo de eliminar o stress e quebrar os possíveis agregados que por ventura tenham formado-se nas amostras.

A técnica do tratamento térmico consiste em aquecer o cristal a uma temperatura um pouco abaixo de seu ponto de fusão por alguns minutos, submetendo-a a um resfriamento rápido logo após. Para tal, utilizamos um pequeno forno que construímos elevando a temperatura da amostra a 700° C, sendo o ponto de fusão do KCl igual a 768° C. As amostras foram colocadas no forno por meio de uma barquinha de quartzo, nele permanecendo por 13 minutos.

Para evitar rachaduras provenientes de choque térmico, resfriamos a amostra sobre uma chapa de cobre revestida com papel alumínio. Experiências anteriores determinaram que esta técnica não apresenta perdas na concentração de Tl dos cristais e é eficiente na quebra de agregados, fato este que pode ser verificado pelo aumento da absorção óptica na região de absorção correspondente ao Tl.

Esta técnica de tratamento térmico também é útil na recuperação de amostras já utilizadas. A reconstituição da estrutura cristalina normal após a formação de centros de cor, seja por irradiação ou por coloração aditiva, se dá por meio de aquecimento do espécime. Pode-se reduzir concentrações muito altas de Tl mantendo as amostras por duas horas de permanência no forno, seguindo-se um resfriamento lento.

III.1.c. Polimento

Para utilização em laser, as amostras devem possuir uma boa qualidade óptica, isto é, devem estar com uma superfície isenta de imperfeições que gerem espalhamento da radiação luminosa.

Deste modo, realizamos um processo de lapidação e polimento sobre as amostras de modo manual. O polimento é usualmente feito utilizando-se abrasivo *linde B* (Al_2O_3) com granulação de $0.3 \mu m$, sobre um tecido de camurça fina e uso de álcool etílico absoluto (P.A. - 99.5 %) como lubrificante.

A quebra de pedaços dos cantos que riscam a superfície a ser polida, foi um problema encontrado que pode ser evitado 'lixando-se' os cantos vivos antes do polimento.

Devido a higroscopicidade dos cristais, recomenda-se realizar este polimento sob um fluxo contínuo de gás N_2 super-seco. Após um primeiro polimento cuidadoso, as amostras devem receber sempre um leve polimento extra após sua retirada do armazenamento em N_2 líquido antes de utilizá-las no laser.

III.2. Criação dos Centros de $Tl^0(1)$

De um modo geral, centros de cor podem ser formados de maneira controlada por irradiação ou por coloração aditiva. Nestes processos formam-se centros F, seus agregados (F_2 , F_2^+ , ...) e seus complexos (F_A , $Tl^0(1)$, ...). No caso dos centros de $Tl^0(1)$, a maneira mais eficiente de formação é a irradiação com elétrons, assim sendo, faremos uma pequena explanação apenas sobre este processo.

III.2.a. Irradiação

Para a formação de centros de $Tl^0(1)$ é necessário a criação prévia de grandes quantidades de centros F ($\approx 10^{18}/\text{cm}^3$). Dentre os processos de criação de defeitos, a utilização de feixes de elétrons é a que mais rapidamente produz grandes quantidades de defeitos (centros F e agregados).

Utilizamos para a irradiação das amostras, o acelerador linear de elétrons (DINAMITRON - modelo EOD-10210) do IPEN/CNEN/SP. O feixe de elétrons produzido tem energia de 1.5 MeV, suficiente para uma penetração em toda profundidade da amostra (de ≈ 2 mm). Utilizamos uma intensidade de feixe de elétrons de $100 \mu\text{A}/\text{cm}^2\text{min}$, sendo que as amostras estavam a uma temperatura de $\approx -100^\circ \text{C}$ (173 K) para reduzir a formação de centros mais complexos.

Após a irradiação, os cristais são armazenados à temperatura de Na líquido, pois os centros de cor formados por irradiação são estáveis a essa temperatura, agrupando-se em temperaturas mais altas devido à mobilidade das vacâncias a $T > -40^\circ \text{C}$.

III.2.b. Fotoconversão

Após formar altas densidades de centros F, irradia-se as

amostras com luz branca de alta intensidade, sintonizada na banda F através de filtros de absorção (GG 475 e KG 3) por aproximadamente 15 min, a fim de 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 $Tl^0(1)$.

Neste processo de fotoconversão dos cristais de $KCl:Tl$, os cátions Tl^+ funcionam como armadilhas de elétrons de centros F ionizados, formando $Tl^0(0)$. Para temperaturas suficientemente altas ($T \geq -40^\circ C$), as vacâncias se tornam móveis e por compensação de carga, se associam aos centros de $Tl^0(0)$, tornando-se centros de $Tl^0(1)$ [8].

Uma vez que a fotoconversão tem uma dependência com a temperatura, então esta deve ser realizada a uma temperatura aproximada de $-30^\circ C$. Esta temperatura representa um compromisso entre permitir a mobilidade das vacâncias e inibir a dissociação dos centros de $Tl^0(0)$, cuja temperatura de estabilidade é 290 K ($17^\circ C$) [32].

Finalizado o processo de formação dos centros, verificamos que estes são estáveis a temperatura ambiente e iluminação fraca, permitindo o manuseio das amostras para realizar um bom polimento e facilitar seu uso no laser.

III.2.c. Caracterização Óptica

Quando preparamos uma amostra para atuar como meio laser ativo, temos que verificar quais os centros presentes, para determinação da possível presença de agregados prejudiciais à ação laser e suas concentrações e para sabermos se há densidade de centros suficiente que permitam um ganho mínimo para ação laser, como foi discutido anteriormente. Assim, medidas de absorção óptica são de grande importância para o bom curso deste trabalho.

Utilizamos o espectrofotômetro CARY 17D de duplo feixe (Varian Inc.), para realizar tais medidas. Neste espectrofotômetro, as regiões do visível e infravermelho (400 a

2.500 nm) são excitadas por uma lâmpada de filamento de Tungstênio e a região do ultravioleta (190 a 400 nm) por uma lâmpada de arco de Deutério. Além disto, este modelo possui uma célula fotocondutora de PbS para detecção na região entre 700 e 2.500 nm e uma fotomultiplicadora para detecção entre 190 e 700 nm. Um monocromador faz a seleção de comprimento de onda.

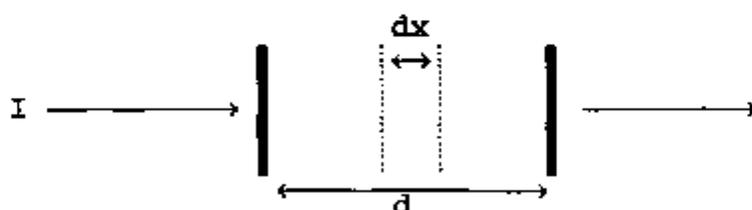
O espectro de absorção óptica é obtido através da comparação entre o feixe de intensidade I , que atravessa a amostra e o feixe de intensidade I_0 usado como referência. Este espectro nos fornece a densidade óptica de absorção da amostra em função do comprimento de onda da radiação.

Definimos a densidade óptica, DO , como:

$$DO = \log \frac{I_0}{I} \quad (\text{III.1})$$

onde $T = I / I_0$ é a transmitância.

Podemos relacionar a densidade óptica de absorção a um coeficiente de absorção β do material, que é definido em termos da fração de radiação dI absorvida pelo material em um espessura dx para uma radiação incidente I .



Assim temos que, para baixas intensidades:

$$dI = -\beta I dx \quad (\text{III.2})$$

Integrando em toda espessura da amostra, obtemos a lei de Beer:

$$I = I_0 \exp (- \beta d) \quad (\text{III.3})$$

Substituindo (III.3) em (III.1), obtemos a constante de absorção do material expressa em função da densidade óptica:

$$\beta = 2,303 \frac{DO}{d} \quad (\text{III.4})$$

Este coeficiente de absorção, normaliza os dados obtidos com relação ao efeito de espessura. Utilizando a expressão (II.3) podemos escrever a densidade óptica como:

$$DO = \sigma_a N_0 d \log e \quad (\text{III.5})$$

onde σ_a é a secção de choque de absorção e

N_0 é a densidade de centros por cm^3 .

Na figura 16 temos o espectro de absorção a temperatura de N_2 líquido de uma amostra de KCl:Tl com espessura de 1,8 mm, irradiada com feixe de elétrons, após sua fotoconversão. Após a irradiação há formação de grande quantidade de centros F (536 nm), responsáveis pela formação dos centros de $Tl^0(1)$. Quando realizamos a fotoconversão, há um aumento da banda de $Tl^0(1)$ centrada em 1.040 nm e a diminuição da banda F. Para esta amostra obtivemos densidades de centros de $Tl^0(1)$ de $\approx 1,75 \times 10^{17}$ centros/ cm^3 , valor este que pode ser calculado através da expressão (III.5).

O centro de $Tl^0(1)$ possui outras bandas de absorção além daquela centrada em 1.040 nm, correspondente a transição laser ($\phi \rightarrow \psi$). Este centro possui sua banda de absorção mais intensa centrada em 550 nm, correspondente a transição $\phi \rightarrow \Sigma$ (figura 3), uma banda em 340 nm identificada como pertencente a este centro através do espectro de absorção rotulada [1] e uma banda de absorção do estado fundamental ($\phi \rightarrow \chi$) centrada em 725 nm. Todas

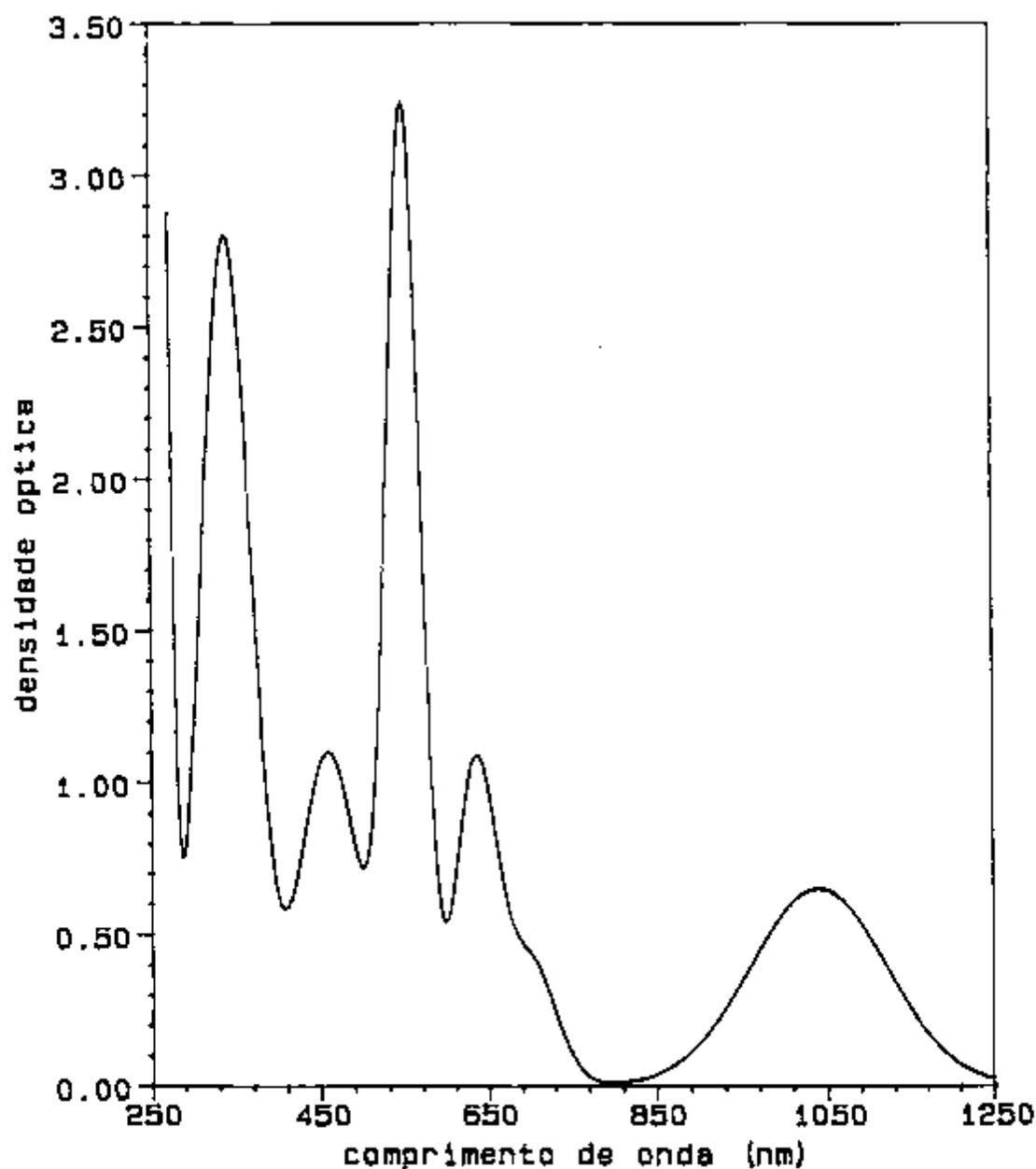


FIGURA 16: Espectro normalizado de absorção óptica a temperatura de N₂ líquido, do KCl:Tl irradiado com elétrons após a fotoconversão. A amostra possui espessura de 1,8 mm.

estas bandas podem ser observadas no espectro da figura 16.

