UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA E CIÊNCIAS DOS MATERIAIS

"ESTABILIZAÇÃO DE LASERS DE DIODO
PARA UTILIZAÇÃO EM
ESPECTROSCOPIA ATÔMICA"
Aparecida Marika Tuboy

SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO - IFQSC
FÍSICA

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

ORIENTADOR: *Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato.*

SÃO CARLOS - SÃO PAULO

1990

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE
APARECIDA MARIKA TUBOY APRESENTADA
AO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS, DA UNIVERSI
DADE DE SÃO PAULO, EM 13 DE julho DE 19890.

COMISSÃO JULGADORA:

Dr. Vanderlei S. Bagnato Orientador

Dr. Pierre Basmaji

Dr. Daniel Pereira

*Ao Marcel
com todo carinho*

AGRADECIMENTOS

Ao Vanderlei pela amizade, orientação e incentivo ao longo de todo o trabalho.

Ao Zilio pelos conselhos dados durante o trabalho.

Ao Silvio pela grande dedicação no auxílio das montagens e testes dos circuitos eletrônicos.

A todos os técnicos do laboratório e oficina mecânica com um agradecimento especial ao "seu" Gilberto.

Ao Newtinho pela ajuda e incentivo inicial.

Ao Marcassa pela montagem das células.

Ao CPQD da Telebrás pelo empréstimo do visor de infra vermelho.

A FAPESP, CAPES e Fundação Banco do Brasil pelo apoio financeiro.

A Reginaldo, Valdir e Carlos pela grande amizade.

A secretária, Isabel pela dedicação.

A todas as pessoas do departamento que auxiliaram neste trabalho.

ÍNDICE

Lista de figuras	1
Resumo	4
Abstract	5
 Capítulo 1	
Introdução	6
Capítulo 2	
O laser de diodo	11
2.1 Junções $p-n$ em lasers semicondutores	11
2.2 Inversão de população	14
2.3 Oscilação, amplificação e "threshold" em lasers semicondutores	16
2.4 Heterojunção	19
2.5 Modos da cavidade laser	21
2.6 Polarização da luz	25
Capítulo 3	
Estabilização primária do laser	26
3.1 Sistema mecânico	26
3.2 Sistema eletrônico	27
3.2.1 Alimentação do laser de diodo	27
3.2.2 Controle de temperatura	29
3.3 Caracterização do laser	39
3.3.1 Espectro dos lasers	39
3.3.2 Dependência do comprimento de onda com a temperatura e corrente	44

Capítulo 4

Realização de espectroscopia em vapores atômicos	50
4.1 Introdução	50
4.2 Espectroscopia de vapor de rubídio (Rb): observação da fluorescência	59
4.3 Espectroscopia de saturação de vapor de césio (Cs) Descrição teórica da técnica Arranjo experimental e resultados	64 64 72

Capítulo 5

Conclusões	81
Referências	83
Apêndice	87

- FIG.2.1 Posição dos níveis de energia próximos a energia de gap E_g num semiconductor direto em função do vetor de onda k .
- FIG.2.2 Diagrama de energia em função do vetor de onda k para um semiconductor duplamente degenerado.
- FIG.2.3 Diagrama de energia de bandas da junção $p-n$: (a) sem voltagem aplicada; (b) com voltagem aplicada.
- FIG.2.4 Figura mostrando a camada ativa, a distribuição da intensidade transversal.
- FIG.2.5 Representação esquemática de bandas de energias com voltagem aplicada, variação do índice de refração e perfil de distribuição ótica num laser de diodo de dupla-heteroestrutura (a) e homoeestrutura⁽²⁶⁾ (b).
- FIG.2.6 Modos longitudinais na cavidade.
- FIG.2.7 Modo transverso paralelo do laser de diodo.
- FIG.2.8 Estruturas de crescimentos de lasers de diodo.
- FIG.2.9 Modo transverso perpendicular.
- FIG.3.1 Esquema do suporte do laser de diodo.
- FIG.3.2 Esquema do circuito de alimentação do laser.
- FIG.3.3 Esquema do circuito de controle de temperatura.
- FIG.3.4 Diagrama do controlador de temperatura.
- FIG.3.5 Ponte de Wheatstone.
- FIG.3.6 Diagrama do circuito integrado 2B30J (Analog Devices).
- FIG.3.7 Diagrama do sistema de controle tipo PID.
- FIG.3.8 Diagrama do circuito de potência.
- FIG.3.9 Esquema da fonte de alimentação dos módulos.

FIG.3.10 Gráfico de calibração do termistor (FENWALL): resistencia em (K Ω) por temperatura em ($^{\circ}$ C).

FIG.3.11 Gráfico em escala logaritmica da resistencia (K Ω) contra temperatura ($^{\circ}$ C) com a aproximação da melhor reta que une os pontos.

FIG.3.12 Esquema da aquisição do espectro de emissão do laser semiconductor.

FIG.3.13 Gráfico da intensidade vs. comprimento de onda, mantendo a temperatura em 16° C para três correntes diferentes (HLP 1400).

FIG.3.14 Gráfico da intensidade vs. comprimento de onda, mantendo a corrente fixa em 100 mA para três temperaturas diferentes (HLP 1400).

FIG.3.15 Gráfico da intensidade vs. comprimento de onda, mantendo a temperatura fixa em 16° C e variando a corrente para o laser HL 780.

FIG.3.16 Gráfico da intensidade vs. comprimento de onda, mantendo a corrente fixa em 55 mA e variando a temperatura para o laser HL 780.

FIG.3.17 Esquema do medidor de onda dinâmico.

FIG.3.18 Gráfico do comprimento de onda do laser HLP 1400 vs. a corrente.

FIG.3.19 Gráfico do comprimento de onda do laser HLP 1400 vs. a temperatura.

FIG.3.20 Gráfico do comprimento de onda do laser HL 780 vs. a corrente.

FIG.3.21 Gráfico ilustrativo da corrente, temperatura e comprimento de onda do laser HLP 1400.

FIG.4.1 Esquema experimental para observação da fluorescência do Rb.

FIG.4.2 Curva de calibração (variação do comprimento de onda com relação a corrente) do laser HL 780.

FIG.4.3 Espectro de fluorescência do vapor de Rb, contendo os isótopos Rb⁸⁵ e Rb⁸⁷.

FIG.4.4 Diagrama de energia dos isótopos do rubídio 87 e 85.

FIG.4.5 Esquema da saturação da distribuição populacional de E_k devido ao feixe de bombeamento numa célula.

FIG.4.6 Distribuição de população apresentando o buraco de Bennet e o coeficiente de absorção para o feixe de bombeamento.

FIG.4.7 Distribuição de população e coeficiente de absorção para os dois feixes (bombeamento e prova).

FIG.4.8 Esquema experimental para espectroscopia de saturação em vapor de Cs.

FIG.4.9 Espectro de fluorescência do vapor de Cs para a transição $6S_{1/2} (F=4) \rightarrow 6P_{3/2} (F=3, 4 \text{ e } 5)$: (a) sem feixe de prova; (b) com feixe de prova.

FIG.4.10 Espectro de fluorescência do vapor de Cs para a transição $6S_{1/2}(F=3) \rightarrow 6P_{3/2}(F=2, 3 \text{ e } 4)$: (a) sem feixe de prova; (b) com feixe de prova.

FIG.4.11 Diagrama de energias para o átomo de césio.

FIG.4.12 Espectro de fluorescência do Cs para a transição $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$, onde os dips L_1 , L_2 e L_3 indicam a transição hiperfina $F=4 (6S_{1/2}) \rightarrow F=5, 4 \text{ e } 3 (6P_{3/2})$ respectivamente e C_1 , C_2 e C_3 correspondem a ressonâncias crossover entre estados $F=5$ e $F=4$; $F=5$ e $F=3$; $F=4$ e $F=3$.

FIG.4.13 Espectro de fluorescência com demonstração de realimentação ótica: (a) sem realimentação; (b) com realimentação.

RESUMO

Um dos primeiros requisitos para utilização de lasers de diodo em espectroscopia é sua estabilização térmica. Neste trabalho desenvolvemos um sistema de controle de temperatura para laser de diodo que permite estabilização melhor que 0.01°C . O controle é feito através de um sistema sensor e um elemento Peltier como atuador. Lasers somente estabilizados em temperatura (estabilização primária) foram utilizados para realização de espectroscopia de vapores atômicos de Rb e Cs.

ABSTRACT

One of the first requisites for utilization of diode lasers in spectroscopy is its thermal stabilization. In this work, we develop a diode laser temperature controlling system which yields stabilization better than 0.01°C . The controlling is obtained by means of a sensor system and a Peltier element as actuator. Lasers stabilized in temperature only (primary stabilization) were utilized in the spectroscopy of atomic vapours of Rb and Cs.

INTRODUÇÃO

Lasers semicondutores ou lasers de diodo como são conhecidos recebem este nome devido a semelhança com os diodos comuns que são utilizados em circuitos eletrônicos cuja estrutura básica tipo $p-n$ são encontradas em ambos os dispositivos. Estes dispositivos se desenvolveram de um modo muito rápido, pois sua aplicação imediata seria de grande interesse comercial que é a utilização na comunicação por fibras óticas.

O primeiro documento que discutiu a possibilidade de obter luz amplificada por emissão estimulada em semicondutores foi escrito por John Von Neumann⁽¹⁾, em 1953. Após esta publicação teórica outras se seguiram, até que em 1962 surgiram as primeiras demonstrações de luz laser obtida por diodos semicondutores por três grupos que trabalhavam na General Electric Company^(2,3) (GE), International Business Machines Corporation⁽⁴⁾ (IBM) e no Lincoln Laboratory of the Massachusetts Institute of Technology⁽⁵⁾ (MIT).

Primeiramente estes lasers foram desenvolvidos como sendo um gerador de ondas para sistemas de comunicação a longa distância (cabos óticos) com o objetivo de serem competitivos economicamente com as técnicas de comunicação em massa já existentes.

Estes lasers de diodo eram compostos de arseneto de gálio (GaAs) e necessitavam de altas densidades de corrente para operar o que resultava num aquecimento excessivo, assim os lasers trabalhavam a uma temperatura muito baixa, normalmente nitrogênio líquido. Alguns lasers

operavam a temperatura ambiente, mas eram em modo pulsado. Ambas as condições, de temperatura baixa e pulsados não eram viáveis para utilização em comunicação ótica.

Devido ao grande número de aplicações, o desenvolvimento destes lasers para operação contínua e a temperatura ambiente foi rápido.

Em 1963, surgiram as primeiras idéias sobre lasers de heteroestrutura⁽⁶⁾ por Herbert Kroemer adicionados pelos trabalhos de Morton B. Panish e Izuo Hayashi da Bell Telephone Laboratories, Zh. I. Alferov do Ioffe Institute em Leningrado e H. Kressel da RCA Corporation.

