Universidade de São Paulo
Instituto de Física e Química de São Carlos

**"Construção de um Laser de Corante
CW em Anel, Estabilizado em
Frequência e Intensidade"**

Marcos Luiz Manzochi

Dissertação apresentada ao Instituto de Física e Química de São Carlos, da Universidade de São Paulo, para a obtenção do título de "Mestre em Física Básica".

Orientador: Prof. Dr. Jarbas C. Castro Neto

Departamento de Física e Ciência dos Materiais

São Carlos
- 1989 -

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE

MARCOS LUIZ MANZOCHI

APRESENTADA

AO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS, DA UNIVERSI

DADE DE SÃO PAULO, EM 13 DE novembro DE 1989.

COMISSÃO JULGADORA:

Dr. Darbas C. de Castro Neto Orientador

Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

Dr. Carlos Henrique de Brito Cruz

**A Artemis,
por tudo o que posso imaginar.**

**A Minha Família,
pelo carinho, incentivo e apoio logístico.**

**A todos os amigos e colegas,
pela amizade, força, companhia e
participação.**

Agradeço

- Ao Jarbas, pelo apoio, orientação e exemplo.
- Aos Professores do DFCM e do Grupo de Ótica pela dedicação e colaboração.
- À Isabel, Tuta e Rosana pelo trabalho diário no Grupo de Ótica.
- Ao Sr. Domingos, Paulinho, Gilberto e Romão pela dedicação incansável ao trabalho no Laboratório.
- Aos Professores visitantes François Biraben, Daniel Bloch e Sandra Viana pela dedicação e colaboração neste trabalho.
- Ao Silvío, Ricardo, Tatuí, Paulinho, Romeu e a todo o pessoal da Oficina de Eletrônica pela amizade, dedicação e competência no trabalho e nas horas-copo.
- Aos técnicos das Oficinas Mecânica e de Ótica do DFCM, pelo empenho e competência na realização do seu trabalho, sem o qual não apenas este mas todo trabalho experimental seria impraticável.
- Ao Luiz Antonio e ao César pela participação neste trabalho.
- Ao Gavião, pela amizade, incentivo e participação neste trabalho.
- Às Bibliotecárias pela amizade e dedicação no trabalho e na caça aos artigos.
- À Dona Ivone pelo chá nosso de cada dia.
- Aos servidores que mantêm as condições de trabalho no DFCM.
- À Wladerez, Vera, Rose e Beth pelo trabalho e paciência infinda.
- À Nêuri, Tide, Italo e Edu pela paciência e disposição nesse fim de tese.
- À SUPERGAUSS e à ABC-XTAL por terem cedido os ímãs para o diodo ótico e a fibra ótica, respectivamente.
- À FAPESP, CAPES e CNPq pelo apoio financeiro.

INDICE

Resumo	i
Abstract	i
Motivação do Trabalho	ii
I. Introdução	1
II. Laser de Corante CW em anel	5
II.1. A cavidade que construímos	6
II.1.1. Propagação unidirecional	7
II.1.2. Seleção em frequência	10
a) O Filtro de Lyot	10
b) O Etalon Fino	15
c) O Fabry-Perot	15
d) O Conjunto $L_1 L_2$	19
II.2. Alinhamento Ótico da Cavidade	20
II.2.1. Alinhamento grosso	21
II.2.2. Ajuste das focalizações	23
III. Estabilização Eletrônica	29
II.1. Efeitos dos Elementos Intracavidade na Sintonização do Laser ..	29
a) Sintonização das lâminas plano-paralelas $L_1 L_2$	29
b) Sintonização do Fabry-Perot	30
c) Sintonização do Etalon Fino	30
d) Sintonização do Filtro Birrefringente	34
III.2. Princípios dos Sistemas de Estabilização Eletrônica	34
II.2.1. O Sistema Passivo	36
II.2.2. O Sistema Ativo	40
IV. Conclusão	47
Apêndice A	49
Apêndice B	50
Referências	56
Bibliografia	59

Resumo

Foi construído um Laser de Corante em Anel bombeado por um laser de Argônio. Um sistema passivo de estabilização eletrônica permite a varredura sem saltos de modo, mas não reduz a largura de linha efetiva (40 MHz) devida a vibrações e flutuações na espessura do jato de corante. Um sistema ativo de estabilização está sendo implantado com a finalidade de reduzir a largura de linha obtida de pelo menos uma ordem de grandeza e aumentar a estabilidade em frequência. A potência monomodo obtida com Rhodamina 6G é de 500 mW para 4W de bombeio.

Abstract

An Argon pumped Ring Dye Laser was built. A passive stabilization system prevents mode hops during scans, but does not reduce the effective laser emission bandwidth (40 MHz) due to mechanical and acoustical jitter. An active stabilization system is being implemented to reduce the bandwidth to at least 4 MHz and to improve the frequency stability. The single mode output power obtained with Rhodamine 6G is about 500 mW to 4W pumping.

Motivação do Trabalho

Muitos ramos atuais da física envolvendo a Espectroscopia de Alta Resolução, como a espectroscopia atômica e molecular, o estudo de processos não-lineares, a desaceleração e aprisionamento de átomos por luz, a espectroscopia de superfícies e a medida de constantes fundamentais, entre outros, têm como ferramenta importantíssima o laser sintonizável.

E em termos de tunabilidade, estabilidade em frequência, largura de linha pequena e alta potência, o equipamento mais adequado é o Laser de corante CW com cavidade em anel, disponível em vários modelos comerciais. O objetivo de desenvolver a instrumentação ótica e eletrônica que tornasse possível a construção de tal equipamento no país é, assim, justificado.

Inicialmente, fazia parte dos objetivos deste trabalho a utilização da cavidade em anel construída em uma experiência de espectroscopia de superfície, descrita no Apêndice B, que foi tentada com um modelo comercial de laser em anel, o CR699-21 da Coherent, concomitantemente ao desenvolvimento da cavidade.

I. Introdução

A espectroscopia ótica de alta resolução na região visível do espectro eletromagnético tem como principal ferramenta o laser de corante, desenvolvido a partir do final da década de 60 [1.1].

A utilização de diversos corantes permite a operação desses lasers desde o ultravioleta até o infravermelho próximo, sendo que a largura da banda de emissão de cada um desses corantes é de algumas dezenas de nanômetros.

A Figura I.1 representa esquematicamente os níveis de energia de uma molécula orgânica usada como meio ativo em lasers de corante. S_0 é o estado fundamental, S_1 e T_1 são estados eletrônicos excitados da molécula. Num estado singlete (S) o spin do elétron excitado e o da molécula são antiparalelos, enquanto que num estado tripleto (T) eles são paralelos.

As transições $S \rightarrow S$ ou $T \rightarrow T$, muito mais prováveis que as $S \rightarrow T$ ou $T \rightarrow S$ por não envolverem mudança de spin, dão origem à absorção e à fluorescência das moléculas do corante.

Os estados S e T são splitados em níveis vibracionais, representados na Figura I.1 pelas linhas horizontais fortes, com separação típica de 1500 cm^{-1} . As linhas mais fracas correspondem aos níveis de energia rotacionais cujo espaçamento é cerca de 15 cm^{-1} . Os níveis S_0 e S_1 estão tipicamente separados por uma energia de 20.000 cm^{-1} .

No processo de bombeamento ótico com luz visível ou ultravioleta, os níveis vibracionais superiores do primeiro estado singlete excitado S_1 são populados a partir da população térmica dos níveis do estado fundamental S_0 .

Figura 1.1. Representação esquemática dos níveis de energia de uma molécula orgânica utilizada em corantes.