Além das bandas correspondentes ao centro de $Tl^0(1)$, também são observadas bandas de absorção de outros centros. Em 635 nm vê-se o pico da banda de absorção da transição mais intensa ($\phi \rightarrow \Sigma$) do centro de $Tl^0_2(1)$ que é um defeito associado ao Tl. O diagrama de níveis de energia deste centro é muito similar ao do centro de $Tl^0(1)$, possuindo bandas de absorção centradas em 800 e 1.070 nm, não observadas em nossa amostra. Deve-se supor a existência, ainda que pequena, da última banda que, devido a proximidade com a banda de 1.040 nm do $Tl^0(1)$, não aparece normalmente neste espectro de absorção por causa da sobreposição das mesmas.

Em 460 nm observa-se uma banda que pertence ao centro Tl_2^+ e em 260 nm outra banda que corresponde a um agregado de Tl [9]. Outras técnicas de medidas de absorção óptica provavelmente identificariam mais duas bandas centradas em 620 e 680 nm, correspondentes a absorção do estado excitado dos centros $Tl^0(1)$ e $Tl^0_2(1)$, respectivamente [33].

III.3. Laser de Bombeio

Para se obter maior estabilidade e eficiência do laser de centro de cor, necessita-se alta estabilidade e potência de saída no modo TEM_{00} do laser de Nd:YAG, uma vez que, sendo este o laser bombeador, o centro de cor tem grande dependência destes fatores. Apesar de ser um sistema importante e muito bem conhecido, só recentemente conseguiu-se aumentar a potência e estabilidade do modo fundamental TEM_{00} sem a necessidade de incrementar a potência de bombeio [34].

Devido à carga térmica produzida pela lâmpada, dentro do bastão laser, forma-se uma lente termicamente induzida no meio de ganho. Consegue-se alta estabilidade e potência de saída do laser de Nd:YAG aumentando-se o volume do modo fundamental dentro do bastão laser e considerando as lentes térmicas induzidas. Existem duas lentes termicamente induzidas e

dependentes da polarização dentro do bastão [35]. Assumindo uma simetria cilíndrica, para bombeio e refrigeração uniformes, existe um comprimento focal para a polarização radial da luz (f_R) e um comprimento focal diferente para a polarização tangencial da luz (f).

O tamanho do modo TEM₀₀ dentro do bastão, w_3 , é uma função do comprimento L_1 entre o espelho de fundo e o bastão, a distância L_2 entre o espelho de saída e o bastão, os raios de curvatura R_1 e R_2 e dos comprimentos focais f_R . Impondo que a variação termicamente induzida do modo TEM₀₀ dentro do bastão seja mínima, obtemos a seguinte condição de contorno:

$$\frac{\partial}{\partial f_R} w_3(R_1, R_2, L_1, L_2, f_R) = 0 \quad (\text{III.6})$$

O laser permanece estável dentro de um grande intervalo centrado na lente térmica fixando-se:

$$f_R = \hat{f}_R$$

Em geral impõe-se um comprimento total do ressonador, $L = L_1 + L_2$, ou dá-se preferência a um conjunto de espelhos

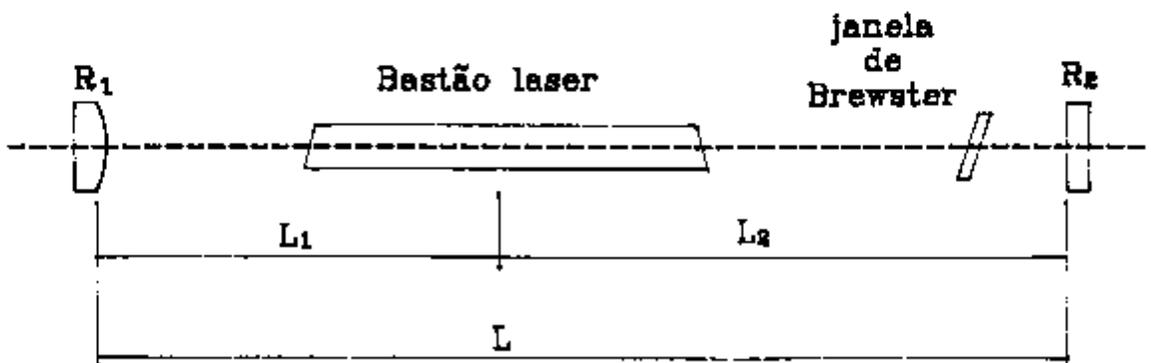


FIGURA 17: Ressonador do laser de Nd:YAG.

disponíveis. Em geral encontra-se um compromisso satisfatório entre todas as condições aqui citadas.

Para obter-se um perfil de feixe limpo e circular, é aconselhável utilizar razões entre o diâmetro do bastão (ϕ) e do modo TEM₀₀ (w_0) de modo que $2,0 < \phi/w_0 < 2,2$. Estes valores foram encontrados experimentalmente através do teste de várias configurações de ressonadores [36]. A razão acima evita que modos de mais alta ordem entrem em oscilação e também minimiza os efeitos de depolarização devida à birrefringência que distorce o perfil do feixe. Devido a presença de um elemento polarizador dentro do ressonador (janela de Brewster), quanto maior o modo dentro do bastão, maiores serão as perdas internas. Portanto, há um equilíbrio entre o tamanho máximo do modo e as perdas dependentes da polarização.

Utilizou-se a polarização vertical que apresenta o mesmo valor para os comprimentos focais tangencial e radial, devido a uma compensação proporcionada pela assimetria do bombeio, na faixa de correntes da lâmpada de interesse [39]. O ressonador foi otimizado para um comprimento focal de 40 cm, correspondente a uma corrente de lâmpada de 31 A, em um ressonador com comprimento efetivo de 150 cm. O espelho de fundo tem raio de curvatura $R_1 = -40$ cm e o espelho de saída é plano com transmissão de 12 %. A distância L é de 54,5 cm. Pode-se otimizar o ressonador para correntes mais altas utilizando-se outro conjunto de espelhos.

Nesta configuração obteve-se potências de saída da ordem de 14 W implicando que podemos utilizar, para injeção deste laser na cavidade astigmática, todos os elementos necessários (lentes, rodadores de polarização,...) sem a preocupação de não atingirmos potências muito acima da potência de limiar do centro de cor. Outras configurações e resultados da otimização do laser de Nd:YAG podem ser analisadas na REF [37].

Para injetar a luz do laser na polarização mais adequada para o bombeio do laser de centro de cor, utilizou-se 3 espelhos de forma que haja uma mudança no plano de polarização e propagação do laser em relação à mesa.

III.4. Laser de Centro de Cor

III.4.1. Arranjo Experimental da Operação Laser

Já vimos que a cavidade de compensação astigmática, descrita no capítulo anterior, é a mais adequada aos nossos objetivos, sendo que sua configuração experimental está esquematizada na figura 18. A câmara que contém o cristal é mantida em vácuo para isolação térmica e evitar condensação de umidade sobre a superfície do cristal que é refrigerado a temperatura de Na líquido através de um criostato que será descrito no final deste capítulo.

As janelas ópticas da cavidade devem ser posicionadas em ângulo de Brewster na região em que as ondas são aproximadamente planas para que o astigmatismo por elas produzido, seja mínimo. Então, como o cristal é posicionado no ramo mais curto da cavidade onde as ondas apresentam curvatura pronunciada, colocou-se os espelhos M_1 e M_2 dentro da câmara de vácuo e as janelas ópticas nas paredes externas da câmara.

A superfície interna da câmara de vácuo deve ser polida para evitar adsorção de água que, quando o sistema é evacuado, pode condensar-se na superfície do cristal. Como a água possui uma forte absorção na região de emissão do cristal e a amostra é higroscópica, isto implica na redução da eficiência do laser e do tempo de operação dos centros de $\text{Tl}^0(1)$. Para estender ao máximo o tempo de utilização de um cristal, além do polimento da câmara, envolvemos o cristal em uma máscara térmica feita de cobre.

Para facilitar a construção da cavidade, escolhemos um ângulo $\theta = 10^\circ$ que também nos fornece uma espessura ótima da amostra de 1,74 mm para um índice de refração de 1,45 (KCl:Tl). Vale salientar que apesar dessa espessura ótima, pode-se utilizar amostras com espessura variando entre 1,5 e 2,4 mm sem

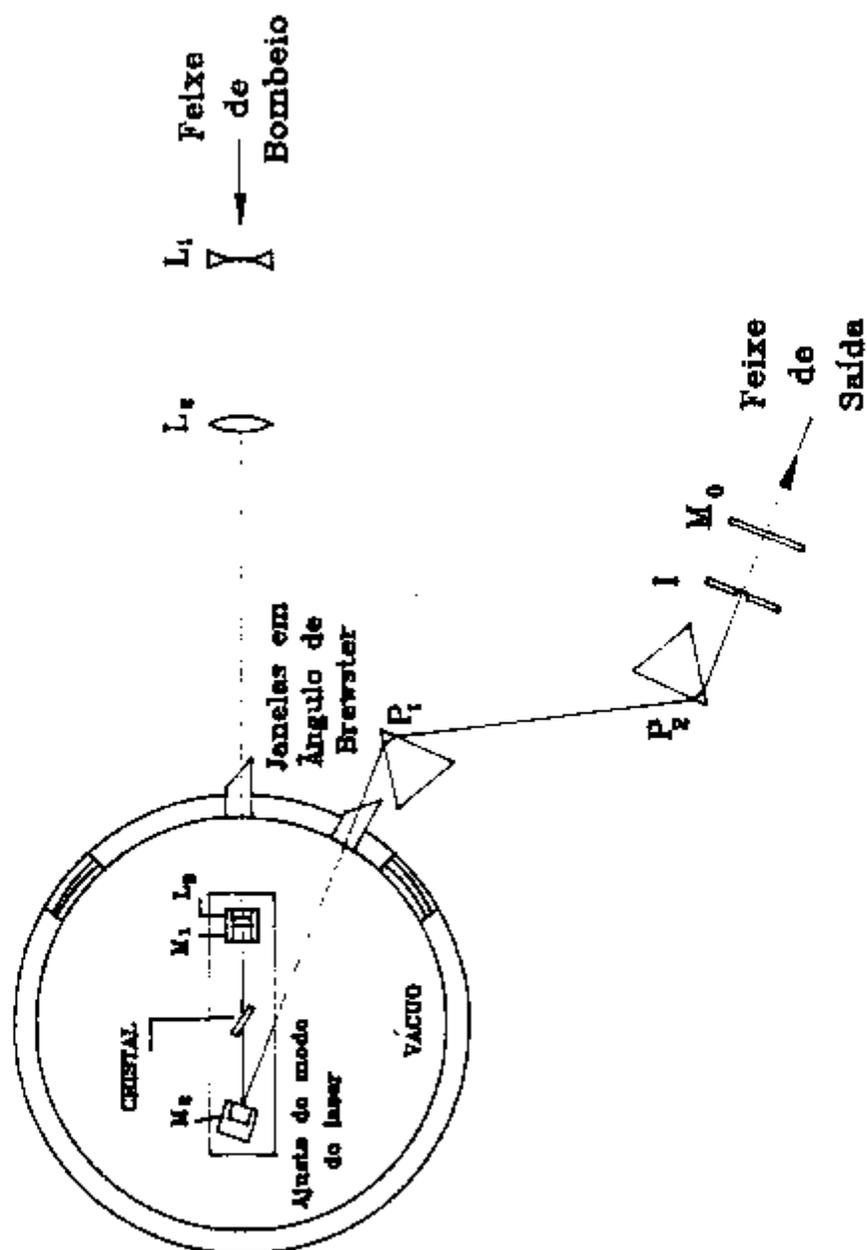


FIGURA 18: Configuração experimental do laser de centro de cor. As lentes L_1 e L_2 formam o telescópio de injeção e os prismas P_1 e P_2 fazem a dispersão espectral do laser que poderá ser espacialmente sintonizada pela iris I.

comprometer a ação laser, sendo que para espessuras menores há a necessidade de maior densidade de centros e para espessuras maiores, o astigmatismo torna-se muito grande.

O espelho M_1 possui raio de curvatura de 25 mm, escolhido para tornar a montagem compacta, além disso, este espelho é dicróico com transmissão de $\approx 90\%$ para a linha do laser bombeador, permitindo o bombeamento óptico colinear. O espelho M_2 , também dicróico com as mesmas características do espelho M_1 , tem raio de curvatura de 50 mm escolhido de maneira a se ter um intervalo de estabilidade razoável ($\delta \propto f^2$) e uma espessura do cristal de fácil manejo que satisfaça a condição de ganho. Este dois espelhos foram preparados na oficina de óptica do IFQSC.

A distância d_2 para melhor desempenho do laser, foi encontrada como sendo da ordem de 400 mm que pela expressão (II.49), resulta um intervalo de estabilidade de 1,5 mm e, pela expressão (II.51), raio de curvatura do feixe, $w_{01} = 20 \mu\text{m}$ o que corresponde a uma área de $\approx 2 \times 10^{-5} \text{ cm}^2$. Deste modo, o feixe de saída tem um raio de $\approx 600 \mu\text{m}$.

O feixe bombeador é bastante focalizado pela lente L_3 ($f \approx 25 \text{ mm}$) que conjuntamente com o espelho M_1 , produz um foco efetivo de $\approx 33 \text{ mm}$, medido da superfície de M_1 . Para atingir a posição e o diâmetro do foco necessário, utilizamos um telescópio magnificador formado por duas lentes, L_1 e L_2 , onde L_1 magnifica o feixe ($f = -50 \text{ cm}$) e L_2 torna-o ligeiramente convergente ($f = 150 \text{ cm}$). Com este conjunto de lentes torna-se possível controlar o foco e a posição lateral do feixe bombeador, além do volume do modo bombeador em relação ao volume do modo do laser no cristal.