Em 1970, Panish e Hayashi⁽⁷⁾ desenvolveram o primeiro laser operando continuamente a temperatura ambiente no comprimento de onda de 8800Å e uma densidade de corrente de 1600 A/cm², que é uma corrente de aproximadamente 160 mA para uma área transversal do laser de 10⁻⁴ cm².

Conjuntamente com os lasers de diodo ocorreu o desenvolvimento das fibras óticas, com o objetivo de diminuir a perda do sinal que ocorria através da linha de transmissão e assim tornou-se necessário estudar novos materiais para lasers com a finalidade de diminuir as perdas dentro da fibra. E isto ocorre para comprimentos de onda maiores.

Então começaram a ser estudados estruturas com combinações de Al, Ga, In, Sb e P.

Os primeiros lasers cw com comprimento de onda longo foram conseguidos por Nahory e Pollack⁽⁸⁾, com um comprimento de onda de 1.06 μm numa composição de GaAs_{1-x}Sb_x.

Depois em 1971, outro avanço foi dado por Kogelnik e Shank⁽⁹⁾ para estabilizar e purificar o espectro de emissão do laser utilizando

realimentação distribuída ("feedback" distribuído) para restringir o número de modos longitudinais dentro da cavidade do laser semicondutor.

Atualmente tem-se desenvolvido muitos outros tipos de geometria para lasers de diodo de dupla estrutura com a finalidade de uma melhor eficiência da densidade de corrente do laser contra a potência emitida. Dentre estas estão as geometrias de dupla heteroestrutura⁽¹⁰⁾ com: faixa de contato, faixa de junção pn, faixa de "mesa", crescimento por enterramento, estrutura de realimentação distribuída e múltipla faixa acoplada⁽¹¹⁾ (CMS). Mais recentemente, lasers de diodo que possuem um controle exato da frequência com um modo longitudinal simples foram desenvolvidos com uma estrutura chamada DBR^(12,13,14) (distributed Bragg refletor).

Foram também desenvolvidas estabilizações de frequência externas aos lasers utilizando realimentação ótica⁽¹⁵⁾ ("feedback" ótico) e realimentação elétrica⁽¹⁶⁾ ("feedback" elétrico) que resulta numa redução da largura de linha para até 20 KHz. Nesta outra técnica de estabilização da frequência dos lasers temos a utilização das linhas do espectro de vapor de átomos alcalinos como o Cs⁽¹⁷⁾, isto é, das linhas de absorção saturada destes átomos.

O principal objetivo do desenvolvimento dos lasers de diodo foram para utilização em comunicações por fibra ótica, já que neste caso o volume de transmissão seria muito maior do que nos sistemas convencionais existentes com uma qualidade do sinal melhor. Assim seria necessário uma fonte de luz laser que possuísse certas características como baixo consumo de energia, de fácil manipulação, de pequenas dimensões e custo operacional e de manutenção baratos. No caso os lasers de diodo possuem exatamente estas características.

Algumas das utilizações⁽¹⁸⁾ para estes dispositivos são em : impressoras a laser, discos de memória ótica (video disc e audio disc), equipamento de inspeção de superfície, interferômetros, espectrômetros, medidas de distância, medida de velocidade da luz e mais recentemente espectroscopia atômica de alta resolução.

Na área científica temos a utilização destes lasers em substituição aos lasers convencionais cujos meios ativos são gases, sólidos e corantes.

Algumas das vantagens na substituição destes lasers são: a fácil manipulação operacional do sistema, baixo custo tanto do laser quanto do sistema de operação, tamanho reduzido que possibilita fácil transporte, sintonização da frequência muito simples e atualmente uma estabilização da frequência e largura de linha muito estreita que pode ser comparado aos lasers de corante comerciais.

A baixa potência emitida por estes lasers seria uma barreira, mas já existem estudos sobre sistemas de lasers de diodo que emitem até 5W continuamente⁽¹⁹⁾ e num outro arranjo que é de faixa acoplada temos até 2W⁽²⁰⁾. Assim teremos a substituição gradual do sistema de lasers atuais que são os de corante por sistemas de lasers de diodo, em alguns casos.

Estes lasers também são utilizados para o bombeamento de lasers de estado sólido⁽²²⁾ como o Nd:Yag, substituindo assim as lâmpadas ("flash").

Em física atômica e molecular houve um grande avanço principalmente com a utilização destes lasers de diodo operando em modo contínuo na espectroscopia^(23,24) e na desaceleração⁽²⁵⁾ de feixes de Rb e Cs, cujas transições são padrões de frequência muito precisas e sua utilização são muito

importantes em relógios atômicos.

Temos também a utilização destes lasers em outras áreas, como na medicina onde temos a aplicação em cirurgias de tumores, retinas e aplicações terapêuticas⁽²¹⁾.

Assim dada a esta grande potencialidade dos lasers de diodo, iniciamos um trabalho para estabilização destes dispositivos afim de usá-los em espectroscopia atômica. Este trabalho que aqui apresentamos é a primeira etapa nesta direção, onde concluimos a estabilização primária e demonstramos que mesmo neste estágio é possível utilizá-los com sucesso em espectroscopia.

O LASER DE DIODO

2.1. Junções p - n em lasers semicondutores^(26,27).

Este tipo de laser são um refinamento dos diodos emissores de luz (leds). Deste modo temos a transição induzida ocorrendo na junção p - n entre os estados ocupados de elétrons na banda de condução para os estados vazios na banda de valência.

As junções p - n são formadas a partir de semicondutores intrínsecos (sem dopagem), onde para uma temperatura baixa próxima de 0 K temos todos os estados da banda de valência preenchidos com elétrons e os estados da banda de condução vazios (ou preenchidos com buracos). Uma representação da energia dos estados como função do vetor de onda K está representada na Figura 2.1(a).

FIGURA 2.1: Posição dos níveis de energia próximos a energia de gap E_g num semicondutor direto em função do vetor de onda k .

O nível de Fermi está localizado entre a banda de condução e a banda de valência.

Na figura 2.1(b) temos um semiconductor dopado com uma impureza doadora (substituição de alguns átomos da rede cristalina por átomos com mais elétrons na última camada). Observamos que todos os estados da banda de valência e os estados abaixo do nível de Fermi estão agora preenchidos com elétrons.

O nível de Fermi agora está acima do nível de Fermi do semiconductor intrínstico devido a dopagem com doadores. Este material é então chamado de semiconductor degenerado tipo n .

Quando substituímos por impurezas aceitadoras (substituição de átomos da rede por átomos que possuam um número menor de elétrons na última camada), o nível de Fermi diminuiu e então todos os estados da banda de valência ficam vazios.

Nestes três casos temos o nível de Fermi como um divisor para estados preenchidos e vazios. Mas quando juntamos um material tipo p e um tipo n formando uma junção p - n , temos uma nova situação que pode ser comparada a figura 2.2

FIGURA 2.2: Diagrama de energia em função do vetor de onda k para um semiconductor duplamente degenerado.

Neste tipo de semicondutor observamos que a ocupação da banda de valência é semelhante ao semicondutor degenerado tipo-*p* e a ocupação da banda de condução semelhante ao semicondutor tipo-*n*, então temos um semicondutor duplamente degenerado que é caracterizado por duas energias de Fermi: E_{Fv} e E_{Fc} .

Se considerarmos uma onda de frequência ν propagando-se através do semicondutor, este pode induzir os elétrons a fazerem transições para os estados vazios. Nos casos da figura 2.1(a), (b) e (c) os estados vazios estão sempre acima dos estados preenchidos, portanto os elétrons somente absorverão energia para fazer a transição. No caso da figura 2.2 do semicondutor duplamente degenerado podemos ter uma absorção ou emissão dependendo da energia e portanto da frequência da onda incidente. Na figura 2.2 observamos que frequências do tipo ν_1 provocam emissão, pois os elétrons estão preenchendo estados acima dos estados vazios. Isto ocorre num intervalo de frequência dado por:

$$E_g < h\nu < E_{Fc} - E_{Fv} \quad (2.1.1)$$

Para o caso de frequência tipo ν_2 (figura 2.2) temos a absorção, que são frequências no intervalo:

$$h\nu > E_{Fc} - E_{Fv} \quad (2.1.2)$$

Portanto a condição para amplificação da luz é dada pela equação (2.1.1).

2.2 Inversão de população

Para ocorrer a ação laser é necessário que exista um método de inversão de população e uma estrutura resonante. Para a inversão de população existem os métodos de:

(a) Bombeamento Ótico, que consiste na excitação do semicondutor através de uma radiação cuja energia do fóton é maior do que E_g . Este método é limitado pela potência emitida já que a luz é absorvida somente perto da superfície.

(b) Bombeamento por feixe eletrônico, cuja excitação é feita por um feixe eletrônico de alta energia, que são acelerados por um potencial maior do que 20 KV, direcionados para a face do semicondutor. Estes elétrons penetram no material e criam pares elétron-buraco. Este método torna-se também ineficiente pois é necessário uma grande quantidade de energia para produção do feixe eletrônico.

Este terceiro método, injeção de corrente no laser será estudado mais detalhadamente, pois se tornou o esquema mais utilizado e simples para alcançar a inversão de população.

(c) Injeção de corrente, que consiste na aplicação de voltagem para reduzir a barreira criada pela junção e assim permitir que os elétrons atravessem para o lado p e se recombinarem com os buracos emitindo fótons de energia aproximadamente E_g .

Na figura 2.3 (a) e (b) abaixo temos o diagrama de bandas da junção $p-n$ em equilíbrio, sem voltagem e com voltagem aplicada. Quando não há voltagem aplicada (figura 2.3(a)), a energia de Fermi E_F para os dois lados da junção se torna o mesmo através do equilíbrio térmico. O gap possui um valor E_g e vemos que não pode ocorrer recombinação sem a aplicação de voltagem.

FIGURA 2.3: Diagrama de energia de bandas da junção p-n: (a) sem voltagem aplicada; (b) com voltagem aplicada.

A figura 2.3(b) mostra o que ocorre com a junção quando é aplicada uma voltagem próxima a energia de gap (E_g/e). O nível de Fermi da região n aumenta de eV_{apl} do nível de Fermi da região p. E assim forma-se uma pequena região t, chamada de região ativa, que contém agora elétrons e buracos. Se a radiação emitida obedecer a equação (2.1.1) obteremos uma amplificação desta radiação.

Esta região de recombinação t possui uma largura que é aproximadamente a distância média atravessada pelos elétrons para que ocorra a recombinação ou seja a distância de difusão dos elétrons. Esta distância é dada por $\sqrt{D\tau}$, onde D é coeficiente de difusão e τ é o tempo de recombinação, para o GaAs, por exemplo, $D = 10 \text{ cm}^2/\text{s}$ e $\tau \cong 10^{-9} \text{ s}$, então $t \cong 10^{-4} \text{ cm} = 1 \text{ }\mu\text{m}$.

