

**CARACTERIZAÇÃO DE LASER DE DIODO
PARA ESPECTROSCOPIA DE
ALTA RESOLUÇÃO**

Este exemplar corresponde à redação final da tese de
mestrado defendida pelo aluno Fernando Catalani, e aprovada
pela comissão julgadora
26/02/97 - Daniel Pereira

**Caracterização de Laser de Diodo para
Espectroscopia de Alta Resolução**

Fernando Catalani

Orientador : Prof. Dr. Daniel Pereira

**Tese apresentada ao Instituto de
Física 'Gleb Wataghin' como
parte dos pré-requisitos para
obtenção do título de Mestre em Física**

**UNICAMP
Janeiro de 1997**



INSTITUTO DE FÍSICA
GLEB WATAGHIN

PARECER DE APROVAÇÃO DEFESA DE TESE DE MESTRADO DE FERNANDO CATALANI

Data: 28 / 01 / 97

BANCA EXAMINADORA:

- Prof. Dr. Daniel Pereira (Orientador)

- Prof. Dr. Armando Mirage

- Prof. Dr. Artêmio Scalabrin

Dedico esta tese a
A meu pai Floriano
A minha mãe Judite
Ao meu avô Joaquim

AGRADECIMENTOS

Em primeiro lugar, ao prof. Daniel Pereira pela orientação, críticas sempre construtivas e pela paciência.

Ao prof. Artêmio Scalabrin, pelas sugestões e apoio durante todo esse tempo.

Aos colegas de laboratório Ronaldo, Germano e em especial ao Guilherme, pela ajuda, sugestões, discussões e amizade.

Ao Polaquini pelo excelente trabalho de suporte técnico na parte mecânica e pelas sugestões, sempre valiosas.

Ao Maurício pelo excelente trabalho e auxílio de suporte técnico na parte eletrônica.

Ao Joãozinho pelo auxílio na parte mecânica.

Ao Cláudio Miskys pelo auxílio na construção do forno.

Ao pessoal da secretaria de Pós graduação, pelo trabalho.

Aos meus amigos da pós graduação, Assaoka, Ico, Christian, Luizão, Abdalla, Fly, Ximenes e tantos outros, pelas discussões, auxílio e amizade.

Aos meus amigos de Itatiba, Fábio, Mário, Renato, Charles, Luis Adriano, Marcelo, Marcílio, Marquinhos, Márcio e tantos outros, pela amizade.

Ao Eduardo e Luciana pela ajuda muito importante nestes últimos dias.

Aos meus pais, minha irmã Jussara, e meus avós Joaquim e Genoefa pelo apoio.

À todos que, de um modo ou de outro, me ajudaram nestes últimos anos.

Ao CNPq pelo apoio financeiro.

À Sandra pelo amor, paciência e compreensão nesse tempo todo.

RESUMO

Nas últimas décadas os lasers de diodo têm se tornado os mais importantes em termos econômicos. É crescente a sua aplicação em diversas áreas da física e da tecnologia, decorrente do seu baixo custo, confiabilidade, durabilidade e facilidade de integração em circuitos optoeletrônicos. Com o desenvolvimento de novas técnicas de estreitamento de linha e ampla faixa de sintonização, estes lasers vêm substituindo outros lasers mais caros, como os lasers de corante, em áreas da física como espectroscopia de alta resolução, resfriamento e aprisionamento de átomos e etc. Diversos átomos de interesse metrológico têm transições na região de frequência coberta pelos lasers de diodo, como por exemplo, o Rubídio e o Césio.

Fazendo parte desta tendência mundial, caracterizamos um laser de diodo comercial Sharp em uma cavidade que permite a operação entre temperaturas da ordem de 240 K à temperatura ambiente. A região de frequência deste laser é centrada em torno de 780 nm, com potência da ordem de 30 mW e corrente de operação de cerca de 75 mA. Realizamos, em primeiro lugar, a caracterização deste sistema em potência e corrente de limiar. Em seguida a caracterização em comprimento de onda, utilizando um λ -meter. Medimos a dependência do comprimento de onda do laser em termos da corrente e temperatura e as taxas de variação de λ com I e T. Medimos, também, a sua largura de linha (em torno de 50 MHz). Realizamos espectros da molécula de iodo com esse sistema laser, para tanto tivemos de construir um forno de manta de quartzo, afim de aquecermos a célula de iodo e obtermos medidas de melhor razão sinal-ruído.

Em seguida, acoplamos este sistema à uma grade de difração, constituindo assim um laser em cavidade externa em configuração Littrow. Caracterizamos, então a largura de linha do laser em cavidade externa, observando a redução desta devida à realimentação óptica. Medimos uma largura de linha de aproximadamente 12 MHz, contudo devemos estar limitados pela finesse do Fabry-Perot, na realidade, valores em torno de 1 MHz devem ser mais realistas. Realizamos, novamente, espectros do iodo com o laser em cavidade externa na mesma região dos espectros anteriores, verificando a melhor qualidade espectral do laser com cavidade estendida.

ABSTRACT

In the last decade the diode lasers became the most important in economics. The use of diode lasers in Physics and Technology has expanded rapidly. This has occurred because their low cost, reliability, durability and possibility of integrating with electronic components to form integrated optoelectronic circuits. The development of novel techniques to control and narrow their spectral outputs and large wavelength coverage make diode lasers an alternative to other lasers more expensive in many experiments of atomic physics as high resolution spectroscopy, cooling and trapping atoms. Many atoms of metrological interest have transitions in the frequency region covered by diode lasers as rubidium and cesium.

We characterize one diode laser Sharp LT 024 in a cavity allowing an operation in temperatures between 240 K to room temperature. This laser operate in 780 nm region, 30 mW of power and operating current 75 mA. First we did the characterization in power and threshold current. Following the characterization in wavelength, using a λ -meter. We measured the tuning range in function of temperature and current and their linewidth (50 MHz) . We present some spectra of molecular iodine and to this purpose we made a oven to heat the iodine cell to get better signal noise ratio mesures.

To narrow the laser output we put the laser in an external cavity using a grating in Littrow configuration. Then, we mesured the laser in external cavity linewidth and obtained the spectral narrowing by optical feedback. Again we present some spectra of iodine with the laser in external cavity in the same region of the first.

1. INTRODUÇÃO.....	2
1.1 UM POUCO DA HISTÓRIA DOS LASERS SEMICONDUTORES.....	3
1.2 APLICAÇÕES DOS DIODO LASERS.....	5
1.2.1 <i>Bombeamento Óptico</i>	5
1.2.2 <i>2-Espectroscopia de alta resolução</i>	6
1.2.3 <i>3-Espectroscopia de alta sensibilidade</i>	6
1.2.4 <i>4-Aprisionamento e Resfriamento de átomos</i>	7
1.2.5 <i>5-Rápida Modulação</i>	7
2. UM POUCO DA FÍSICA DOS SEMICONDUTORES-.....	8
2.1 PROBABILIDADE DE OCUPAÇÃO.....	9
2.2 PRINCÍPIOS DE OPERAÇÃO.....	11
2.2.1 <i>Ganho e Absorção em Meios Semicondutores</i>	11
2.3 LASERS DE HOMOESTRUTURA.....	14
2.4 LASERS DE HETEROESTRUTURA.....	16
2.4.1 <i>Lasers de GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs</i>	18
2.5 CARACTERÍSTICAS BÁSICAS DOS LASERS SEMICONDUTORES.....	20
2.5.1 <i>Características Elétricas</i>	20
2.5.2 <i>Potência de saída dos lasers semicondutores</i>	21
2.5.3 <i>Polarização</i>	22
2.5.4 <i>Características espaciais do feixe</i>	23
2.5.5 <i>Características espectrais</i>	23
2.5.6 <i>Largura de Linha dos lasers de semicondutores</i>	23
2.5.7 <i>Sintonização</i>	26
3. A CARACTERIZAÇÃO DO LASER.....	30
3.1 CARACTERÍSTICAS ELÉTRICAS E DE POTÊNCIA.....	34
3.2 CARACTERÍSTICAS ESPECTRAIS.....	36
3.3 VARIAÇÃO DO COMPRIMENTO DE ONDA COM TEMPERATURA.....	37
3.4 SINTONIZAÇÃO DO COMPRIMENTO DE ONDA COM A CORRENTE.....	40
3.5 MEDIDA DA LARGURA DE LINHA.....	43
3.6 SINTONIA.....	46
3.7 ESPECTROSCOPIA DO IODO.....	47
4. CAVIDADE EXTERNA.....	54
4.1 EQUAÇÃO DO ESTADO ESTACIONÁRIO DE UM LASER A DIODO ACOPLADO A UMA REDE DE DIFRAÇÃO.....	55
4.2 ACOPLAMENTO DE UM DIODO LASER À UMA REDE DE DIFRAÇÃO: CONFIGURAÇÃO LITTROW.....	58
4.3 CAVIDADE EXTERNA : RESULTADOS.....	58
4.4 ESPECTROSCOPIA DO IODO COM LASER EM CAVIDADE EXTERNA.....	62
5. CONCLUSÃO E REFERÊNCIAS.....	66

1. INTRODUÇÃO

Os lasers de semicondutores, também conhecidos como lasers de diodo, tornaram-se nas últimas décadas os mais importantes lasers em termos econômicos; sendo usados em uma vasta área de aplicações, desde artigos de eletrônica, como os “*cd-players*”, às aplicações em comunicações por fibras ópticas.

Eles são pequenos e compatíveis com os circuitos eletrônicos, tornando-se parte importante da indústria e pesquisa em semicondutores. Os lasers de diodo foram inventados logo após a descoberta dos LEDs (*Light Emitting Diode*) no início da década de 60. Os primeiros lasers de diodo eram de arseneto de gálio. Apesar de operarem, no início, em modo pulsado rapidamente surgiram lasers operando em regime contínuo. Com a crescente melhoria nas qualidades dos diodos lasers, aumenta cada vez mais o interesse na integração de componentes óticos com eletrônicos.

A luz emitida por um diodo surge da recombinação de elétrons com buracos numa junção p-n quando uma corrente flui através do diodo na seguinte direção: um elétron da banda de condução da camada n recombina-se com um buraco da camada p, emitindo um fóton. Se a corrente for grande o suficiente e a região de recombinação for pequena o suficiente, o processo radiativo dominará. Obviamente, processos não radiativos (como emissão de fônons) também podem ocorrer, causando perdas. Esses elétrons se dirigem até a junção através de uma corrente de injeção no diodo, por isso também chamados de diodos bombeados por injeção. Outras formas de bombeamento incluem bombeamento óptico e por feixe de elétrons.

Para fabricar um laser de diodo é necessária a coexistência de duas condições: um meio ativo para amplificar a radiação eletromagnética que se propaga em seu interior e um mecanismo de realimentação óptica confinando a radiação numa cavidade Fabry-Perot. Usualmente esta cavidade é feita polindo-se as extremidades dos diodos lasers. Reflexões das extremidades levam ao “*build-up*” da intensidade requerido pela ação laser em um dos modos da cavidade.

As principais características que os distinguem dos demais lasers são:

1) pequeno tamanho ($300\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m} \times 50\ \mu\text{m}$), permitindo que seja inserido em outros instrumentos.

- 2) Corrente de bombeio é baixa (em geral, variando entre 15 e 100 mA).
- 3) Sua alta eficiência em converter energia elétrica em luz (excede 50 %)
- 4) A possibilidade de modular sua saída (output) pela modulação da corrente de bombeio em taxas que excedem 20 GHz.
- 5) Tecnologia de manufatura dos semicondutores, que permite sua produção em massa.
- 6) A região de 1300 a 1500 nm, coberta por lasers de diodo possui as menores perdas para as fibras ópticas de sílica.
- 7) Do ponto de vista da radiação emitida os lasers de semicondutores diferem dos demais em aspectos importantes:
 - i) Nos lasers de gases convencionais as transições quânticas se dão entre níveis discretos de energia e nos lasers de semicondutores as transições ocorrem entre bandas contínuas de energia.
 - ii) Em virtude de suas pequenas dimensões, principalmente da região ativa (da ordem de $1\mu\text{m}$) a divergência do feixe laser é maior que nos demais lasers ângulos de divergência longitudinal e transversal com valores típicos de 12° e 30° , respectivamente.
 - iii) As características espaciais e espectrais de um laser a semicondutor são influenciadas pela propriedades da junção (band gap, índice de refração).
 - iv) A luz laser é produzida em decorrência da passagem de uma corrente pelo diodo, tornando-o um sistema de fácil modulação, modulando-se a corrente. Como os fótons do laser possuem tempo de vida muito curto, é possível atingir-se modulações de alta frequência.

1.1 UM POUCO DA HISTÓRIA DOS LASERS SEMICONDUTORES

No período de 1958 a 1961, surgiram várias considerações a respeito da possibilidade de utilizar-se semicondutores como materiais lasers. Contudo, uma razoável compreensão das exigências para a existência de lasers semicondutores só foi possível após *Bernard e Duraffourg*¹ estabelecerem as condições necessárias para a emissão laser nestes materiais. Segundo *Bardeen*², teria sido *Von Neumann*, em anotações não publicadas, o primeiro a sugerir a possibilidade de amplificação da luz pelo uso de emissão estimulada em um semicondutor bombeado por uma corrente de injeção através de uma

junção p-n. Em 1962, vários grupos noticiaram ação laser em semicondutores; com *Hall et al*³ tendo observado definitivamente emissão de luz laser de uma junção p-n de GaAs diretamente polarizada a 77 K.

A maioria dos primeiros lasers semicondutores consistia de um único tipo de semicondutor (GaAs ou $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$), por isso chamados *lasers de homoestrutura*. A maior parte dos primeiros lasers era obtida cortando-se pequenos chips retangulares do material utilizado e polindo duas faces paralelas. O plano da junção p-n era perpendicular ao das faces polidas, formando uma pequena cavidade Fabry-Perot. As faces polidas do semicondutor comportam-se como espelhos que permitem realimentação óptica. Tais lasers, entretanto, tinham características que desaconselhavam o seu uso como, por exemplo, a densidade de corrente de limiar muito alta à temperatura ambiente que impedia a operação em regime contínuo. Era necessário, então, trabalhar em temperaturas muito baixas (da ordem de 77 K); o que fez o interesse nesses lasers diminuir a partir de 1965.

Nesta época, uma nova classe de lasers semicondutores começava a chamar a atenção: os *lasers de heteroestrutura*. No início de 1963 foi sugerida por *Kroemer*⁴ e separadamente *Alferov*⁵ a construção de lasers através de uma camada de semicondutor “*sandwichada*” entre dois outros semicondutores diferentes com gaps de energia maiores. A junção de dois semicondutores diferentes, chamada de *heterojunção*, origina uma barreira de potencial que confina os elétrons injetados nessa região. Além disso, o material de gap de energia maior possui índice de refração menor, criando uma descontinuidade no índice que confina a luz na região em que ocorre a emissão laser (chamada de região ativa). Com isso, mostrou-se possível trazer a operação dos lasers semicondutores à temperatura ambiente. Os primeiros lasers de heteroestrutura operando continuamente (cw) à temperatura ambiente com sucesso surgiram em 1969 com *Kressel e Nelson*⁶ e separadamente *Hayashi e Panish*⁷ ambos com lasers de GaAs/AlGaAs. Esses primeiros lasers foram chamados de heteroestrutura-única (*single-heterostructure*), pois somente um lado da região ativa está em contato com uma camada de band gap maior. Em 1970, surgiram lasers com estruturas mais complexas conhecidos por heteroestrutura-dupla (*double-heterostructure*), com *Alferov*⁸ e depois *Hayashi e Panish*⁹; nestes a região ativa tem duas faces em contato com camadas de maior gap. Na última década, novos lasers semicondutores foram desenvolvidos graças a técnicas como MBE (*molecular beam epitaxy*) e MO-CVD (*metal organic chemical vapor deposition*)¹⁰: os lasers de quantum wells (QW lasers) que são similares aos lasers de heteroestrutura em muitos aspectos

diferindo pela espessura da camada ativa. Enquanto nos lasers convencionais ela é de aproximadamente 1000 angstroms, nos QW lasers é de aproximadamente 50 a 100 angstroms. Esta característica leva a profundas diferenças entre eles. A principal vantagem é a redução da corrente de limiar que é proporcional à espessura. A densidade de portadores necessária para manter a região ativa transparente à radiação é de 10^{18} por cm^3 . Para alcançar essa transparência é necessário manter a mesma densidade de elétrons na banda de condução e de buracos na banda de valência. Assim um volume menor necessita de uma corrente de injeção, que mantém esta população, menor. Além de uma corrente de injeção menor para obter a transparência do meio (deixar de absorver), uma corrente de limiar menor é conseguida aumentando-se a refletividade das faces destes lasers possibilitando perdas menores . Desta maneira, reduz-se a corrente de limiar dramaticamente, valores de densidade de corrente de limiar de $800 A/cm^2$ para lasers convencionais, se reduzem para cerca de $60 A/cm^2$ para QW lasers¹¹.

1.2 APLICAÇÕES DOS DIODO LASERS

1.2.1 Bombeamento Óptico

Uma das primeiras aplicações do laser de diodo em física atômica foi como fonte de luz na técnica de bombeamento ótico, sendo usado em experimentos onde havia a necessidade de alterar a distribuição atômica entre algum conjunto de níveis atômicos ou perturbar os autovalores de determinados estados atômicos¹². Nestes casos, os lasers de diodo começaram a substituir outros sistemas lasers muito mais caros. O estudo do estado fundamental de subníveis da estrutura hiperfina de álcalis foi uma das primeiras utilizações de diodo lasers nesta área, graças à sua capacidade de sintonização. *Singh, DiLavore e Alley*¹³ pela primeira vez usaram diodos lasers para bombear opticamente a estrutura hiperfina do Césio. Tornou-se interessante a utilização de lasers de diodo na técnica de saturação por bombeamento óptico¹², onde um feixe laser de alta intensidade é sintonizado numa linha de absorção com alargamento Doppler e depois refletido de volta obtendo um decréscimo (dip) da fluorescência na ressonância, em virtude de apenas um

grupo de velocidade das moléculas estar interagindo com o laser. Esta técnica é muito semelhante às técnicas de espectroscopia de absorção saturada, diferindo no fato de que os “dips” podem ser conseguidos em linhas alargadas homogeneamente. Interessantes aplicações atuais são os padrões de frequência e relógios atômicos. Os diodo lasers bombeiam os átomos de interesse, detectando aqueles que sofrem a transição na frequência do relógio. Por sorte os átomos usados nesses relógios possuem transições em frequências dos lasers semicondutores. Atualmente, realizam-se inúmeras pesquisas a fim de utilizar os diodo lasers nos relógios de Césio, Rubídio e outros padrões de frequência atômicos. No caso específico de um relógio de césio, os lasers de diodo populam os níveis hiperfinos desejados e excitam o feixe atômico quando este passa pela região de microondas do relógio¹⁴.

1.2.2 Espectroscopia de alta resolução

As técnicas de estreitamento da largura de linha através de cavidades externas permitem a utilização destes tipos de lasers em experimentos onde larguras de linha estreitas são necessárias como é o caso da espectroscopia de alta resolução. Lasers de diodo estabilizados através de realimentação ótica são as fontes mais baratas de luz sintonizável de largura de linha estreita, fato que provavelmente fará com que estes dispositivos sejam cada vez mais utilizados em espectroscopia de alta resolução¹⁴.

1.2.3 Espectroscopia de alta sensibilidade

Esta área inclui aplicações em bombeamento ótico, espectroscopia heteródina, detecção ultrasensível, espectroscopia optogalvânica e outras áreas. Lasers de diodo estabilizados por realimentação ótica são muito importantes para medidas de fluorescência ou absorção em que a razão sinal-ruído é importante¹⁴.

1.2.4 Aprisionamento e Resfriamento de átomos

Outra área em que lasers estabilizados têm sido utilizados é no resfriamento e aprisionamento de átomos neutros. Tais experimentos, geralmente necessitam de vários lasers de frequências diferentes com larguras de linhas menores que 1 MHz, tornando a utilização de lasers de corante muito cara. Nesse sentido, o uso de lasers de diodo estabilizados com cavidade externa é interessante. Baratos, lasers de semicondutores são importantes ferramentas para espectroscopia atômica; oferecem larguras de linha da ordem de 100 KHz ou menos e potências maiores que 100 mW, cobrindo as regiões do infravermelho próximo e se dirigem para o visível¹⁴.

1.2.5 Aplicações usando rápida modulação

Os lasers de diodo podem ser modulados facilmente em frequências e amplitude, sendo uma característica muito importante. Lasers de diodo comuns podem ser modulados a frequências de vários GHz, alguns com capacidade de modulação de mais de 20 GHz. Tal característica pode ser interessante para diversas aplicações em espectroscopia. A modulação em frequência origina “sidebands” que podem ser aplicados em métodos heteródinos, que aumentam a razão sinal-ruído na detecção de absorção e de dispersão. Tais técnicas foram trazidas para os diodo lasers por *Bjorklund* e outros¹⁵. Apesar da modulação da corrente do laser causar tanto modulação da amplitude (AM) quanto modulação da frequência (FM), o efeito de FM é dominante sobre AM. *Ohtsu*¹⁶ utilizou com sucesso diodo lasers, modulados em frequência, em relógios de Rb bombeados opticamente. Sistemas de comunicações, medidas de comprimentos, e radar laser são outras aplicações da modulação em frequência de lasers de diodo.

2. UM POUCO DA FÍSICA DOS SEMICONDUTORES

A fim de compreender a física dos semicondutores é necessário discutir um pouco as propriedades eletrônicas dos sólidos, que são devidas à estrutura da rede cristalina destes. Todos os elétrons obedecem ao princípio de exclusão de Pauli, significando que apenas dois elétrons (com spins contrários) podem ocupar um possível estado e que os elétrons são excitados somente para estados não ocupados.