Utilizamos prismas de SF3 por possuir uma dispersão angular relativamente alta ($dn/d\lambda \approx 1,7 \times 10^{-5} \text{ rad/nm}$). O primeiro prisma é posicionado sobre um translador x-y-z para desviar o laser e o segundo é posicionado sobre um goniômetro para ajustar e corrigir a incidência angular e saída do feixe laser. O ajuste do segundo prisma deve possuir maior precisão uma vez que o feixe emergente deve ter suas componentes paralelas.

Para ajustar os espelhos de modo a maximizar o desempenho

do laser, foram utilizados dois sistemas micrométricos de posicionamento com controle externo ao sistema de vácuo. Um dos sistemas atuará sobre o conjunto constituído pelos espelhos M_1 e M_2 e pela lente L_3 ajustando o feixe no cristal. O sistema 2 atua apenas sobre o espelho M_2 possibilitando a sintonia do intervalo de estabilidade.

III.4.2. Alinhamento do Ressonador

Uma vez que não possuímos guia visual para a região de emissão laser do cristal ($1,5 \mu\text{m}$), utilizamos o feixe bombeador para reproduzir o modo do laser facilitando o alinhamento do ressonador. Além disso, torna-se mais prático alinhar o ressonador sem os elementos de sintonia para averiguar as condições de operação do laser, inserindo tais elementos, um a um em seguida.

O primeiro passo do alinhamento consiste em ajustar o feixe bombeador de modo a se propagar paralelamente a um eixo óptico definido de maneira que fixe mecanicamente a direção correspondente ao ângulo 2θ , sem o auxílio do conjunto de lentes. Em seguida posicionamos as lentes L_1 e L_2 e as ajustamos para que a parte do laser refletida pela superfície curva de M_1 seja refocalizada exatamente sobre o feixe bombeador, garantindo que a frente de onda está coincidente com o raio de curvatura R_1 de M_1 e, portanto o feixe bombeador está focalizado no centro de curvatura de M_1 . O efeito de retroalimentação pode ser bem acompanhado operando o laser bombeador próximo ao limiar onde, uma pequena realimentação já é suficiente para produzir uma variação significativa da potência de saída.

No segundo passo, ajustamos a posição de M_2 para que o feixe propague-se ao longo do ramo mais comprido do ressonador tendo um mínimo em um anteparo distante. Este ajuste coloca di no extremo inferior do intervalo de estabilidade ($\delta = 0$), onde o conjunto R_1, R_2 se comporta como um telescópio perfeitamente ajustado e a cintura do feixe é a mínima possível. Quando este

limite é determinado, pode-se deslocar M_2 para o meio do intervalo de estabilidade, movendo-o de um distância conhecida ($\approx 0,5$ mm) através do translador (sistema 2 de ajuste) orientado para movimentos ao longo do eixo de bombeamento que não afeta o ajuste angular de M_2 .

Até aqui, descrevemos os ajustes preliminares que podem ser feitos no sistema com auxílio de um cristal transparente com mesma espessura óptica do meio laser ativo e sem a necessidade de vácuo. Estes ajustes independem da finalidade a que o laser destina-se (sintonia, geração de pulsos curtos, etc...).

Finalmente, antes da introdução dos elementos de sintonia, alinhamos o espelho M_0 . O ajuste deste espelho é melhor obtido tendo o meio laser ativo no lugar e observando-se a dependência do sinal de luminescência com os ajustes do espelho M_0 . Quando realimenta-se o meio laser ativo com a luz que incide em M_0 , observa-se variações de intensidade de até um fator 2, implicando que o alinhamento está próximo ao necessário para a obtenção de ação laser.

Atingindo a ação laser, podemos mover os espelhos M_1 e M_2 de maneira solidária ao longo do eixo do feixe bombeador através do sistema micrométrico 1, de modo a obter a máxima superposição entre as regiões das cinturas do feixe no cristal. Esse movimento deve ser acompanhado por um ajuste focal na lente L_2 que, para tal, deve estar montada sobre um translador x-y-z. Uma vez otimizado o sistema, pode-se escolher pontos no cristal cuja superfície não contenha imperfeições através de movimentos ao longo da direção perpendicular. Para permitir estes movimentos, apoiamos o dedo frio sobre um anel isolante térmico (de fenolite ou celeron).

Tendo o sistema laser sido alinhado em sua configuração mais simples, pode-se inserir os elementos de sintonia. Primeiramente, posiciona-se um prisma de modo que possa ser deslocado para dentro do feixe laser intracavidade, a aproximadamente 5 cm da janela de Brewster da câmara. Esta distância é útil para podermos ter um guia visual com o laser de bombeio. Colocando-se o espelho de saída atrás do prisma,

pode-se usar o laser de bombeio para o alinhamento, tendo em mente que após a passagem pelo prisma os feixes sofrem dispersão e, portanto, não são mais colineares. Para encontrar o ponto de alinhamento ideal, retroinjeta-se o laser de bombeio e então, faz-se uma varredura horizontal do feixe refletido em alguns milímetros.

O efeito de realimentação também pode ser observado, facilitando este alinhamento. Uma vez conseguida a emissão laser, deve-se marcar a posição da reflexão do feixe de bombeio no espelho de saída em algum ponto próximo ao prisma. Esta marca servirá de auxílio para o alinhamento do espelho após o segundo prisma que, como terá seus feixes retraçados, será o mesmo ponto em que a reflexão do espelho de saída jogará o feixe de bombeio. Até este ponto, temos a cavidade com um elemento de sintonia, restando colocar o outro prisma e a íris.

Para posicionar o segundo prisma, pode-se usar o próprio laser de KCl:Tl para traçar seu caminho. Este prisma deve ser colocado a uma distância que permita ao feixe, suficiente dispersão para a sintonia sem, no entanto, sair do intervalo de estabilidade que torna-se muito pequeno para grandes distâncias. Os prismas podem ser separados por uma distância aproximada de 15 cm que já permite uma boa sintonia, podendo ser afastados após a operação laser para obtenção de maior resolução.

O espelho de saída é então, posicionado atrás do segundo prisma tendo o cuidado de se ter o caminho óptico deste ressonador, menor ou igual ao obtido sem nenhum elemento de sintonia, onde foi ajustado o intervalo de estabilidade. Entre o segundo prisma e o espelho de saída deve haver espaço suficiente para o posicionamento da íris.

O alinhamento do espelho nesta posição segue os passos de seu alinhamento anterior, sendo que agora sabe-se a posição em que a reflexão do feixe de bombeio deve estar. Observando-se o efeito de realimentação chega-se rapidamente a emissão laser.

A íris utilizada para sintonia espacial é posicionada em qualquer ponto entre o espelho de saída e o prisma mais próximo, onde os feixes dos vários comprimentos de onda são paralelos.

Para uma eficiente otimização, deve-se montar os prismas sobre goniômetros, permitindo a variação dos ângulos de incidência e saída e de sua inclinação em relação ao plano da montagem. A íris também deve estar sobre um translador y-z micrométrico para maior precisão e confiabilidade das medidas de sintonia. A abertura da íris será discutida adiante.

III.5. Criostato

Como foi explicado, os centros de cor que utilizamos requerem uma utilização à baixas temperaturas (≈ 77 K) para um melhor desempenho. Isto se sucede com a maioria dos centros de cor que são voláteis a ação da temperatura ambiente e bombeamento óptico conjugados.

Desenvolvemos um criostato que permite o armazenamento de Nitrogênio líquido durante vários dias, e que é versátil, permitindo que refrigeremos o cristal à temperatura de N_2 líquido rapidamente e podendo cessar a operação no momento desejado sem perda de tempo, evitando a formação de agregados e destruição dos centros por permanência a altas temperaturas.

Baseado no modelo inicial desenhado por Linn Mollenauer [6], tal criostato consiste basicamente de um bojo interno, utilizado como reservatório, isolado o máximo possível do calor proveniente do ambiente, tendo uma extensão flexível, que chamaremos "dedo frio", que por acionamento externo poderá abaixar até o suporte do cristal que será refrigerado. O dedo frio construído de cobre O.F.H.C., em forma cônica, com suas dimensões aproximadamente iguais ao seu apoio no porta amostras. Quando esta cabeça de cobre está a temperatura de Nitrogênio líquido, ela se contrai de forma que suas dimensões tornam-se menores e assim, ela penetra no porta amostras, que com o contato mecânico, comprime-se rapidamente, formando um forte lacre mecânico. É este lacre mecânico que torna a transferência de calor rápida. Para a quebra deste lacre uma haste é acionada externamente empurrando as duas peças de forma a separá-las.

O criostato desenvolvido por nós, possui um reservatório com capacidade de armazenamento de 6 litros de N_2 líquido e é acoplado na cavidade óptica (que foi já descrita neste capítulo) como mostra a figura 19.

As perdas de calor que ocorrem no criostato foram calculadas e encontram-se no Apêndice C.

O único ponto em que nos interessa transmissão de calor é no dedo frio, pois este deverá refrigerar o cristal, portanto o dedo frio será uma cabeça de cobre (alta condutividade térmica) retrátil soldada em um fole metálico que por sua vez foi soldado na parte inferior do reservatório. Na cabeça de cobre também foi soldada uma haste que possibilitará seu acionamento externo.

A redução de calor por condução é feita reduzindo a área de condução entre os bojos, isto é, isolamos o bojo interno tanto quanto possível do ambiente externo.

Para tal, utilizamos tubos de parede fina (0.2 mm). Foi colocado um único destes tubos com diâmetro de 0.5" ligando o reservatório ao bojo externo e um outro de diâmetro menor soldado entre dois trechos da haste. A dificuldade de sua utilização consiste na difícil solda a ser realizada, que teve que ser feita com solda microplasma (solda uma área mínima de 0.05 mm).

Para redução das perdas causadas por irradiação utilizamos materiais de baixa emissividade. Como temos de construir os bojos de aço inox por motivos de resistência mecânica, custo e disponibilidade, e ainda assim diminuirmos a emissividade do bojo interno, nós o revestimos com mylar aluminizado (isolante térmico e altamente refletor para o infravermelho (calor)). São necessárias muitas camadas de mylar para um isolamento perfeito (= 40 camadas), mas devido a quantidade de material disponível, foram colocadas aproximadamente 15 camadas do material em torno do reservatório.

Para melhorar ainda mais as condições de utilização do criostato, colocamos em volta do fole metálico uma gaiola contendo adsorvedor molecular, que aprisiona água do ar ao seu redor, reduzindo assim alguma condução devida a um vácuo não

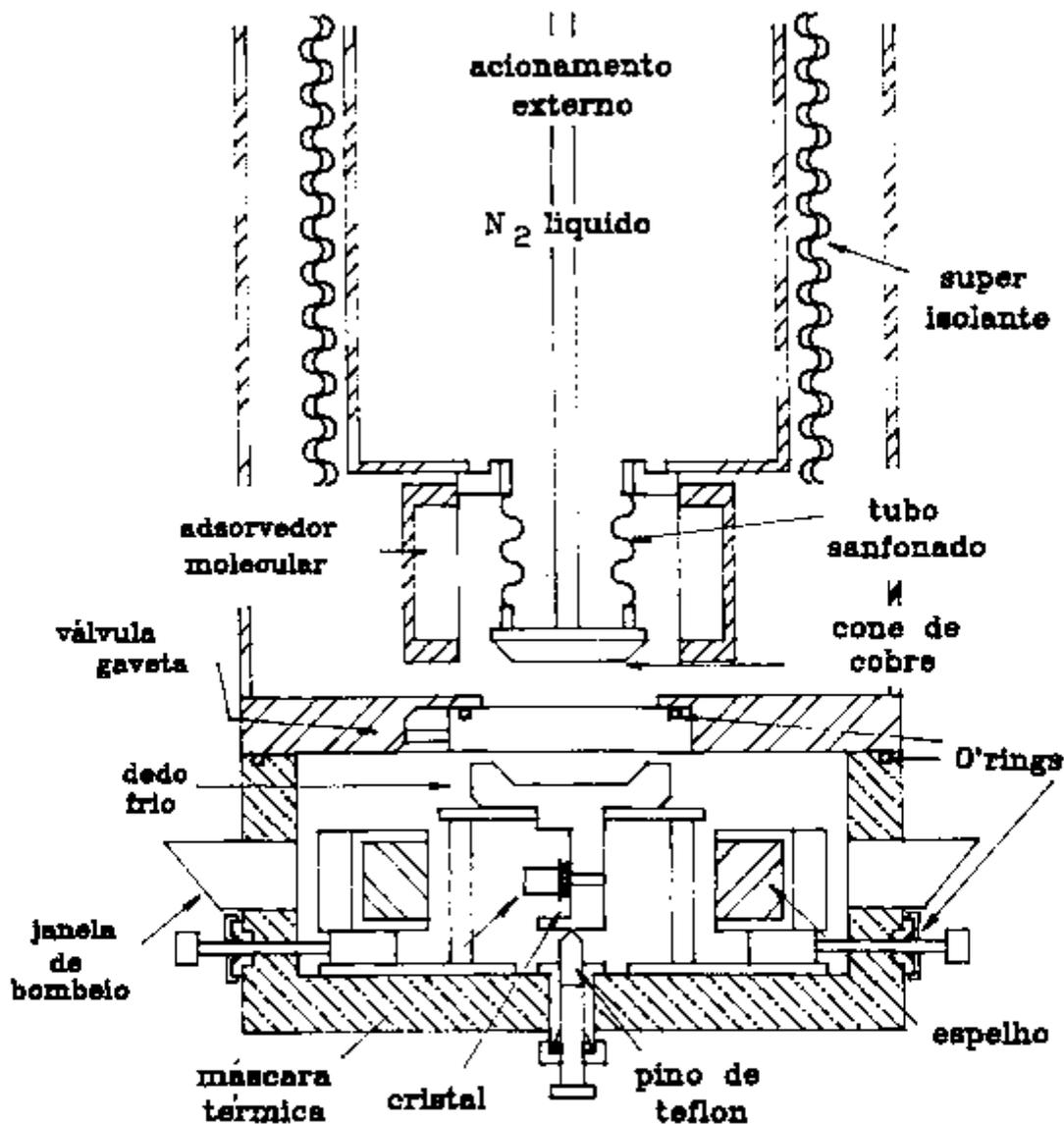


FIGURA 19: Esquema da cavidade laser e o criostato. O cone de cobre é abaixado até o suporte do cristal refrigerando-o a temperatura de N_2 líquido.

perfeito e evitando que condense água na superfície do cristal laser ativo.