2.3 Oscilação, amplificação e limiar ("threshold") em lasers semicondutores.

A população que está invertida localiza-se na pequena região ativa, cuja distância $t \approx 1\mu\text{m}$, mas o modo eletromagnético é confinado numa distância d maior que t como podemos ver na figura 2.4.

FIGURA 2.4: Figura mostrando a camada ativa, a distribuição da intensidade transversal.

Para que ocorra ação laser é necessário que ocorra a emissão estimulada que é garantida pela equação (2.1.1) e também que exista um ganho γ suficiente sobre as perdas. E isto é garantido com a oscilação dentro da cavidade de Fabry-Perot construída pela clivagem dos finais da junção que servirão como espelhos.

O ganho nestes lasers é idêntico ao ganho de um meio que possua dois níveis discretos e pode ser dado por⁽²⁶⁾:

$$\gamma(\nu) = \frac{C^2 (n_2 - n_1) d l \omega}{8\pi n_i^2 \nu^2 \tau_r} g(\nu) \quad (2.3.1)$$

onde $g(\nu)$ é o perfil de linha natural normalizado $\int g(\nu) d\nu = 1$; n_1 e n_2 são o número de elétrons por unidade de volume e o número de buracos por unidade de volume; n_i o índice de refração; τ_r é o tempo de vida radiativo. O valor $(d l \omega)$ é o volume da região onde está distribuído

a inversão de população: l é o comprimento, w a largura e d é a espessura do confinamento do modo eletromagnético que é maior do que a espessura da região ativa t . Mas neste caso fazemos uma aproximação para quando $d=t$, ou seja considerando que a inversão de população está distribuída uniformemente sobre este volume V .

Observamos que $\gamma(\nu)$ é inversamente proporcional a d , portanto com o aumento de d temos uma diminuição da potência total emitida.

A partir desta expressão podemos calcular como o ganho varia com a corrente que atravessa a junção. Considerando que a junção esteja a uma temperatura muito baixa de modo que o número de elétrons na condução seja nulo ($n_1 = 0$).

No equilíbrio, num dado intervalo de tempo precisamos ter o número de elétrons injetados igual ao número de recombinações espontâneas, então⁽²⁶⁾:

$$\frac{n_2}{\tau_r} = \frac{I \eta_i}{e} \quad (2.3.2)$$

onde η_i é a eficiência quântica interna, e indica a fração de portadores injetados que recombina radiativamente, I é a corrente e e é a carga eletrônica.

Substituindo (2.3.2) em (2.3.1) e colocando $n_1 = 0$, obtemos a dependência do ganho com a corrente⁽²⁶⁾:

$$\gamma(\nu) = \frac{C^2 g(\nu) \eta_i}{8\pi n_i^2 \nu^2 e d} \left[\frac{I}{A} \right] \quad (2.3.3)$$

onde $A = lw$ é a área da junção e I/A é a densidade de corrente que

atravessa a junção.

Dentro da cavidade de Fabry-Perot a energia que está se propagando é amplificada na região ativa, mas grande parte da energia que se propaga para a região p e n são atenuadas. Estas perdas chamamos de α e existem também outras perdas que ocorrem nos espelhos finais da cavidade.

Portanto uma condição para iniciar a oscilação dentro da cavidade é dada por⁽²⁶⁾:

$$e^{(\gamma_l - \alpha)l} R = 1 \quad (2.2.4)$$

Esta condição indica que a onda faz uma volta completa na cavidade retornando ao mesmo ponto com mesma amplitude e mesma fase sem atenuação. Onde γ_l é o ganho de limiar; R é a refletividade dos espelhos.

Substituindo (2.3.3) em (2.3.4), obtemos a densidade de corrente para iniciar a ação laser, chamada de corrente de limiar:

$$\frac{I_l}{A} = \frac{8\pi n_l^2 \nu^2 e d \Delta\nu}{c^2 \eta_i} \left[\alpha - \frac{1}{l} \ln R \right] \quad (2.3.5)$$

onde $\Delta\nu$ é a largura de linha natural da transição. E podemos observar que a corrente de limiar depende da distância de confinamento d, portanto quanto maior for a região onde está distribuído a inversão de população maior será a corrente inicial para ocorrer a ação laser.

Para diminuir esta região de confinamento, foram desenvolvidos lasers cuja estrutura é chamada de heterojunção.

2.4. Heterojunção.

Para diminuir a corrente de limiar precisamos diminuir esta distância de confinamento d e consequentemente a região ativa t .

A solução encontrada foi utilizar junções de dupla heterojunção, que consistem em colocar a região ativa do laser de GaAs que é de aproximadamente $0.5 \mu\text{m}$ entre uma camada de semiconductor tipo-p de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ e uma camada de semiconductor tipo-n de $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$, estes são cristais de GaAs na qual foram substituídos uma fração x ou y de átomos de Ga por Al.

Esta situação provoca duas importantes propriedades que levam a redução de d e t : primeiro, como a energia de gap depende da concentração de portadores, quando é aplicado o potencial é criado uma barreira de potencial para elétrons na interface $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ e GaAs-p e outra para buracos na interface GaAs-n e $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$, isto não permite que os elétrons se difundam para a região p e os buracos para a região n. E assim a região de confinamento torna-se muito mais estreita como podemos observar na figura 2.5.

A outra vantagem na utilização das heterojunções é a dependencia do índice de refração do $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ com a quantidade de dopagem x de alumínio.

Foi observado que quanto maior a substituição dos átomos de Gálio, menor é o índice de refração, portanto o índice de refração da região ativa fica maior do que a região vizinha. Isto provoca uma grande descontinuidade do índice de refração e portanto forma-se um forte guia de onda onde um modo será bem localizado neste pequeno valor da região ativa.

Com esta diminuição da região ativa e a grande localização do modo de intensidade temos uma redução da corrente de limiar para um funcionamento do laser a temperatura ambiente em modo contínuo.

FIGURA 2.5: Representação esquemática de bandas de energias com voltagem aplicada, variação do índice de refração e perfil de distribuição ótica num laser de diodo de dupla-heteroestrutura (a) e homoeestrutura (b).

2.5. Modos da cavidade laser⁽¹⁸⁾.

No interior da cavidade existe a oscilação de uma onda estacionária devido aos espelhos finais, que são obtidos pela clivagem das faces do cristal transversalmente à região ativa.

Esta onda estacionária consiste de um modo longitudinal e o modo transversal que é subdividido em modo transversal perpendicular e paralelo à região ativa.

No modo longitudinal temos que no interior da cavidade de comprimento L devemos ter um número inteiro de meio comprimento de onda (figura 2.6):

$$\frac{\lambda'}{2} q = L \quad (2.5.1)$$

onde λ' é o comprimento de onda do laser, L o comprimento da cavidade e q é o número de modos (inteiro).

Mas temos que o comprimento de onda varia com o índice de refração do meio então:

$$\lambda' = \frac{\lambda}{n} \quad (2.5.2)$$

Reescrevendo (2.5.1):

$$\frac{\lambda}{2n} q = L \quad (2.5.3)$$

Então para uma variação do modo temos:

$$|\Delta q| = \left| L \, 2n \, \frac{\Delta \lambda}{\lambda^2} \right| \quad (2.5.4)$$

Para variação do modo de uma unidade ($\Delta q = 1$), $L = 300 \, \mu\text{m}$, $n=3.5$ e $\lambda = 850 \, \text{nm}$ obtemos uma variação do comprimento de onda de $\Delta \lambda \simeq 0.34 \, \text{nm}$.

Mas como o comprimento de onda é muito menor que o comprimento da cavidade, observamos que existe vários comprimentos de onda possíveis dentro da cavidade. O comprimento de onda escolhido será aquele em que o ganho na cavidade será máximo e a onda estacionária será estável.

FIGURA 2.6: Modos longitudinais na cavidade.

A variação do comprimento de onda do laser também pode ser feito através da variação da temperatura e corrente de injeção do laser de diodo. Em ambos os casos temos a alteração da curva de ganho do laser⁽³¹⁾.

Esta variação do comprimento de onda precisa obedecer a equação (2.5.3) que indica a condição de ressonância da cavidade laser. Portanto a variação do comprimento de onda com a temperatura ou corrente acompanhará a condição de ressonância até o momento em que

esta condição não possa ser mais satisfeita e assim ocorrendo um pulo de modo, para o próximo comprimento de onda permitido na cavidade laser.

A ocorrência do modo transverso paralelo pode ser justificado pela pequena região onde fica limitada a corrente já que não existe um guia de onda paralelo a região ativa. Portanto ocorrerá oscilação laser em toda a região onde a corrente estiver fluindo (figura 2.7).

FIGURA 2.7: Modo transverso paralelo do laser de diodo.

Para controlar este modo transverso paralelo algumas estruturas de crescimento de camadas foram desenvolvidas, principalmente no Japão⁽¹⁸⁾, que limitam a região onde ocorre a injeção de corrente (figura 2.8).

FIGURA 2.8: Estruturas de crescimentos de lasers de diodo.

Na figura 2.8(a) temos um laser de CSP (canal de substrato planar), onde toda luz que penetrar na região ativa fora da faixa que foi difundida na base será absorvida e assim as perdas serão maiores suprimindo a ação laser nesta região, limitando a luz nesta pequena faixa.

A figura 2.8(b) mostra um laser de heteroestrutura enterrada, onde o crescimento das camadas é feita de maneira que exista dupla heteroestrutura nas direções paralela e perpendicular.

Deste modo temos uma região ativa estreita nas duas direções onde a oscilação ficará confinada.

O modo transverso perpendicular em lasers de diodo ocorrem por causa da espessura da região ativa (figura 2.9). Para um bom confinamento de luz é necessário uma espessura de aproximadamente 0.3 a 0.4 μm , por outro lado esta largura implica na emissão do feixe laser num ângulo de radiação grande.

FIGURA 2.9: Modo transverso perpendicular.

2.6. Polarização da luz.

Uma característica importante que devemos observar em lasers de diodo é a polarização da luz emergente. Devido a geometria da região ativa do laser, surge uma grande diferença entre a refletividade dos modos TE e TM, sendo o modo TE predominante, de modo que a polarização da radiação emergente é paralela ao plano da junção⁽³⁴⁾. Assim temos para correntes acima do limiar alto grau de polarização resultado da competição dos dois modos TE e TM.

Além da polarização linear, que é predominante, existem outros estados de polarização mais complexos que são devidos a anisotropias presentes no cristal.

ESTABILIZAÇÃO PRIMÁRIA DO LASER.