À temperatura zero absoluto e em equilíbrio termodinâmico todos os níveis de energia eletrônicos abaixo de um dado nível estão completamente ocupados e todos os níveis acima deste nível estão vazios. Este nível de energia divisório é conhecido por nível de Fermi. A Mecânica Quântica prediz que os níveis de energia numa banda periódica cristalina (como é o caso dos sólidos) estão distribuídos em bandas de energia. Entre estas existem intervalos de energia proibidos, os “band gaps”. A banda de energia mais alta preenchida é a banda de valência e a banda vazia ou parcialmente ocupada, vizinha à de valência é chamada de banda de condução. Se a banda de valência está ocupada e a de condução está vazia e o gap entre elas é tão grande que a excitação térmica não consegue popular esta última, este material é um isolante ($E_g \gg kT$). Num condutor as bandas de condução e de valência se interceptam, existindo elétrons livres na banda de condução. Se o material possui “band gap” pequeno, da ordem da energia de excitação térmica ($E_g \sim kT$), a condutividade é intermediária entre os isolantes e os condutores. Trata-se de um semicondutor. Quando um elétron é excitado da banda de valência para a banda de condução, um estado desocupado permanece na banda de valência. Tal estado é conhecido por buraco (*hole*).

A função de onda de um elétron numa banda, por exemplo, a banda de condução é dada pela função de onda de Bloch¹¹:

$$\Psi_c(r) = u_{c,k}(r) \exp(ik \cdot r)$$

A função $u_{c,k}$ tem a mesma periodicidade da rede cristalina e k , que é o vetor de onda, possui valores discretos.

A energia de um elétron k , numa banda, é:

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c}$$

onde \hbar é a constante de Planck, m_c é a massa de um elétron na banda de condução.

A densidade de estados $\rho_c(E)$ (o número de estados eletrônicos por unidade de energia por unidade de volume do cristal) na banda de condução, em termos da energia é dada por:

$$\rho_c(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_c}{\hbar^2} \right)^{3/2} E^{1/2}$$

onde E é a energia de um elétron.

O mesmo resultado é obtido para a banda de valência apenas trocando-se m_c por m_v , a massa efetiva de um buraco na banda de valência.

2.1 PROBABILIDADE DE OCUPAÇÃO

A probabilidade de um elétron ocupar um estado de energia ε é dada pela distribuição de Fermi-Dirac¹⁷:

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{\exp[(\varepsilon - E_f) / k_B T] + 1}$$

onde E_f é a energia de Fermi, k_B é a constante de Boltzmann e T é a temperatura .

Esta é a probabilidade de um estado estar ocupado por um elétron, portanto a probabilidade do estado estar vazio é:

$$P = 1 - f(\varepsilon)$$

Nos semicondutores os elétrons e buracos existem simultaneamente.

Contudo, uma junção p-n com uma corrente fluindo é uma situação fora do equilíbrio termodinâmico. Neste caso, níveis de Fermi separados são usados para cada banda, tais níveis são chamados de quase-níveis de Fermi, E_{fc} para descrever a probabilidade de um estado eletrônico estar ocupado (**figura 2.1**) e E_{fv} , que descreve a estatística de um buraco. Uma explicação simples para este fato é que tanto os elétrons como os buracos interagem entre si num tempo de aproximadamente 10^{-12} s e o tempo de recombinação é de cerca de 10^{-9} s. Assim, podemos considerar que tanto elétrons como buracos estão em equilíbrio termodinâmico entre si, permitindo a utilização dos quase-níveis de Fermi para cada banda.

No equilíbrio, $E_{fc} = E_{fv} = E_f$, a probabilidade de ocupação de elétrons numa banda de condução é dada por:

$$f_c(\varepsilon) = \frac{1}{\exp\left[\frac{\varepsilon - E_{fc}}{k_b T}\right] + 1}$$

Similarmente, para os buracos (probabilidade de um estado estar vazio):

$$f_v(\varepsilon) = 1 - \frac{1}{\exp\left[\frac{\varepsilon - E_{fv}}{k_b T}\right] + 1} = \frac{1}{\exp\left[\frac{\varepsilon - E_{fv}}{k_b T}\right] + 1}$$

multiplicando pela densidade de estados encontramos a densidade de elétrons ou buracos num intervalo de energia $\varepsilon + d\varepsilon$ ¹⁷.

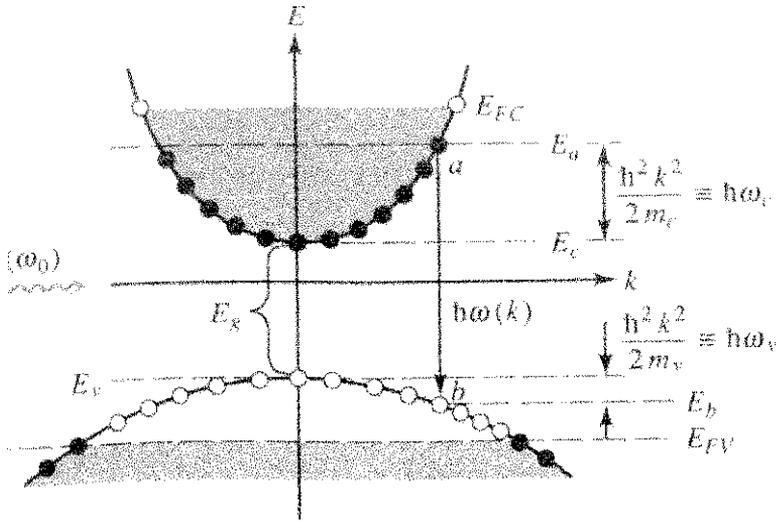


Fig. 2.1 Meio semiconductor caracterizado por quase-níveis de Fermi E_{FC} e E_{FV} . Um par de níveis a - b com o mesmo valor de k é mostrado (ref. 11).

2.2 PRINCÍPIOS DE OPERAÇÃO

Duas condições são necessárias para se operar um laser: (1) um meio que possa amplificar a radiação eletromagnética propagante em seu interior. (2) mecanismo de realimentação que possa confinar o campo eletromagnético através de bem definidos modos ópticos. Para um laser de diodo, como o próprio nome diz, o meio ativo consiste de um material semiconductor. O *feedback* óptico é conseguido utilizando-se as faces do semiconductor como espelhos, formando uma cavidade Fabry-Perot e o confinamento dos modos é obtido através de guiamento de onda dielétrico. Para prover ganho óptico o laser semiconductor necessita ser externamente bombeado, existindo tanto bombeamento óptico quanto elétrico. A técnica mais comum emprega uma corrente de injeção através de uma junção p-n. Tais lasers semicondutores são referidos como lasers de diodo ou de injeção.

2.2.1 Ganho e Absorção em Meios Semicondutores

Quando um elétron da banda de condução faz uma transição e se recombina com um buraco da banda de valência um fóton é emitido com comprimento de onda:

$$\lambda = \frac{hc}{eV_g}$$

onde eV_g é a energia da transição, c é velocidade da luz e h é a constante de Planck.

Apenas transições entre estados de mesmo k são permitidas. Considerando um grupo de níveis com k próximo e, portanto, com energias de transição próximas dadas por:

$$h\omega = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_v}$$

onde E_g é a energia do gap.

Será útil relembrar alguns conceitos desenvolvidos para os meios lasers convencionais, através do estudo das transições atômicas: O ganho $\gamma(\omega_0)$ é dado por :

$$\frac{-k}{n^2} \chi''(\omega_0) = \gamma(\omega_0) \quad \text{e} \quad k = \frac{2n\pi}{\lambda}$$

onde n é o índice de refração do meio e $\chi''(\omega_0)$ é a parte imaginária da susceptibilidade elétrica do meio, também podendo ser escrito na forma:

$$\chi''(\nu) = \frac{(N_1 - N_2)\lambda_0^3}{8\pi^3 t_{esp} n} \frac{1}{\Delta\nu(1 + 4(\nu - \nu_0)^2 / (\Delta\nu)^2)}$$

onde $(N_1 - N_2)$ é a diferença de população entre dois níveis.

λ_0 é o comprimento de onda da radiação incidente

t_{esp} é o tempo de vida espontâneo da transição

e o termo $\frac{1}{\Delta\nu(1 + 4(\nu - \nu_0)^2 / (\Delta\nu)^2)}$ é a forma de linha Lorentziana.

Combinando γ e χ e definindo $T_2 = 1/\pi\Delta\nu$ como tempo de relaxação, obtemos:

$$\gamma(\omega) = \frac{(N_2 - N_1)\lambda_0^2 T_2}{4n^2 t_{esp} \pi(1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2)}$$

Em semicondutores T_2 é o tempo de interação do elétron com o campo e é da ordem de 10^{-12} s.

A taxa de transição de um nível mais elevado para um nível mais baixo é proporcional à probabilidade do estado (a) na banda de condução estar ocupado e o estado (b) na banda de valência estar desocupado:

$$R_{a \rightarrow b} \propto f_c(E_a)[1 - f_v(E_b)]$$

$$\text{onde: } f_{c,v} = \frac{1}{\exp[(\epsilon - E_{f_{c,v}})/kT] + 1}$$

Fazendo uma associação entre os lasers semicondutores e o caso dos lasers de gases convencionais, comparamos a inversão de população com a inversão de elétrons e buraco:

$$N_2 - N_1 \rightarrow \frac{\rho(k)dk}{v} [f_c(E_a) - f_v(E_b)]$$

Esta equação mostra a diferença entre a inversão num meio que obedece a estatística de Maxwell-Boltzmann para o meio semicondutor que obedece à estatística de Fermi-Dirac.

Substituindo a equação acima na expressão para $\gamma(\omega)$ obtemos:

$$\gamma(\omega_0) = \int_0^\infty \frac{dk \rho(k)}{V} [f_c(\omega) - f_v(\omega)] \frac{\lambda_0^2}{4n^2\tau} \left(\frac{T_2}{\pi[1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2]} \right)$$

Ao final, considerando que $\frac{T_2}{\pi[1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2]} \rightarrow \delta(\omega - \omega_0)$

e tendo considerado o t_{esp} como o tempo de recombinação τ para um elétron e um buraco, nós chegamos a:

$$\gamma(\omega) = \frac{\lambda_0^2}{8\pi^2 n^2 \tau} \left(\frac{2m_c m_v}{h(m_c + m_v)} \right)^{3/2} \left(\frac{\omega_0 - E_g}{h} \right)^{1/2} [f_c(E_a) - f_v(E_b)]$$

A condição para ganho líquido é:

$$f_c(E_a) > f_v(E_b)$$

Como $E_a - E_b = h\omega_0$, a condição acima é satisfeita desde que:

$$h\omega_0 < E_{fc} - E_{fv}$$

Ou seja, apenas as frequências cujos fótons têm energias menores que a separação dos quase-níveis de Fermi são amplificadas. O ganho é zero para energias menores que o gap e em altas frequências o semiconductor absorve¹¹.

2.3 LASERS DE HOMOESTRUTURA

Os primeiros lasers semicondutores eram fabricados de um único semiconductor (GaAs, por exemplo); constituindo-se de simples paralelepípedos ou trapezóides conseguidos cortando-se chips do material semiconductor e polindo duas extremidades paralelas. Os *lasers de homojunção*, como também são chamados, sofrem algumas

desvantagens em comparação aos *lasers de heteroestrutura*, que são fabricados com mais de um material. O material do qual o chip era cortado já tinha uma junção p-n previamente incorporada por difusão de um dopante tipo-p em um material tipo-n². O plano da junção p-n é perpendicular às extremidades polidas, desta maneira uma cavidade correspondendo a um pequeno interferômetro Fabry-Perot é formada. A cavidade permite realimentação como nos lasers convencionais porque as extremidades polidas comportam-se como espelhos. A geometria desses tipos de lasers é dada na figura abaixo (**figura 2.2**). Em ambos os tipos de lasers tanto os elétrons injetados quanto a luz emitida devem ficar confinados na junção para um eficiente processo de emissão estimulada. Nos lasers de homojunção, o confinamento da luz na região da junção é uma consequência da presença dos elétrons livres e dos buracos. Sua presença aumenta o índice de refração fazendo com que luz seja refletida internamente, impedindo a transmissão da luz para fora da junção. Todavia, este processo não é muito eficiente, permitindo que alguma luz escape da junção, reduzindo a quantidade de luz disponível na emissão estimulada e tornando-a menos eficiente. Embora os lasers de homojunção operem bem, sua corrente de limiar (corrente em que o laser começa a entrar em oscilação laser) é muito alta (a densidade de corrente de limiar é de cerca de $26 \times 10^3 \text{ A/cm}^2$)¹².

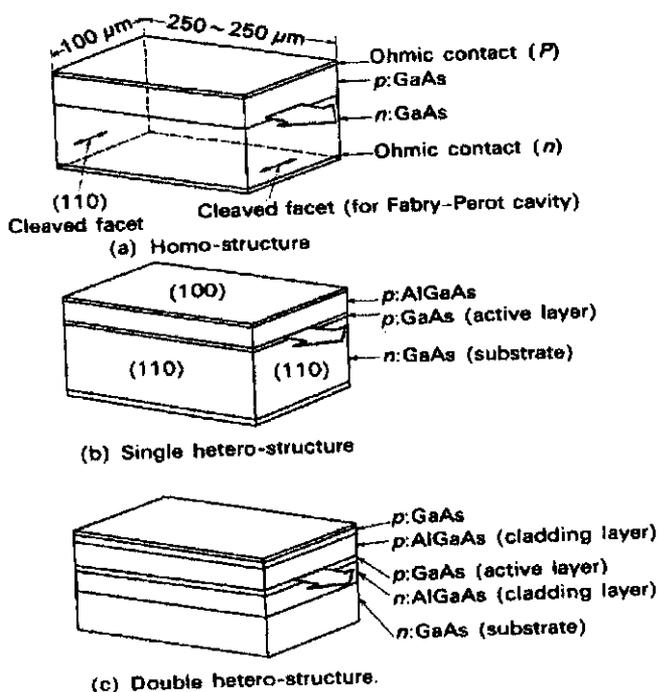


Fig. 2.2 Lasers homoeestrutura e heteroestrutura (ref.10).

2.4 LASERS DE HETEROESTRUTURA

Existem alguns problemas associados aos lasers de homoestrutura que estão relacionados ao fato de estarem usando o mesmo material para ambas as regiões p e n. Um deles é o fato dos portadores de carga injetados estarem livres para se difundir pelo laser, diluindo a distribuição espacial da recombinação e portanto do ganho. Outro sério problema decorre do fato da onda eletromagnética a ser amplificada ficar pouco confinada na região ativa; apenas a parte central da onda fica confinada (sendo amplificada), as “caudas” são atenuadas¹⁷.

Uma maior eficiência do laser e uma corrente de limiar muito menor são conseguidas quando dois materiais semicondutores são usados na formação da junção.

Uma junção, em um único cristal, de dois semicondutores diferentes tais como GaAs e $Al_xGa_{1-x}As$, onde x é a fração de Gálio substituída por Alumínio, é conhecida por *heterojunção*. Materiais como o arseneto de gálio (GaAs) e o arseneto de gálio e alumínio (AlGaAs) possuem índices de refração e “band gaps” diferentes. A descontinuidade no índice de refração causa a reflexão de volta da radiação emitida na região ativa, aumentando a eficiência do laser e a diferença entre os band gaps confina os portadores de carga no interior da região ativa, reduzindo a corrente de limiar. Tanto AlAs quanto GaAs têm quase os mesmos parâmetros de rede podendo ser misturados ou crescidos um sobre o outro apresentando uma pequena quantidade de defeitos na interface. Além disso, quando a porcentagem de alumínio é aumentada (x aumenta) o band gap aumenta e o índice de refração diminui, característica também encontrada nos compostos quaternários. A **figura 2.3** mostra a dependência do gap e do índice de refração com a fração molar do Gálio substituído por Alumínio. Dois tipos constituem os lasers de heterojunção: *Heteroestrutura única (SH)* e *Heteroestrutura dupla (DH)*. O primeiro é fabricado depositando-se uma camada de $Al_xGa_{1-x}As$ do tipo-p num substrato do tipo-n de GaAs. Já os de heteroestrutura dupla são formados por uma estrutura de GaAs entre duas camadas de $Al_xGa_{1-x}As$ tipo-p e $Al_xGa_{1-x}As$ tipo-n. Esta estrutura tripla é freqüentemente montada sobre um substrato de GaAs tipo-n, com GaAs tipo-p cobrindo-os a fim de possibilitar contato ôhmico.

A **figura 2.4** mostra um laser de DH polarizado diretamente. Mostrando a variação do índice de refração e da intensidade da luz num plano perpendicular à junção. Dessa maneira forma-se um guia de onda dielétrico, levando a radiação a ser confinada na mesma região da inversão de população, maximizando a taxa de emissão estimulada, e diminuindo os problemas de absorção. Com isso a densidade de corrente é reduzida dramaticamente (cerca de $1 \pm 0,5 \times 10^3 \text{ A/cm}^2$)⁶.

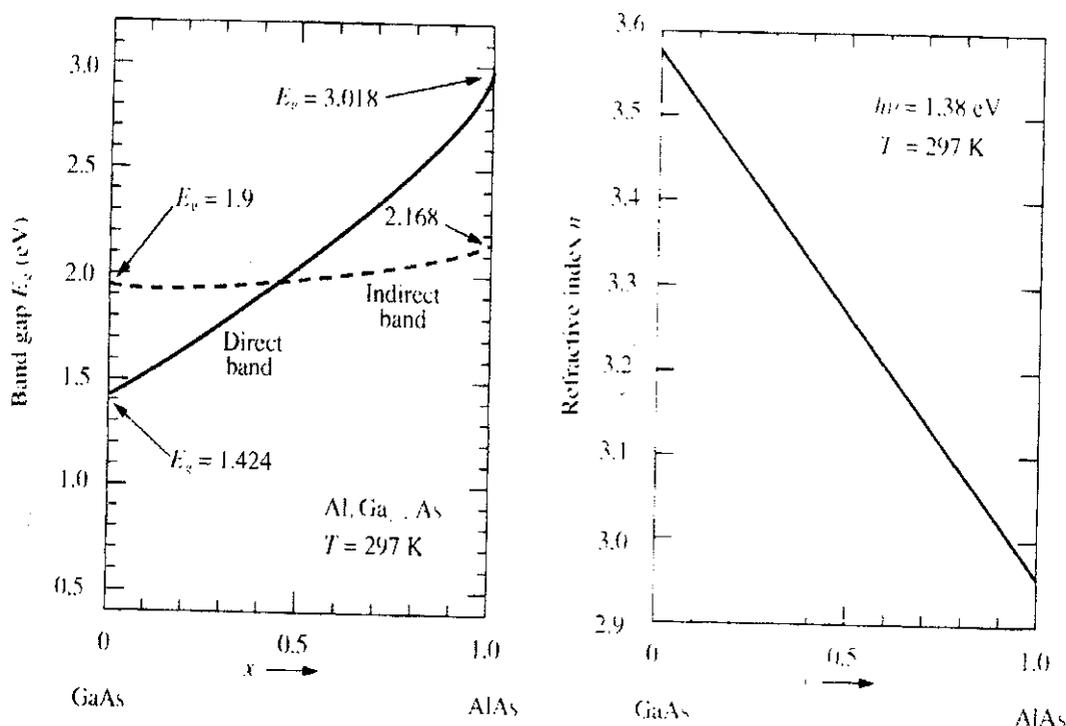


Fig. 2.3 Dependência do gap e do índice de refração com a fração molar de Ga substituída por Al (ref. 11)

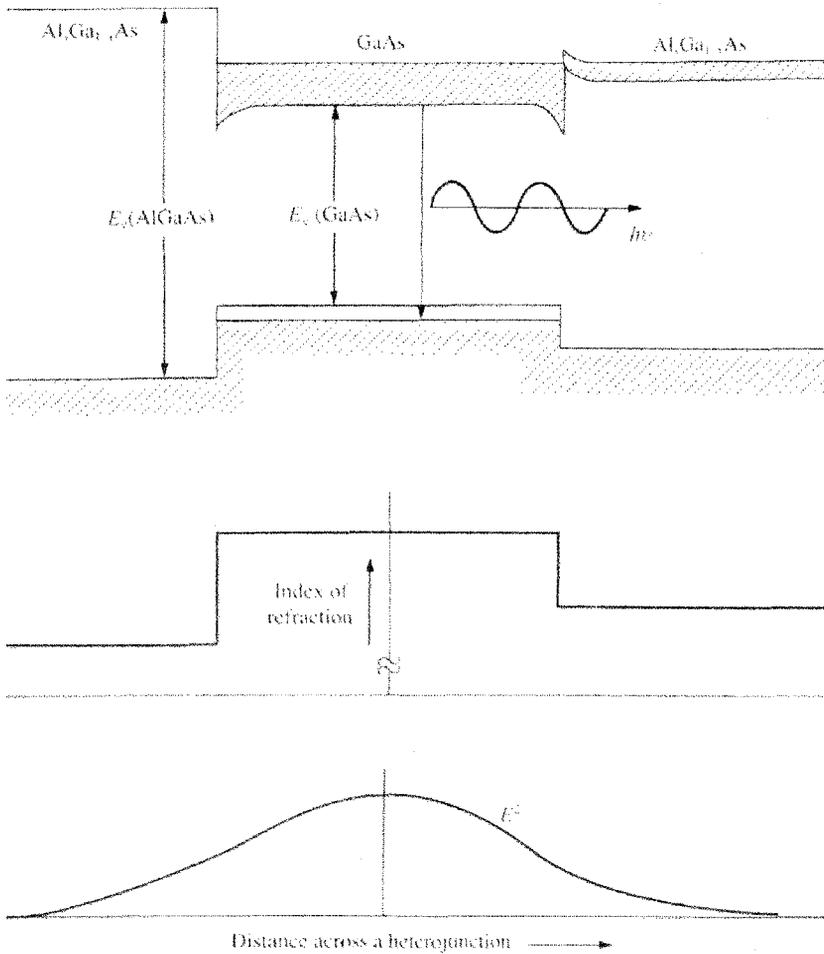


Fig. 2.4 Laser DH diretamente polarizado, mostra a variação do índice de refração e da intensidade da luz (ref. 20).