Podemos considerar a performance do criostato construído como boa, pois permite manter o cristal refrigerado na cavidade óptica por mais de 60 horas sem necessidade de realimentá-lo com N₂ líquido. O tempo necessário para refrigerar o cristal a temperatura de 77 K é de 10 min. e de ≈ 50 min para aquecê-lo a temperatura ambiente. Devido as suas dimensões e desenho, o criostato permite operação em vários sistemas sendo facilmente deslocado (com ou sem N₂ líquido) e não obstruindo espaço necessário para se trabalhar.

Os tubos finos e Mylar aluminizado aqui citados, nos foram fornecidos pelo Dr. Giuseppe Baldacchini (ENEA - Itália).

IV. RESULTADOS EXPERIMENTAIS

IV.1. Operação Contínua Simples

Por operação contínua simples entende-se que não há maiores cuidados com as características temporais ou com a frequência de saída do laser. Utilizamos a montagem esquematizada na figura 21, com os prismas posicionados em ângulo de Brewster de modo que as perdas introduzidas pelo conjunto sejam desprezíveis. Os planos de saída do prisma 1 e de incidência do prisma 2 são posicionados paralelos entre si, garantindo que todos os comprimentos de onda decorrentes da dispersão causada pelo primeiro prisma, sejam compensados pelo segundo prisma de modo que o feixe laser de saída é mantido paralelo à direção do feixe bombeador.

Nesse sistema, vários modos longitudinais podem oscilar devido ao efeito de *holeburning* espacial [21]. Assim, com vários modos competindo dentro do laser, o meio ativo é depopulado homoganeamente, permitindo uma maior extração de potência.

Devido ao deslocamento Stokes, aproximadamente 1/3 da energia absorvida no cristal é convertida em energia térmica acarretando um aquecimento local quando se utiliza altas intensidades do laser bombeador no cristal. Dessa forma, para evitarmos um aquecimento excessivo, o laser bombeador foi amostrado (com um *chopper*) com um ciclo efetivo (*duty-cycle*) de 1/6. Os resultados que aqui serão descritos são realmente as potências de pico da saída amostrada.

Os resultados da análise do comportamento do laser CW, utilizando-se espelhos de saída com transmissões de 10 % e 22 %, são mostrados na figura 20. A potência de saída é medida no pico de emissão ($\lambda = 1,52 \mu\text{m}$) sem o uso da iris. Na curva para transmissão de 10% nota-se um comportamento aproximadamente linear para potências acima da potência de limiar, fato este que já era esperado pela análise realizada da equação (II.23). No

entanto, a curva experimental para o espelho de saída de $T = 22\%$ apresenta uma não linearidade para baixas potências, fato este que é explicado pelo ganho insuficiente que devido as grandes perdas, reduz a eficiência para intensidades próximas ao limiar. Na região intermediária de bombeamento, onde a intensidade de bombeamento é comparável à intensidade de saturação, a potência de saída é uma função complexa da potência de bombeamento.

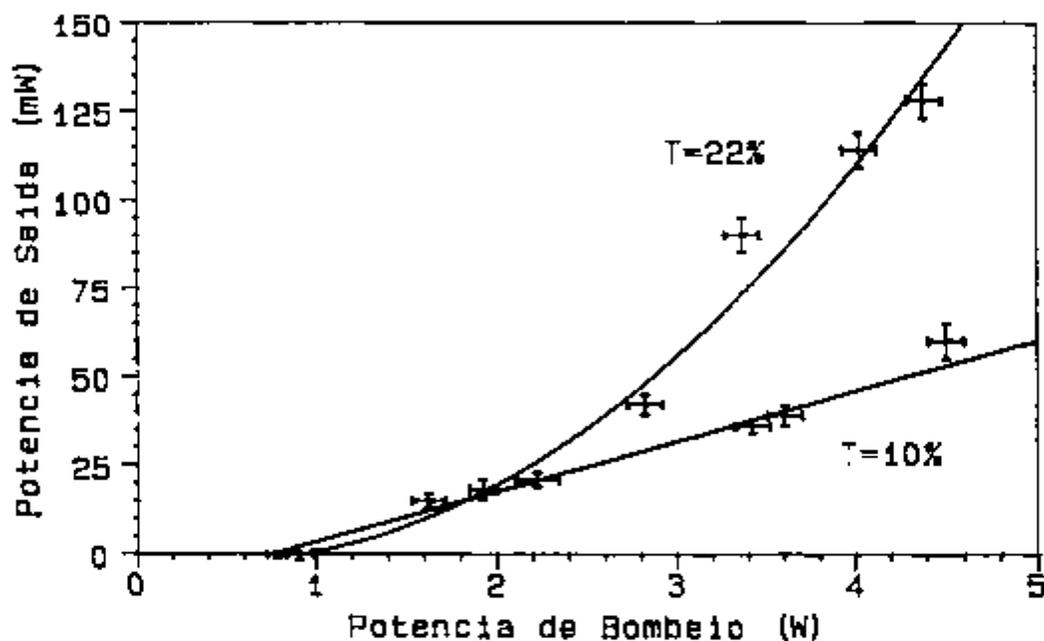


FIGURA 20: Potência de saída do laser de KCl:Tl pela potência de bombeio.

Para analisar teoricamente o comportamento do laser, necessita-se introduzir uma eficiência na expressão (II.22), que é essencialmente devida à superposição dos modos do laser e o volume bombeado no cristal. Considera-se que essa eficiência é a mesma para todas as transmissões utilizadas e toma-se as perdas do ressonador como sendo as mesmas para todos os espelhos, isto

é, espera-se que a absorção em todos ele seja a mesma.

Os resultados obtidos experimentalmente são descritos a seguir. Operando-se o espelho de saída com transmissão de 10 %, no centro da banda, a eficiência de emissão laser foi de apenas 1,5 %, enquanto que com o espelho com transmissão de 22 %, obteve-se uma eficiência de emissão laser de 3 %, também muito baixa. A potência de limiar de ação laser de ≈ 750 mW é bem maior do que a estimada teoricamente (9 mW). Considerando-se a intensidade de saturação de 40 mW (capítulo II), a razão das seccões de choque $\sigma_a/\sigma_e \approx 4$ e a razão da energia dos fótons $h\nu_a/h\nu_e \approx 2/3$, a expressão para a potência de saída do laser torna-se:

$$P_s = \eta \frac{8}{3} \frac{T}{\sqrt{R_1}} \left[\frac{2 g_m l}{\xi - \ln R_1} - 1 \right] \quad (V.1)$$

Utilizando-se a epressão acima para analisar os resultados experimentais, determinou-se um ganho máximo ($2 g_m l$) de $\approx 0,3$ o que corresponde a uma concentração de centros de $\approx 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. A concentração de centros aqui estimada é inferior aquela determinada através do espectro de absorção da amostra. Esta discrepância é devida a grande formação de agregados observados no mesmo espectro de absorção e que diminuem a eficiência dos centros existentes através da absorção da emissão dos centros laser ativos. Além da grande concentração de agregados, temos que efeitos térmicos, presença de água e não casamento dos modos dos lasers conduzem a uma queda no ganho máximo, determinando a condição de limiar extremamente alta verificada.

A emissão laser se situa na região do segundo sobretom vibracional das moléculas de água, sendo que o coeficiente de absorção óptico nessa região é de aproximadamente 17 cm^{-1} [38]. Filmes de água com espessura de $\approx 0,2$ mm na superfície do cristal já seriam suficientes para produzir perdas muito elevadas. Como utilizamos uma máscara térmica, reduzimos a

possibilidade de formação de filmes de água sobre a amostra e, durante a operação laser não foi verificada qualquer diminuição de eficiência que pudesse decorrer de tal fato.

O problema da água não se restringe à superfície do cristal. Os elementos de sintonia e o espelho de saída ficam fora da câmara de vácuo, implicando na existência de um caminho óptico intra-cavidade muito extenso no ar. Como a umidade relativa do ar em São Paulo é muito elevada, variando entre 70 % e 90 %, temos que há uma diminuição da potência de saída do laser quando aumentamos em demasia o tamanho do ressonador.

Para a posterior análise da sintonia do laser, fixamos a íris com abertura de 1,1 mm no pico de emissão do laser ($\lambda = 1,52 \mu\text{m}$) e verificamos seu alargamento espectral. Para tais medidas, utilizou-se um monocromador SPEX modelo 1870 com rede de difração de 600 linhas permitindo uma resolução máxima de 0,4 e para monitoramento um lock-in. Na figura (21), um espectro de baixa resolução revela a formação de dois picos de emissão laser separados por $\approx 1,2 \text{ nm}$ e com largura de $\approx 0,8 \text{ nm}$.

Para entendermos a formação desses dois picos, devemos antes entender as consequências da montagem experimental. Em um sistema laser de alargamento homogêneo, a curva de ganho cresce linearmente com o bombeio e, portanto uma frequência única deveria oscilar, então saturando o ganho e impedindo outras frequências de oscilar [39]. Um experimento que utilizou dois prismas intracavidade, visando o máximo aproveitamento da região de bombeio e a obtenção de um espectro de oscilação contendo muitas frequências, foi realizado [40]. Nesse caso, não existe uma seletividade espacial no meio de ganho e as frequências espacialmente dispersas, oscilam em diferentes regiões do meio. No nosso caso, a região do meio ativo bombeada se comporta como uma abertura que, então, seleciona a frequência de emissão. Nestas condições, o ganho do laser é aproximadamente o mesmo em todo o espectro que é transmitido pela íris, posicionada junto ao espelho de fundo. Para determinar a condição de oscilação do sistema com a íris, temos que verificar a sua transmissão, considerando que é ela que determinará o

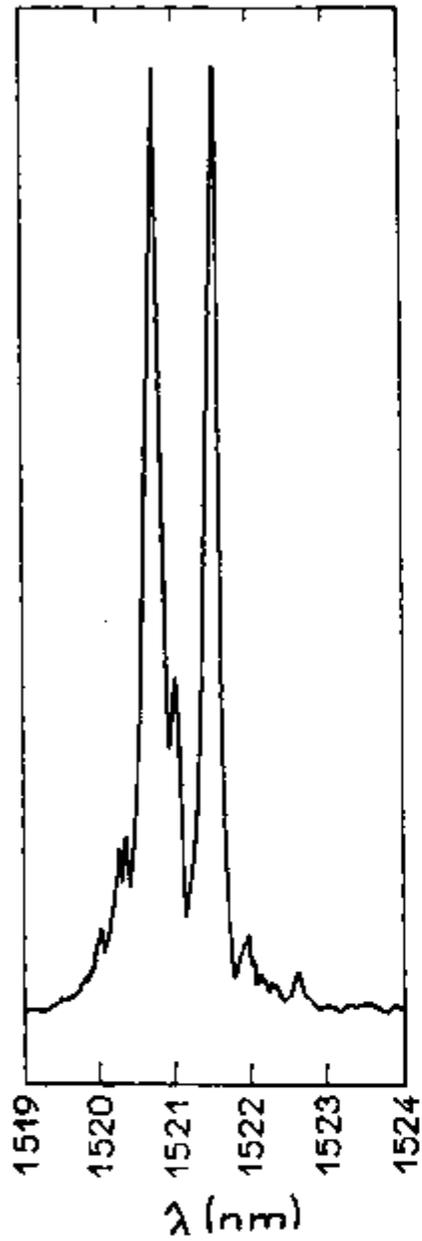


FIGURA 21: Espectro da distribuição espectral da emissão laser com baixa resolução. A iris foi utilizada com abertura de 1.1 mm.

mecanismo de sintonia.

Assim, uma nova teoria foi desenvolvida para o cálculo da seletividade do conjunto de prismas e íris.

IV.1.1. Transmissão da íris

A transmissão de um feixe por uma íris pode ser obtida através das intensidades incidente e transmitida desse feixe. Então temos:

$$T = \left| \frac{I(\lambda)}{I(\lambda_0)} \right|^2 \quad (V.2)$$

onde $I(\lambda)$ é a intensidade que atinge a íris e

$I(\lambda_0)$ é a intensidade transmitida em λ_0 (correspondente ao centro da íris).