Para utilização dos lasers de diodo em experimentos de espectroscopia é necessário uma boa estabilização do comprimento de onda. Esta estabilização primária é obtida através do controle da temperatura e corrente de injeção do laser de diodo. É chamada primária porque se trata da primeira etapa para estabilização mais efetiva onde pode-se conseguir estabilizações próximas a 1 KHz.

3.1. Sistema mecânico.

As partes mecânicas do suporte do laser de diodo estão esquematizadas na figura 3.1.

As peças externas da caixa cujas dimensões são 10cm×10cm×12.5cm foram feitas de alumínio. Internamente temos o suporte de cobre do laser (2) de dimensões:10×20×20mm onde está colocado o termistor (9), logo abaixo temos o peltier (8) e um reservatório (3) de cobre cujo objetivo é dissipar o calor do laser transferido pelo peltier. Neste reservatório que possui uma altura de 15mm e ocupa todo espaço interno da caixa, temos três parafusos que possibilitam o ajuste de altura do laser.

Como o feixe laser apresenta grande divergência, aproximadamente 10° de divergência paralela à junção e 20° de divergência perpendicular, foi colocado uma objetiva de microscópio (4) cujo ajuste de foco é obtido do sistema de translação (5). Nesta montagem

não corrigimos o formato do laser (normalmente elíptico) que pode ser feito com utilização de prismas.

FIGURA 3.1: Esquema do suporte do laser de diodo.

3.2. Sistema eletrônico⁽³³⁾.

3.2.1. Alimentação do laser de diodo.

O esquema do circuito está descrito na figura 3.2, a alimentação é feita através de uma bateria de moto de 6V. A razão desta escolha é: fonte de corrente estável sem variações bruscas que podem danificar os lasers de diodo.

Quando a chave I1 é ligada os capacitores começam a carregar lentamente evitando a variação brusca de voltagem no laser.

Os potenciômetros P1, P2 e P3 fazem o ajuste grosso e fino da corrente de 0 até 150 mA. Para a leitura da corrente foi utilizado um VU- digital (multímetro) com precisão de 0.1 mA alimentado por uma bateria de 9V e um regulador de tensão 78L05. A medida da corrente que atravessa o laser é obtida sobre um resistor de 10 Ω que possui alta precisão com tolerancia de 1%.

Temos também uma entrada para variação da corrente através de uma voltagem produzida externamente.

Junto com o laser temos um circuito de proteção cuja resistencia de 10 Ω limita a tensão no laser e de 1 K limita a corrente.

FIGURA 3.2: Esquema do circuito de alimentação do laser.

3.2.2. Controle de temperatura⁽³³⁾.

O controle da temperatura num laser de diodo é muito importante para uma boa estabilidade no comprimento de onda. Para isto foi montado um controlador de temperatura que utiliza um circuito PID (proporcional, integral e derivativo) para o controle, um termistor como elemento sensor e um peltier como elemento atuador que irá transferir calor do laser para o reservatório. O esquema do circuito está colocado na figura 3.3. Podemos dividir o controlador em quatro partes principais (figura 3.4):

FIGURA 3.4: Diagrama do controlador de temperatura.

No circuito sensor utilizamos um termistor (NTC) num dos ramos de uma ponte de Wheatstone (figura 3.5)

FIGURA 3.5: Ponte de Wheatstone.

FIGURA 3.3: Esquema do circuito de controle de temperatura.

Em dois ramos da ponte temos dois resistores de precisão de mesmo valor (R) e no outro lado temos um resistor variável (R_F) que consiste de um conjunto de resistores colocados em série numa chave rotativa.

Esta chave torna possível a escolha da resistencia de referência e portanto a temperatura desejada. No outro ramo temos o NTC que é um resistor que possui sua resistencia em função da temperatura.

A ponte é alimentada com tensão DC $+V$ entre os pontos 1 e 2, se a ponte não estiver em equilíbrio, ou seja $R_F \neq R_T$ será produzido uma tensão erro V_E entre os pontos 3 e 4. Esta tensão erro V_E será nula para uma dada tensão aplicada $+V$ e resistencia de referência R_F fixas quando $R_F = R_T$, ou seja quando a temperatura da base não variar.

Portanto as variações de temperatura do laser são convertidas numa variação de tensão (V_E) através da ponte.

No circuito amplificador⁽²⁸⁾ a tensão V_E será amplificada e utilizada para ceder ou retirar calor da base de modo que a temperatura se estabilize.

Este sinal erro será de alguns milivolts já que a variação da resistencia será pequena, para utilização deste sinal será necessário uma amplificação da ordem de volts com precisão muito boa. Com este objetivo foi utilizado um circuito integrado 2B30J da "Analog Devices" que é projetado especificamente para utilização em circuitos de alta precisão com transdutores que utilizam um resistor que varia com a pressão (transdutores "strain-gage") e RTD (resistores detetores de temperatura) que utiliza a variação da resistencia com a temperatura.

Algumas das características para esta alta precisão são: baixa variação de "offset", apresenta uma variação da tensão de saída quando não existe sinal erro de $0.5 \mu V/^{\circ}C$, linearidade na amplificação, baixo ruído ($1 \mu V_{p_{max}}$), alta estabilidade térmica e grande rejeição

de modo comum (CMRR) que indica a propriedade de um amplificador operacional atenuar qualquer sinal indesejável de mesma amplitude e fase que iriam se sobrepor aos sinais de entrada e seriam amplificados. Para um amplificador operacional de alta qualidade o valor mínimo de CMRR é 100 dB. O 2B30J apresenta um CMRR de 140 dB.

O 2B30J é dividido em três estágios (figura 3.6)

FIGURA 3.6: Diagrama do circuito integrado 2B30J (Analog Devices).

O primeiro estágio consiste do amplificador de instrumentação diferencial que é um circuito formado por vários amplificadores operacionais cuja características obtidas no conjunto são: impedância de entrada alta ($10^8 \Omega$), impedância de saída menor que a dos amplificadores operacionais comuns, CMRR de 140 dB, baixa tensão de "offset", baixa variação ("drift") e uma amplificação dos sinais num grande intervalo de ganho (de 1 até 2000 vezes) ajustáveis através de

um resistor R_0 para valores de saída entre $\pm 10V$.

O último estágio consiste de um filtro ativo passa baixo do tipo Bessel, cuja frequência de corte está ajustado para 2 Hz, mas este valor pode ser modificado até 5 KHz através da colocação de resistores adequados.

Depois de amplificado este sinal erro, que indica a diferença de temperatura entre a referência e o termistor, passa através de um sistema de controle analógico tipo PID⁽²⁹⁾ (ação proporcional, integral e derivativa) que vai atuar como o "cerebro" do controlador.

Ele vai analisar o sinal erro e determinar o sinal de saída necessário para corrigir a instabilidade do sistema, no caso a ação de controle é do tipo PID. (figura 3.7)

FIGURA 3.7: Diagrama do sistema de controle tipo PID.

No circuito integrador temos o sinal de saída sendo a integral do sinal erro ao longo do tempo, multiplicada pela constante de proporcionalidade que é o ganho de integração.

$$V_s(t) = K_I \int_0^t V_E(t) dt + V_1(0)$$

Este tipo de ação detecta continuamente os erros e gera rampas de maneira a manter a temperatura no valor determinado (set-point).

No circuito diferenciador temos o sinal de saída proporcional a taxa de variação do sinal erro pela variação do tempo.

$$V_s(t) = K_D \frac{dV_E(t)}{dt}$$

onde K_D é a constante de proporcionalidade denominada ganho derivativo.

O circuito proporcional apresenta uma relação linear entre sinal de entrada e a saída.

$$V_s = K_P V_E + V_1$$

e K_P é a constante de proporcionalidade.

As três constantes K_I , K_D e K_P podem ser ajustadas através dos potenciômetros, resistores e capacitores existentes no circuito para que a temperatura do sistema entre em equilíbrio rapidamente e mantenha esta sem grandes oscilações.

Estes três sinais são somados no circuito somador que gera um sinal para o circuito atuador. Depois o sinal tem a possibilidade de passar por um inversor ou não, esta escolha depende da posição em que está colocado o peltier.

A quarta parte do controlador é o circuito de potência que vai fornecer a corrente necessária para ativar o peltier a resfriar ou aquecer o suporte do laser (figura 3.8).

FIGURA 3.8: Diagrama do circuito de potência.

O peltier ou par termoelétrico resfriador é constituído de dois elementos semicondutores, um dopado pesadamente para criar excesso de elétrons (tipo-n) e outro dopado para criar deficiência de elétrons (tipo-p).

Quando uma corrente atravessa a junção temos a variação de temperatura. Onde a direção do fluxo de calor é determinado pela direção da corrente e a quantidade de calor bombeado é proporcional a corrente que atravessa o circuito e ao número de pares colocados em série. O peltier⁽³⁵⁾ utilizado no circuito é o modelo CP1.4-71-06L da Melcor cujas dimensões são 1.17*1.17*0.15" e permite uma variação de temperatura de até 67°C quando a temperatura da face quente é de 25°C.

O sinal erro que vai controlar a corrente no peltier é aplicada na entrada não inversora do amplificador operacional 741 e a entrada

inversora é ligada à saída dos transistores de potência de maneira que a saída do amplificador é controlada pela diferença do sinal erro com o sinal que irá ativar o peltier. Se a diferença não for nula o amplificador irá ativar os transistores de potência para fornecer corrente ao peltier e ele retirar ou ceder calor. Dois diodos zener são colocados na entrada a fim de limitar a tensão no peltier para $\pm 3V$.

Além destes módulos, temos as fontes de alimentação que foram desenvolvidas utilizando o regulador LM723C que possui baixo ruído e alta estabilidade térmica (figura 3.9).

FIGURA 3.9: Esquema da fonte de alimentação dos módulos.

O circuito PID é alimentado com $\pm 15V$ DC e a ponte recebe $+10V$.

O controle da temperatura na base do laser é monitorado por um outro termistor colocado perto do laser. A leitura da resistencia foi feita diretamente através do multímetro digital com precisão de $1\ \Omega$ no intervalo de $K\Omega$.

O resultado conseguido com esta estabilização foi no máximo uma variação na resistencia do termistor de prova de 1Ω , o que significa um controle da temperatura melhor doque $0.01\ ^\circ C$.

A variação da resistencia do termistor (GB322 da FENWALL que possui um diametro de $0.06''$) contra a temperatura foi conseguida experimentalmente e está colocada na curva de calibração abaixo (figura 3.10) onde observamos a característica logarítmica da resistencia contra a temperatura.

FIGURA 3.10: Gráfico de calibração do termistor (FENWALL): resistencia em ($k\Omega$) por temperatura em ($^\circ C$).