Devido a colisões com as moléculas do solvente, as moléculas assim excitadas decaem não radiativamente ao nível vibracional mais baixo de S_1 com tempos de relaxação de 10^{-11} s a 10^{-12} s. Esse nível decai por emissão espontânea para os diversos níveis de S_0 ou por transições não radiativas para um estado tripleto mais baixo. Devido ao seu longo tempo de vida (10^{-7} s a 10^{-3} s), o estado T_1 diminui a inversão de população entre S_0 e S_1 , levando a um acúmulo de moléculas no estado tripleto.

Uma solução para este problema, adotada nos lasers de corante cw, é o jato de corante. As moléculas passam pela região focal do bombeio em tempos da ordem de 10^{-6} s, saindo rapidamente da zona ativa do corante e não permitindo assim um acúmulo significativo de moléculas excitadas no estado tripleto.

Devido à forte interação das moléculas do corante com o solvente, os níveis rotacionais e vibracionais são de tal forma alargados por colisão que as diferentes linhas de fluorescência se superpõem

completamente. A Figura I.2 mostra os espectros de absorção e fluorescência da Rhodamina 6G dissolvida em etanol.

Figura I.2. Espectro de absorção e fluorescência da rodamina 66, dissolvida em etanol.

Vários implementos foram feitos desde a descoberta da ação laser em corantes orgânicos [I.1a,b] até que, em 1970, Peterson, Tuccio e Snavely, do Kodak Research Laboratories [I.2], construíram o primeiro laser de corante de onda contínua usando um laser de argônio como bombeio. A partir de então várias configurações óticas, geometrias de bombeio e diversos sistemas de fluxo de corante foram tentados [I.3] buscando melhores performances (potência, faixa de sintonização, estabilidade em frequência) no uso desses lasers em espectroscopia de alta resolução. Algumas dessas configurações são mostradas na Figura I.3.

Figura 1.3. Diversas configurações de lasers de corante cw

- (a): bombeio colinear
 - (b): cavidade compensada astigmaticamente
 - (c): cavidades com elementos seletivos para operação em modo único de frequência
- F - P = Fabry-Perot
EF = Etalon fino

II. Laser de corante cw em anel

A sintonia grossa do comprimento de onda de um laser de corante pode ser obtida com um filtro de Lyot, enquanto que a operação em modo único de frequência necessita da presença de outros elementos intracavidade, em geral Fabry-Perots de diferentes "free spectral ranges" [II.1]. A operação individual e conjunta desses elementos será abordada adiante.

Uma característica inerente às configurações lineares de onda estacionária é justamente o efeito de hole-burning espacial, que limita o volume útil do meio ativo e dificulta a operação em modo único de frequência, por permitir que nem todas as moléculas na região ativa do corante contribuam para o ganho de um único modo da cavidade: moléculas que se encontram nas regiões nodais do campo eletromagnético no corante podem dar origem à ação laser em outros modos, que passam a competir entre si.

As cavidades em anel, construídas pela primeira vez ainda no início da década de 70 [II.2], permitem a extinção de um dos sentidos de propagação, eliminando o efeito de hole-burning e permitindo a operação em modo único de frequência com elementos pouco seletivos intracavidade e maiores potências de bombeio e de saída. A Figura II.1 mostra um dos primeiros desenhos de cavidade em anel (a) e um modelo comercial da Spectra Physics (b) semelhante ao que construímos. No primeiro, o sentido de propagação anti-horário é favorecido pela reflexão em R_1 de parte da onda que viaja no sentido horário e a sintonização é feita rodando-se os prismas.

Uma supressão mais eficiente de uma das ondas pode ser obtida com o uso de um diodo ótico intracavidade [II.3], como no modelo comercial ilustrado na Figura II.1 (b).

Figura II.1. Configurações de cavidades em anel

(a): cavidade com prismas de Abbe

(b): modelo comercial - Spectra Physics 380A RDL.

II.1. A Cavidade que construímos

O Laser de Corante CW em anel que construímos, baseado em um projeto do Prof. François Biraben da Université Paris VI, possui cinco elementos intracavidade: um sistema unidirecional (o diodo ótico) e quatro sintonizadores (o filtro de Lyot, dois etalons Fabry-Perot e as lâminas plano-paralelas). O esquema geral do Laser está representado na Figura II.2.

Figura II.2. Esquema geral do laser.

A cavidade, de aproximadamente 1,70 m de comprimento total (FRS = 180 MHz), é formada por dois espelhos esféricos de $R = 100$ mm, M_1 e M_2 , e pelos quatro espelhos planos M_3 , M_4 , M_5 e M_6 . O feixe de bombeio é focalizado sobre o jato pelo espelho M_b de $R = 50$ mm.

Descrevemos em seguida os elementos intracavidade.

II.1.1. Propagação Unidirecional

O diodo ótico, primeiro elemento à direita de M_3 na Figura II.2, é composto nos modelos comerciais de um rotador de Faraday e de uma lâmina $\lambda/2$ como elemento passivo. O rotador de Faraday, constituído por um material com alta constante de Verdet imerso em um campo magnético longitudinal, roda a polarização da luz incidente num sentido que só depende do sentido do campo magnético. A lâmina $\lambda/2$, no entanto, compensa essa rotação para uma das ondas - a que viaja no sentido horário no caso da

Figura II.3 - e a incrementa para a onda que viaja no outro sentido, fazendo com que essa desapareça por perdas seletivas [II.3].

Figura II.3. Diodo ótico, o elemento intracavidade que permite a propagação unidirecional.

Como rotador de Faraday utilizamos um barrete de SF₃ com 18 mm de comprimento, imerso em um campo magnético de aproximadamente 600 G (Figura II.5). A rotação do plano de polarização devida ao efeito Faraday é dada por:

$$\theta_F = \frac{V \cdot B \cdot l}{60} \quad (\text{em graus}) \quad (\text{II.1})$$

onde B é o campo magnético em Gauss, l o comprimento em cm do elemento e V a constante de Verdet em $\text{min G}^{-1} \text{cm}^{-1}$ do material. No nosso

caso, $V = 0,23 \text{ min G}^{-1} \text{ cm}^{-1}$ para $\lambda = 590 \text{ nm}$, com o que obtemos uma rotação de $\theta_F = 4,2^\circ = 7,4 \cdot 10^{-2} \text{ rad}$.

A cavidade por nós construída, ilustrada na Figura II.2, não utiliza uma lâmina $\lambda/2$ para compensar θ_F , mas o conjunto de espelhos M_3 M_4 M_5 , que também gira o plano de polarização num sentido dependente do sentido de propagação. Tal efeito é devido ao espelho M_4 estar situado fora do plano em que o feixe viaja dentro da cavidade, como mostra a Figura II.4. O vetor polarização sofre uma rotação de π em torno da normal do espelho em cada reflexão, o que resulta numa rotação global de $\theta_E = \varphi \cdot \psi$ em primeira aproximação [II.3a]. No nosso caso, $\psi = 22^\circ$, $\varphi = 11^\circ$ e portanto $\theta_E = 7,4 \cdot 10^{-2} \text{ rad} = 4,2^\circ$.

Figura II.4. Detalhe do conjunto M_3 M_4 M_5 .

As vantagens da utilização do conjunto de espelhos M_3 M_4 M_5 sobre a de uma lâmina $\lambda/2$ são: [II.3a]

- perdas muito baixas, já que os espelhos dielétricos são de ótima qualidade;

- o sistema é perfeitamente acromático pois a rotação θ_E é definida por condições geométricas;
- o conjunto é mais resistente que uma lâmina fina, além de constituir-se de componentes óticos comuns.

Figura II.5. O rotator de Faraday composto do barrete de SF3 e dos ímãs.

A compensação de θ_F por θ_E é suficientemente boa dentro da banda de emissão da Rhodamina 6G [II.3a] mas torna-se excessiva para comprimentos de onda maiores e insuficiente para comprimentos de ondas menores.