2.4.1 Lasers de $\text{GaAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$

As duas classes de lasers semicondutores mais importantes pertencem ao grupo III-V. A primeira classe é a baseada em $\text{GaAs}/\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$, o x representa a fração de átomos de Ga substituídos por Al. O laser resultante emite na região de 750-880 nm. A segunda classe é a dos lasers de $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}_{1-y}\text{P}_y$. Sua faixa espectral compreende 1100 nm-1600 nm, sendo a região em frequência de menores perdas para as fibras ópticas de sílica, fato que os torna largamente utilizados em comunicações ópticas.

Consideremos o laser GaAs/GaAlAs (**figura 2.5**). É constituído por uma região de GaAs entre duas camadas de GaAlAs. A região ativa (GaAs) usualmente não é dopada enquanto uma das camadas de AlGaAs é dopada com dopantes tipo-p e a outra é dopada com tipo-n. Na interface destas regiões cria-se uma diferença no índice de refração dada por:

$$n_{GaAs} - n_{Al_xGa_{1-x}As} \approx 0.62x$$

Esta diferença dá origem a um guia de onda dielétrico de três camadas. O modo fundamental tem sua energia concentrada na sua maior parte na camada GaAs (maior índice de refração) como se vê na **figura 2.5**.

Quando o dispositivo é polarizado diretamente, elétrons vindos da camada tipo-n $Al_xGa_{1-x}As$ são injetados dentro da região ativa GaAs, ao mesmo tempo que uma densidade de buracos igual à de elétrons proveniente da camada tipo-p. Uma barreira de potencial devida à diferença entre as energias (ΔE_g) dos gaps das camadas (GaAs e AlGaAs) confina os elétrons na região ativa, impedindo-os de difundir pela região p. A dependência com x do gap de energia é aproximadamente:

$$E_g(x < 0,37) = (1,424 + 1,247x) eV$$

Ambos os portadores ficam confinados à região ativa, juntamente com a energia do modo fundamental . Este é o fator responsável por se conseguir lasers de baixo limiar de corrente. Quanto melhor for o confinamento menores perdas haverá, além de melhor colimação e pureza espectral. Para se assegurar de que apenas um modo estará na região ativa desenvolveu-se os lasers sepultados, nestes lasers a região ativa fica completamente envolvida por GaAlAs melhorando muito o confinamento.

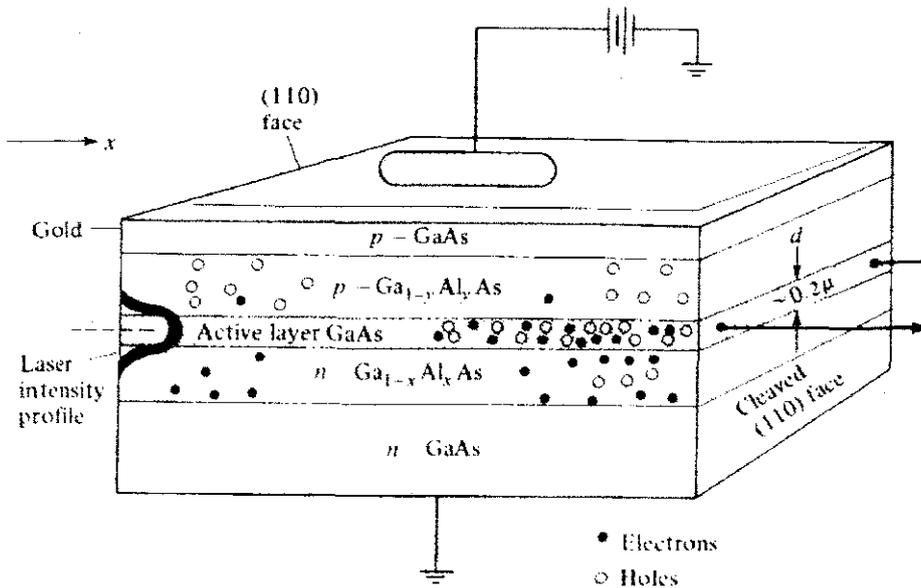


Fig. 2.5 Laser de GaAs/AlGaAs (ref. 11).

2.5 CARACTERÍSTICAS BÁSICAS DOS LASERS SEMICONDUTORES

2.5.1 Características Elétricas

A mais comum das características dos lasers semicondutores é a curva de potência óptica (output) pela corrente de injeção (vide **figura 3.5**). Através dessa curva é possível se obter a corrente de limiar (I_{th}), extrapolando-se a parte linear para potência zero. Abaixo desse limiar o laser comporta-se como um LED (*light emitting diode*), onde a emissão espontânea predomina. Acima do limiar passa a predominar a emissão estimulada. A corrente de limiar é função da temperatura, contudo não se conhece uma expressão geral para todos os lasers. Normalmente é usada a expressão empírica:

$$I_{th}(T) = I_{th}(T_0) \exp[(T - T_0)/T_0]$$

onde T_0 , é um parâmetro experimental conhecido como temperatura característica do laser(entre 60 e 150K)

A inclinação desta curva é um parâmetro interessante, tipicamente é da ordem de 0.3 mW/mA a 25 C e cai 0.01mW/mA para cada 10 graus de aumento na temperatura de funcionamento.

2.5.2 Potência de saída dos lasers semicondutores

Quando a corrente de injeção é aumentada acima do valor de limiar a intensidade da oscilação laser cresce até um momento em que a emissão estimulada resultante encurta o tempo de vida dos portadores de carga (invertidos). Essa redução do tempo de vida dos portadores ocorre até o ponto em que a magnitude da inversão de população retorna ao valor de limiar. A potência emitida por emissão estimulada é dada por¹¹:

$$P_e = \frac{(I - I_{th})}{e} \eta_i h \nu$$

onde I_{th} é a corrente de limiar, η_i é a eficiência quântica interna, representando a probabilidade de recombinação radiativa entre um elétron e um buraco e e é a carga do elétron.

Contudo, parte desta potência é perdida através do escape de fótons da cavidade: a probabilidade de escape de um fóton da cavidade é a razão das perdas através dos espelhos (faces), (dada por $(1/L)\ln(1/R)$, onde L e R são o comprimento da cavidade e a refletividade dos espelhos; respectivamente) pela perda total dos fótons α . Assim encontramos a potência de saída:

$$P_o = P_e \frac{(1/L)\ln(1/R)}{\alpha + (1/L)\ln(1/R)}$$

Podemos escrever a expressão acima da seguinte maneira¹²:

$$P_o = h \nu \frac{(I - I_{th})}{e} \eta_{ex}$$

onde η_{ex} , eficiência quântica externa diferencial, descreve dois processos: a geração de um fóton e sua subsequente fuga da cavidade. Tais processos são independentes e, portanto, a probabilidade de sua ocorrência é simplesmente o produto de suas probabilidades individuais.

O principal mecanismo de perdas na conversão da energia elétrica em energia luminosa é a pequena discrepância entre a energia aplicada eV_{apl} a cada portador de carga e a energia associada a cada fóton $h\nu$. Essa discrepância é devida a uma série de resistências internas do laser de diodo. A eficiência do laser é dada por:

$$\eta = \frac{P_o}{eV_{apl}I}$$

Na prática $eV_{apl} \sim 1.4E_{gap}$ e a energia do gap é aproximadamente a energia do fóton, valores de eficiência, entre 30% e 50% são conseguidos.

2.5.3 Polarização

A dimensão transversal da região ativa do laser de diodo é muito menor que a dimensão lateral, permitindo que a região ativa seja considerada (numa boa aproximação) um guia de onda dielétrico cuja estrutura lateral é uniforme e infinita. Neste tipo de estrutura podemos distinguir os modos TE (campo elétrico oscilando na direção paralela ao plano da junção) e os modos TM (campo elétrico oscilando na direção perpendicular ao plano da junção). Levando-se em conta o coeficiente de refletividade desses modos, a refletividade de um modo TE será sempre maior que do modo TM (reflexão de Fresnel). Dessa maneira, as perdas na cavidade são menores para os modos TE, conduzindo a um limiar mais baixo para estes modos. Assim, o modo transversal do laser é um modo TE polarizado na direção lateral¹².

2.5.4 Características espaciais do feixe.

Pelo fato da luz ser emitida de uma região retangular pequena ($0.1\mu\text{m}$ por $0.3\mu\text{m}$) o feixe tem uma grande divergência, emitindo um cone de luz normalmente elíptico na seção reta. Típicos valores de ângulo de divergência são 30° perpendicular à junção e 10° paralelo à ela. A junção funciona como uma fenda onde ocorre difração. Outra característica do feixe é seu astigmatismo (tipicamente entre 5 e $40\mu\text{m}$). Normalmente, são utilizados prismas ou lentes para corrigir os defeitos espaciais do feixe.

2.5.5 Características espectrais

Há dois tipos básicos de estrutura de modo para os diodo lasers : monomodo e multimodo.

Embora no caso monomodo a emissão espectral seja caracterizada por uma perfeita Lorentziana, na realidade o espectro de emissão consiste também de outros componentes espectrais menores. O espectro é marcado por uma Lorentziana muito forte, cerca de 100 vezes maior que outras componente, possuindo uma largura de linha que, normalmente, varia entre 10 e 100 MHz. Há Vários GHz da linha mais forte, existem bandas laterais (sidebands) de oscilação. A ocorrência destas está relacionada ao fato do índice de refração da região ativa do laser ser dependente da inversão de população. Quando um fóton espontâneo é emitido, a inversão de população sofre oscilações amortecidas na frequência de relaxação. Sendo assim a fase do campo do laser é modulada pela frequência de relaxação.

2.5.6 Largura de Linha dos lasers de semicondutores

Uma das mais importantes características da luz laser é sua pureza espectral e coerência. É importante, conhecer os mecanismos de alargamento de linha. O alargamento de linha dos lasers monomodo se deve a dois mecanismos básicos: ruído técnico devido à vibrações mecânicas da cavidade laser e outras fontes de ruído externo e de ruído de natureza fundamental¹⁸, que não podem ser eliminadas por processos de estabilização. No

caso dos lasers semicondutores o alargamento de linha se deve, fundamentalmente, ao fato da cavidade laser ser muito pequena o que torna o *Free Spectral Range* da cavidade muito grande, alargando, assim, a linha.

A primeira contribuição ao ruído vem da emissão espontânea dos átomos excitados no nível superior, em todos os modos do campo eletromagnético com largura de uma linha de fluorescência; mas quando o laser passa do limiar, o número de fótons no modo do laser cresce rapidamente por emissão estimulada, tornando o modo do laser maior que este "background" várias ordens de grandeza.

A segunda contribuição ao ruído influenciando no alargamento de linha é devido à flutuações de amplitude do campo causadas pela distribuição estatística do número de fótons no modo oscilante¹⁹.

A principal contribuição à largura de linha residual vem de flutuações de fase. Cada fóton que é emitido espontaneamente no modo laser pode ser amplificado por emissão estimulada e esta contribuição amplificada é somada à onda oscilante. Isto não muda necessariamente a amplitude total da onda porque, devido à saturação do ganho, estes fótons adicionais diminuem o ganho para os demais fótons de maneira que o número médio de fótons permanece constante. Contudo, as fases destes fótons inicialmente espontâneos têm uma distribuição randômica, contribuindo para a fase total da onda. No decurso do tempo ocorre uma "difusão de fase", que pode ser descrita por um modelo termodinâmico de difusão.

A largura de linha dos lasers monomodo pode ser dada pela conhecida relação de largura de linha de Schawlow-Townes ($\Delta\nu_{ST}$) modificada¹⁹:

$$\Delta\nu_{ST} = \pi h \nu (\Delta\nu)^2 / P$$

onde P é a potência do modo do laser

$\Delta\nu$ é largura de linha da cavidade passiva do laser

h é a constante de Planck

A largura de linha é proporcional à taxa de emissão espontânea de fótons e inversamente proporcional ao número total de fótons no modo.

As medidas de largura de linha de lasers semicondutores como os lasers de diodo de AlGaAs e InGaAsP mostram um alargamento de linha mais complexo que o previsto na

equação (acima). A largura de linha aumenta com o inverso da potência, mas num fator 50 vezes maior que o previsto para os demais lasers.

Um dos mecanismos de alargamento de linha nos lasers semicondutores decorre do fato da inversão de população nestes lasers ser incompleta: o nível de energia mais baixo não está vazio, como ocorre nos demais lasers. Elétrons podem ser excitados da banda de valência para a banda de condução, ao absorver fótons, podendo reirradiar estimulada ou espontaneamente. Os fótons reirradiados espontaneamente aumentam as flutuações na intensidade do campo do laser. A largura de linha dada pela equação de Schawlow-Townes é aumentada pelo fator de emissão espontânea, n_s , que é a razão das taxas de emissão espontânea por modo pela taxa de emissão estimulada por fóton. Este fator é de 2,5 à temperatura ambiente e decresce à unidade na temperatura de 77 K para o AlGaAs. O fator de 20 restante é devido a eventos de emissão espontânea que alteram a amplitude do campo. Quando a amplitude do campo muda, esta retorna ao valor médio do estado estacionário através de oscilações amortecidas, de duração de poucos nanosegundos. Tanto a densidade de população de elétrons quanto as partes imaginária e real do índice de refração variam em resposta ao campo. A mudança da parte imaginária leva a mudanças no ganho que restauram a amplitude do estado estacionário. A mudança na parte real altera a fase, causando alargamento de linha adicional, que pode ser várias vezes maior que o alargamento causado por mudanças de fase instantâneas. A expressão para a largura de linha dos lasers semicondutores ($\Delta\nu_d$) é dada por:

$$\Delta\nu_d = \Delta\nu_{ST}(1 + \alpha^2)n_s$$

onde α é a razão da variação da parte real pela parte imaginária do índice de refração.

Tipicamente, a largura de linha dos lasers de diodo variam de 10 MHz a até 100 MHz. No caso dos lasers de semicondutores, a realimentação ótica na cavidade laser pode ter efeitos dramáticos sobre a largura de linha tanto estreitando a largura de linha como alargando-as. Grande número de aplicações na Física, como espectroscopia de alta resolução, resfriamento de átomos e aprisionamento de átomos, necessitam de linhas estreitas; tendo sido desenvolvidas técnicas de realimentação óptica, baseadas no aumento do fator de qualidade da cavidade, para atingir-se tal objetivo. Outros fenômenos contribuem para a forma de linha do laser. Um “scan” do Fabry-Perot da saída de um laser

AlGaAs mostra a presença de "sidebands" separadas por cerca de dois GHz da linha principal do laser. Estas "sidebands" decorrem de relaxações amortecidas que ocorrem todas as vezes que o laser é perturbado por emissões espontâneas. A presença destas sidebands podem interferir em muitas aplicações que exigem pureza espectral. O pequeno tamanho da região ativa do laser, da ordem de $4 \times 10^{-11} \text{ cm}^3$ leva a um número de elétrons de condução, N , também pequeno, aproximadamente 10^8 à temperatura ambiente. As flutuações estatísticas desses elétrons são grandes, podemos supor que são da ordem de \sqrt{N} , dessa maneira; um modelo das flutuações da frequência do laser que leva em conta as flutuações da frequência da cavidade Fabry-Perot do laser pode ser feito. Essas flutuações estão relacionadas com o índice de refração pela relação fenomenológica:

$$\delta\nu = (\nu/n)(dn/dN)\sqrt{N}$$

Todos os mecanismos descritos acima são para lasers de diodo cuja refletividade das faces definem os espelhos da cavidade. A largura de linha é substancialmente maior que a maior parte dos lasers e inadequada para um número grande de aplicações que requerem uma grande pureza espectral. Uma das maneiras de resolver este problema é acoplar o laser a um ressonador externo que aumente o Q da cavidade. Aumentando-se o comprimento total da cavidade, a largura de linha pode ser reduzida por várias ordens de grandeza. Aumentando o tamanho da cavidade, sem aumentar a quantidade de material da região ativa, aumenta a intensidade ótica total (o número total de fótons no modo) enquanto a taxa emissão espontânea permanece inalterada¹⁸.

2.5.7 Sintonização

Em relação à física atômica, uma das características fundamentais do laser de diodo é a sintonizabilidade¹². A sintonização pode ser conseguida através da temperatura do diodo laser, variação de pressão, aplicação de um campo magnético ou através da corrente de injeção. Normalmente, utiliza-se conjuntamente a sintonização por temperatura e corrente, sendo a sintonia grossa por temperatura e fina por corrente. A sintonização pela corrente é conseguida através do aquecimento

do diodo laser por efeito Joule. Abaixo da corrente de limiar a corrente tem um efeito direto no índice de refração do laser, por causa da densidade de portadores de carga. Acima da corrente de limiar, a única influência é do aquecimento por efeito Joule.

A sintonização por temperatura, pode ser entendida pensando-se nos modos da cavidade sob a curva de ganho. Em lasers semicondutores ambos os modos da cavidade e a curva de ganho são dependentes da temperatura porque o índice de refração e o "bandgap" dependem da temperatura, respectivamente. Quando um modo não tem mais ganho para entrar em oscilação laser o comprimento de onda do laser pula para um modo onde o ganho é suficiente (*mode hopping*). Em lasers de AlGaAs a curva de ganho desloca-se para comprimentos de onda maiores, ao aumentar-se a temperatura, mais rapidamente que os modos da cavidade. Fazendo com que os saltos sejam para comprimentos de onda maiores e dando à curva de sintonização uma aparência de "escada".

Considere uma curva de ganho homogêneo cujo pico dependente da temperatura está em $\lambda_p(T)$, e assuma que o comprimento de onda do laser corresponde ao modo da cavidade mais próximo do pico da curva de ganho.

Os modos (λ) da cavidade Fabry-Perot são dados por:

$$\lambda_m(T) = 2n(T)L/m$$

$n(T)$ é o índice de refração

L é o comprimento da cavidade

m número de modos

O comprimento de onda do laser é:

$$\lambda_l(T) = 2n(T)L/M$$

M é o inteiro mais próximo a $2n(T)L/\lambda_p(T)$

Definindo a função $\text{int}[x]$ como o inteiro mais próximo de x :

$$\lambda_l(T) = 2n(T)L / \{\text{int}[2n(T)L / \lambda_p(T)]\} \quad (1)$$

Fazendo as seguintes aproximações:

$n(T)$ é linear com a temperatura

$\lambda_p(T)$ tem a mesma dependência com T que o gap:

$$n(T) = n_0 + pT \quad (2)$$

n_0 : extrapolação de $n(T)$ para 0 K.

p é 1.5×10^{-4} para GaAs

De Casey e Panish (ref 12), a energia do gap é:

$$E_g(T) = E_g(0) - \alpha T^2 / (T + \theta)$$

α, θ são constantes para o particular semiconductor.

Definindo: $\nu_p(T) = c / \lambda_p(T)$

$$\nu_p(T) = \nu_{p,0} - \alpha T^2 / h(T + \theta) \quad (3)$$

$\nu_{p,0}$ é a frequência do laser extrapolada em 0K.

Usando (2) e (3) em (1), teremos:

$$\lambda_l(T) = 2L[n_0 + pT] / \{\text{int}[(2L/c)(n_0 + pT)(\nu_{p,0} - (\alpha T^2 / h(T + \theta)))]\}$$

Para o GaAs, este modelo está dado na **figura 2.8**. Nota-se deste modelo que:

1- Regiões de estabilidade contínua, definidas como aquelas cujos intervalos de λ mudam na ordem de um grau e um Angstrom.

2- As regiões contínuas são separadas por descontínuas variações no comprimento de onda do laser, correspondendo a saltos de modos do laser.

3- A magnitude dos saltos de modo corresponde a um espaço entre modos da cavidade que é de aproximadamente 0,3 nm.

4- A taxa total de variação do comprimento de onda, saltos de modo inclusive, é de cerca de 0,25 nm/K.

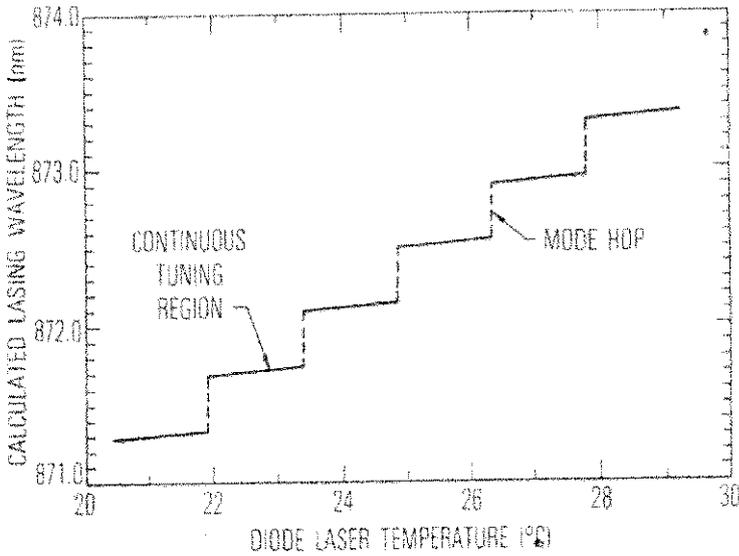


Fig. 2.8 Modelo de sintonia para GaAs (ref. 12).