E na figura 3.11 aproximamos os pontos pela melhor reta e escrevemos a expressão da variação da resistencia em (KΩ) e a temperatura em (°C)

$$\ln R = 1.76 - 0.04T$$

FIGURA 3.11: Gráfico em escala logarítmica da resistencia (kΩ) contra temperatura (°C) com aproximação da melhor reta que une os pontos.

3.3. Caracterização do laser.

Utilizando dois lasers da Hitachi, o primeiro modelo é o HLP 1400 e depois o HL 780 realizamos várias medidas de caracterização.

3.3.1 Espectros dos lasers.

O comprimento de onda foi medido com um monocromador modelo Minimate 1681A da Spex, utilizando o esquema experimental abaixo (figura 3.12).

FIGURA 3.12:Esquema da aquisição do espectro de emissão do laser semi-condutor.

Utilizamos um micro PC para aquisicionar os dados e controlar o motor de passo acoplado ao monocromador através de uma interface de aquisição. A intensidade de saída do monocromador foi coletado por uma fotomultiplicadora modelo R758 da Hamamatsu cuja sensibilidade está no intervalo de 160 a 930 nm. O sinal foi amplificado e armazenado pelo micro.

A corrente de limiar para o laser modelo HLP 1400 é de 85 mA e para o laser modelo HL 780 é de 45 mA, para uma temperatura do laser de 15 °C.

Na primeira aquisição para a obtenção do espectro do laser, mantivemos a temperatura do laser fixa e varremos o monocromador para várias correntes do laser e depois mantivemos a corrente fixa para algumas temperaturas.

Os espectros estão colocados nas figuras 3.13 e 3.14 para o laser HLP 1400 e nas figuras 3.15 e 3.16 para o HL 780.

FIGURA 3.13: Gráfico da intensidade vs. comprimento de onda, mantendo a temperatura em 16°C para três correntes diferentes (HLP 1400).

FIGURA 3.14: Gráfico da intensidade vs. comprimento de onda, mantendo a corrente fixa em 100 mA para três temperaturas diferentes (HLP 1400).

Obsevamos no espectro de emissão dos lasers que existe um aumento do comprimento de onda com o aumento da corrente e com o aumento da temperatura, isto ocorre porque modificamos a energia de gap do semicondutor e portanto modificamos o comprimento de onda onde o ganho do laser é máximo. Juntamente com isto temos o aumento da cavidade devido a dilatação do material que também provoca do mesmo modo uma variação no comprimento de onda.

Os vários picos existentes em cada espectro de emissão do laser HLP 1400 é devido ao fato do laser não ser monomodo longitudinal. A separação aproximada entre os picos é de 0.3 nm, este resultado

confere com o calculo feito através da equação (2.5.4) no capítulo anterior onde encontramos uma separação entre os dois modos longitudinais vizinhos de 0.34 nm. O aparecimentos destes modos é devido a baixa corrente aplicada ou seja uma baixa potência emitida.

O outro modelo HL 780 é monomodo como podemos observar no gráfico 3.15.

A largura de linha, no gráfico, se apresenta maior do que a realidade devido a baixa resolução conseguida no monocromador, pois quando fechavamos a fenda de modo a aumentar a resolução, perdíamos consideravelmente o sinal.

FIGURA 3.15: Gráfico da intensidade vs. comprimento de onda, mantendo a temperatura fixa em 16°C e variando a corrente para o laser HL 780.

FIGURA 3.16: Gráfico da intensidade vs. comprimento de onda, mantendo a corrente fixa em 55 mA e variando a temperatura para o laser Hl 780.

3.3.2. Dependência do comprimento de onda com a temperatura e corrente.

Para obtenção de uma medida mais precisa da variação do comprimento de onda do laser com a variação da temperatura e corrente utilizamos um medidor de onda dinâmico⁽³⁰⁾ construído no laboratório (figura 3.17). Este medidor determina o comprimento de onda através da comparação entre os batimentos de franjas (interferências) sofridos pelo laser de referência (He-Ne) e o outro laser, devido a variação dos caminhos percorridos pelos dois feixes quando os espelhos 15 e 16 se movimentam.

FIGURA 3.17: Esquema do medidor de onda dinâmico.

O laser que queremos determinar o comprimento de onda incide do lado esquerdo, passa pelo espelho (1) e se dirige para um divisor de

feixes (6), onde parte do feixe vai para o espelho (14) que reflete para um canto de cubo (15) e retorna fazendo o mesmo caminho.

Quando os feixes retornam sofrem interferência formando um padrão, que corre quando o carrinho (17) se movimenta.

Este movimento das franjas é contado pelo detetor (4). O mesmo acontecendo com o laser de He-Ne (2) que incide pela direita e cujo comprimento de onda serve como referência, suas franjas são contadas pelo detetor (5).

Como os caminhos percorridos pelo feixe de He-Ne e pelo laser de diodo são os mesmos a relação comprimento de onda multiplicado pelo número de franjas contadas serão iguais para os dois.

A precisão⁽³⁰⁾ deste medidor depende da estabilização da frequência do laser de referência, ou seja do seu comprimento de onda, também depende do número de franjas contadas dos dois lasers e assim este medidor possui um erro de aproximadamente ± 0.001 nm.

Utilizando o medidor de onda obtivemos as curvas de comprimento de onda contra a corrente e temperatura do laser. Alguns destes gráficos estão colocados nas figuras 3.18, 3.19 e 3.20. Os dois primeiros gráficos são referentes ao modelo HLP 1400 e o outro ao modelo HL 780.

Observamos nos dois casos, pulos no comprimento de onda quando variamos os parâmetros. Estes pulos não ocorrem em intervalos espaçados igualmente em comprimento de onda. Quando variamos a corrente no laser ou a sua temperatura existe uma variação contínua do comprimento de onda ao mesmo tempo que temos uma variação do tamanho da cavidade devido a dilatação do material, mas existe uma relação entre o comprimento de onda e o tamanho da cavidade (eq. 2.5.3) que precisa ser satisfeita, portanto um intervalo onde a variação da

FIGURA 3.18: Gráfico do comprimento de onda do laser HLP 1400 vs. a corrente.

FIGURA 3.19: Gráfico do comprimento de onda do laser HLP 1400 vs. a temperatura.

FIGURA 3.20: Gráfico do comprimento de onda do laser HL 780 vs. a corrente.

cavidade consegue acompanhar a variação do comprimento de onda de modo que a relação fique satisfeita, até o momento em que isto não ocorra mais, a partir deste instante temos uma variação brusca do comprimento de onda para um valor em que novamente a relação comprimento de onda e tamanho da cavidade esteja satisfeita.

Com uma aproximação destes intervalos de pontos por retas obtemos uma variação do comprimento de onda com a corrente de 0.008 nm/mA o que equivale a uma variação de 3.3 GHz/mA para o modelo HLP 1400 e 3.9 GHz/mA para o modelo HL 780 e uma variação com relação a temperatura de $0.06 \text{ nm/}^{\circ}\text{C}$ ($25 \text{ GHz/}^{\circ}\text{C}$ para o modelo HLP 1400 e $29.6 \text{ GHz/}^{\circ}\text{C}$ para o modelo HL 780).

Então podemos varrer a frequência do laser num ajuste grosso com

a variação da temperatura e um ajuste fino com a variação da corrente do laser.

Para melhor identificar a região onde a variação do comprimento de onda é contínuo colocamos os três parâmetros: comprimento de onda, corrente e temperatura num único gráfico (figura 3.21). Os dados colocados neste gráfico são referentes as várias medidas feitas com o medidor de onda para cada parâmetro separadamente.

As regiões quasi-planas serão as utilizadas em experiencias de espectroscopia, que neste caso está em torno de 852.7 nm com variação de corrente de 80 mA até 120 mA e temperatura de 19°C até 25°C e numa outra região em torno de 850.4 nm, com variação de corrente de 80 mA até 100mA e temperatura de 10°C até 19°C. Estas regiões onde a utilização do laser é viável se modificam de laser para laser de um mesmo modelo, de modo que podemos ter todo intervalo de frequências disponível (infravermelho desde 750 nm até 1300 nm) se tivermos a possibilidade de escolha entre os vários lasers de um mesmo modelo e de outros modelos também.

FIGURA 3.21: Gráfico ilustrativo da corrente, temperatura e comprimento de onda do laser HLP 1400.

REALIZAÇÃO DE ESPECTROSCOPIA EM VAPORES ATÔMICOS.

Neste capítulo apresentamos primeiramente uma introdução histórica sobre as técnicas de espectroscopia, na seção seguinte mostramos o esquema experimental que utilizamos na espectroscopia simples em vapor de Rb e os resultados obtido com laser HL 780 estabilizado pelo sistema descrito no capítulo anterior. A última seção trata da espectroscopia de saturação onde primeiramente abordamos a parte teórica e depois o esquema experimental utilizado e os resultados obtidos com o laser HLP 1400.

4.1. Introdução.

A espectroscopia de gases tem sido utilizada no estudo de átomos desde o século XIX. Os átomos contidos em células eram excitados por uma descarga elétrica e quando decaíam apresentavam um espectro de emissão cujas linhas possuíam frequências bem definidas que eram primeiramente separadas por espectrômetros de prismas e mais tarde utilizando espectrômetros de rede de difração.

A emissão destes átomos em somente algumas frequências determinadas foi o primeiro passo para invalidar o modelo atômico proposto por Rutherford de um núcleo massivo carregado positivamente circundado por elétrons carregados negativamente, cuja emissão destes átomos se daria continuamente. Em 1913, Bohr dá início à Mecânica Quântica propondo os postulados que permitiam calcular de um modo

quantitativo as linhas do átomo de hidrogênio.

Após este trabalho surgiram vários outros trabalhos teóricos até chegar a Mecânica Quântica que conhecemos hoje de De Broglie, Heisenberg e Schrödinger.

Também tivemos o desenvolvimento da física atômica com o entendimento da interação da radiação com sistemas atômicos, estudos sobre a estrutura fina e hiperfina dos átomos. Estes trabalhos teóricos necessitavam de uma confirmação experimental, assim início-se o desenvolvimento das técnicas experimentais de espectroscopia para determinação da estrutura atômica.

Os tipos mais convencionais de espectroscopia são de absorção e de fluorescência ou excitação. Na espectroscopia de absorção incide-se radiação sobre um material e deteta-se a intensidade da radiação espectral transmitida.

Um grande avanço foi dado com o surgimento dos lasers em substituição às lampadas que possuem grandes larguras espectrais. De modo que a resolução obtida na espectroscopia de absorção clássica é limitada pelo poder de resolução do espectrômetro de maneira que o limite Doppler da amostra, normalmente não pode ser alcançado.