II.1.2. Seleção em Frequência

Os outros quatro elementos intracavidade, vistos na Figura II.2, são sintonizadores em frequência: o filtro de Lyot, um etalon fino (EF), um Fabry-Perot a ar (FP) e o conjunto de lâminas L_1L_2 , na ordem de seletividade crescente.

a) O Filtro de Lyot

Mais propriamente chamado filtro birrefringente *, este é o elemento que faz a sintonia grossa da cavidade, selecionando da curva de ganho do corante uma faixa de comprimentos de onda com cerca de 15 Å de largura. Seu princípio [II.4a] é a interferência da luz polarizada após ter passado por uma lâmina birrefringente.

* O filtro birrefringente é uma evolução do filtro de Lyot, aqui descrito, originalmente desenvolvido para incidência normal.

O filtro de Lyot elementar é composto de uma lâmina birrefringente cortada paralelamente ao eixo ótico, colocada entre dois polarizadores lineares cujos eixos de transmissão são paralelos e fazem um ângulo α com o eixo ótico da lâmina, como representado na Figura II.6.

Figura II.6. Filtro de Lyot elementar.

Considerando os índices de refração n_0 e n_e para os feixes ordinário e extraordinário, as ondas parciais

$$E_y(L) = E_0 \sin \alpha \cos(\omega t - k_0 L), \quad k_0 = \frac{2\pi}{\lambda} n_0 \quad (II.2)$$

$$E_z(L) = E_0 \cos \alpha \cos(\omega t - k_e L), \quad k_e = \frac{2\pi}{\lambda} n_e$$

em $x = L$, têm uma diferença de fase de

$$\delta = \frac{2\pi (n_e - n_0)}{\lambda} L \quad (II.3)$$

A superposição dessas duas ondas resulta em luz elipticamente polarizada, exceto para diferenças de fase de $\delta = 2m\pi$, m inteiro, quando então a luz obtida é linearmente polarizada e $\vec{E}(L) // \vec{E}(0)$, e de $\delta = (2m + 1)\pi$, quando o ângulo $\vec{E}(L) \vec{E}(0)$ é igual a $-\alpha$.

O segundo polarizador transmite apenas as projeções dos campos (II.2) sobre seu eixo de transmissão:

$$E_t = E_0 \sin^2 \alpha \cos \omega t + E_0 \cos^2 \alpha \cos(\omega t + \delta),$$

o que resulta numa intensidade transmitida pelo filtro dada por

$$\bar{I}_t = E_0^2 \left[\sin^4 \alpha \overline{\cos^2 \omega t} + \cos^4 \alpha \overline{\cos^2(\omega t + \delta)} + 2 \sin^2 \alpha \cos^2 \alpha \overline{\cos \omega t \cos(\omega t + \delta)} \right] \quad (\text{II.4})$$

$$\text{Usando } \cos(\omega t + \delta) = \cos \omega t \cos \delta - \sin \omega t \sin \delta$$

$$2 \sin \alpha \cos \alpha = \sin 2\alpha \quad (\text{II.5})$$

$$\cos \delta = 1 - 2 \sin^2 \frac{\delta}{2}$$

$$I_0 = \frac{E_0^2}{2}$$

escreve-se:

$$\bar{I}_t = I_0 \left(1 - \sin^2 2\alpha \sin^2 \frac{\delta}{2} \right) \quad (\text{II.6})$$

que, para $\alpha = \frac{\pi}{4}$, fornece:

$$\bar{I}_t = I_0 \cos^2 \left(\frac{\delta}{2} \right) \quad (\text{II.7})$$

A transmissividade T do filtro de Lyot é assim função da diferença de fase δ . Em termos da frequência $\nu = \frac{c}{\lambda}$, escreve-se

$$T(\nu) = \frac{\bar{I}_t}{I_0} :$$

$$T(\nu) = \cos^2 \frac{\pi(n_e - n_o)L}{c} \nu \quad (II.8)$$

Em geral usa-se alguns desses filtros justapostos, sendo que as espessuras das lâminas birrefringentes mantêm uma relação inteira entre si. A transmissão total $T(\nu)$ é dessa forma o produto das diversas transmissividades $T_m(\nu)$:

$$T(\nu) = \prod_{m=1}^N \left(\cos^2 \frac{\pi(n_e - n_o)L_m}{c} \nu \right) \quad (II.9)$$

A Figura II.7 mostra as curvas de transmissão para um filtro de Lyot constituído de três placas onde $L_1=L$, $L_2=2L$ e $L_3=4L$. Nesses arranjos, o "free spectral range" $\delta\nu$ do filtro é determinado pela lâmina mais fina, enquanto que a meia-largura $\Delta\nu$ dos picos de transmissão é determinada principalmente pela lâmina mais espessa.

Figura II.7. Curvas de transmissão das lâminas de espessura L_1 , L_2 e L_3 , e o produto delas, a curva de transmissão de um filtro de Lyot.

De (II.9) temos $\delta\nu$ e $\Delta\nu$ dadas por:

$$\delta\nu = \frac{c}{(n_e - n_o)L_1}, \quad \Delta\nu = \frac{c}{2(n_e - n_o)L_3} \quad (II.10)$$

Se definirmos, analogamente a um interferômetro de Fabry-Perot, a finesse F^* do filtro de Lyot como a razão entre o "free spectral range" $\delta\nu$ e a meia-largura $\Delta\nu$, obtemos, para um filtro composto por N lâminas de espessura $L_m = 2^{m-1} L_1$, uma finesse $F^* = 2^N$.

O filtro de Lyot é construído de modo que seus picos de transmissão adjacentes estejam fora da curva de ganho do corante. A frequência do pico de transmissão pode ser sintonizada utilizando-se a dependência diferente dos índices n_e e n_o com um campo elétrico externo [II.4c], mas nos casos como o nosso em que a velocidade de sintonização não precisa ser alta, ela pode ser feita mecanicamente [II.4b,d]. Isso é conseguido utilizando-se as lâminas birrefringentes inclinadas em ângulo de Brewster, o que dispensa o uso dos polarizadores entre elas.

A diferença de fase entre os feixes ordinário e extraordinário passa, nessa configuração que está representada na Figura II.8, a depender do ângulo α entre o eixo ótico da lâmina e a projeção OF do feixe sobre ela. Em termos de α e do ângulo de incidência θ_i , temos, em lugar de (II.3), a seguinte expressão [III.3] para a diferença de fase:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{n_e - n_o}{n_o} \right) L \left(\frac{n_o^2 - \sin^2 \theta_i \cos^2 \alpha}{\sqrt{n_o^2 - \sin^2 \theta_i}} \right) \quad (\text{II.11})$$

Figura II.8. O filtro birrefringente elementar.

Estando fixo o ângulo de incidência , $\theta_i = \theta_B = \text{tg}^{-1} n \approx 57^\circ$, pode-se agora variar continuamente a frequência do pico de transmissão dentro da banda de emissão do corante, rodando a lâmina em torno da sua normal $\hat{n}$, variando α . A Figura II.9 mostra a variação da posição dos picos de transmissão do filtro birrefringente com o ângulo α .