3. A CARACTERIZAÇÃO DO LASER

A cavidade do sistema laser utilizado neste trabalho permite a operação do laser numa ampla faixa de temperatura (240K a 300K), controlada por uma fonte de corrente estabilizada que alimenta elementos Peltier, responsáveis pelo resfriamento do laser. Consiste em um bloco cilíndrico de alumínio de 5,9 cm de comprimento, onde está localizado o elemento Peltier. Na face traseira existem passantes elétricos para a fonte de corrente estabilizada, para uma fonte de corrente comercial Melles-Griot e dois passantes que permitem a passagem de água gelada, a fim de trocar calor, tornando mais eficiente o resfriamento e, finalmente, uma entrada para modulação em altas frequências.

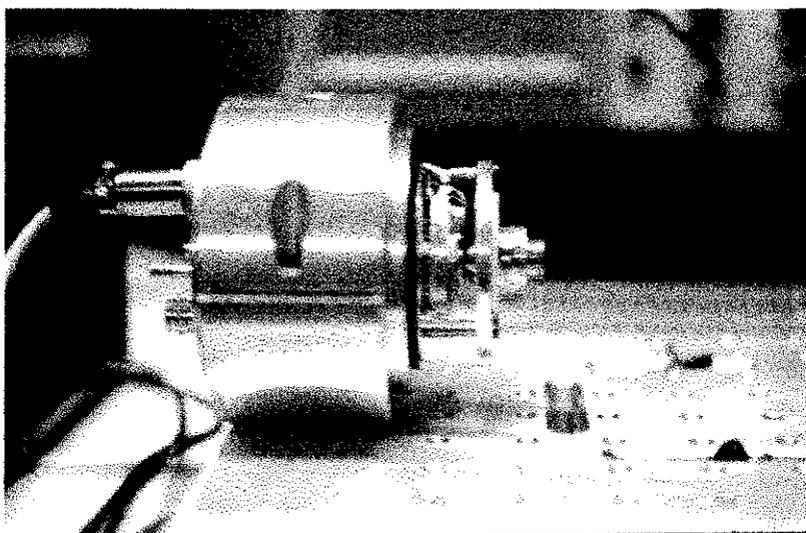


Fig. 3.1 Foto da cavidade: detalhe dos Peltier (próximo ao bloco do laser) e do suporte da lente (na frente), atrás podemos observar os passantes elétricos.

Na face dianteira, fica acoplado o laser de diodo. Com a finalidade de colimar o feixe do laser, o sistema possui uma lente colimadora numa placa de alumínio sustentada por hastes. Esta montagem permite mover a lente, buscando a melhor focalização. Um outro bloco cilíndrico de 4,5 cm de comprimento, que permite a saída do feixe laser através de uma janela ótica, se acopla nesta face através de parafusos, fechando o sistema. Nas **figuras 3.1 e 3.2**, vemos detalhes da cavidade laser.

Foi utilizada, para fornecer a corrente no sistema laser, uma fonte de corrente estabilizada Melles-Griot 06DLD201, de baixo ruído. Pode ser operada nos modos de corrente ou potência estabilizadas. Esta fonte oferece um intervalo de 0 a 200 mA de corrente com resolução de 0.1 mA. Também permite a modulação externa (via um bnc de entrada) da corrente de injeção do laser e modulação da potência do laser. O máximo de corrente pode ser ajustado, assegurando maior proteção aos lasers utilizados.

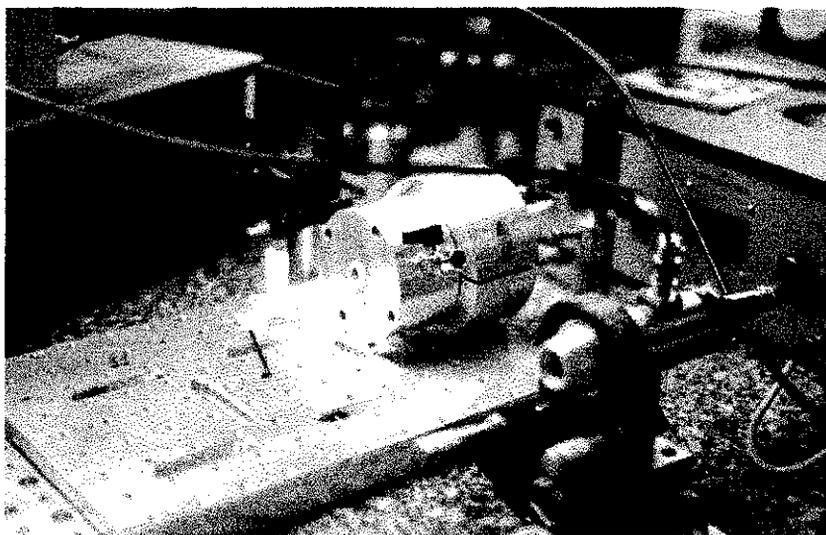


Fig. 3.2- Cavidade laser fechada, detalhe da válvula para fazer vácuo. Atrás: fonte de controle de temperatura.

Em geral, nos sistemas lasers semicondutores, as características de grande sintonizabilidade, largura de linha estreita e estabilidade em frequência estão associadas à utilização de técnicas de realimentação óptica e controle de temperatura do sistema. Em vista disso, usamos a cavidade, que permite a operação numa ampla faixa de temperatura e uma estabilidade em temperatura da ordem de mK, correspondendo a estabilidade de frequência da ordem de MHz.. Como já foi visto, a variação de temperatura é realizada através de elementos *Peltier*. Uma corrente flui através de junções p-n, fazendo com que se estabeleça uma diferença de temperatura entre as placas dos módulos *Peltier*. Em nosso caso, os *Peltier* utilizados permitem diferenças de temperaturas de dezenas de graus entre suas faces quando sob ação de alguns Ampères de corrente. Uma fonte de corrente estabilizada foi construída para alimentar os módulos *Peltier*. O esquema de funcionamento dessa fonte está esquematizado na **figura 3.3**.

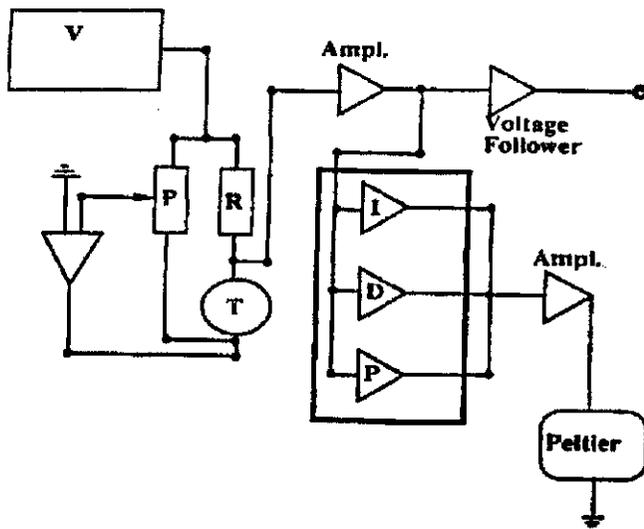
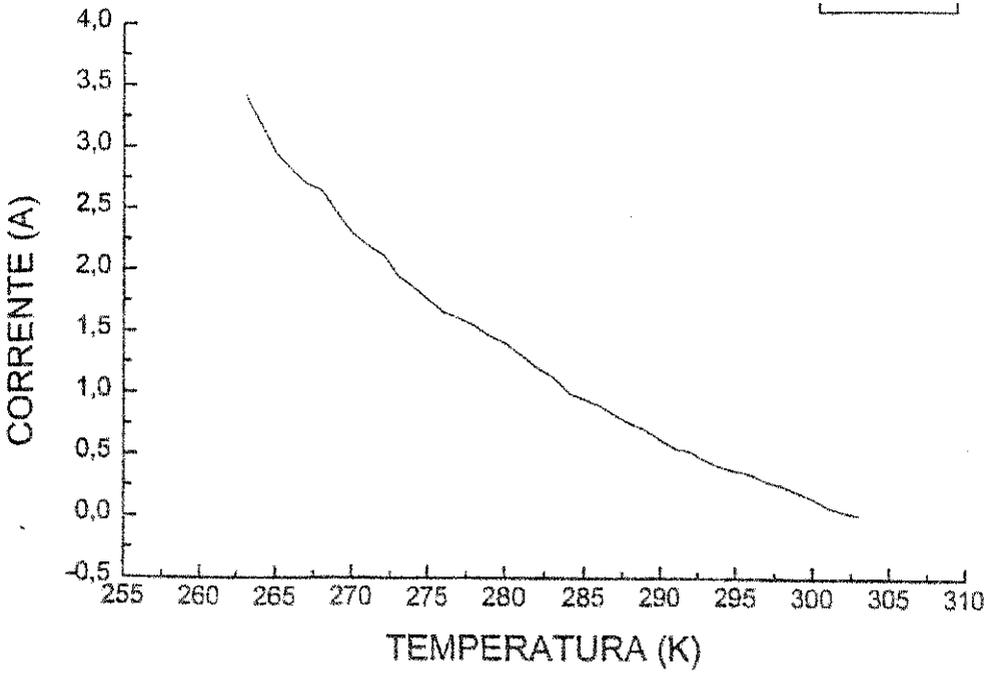


Fig. 3.3 Esquema de blocos do controlador de temperatura.

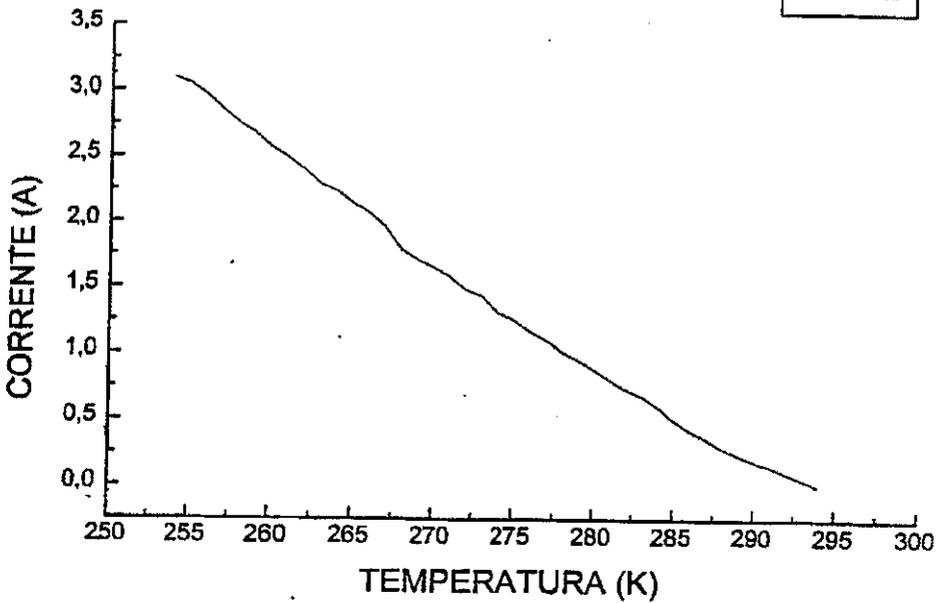
Através do potenciômetro P fazemos um desbalanceamento da ponte de resistências R sobre a qual está presente o termistor T que lê a temperatura do diodo. O sinal é amplificado e enviado a um integrador I, a um diferenciador D e a um proporcional P que regulam a corrente enviada ao Peltier, de maneira a fazer variar a resistência do termistor até que a ponte se balanceie novamente. A fim de obter uma boa termostatação são necessários componentes de alta qualidade com relação a estabilidade. Por exemplo, as resistências utilizadas têm uma estabilidade de 0,1% e a tensão de referência V utilizada é obtida de um integrado que a estabiliza em 0,0001%/K. Uma vez alimentados os módulos, o laser de diodo é montado sobre um suporte metálico em contato com a parte fria dos mesmos. A parte quente está em contato com o suporte metálico cilíndrico. Através dele podemos fluir água a temperatura constante cujas funções são garantir uma melhor termostatação e roubar calor da parte quente do Peltier. Assim, temperaturas de funcionamento do laser de cerca de -40° podem ser conseguidas. A fim de atingir tais temperaturas facilmente e se evitar condensação de água sobre o laser, toda essa parte do sistema é fechada por um segundo bloco cilíndrico, que forma, junto com o primeiro, uma câmara na qual fazemos vácuo.

Apresentamos, nas figuras 3.4, as curvas de calibração do controlador de temperatura; que são: variação da temperatura no termistor em função da corrente no Peltier para o sistema sem refrigeração com água gelada (a) e com refrigeração,

passando-se água gelada pelo suporte metálico (**b**). Podemos observar que com água gelada atingimos temperaturas menores, com menores correntes.



a- sistema sem refrigeração por água gelada.



b- sistema com refrigeração

Fig. 3.4 Curvas de calibração do controlador de temperatura.

Usamos o laser SHARP LT-024, que opera na região de 780 nm, com potência de saída máxima de mais de 30 mW, corrente de operação típica de 77 mA e corrente de limiar de aproximadamente 50 mA, em média. Esse laser possui uma camada ativa do tipo $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ e é da classe “*index guided*”: a luz permanece confinada na região ativa em virtude da diferença dos índices de refração das diversas camadas, neste caso a região ativa possui um índice de refração maior que as vizinhas. É um laser de poço quântico Dupla Heteroestrutura, cuja camada ativa, pouco dopada, está entre uma camada dopada n e uma camada dopada p, ambas com gaps energéticos maiores.

No momento da manipulação destes dispositivos é necessário que o operador esteja aterrado, a fim de evitar a morte precoce destes lasers em virtude de eletricidade estática.

3.1 CARACTERÍSTICAS ELÉTRICAS E DE POTÊNCIA

Como já foi visto, para que ocorra emissão laser é necessária inversão de população. A emissão é obtida polarizando-se diretamente o laser, fluindo uma corrente I . Até um determinado valor de corrente (corrente de limiar, I_{th}) o diodo comporta-se como um LED, acima passa a prevalecer a emissão estimulada e o diodo emite luz laser. A corrente de limiar é uma função fortemente dependente da temperatura do diodo.

A potência do laser depende de vários fatores, entre eles a corrente de limiar, a probabilidade de elétrons e buracos recombinarem-se e darem origem a um fóton e a probabilidade de um fóton escapar da cavidade laser.

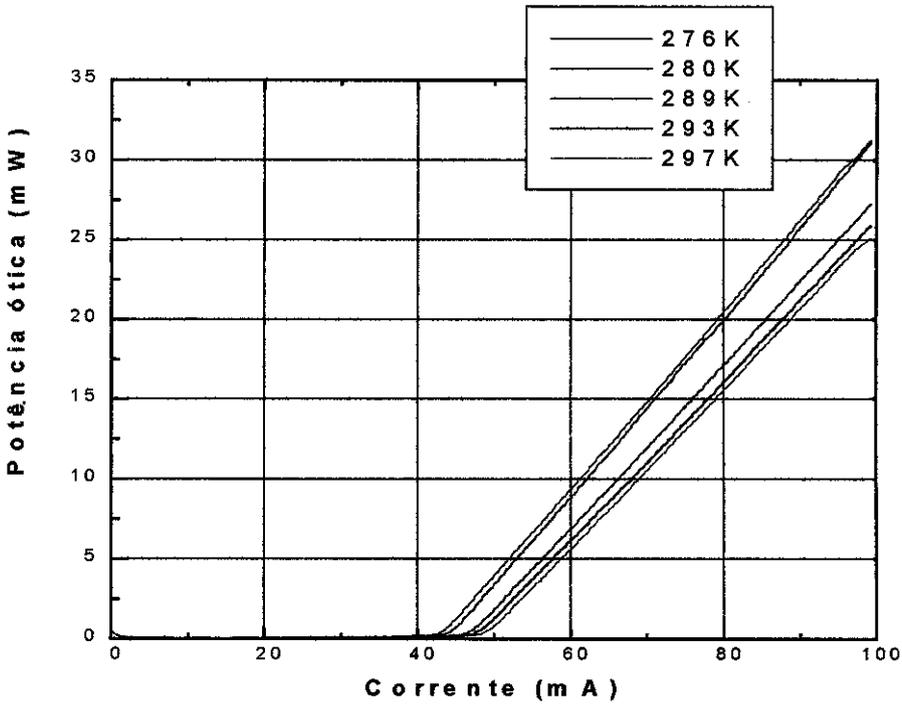


Fig. 3.5 Curva de potência por corrente de injeção

A primeiras medidas feitas com esse laser na cavidade foram as medidas de potência de saída em função da corrente e da temperatura. Um lock-in Stanford Research Systems modelo SR 530, conectado ao "driver" Melles-Griot, jogava uma rampa de 0 a 1V de amplitude, correspondendo a uma variação de corrente de 0 a 100 mA no laser. A saída do laser era monitorada por um medidor de potência OPHYR PD2-A, cujo sinal passava por um amplificador de corrente de baixo ruído Stanford Research modelo SR 570 e pelo lock-in antes de ser adquirido por um microcomputador. Foram feitas várias medidas variando-se a temperatura do laser através do controlador de temperatura. Na **figura 3.5** apresentamos várias curvas de potência de saída pela corrente de injeção do laser, para temperaturas diferentes. Podemos observar que a potência aumenta com a redução da temperatura e o deslocamento da corrente de limiar com a variação da temperatura. A corrente de limiar é obtida extrapolando-se a parte linear do gráfico de potência até a abscissa. A **figura 3.6** explora o deslocamento da corrente de limiar com a temperatura. Esse laser possui eficiência quântica externa variando de 31% para temperatura de 297 K, até 36% para temperatura de 273 K. Como variação de potência por corrente medimos 0,5 mW/mA para 297 K e 0,58 mW/mA para 273 K.

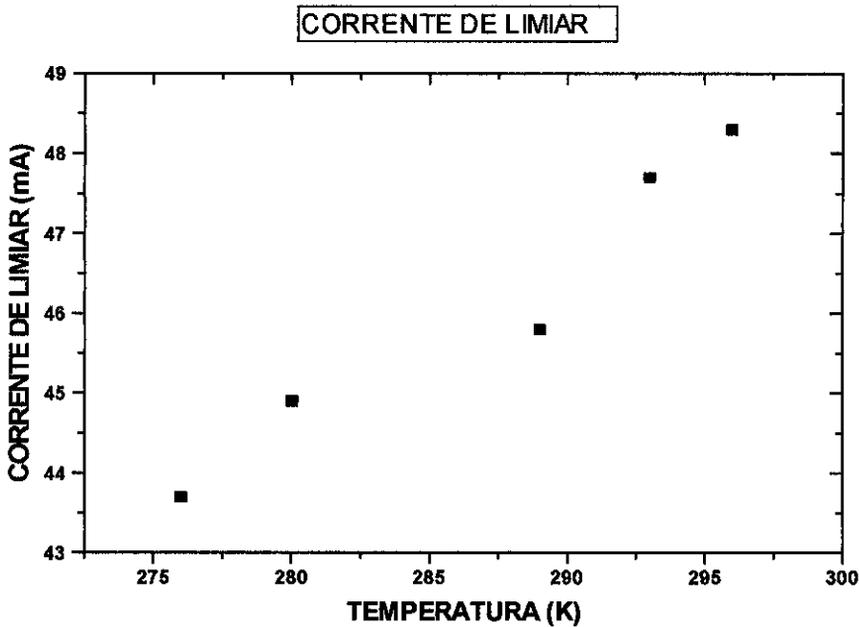
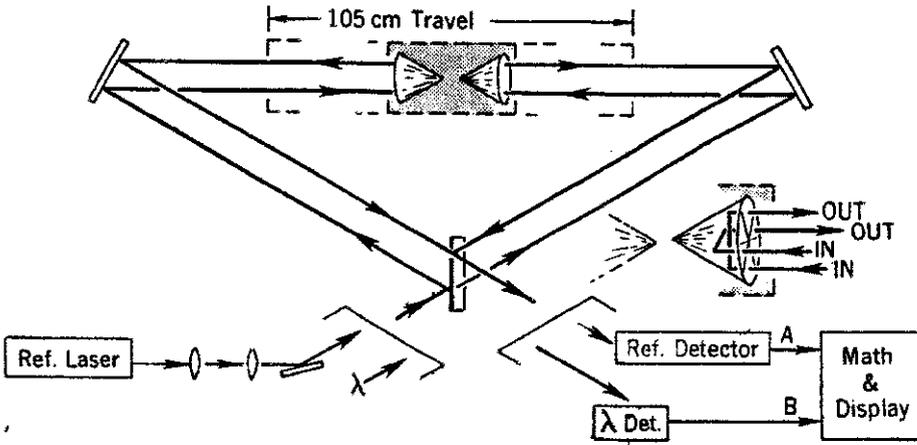


Fig. 3.6 Corrente de limiar por temperatura

3.2 CARACTERÍSTICAS ESPECTRAIS

Em seguida, passamos à caracterização do sistema laser em comprimento de onda. Tais medidas foram conseguidas através de um medidor de comprimento de onda (λ -meter) NIST LM-10. Este instrumento é designado para o uso com lasers cw sintonizáveis. Apresenta a capacidade de realizar medidas na região do infravermelho e visível com precisão de poucas partes em 10^7 , com um período de poucos segundos. O princípio básico de operação é de um interferômetro de "scanning" (**figura 3.7**) formado por espelhos refletores de cantos cúbicos transladados por um carro que se move sobre um trilho de ar. Neste arranjo os lasers percorrem essencialmente o mesmo caminho óptico. Com o movimento dos espelhos refletores as figuras de interferência são varridas em sucessivas franjas. A razão entre as franjas de interferência contadas simultaneamente para cada laser leva à razão dos comprimentos de onda dos lasers. O sistema é composto de laser de referência, divisor de feixe, espelhos, retrorefletores, carro, trilho de ar, detetores de franjas de interferência e um contador de razões de frequência. Este arranjo permite a obtenção de um completo ciclo de franjas de interferência a cada $\lambda/4$ do movimento do carrinho. A utilização de um número par de refletores cúbicos deixa-o pouco sensível à

qualidade do feixe. E, finalmente, a simetria do arranjo permite a medida de lasers de comprimento de coerência curtos.



$$\lambda_{vac} = \left(\frac{A}{B}\right) \lambda_{ref} \left(1 + \frac{\Delta n}{n}\right) \text{ or } \nu = \left(\frac{B}{A}\right) \nu_{ref} \left(1 - \frac{\Delta n}{n}\right)$$

CORNER CUBE INTERFEROMETER SYSTEM
« Lambda Meter »

Fig 3.7. Esquema do wavemeter

Várias medidas foram feitas, mantendo-se fixa a temperatura e variando-se a corrente e outras, fixando-se a corrente e variando-se a temperatura. Normalmente, a emissão dos diodo lasers é monomodo. Em algumas regiões de corrente e temperatura existe competição entre dois ou mais modos, deixando o comportamento dos lasers não linear. Desta maneira, pequenas variações de temperatura e corrente fazem-no saltar de modo (*mode hopping*)

3.3 VARIAÇÃO DO COMPRIMENTO DE ONDA COM TEMPERATURA

O comprimento de onda da emissão de um diodo laser depende fortemente da temperatura e da corrente de injeção. Basicamente, são dois fenômenos os responsáveis pela dependência do comprimento de onda com a temperatura. Primeiro, a variação do gap

de energia (em virtude da mudança de temperatura na junção) causa um deslocamento da curva de ganho, que é responsável por grandes variações do comprimento de onda. Segundo, a variação do caminho óptico na cavidade, determinando o comportamento de λ em pequena escala. Apesar do comprimento de onda diminuir com a temperatura, a superposição dos dois fenômenos leva a emissão a apresentar um aspecto de “escada”: o laser emite num mesmo modo, seguindo a variação de frequência mas pode saltar de modo (causando os degraus da escada). Os saltos não são regulares, podendo ser de dois ou três modos ao mesmo tempo e até diminuir a frequência com a temperatura (salto anômalo). Realimentação óptica também pode causar saltos de modos. Em geral, a variação de comprimento de onda por temperatura é de cerca de $0,25 \text{ nm/K}^{12}$.