Tomemos o deslocamento transversal do feixe imposto pelos prismas. A equação (II.63) nos dá que:

$$\Delta x(\lambda) = L \frac{dc}{d\lambda} (\lambda - \lambda_p) \quad (V.3)$$

onde L é a distância entre os prismas;

$dc/d\lambda$ é a dispersão angular dos prismas;

λ_p é o comprimento de onda no pico da emissão laser, isto é, o comprimento de onda correspondente ao máximo ganho do laser sem a íris. No nosso caso $\lambda_p = 1,52 \mu\text{m}$.

Como a dispersão causada pelos prismas é contida apenas em um plano, as componentes espectrais contidas em outros planos não sofrem influência dessa dispersão. Então podemos simplificar a resolução da transmissão tomando uma fenda ao invés de uma

íris. Assim sendo, utilizando a expressão (V.3), temos que as intensidades envolvidas podem ser expressas:

$$I(\lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{\Delta x(\lambda_0) - w}^{\Delta x(\lambda_0) + w} \exp \left\{ - \left(\frac{y}{w_0} \right)^2 \right\} \exp \left\{ - \left(\frac{x - \Delta x(\lambda)}{w_0} \right)^2 \right\} dy dx \quad (V.4)$$

$$I(\lambda_0) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{\Delta x(\lambda_0) - w}^{\Delta x(\lambda_0) + w} \exp \left\{ - \left(\frac{y}{w_0} \right)^2 \right\} \exp \left\{ - \left(\frac{x - \Delta x(\lambda_0)}{w_0} \right)^2 \right\} dy dx \quad (V.5)$$

onde w_0 é a cintura do feixe laser que incide no primeiro prisma. Na nossa montagem, $w_0 = 0,6$ mm e

$2w$ é a abertura da fenda no direção da dispersão.

As componentes em y são iguais para as duas intensidades (são componentes pertencentes ao plano perpendicular à dispersão dos prismas) podendo ser desprezadas na razão da equação (V.2). Através de uma mudança de variáveis, é fácil demonstrar que a componente em x da equação (V.5) pode ser expressa pela função erro, no ponto w / w_0 , definida matematicamente como:

$$\text{Erf} \left(\frac{w}{w_0} \right) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{w/w_0} e^{-x^2} dx \quad (V.6)$$

A equação (V.4) requer mais cuidados em sua resolução, mas através de recursos matemáticos, em primeira ordem de aproximação, a componente em x dessa equação pode ser escrita:

$$I(\lambda)_x \approx \sqrt{\pi} \operatorname{Erf} \left(\frac{w}{w_0} \right) - \frac{2L}{w_0} \frac{dc}{d\lambda} e^{-(w/w_0)^2} (\lambda - \lambda_0) \quad (\text{V.7})$$

A partir da equação (V.6) aplicada à (V.4), conjuntamente com (V.7), temos que a transmissão pela fenda é dada por:

$$T = \left| 1 - \frac{2L}{w_0 \sqrt{\pi}} \frac{dc}{d\lambda} \frac{\exp \left(-(w/w_0)^2 \right)}{\operatorname{Erf} \left(w/w_0 \right)} (\lambda - \lambda_0) \right|^2 \quad (\text{V.8})$$

chamando $\alpha = \frac{L}{w_0} \frac{dc}{d\lambda}$; $\gamma = \frac{2 \exp \left(-(w/w_0)^2 \right)}{\sqrt{\pi} \operatorname{Erf} \left(w/w_0 \right)}$, temos que a

expressão (V.8) é simplificada para:

$$T = \left| 1 - \alpha \gamma (\lambda - \lambda_0) \right|^2 \quad (\text{V.9})$$

onde α corresponde ao deslocamento causado pela dispersão dos prismas sobre o feixe laser incidente e, portanto, nos fornece a componente espectral que atravessa a fenda.

γ é o fator de correção devida à diferença das dimensões entre o feixe e a fenda. Este fator será o responsável pela determinação do tamanho ótimo da fenda para uma determinada configuração.

Tendo-se a equação da transmissão da íris, verificamos que esta depende do deslocamento transversal do feixe, da cintura do feixe e da abertura da íris. Tomando-se a variação do deslocamento transversal do feixe com os outros parâmetros fixos, podemos aumentar a resolução do sistema através do incremento da distância de separação entre os prismas, utilização de prismas com maior dispersão ou ambos.

É óbvio que o aumento da distância de separação dos prismas e, conseqüentemente o aumento do ressonador acarreta

dificuldades experimentais. Uma vez que as componentes espectrais estão mais separadas, o guia visual do laser de bombeio é perdido e o alinhamento do ressonador é dificultado, além do fato de ser mais crítico, tornando qualquer vibração detrimental à ação laser.

Como foi explicado, as componentes espectrais que não pertencem ao plano de dispersão dos prismas, não contribuem para a sintonia do laser. Uma vez que a íris possui uma abertura circular, ela introduz perdas na potência do laser desnecessárias para a sintonia. Para aumentar tal potência pode-se utilizar uma fenda no lugar da íris sem alteração nos parâmetros de sintonia do laser, mas com um ganho por transmissão maior.

IV.1.2. Resolução

Uma vez obtida a transmissão, podemos determinar a resolução do sistema que é obtida a partir do número de passos do laser pela fenda. Desta maneira, podemos escrever:

$$\mathcal{R} = T^{2N} \quad (V.10)$$

onde N é o número de passos do laser.

Por exemplo, tomemos nossa montagem que possui $L = 17,5$ cm e $w_0 = 0,6$ mm. A dispersão angular efetiva $dc/d\lambda$ dos prismas dada pela condições experimentais, no nosso caso é $dc/d\lambda = 6,5 \times 10^{-5}$ rad/nm. Para uma fenda com $w = w_0$, posicionada no pico de emissão do laser e com $N = 10$, teremos que a resolução do sistema será de $\approx 1,5$ nm.

IV.1.3. Ganho do Laser

Podemos calcular o ganho do laser com base na transmissão da fenda e assim, determinar os efeitos causados na laser pelo

esquema de dois prismas. O ganho total do laser será determinado pela equação:

$$G(\lambda) = \exp (2 l g(\lambda)) T^2(\lambda - \lambda_0) \quad (V.11)$$

onde l é o comprimento total do ressonador e $g(\lambda)$ é a forma de linha do ganho do laser sem a fenda.

A função $g(\lambda)$ é bem conhecida e pode ser escrita como:

$$g(\lambda) = g_0 \exp \left\{ - 4 \ln 2 \left[\frac{\lambda - \lambda_p}{\Delta\lambda} \right]^2 \right\} \quad (V.12)$$

onde g_0 é o ganho de saturação, já definido no capítulo II.

$\Delta\lambda$ é a largura de banda do laser. Para o laser de $KCl:Tl^0(1)$, $\Delta\lambda = 143$ nm.

Para identificarmos os pontos de oscilação do laser temos que encontrar os pontos de máximo da equação (V.11), ou seja:

$$\frac{\partial G(\lambda)}{\partial \lambda} = 0 \quad (V.13)$$

De forma a facilitar a resolução da equação (V.13) reescreveremos a equação (V.11) como um produto de duas funções:

$$G(\lambda) = h(\lambda - \lambda_p) t^4(\lambda - \lambda_0) \quad (V.14)$$

onde $h(\lambda - \lambda_p) = \exp (2 l g(\lambda))$ e $t^4(\lambda - \lambda_0) = T^2(\lambda - \lambda_0)$.

Aplicando a equação (V.13) à equação (V.14), obtemos:

$$\frac{\partial}{\partial \lambda} G(\lambda) = \frac{\partial}{\partial \lambda} h(\lambda - \lambda_p) t^4(\lambda - \lambda_o) + h(\lambda - \lambda_p) \frac{\partial}{\partial \lambda} t^4(\lambda - \lambda_o) = 0$$

que resulta em

$$2lg(\lambda)h(\lambda-\lambda_p) \frac{\partial}{\partial \lambda} g(\lambda) t^4(\lambda-\lambda_o) + 4h(\lambda-\lambda_p)t^3(\lambda-\lambda_o) \frac{\partial}{\partial \lambda} t(\lambda-\lambda_o) = 0$$

Colocando-se os termos comuns em evidência e eliminando-os, obtemos:

$$-1 \frac{4 \ln 2}{\Delta \lambda} g(\lambda) (\lambda - \lambda_p) + \frac{1}{t(\lambda - \lambda_o)} \frac{\partial}{\partial \lambda} t(\lambda - \lambda_o) = 0 \quad (V.15)$$

A derivada do termo referente à transmissão, se tomada a partir da equação (V.8), fornece um resultado com muitas aproximações, tornando-o insatisfatório do ponto de vista teórico. Para se obter maior precisão e confiabilidade nos resultados teóricos, devemos fazer uso das equações integrais de (V.4) e (V.5) na resolução desta derivada. No caso da equação (V.5), sua solução na forma da função erro é suficientemente precisa não sendo necessário maiores cuidados com esta equação.

No caso da equação (V.4), a solução é mais trabalhosa sendo mais prático a resolução da derivada em primeiro lugar, integrando o resultado. Lembrando que apenas existem contribuições na componente em x, obtemos o seguinte resultado:

$$\frac{\partial}{\partial \lambda} t(\lambda - \lambda_o) = -\alpha \gamma e^{-(\alpha (\lambda - \lambda_o))^2} \operatorname{senh} \left\{ \frac{W}{W_o} 2\alpha (\lambda - \lambda_o) \right\} \quad (V.16)$$

Substituindo (V.16) e (V.12) em (V.15), chegamos a

$$\begin{aligned}
1 \text{ g}_0 \frac{4 \ln 2}{\Delta \lambda} \exp \left\{ -4 \ln 2 \left(\frac{\lambda - \lambda_p}{\Delta \lambda} \right)^2 \right\} (\lambda - \lambda_p) = \\
= -\alpha \gamma \frac{e^{-(\alpha (\lambda - \lambda_0))^2}}{|1 - \alpha \gamma (\lambda - \lambda_0)|} \operatorname{senh} \left\{ \frac{w}{w_0} 2\alpha (\lambda - \lambda_0) \right\}
\end{aligned} \tag{V.17}$$

A resolução da equação (V.17) é por demais complexa, dificultando sua análise. Expandindo as exponenciais poderemos simplificar a equação a fim de verificar sua validade. Como o coeficiente do seno hiperbólico é muito pequeno para um comprimento de onda nas proximidades de λ_0 , temos:

$$\left\{ 1 - \frac{4 \ln 2}{\Delta \lambda} (\lambda - \lambda_p)^2 \right\} \frac{4 \ln 2}{\Delta \lambda} (\lambda - \lambda_p) = \frac{-2\alpha \gamma^2}{1 \text{ g}_0} \frac{1 - \alpha^2 (\lambda - \lambda_0)^2}{|1 - \alpha \gamma (\lambda - \lambda_0)|} \frac{w}{w_0} (\lambda - \lambda_0) \tag{V.18}$$

Apesar de simplificada, esta equação também é de difícil solução, mas já permite algumas análises comparativas com os resultados experimentais. Tomemos o caso em que a fenda está posicionada no pico de emissão laser ($\lambda_0 = \lambda_p$) onde foram verificados os dois máximos de emissão (figura 21). A equação (V.18) fica:

$$1 - \frac{4 \ln 2}{\Delta \lambda} (\lambda - \lambda_p)^2 = \frac{-\alpha \gamma^2 \Delta \lambda}{2 1 \text{ g}_0 \ln 2} \frac{w}{w_0} \frac{(1 - \alpha^2 (\lambda - \lambda_p)^2)}{|1 - \alpha \gamma (\lambda - \lambda_p)|} \tag{V.19}$$

Esta equação é uma equação de 3º grau em $(\lambda - \lambda_p)$ que resulta em 3 raízes reais, duas de máximo e uma de mínimo. Faremos agora uma pequena análise das equações obtidas.

A expressão (V.18) implica que o comprimento de onda de

oscilação, para o caso em que a fenda não está com seu centro no pico de emissão laser ($\lambda_p \neq \lambda_0$), é diferente daquele que passa por seu centro ($\lambda = \lambda_0$). Isto se deve ao fato de que a fenda introduz uma perda ao ganho do laser, o que implica que o máximo de oscilação não corresponde, necessariamente ao comprimento de onda de maior ganho. Por outro lado, na equação (V.19) verificamos que, quando a fenda está posicionada em $\lambda_p = \lambda_0$, o ganho terá dois máximos de emissão laser, isto é, o laser poderá oscilar em dois comprimentos de onda próximos, mas distintos. Este resultado está de acordo com os resultados obtidos experimentalmente, isto é, com os dois picos encontrados na figura 21.

A modulação observada nas envoltórias do espectro é devida a uma reduzida, mas ainda existente interação não linear entre as componentes espectrais deslocadas [39].

Aumentando a resolução do espectro até o limite de resolução permitida pelo equipamento, obtivemos o espectro mostrado na figura 22. Nele observa-se que, além da envoltória que forma os dois picos supra citados, há a formação de uma estrutura periódica muito bem definida em cada pico. Essa estrutura encontrada corresponde aquela que seria formada por um interferômetro de Fabry-Perot, explicado anteriormente (Cap.II.3.1). Na análise da estrutura verificamos que $\Delta\nu$ é de aproximadamente 53 GHz, indicando que seria necessário um Fabry-Perot de espessura igual a 2,8 mm para sua formação. Como nossa amostra possui espessura de $\approx 2,3$ mm e está posicionada em ângulo de Brewster, efetivamente ela possui uma espessura óptica de $\approx 2,8$ mm o que implica que nossa amostra está funcionando como um interferômetro de Fabry-Perot.