O filtro birrefringente utilizado por nós é formado por quatro lâminas de espessuras $L_1, 2L_1, 4L_1, 16L_1$, onde $L_1 = 410 \mu\text{m}$. Considerando a diferença de fase dada por (II.11), obtém-se da mesma forma como obteve-se (II.10) a partir de (II.9), o "free spectral range" $\delta\nu$ e a meia-largura $\Delta\nu$ do filtro formado por essas quatro placas indicadas. Sendo os índices ordinário e extraordinário do quartzo $n_o = 1,5443$ e $n_e = 1,5534$, temos, para $\alpha = \pi/4$, $\delta\nu = 79.200 \text{ GHz}$ e $\Delta\nu = 2475 \text{ GHz}$. Essa meia largura corresponde a $29 \text{ \AA}$ selecionados da emissão do corante pelo filtro birrefringente. Esses $29 \text{ \AA}$ na realidade são reduzidos a cerca de $15 \text{ \AA}$ devido a múltiplas passagens dos fótons pelo filtro birrefringente antes de sair da cavidade.

b) O Etalon fino

O etalon fino é simplesmente uma lâmina de sílica ($n \approx 1,4$) com $0,7 \text{ mm}$ de espessura. A Figura II.11 mostra, juntamente com as curvas de transmissão dos outros elementos, a curva de Airy correspondente ao etalon fino. O intervalo entre os máximos é de aproximadamente 150 GHz .

c) O Fabry-Perot

O Fabry-Perot é composto por dois prismas de BK7 com um coating dielétrico com 30% de refletividade para $\lambda = 590 \text{ nm}$ nas faces internas e está representado na Figura II.10a. O feixe incide nas faces exteriores dos prismas em ângulo de Brewster, o que elimina a necessidade de coatings anti-refletores. A espessura do Fabry-Perot é cerca de 8 mm , o que corresponde a um intervalo entre modos de 19 GHz .

Figura II.9. Variação da posição dos picos de transmissão do filtro birrefringente com o ângulo α .

(a)

(b)

Figura II.10. (a) Fabry-Perot intracavidade
(b) Láminas plano-paralelas L_1 L_2

Figura II.11. Curvas de transmissão dos elementos intracavidade.

A distância entre os dois prismas é controlada por uma cerâmica piezoelétrica que permite variar a frequência selecionada segundo a taxa de 0,25 GHz/V.

Como representado na Figura II.11, o etalon fino seleciona um dos picos de Airy do Fabry-Perot, dentro da faixa mais larga já selecionada pelo filtro de Lyot, introduzindo perdas nos modos adjacentes. Tais perdas são dadas por:

$$\rho = \frac{R}{(1 - R)^2} \delta^2 \quad (\text{II.13})$$

onde R é o coeficiente de reflexão do etalon fino ($R \cong 0,04$) e δ é a defasagem do modo do Fabry-Perot em relação ao modo do etalon fino:

$$\delta = 2\pi \frac{\text{FSR (FP)}}{\text{FSR (EF)}} \quad (\text{II.14})$$

Segundo este cálculo, as perdas induzidas pelo etalon fino sobre os modos adjacentes do Fabry-Perot são de 2,5%. De maneira análoga, o Fabry-Perot seleciona um dos modos da cavidade.

Da superposição das curvas de transmissão dos elementos intracavidade, mostradas na Figura II.11, resulta então a seleção de um único modo da cavidade, com uma largura de linha da ordem de 5 MHz, que como será discutido no Capítulo III, acaba sendo alargada para cerca de 40 MHz por efeito do jitter do sistema, ou seja, das vibrações mecânicas acopladas à cavidade e das variações de espessura do jato de corante.

d) O conjunto L_1L_2

As lâminas L_1 e L_2 , em BK7, com 10 mm de espessura, são cortadas de modo que suas faces sejam planas e paralelas, para não deformar nem desviar o feixe quando o conjunto opera. Elas são montadas

em um suporte como o da Figura II.10b, onde o micrômetro diferencial Md, ao ser acionado, provoca a rotação das placas, cada uma num sentido, como ilustrado.

A rotação conjunta das lâminas L_1 e L_2 muda o caminho ótico e desloca os modos da cavidade mostrados na Figura II.11, sob a curva de Airy do Fabry-Perot, de cerca de 8 GHz/grau.

Dessa forma, para varrer a frequência do laser, é necessário fazer variar de maneira simultânea o caminho ótico da cavidade através de L_1L_2 , a espessura do Fabry-Perot, a inclinação do etalon fino e a posição do filtro de Lyot. A utilização de três servo-sistemas é a solução ideal para esse problema: para o Fabry-Perot, para o etalon fino e para o filtro de Lyot. No entanto, sistemas menos complexos permitem a varredura, embora sobre bandas mais estreitas. No nosso caso, deixamos o filtro de Lyot e o etalon fino fixos e usamos um servo-sistema que trava o modo do Fabry-Perot sobre o modo da cavidade. Com esse sistema, a ser descrito no Capítulo III, a varredura pode ser feita numa faixa de cerca de 15 GHz.

Por hora, trataremos do processo de alinhamento ótico da cavidade e da regulagem dos seus elementos.

II.2. Alinhamento Ótico da Cavidade

O alinhamento ótico da cavidade em anel divide-se em duas etapas: um alinhamento grosso que consiste no posicionamento do jato de corante, no ajuste do feixe de bombeio e numa primeira regulagem dos espelhos e elementos; a regulagem mais fina compreende o ajuste dos focos dos espelhos esféricos M_b , M_1 e M_2 .

II.2.1. Alinhamento grosso

A primeira regulagem a ser feita é na posição do jato de corante em relação aos espelhos M_1 e M_2 (ver Figura II.2). O jato deve estar aproximadamente no vértice do cone definido por M_1 e M_2 , como ilustra a Figura II.12a, e próximo à incidência de Brewster para o feixe do laser de corante. Uma vez nessa posição, o feixe de bombeio AO e sua reflexão OR fazem aproximadamente um ângulo reto, como na Figura II.12b. O feixe de bombeio deve estar paralelo às placas horizontal e vertical que formam a caixa do laser em anel.

O suporte do espelho de bombeio M_b é montado sobre um estágio de deslocamento orientável. O movimento de translação obtido através do micrômetro M mostrado na Figura II.12b deve ser paralelo à direção de focalização AO, de modo que o ponto de fluorescência do jato não se mova ao ajustar-se o foco de bombeio.

Feitas essas regulagens, parte-se para o ajuste grosso dos espelhos da cavidade, M_3 , M_4 , M_5 e M_6 (Figura II.2). É interessante fazer esse ajuste com o diodo ótico e o filtro de Lyot já dentro da cavidade, uma vez que esses elementos deslocam o feixe quando colocados. O objetivo desse ajuste é enviar a taxa de fluorescência refletida em cada espelho sobre os outros, de modo a fechar a cavidade. O procedimento para tal começa com a regulagem dos espelhos M_1 e M_2 de modo a enviar a taxa de fluorescência sobre M_6 e M_3 , respectivamente. Em seguida, regula-se M_3 de modo a enviar a fluorescência para M_5 (M_4 é fixo) e ajusta-se M_5 para sobrepor as tachas em M_6 .

Nesse ponto o alinhamento grosso está concluído e tem início o alinhamento fino, com o ajuste das distâncias dos espelhos esféricos (M_b , M_1 e M_2) ao jato de corante.

PLACA VERTICAL DA

CAIXA DO LASER

Figura II.12. (a) posição correta do jato de corante

(b) alinhamento adequado do espelho de bombeio Mb.

II.2.2. Ajuste das focalizações

O objetivo desse ajuste é fazer coincidir numa mesma região do jato de corante os focos do espelho de bombeio M_b e dos espelhos M_1 e M_2 de forma que no resto da cavidade o feixe seja aproximadamente colimado.

Se não levarmos em conta o astigmatismo por eles introduzido, que é compensado pelo jato de corante, os dois espelhos esféricos M_1 e M_2 são equivalentes a duas lentes l_1 e l_2 e a cavidade equivale ao sistema representado na Figura II.13a. O feixe tem dois pontos de estrangulamento: em A e B, onde a frente de onda é plana. Tem-se um sistema equivalente ao colocar-se dois espelhos planos em A e B, distantes de $L/2$, como na Figura II.13b.