Vale ressaltar que abaixando temperatura o rendimento do laser aumenta e a corrente de limiar diminui. Altas temperaturas causam rápida degradação nos diodos.

Mantendo-se a corrente de injeção do laser fixa, medimos a variação do comprimento de onda com a temperatura. Fizemos estas medidas (gráficos abaixo) para vários valores de corrente : 70 mA, 75 mA, 80 mA, 85 mA, 90 mA e 100 mA. Os valores de temperatura usados foram 263 K, 268 K, 273 K, 280 K, 285 K, 291 K e 296 K. Variando-se a corrente e a temperatura entre os respectivos extremos, conseguimos obter um intervalo de comprimento de onda entre 770 nm e 782 nm, ou seja, um intervalo de 12 nm. Observando estes gráficos, podemos notar os saltos (*mode hopping*) e os degraus, característicos da emissão de um diodo laser.

Com a corrente do laser em 70 mA, observamos duas regiões em que o comprimento de onda se mantém constante (entre 263 K e 268 K a 770 nm e entre 291 K e 296 K com 777nm). Nesta corrente, observamos uma taxa de variação de comprimento de onda por temperatura de $0,21 \text{ nm/ K}$. Com a corrente em 75 mA, observamos apenas um degrau de λ constante: entre 268 K e 273 K a 772 nm e uma taxa de 0.24 nm/K . Em 80 mA, observamos dois degraus: 774 nm entre 268 K e 273 K e 778 nm entre 291 K e 296 K. Para esta corrente medimos uma taxa de $0,18 \text{ nm/K}$. Com a corrente em 85 mA, obtivemos três patamares de estabilidade: entre 268 K e 273 K a 774 nm, entre 280 K e 285 K a 777 nm e 291 e 296 K a 779 nm. A taxa medida era de $0,18 \text{ nm/K}$. Quando a corrente era elevada até 90 mA, observamos que o comprimento de onda se mantinha constante em 774 nm entre 263 e 273 K e em 779 nm, entre 285 e 291 K. Medimos a mesma taxa de $\Delta\lambda/\Delta T$

que em 85 mA. Finalmente, com a corrente em 100 mA observamos apenas um degrau em 775 nm, entre 268 K e 273 K. A taxa medida foi de 0,24 nm/K.

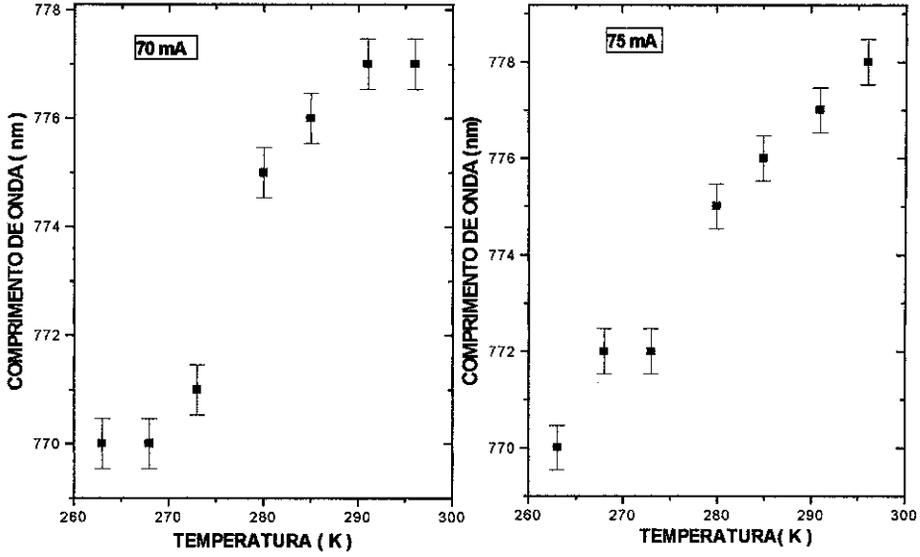


Fig. 3.8 Comprimento de onda por temperatura (para correntes 70 mA e 75 mA).

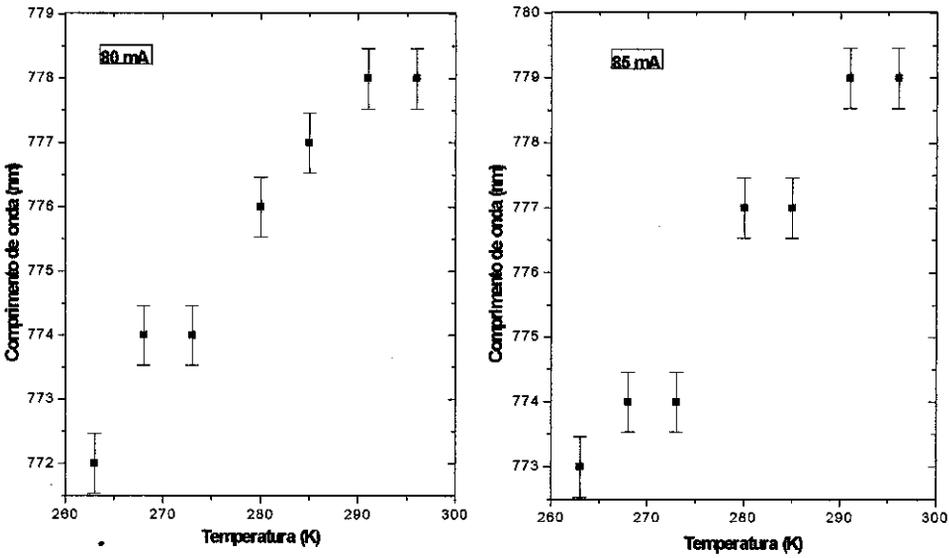


Fig. 3.9 Comprimento de onda por temperatura (para correntes 80 mA e 85 mA).

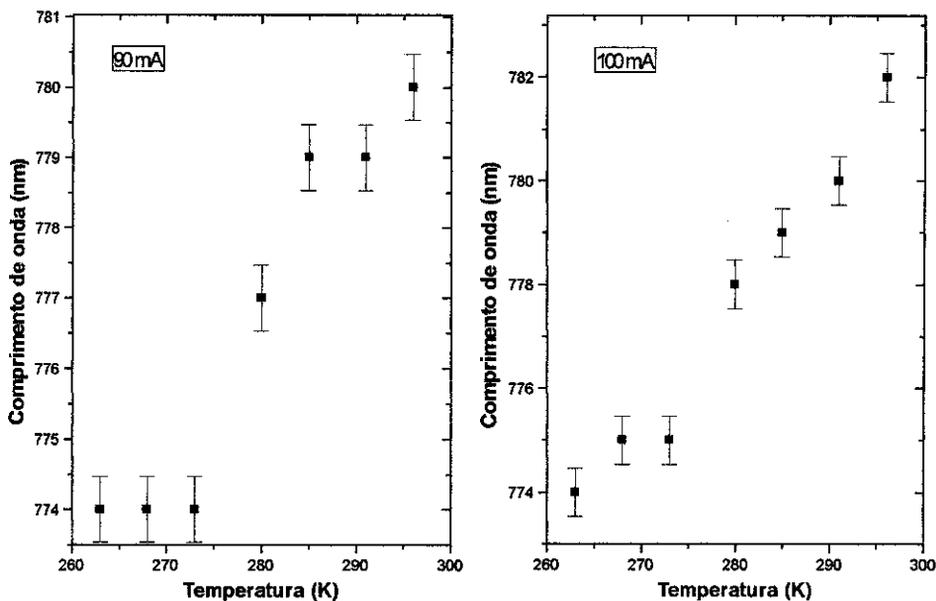


Fig. 3.10. Comprimento de onda por temperatura (para correntes de 90 mA e 100 mA).

3.4 SINTONIZAÇÃO DO COMPRIMENTO DE ONDA COM A CORRENTE

A dependência do comprimento de onda com a corrente se devem ao aquecimento do diodo em virtude do efeito Joule e, abaixo do limiar a corrente tem um efeito direto sobre o índice de refração, que depende dos portadores de carga. Acima do limiar a densidade de portadores é segurada e o único efeito vem do efeito Joule. A possibilidade de modular-se emissão dos lasers de diodo através da modulação da corrente de injeção é uma das características importantes dessa classe de lasers para a espectroscopia. Em geral, a variação do comprimento de onda por corrente fica em torno de $0,1 \text{ nm/mA}^{12}$.

Mantendo-se a temperatura do laser fixa, fizemos medidas da variação do comprimento de onda com a corrente. Tais medidas foram feitas para várias temperaturas: 268 K, 273K, 280K, 285 K, 291 K e 296 K. Da mesma maneira que nas medidas de

comprimento de onda por temperatura, a variação total de comprimento de onda foi de 770 nm a 782 nm, ou seja, 12 nm (o resultado pode ser visto nos gráficos abaixo).

Com a temperatura em 268 K, observamos uma variação de comprimento de onda de 770 nm a 775 nm. Analisando o gráfico dos dados obtidos, notamos uma região de pequena variação de comprimento de onda de 774 nm a 775 nm, entre 80 mA e 100 mA. Observamos um possível salto de modo entre 770 nm e 774 nm, onde λ varia bruscamente.

Subindo a temperatura para 273 K, observamos uma variação de 771 para 775 nm para o mesmo intervalo de corrente, onde nota-se uma única região de comprimento contínua de onda em 774 nm entre 85 mA e 90 mA, entre 70 mA e 80 mA notamos um possível salto de modo.

Com a temperatura em 280 K obtivemos uma variação de 775 nm a 778 nm, com duas regiões de continuidade de λ : em 775 nm com correntes de 70 e 75 mA e entre 85 mA e 90 mA cujo comprimento de onda era 777 nm. Com o laser a 285 K registraram-se três regiões contínuas: entre 70 e 75 mA com comprimento de onda de 774 nm. Entre 80 e 85 mA, a 777 nm e em 779 nm com corrente de 90 a 100 mA. Mantendo-se a temperatura em 291 K encontramos duas regiões de continuidade: entre 70 mA e 75 mA a 777 nm e em 779 nm entre 85 e 90 mA.

Finalmente, com o laser à temperatura de 296 K observamos, também, duas regiões em que o comprimento de onda se mantém estável: em 778 nm a 75 e 80 mA e 782 nm entre 95 mA e 100 mA. Com a temperatura em 268 K e 296 K observamos uma taxa de variação de comprimento de onda por corrente de 0,16 nm/mA, enquanto que para as demais temperaturas a taxa é de 0,13 nm/mA.

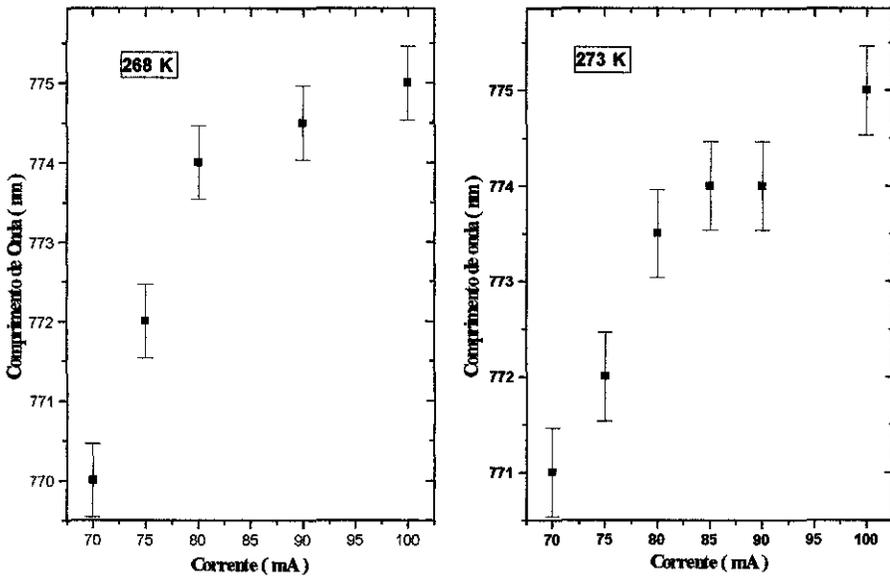


Fig. 3.11 Comprimento de onda por corrente (para temperaturas 268 K e 273 K).

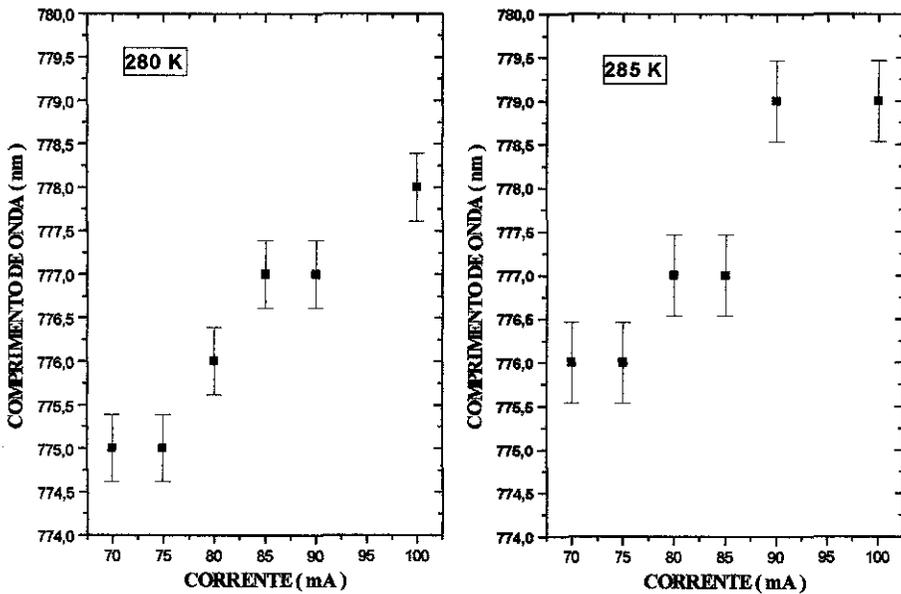


Fig. 3.12. Comprimento de onda por corrente (Temperaturas: 280 K e 285 K).

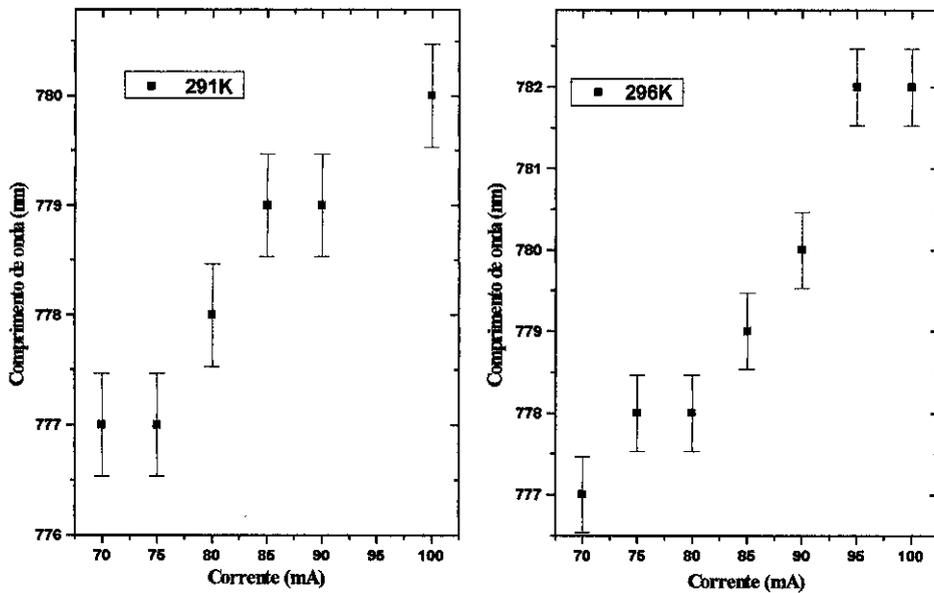


Fig. 3.13 Comprimento de onda vs. Corrente (temperaturas 291 K e 296 K).

3.5 MEDIDA DA LARGURA DE LINHA

Considera-se que as fortes linhas lasers são lorentzianas, com largura de linha dependente do inverso da potência dada pela fórmula de Schawlow-Townes modificada

$$\Delta\nu_{ST} = \pi h\nu(\Delta\nu)^2/P$$

Entretanto, em decorrência do forte acoplamento entre amplitude e flutuações de fase, que resultam da dependência do índice de refração com a inversão de população, a largura de linha dos lasers semicondutores é alargada por um fator $(1+\alpha^2)$. A definição de α é a razão das mudanças no índice de refração real com o imaginário, resultantes das variações na densidade de portadores de carga. Tipicamente, α permanece num intervalo entre 2 e 7.

Para os lasers semicondutores a largura de linha é dada por:

$$\Delta\nu = \Delta\nu_{ST}(1 + \alpha^2)n_s$$

No caso dos lasers de semicondutores, a realimentação óptica na cavidade laser pode ter efeitos dramáticos sobre a largura de linha tanto estreitando a largura de linha como alargando-as.

Na caracterização do laser em termos de largura de linha, utilizamos dois interferômetros Fabry-Perot modelo Spectra-Physics 470 A2 de 2 GHz de Free Spectral Range (um possuindo coating especial para 780 nm e outro para 850 nm), cujo PZT era acionado por uma fonte geradora de funções Tektronix FG 501A. No início os modos observados apresentavam-se bastante instáveis. A fim de evitar realimentação ótica indesejável, que poderia estar causando tais instabilidades no diodo laser, foi usado um isolador ótico OFR IO-5-NIR, com um fator de isolamento de 40 db. Este isolador ótico utiliza o efeito Faraday para impedir o retorno da luz ao laser: Em alguns materiais um campo magnético paralelo à direção de propagação da luz, gira o plano de polarização da onda. O ângulo de rotação é função do campo magnético, do comprimento do material (que a luz percorre), da característica do material e do comprimento de onda. O efeito Faraday tem natureza não recíproca, isto é, o sentido da rotação depende apenas da direção do campo magnético e não da direção de propagação da luz. Um isolador ótico consiste de um material rotator de Faraday e dois polarizadores, de entrada e de saída. A luz entra no isolador e é girada em 45° e ao retornar é novamente girada em mais 45°, estando então polarizada a 90° (com relação à entrada); sendo assim suprimida pelo polarizador de entrada. A melhora, então, foi significativa. Iniciamos usando o interferômetro de 780 nm, o feixe laser passava por um divisor de feixe, sendo apenas uma pequena fração da luz dirigida para o interior do Fabry-Perot. Medimos uma largura de linha da ordem de 90 MHz, como podemos ver na **figura 3.14**. Contudo, pouco tempo depois, ao medirmos a largura de linha do laser em cavidade externa (como veremos mais adiante) não conseguimos observar uma diferença sensível. Dessa maneira a finesse do aparelho, por nós medida, é da ordem de 22. Resolvemos então utilizar um outro interferômetro Fabry-Perot, este com espelhos especiais para 850 nm. Nesse caso, medimos uma largura de linha da ordem de 50 MHz e conseguimos observar a redução da largura de linha do laser em cavidade externa (capítulo 4). O resultado da medida com o último Fabry-Perot está na **figura3.15**.