No nosso caso específico que visa apenas as características de sintonia do sistema, este efeito não altera os resultados finais, mas para uma seleção fina ou *mode-locking* esse efeito é detrimental.

Tomando-se agora apenas um dos picos da estrutura interna das envoltórias principais da emissão laser, verifica-se que

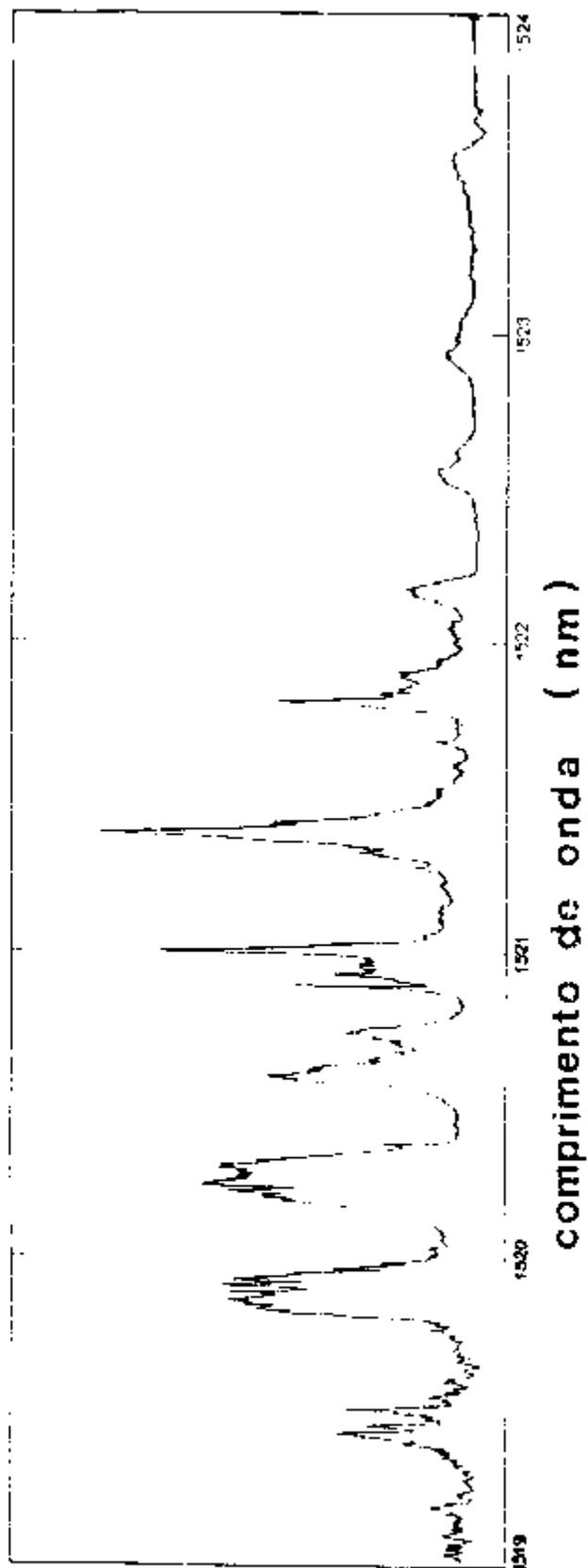


FIGURA 22: Espectro de alta resolução da distribuição espectral da emissão laser.

esta também possui uma sub estrutura (figura 23). Esta sub estrutura, apesar de não ser bem definida devido ao limite de resolução do equipamento, aparece em todos os picos possuindo uma periodicidade com um espaçamento de 3 GHz ou seus múltiplos inteiros. Considerando-se quais modulações são possíveis em nossa montagem e tendo em mente as dimensões do ressonador, verificamos através da equação (II.38) que tal estrutura é formada pelo efeito de *Hole-Burning* espacial.

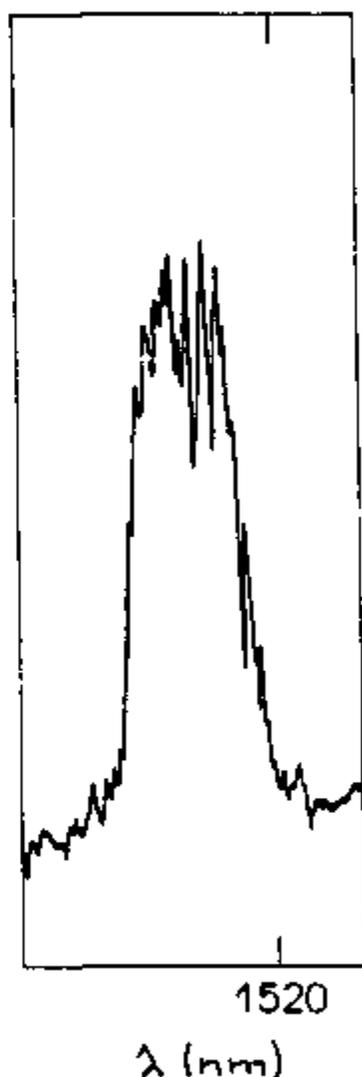


FIGURA 23: Estrutura dos picos internos da envoltória de emissão do laser.

IV.2. Sintonia do Laser

O resultado mais importante deste trabalho consiste na curva de sintonia do laser de centro de cor utilizando o par de prismas. Deste modo, medimos a dependência da potência de saída com o comprimento de onda sintonizado por esse par de prismas. Os resultados obtidos para as transmissões de espelho de saída de 10 % e 22 % são mostrados na figura 24. Nota-se primeiramente que, como a secção de choque é função da frequência, o ganho não saturado g_0 , varia conforme a forma de linha $g(\nu)$. Assim, como o

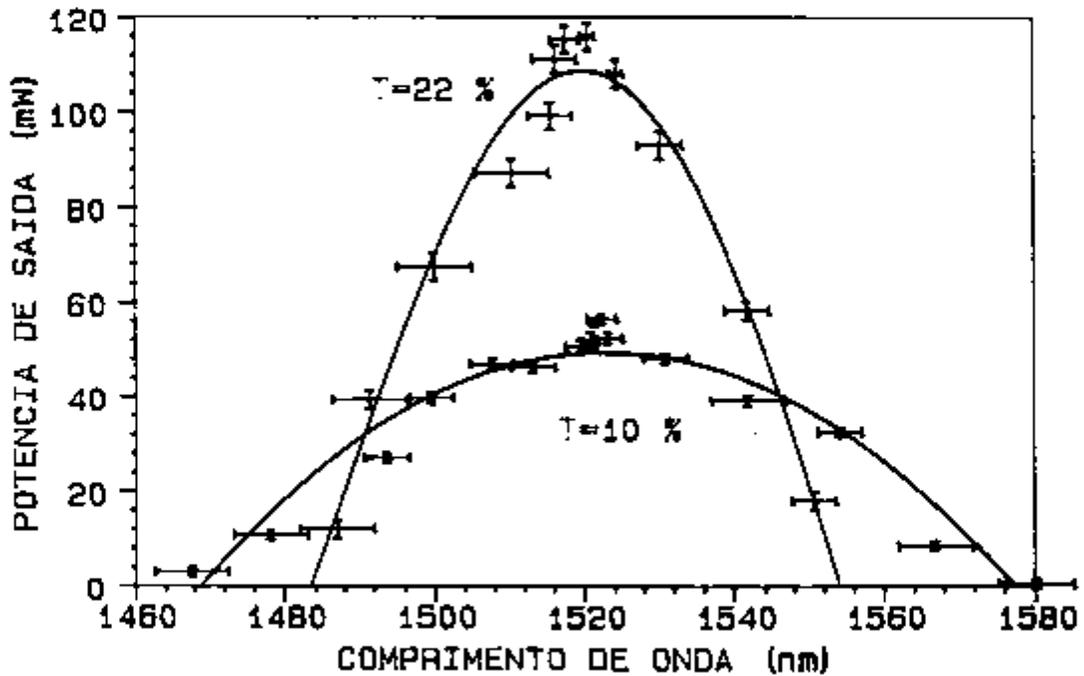


FIGURA 24: Potência de saída em função do comprimento de onda para as transmissões de 10% e 22%. A linha sólida é um guia visual.

limiar é aproximadamente mantido, a razão g_m/g_0 diminui e portanto a potência de saída acompanha a forma de linha. Obviamente, quanto menores as perdas, maior a extensão na qual o laser é sintonizável, o que está de acordo com o maior intervalo de sintonia obtido com o espelho de 10 % de transmissão.

A partir destas curvas nota-se imediatamente a existência de uma assimetria em torno do ponto de potência máxima e, além disso, uma queda da potência em torno de 1.510 nm.

A assimetria não decorre de imperfeições nos espelhos, pois estes possuem uma curva de refletividade plana na região de sintonia. A queda da curva de sintonia no lado de comprimentos de onda maiores, melhor observada na curva do espelho de transmissão de 22 %, deve ser devida a uma absorção interna, provavelmente causada pela presença de centros de Tl_2^+ que possui uma banda de absorção centrada em 1,76 μm . Outra banda de absorção deste centro já havia sido observada em torno de 460 nm fortalecendo esta teoria.

Por outro lado a queda de potência observada em torno de 1.510 nm, não decorre de absorções internas do cristal. Como já foi dito, existe uma absorção das moléculas de água na região de emissão do cristal. Esta absorção possui um pico centrado em 1.510 nm e como temos um extenso caminho óptico intra-cavidade, este pico de absorção influencia sobremaneira esta curva, ainda mais considerando-se a alta umidade relativa do ar verificada em São Paulo.

É claro que, como a transmissão da fenda é uma função de sua abertura e o ganho é uma função da transmissão da fenda, a curva de sintonia mostrada na figura 24 possui dependência da abertura da fenda. As curvas de sintonia apresentadas na figura 25 foram determinadas com o uso de íris com aberturas de vários diâmetros, mantendo-se todos os outros parâmetros fixos. Estas curvas demonstram a influência da abertura da fenda sobre a sintonia do laser.

As três curvas apresentam a mesma forma e suas diferenças são decorrentes exclusivamente da diferença de diâmetro da íris. Nessas curvas verifica-se que ao se diminuir o diâmetro da íris,

aumenta-se a precisão das medidas de comprimento de onda, ampliando a resolução. Se, ao invés, utiliza-se íris com diâmetros maiores, obtem-se maiores potências de pico e comprimento de sintonia perdendo, no entanto, resolução.

Então há um compromisso entre a abertura da íris e a necessidade da sintonia. É claro que para aberturas muito pequenas, reduzimos a potência em demasia e obtemos interferência tornando qualquer medida imprecisa. Quando aumentamos o diâmetro da íris, o laser sofre cada vez menos sua influência, reduzindo a seleção da sintonia.

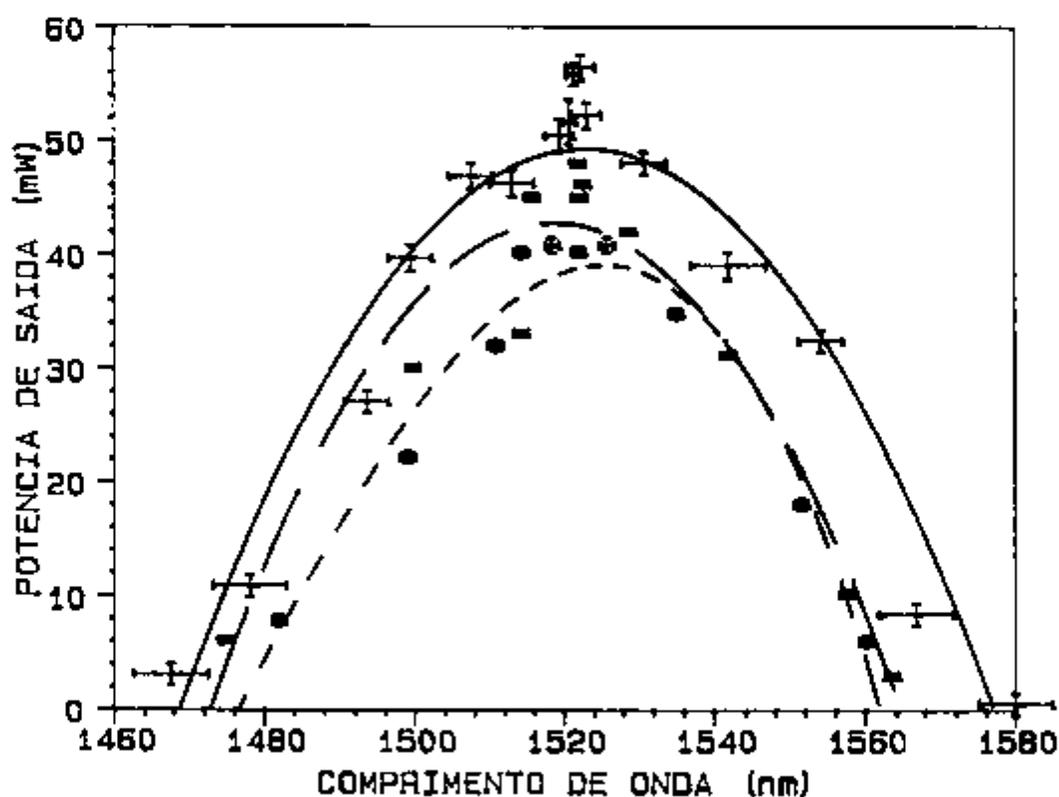


FIGURA 25: Curvas de sintonia do laser utilizando-se íris com vários diâmetros para a transmissão de 10%. As linhas são um guia visual. - - - 0,9 mm; — — — 1,1 mm; ————— 1,25 mm.