Da ótica geométrica sabemos serem dois os casos em que o feixe está focalizado no plano B, que representa no nosso caso o jato de corante: o caso em que a lente está na posição a e o feixe entre ela e o plano A é colimado, e o caso em que a lente está na posição b, fazendo sobre A a imagem do plano B. As posições da lente nessas duas configurações estão separadas por uma distância d, como ilustra a Figura II.13c. Aplicando à segunda configuração a relação entre a distância focal (f) de uma lente e as posições do objeto (S_0) e da imagem (S_i), $\frac{1}{f} = \frac{1}{S_0} + \frac{1}{S_i}$, tem-se na

aproximação em que $L \gg f$:

$$\delta = \frac{f^2}{L/2 - 2f} \cong 3,3 \text{ mm} \quad (\text{II.15})$$

Pois o comprimento da cavidade é $L = 1,70 \text{ m}$ e os espelhos M_1 e M_2 têm $f = R/2 = 50 \text{ mm}$.

Figura II.13. (a), (b) Sistemas equivalentes à cavidade em anel
 (c) casos limites que definem a zona de estabilidade.

O cálculo exato, utilizando as propriedades dos feixes gaussianos, mostra que os dois casos acima são casos limites e que não há solução a não ser aquela em que a lente está entre as posições extremas a e b . É por esta razão que denomina-se a zona $[a,b]$, de tamanho δ , de zona de estabilidade. O raio mínimo do feixe no plano B, ω_0 , é dado por [II.7]

$$\omega_0^2 = \frac{\lambda}{\pi} \sqrt{x(\delta - x)} \quad (\text{II.16})$$

onde x é a distância da lente ao ponto a . ω_0 é máximo quando a lente está no meio da zona de estabilidade e tende a zero quando ela se aproxima de a e b . Para obter então um feixe colimado ao longo da cavidade e bem focalizado no jato do corante, aproxima-se a lente da posição a . O método simples para fazer esse ajuste, descrito a seguir, consiste em colocar M_1 e M_2 no centro da zona de estabilidade e em seguida aproximá-los do jato de corante.

Primeiramente, coloca-se um anteparo a 1,5 m de cada um dos espelhos M_1 e M_2 , de modo a ver-se nele a imagem do ponto de fluorescência do jato, como mostra a Figura II.14. Essa tela pode ser usada para ajustar o foco do espelho de bombeio, cuja translação provoca a variação de tamanho da taxa de fluorescência, que deve ser minimizada sobre a tela.

Uma vez feita a imagem da taxa de fluorescência do jato sobre o anteparo a $S_i = 1,5$ m de cada espelho, eles se encontram aproximadamente no meio da zona de estabilidade, já que estão a uma distância x do ponto a dada por:

$$\frac{1}{f} - \frac{1}{f+x} = \frac{1}{S_i} \Rightarrow x = \frac{f^2}{S_i} = 1,7 \text{ m} \quad (\text{II.17})$$

metade de δ segundo (II.15).

Figura II.14. Anteparo a 1.5 m de M_1 e/ou M_2 onde se forma a imagem do ponto de fluorescência do jato.

Em relação a esta posição, é necessário aproximar cada um dos espelhos M_1 e M_2 de cerca de 1,5 mm, de modo a diminuir o diâmetro do feixe sobre o jato e obter um feixe colimado ao longo da cavidade. Tem-se assim:

$$x = 0,2 \text{ mm} , \quad w_0 \cong 12 \mu\text{m} \quad (\text{II.18})$$

Feito esse ajuste dos espelhos esféricos, deve ocorrer a ação laser na cavidade e o alinhamento deve ser melhorado maximizando-se a potência obtida.

Maximizada a potência, pode-se colocar dentro da cavidade os elementos restantes: o Fabry-Perot, o etalon fino e as lâminas plano-paralelas $L_1 L_2$. A colocação desses elementos causa uma perda de cerca de 25% de potência. Com todos os elementos dentro da cavidade, obtêm-se potências na faixa dos 500 mW para 4 W de bombeio.

Para manter limpos os espelhos, a cavidade foi fechada em uma caixa de acrílico levemente pressurizada com ar filtrado. Para diminuir as vibrações mecânicas da bomba de corante transmitidas ao jato, foi construído um desacoplador a ar comprimido, ilustrado na Figura II.15, utilizado entre a bomba de corante e o jato.

Figura II.15. Sistema desacoplador de vibrações para o jato de corante.

De modo atenuar o efeito da dilatação térmica sobre o alinhamento dos espelhos esféricos M_b , M_1 e M_2 , as placas vertical e horizontal da caixa do laser são montadas sobre uma estrutura de barras de aço inox como a ilustrada na Figura II.16. O espelho de bombeio M_b , o jato de corante e os espelhos esféricos M_1 e M_2 encontram-se fixos na placa horizontal, sobre a zona central dessa estrutura. Na dilatação ou contração térmica das placas da caixa do laser essa estrutura trabalha no sentido de anular os deslocamentos na zona central.

Figura II.16. Estrutura sobre a qual estão fixas as placas que formam a caixa do Laser em anel.

III. Estabilização Eletrônica

Como ilustrado na Figura II.11, o resultado da superposição das curvas de transmissão dos elementos intracavidade é a operação monomodo da cavidade. No entanto, flutuações térmicas e vibrações mecânicas causam o deslocamento relativo dessas curvas de transmissão, aumentando a largura de linha, provocando instabilidades em frequência e intensidade no modo selecionado. Dessa maneira, é necessário uma eletrônica de estabilização que mantenha a posição relativa das curvas de transmissão dos elementos intracavidade e permita a sua translação simultânea no caso de se varrer continuamente em frequência o modo selecionado.

Neste Capítulo são descritos os princípios de dois tipos complementares de estabilização eletrônica usados atualmente em Lasers de Corante em Anel [III.1.4]: o sistema passivo, em uso na estabilização da cavidade por nós construída, e o sistema ativo, que encontra-se em implementação. Antes da descrição desses dois sistemas, são mostrados os efeitos do deslocamento individual da curva de transmissão dos elementos intracavidade.

III.1. Efeitos dos Elementos Intracavidade na Sintonização do Laser

Estando os picos de transmissão das curvas mostradas na Figura II.11 inicialmente superpostos, de modo a obter-se a operação monomodo com máxima intensidade, os elementos intracavidade produzem os seguintes efeitos, se individualmente sintonizados:

a) Sintonização das lâminas plano-paralelas L_1 L_2

A alteração da inclinação das lâminas L_1 L_2 em relação ao feixe do Laser muda o comprimento ótico da cavidade, mudando a

frequência de cada um de seus modos. A Figura III.1 mostra o efeito do ajuste apenas do conjunto $L_1 L_2$, enquanto os outros elementos permanecem inalterados. A frequência selecionada muda continuamente por cerca de meio "free spectral range" da cavidade (no nosso caso, FSR = 180 MHz), quando um modo adjacente da cavidade fica mais próximo do pico de transmissão do Fabry-Perot e é selecionado, ocorrendo então um salto de modo em direção à frequência inicial.

b) Sintonização do Fabry-Perot

Quando a distância entre os prismas que constituem o Fabry-Perot (Figura II.10a) é ajustada de modo que sua curva de transmissão desloque-se menos da metade da separação entre os modos da cavidade, a frequência do modo selecionado não é alterada; mas se o pico de transmissão do Fabry-Perot continuar a ser transladado, a frequência de saída do Laser salta de modo em modo da cavidade até varrer aproximadamente metade da distância entre os modos do Fabry-Perot (no nosso caso, cerca de 9,5 GHz), quando ocorre um salto para o modo adjacente do Fabry-Perot em direção à frequência inicial, como mostra a Figura III.2.

c) Sintonização do Etalon Fino

A Figura III.3 mostra o efeito causado pela rotação do Etalon Fino em torno de um eixo perpendicular ao plano do feixe. A frequência de saída salta de modo em modo do Fabry-Perot até que o modo adjacente do Etalon Fino se encontre mais próximo do pico de transmissão do filtro birrefringente, quando ocorre um salto de um modo do Etalon Fino (cerca de 150 GHz no nosso caso) em direção à frequência inicial.