A partir do momento em que se utiliza lasers como fonte de radiação temos uma largura de linha extremamente estreita com densidade de potência muito grande, o que permite a eliminação do espectrômetro no experimento e conseqüentemente um aumento na resolução. Também eliminaremos o sinal ruído ocasionado pelo espalhamento na célula, pois o feixe laser pode ser colimado no interior da célula permitindo uma maior sensibilidade. A determinação do perfil de absorção da transição pode ser obtido com os lasers monomodo ("single mode") sintonizáveis e a frequência de transição

pode ser determinada com precisão, quando estabilizamos a frequência do laser no centro da linha de absorção.

Na espectroscopia de fluorescência a radiação incidente excita o átomo para um de seus níveis de energia acima do estado fundamental e depois é detetada a emissão de radiação quando ocorre o decaimento. Este espectro de fluorescência vai refletir diretamente o espectro de absorção com relação à posição das linhas.

Os melhores resultados obtidos com a utilização dos lasers são limitadas pelos efeitos que alargam as linhas espectrais mascarando possíveis linhas de transições e impossibilitando uma distinção entre elas, pois sua separação torna-se menor do que o alargamento de cada linha.

Os principais efeitos que não permitem a obtenção de resultados melhores em espectroscopia são: alargamento Doppler, alargamento por pressão, alargamento por tempo de transito e alargamento por saturação.

A largura de linha natural⁽³¹⁾ de uma transição pode ser determinada pelo princípio da incerteza. Um estado excitado (E_i) com tempo de vida médio τ_i possui uma incerteza na determinação da energia de $\Delta E_i/\hbar \approx 1/\tau_i = \Gamma_i$. Então a frequência de transição deste estado para um estado fundamental (E_k) que também possui uma incerteza que é:

$$\Gamma_{ik} = \delta\omega_{ik} = \frac{1}{\tau_i} + \frac{1}{\tau_k} = \gamma \quad (4.1.1)$$

No caso mais geral onde podemos ter o decaimento não só por emissão espontânea, mas também por relaxação não radiativas, o perfil de linha normalizado dado é determinado como sendo⁽³¹⁾:

$$g(\omega - \omega_{ik}) = \frac{1}{2\pi} \frac{(\gamma_i + \gamma_k)}{(\omega_{ik} - \omega)^2 + [(\gamma_i + \gamma_k)/2]^2} \quad (4.1.2)$$

onde γ_i e γ_k possuem uma contribuição radiativa e não radiativa: $\gamma_i = \gamma_{ir} + \gamma_{inr}$ e $\gamma_k = \gamma_{kr} + \gamma_{knr}$, para a largura de linha natural.

Substituindo $\Gamma = (\gamma_i + \gamma_k)/2$ simplificamos a expressão e obtemos um perfil Lorentziano da transição⁽³¹⁾:

$$g(\omega - \omega_{ik}) = \frac{1}{\pi\Gamma} \frac{\Gamma^2}{(\omega_{ik} - \omega)^2 + \Gamma^2} \quad (4.1.3)$$

O alargamento por pressão⁽³¹⁾ sofrido pela linha espectral tem como causa o fato que uma fonte atômica não é composta por um único átomo, mas sim por muitos que interagem entre si. Esta interação perturba o estado do átomo que está emitindo, provocando um alargamento da linha natural.

Este aumento na largura de linha é função da densidade de átomos que estão perturbando portanto é chamada de alargamento por pressão.

Podemos então, escrever a variação da frequência de transição instantânea de dois níveis como função da distância r do átomo⁽³¹⁾:

$$\Delta\omega_{ik} = \frac{\Delta V_k(r) - \Delta V_i(r)}{h} \quad (4.1.4)$$

onde $\Delta V_k(r)$ e $\Delta V_i(r)$ são as variações das energias dos dois níveis da transição.

E o alargamento do perfil de linha mantém a forma Lorentziana com uma meia largura (FWHM- "full width at half maximum") acrescida do termo colisional⁽³¹⁾:

$$\Delta\omega_{1/2} = \gamma + 2N\phi\bar{V} \quad (4.1.5)$$

onde N é a densidade de átomos que perturbam, $\bar{V}$ é a velocidade relativa média⁽³¹⁾ dado por $\bar{V} = [8KT(M_1+M_2)/\pi M_1 M_2]^{1/2}$ e ϕ é a seção de choque colisional⁽³¹⁾ dado por $\phi = \pi \rho^2$ onde ρ é o parâmetro de impacto do átomo.

O alargamento Doppler⁽³¹⁾ é o principal efeito que limita a espectroscopia de gases onde a contribuição para o alargamento é muito grande devido ao movimento térmico dos átomos que estão absorvendo ou emitindo.

A radiação absorvida ou emitida por um átomo possui a frequência dependente da sua velocidade através do efeito Doppler⁽³¹⁾ (em 1ª ordem):

$$\omega = \omega_0 + k.v \quad (4.1.6)$$

onde ω_0 é a frequência central da linha.

O átomo que se move na mesma direção do vetor de onda k sentirá um acréscimo na frequência da luz e átomos que se movem em direções opostas sentirão uma diminuição na frequência.

Supondo que a luz tenha vetor de onda na direção z , teremos que a variação da frequência é dada em primeira ordem em v/c por:

$$\omega = \omega_0 (1 + V_z/c) \quad (4.1.7)$$

Os átomos num gás possuem uma distribuição de velocidade de Maxwell, quando estão em equilíbrio térmico.

Então o número de átomos $n_i(V_z)dV_z$ que estão no nível E_i por unidade de volume num pequeno intervalo de velocidade dV_z para uma temperatura T é dado por⁽³¹⁾:

$$n_i(V_z)dV_z = \frac{N_i}{V_p\sqrt{\pi}} \exp [-(V_z/V_p)^2] dV_z \quad (4.1.8)$$

onde $N_i = \int n_i(V_z)dV_z$ é a densidade de todos os átomos que estão em E_i e $V_p = (2kT/m)^{1/2}$ é a velocidade mais provável, m é a massa do átomo e k a constante de Boltzmann.

Substituindo a equação (4.1.7) teremos o número de átomos que estarão com frequência de absorção ou emissão deslocados num intervalo de ω até $\omega + d\omega$.

$$n_i(\omega)d\omega = \frac{N_i C/\omega_0}{V_p\pi^{1/2}} \exp \left[- \left[\frac{(C/V_p)(\omega - \omega_0)}{\omega_0} \right]^2 \right] \quad (4.1.9)$$

A intensidade de radiação emitida ou absorvida pelos átomos é proporcional a densidade populacional $n_i(\omega)d\omega$, portanto o perfil de intensidade é dado por⁽³¹⁾:

$$I = I_0 \exp \left[- \left[\frac{C(\omega - \omega_0)}{V_p\omega_0} \right]^2 \right] \quad (4.1.10)$$

Este é um perfil Gaussiano com a meia largura dada por:

$$\delta\omega_D = 2\sqrt{\ln 2} \omega_0 V_p/C$$

como $V_p = (2kT/m)^{1/2}$, temos a largura Doppler dada por:

$$\delta\omega_D = \frac{\omega_0}{C} \left[\frac{8kT \ln 2}{m} \right]^{1/2} \quad (4.1.11)$$

Substituindo a massa por $M = N_A \cdot m$, onde N_A é o número de Avogadro e M o mol, $R = N_A \cdot R$ onde R é a constante dos gases, temos em termos da frequência:

$$\delta\nu_D = 7.16 \times 10^{-7} \nu_0 \sqrt{\frac{T}{M}} \quad (\text{s}^{-1}) \quad (4.1.12)$$

Observamos então, que o alargamento é menor para temperaturas mais baixas e átomos mais "pesados".

Como exemplo podemos comparar o valor de alargamento por efeito Doppler com a largura de linha natural do sódio para a transição $3P_{3/2} \rightarrow 3S_{1/2}$ (D_1): a largura de linha natural da transição é 10 MHz e a largura com o alargamento Doppler é de 1.3 GHz para a temperatura ambiente. Assim podemos observar que a estrutura da linha natural de absorção é completamente mascarada pelo alargamento Doppler.

Um modo simples de se eliminar este efeito, em primeira ordem, seria utilizando o feixe atômico cruzando o feixe de luz ($k \cdot v = 0$), mas isto provocaria um outro limitante que é o alargamento por tempo de transito⁽³¹⁾.

Este alargamento surge porque o tempo de interação dos átomos num campo de radiação precisa ser menor do que o tempo de vida dos níveis excitados. O tempo de transito é dado por: $T = d/\bar{V}$, onde d é o diâmetro do feixe e $\bar{V}$ é a velocidade térmica média dos átomos. Para alguns, cuja velocidade é alta $\bar{V} = 3 \times 10^8$ cm/s e o diâmetro do feixe $d = 0.1$ cm o tempo de transito é da ordem de 10^{-9} s. Este valor é muito menor que tempos de vida de níveis atômicos que são da ordem de 10^{-6} s. Portanto teremos uma resolução espectral ruim.

Outro alargamento é ocasionado por campo de radiação forte e é chamado de alargamento por potência⁽³¹⁾ ou saturação que provoca uma aumento da densidade de população num certo nível, saturando esta

transição. Existe um alargamento por saturação homogêneo e inhomogêneo, no segundo caso existe a geração de buracos na distribuição de população inferior e picos na distribuição superior que podem ser observados no espectro de absorção.

As técnicas espectroscópicas de alta resolução foram desenvolvidas para eliminar estes alargamentos e assim obter medidas mais precisas das linhas de transição fina e hiperfina dos átomos.

A espectroscopia de saturação⁽³¹⁾ é uma das mais utilizadas e consiste em ter somente uma parte dos átomos ressonantes com a radiação do laser. Esta técnica foi utilizada neste trabalho, por nós em vapores de átomos alcalinos (Rb e Cs), utilizando os lasers de diodo estabilizados somente em temperatura a fim de estudar a sua viabilidade, portanto esta técnica será mais detalhada nas próximas seções.

Espectroscopia por batimento quântico⁽³²⁾ é outra técnica onde temos dois ou mais níveis atômicos pouco espaçados que são simultaneamente excitados por lasers pulsados, a intensidade de fluorescência total quando retornam para o estado fundamental apresenta modulações que são chamadas de batimentos quânticos. Estes batimentos originam-se pelo fato de não podermos distinguir as transições quando o átomo re-emite o fóton porque apenas a fluorescência total é monitorada. Isto segue a regra da mecânica quântica que a amplitude de probabilidade de dois processos indistinguíveis é a soma das duas amplitudes correspondentes e o sinal observado será o quadrado desta soma. Portanto esta interferência é semelhante ao efeito da fenda dupla de Young.

Assim a medida da frequência de modulação permite determinar a separação de energia entre os dois níveis apesar desta separação ser

menor que a largura Doppler.