Não se deve esquecer que a transmissão da íris também é função do tamanho da cintura do feixe e da configuração dos prismas como já foi dito. Logo, podemos selecionar as condições de operação do sistema para corresponder à característica mais importante em uma determinada aplicação, fazendo uma escolha adequada dos vários parâmetros ou variando apenas um deles para uma condição fixa dos outros.

A sintonia espacial reportada é uma função do deslocamento linear da íris. Desta forma podemos escolher um comprimento de onda específico através da íris, calibrando tal deslocamento em função do comprimento de onda. A curva de calibração para as duas transmissões é mostrada na figura 26.

Pode-se notar nesta figura que, quando a fenda está posicionada no centro de emissão do laser ou em suas

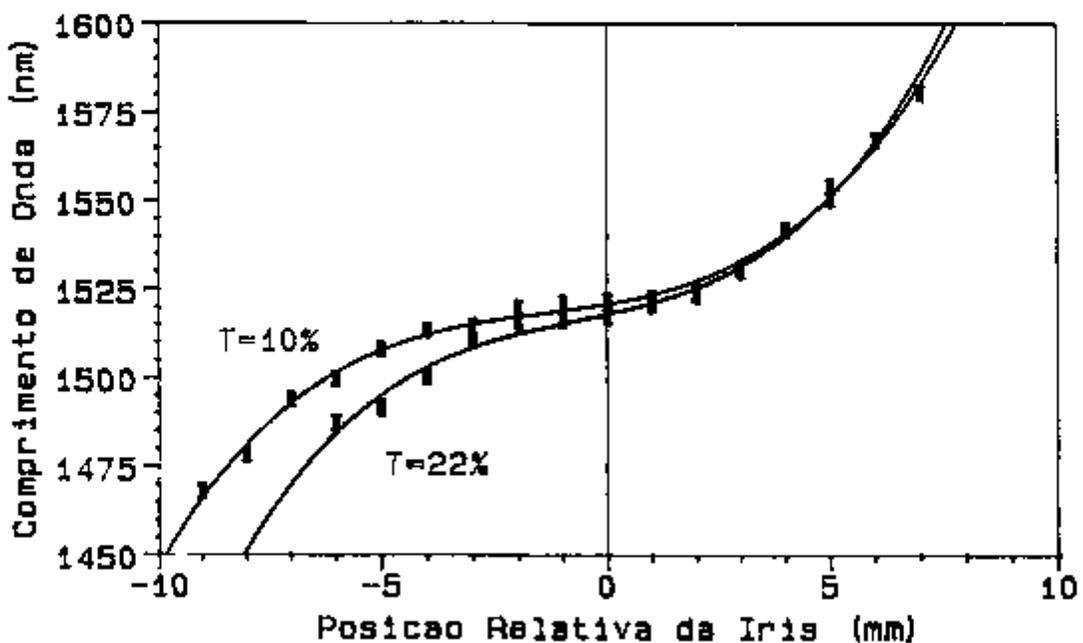


FIGURA 26: Curva de calibração do deslocamento horizontal da íris em função do comprimento de onda para as transmissões do espelho de saída de 10% e 22%.

proximidades, o comprimento de onda de oscilação permanece aproximadamente o mesmo. Como já foi dito, o comprimento de onda de oscilação não corresponde necessariamente ao comprimento de onda que passa no centro da fenda. O ganho nas proximidades do pico de emissão é aproximadamente o mesmo devido a dispersão dos prismas implicando que, quando a fenda está posicionada nessas proximidades, o máximo ganho de oscilação corresponderá aproximadamente ao mesmo comprimento de onda. Por outro lado, quando a fenda estiver distante do pico de emissão, ou seja, na região onde o ganho difere rapidamente para diferentes frequências, o comprimento de onda de oscilação também sofrerá rápidas variações para pequenos deslocamentos da fenda.

V. CONCLUSÕES

A possibilidade de sintonia contínua, dentro de grandes intervalos de frequência, permite seu uso em aplicações tais como a espectroscopia de espectros complexos. Um esquema de sintonia por meio de dois prismas e uma fenda como elemento de seleção de comprimento de onda, foi analisado e testado. Para demonstrar tal sistema de sintonia, realizamos experiências utilizando o laser de centro de cor de $\text{KCl:Tl}^{\circ}(1)$ operando em regime contínuo, embora esse esquema deva funcionar igualmente bem em qualquer laser que utilize um meio laser ativo homogeneamente alargado. Este meio ativo opera à temperatura de 77 K, sendo necessário sua utilização em conjunto com um criostato.

Todo o projeto do laser foi desenvolvido com a intenção de se utilizar outros meios ativos em futuras experiências, sendo o sistema de refrigeração (criostato) também desenvolvido ao longo do trabalho.

Na operação contínua, visando a extração de potência sem preocupação com a sintonia, obteve-se potências da ordem de 125 mW no pico da banda de emissão laser ($1,52 \mu\text{m}$), bombeando-se o meio ativo colinearmente com um laser de Nd:YAG com potência de $\approx 4,5 \text{ W}$ em $1,064 \mu\text{m}$. A baixa potência obtida deve-se principalmente à baixa eficiência demonstrada pelo cristal que possui muitos agregados. Outro fator de redução da potência de saída do laser é o fato das moléculas de água possuírem uma forte absorção na região de emissão do laser. Isto é bem observado nas curvas de sintonia que apresentam uma queda na potência de saída no pico dessa absorção.

Através do esquema de sintonia sugerido, obteve-se um intervalo espectral de sintonia de $1,47 \mu\text{m}$ a $1,58 \mu\text{m}$, com potência pico máxima de 120 mW. Através destes resultados fica bem claro que os prismas, posicionados em ângulo de Brewster não introduzem perdas consideráveis.

Para se analisar os resultados obtidos desenvolveu-se um modelo teórico que apresenta boa concordância com os resultados obtidos. Este trabalho não pretende conseguir a maior eficiência em sintonia, mas permite boa resolução através de uma montagem simples e de fácil reprodução. Assim, com a otimização das condições de seletividade do sistema de sintonia (dispersão do material, materiais de maior densidade, etc...), pode-se atingir até resoluções de 1 parte em 10.000, facilmente.

APÊNDICE A

PRISMAS

Neste apêndice serão abordados os princípios ópticos do prisma. Primeiramente abordaremos a óptica geométrica do prisma para uma luz monocromática (figura A1). Seja α o ângulo entre as duas faces do prisma (ângulo de ápice), B_1 e B_2 os pontos de intersecção dos raios incidente e emergente das duas faces, ϕ_1 e ψ_1 os ângulos de incidência e refração em B_1 e ψ_2 e ϕ_2 os ângulos de incidência e saída do feixe do prisma em B_2 . Além disso, chamemos C ao ponto de intersecção das normais ao prisma em B_1 e B_2 e ao ponto de intersecção dos raios incidente e emergente extrapolados, chamamos D .

Temos que o raio sólido da figura, representando o caminho da luz através do prisma, obedece a lei de Snell, de modo que temos:

$$\frac{\text{sen } \phi_1}{\text{sen } \psi_1} = \frac{n'}{n} = \frac{\text{sen } \phi_2}{\text{sen } \psi_2} \quad (\text{A.1})$$

onde n' e n são os índices de refração do prisma e do meio, respectivamente.

Sendo ϵ o ângulo de desvio, segue que:

$$\begin{aligned} \phi_1 + \phi_2 &= \epsilon + \alpha \\ \psi_1 + \psi_2 &= \alpha \end{aligned}$$

Combinando as equações, obtemos o desvio ϵ que o prisma

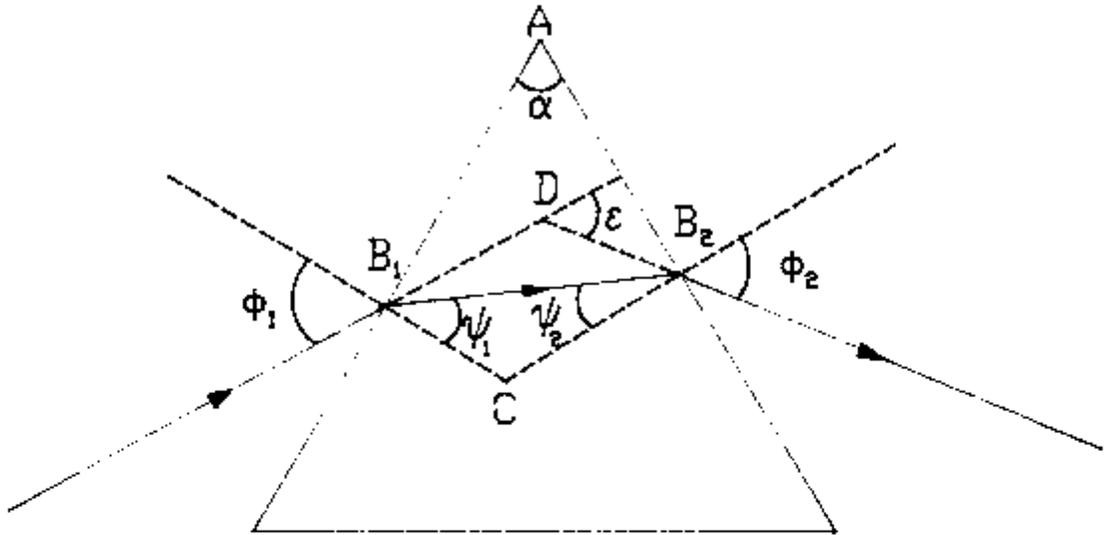


FIGURA A1: Geometria associada à refração de um prisma.

introduz a um feixe de luz monocromático em função dos feixes incidente, emergente e do ângulo de ápice α do prisma:

$$\epsilon = \phi_1 + \phi_2 - \alpha \quad (\text{A.2})$$

É fácil verificar que este desvio atinge um extremo quando

$$\frac{d\epsilon}{d\phi_1} = 0.$$

Calculando as condições deste extremo chegamos a:

$$\frac{\cos\phi_1 \cos\psi_2}{\cos\psi_1 \cos\phi_2} = 1$$

cuja equação é satisfeita por:

$$\phi_1 = \phi_2 \quad (A.3)$$

$$\psi_1 = \psi_2$$

Quando o feixe obedece a equação (A.3), isto é, quando a passagem dos raios através do prisma é simétrica, temos que ele sofre o *desvio mínimo*. Então podemos escrever:

$$e_{\min} = 2 \phi_1 - \alpha \quad (A.4)$$

Dispersão Angular de um Prisma

Ao invés de um raio simples, consideremos a passagem de um feixe de raios paralelos através do prisma, mas ainda assumindo que a luz seja monocromática.

É conhecido da óptica elementar [41] que durante a refração de um feixe paralelo em um prisma, para qualquer raio temos (figura A2):

$$c_1 + n c_2 + c_3 = n b \quad (A.5)$$

onde b é o comprimento da base;

n é o índice de refração do prisma.

Assim temos que as linhas BB' e CC' da figura, perpendiculares aos feixes incidente e emergente, estão inclinados, um em relação ao outro, pelo ângulo de desvio c .

Se considerarmos a incidência de um feixe paralelo policromático, teremos que a linha CC' não será única, mas dependerá do comprimento de onda uma vez que o índice de refração do prisma depende do comprimento de onda ($n = n(\lambda)$)

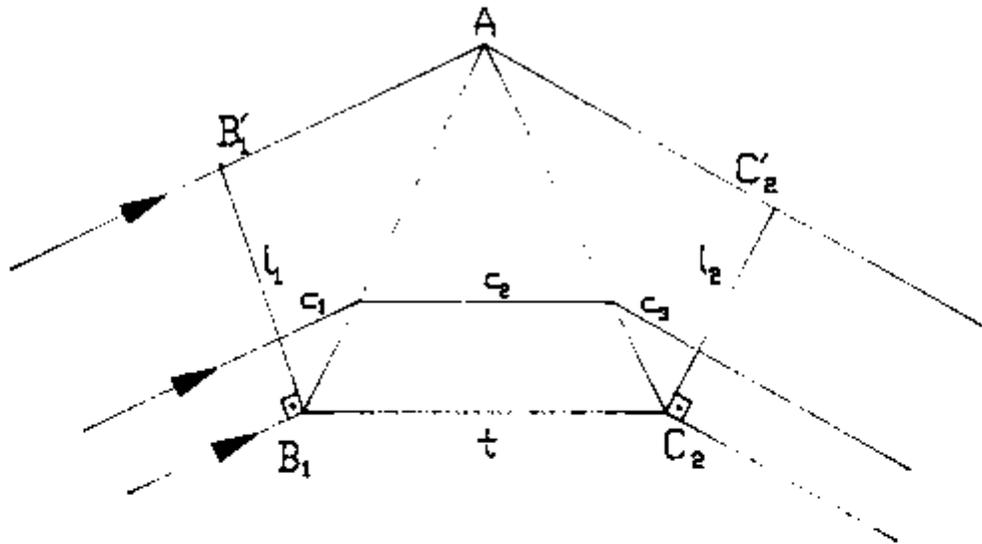


FIGURA A2: Feixe de raios paralelos propagando-se através de um prisma. Segue do principio de Fermat [41] que para um feixe de raios paralelos propagando-se através de um prisma, o comprimento entre os caminhos ópticos entre os planos B e C é o mesmo para qualquer dos raios. As linhas l_1 e l_2 representam as frentes de onda dos feixes incidente e emergente.

e, conseqüentemente, o desvio ϵ também depende do comprimento de onda ($\epsilon = \epsilon(\lambda)$).