Figura III.1. Efeito da sintonização das lâminas plano-paralelas sobre a frequência de saída do Laser.
 FB → Filtro Birrefringente; EF → Etalon Fino; F-P → Fabry-Perot.
 Curvas fora de escala.

Figura III.2. Efeito da sintonização do Fabry-Perot (F-P) sobre a frequência de saída do Laser.
 FB → Filtro Birrefringente; EF → Etalon Fino. Curvas fora de escala.

Figura III.3. Efeito da sintonização do Etalon Fino (EF) sobre a frequência de saída do Laser.
 FB → Filtro Birrefringente; F-P → Fabry-Perot. Curvas fora de escala.

d) Sintonização do Filtro Birrefringente

Quando rotacionado em torno do eixo perpendicular às suas lâminas, o filtro birrefringente produz sobre a frequência selecionada o efeito mostrado na Figura III.4. A frequência de saída do Laser permanece a mesma, até que o máximo da curva de transmissão do Filtro Birrefringente esteja mais próximo do pico adjacente da curva do Etalon Fino, favorecendo a emissão num modo da cavidade sob esse pico (aproximadamente 150 GHz distante da frequência inicial, no nosso caso).

III.2. Princípios dos Sistemas de Estabilização Eletrônica

A solução ótima para a estabilização e varredura em frequência seria um sistema eletrônico que mantivesse a posição relativa das curvas de transmissão de todos os elementos intracavidade e permitisse sua translação simultânea. Essa tarefa exigiria três servo-sistemas: um para o Fabry-Perot, um para o Etalon Fino e outro para o Filtro Birrefringente, que mantivessem os picos de suas curvas de transmissão superpostos a um modo da cavidade enquanto este fosse transladado através das lâminas plano-paralelas.

Grande parte da banda de emissão do corante poderia ser varrida pelo Laser sem saltos de modo com um sistema assim, que seria, contudo, muito complexo. Se for dispensado o servo-sistema para o Filtro Birrefringente, consegue-se, numa cavidade do tipo da nossa, varrer continuamente a frequência do Laser numa faixa de cerca de 150 GHz [III.8]. A eletrônica usada na cavidade que construímos, que passa a ser descrita, é mais simples e contém apenas um servo-sistema, que mantém o pico de transmissão do Fabry-Perot lockado sobre o modo da cavidade, deixando fixos o Filtro Birrefringente e o Etalon Fino. A varredura neste caso está limitada a cerca de 15 GHz.

Figura III.4. Efeito da sintonização do Filtro Birrefringente (FB) sobre a frequência de saída do Laser.

EF → Etalon Fino; F-P → Fabry-Perot. Curvas fora de escala.

Como já foi dito, a eletrônica de estabilização a ser descrita é clássica e divide-se comumente em dois sistemas complementares de estabilização, sendo que os modelos comerciais mais modernos utilizam ambos: o passivo e o ativo.

III.2.1. O Sistema Passivo

A eletrônica de estabilização passiva utiliza um servo-loop que mantém o pico da curva de transmissão do Fabry-Perot lockado sobre o modo da cavidade selecionado. Apesar de não eliminar o drift do sistema e mesmo o jitter causado por perturbações acústicas e mecânicas como vibrações, turbulência no ar e flutuações na espessura do jato de corante, o servo-loop previne descontinuidades repentinas (saltos de modo) na frequência, particularmente durante varreduras.

O servo-loop atua sobre o Fabry-Perot através de um sistema de detecção síncrona (DS) que provoca uma oscilação de 2 KHz de pequena amplitude no espaçamento entre os prismas, induzindo uma modulação na potência de saída do laser. A magnitude e a fase dessa modulação determinam em que direção em frequência o Fabry-Perot deve ser levado de forma a corrigir a posição do seu pico de transmissão em relação ao modo da cavidade. A detecção síncrona, esquematizada no diagrama de blocos da Figura III.5 e detalhada no circuito mostrado na Figura III.7, contém um oscilador senoidal em 2 KHz, um defasador e um demodulador síncrono, que multiplica o sinal pré-amplificado da saída do laser por uma onda quadrada gerada a partir da senoide de 2 KHz e que integra o sinal obtido, produzindo como sinal de erro um nível DC a ser amplificado pelo amplificador de alta tensão (detalhado na Figura III.6) e enviado ao Fabry-Perot. Se o pico do Fabry-Perot está centrado sobre o modo da cavidade o sinal de erro é nulo, mas no caso em que há um deslocamento o sinal de erro é um nível DC que corrige o espaçamento entre os prismas.

Figura III.5. Diagrama em blocos da detecção síncrona utilizada na estabilização passiva para manter o pico do Fabry-Perot lockado sobre o modo da cavidade.

Figura III.6. Circuito do amplificador de Alta Tensão.

Figura III.7a. Circuito de detecção e pré-amplificação do sinal de saída do laser.

Figura III.7b. Circuito de detecção síncrona detalhando os blocos oscilador, defasador, quadrador e demodulador síncrono.

A senóide que induz a modulação sobre a intensidade de saída do laser tem cerca de 0,6 Vpp, de modo que o PZT acoplado ao Fabry-Perot não provoca saltos para os modos adjacentes da cavidade. O PZT utilizado por nós faz o pico de transmissão do Fabry-Perot deslocar-se de 250 MHz/V.

III.2.2. O Sistema Ativo

O princípio da eletrônica de estabilização ativa está em manter-se o modo da cavidade selecionado lockado sobre uma referência estável. Uma parte do feixe de saída do laser passa por uma cavidade de referência: um Fabry-Perot estabilizado termicamente, cuja transmissão fornece informações sobre a amplitude e frequência do sinal do laser. Comparando esse sinal com o próprio sinal do laser obtém-se um sinal de erro em frequência, que amplificado é usado para ajustar o comprimento da cavidade e corrigir o deslocamento do modo selecionado.

Para essa correção são usados tanto o espelho M_5 , chamado tweeter, como as lâminas plano-paralelas L_1 L_2 . O tweeter responde à parte do sinal de erro de baixas amplitudes e frequências até 10 KHz, enquanto L_1 L_2 responde à parte de amplitudes maiores e frequências abaixo dos 500 Hz. Em operação juntamente com a estabilização passiva, o sistema ativo reduz consideravelmente o drift e o jitter, permitindo uma estabilidade muito maior e uma largura de linha bem menor. Em modelos comerciais o drift é tipicamente reduzido a menos de 100 MHz/h, enquanto que a largura de linha é cerca de 1 MHz, pelo menos vinte vezes menor do que em cavidades estabilizadas apenas passivamente.

O diagrama em blocos da Figura III.8 mostra o sistema ativo de estabilização juntamente com o sistema passivo, atuando sobre o Fabry-Perot, as lâminas plano-paralelas e o espelho M_5 .