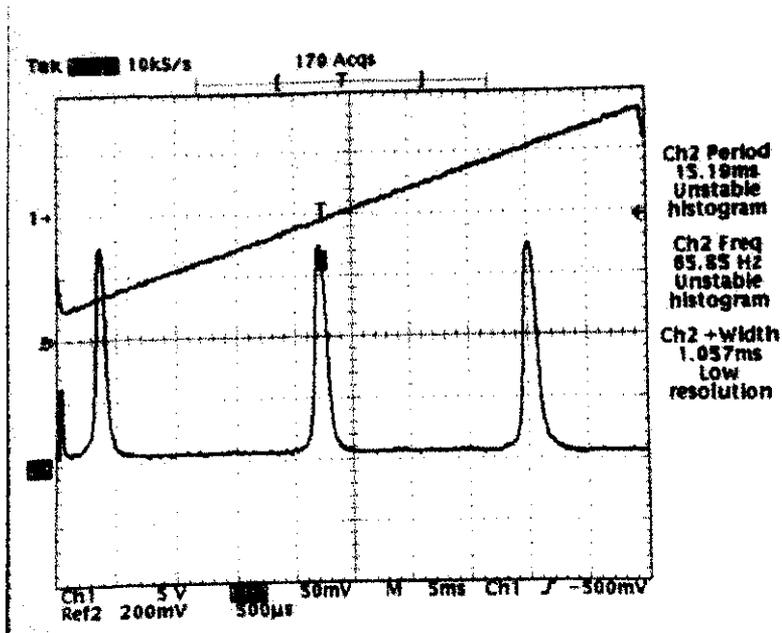


Fig. 3.14 Modos do Fabry-Perot de 780 nm, medimos uma largura de linha de 90 MHz.

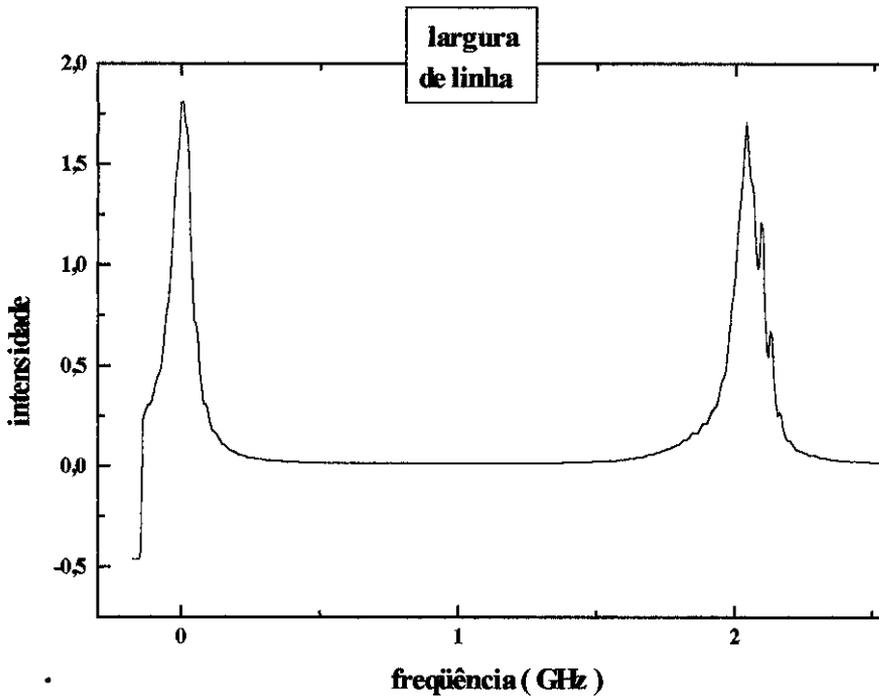


Fig. 3.15 Largura de linha do laser da ordem de 50 MHz (Fabry-Perot de 850 nm).

3.6 SINTONIA DE FREQUÊNCIA POR CORRENTE

Medimos a sintonia do laser em função da corrente, aplicando uma rampa de corrente de 1 mA no laser. Isso pode ser conseguido aplicando-se uma rampa de tensão na entrada para modulação da fonte de corrente do laser. Aplicando uma rampa de 10 mV na fonte Melles-Griot obtemos uma rampa de 1mA no laser. pois o *driver Melles-Griot* fornece 100 mA para cada 1V, contudo, tínhamos que trabalhar no limite inferior da capacidade da geradora de funções Tektronix FG 501A que fornecia a rampa de tensão, e a qualidade da onda gerada não era suficientemente boa (talvez por razões de ruído externo) e poderia causar instabilidades no laser de diodo. Para ficarmos livres deste problema construímos um divisor de tensão de 1000 vezes, para que pudéssemos usar a fonte numa tensão mais alta, obtendo assim uma rampa mais “limpa”. Mantendo o PZT do Fabry-Perot em funcionamento e modulando o laser observávamos os modos do laser se deslocarem, no osciloscópio. Com PZT desligado e a rampa no laser, observamos todos os modos varridos do laser para uma rampa de 1 mA, medimos 36 GHz/mA; como mostra a **figura 3.16**:

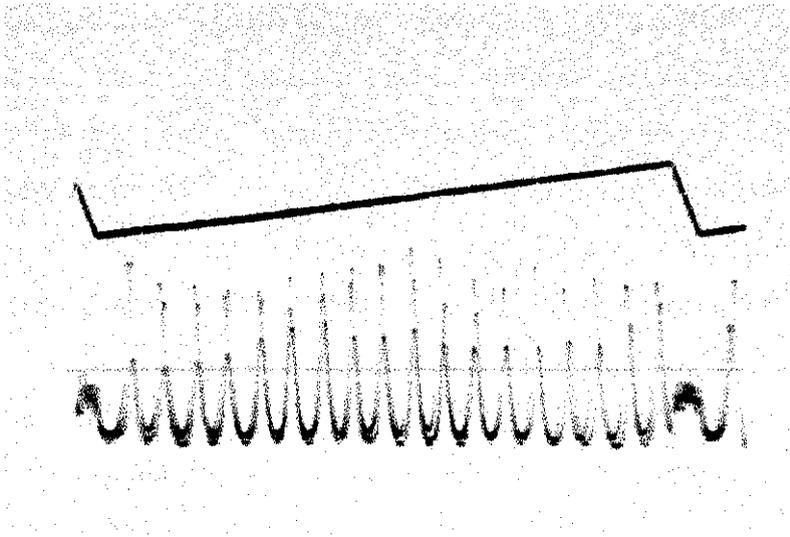


Fig. 3.16 .Sintonia por corrente, rampa de 1 mA correspondendo a 36 GHz.

3.7 ESPECTROSCOPIA DO IODO

O iodo (I_2) é uma molécula de grande interesse em espectroscopia, por exemplo, em muitos experimentos é fundamental o conhecimento exato do comprimento de onda do laser utilizado e uma maneira simples e barata de se conseguir tal dado é utilizar o iodo como referência. O iodo apresenta um espectro roto-vibracional muito rico, com linhas intensas em toda a região visível do espectro²⁰.

Pode ser utilizada como referência de comprimento de onda em experimentos de física atômica e molecular, principalmente quando é necessária maior precisão que a oferecida por monocromadores e não se tem acesso à instrumentação mais precisa (*wavemeters*). As linhas do iodo apresentam largura de linha de 1,5 GHz ($0,05 \text{ cm}^{-1}$) à temperatura ambiente, na realidade, representando o envoltório de linhas da estrutura hiperfina e têm número de onda catalogado com precisão de uma parte em 10^4 . Algumas componentes hiperfinas do iodo apresentam larguras de linha muito estreitas (da ordem de kHz) e por isso são empregadas na estabilização de lasers em frequência, geralmente utilizando-se espectroscopia de saturação²⁴.

A molécula do iodo vem sendo utilizada como protótipo para estudos em muitas áreas e freqüentemente é empregada na demonstração de novas técnicas experimentais. Por exemplo, medidas de tempo de vida, processos fotoquímicos, transferência de energia, fotodissociação, etc. Também é aplicada na demonstração de técnicas de espectroscopia não linear. Espectroscopia de estruturas hiperfinas moleculares²¹, experimentos de espectroscopia de saturação²² e outras são áreas que tiveram interesse crescente na espectroscopia a laser do iodo. Desde a década de 70 o iodo vem sendo largamente utilizado em espectroscopia a laser. A partir de 1972, quando Sorem e Schawlow²³ usaram o iodo para demonstrar a técnica de espectroscopia de intermodulação, que é uma variação da espectroscopia de saturação; seguidos trabalhos surgiram tanto na resolução da estrutura hiperfina do iodo quanto na identificação de diversos fenômenos de interesse, entre eles o efeito Zeeman anômalo e o efeito Hanle não linear²⁴.

O iodo tem recebido considerável interesse, em virtude de suas aplicações em metrologia. Tal interesse deve-se a seu rico e intenso espectro no intervalo do visível e suas estreitas componentes hiperfinas aliadas à grande facilidade com que o iodo pode ser manuseado em células de vidro. Em 1983, foi adotada uma nova definição para o metro,

baseada na velocidade da luz no vácuo. Cinco frequências constavam de uma lista de recomendações do *Comité International des Poids et Mesures* (CIPM) para a determinação prática do metro, quatro destas eram frequências de transições hiperfinas do iodo coincidentes com linhas de emissão de lasers de Argônio (515 nm) e He-Ne (612 e 633 nm). Tais frequências são conseguidas ao se travar os lasers acima sobre as referidas transições do iodo. Possivelmente, o mais usado padrão de referência ótico, no visível, seja a frequência do laser de He-Ne travado na transição R(127)11-5 do iodo²⁴.

Uma vez terminada a fase de caracterização da cavidade laser, o passo seguinte foi utilizá-la em um experimento de espectroscopia. Isso seria interessante para mais uma confirmação da região na qual o laser estava operando; desta vez utilizando-se o iodo como referência na busca pela região de operação do laser. Com os dados obtidos nesta primeira fase, retornaríamos nas mesmas regiões do iodo com o laser estreitado em termos de largura de linha. Para tanto, dispusemos de uma célula de vidro (Pirex) contendo a substância em seu interior. Foi necessária a construção de uma resistência ao redor da célula, a fim de atingir temperaturas superiores a 100°C no interior da célula. Contudo, provavelmente por contaminação, não foi possível obter espectros com tal célula. Passou-se, então, a uma segunda célula de 4 cm de diâmetro por 20 cm de comprimento, esta com maior quantidade de Iodo em seu interior. Seu interior foi preenchido com iodo após vácuo prévio de 10^{-5} Torr e utilizando a alta pressão de vapor do iodo, 200 mTorr à temperatura ambiente. Inicialmente, usamos uma montagem que incluía uma cinta térmica de amianto para atingir a temperatura necessária. Esta cinta está conectada a um auto-transformador, que pode ser ligado na rede. Entretanto, o fato de estar ligado à rede induzia um ruído de 60 Hz nos instrumentos de detecção (um amplificador de corrente de baixo ruído SRS modelo SR 570 e um osciloscópio Tektronix 2205), impossibilitando as medidas. Foi necessário, então, utilizar uma fonte de corrente DC estabilizada TCA 600-01 Tectrol. Inicialmente, tentamos obter espectros de fluorescência do iodo, mas sem obtermos êxito. O sinal procurado era pouco intenso, sendo mascarado pelos ruídos do experimento. Destarte, a alternativa era realizar experimentos de espectroscopia de absorção, assim o sinal recebido seria muito mais intenso do que em fluorescência. Foram obtidos espectros do Iodo com essa montagem, para tal utilizamos um detetor de silício de área larga. Todavia, o sinal da absorção ainda era pouco intenso com uma razão sinal-ruído pequena; evidenciando que seria necessário atingirmos temperaturas ainda maiores. A necessidade

de temperaturas maiores decorre do fato estarmos trabalhando na região do infravermelho próximo, onde as linhas do iodo são muito menos intensas que no visível, assim aumentando-se a temperatura, estamos populando níveis mais altos de energia e tornando estas linhas mais intensas; pois a população dos níveis de energia depende da temperatura, como descreve o princípio de Boltzmann:

$$\frac{n_2}{n_1} = \exp\left[-(E_2 - E_1) / kT\right]$$

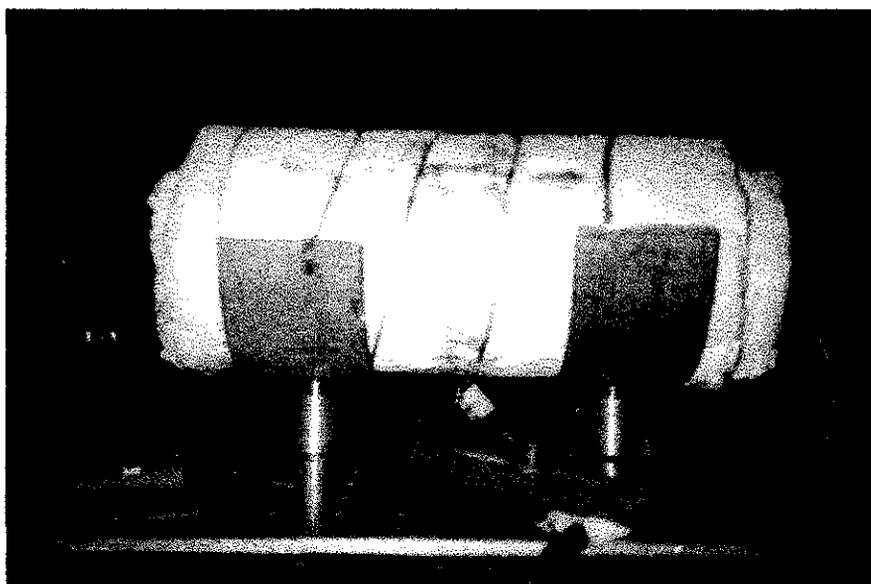
onde E_2 e E_1 descrevem os níveis de energia mais alto e mais baixo.

k é a constante de Boltzmann e T a temperatura.

Assim, foi necessário abandonar a montagem que incluía a cinta térmica. Em vista disso passou-se à construção de um forno de manta de quartzo. Tendo um tubo cilíndrico de vidro de dimensões adequadas (10 cm de diâmetro e 25 cm de comprimento) para abrigar a ampola, foi aplicada sobre este uma camada de manta de quartzo molhada. Sobre esta foi montada um resistência de fio de *Kanthal*, calculada para se adequar o máximo possível à uma fonte de tensão DC disponível no laboratório (TC 30-05 Tectrol), que fornece 60V de tensão e 5A de corrente; portanto a resistência deveria ser de 12Ω. Sobre a resistência foi aplicada uma nova camada de manta de quartzo, efetuando assim o isolamento, em seguida deu-se o processo de aquecimento para secagem do forno, que teve a duração de dois dias. Foram deixados dois orifícios laterais neste forno: um para saída de uma ponta fria da célula (para evitar alargamento excessivo das linhas do Iodo) e outra para se efetuar espectroscopia de fluorescência. As duas extremidades do forno permaneceram abertas, para a introdução da célula; mas foram feitos dois tampões de manta de quartzo seca com a finalidade de melhorar o isolamento térmico. Cada tampão possui um orifício que permite a passagem do feixe laser (para espectroscopia de absorção e de saturação). Este forno (**figura 3.17**) atinge temperaturas da ordem de 360°C. A temperatura do forno é medida através de um termopar inserido no interior do forno e a leitura é feita por um multímetro. A caracterização do forno em função da tensão está dada no gráfico abaixo (**figura 3.18**):



fig.3.17-a- vista frontal



b-vista lateral

Fig. 3.17 Fotos do forno

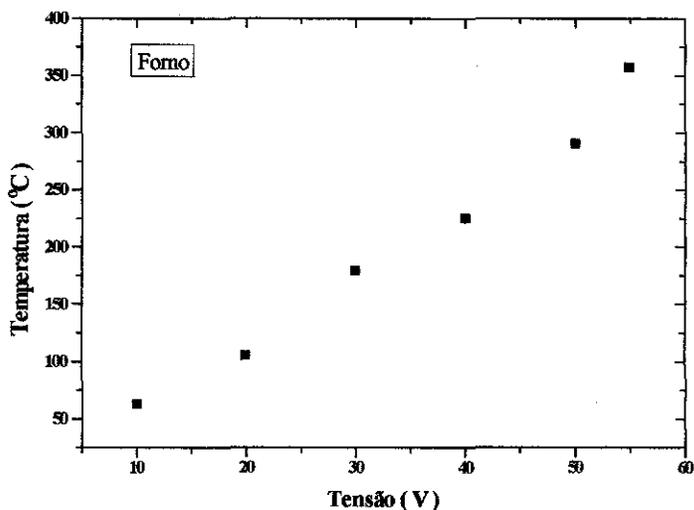


Fig. 3.18 Caracterização do forno em temperatura por tensão

Uma vez terminada a montagem do forno, iniciamos as medidas de espectroscopia de absorção. Desta vez o sinal obtido era suficientemente intenso, com sua razão sinal-ruído bastante aumentada em relação à montagem anterior. Realizamos vários espectros de absorção do iodo e retomamos a tentativa de observar espectros de fluorescência. Contudo, por uma característica de *lay-out* do experimento, o detector deveria ficar próximo ao forno para poder captar a fluorescência; como consequência aquecia-se muito originando uma corrente de escuro que tornava as medidas muito piores que as de absorção. Nesses experimentos aplicávamos uma rampa externa ao laser através de uma fonte geradora de funções *Tektronix FG 501A*, fazendo com que este varresse uma região de vários GHz. Para que o laser varresse 36 GHz, necessitávamos de uma rampa de 1 mA de corrente de injeção e, portanto uma rampa de tensão de 10 mV, pois o *driver Melles-Griot* fornece 100 mA para cada 1V, tínhamos que trabalhar no limite inferior da capacidade da geradora de funções, contudo a qualidade da onda gerada não era suficientemente boa (talvez por razões de ruído externo) e poderia causar instabilidades no laser de diodo. Para ficarmos livres deste problema construímos um divisor de tensão de 1000 vezes, para que pudessemos usar a fonte numa tensão mais alta, obtendo assim uma rampa mais “limpa”.

Como tratava-se de um experimento de espectroscopia de absorção, o laser incidia diretamente sobre o detector de silício. Contudo, a razão sinal ruído permanecia baixa. Com o intuito de eliminar este problema, realizamos experimentos de espectroscopia de

absorção diferencial. Dividimos o feixe com um “*beam splitter*”, desta forma, um feixe passava pela célula (no interior do forno) e atingia um detector, enquanto outro passava direto até um segundo detector. Estes dois sinais eram levados até um amplificador de tensão (usamos um ganho de 500), onde eram subtraídos um do outro; eliminando a rampa. Do amplificador o sinal passava por um multímetro digital HP e era adquirido por um microcomputador através de uma placa GPIB. A montagem pode ser vista na **figura 3.19**:

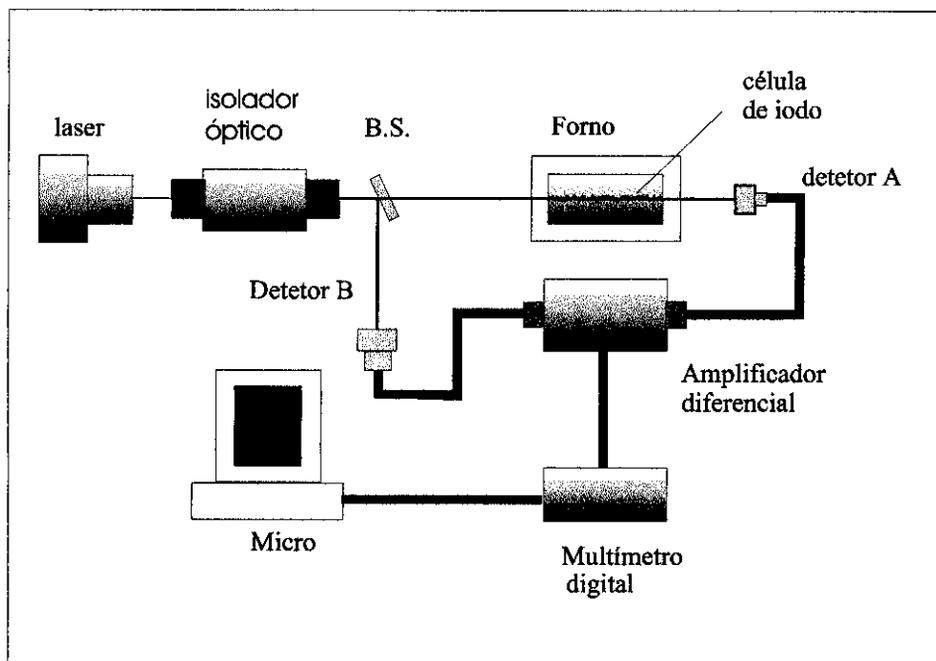


Fig. 3.19 .Montagem experimental da espectroscopia do iodo

O espectro de absorção da molécula de iodo situado entre 14000 e 20000 cm^{-1} corresponde à transição eletrônica $X^1\Sigma_g^+ \rightarrow B^3\Pi_{ou}^+$, tendo sido utilizado para comparação com os espectros obtidos experimentalmente.

Alguns espectros obtidos estão na **figura 3.20**, aplicamos uma rampa de 2 mA no laser para cada varredura, dessa maneira, cada espectro repete 1 mA do anterior. Cada mA corresponde aproximadamente a 36 GHz. Medimos o comprimento de onda do laser, através do λ -meter, na região da transição 2 (vide figura). O valor medido foi de 776,009 nm; correspondendo à 12886,448 cm^{-1} . Uma das linhas identificamos como sendo a linha 4556. Podemos acompanhar essa região no atlas (ref.34) dada na **figura 3.21**. Podemos identificar as transições acompanhando a seqüência de números.