A técnica de absorção de dois fótons⁽³¹⁺³²⁾ também permite a eliminação do efeito Doppler de primeira ordem sem os problemas do tempo de transito. Um átomo que se move com velocidade v é exposta a luz de dois lasers com mesma frequência ω contrapropagantes. Sendo ω_0 a frequência de ressonância e assumindo que a transição só pode ocorrer por absorção de dois fótons, temos o deslocamento da frequência dos dois feixes:

$$\omega_1 = \omega_0 + kV_z$$

$$\omega_2 = \omega_0 - kV_z$$

Somando as duas equações temos: $\omega_1 + \omega_2 = 2\omega_0 = \omega_0$, assim uma transição por dois fótons elimina o deslocamento Doppler, para qualquer velocidade do átomo.

Uma outra técnica que vem sendo grandemente utilizada é o método das franjas de Ramsey Ótico⁽³⁰⁾ que surgiu apartir dos experimentos de Ramsey utilizando feixes atômicos que atravessavam campos de rádio frequência.

O feixe atômico interage com o campo em duas regiões separadas espacialmente. Quando atravessavam a primeira região os átomos são coerentemente excitados e se esta coerência for mantida até a segunda região, os átomos absorverão ou emitirão de acordo com a coerência de fase mantida pelo campo.

Assim o espectro de absorção da amostra na segunda região como função da variação da frequência apresenta franjas de interferência. Estas franjas são chamadas de franjas de Ramsey e o padrão depende do tempo de coerência dos estados.

No caso ótico é utilizado dois pulsos de laser separados no tempo que irão interagir com um mesmo grupo de átomos numa célula.

4.2. Espectroscopia simples de vapor de rubídio (Rb): observação da fluorescência.

Num primeiro experimento a fim de utilizar os lasers estabilizados somente em temperatura, observamos a fluorescência do vapor de Rb. A excitação dos átomos de Rb foi feita pelo laser de diodo da Hitachi modelo HL 780 utilizando o sistema proposto no capítulo anterior.

FIGURA 4.1: Esquema experimental para observação da fluorescência do Rb.

O esquema experimental para observação da fluorescência do Rb (figura 4.1) é constituído de uma célula de Rb cilíndrica, mantida a

temperatura ambiente, que possui um diâmetro de 2.5 cm e um comprimento de 5.5cm, uma fotomultiplicadora é colocada próxima a célula para detectar diretamente a fluorescência e o sinal é amplificado e aqusicionado pelo micro.

O laser apresenta uma varredura no comprimento de onda através da variação da corrente produzida pela variação do motor de passo acoplado ao botão de ajuste fino da corrente. Este motor era controlado por um micro tipo PC.

O micro também fazia a aquisição do sinal de fluorescência através de uma interface.

O laser utilizado foi o HL 780 da Hitachi, cuja potência emitida para o intervalo de corrente utilizado é de aproximadamente 1 mW (dado retirado do manual de lasers⁽¹⁸⁾).

Estabilizamos a temperatura do laser para 17°C e a variação da corrente do laser permaneceu no intervalo de 46 mA e 48 mA.

Utilizamos a curva de calibração do laser obtida com o medidor de onda (figura 4.2).

Aproximando os pontos pela melhor reta obtivemos uma variação de 0.008 nm/mA ou 3.9 GHz/mA para um comprimento de onda em torno de 780 nm.

A curva de fluorescência do Rb obtido (figura 4.3) apresenta quatro picos distintos.

Sendo os picos I e IV devidos as transições do isótopo 87 do rubídio e os picos II e III devidos ao isótopo 85.

Seguindo as regras de seleção $\Delta F = \pm 1, 0$, temos o pico I indicando as transições do estado $5S_{1/2}$ ($F=1$) para os estados $5P_{3/2}$ ($F=0$), $5P_{3/2}$ ($F=1$) e $5P_{3/2}$ ($F=2$).

FIGURA 4.2: Curva de calibração (variação do comprimento de onda com relação a corrente) do laser HL 780.

FIGURA 4.3: Espectro de fluorescência do vapor de Rb, contendo os isótopos Rb^{85} Rb^{87} .

O pico IV indica as transições do estado $5S_{1/2}$ ($F=2$) para os estados $5P_{3/2}$ ($F=1$), $5P_{3/2}$ ($F=2$) e $5P_{3/2}$ ($F=3$).

A separação destes dois picos é aproximadamente 6.8 GHz e é exatamente a separação entre os estados hiperfinos do estado fundamental $F=1$ e $F=2$ para o isótopo 87 do Rb, como podemos observar no diagrama de energias do átomo de Rb (figura 4.4).

O pico II corresponde as transições do estado $5S_{1/2}$ ($F=2$) para os estados $5P_{3/2}$ ($F=1$), $5P_{3/2}$ ($F=2$) e $5P_{3/2}$ ($F=3$).

O pico III corresponde as transições do estado $5S_{1/2}$ ($F=3$) para os estados $5P_{3/2}$ ($F=2$), $5P_{3/2}$ ($F=3$) e $5P_{3/2}$ ($F=4$).

A separação é de aproximadamente 3 GHz que é a separação entre os estados hiperfinos $F=2$ e $F=3$ do estado fundamental do isótopo 85.

Observamos que as transições hiperfinas do estado excitado, permitidas pela regra de seleção ($\Delta F=0, \pm 1$) não são resolvidas, isto se deve ao fato que o deslocamento Doppler é muito maior que a separação entre estas linhas. Para o rubídio temos um alargamento Doppler de aproximadamente⁽³²⁾ 500 MHz que é muito maior que a separação entre os estados hiperfinos que são da ordem de até 200 MHz. A largura de linha de cada conjunto está em torno de 700 MHz, indicando claramente o alargamento Doppler, já que a largura de linha da transição é muito menor.

Calculando as áreas abaixo da curva de cada transição, obtivemos para Rb^{87} uma área de 29% e para Rb^{85} uma área de 71% que corresponde aproximadamente, em porcentagem, a abundância natural⁽³²⁾ de cada um.

As diferenças de alturas relativas dos picos de cada isótopo vem do fato que cada nível possui quantidades diferentes de componentes magnéticos. Portanto os picos III e IV possuem maior número de linhas.

FIGURA 4.4: Diagrama de energia dos isótopos de rubídio 87 e 85.

4.3. Espectroscopia de saturação de vapor de césio (Cs).

Após esta primeira etapa utilizando o vapor de Rb e detetando a sua fluorescência, partimos agora para utilização da técnica de espectroscopia de saturação em vapor de Cs afim de obter um espectro da estrutura hiperfina do Cs livre do efeito Doppler, a fim de demonstrar a viabilidade da utilização dos lasers de diodo, mesmo com uma estabilização somente em temperatura.

4.3.1. Descrição teórica da técnica⁽³¹⁾.

A técnica utiliza uma saturação seletiva de modo a obter uma transição atômica alargada inhomogeneamente através do bombeamento de certos grupos de átomos com determinada velocidade utilizando um laser monocromático e sintonizável.

Quando um laser com frequência ω e vetor de onda k na direção z incide sobre uma célula de um gás que possui uma transição entre dois níveis E_i e E_k cuja separação em frequência é ω_0 (figura 4.5), teremos um deslocamento Doppler da frequência sentida pelos átomos, que estiverem num intervalo de velocidade, dado por⁽³¹⁾:

$$\omega - k(V_z \pm \Delta V_z) = \omega_0 \pm \delta\omega \quad (4.3.1)$$

onde $\delta\omega$ é a largura de linha da transição.

A distribuição de velocidades dos átomos será a de Maxwell, de modo que a população total no nível E_i será:

$$N_i = \int n_i(V_z) dV_z \quad (4.3.2)$$

FIGURA 4.5: Esquema de saturação da distribuição populacional de E_k devido ao feixe de bombeio numa célula.

Mas devido a saturação, a densidade de população no nível E_i , que estão num intervalo de velocidade $dV_z = \delta\omega/k$ centrado em $V_z = (\omega - \omega_0)/k$, diminui enquanto a densidade de população no nível E_k , para um mesmo intervalo de velocidade aumenta.

Assim temos a produção de um buraco na distribuição populacional $n_i(V_z)$, que é conhecido como buraco de Bennet⁽³¹⁾.

A diferença de população num sistema estacionário de dois níveis sem campo de radiação é dado por $\Delta n_0 = n_i - n_k$, na presença de um campo de radiação teremos uma redução dada por⁽³¹⁾ $\Delta n = \Delta n_0 / (1 + S_v)$ devido aos processos de emissão e absorção estimulados.

Este acréscimo depende do parâmetro de saturação⁽³¹⁾:

$$S_v = \frac{B_{ik}}{R} \frac{\rho(\omega)}{g(\omega - \omega_0)}$$

que indica a razão entre a taxa de bombeamento $B_{ik}\rho(\omega)$ e a taxa média de relaxação R . O perfil Lorentziano $g(\omega-\omega_0)$ é introduzido na probabilidade de absorção porque o perfil de absorção $\alpha(\omega)$ de uma linha alargada homogeneamente é Lorentziano.

A diferença populacional então, pode ser escrito como⁽³¹⁾:

$$\Delta n(v) = \Delta n_0(v) \left[1 - \frac{S_0(\gamma/2)^2}{(\omega_0 - \omega - kv)^2 + (\gamma_s/2)^2} \right] \quad (4.3.3)$$

onde $\gamma_s = \gamma\sqrt{1+S_0}$ é a largura de linha do alargamento de saturação.

A seção de choque de absorção $\phi_{ik}(v, \omega)$ é proporcional ao parâmetro de saturação portanto⁽³¹⁾:

$$\phi_{ik}(v, \omega) = \phi_0 \frac{(\gamma/2)^2}{(\omega_0 - \omega - kv)^2 + (\gamma/2)^2} \quad (4.3.4)$$

O coeficiente de absorção é definido⁽³¹⁾ como:

$$\alpha(v, \omega) = \phi(v, \omega) \Delta n(v) \quad (4.3.5)$$

Escolhendo a direção de propagação da luz como sendo z , o coeficiente de absorção total $\phi(\omega)$ provocada pelos átomos que estão naquele intervalo de velocidade é:

$$\alpha(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta n(V_z) \phi(V_z) dV_z \quad (4.3.6)$$

Para o caso de campos fracos onde não está ocorrendo saturação ($S=0$) $\rightarrow \Delta n(v) = \Delta n_0(v)$, onde $\Delta n_0 = \frac{\Delta N_0 \exp[-(V_z/V_p)^2]}{V_p \pi^{1/2}}$ é a distribuição de Maxwell⁽³¹⁾, obtemos:

$$\alpha_0(\omega) = \frac{\gamma^2 \phi_0 \Delta N_0}{4 \pi^{1/2} V_p} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp [-(V_z/V_p)^2] dV_z}{(\omega - \omega_0 - kV_z)^2 + (\gamma/2)^2} \quad (4.3.7)$$

Para o caso de campos fortes, teremos:

$$\alpha_s(\omega) = \frac{\gamma^2 \phi_0 \Delta N_0}{4 \pi^{1/2} V_p} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp [-(V_z/V_p)^2] dV_z}{(\omega - \omega_0 - kV_z)^2 + (\gamma_s/2)^2} \quad (4.3.8)$$

Esta equação não pode ser facilmente resolvida, assim se considerarmos o limite em que o alargamento por saturação é menor que o alargamento Doppler $\gamma_s \ll \delta\omega$ de modo que a exponencial não varie muito perto da região onde $V_z = (\omega - \omega_0)/k$, podemos escrever a integral nos dois casos (eq. 4.3.7 e 4.3.8) como sendo do tipo:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{x^2 + a^2} = \frac{\pi}{a}$$

Portanto temos o perfil de linha da saturação dado por⁽³¹⁾:

$$\alpha_s(\omega) = \alpha_0(\omega) \frac{1}{\sqrt{1 + S_0}} \quad (4.3.9)$$

$$\text{com } \alpha_0(\omega) = \alpha_0(\omega_0) \exp \left[- \left(\frac{\omega - \omega_0}{\delta\omega_D} \right)^2 \right]$$

Este buraco de Bennet não pode ser detetado pela sintonização da frequência da onda saturadora pois o buraco aparece para qualquer frequência de onda incidente, causando uma diminuição geral do coeficiente de absorção (figura 4.6).