Figura III.8. Diagrama em blocos representando os sistemas passivo e ativo de estabilização eletrônica atuando sobre os elementos intracavidade.
 F-P → Fabry-Perot; AT → Alta Tensão; AP → Amplificador de potência;
 L1 L2 → Lâminas plano-paralelas

O sistema ativo está ainda em implantação na cavidade que construímos, estando prontas a cavidade de referência e a eletrônica correspondente à detecção diferencial, ao tratamento dos sinais de erro a serem enviados ao tweeter e às lâminas L_1 L_2 . A cavidade de referência é estabilizada em 45,0°C através de um controlador de temperatura cujo circuito é mostrado na Figura III.9, que controla a corrente em uma resistência de kantal segundo um nível de referência. A refletividade dos espelhos é de 60% para $\lambda = 590$ nm e a distância entre os modos é de 1 GHz. O nível de offset para comparação do sinal do laser com o que passa pela cavidade de referência é tomado nos 50% de transmissão dessa cavidade, como ilustra a Figura III.10. Se a comparação resultar num sinal diferente de zero, o tweeter e L_1 L_2 recebem um sinal de erro que corrige a posição do modo da cavidade. Os circuitos eletrônicos que medem o sinal do laser e da cavidade de referência e fornecem o sinal de erro para o tweeter e para L_1 L_2 são mostrados nas Figuras III.11, III.12 e III.13, respectivamente.

A varredura em frequência da cavidade é normalmente feita através da rotação de uma lâmina colocada no interior da cavidade de referência. A mudança do caminho ótico desloca os modos da cavidade de referência e o circuito de estabilização ativa faz com que os modos da cavidade em anel sejam continuamente ajustados, enquanto a eletrônica de estabilização passiva mantém o pico de transmissão do Fabry-Perot lockado sobre o modo selecionado, permitindo uma varredura contínua. No nosso caso, a varredura será feita despressurizando-se lenta e continuamente a cavidade de referência inicialmente pressurizada, através da abertura de uma válvula de agulha.

Figura III.9. Circuito do controlador de temperatura para a cavidade de referência.

Figura III.10. Comparação do sinal de saída do laser com 50% da transmissão máxima da cavidade de referência.

Figura III.11. Detecção e pré-amplificação do sinal de saída do Laser em
anel e da cavidade de referência.

Figura III.12. Circuito eletrônico que fornece o sinal de erro para o PZT do espelho M₅ (tweeter).

Figura III.13. Circuito eletrônico que fornece o sinal de erro para as lâminas plano-paralelas $L_1 L_2$.

IV. Conclusão

Discute-se a seguir as etapas do trabalho realizado e a sua continuidade.

A parte ótica e mecânica, que compreende a estrutura do laser, os elementos intracavidade, o sistema de circulação do corante e os espelhos, foi concluída de acordo com os objetivos. Para 4W de bombeio consegue-se facilmente uma potência de saída do laser, com todos os elementos intracavidades, de 480 mW monomodo. A largura de linha efetiva, devida ao jitter, é de 40 MHz. Todos os espelhos e elementos intracavidade foram construídos nas Oficinas Mecânica e de Ótica do Departamento de Física e Ciência dos Materiais - IFQSC. Apenas o bico do jato e a bomba de corante (Spectra Physics) não são nacionais. Uma modificação que sugerimos seja feita, para diminuir o jitter causado pela variação da espessura do jato de corante, é no Sistema de circulação, onde deve ser colocado o filtro antes do jato e instalado um estágio de refrigeração, como na Figura IV.1, separando os componentes originalmente embalados juntos nas bombas comerciais.

Quanto à parte de estabilização eletrônica, o sistema passivo está em operação e aperfeiçoamento enquanto que o sistema ativo encontra-se em implantação, estando prontas a cavidade de referência e as placas de circuito impresso. Todos os componentes eletrônicos usados tanto no sistema passivo como no ativo são nacionais. Uma modificação a ser feita no sistema passivo é uma blindagem melhor das placas de circuito em relação à fonte e à parte de potência. A implantação do sistema ativo pode ser feita em alguns meses e sem dúvida, reduzirá em muito a largura de linha do laser em anel e dará mais estabilidade ao sistema.

Figura IV.1. Disposição dos componentes do sistema de circulação do corante após modificação a ser feita.

Apêndice A

O programa em FORTRAN listado abaixo foi usado para plotar as curvas de transmissão do Filtro Birrefringente mostradas na Figura II.8. Para gerar os dados o programa pede os seguintes parâmetros: α , o ângulo do eixo ótico com a projeção do feixe sobre as lâminas (em radianos); x_l , a espessura em metros da lâmina mais fina; n_p , o número de lâminas; $\text{freq } i$, $\text{freq } f$ e $d\text{freq}$, respectivamente os valores da frequência inicial, final e o passo de frequência; n_m , a espessura de cada placa em relação à placa fina.

Apêndice B

Como dito anteriormente, um objetivo inicial da construção do Laser em Anel era o de utilizá-lo em uma experiência de absorção em ondas evanescentes em uma fibra ótica imersa em vapor de sódio. Essa experiência acabou sendo realizada com um laser em anel comercial (modelo CR699 da Coherent) antes que a nossa cavidade estivesse pronta, e não houve um resultado positivo. Apresentamos a seguir algumas considerações sobre essa experiência e a descrição do material utilizado.

A experiência que propusemos envolve as técnicas de Espectroscopia de Saturação e de Absorção em Onda Evanescente. A primeira começou a se desenvolver antes mesmo da década de 60, quando, com o surgimento do Laser, incorporou os análogos ópticos da técnica que já existia em microondas e radiofrequência. Já a Espectroscopia de Absorção em Onda Evanescente foi concebida e realizada por P. BOISSEL e F. KERHERVE em 1981 [B.1] e consistiu na medida da variação do sinal refletido totalmente numa interface vidro/vapor de Na em função da frequência da onda incidente. Dada a pequena penetração da onda evanescente (uma fração de λ) no meio em estudo, eles esperavam poder investigar as influências da parede sobre o comportamento radiativo dos átomos com grande sensibilidade. Suas medidas, no entanto, são limitadas pelo efeito Doppler.

Em 1986, P. SIMONEAU et al [B.2] combinaram as duas técnicas mencionadas, realizando pela primeira vez espectroscopia não-linear livre do efeito Doppler na interface entre um gás e um meio dielétrico, usando para tal uma célula de vapor de sódio encimada por um prisma onde se dava a reflexão total, como mostra a Figura B.1a. O que propusemos foi a utilização de uma fibra ótica imersa em vapor de sódio em lugar do prisma, como na Figura B.1b, com o que esperava-se obter uma sensibilidade maior, dado o número elevado de reflexões totais dentro da fibra.

[B.1] BOISSEL, P. e KERHERVE, F. Opt. Comm. **37**, 397 (1981).

[B.2] SIMONEAU, P. et al. Opt. Comm. **59**, 103 (1986).

Figura B.1.

Na maioria das técnicas de espectroscopia em meios gasosos, o laser interage com um volume de átomos dentro do meio em estudo. A espectroscopia de superfície, onde os átomos que interagem com o campo de radiação estão muito próximos à interface entre dois meios, é um campo que tem se desenvolvido rapidamente, e suas técnicas se baseiam fundamentalmente nas variações do índice de refração complexo do meio na vizinhança das transições atômicas (absorção e dispersão) e no fenômeno da reflexão interna total.

A Figura B.2 mostra o arranjo experimental utilizado nas tentativas de medir a absorção saturada dos átomos de sódio próximos à superfície da fibra ótica.

A fibra ótica, sem cladding , cedida pela ABC-XTAL, é de vidro comum esticado, sendo que selecionamos um pedaço de 80 cm cujo diâmetro médio varia muito pouco ($\pm 0,2 \mu\text{m}$) em torno de $50 \mu\text{m}$.

A célula é composta de um tubo de 60 cm de comprimento e 1,5 cm de diâmetro, dentro do qual passa a fibra ótica e em cujas extremidades ela é colada com Epoxy-Patch (da Hysol Aerospace). No centro da célula está o reservatório com sódio metálico, aquecido independentemente do corpo. Para isso, duas mantas resistivas são enroladas, uma em torno do reservatório, outra em torno do corpo da célula.

Figura B.2.