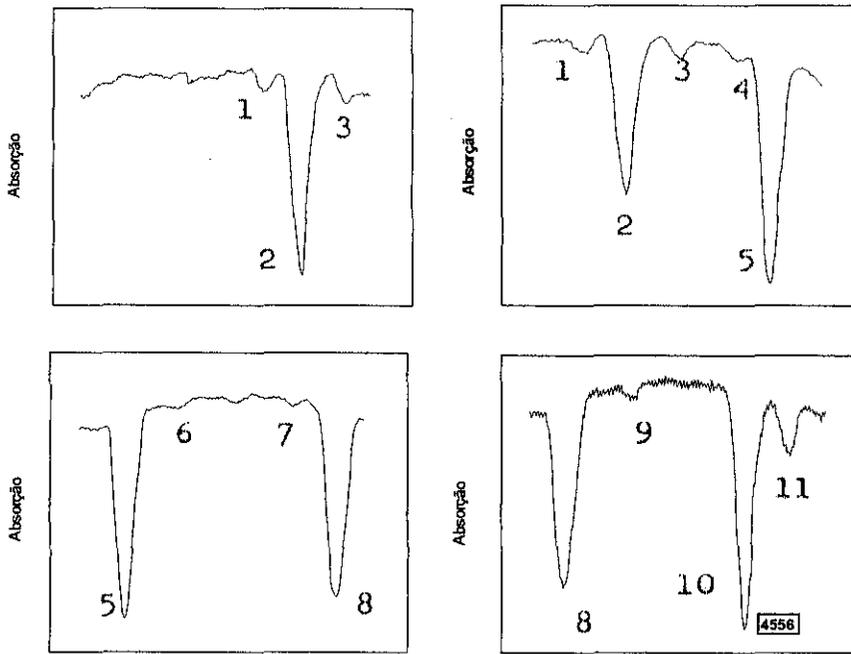


Fig. 3.20. Espectros do iodo obtidos. Cada varredura corresponde a aproximadamente 36 GHz, sendo que aproximadamente 18 GHz se repetem em cada figura.

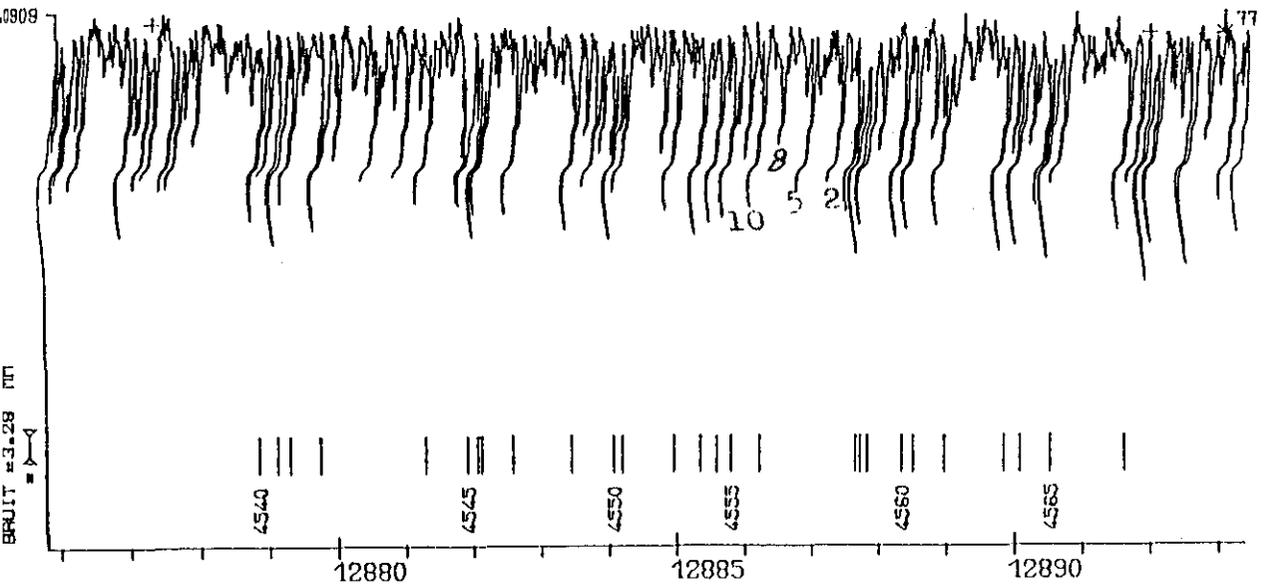


Fig.3.21 Região do espectro do iodo onde obtivemos alguns espectros (cm^{-1}).

4. CAVIDADE EXTERNA

Durante a década passada desenvolveram-se diversas técnicas de estreitamento de linha e estabilização de diodos laser²⁵, entre elas a utilização de cavidades externas de alto-Q ou acoplamento à grades de difração²⁶. O primeiro exemplo provê larguras de linha menores que 10 kHz²⁷ mas apresenta alto nível de complexidade (por exemplo, realimentação eletrônica é necessária para controlar o tamanho do caminho óptico entre a cavidade externa e o diodo laser). Já a estabilização de lasers de diodo através de realimentação óptica de uma grade de difração é muito mais simples e permite uma redução da largura de linha para cerca de 100 kHz, que é suficiente para muitos experimentos. Neste caso a luz difratada pela grade retorna ao diodo, criando-se um ressonador externo entre a face do diodo e a rede de difração. O diodo funciona como um etalon intracavidade e a rede seleciona um único modo do diodo, reduzindo a largura de linha do laser e permitindo a seleção do comprimento de onda desejado.

Feedback óptico pode ser conseguido através do acoplamento de um laser a um ressonador externo, fazendo com que uma parte da luz gerada e amplificada no interior da junção retorne à região ativa, depois de um tempo de retardo. Nesse caso dizemos que a cavidade laser está acoplada à uma cavidade externa.

Os lasers de diodo possuem extrema sensibilidade à realimentação óptica, característica que os distingue dos demais lasers. Essa sensibilidade é decorrente do grande peso que as emissões espontâneas possuem no sistema, o ganho total do sistema depende muito pouco do comprimento de onda e, existem muito poucos fótons na cavidade (que é muito pequena); tornando a frequência muito facilmente perturbável.

A realimentação tem grande influência sobre:

→A potência de saída do laser no estado estacionário.

→O espectro de emissão, sendo possível selecionar um modo dentro do perfil de emissão espontânea e estreitar a largura de linha do laser.

→As propriedades dinâmicas do sistema.

O "*feedback*" óptico pode ser conseguido através de várias técnicas onde se usam espelhos, redes de difração, fibras ópticas ou etalons. Na utilização de redes de difração, que são elementos dispersivos, somente condições imperfeitas de acoplamento podem permitir o surgimento de competição entre os modos.

4.1 EQUAÇÃO DO ESTADO ESTACIONÁRIO DE UM LASER A DIODO ACOPLADO A UMA REDE DE DIFRAÇÃO

O fenômeno pode ser descrito pelo seguinte modelo²⁸:

$$\frac{J}{ed} - \frac{n}{\tau_s} - \sum_{\mu} a(g_{\mu}n - N_0)S_{\mu} = 0$$

$$a(g_{\mu} - N_0)S_{\mu} - \frac{S_{\mu}}{\tau_p} + \rho_{\mu} \frac{S_{\mu}}{\tau_p} + \beta_{\mu} \frac{n}{\tau_s} = 0$$

Sendo as duas equações de balanço: a primeira para os portadores de carga minoritários e a segunda para os fótons.

Onde:

μ é o número de modos longitudinais, sendo o modo central definido com $\mu=0$.

n densidade de portadores

J densidade de corrente de injeção

e carga do elétron

d espessura do material ativo

τ_s vida média dos portadores

τ_p vida média dos fótons

a constante de ganho

g_{μ} função de ganho espectral

N_0 densidade de portadores necessária para preencher os quase-níveis de Fermi.

β_{μ} fração da emissão espontânea acoplada ao μ -ésimo modo

S_{μ} densidade de fótons no μ -ésimo modo

ρ_{μ} fração da luz emitida acoplada ao μ -ésimo modo da realimentação ótica

g_{μ} e β_{μ} podem ser dados aproximadamente pelas expressões abaixo²⁹:

$$g_{\mu} = 1 - \left(\frac{2\delta\lambda_w}{\Delta\lambda_g} \right)^2 \mu^2 \quad \text{e} \quad \beta_{\mu} = \frac{\beta_0}{\left\{ 1 + \left(\frac{2\delta\lambda_w}{\Delta\lambda_s} \right)^2 \mu^2 \right\}}$$

onde:

$\delta\lambda_w$ é o intervalo entre dois modos

$\Delta\lambda_g$ é largura do ganho

$\Delta\lambda_s$ é a meia largura da emissão extrapolada para uma corrente de injeção igual a zero.

A partir destas aproximações chega-se à expressão para a corrente de limiar:

$$J_{th}(\rho_\mu) = \frac{ed \left(N_0 + \frac{1}{a\tau_p} - \frac{\rho_\mu}{a\tau_p} \right)}{g_\mu}$$

Segundo este modelo, ρ_μ é independente de μ mesmo se o modo for selecionado através da rede de difração; contudo verifica-se experimentalmente que tal afirmação não é válida.

A amplitude do intervalo de sintonização, onde um único modo pode ser selecionado através de ajustes na grade de difração, é dado pela relação:

$$|\mu| < \left(\frac{2\delta\lambda_w}{\Delta\lambda_g} \right)^{-1} (\rho_\mu)^{1/2} (1 + a\tau_p N_0)^{-1/2}$$

Como $(\rho_\mu)^{1/2} (1 + a\tau_p N_0)^{-1/2}$ é menor que 1:

$$|\mu| < \left(\frac{2\delta\lambda_w}{\Delta\lambda_g} \right)^{-1}$$

Quando g_μ decresce com $|\mu|$, J_{th} cresce com $|\mu|$. Apesar de ser relativamente fácil acoplar um laser de diodo à uma cavidade externa, é necessário assegurar-se de que não ocorre realimentação indesejável (reflexões de espelhos, lentes); torna-se indispensável, então, a utilização de isoladores ópticos.

Utilizando um modelo³⁰ para laser de diodo em cavidade externa, como um laser Fabry-Perot de comprimento L e índice de refração n com espelhos de refletividade r_1, r_2 e uma cavidade externa de refletividade r_{2ext} , a variação da fase de round trip da cavidade externa é dada por:

$$\Delta\phi_L = 2\pi\tau_L(\nu - \nu_{th}) + \kappa_{ext}\sqrt{1 + \alpha^2} \text{sen}(2\pi\nu\tau_L + \text{arctg}\alpha)$$

onde:

$\kappa_{ext} = \frac{r_{2ext}}{r_{2s}}(1 - |r_{2s}|^2)$ é um coeficiente de acoplamento à uma cavidade externa.

τ_{ext} corresponde ao *round trip delay* devido à cavidade externa.

$\tau_L = \frac{2nL}{c}$ é o *round trip delay* de um laser solitário, n é o índice de refração, L o tamanho do laser solitário e c a velocidade da luz.

$\alpha = \frac{\partial n'}{\partial n''}$, razão do índice de refração real com imaginário.

ν, ν_{th} são a freqüências de emissão e de limiar.

A largura de linha de diodo lasers pode ser compreendida evoluindo-se o round trip delay, τ_{eff} , efetivo da cavidade estendida. Normalmente, a largura de linha é inversamente proporcional ao quadrado de τ_{eff} . Em lasers de cavidade única τ_{eff} pode ser ajustado através do comprimento do laser. Essa dependência com o comprimento está relacionada ao tempo de vida e o número de fótons. O tempo de vida de um fóton pode ser entendido como o produto do round trip delay pelas perda de um fóton durante sua round trip pela cavidade. Se considerarmos as perdas constantes, o tempo de vida é dependente do round trip delay. O número de fótons é proporcional ao comprimento e, portanto, proporcional ao round trip delay. Logo, ambos número e tempo de vida de fótons são proporcionais ao round trip delay e, então, a largura de linha é inversamente proporcional ao round trip delay efetivo:

$$\Delta\nu \approx \frac{1}{\tau_{eff}^2}$$

E o τ_{eff} é dado por:

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{1}{2\pi} \frac{d(\Delta\phi_L)}{d\nu}$$

4.2 ACOPLAMENTO DE UM DIODO LASER À UMA REDE DE DIFRAÇÃO: CONFIGURAÇÃO LITTROW

Segundo a equação da grade de difração:

$$\text{sen } \alpha + \text{sen } \beta = m\lambda/d$$

m= ordem de reflexão

λ = comprimento de onda

α = ângulo de incidência

β = ângulo de difração

d = inverso do número de linhas (da grade) por mm

A configuração Littrow é tal que: $\alpha=\beta=\theta$, então:

$$2\text{sen}\theta = m\lambda/d$$

Como é utilizada o feixe difratado de primeira ordem ($m = 1$):

$$\text{sen}\theta = \lambda/2d$$

4.3 CAVIDADE EXTERNA: RESULTADOS

Como etapa complementar do trabalho, acoplamos o laser à uma cavidade externa construída no laboratório. A cavidade externa foi montada em configuração *Littrow*, consistindo de uma grade de difração holográfica, de 1800 linhas por milímetro, disposta a 45° em relação ao feixe incidente. Para que tal montagem fosse possível, construímos no laboratório um suporte de alumínio onde podemos prender a grade. Esse suporte permite

que a rede gire 360° entorno do eixo, além disso, podemos deslocar todo o bloco em relação ao laser. Tal montagem proporciona estabilidade mecânica necessária para os lasers em cavidade externa. Utilizamos também um outro suporte, este mais elaborado, constituído de uma caixa de acrílico transparente. Sobre a base de acrílico montamos um suporte de alumínio no qual colocamos a rede de difração. Depois de instalada a grade, fechávamos o sistema com paredes de acrílico; permitindo isolamento térmico e de vibrações. O feixe laser saía do sistema através de janelas nas paredes. No entanto, o suporte de alumínio, da grade, utilizado nessa montagem não oferecia estabilidade mecânica ao alinhamento, fato que nos fez deixar, temporariamente, de lado tal montagem e utilizarmos a montagem de alumínio que, no entanto não possuía isolamento do ambiente.

Um dos aspectos chave do alinhamento da cavidade externa é a colimação do feixe laser. É necessário que a distância entre a lente colimadora e o laser tenha ajuste de alguns micrômetros; permitindo que o feixe mantenha o mesmo diâmetro por alguns metros.

A fim de atingir este objetivo, tivemos que substituir o sistema de lente anterior, que não possuía um ajuste preciso e introduzia aberrações no feixe, por uma nova peça que permitisse um ajuste de precisão na lente. Esse ajuste é feito através de uma chave que se encaixa na lente e permite ajustá-la na melhor posição. Dessa maneira conseguimos um grau de colimação no feixe suficiente ao requerido pelo alinhamento. A **figura 4.1** mostra uma foto do sistema laser em cavidade externa.

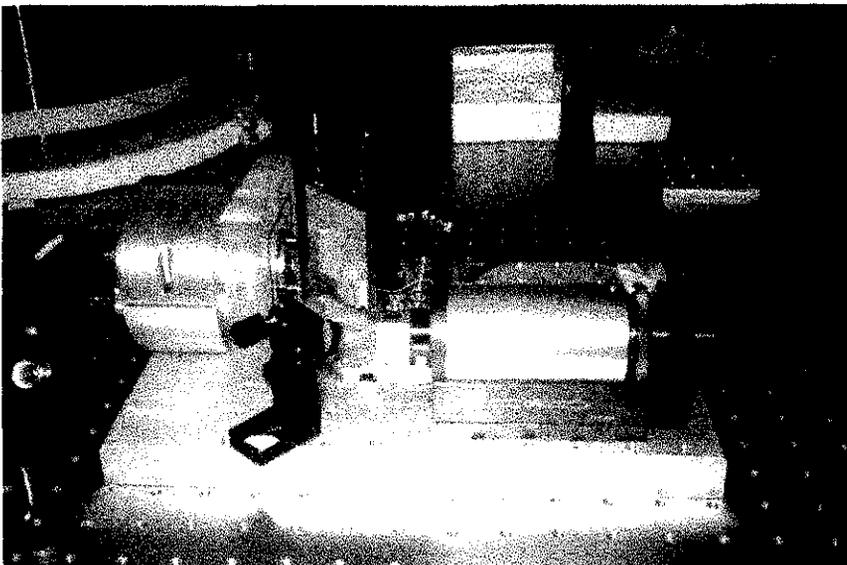


Fig.4.1-a

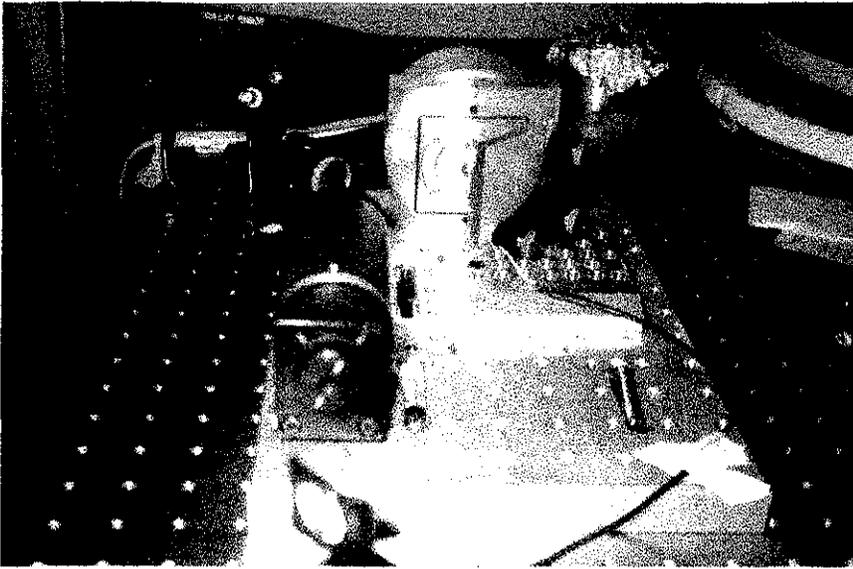


Fig.4.1-b

Fig.4.1 Cavity externa: **a** - detalhe da grade de difração. **b** - detalhe do suporte da grade com o cabo do PZT.

Em seguida, conseguimos o alinhamento em que ocorre realimentação do laser. Tal fato foi constatado observando a corrente de fotodiodo do laser, que aumenta sensivelmente quando o laser entra em realimentação. Perto do limiar, numa corrente de 47 mA à temperatura de 285 K, a corrente do fotodiodo aumenta de 0,014 mA para 0,071 mA, por exemplo. Também observamos um aumento da intensidade do laser bastante visível, quando está no limiar e entra em realimentação.

O passo seguinte foi medir a largura de linha do laser em cavidade externa. Infelizmente o Interferômetro Fabry-Perot que possuímos com espelhos para 780 nm não apresentava finesse suficiente para notarmos o estreitamento da largura de linha do laser. Utilizamos, então, um outro Fabry-Perot com espelhos ideais para 850 nm, mas que apresentava uma finesse maior que o anterior. Nesse caso obtivemos os modos do laser que apresentavam uma largura menor, mas ainda assim estávamos limitados pela finesse do aparelho. A largura de linha medida foi da ordem de 12 MHz e, assim, obtivemos uma finesse, para esse interferômetro, da ordem de 166. Para uma melhor comparação, mostramos novamente a medida para o laser solitário. Os resultados estão demonstrados nas **figuras 4.2**. Apesar desta medida, acreditamos estarmos ainda limitados pela finesse do Fabry-Perot e que a largura de linha real do laser seja da ordem de 1 MHz ou menor.

Para uma medida definitiva, estão previstos experimentos futuros de batimentos de frequência pela técnica heteródina e também de espectroscopia de absorção saturada em elementos apresentando estruturas com larguras de linhas de transições hiperfinas da ordem de MHz ou menos.

Finalmente, para a sintonização em frequência do laser, colocamos uma cerâmica piezoelétrica entre o bloco em que a grade estava acoplada e o parafuso que o move. Utilizamos um PZT AE0203D08-NEC com deslocamento de $6.1 \mu\text{m}$ com uma voltagem recomendada de 100V. O intervalo de temperatura em que pode operar é de -25° a 85° , capacitância de $0,18 \mu\text{F}$ e frequência ressonante de 138 KHz.

Aplicando uma rampa de tensão positiva de 12 V (não podemos inverter a polaridade da rampa) no PZT, da grade de difração, através de fonte geradora de funções Tektronix FG 501 A e analisando num Fabry-Perot, obtivemos a varredura de 34 GHz (figura 4.3). Seria esta a rampa utilizada para realizarmos espectros do iodo; fazendo com que a grade se desloque e varie continuamente o comprimento de onda.

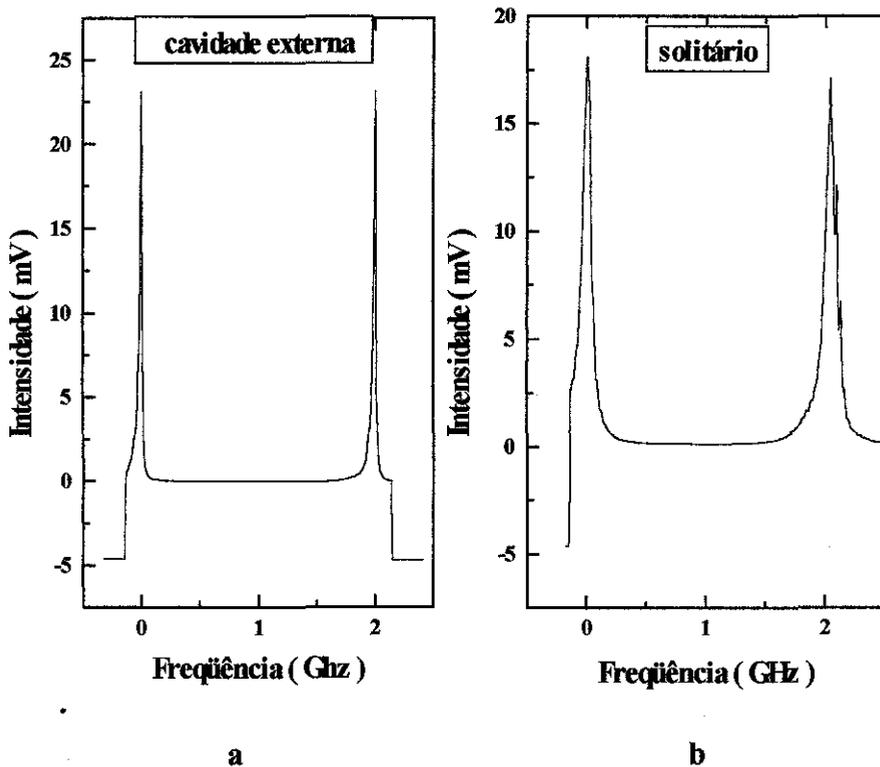


Fig. 4.2. Comparação entre a largura de linha do laser em cavidade externa (a) e o laser solitário(b).