Aqui vale definir a dispersão angular de um prisma como:

$$\frac{d\epsilon}{d\lambda} = \frac{d\epsilon}{dn} \frac{dn}{d\lambda} \quad (\text{A.6})$$

Na equação (A.6), o primeiro termo da direita depende inteiramente da geometria do arranjo, enquanto que o segundo

fator caracteriza o poder dispersivo do material do qual o prisma é feito. Esta expressão também pode ser escrita como [26]:

$$\frac{d\varepsilon}{d\lambda} = \left(\frac{t}{l_2} \right) \frac{dn}{d\lambda} \quad (\text{A.7})$$

onde t é a maior diferença de espessura do prisma através do qual os raios se propagarão.

Da equação (A.7) temos que, para um ângulo no qual a frente de onda emergente é rotacionada quando mudamos o comprimento de onda de λ para $\lambda + \delta\lambda$, a dispersão angular $\delta\varepsilon$ pode ser escrita:

$$\delta\varepsilon = \frac{b}{l_1} \frac{dn}{d\lambda} \delta\lambda \quad (\text{A.8})$$

onde b é o comprimento da base do prisma. Note que, se o feixe incidente for grande o suficiente para preencher todo o prisma, então $b = t$ e na posição de desvio mínimo, $l_1 = l_2$.

APÊNDICE B

Combinação de Prismas

Nosso modelo de sintonia consiste em um par de prismas idênticos arranjados de modo que o plano de saída do primeiro prisma é paralelo ao plano de incidência do segundo.

Para obter os parâmetros necessários para os cálculos de sintonia, consideremos os raios que propagam-se perto do ápice do prisma e digamos que o raio extremo que passa de ápice a ápice seja o raio de referência definindo a distância L entre os dois prismas. Através de construção óptica podemos calcular o comprimento do caminho óptico do raio propagando-se a um ângulo β em relação ao raio de referência dado por CB na figura B1.

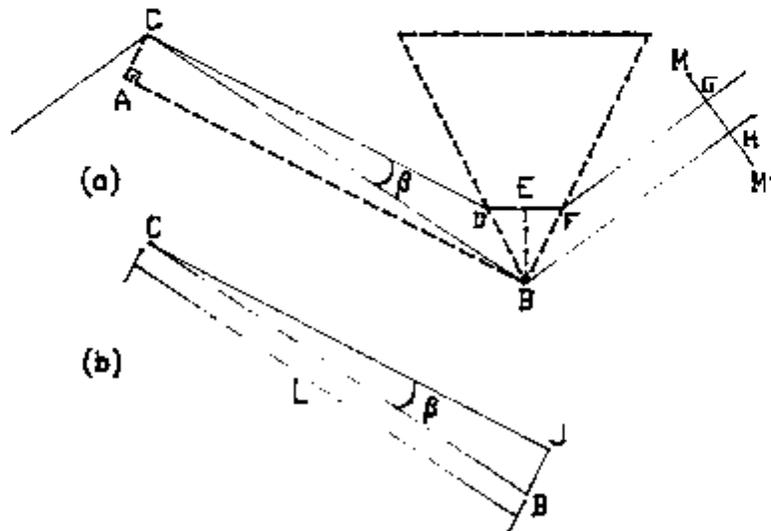


FIGURA B1: Construção óptica para o cálculo da dispersão do conjunto de dois prismas.

Da figura temos que o caminho CDE e o caminho AB são iguais, pois AC e BE são ambos possíveis frentes de onda. Por construção o caminho CJ (figura B1b) é igual e paralelo a AB e portanto igual a CDE. Segue que o caminho óptico de CDE é:

$$P = L \cos\beta \quad (\text{B.1})$$

Por congruência de triângulos, CA é igual a BJ e, por simetria GH é igual a CA. Então a dispersão espacial no plano de simetria MM' é [26]:

$$\frac{dx}{d\lambda} = L \cos\beta \frac{d\beta}{d\lambda} \quad (\text{B.2})$$

Mas $\frac{d\beta}{d\lambda} = \frac{d\beta}{dn} \frac{dn}{d\lambda}$, onde $\frac{d\beta}{dn} = 1$ para o caso em que

operamos com desvio mínimo e com o prisma em ângulo de Brewster [26]. Desta maneira para pequenas variações do comprimento de onda, podemos simplificar a equação (B.2) de modo que o tamanho transversal do feixe antes de incidir no segundo prisma é dado por [27]:

$$dx = L \left(\frac{dc}{d\lambda} \right) \Delta\lambda \quad (\text{B.3})$$

onde $dc / d\lambda$ é a dispersão angular do primeiro prisma;

L é a distância entre os prismas e

$\Delta\lambda$ é a largura espectral do pulso incidente.

As aproximações aqui realizadas são válidas para o caso de pequenas variações no comprimento de onda, prismas posicionados em ângulo de Brewster e no desvio mínimo. Um tratamento mais acurado e geral pode ser obtido nas referências citadas.

APÊNDICE C

CRIOSTATO

Criostatos consistem basicamente de dois bojos, um interno utilizado como reservatório, isolado o máximo possível do calor proveniente do ambiente, e outro externo. É necessário vácuo entre os dois bojos para isolamento adequado. As perdas de calor que ocorrem nestes sistemas são devidas a condução e a radiação, ambas podendo ser calculadas [42].

Perdas de Calor por Condução

O calor transmitido por unidade de tempo por condução é dado por:

$$dQ = \frac{A}{h} \bar{\lambda}(T) \Delta T dT \quad (C.1)$$

onde $\bar{\lambda}(T) = 0.123 \text{ W/cm deg K}$, para o aço inóx no intervalo de ΔT

A é a área de transmissão

h é o comprimento do tubo transmissor

ΔT é a variação de temperatura (N_2 líquido - ambiente)

A redução de calor por condução é feita reduzindo a área de condução entre os bojos, isto é, isolamos o bojo interno tanto quanto possível do ambiente externo.

Para tal, deve-se reduzir a espessura da parede dos tubos de ligação entre os bojos ou fazê-los de material isolante. É claro que a maioria dos materiais isolantes não possui alta resistência mecânica, portanto este tipo de ligação só deve ser utilizada em criostatos destinados a armazenamento de amostras (caso utilizado comercialmente).

Perdas de Calor por Irradiação

O calor transmitido por unidade de tempo por radiação é dado por :

$$dQ = \frac{\sigma A (T_1^4 - T_2^4) \epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2 - \epsilon_1 \epsilon_2} dT \quad (C.2)$$

se $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon$ então:

$$dQ = \frac{\sigma}{2} A (T_1^4 - T_2^4) \epsilon dT \quad (C.3)$$

onde $\sigma = 5.67 \times 10^{-12} \text{ W / cm}^2 \text{ deg}^4$

A é a área de irradiação

ϵ é a emissividade do material (0.048 p/ aço inóx e 0.02 p/ alumínio polido)

T_1 é a temperatura externa

T_2 é a temperatura interna

Para o caso de dois cilindros concêntricos a equação (C.3) simplifica-se:

$$\frac{dQ}{dT} = \frac{A_1 (E_1 - E_2)}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{A_1}{A_2} \left[\frac{1}{\epsilon_2} - 1 \right]} \quad (C.4)$$

onde $E_i = \sigma T_i^4$; $i = 1,2$

o índice 1 refere-se as constantes do bojo interno (reservatório) e o índice 2 as do bojo externo.

Pela expressão (C.4) nota-se que a maneira mais eficaz para redução das perdas por irradiação é a utilização de materiais de baixa emissividade. Caso seja necessário o uso de um material específico, também pode-se reduzir sua emissividade revestindo-o com outro material de baixa emissividade de maneira adequada reduzindo sua influência.

REFERÊNCIAS

- [01] **NILSON DIAS VIEIRA JR.**
Tese de Doutorado apresentada ao IFUSP (1986)
Estudo dos Defeitos $Tl^0(1)$ e $In^0(1)$ em Haletos Alcalinos: Protótipo de um centro de cor como meio laser ativo.
- [02] **FRETZ, B. and MENKE, E.;** Solid State Commun., 3, 61 (1965)
- [03] **MOLLENAUER, L.F. and OLSON, D.H.;** J. of Appl. Phys., 46, 3109 (1975)
- [04] **IMBUSH, G.F.,** em "Luminescence Spectroscopy", Lumb, M. D., Ed., Academic Press, New York-London (1978)
- [5] **WEISENFELD J.M., MOLLENAUER, L.F. and IPPEN, E.P.;** Phys. Rev. Lett., 47, 1668 (1981)
- [06] **MOLLENAUER, L. F.,** ed., em "Tunable Lasers", 227 Springer-Verlag, Berlin (1987)
- [07] **MOLLENAUER, L.F. and STOLEN, R.H.;** Opt. Lett., 9, 13 (1984)

- [08] GOOVAERTS, E., ANDRIESEN, J., NISTOR, S.V. and SCHOMAKER, D.; Phys. Rev., B-24, 29 (1981)
- [09] FOWLER, W.B. em "Physics of Color Centers" (Fowler, W.B., Ed.), Academic Press, New York - London (1968), CAP. 2
- [10] GELLERMAN, W. LUTY, F., POLLOCK, C.R.; Opt. Commun., 39, 391 (1981)
- [11] AHLERS, F.J., SPAETH, J.M. and MOLLENAUER, L.F., Phys. Rev. B 28, 1249 (1983)
- [12] KOECHNER, W. em "Solid State Laser Engineering", Springer-Verlag, New York-Heidelberg-Berlin (1979)
- [13] YARIV, A. em "Optical Electronics", 4^o Ed., Saunders College Publishing, Philadelphia Chicago (1991)
- [14] KOGELNIK, H. and LI, T.; Appl. Opt., 5, 1550 (1966)
- [15] HERCHER, M. and PIKE, H.A.; Opt. Commun., 3, 65 (1971)
- [16] KOGELNIK, H.; Bell Syst. Tech. J., 44, 455 (1965)
- [17] YARIV, A., em "Quantum Eletronics", 3^o Ed., John Wiley and Sons, New York (1988)

- [18] FOX, A.G. and LI, T.; Bell Syst. Tech. J., 40, 453 (1961)
- [19] HAMMA, D.C.; IEEE J. Quantum Electronics, QE-5, 483 (1969)
- [20] SCHRODER, H.M., DUX, H. and WELLING, H.; Appl. Phys., 7, 21 (1975)
- [21] VIEIRA, N.D. and MOLLENAUER, L.F.; IEEE J. Quantum Electronics, QE-21, 195 (1985)
- [22] KOGELNIK, H.W., IPPEN, E.P., DIEMES, A., SHANK, C.V.; IEEE J. Quantum Electronics, QE-8, 373 (1972)
- [23] FAXGOV, F.R.; Opt. Lett., 5, 285 (1980)
- [24] FOWLES, G.R. em "Introduction to Modern Optics", 2^a Ed., Holt, Rinehart and Winston, Inc., New York (1975)
- [25] BORN, M. and WOLF, E. em "Principles of optics", 5^a Ed., Pergamon Press, Oxford (1975)
- [26] FORK R.L.; Opt. Lett., 11, 629 (1986)
- [27] GORDON J.P. and FORK R.L.; Opt. Lett., 9, 153 (1984)

- [28] BOR, Zs. and RACZ, B.; Opt. Comm., 54, 165 (1985)
- [29] DAWSON, M.D., BOGGESS, T.F., GARVEY, D.W. and SMIRL, A.L.; Opt. Lett., 11, 721 (1986)
- [30] SALIN, F. and BRUN, A.; J. Appl. Phys., 61, 4736 (1987)
- [31] FRENCH, P.M.W. and TAYLOR, J.R.; Opt. Lett., 13, 470 (1988)
- [32] DELBEC, C.J., GHOSH, A.K. and Yuster, P.H.; Phys. Rev., 151, 599 (1966)
- [33] MARTINS, E., VIEIRA, N.D. and MORATO, S.P.; Solid State Comm., 82, 637 (1992)
- [34] SILVESTRI, S., LAPORTA, P. and MAGNI, V.; OSA 11, 785 (1986)
- [35] KOECHNER, W. em "Solid state Engineering", Springer-Verlag, New York (1988), CAP. 7
- [36] WETTER, M.U. and MALDONADO, E.P.; comunicação privada
- [37] WETTER, M.U., MALDONADO, E.P. and VIEIRA, N.D.; aceito para publicação pela Appl. Opt.

- [38] IRVINE, W.M. and POLLACK, J.B.; *Icarus* 8, 324 (1968)
- [39] DANAILOV, M.B. and CHRISTOV, I.P.; *Appl. Phys.*, B-51, 300 (1990)
- [40] DANAILOV, M.B. and CHRISTOV, I.P.; *Opt. Commun.*, 73, 325 (1989)
- [41] JENKINS, F.A. and WHITE, H.E., em *Fundamentals of Optics*, 4^a Ed., McGraw-Hill International Editions (1981)
- [42] WHITE, G.K. em "Experimental Techniques in Low Temperature Physics", Oxford at the Clarendon Press (1968)