Acoplando um feixe intenso (bombeio) em uma das extremidades da fibra e um feixe de prova na outra e varrendo a frequência do laser em torno da linha D_2 (590,0 nm) do sódio, tentamos medir a absorção saturada dos átomos na onda evanescente, com o bombeio modulado em 2 kHz, medindo a intensidade do feixe de prova transmitido pela fibra. No momento em que a frequência fosse igual à das linhas de absorção do Na, o feixe de bombeio saturaria a absorção e registrar-se-ia um pico na transmissão do feixe de prova.

O acoplamento dos feixes com a fibra é feito como ilustra a Figura B.3. Uma objetiva de microscópio com $f = 20$ mm focaliza o feixe nas extremidades da fibra devidamente clivadas.

Figura B.3.

Nenhuma tentativa de registrar o sinal de absorção saturada dos átomos na onda evanescente com a montagem descrita acima levou a um resultado reprodutível, embora o sinal registrado às vezes fosse semelhante ao crossover entre as linhas do estado fundamental, como indica a seta num dos gráficos obtidos, mostrados na Figura B.4.

Figura B.4

Embora tenham sido tomados cuidados com a limpeza da fibra, com ruídos elétricos e vibrações mecânicas, os resultados continuaram a não mostrar os picos de absorção saturada dos átomos de sódio e a apresentar bastante ruído.

Isso pode ser atribuído a reflexões do feixe de bombeio que, durante toda a varredura, inevitavelmente atingem o detector que mede a intensidade do feixe de prova, mascarando qualquer efeito de pequena magnitude. Efeitos da superfície da fibra sobre o comportamento radiativo dos átomos também não podem ser descartados.

A estrutura hiperfina do átomo de sódio, bem como as intensidades relativas das linhas, está ilustrada na Figura B.5. A Figura B.6 mostra o sinal de crossover que aparece entre as linhas principais, correspondente ao aumento na absorção do feixe de prova devido ao acréscimo na população dos níveis hiperfinos do estado fundamental causado pelo feixe de bombeio, numa experiência de espectroscopia de saturação.

Figura B.5.

Figura B.6.

Referências

- [I.1] a. SOROKIN, P. AND J. R. LANKARD - "Stimulated emission observed from an organic dye".
IBM J. Res. Develop. **10**, 162 (1966).
- b. SCHAFER, F. et al. - "Organic dye solution laser".
Appl. Phys. Lett. **9**, 306 (1966).
- c. HANSCH, T. W. - "Repetitively pulsed tunable dye laser for HRS".
Appl. Opt. **11**, 895 (1972).
- d. LITTMAN M. and H. METCALF - "Spectrally narrow pulsed dye laser without beam expander".
Appl. Opt. **17**, 2224 (1978).
- [I.2] PETERSON, O. , S. TUCCIO e B. SNAVELY - "CW operation of an organic dye solution laser"
Appl. Phys. Lett. **17**, 245 (1970).
- [I.3] KOGELNIK, K. , E. IPPEN, A. DIENNES, C. SHANK - "Astigmatically compensated cavities for CW Dye Lasers".
IEEE J. QE - **8**, 373 (1972).
- LEUTWYLER S. et al. - "Extending the solvent palette for CW jet stream dye lasers:
Opt. Comm. **19**, 197 (1976).
- [II.1] a. SCHRODER, H. W. , H. DUX E H. WELLING - "Single mode operation of CW dye lasers"
Appl. Phys. **7**, 21 (1975).
- b. GERHARDT, H., A. TIMMERMANN - "High resolution dye laser spectrometer for measurements of Isotope and Isomer shifts and hyperfine structure".

Opt. Comm. **21**, 343 (1977).

[II.2] a. MAROWSKY, G. - "A tunable flash-lamp pumped RDL of extremely narrow bandwidth".

IEEE J. QE - **9**, 245 (1973).

b. MAROWSKY, G. E F. ZARAGA - "A comparative study of dye prism ring lasers"

IEEE J. QE - **10**, 832 (1974).

c. MAROWSKY, G. E K. KAUFMANN - "Influence of Spatial Hole Burning on the output power of a CW RDL".

IEEE J. QE - **12**, 207 (1976).

[II.3] a. BIRABEN, F. - "Efficacité des systèmes unidirectionnels utilisables dans les lasers en anneau".

Opt. Comm. **29**, 353 (1979).

b. JOHNSTON, T. AND W. PROFFIT - "Design and performance of a broad band optical diode ..."

IEEE J. QE - **16**, 483 (1980).

[II.4] a. LYOT, B. - "Le filtre monochromatique polarisant et ses applications en physique solaire".

Ann. Astrophys. (Paris) **7**, 31 (1944).

b. EVANS, J. W. - "The birefringent filter".

J. Opt. Soc. Am. **39**, 229 (1949).

c. BILLINGS, B. H. - "The electro-optic effect in uniaxial crystals of the type XH_2PO_4 ".

J. Opt. Soc. Am. **39**, 797 (1949).

d. BLOOM, A. L. - "Modes of a laser resonator containing tilted birefringent plates".

- J. Opt. Soc. Am. **64**, 447 (1974).
- [III.5] WU, F. Y. , R. E. GROOVE e S. EZEKIEL - "CW dye laser for ultranigh-resolution spectroscopy".
Appl. Phys. Lett. **25**, 73 (1974).
- [III.6] BIRABEN, F. ; L. JULIEN - "Doppler-free two-photon spectroscopy of hydrogen Rydberg states using a CW laser" (ver também [III.4]).
Opt. Comm. **21**, 343 (1977).
- [III.7] KOGELNIK, T. and T. LI - "Laser Beams and Resonators". Appl. Opt. **5**, 1550 (1966). —
- [III.1] Manual dos CR-699-03 e 21 da Coherent.
- [III.2] Manual do 380A da Spectra Physics.
- [III.3] Biraben, F. - "Description Générale du Laser" - não publicado.
- [III.4] Nunes, L.A.O. - Tese de Doutorado - IFQSC-USP, 1988.
- [III.5] Barger, R. L. , M. S. Sorem, J. L. Hall - "Frequency Stabilization of a CW dye Laser".
Appl. Phys. Lett. **22**, 573 (1973).
- [III.6] JARRETT, S. M. , J. F. YOUNG - "High-efficiency single-frequency CW ring dye Laser"
Optics Letters **4**, 176 (1979).
- [III.7] DIVENS, W. G. ; S. M. JARRETT - "Design and performance of a frequency - stabilized ring dye laser".
Rev. Sci. Instrum. **53**, 1363 (1982).
- [III.8] BIRABEN, F. , P. LABASTIE - "Balayage d'un laser à colorant continu monomode sur 150 GHz".
Opt. Comm. **41**, 49 (1982).

Bibliografia

ROSSI, B. - "Optics" - Principles of Physics Series, Addison-Wesley Publishing Company, 1959.

DEMTRÖDER, W. - "Laser Spectroscopy - basic concepts and instrumentation" - Springer Series in Chemical Physics, Vol. 5, 1981.

YARIV, A. - "Quantum Electronics", John Wiley & Sons, 1975.

YARIV, A. - "Introduction to Optical Electronics", Holt, Rinehart and Winston, 1976.

HECHT-ZAJAC - "Optics", 1973.

REITZ-MILFORD - "Foundations of Electromagnetic Theory", 3rd edition - Addison-Wesley Publishing Company, 1980.

"Laser Spectroscopy VI" - Springer Series in Optical Sciences, Vol. 40, 1983.
Editores: H. P. WEBER e W. LUTHY.

"High-Resolution Laser Spectroscopy" - Topics in Applied Physics, Springer-Verlag, 1976. Editor: K. SHIMODA.

Relatórios do bolsista para a FAPESP e DFCM do IFQSC (não publicados).