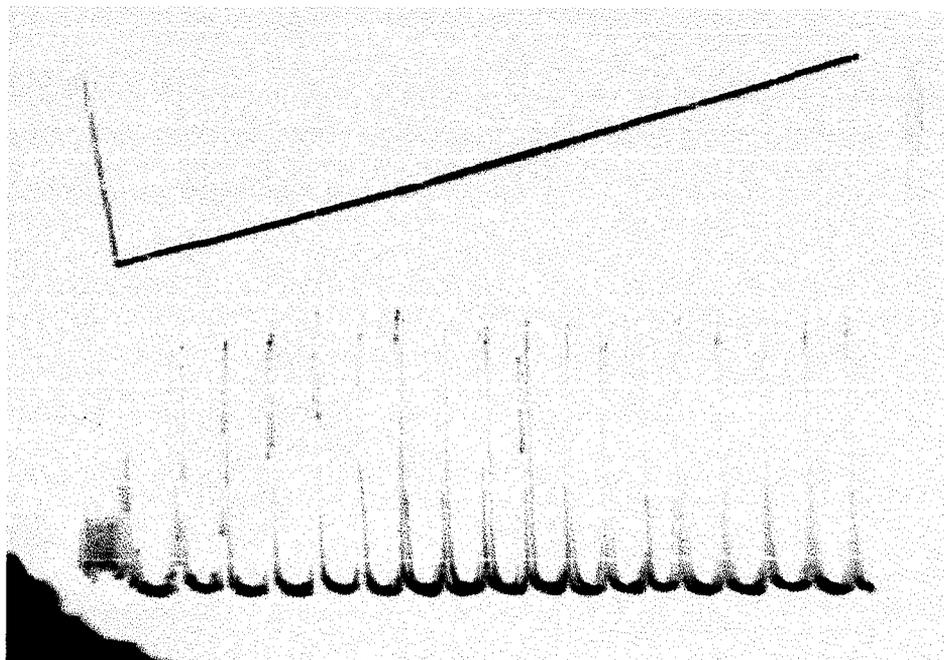


Fig. 4.3 sintonia de frequência por tensão no PZT da grade de difração: 34 GHz em 12 V.

4.4 ESPECTROSCOPIA DO IODO COM LASER EM CAVIDADE EXTERNA

Depois de confirmado o funcionamento da cavidade externa, realizamos espectros de absorção do iodo. Mantendo as mesmas corrente e temperatura do laser utilizados nos espectros anteriores, desta vez os espectros foram feitos com o laser em cavidade externa.

Da vez anterior, fizemos uma varredura em corrente no laser, variando, assim, o comprimento de onda do laser. Nos espectros realizados com o laser em cavidade externa, utilizamos um gerador de funções Tektronix FG 501 A, que fornecia uma rampa de 15V no PZT da grade de difração. Isto permitia que o PZT realizasse um deslocamento de cerca de $1\mu\text{m}$, fazendo com que a grade faça uma varredura de 40 GHz.

A varredura imposta pelo PZT é menor que aquela conseguida com modulação da corrente, dessa maneira não conseguíamos observar tantas linhas por varredura quanto da vez anterior. Para tanto seria necessária uma rampa de maior tensão.

No início do experimento, a obtenção de linhas foi difícil pois o laser se mostrava bastante instável aliado ao fato da varredura ser pequena. Observamos, contudo, que a frequência da rampa utilizada na grade de difração era muito alta (cerca de 40 Hz). Tal

problema foi solucionado com a redução da frequência da rampa para aproximadamente 10Hz, dessa maneira, provavelmente, reduzimos a vibração na grade que deveria transmitir instabilidade para o laser.

Assim foi possível obter espectros do iodo feitos segundo a montagem experimental abaixo (**figura 4.4**):

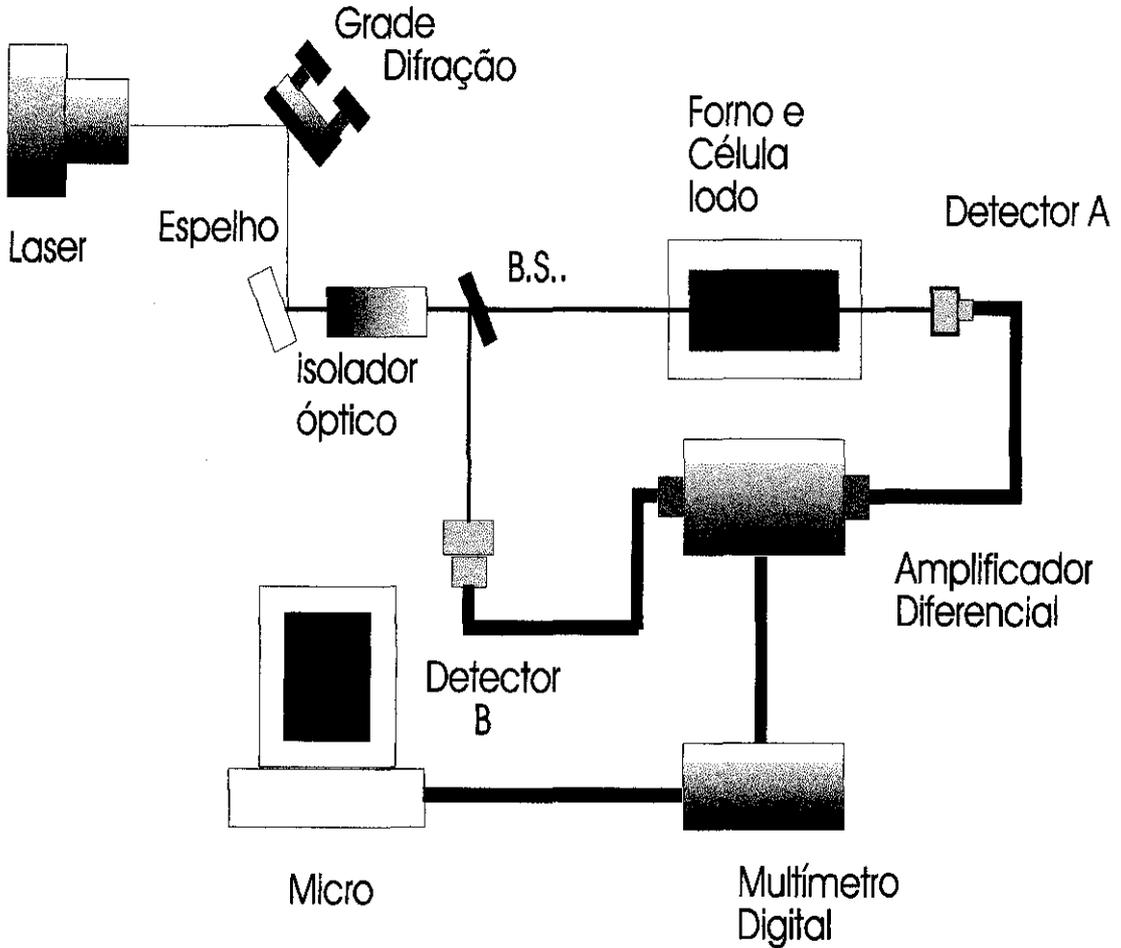


Fig. 4.4. Montagem do experimento

Neste experimento de absorção diferencial, o feixe, depois de passar por um isolador óptico, era dividido em dois por um divisor de feixe (com *coating* especial para 780nm de 85% de transmissão) a parte transmitida passava pela célula de iodo (no interior do forno) e incidia no detetor *A*, depois de ser atenuado por um filtro. A outra

parte do feixe incidia no detector *B*. Em seguida esses sinais de tensão eram subtraídos e amplificados num amplificador de tensão de baixo ruído *Stanford Research Systems SRS 560*, sendo em seguida monitorados num osciloscópio e adquiridos por um microcomputador PC através de um multímetro digital *HP 34401 A*, que possui interface GPIB. O feixe laser era monitorado por um analisador *Fabry-Perot*, a fim de observar a ocorrência de saltos de modos. Outro esquema de aquisição de dados utilizado constituía-se em interface que permite a aquisição rápida (até 10000 pontos por segundo) de 3 canais simultâneos, com esta montagem não era necessário o multímetro. Uma das linhas foi conseguida (na **figura 4.5**) com a corrente do laser em cavidade externa em 66,8 mA e temperatura de 285 K (ganho no amplificador de tensão de 200 vezes).

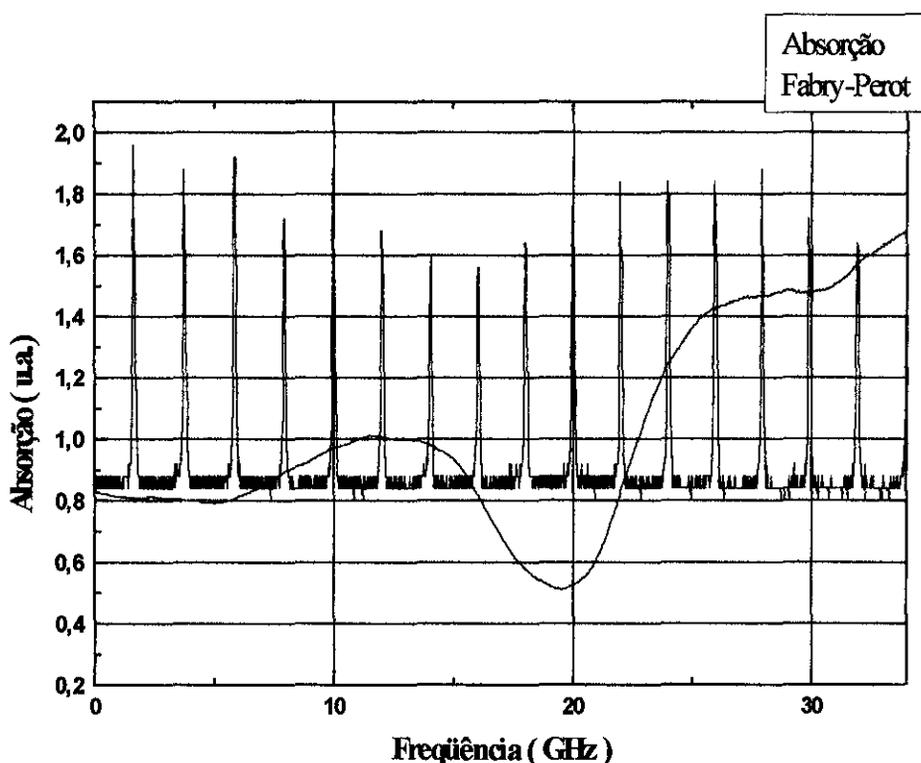


Fig. 4.5. Linha do iodo (cavidade externa)

Comparando com os espectros obtidos anteriormente com o laser solitário (modulando-se a corrente), nesta mesma região de corrente e temperatura, obtivemos a

mesma linha (ganho no amplificador de tensão de 500 vezes). Para melhor comparação fizemos uma ampliação no computador:

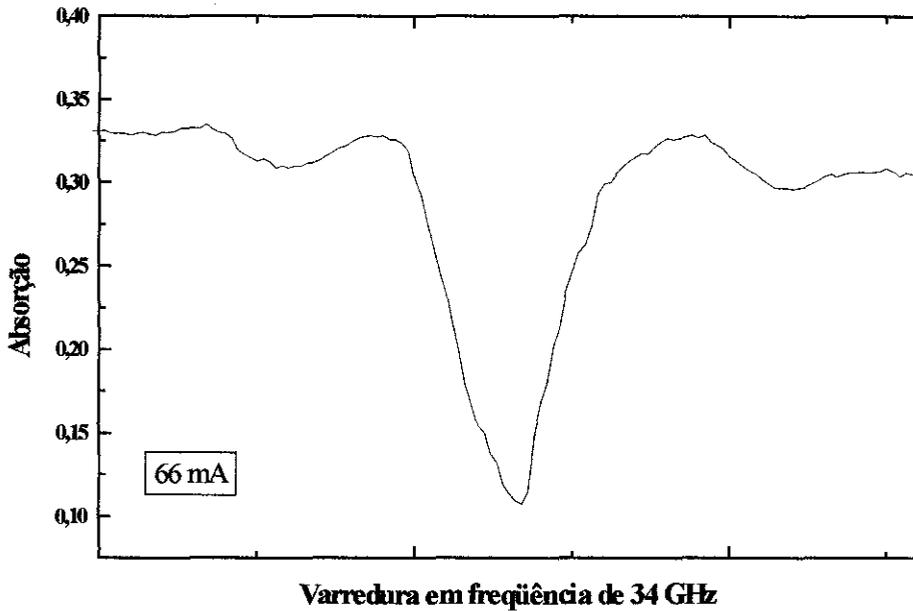


Fig. 4.6 Linha do iodo (com laser solitário).

Podemos observar que a resolução obtida com o laser em cavidade externa é melhor que a obtida com o laser solitário, principalmente notando que a definição do sinal obtido com o laser em cavidade externa é melhor que a obtida com laser solitário, sem os ruídos da última (“mais limpa”).

5. CONCLUSÃO E REFERÊNCIAS

Os lasers de diodo tem sido amplamente aplicados nas mais diversas áreas da física e da tecnologia. Isto se deve à varias de suas características entre elas baixo custo, pequenas dimensões, durabilidade, confiabilidade e facilidade de integração em circuitos eletrônicos. Com o desenvolvimento de novas técnicas de estreitamento de linha e operação monomodo esses lasers têm sido cada vez mais aplicados em diversas áreas da física, em especial, a espectroscopia de alta resolução, resfriamento e aprisionamento de átomos. Tais aplicações necessitam de larguras de linha estreitas (da ordem de 1 MHz) e lasers de diodo em cavidade externa vêm substituindo lasers de corante, muito mais caros. Diversos átomos de interesse metrológico têm transições na região de frequência coberta pelos lasers de diodo, como por exemplo o Rubídio e Césio, neste último os lasers de diodo são usados para popular os níveis da estrutura hiperfina e excitar o feixe atômico.

Fazendo parte desta tendência mundial, caracterizamos um laser de diodo comercial Sharp em uma cavidade que permite a operação entre temperaturas da ordem de 240 K à temperatura ambiente. A região de frequência deste laser é 780 nm, com potência da ordem de 30 mW e corrente de operação de cerca de 75 mA. Realizamos, em primeiro lugar, a caracterização deste sistema em potência e corrente de limiar. Em seguida a caracterização em comprimento de onda, utilizando um λ -meter. Medimos a sintonização do comprimento de onda do laser em termos da corrente e temperatura e as taxas de variação de λ com I e T. Medimos, também, a sua largura de linha (em torno de 50 MHz). Realizamos espectros da molécula de iodo com esse sistema laser, para tanto tivemos de construir um forno de manta de quartzo, afim de aquecermos a célula de iodo e obtermos medidas de melhor razão sinal-ruído.

Acoplamos este laser em uma cavidade externa em configuração Littrow, que consiste numa grade de difração à 45° do feixe incidente, fazendo com que uma parte do feixe retorne para o laser. Essa realimentação óptica permite o estreitamento da largura de linha e o controle do comprimento de onda através da grade. Novamente, caracterizamos o laser em cavidade externa em termos de largura de linha comprovando o estreitamento de linha. Nesse caso, medimos 12 MHz, provavelmente estamos limitados pela finesse do

Fabry-Perot, sendo que valores da ordem de 1 MHz são mais realistas. Realizamos espectros do iodo com o laser em cavidade externa, com bons resultados em termos de resolução.

Como perspectivas futuras temos a possibilidade de retornarmos ao iodo para a realização de espectroscopia de saturação em transições de interesse metrológico. Espectroscopia de alta resolução do rubídio também poderá ser realizada, servindo-se deste sistema por nós desenvolvido. Medidas diretas do largura de linha são difíceis de serem realizadas, normalmente inferindo-se a grandeza, tentaremos realizar tais medidas através de batimentos de lasers observados em um analisador de espectros.

REFERÊNCIAS

- ¹ M. G. A. Bernard e G. Duraffourg, "Laser Conditions in Semiconductors", *Phys. Stat. Solidi* **1**, 699 (1961).
- ² H. C. Casey e M. B. Panish, *Heterostructure Lasers Part A: Fundamental Principles* New York: Academic Press, 1978.
- ³ R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, R. O. Carlson, "Coherent light Emission from GaAs junctions", *Phys. Rev. Lett.* **9**, 366 (1962).
- ⁴ H. Kroemer, *Proc. IEEE* **51**, 1782 (1963). H. C. Casey e M. B. Panish, *Heterostructure Lasers Part A: Fundamental Principles* New York: Academic Press, 1978.
- ⁵ Zh. I Alferov e R. F. Kazarinov, Certificado do autor 28448 (URSS), 1963. H. C. Casey e M. B. Panish, *Heterostructure Lasers Part A: Fundamental Principles* New York: Academic Press, 1978.
- ⁶ H. Kressel e H. Nelson, *RCA Rev.* **30**, 106 (1969).
- ⁷ I. Hayashi, M. B. Panish, P. W. Foy, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-5**, 211 (1969).
- ⁸ Zh. I Alferov, V. M. Andreev, D. Z. Garbuzov, Y. Zhilyaev, E. P. Morozov, E. L. Portnoi e V. G. Trofim, *Sov. Phys. Semicond.* **4**, 1573 (1971) [trad. *Fiz. Tekh. Poluprovodn.* **4**, 1826 (1970)]. H. C. Casey e M. B. Panish, *Heterostructure Lasers Part A: Fundamental Principles* New York: Academic Press, 1978.
- ⁹ I. Hayashi e M. B. Panish, P. W. Foy, S. Sumski, *Appl. Phys. Lett.* **17**, 109 (1970).
- ¹⁰ Y. Suematsu e A. R. Adams, *Handbook of Semiconductors Lasers and Photonics Integrated Circuits*; Londres, Chapman & Hall, 1994.
- ¹¹ A. Yariv, *Optical Electronics*, 4th. Ed. Saunders College, 1991.
- ¹² J. C. Camparo, "The diode laser in atomic Physics", *Contemporary Physics*, **26**, 443, 1985.
- ¹³ G. Singh, P. Di Lavore, C. O. Alley, "Population inversion in Cs hyperfine levels" , *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-7**, 196, 1971
- ¹⁴ C. E. Wieman e L. Hollberg, "Using diode lasers for atomic physics", *Rev. Sci. Instrum.* **62** (1), january 1991.
- ¹⁵ P. Pokrowsky, W. Zapka, F. Chu e G. C. Bjorklund, *Opt. Commun.* **44**, 175 (1983).
- ¹⁶ H. Furuta e M. Ohtsu, *Appl. Opt.* **28**, 3737 (1989).
- ¹⁷ J. T. Verdeyen, "*Laser Electronics*", 3th ed. Prentice Hall, 1995, New Jersey.
- ¹⁸ A. Mooradian, "Laser linewidth", *Phys. Today*, **43**, May 1985.
- ¹⁹ W. Demtröder, "*Laser Spectroscopy, Basic Concepts and Instrumentation*", 3th ed., Springer-Verlag, 1981, Berlin.
- ²⁰ S. Gestenkorn e P. Luc, "Atlas du spectre d'absorption du la molecul e d'iode", Editions du CNRS, Paris 1978 et complement.
- ²¹ T. W. Hänsch, M. D. Levenson, A. L. Schawlow, "Complete Hyperfine structure of a molecular iodine line", *Phys. Rev. Lett.*, **26**(16), 946 (1971).
- ²² G. R. Hanes, C. E. Dahlstrom, "Iodine hyperfine structure observed in satured absorption at 633 nm", *Appl. Phys. Lett.*, **14** (11), 326 (1969).
- ²³ M. S. Sorem e A. L. Schawlow, "Saturation spectroscopy in molecular iodine by intermodulated fluorescence", *Opt. Commun.*, **5**(3), 148 (1972).

²⁴ F. C. Cruz, “Espectroscopia não-linear de alta resolução em I2, Ti e Ar, Tese de doutoramento, Unicamp, 1994.

²⁵ L. Ricci, M. Weidemüller, T. Esslinger, A. Hemmerich, C. Zimmermann, V. Vuletic, W. König, T. W. Hänsch. “A compact grating - stabilized laser system for atomic physics”, *Opt. Commun.* 117, 541 (1995).

²⁶ K. B. MacAdam, A. Steinbach e C. Wieman, “A narrow band tunable diode laser system with grating feedback, and a saturated absorption spectrometer for Cs and Rb”. *Am. J. Phys.*, Vol. 60, 12 (1992).

²⁷ R. Dahmani, L. Hollberg, R. Drullinger, *Optics Lett.* 187, 876 (1987).

²⁸ M. Ito e T. Kimura, “Oscillation Properties of AlGaAs lasers with an external grating”, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-16**, 1 (1980).

²⁹ M. Ito e S. Machida, “Fractional spontaneous emission coupled into AlGaAs laser mode”, *Electron. Lett.*, 14, 693, oct. 1978.

³⁰ K. Petermann, “ *Laser diode modulation and noise*”, Holanda, Kluwer Academic Publishers, 1988.