FIGURA 4.6: Distribuição de população apresentando o buraco de bennet e o coeficiente de absorção para o feixe de bombeio.

Para detetar este buraco, que foi aberto, na distribuição de população do estado fundamental, pelo feixe de bombeamento, colocamos um outro feixe chamado feixe de prova, de modo que quando o segundo laser estiver ressonante com o mesmo grupo de átomos que está o primeiro, o seu coeficiente de absorção apresentará uma diminuição.

Um arranjo simples utilizando um único laser consiste em colocar um espelho após a célula de modo que o feixe refletido retorne

exatamente sobre o primeiro (figura 4.7).

A onda refletida possui um vetor de onda $-k$ e irá interagir com grupos de átomos que possuem velocidade em torno de $-V_z$.

FIGURA 4.7: Distribuição de população e coeficiente de absorção para os dois feixes (bombeio e prova).

Portanto teremos dois buracos de Benet na distribuição de população nos intervalos $V_z = \pm(\omega - \omega_0)/k$. Quando $V_z = 0$ os dois feixes vão interagir com os mesmos átomos de modo que a intensidade sentida por eles será dobrada. Assim o buraco se tornará mais largo e profundo.

Podemos calcular o coeficiente de absorção para onda estacionária produzida pelos dois feixes como foi calculado anteriormente para o feixe de bombeamento.

$$\alpha_s(\omega) = \Delta n \phi(\omega) \int \Delta n_s(V_z) \left[\phi(\omega_0 - \omega - kV_z) + \phi(\omega_0 - \omega + kV_z) \right] dV_z \quad (4.3.10)$$

onde a diferença populacional para a saturação produzida por uma onda estacionária é dada analogamente a (4.3.3) e pode ser escrita por⁽³¹⁾:

$$\Delta n_s(V_z) = \Delta n_0(V_z) \left[1 - \frac{(\gamma/2)^2 S_0}{(\omega_0 - \omega - kV_z)^2 + (\gamma_s/2)^2} - \frac{(\gamma/2)^2 S_0}{(\omega_0 - \omega + kV_z)^2 + (\gamma_s/2)^2} \right] \quad (4.3.11)$$

Substituindo os ϕ e a distribuição $\Delta n_0(V_z)$ pela distribuição de Maxwell e fazendo a aproximação de campo fraco ($S_0 \ll 1$), obtemos⁽³¹⁾:

$$\alpha_s(\omega) = \alpha_0(\omega) \left[1 - \frac{S_0}{2} \left(1 + \frac{(\gamma/2)^2}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma_s/2)^2} \right) \right] \quad (4.3.12)$$

onde $\alpha_0(\omega) = C N_0 \exp \left[- \left(\frac{(\ln 2)(\omega - \omega_0)^2}{\Delta \omega_D^2} \right) \right]$ é o perfil Doppler.

O termo multiplicado representa uma pequena depressão para $\omega = \omega_0$ que é conhecido como "lamb dip"⁽³¹⁾.

O perfil do "lamb dip" é Lorentziano com meia largura de linha $\gamma_s = \gamma \sqrt{1 + S_0}$. Para o centro da linha ($\omega = \omega_0$) temos uma diminuição do coeficiente de absorção para $\alpha_0(\omega_0)(1 - S_0)$, longe do centro temos $\alpha_0(\omega)(1 - S_0/2)$. Isto ocorre porque os átomos no centro serão saturados duplamente e longe teremos a saturação de dois grupos de átomos distintos.

Deste modo é possível observar o "dip" no perfil de absorção exatamente na linha de transição independente do alargamento Doppler sofrido pelos átomos.

4.3.2. Arranjo experimental e resultados.

O sistema experimental montado utilizando o laser de diodo (HLP 1400) estabilizado em temperatura para bombeamento e prova de átomos de césio está esquematizado na figura 4.8.

FIGURA 4.8: Esquema experimental para espectroscopia de saturação em vapor de Cs utilizando laser de diodo.

O laser utilizado foi HLP 1400 da Hitachi cujo comprimento de onda estava em torno de 852 nm.

O feixe, colimado por uma lente cujo foco é de 8mm da Melles Griot, atravessa a célula de Cs com diâmetro de 1.5 cm e 2.0 cm de comprimento. Depois o feixe retorna mais fraco para a célula cruzando o primeiro feixe de bombeamento num ângulo bem pequeno.

Uma fotomultiplicadora coleta a fluorescência dos átomos devido

primeiramente ao feixe de bombeamento através de uma medida modulada pelo chopper 1 ligado e o feixe de prova bloqueado, depois devido ao feixe de prova desbloqueado através de uma medida modulada pelo chopper 2 ligado.

A variação da frequência do laser é obtido pela variação da corrente através de uma rampa de tensão que é injetada no laser. A variação produzida por esta rampa é de 0.05 mA/V.

A aquisição é feita através de um micro tipo PC através de uma interface que também controla a rampa de tensão no laser.

O laser foi estabilizado numa temperatura de 20°C. E a potência de saída aproximada, para a corrente utilizada neste experimento está em torno de 8 mW (dado retirado do manual de lasers da Hitachi⁽¹⁸⁾).

Primeiramente coletamos um espectro de fluorescência comum, somente com o feixe de bombeamento. O espectro apresentou dois picos bem separados de aproximadamente 9GHz.

Sendo o mais intenso (figura 4.9 (a)) localizado em frequências mais baixas e correspondendo, segundo as regras de seleção $\Delta F = \pm 1, 0$, a transição $6S_{1/2}$ ($F=4$) para um conjunto de linhas do nível $6P_{3/2}$ ($F=3, 4$ e 5).

E o outro pico (figura 4.10 (a)) corresponde a transição $6S_{1/2}$ ($F=3$) para o conjunto de linhas em $6P_{3/2}$ ($F=2, 3$ e 4). Nos dois perfis de linhas não observamos as estruturas hiperfinas do estado excitado.

Depois desbloqueamos o feixe de prova e medimos a sua fluorescência modulada pelo chopper na posição 2. A aquisição dos dados foi feita do mesmo modo, no mesmo intervalo de corrente.

Os espectros correspondentes obtidos das transições estão colocadas nas figuras 4.9(b) e 4.10(b).

O que observamos é uma grande alteração nas estruturas das

linhas, isto porque estamos observando o efeito de saturação do feixe de bombeamento, de modo que o feixe de prova não pode ser absorvido.

FIGURA 4.9: Espectro de fluorescência do vapor de Cs. para a transição $6S_{1/2}(F=4) \rightarrow 6P_{3/2}(F=3, 4 \text{ e } 5)$: (a) sem feixe de prova; (b) com feixe de prova.

FIGURA 4.10: Espectro de fluorescência do vapor de Cs para a transição $6S_{1/2}(F=3) \rightarrow 6P_{3/2}(F=2, 3 \text{ e } 4)$: (a) sem feixe de prova; (b) com feixe de prova.

FIGURA 4.12: Espectro de fluorescência do Cs para a transição $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$, onde os dips L_1 , L_2 e L_3 indicam a transição hiperfina $F=4$ ($6S_{1/2}$) $\rightarrow$ $F=5, 4$ e 3 ($6P_{3/2}$) respectivamente e C_1 , C_2 e C_3 correspondem a ressonâncias crossover entre estados $F=5$ e $F=4$: $F=5$ e $F=3$: $F=4$ e $F=3$.

Apesar de observarmos uma alteração muito grande da estrutura, não conseguimos distinguir exatamente a estrutura hiperfina da transição $6S_{1/2}$ ($F=4$) $\rightarrow$ $6P_{3/2}$ ($F=4, 3$ e 5) (figura 4.9(b)), observamos somente um grande "dip" com algumas ondulações no seu interior.

Para melhor visualização foi adquirido um espectro somente neste intervalo que é de aproximadamente 500 MHz, com um número de médias grande (figura 4.12).

FIGURA 4.11: Diagrama de energias para o átomo de cério.

Neste espectro observamos as três transições hiperfinas L₁, L₂ e L₃ que estão mostrados no diagrama de energias (figura 4.11), do estado fundamental 6s_{1/2} (F=4) para os estados 6p_{3/2} (F=5), 6p_{3/2} (F=4) e 6p_{3/2} (F=3) respectivamente. O espaçamento entre as linhas: L₁-L₂ é de $\cong 248$ MHz e L₂-L₃ é de $\cong 190$ MHz, que estão próximos dos valores esperados que são 251 MHz e 201 MHz.

Juntamente com estas linhas de transição surgem outras depressões que são chamadas de "cross-over"⁽³¹⁾ e estão situadas no ponto médio entre as transições.

No espectro de fluorescência podemos observar três linhas de "cross-over": C_1 , C_2 e C_3 .

Estas ressonâncias "cross-over" são observadas quando a frequência do laser está exatamente na metade entre as duas transições.

Considerando o estado fundamental e dois níveis para o estado excitado temos:

O feixe de bombeamento ω_c do laser interage com átomos que estão em ressonância com a transição 1 deslocados pelo efeito Doppler: $\omega_c = \omega_1 - kV_z$. E devido ao outro feixe contrapropagante, teremos o outro grupo de átomos em ressonância com a transição 2: $\omega_c = \omega_2 + kV_z$.

Teremos a interação do laser com um mesmo grupo de átomos e portanto uma diminuição na absorção quando $\omega_1 - kV_z = \omega_2 + kV_z$, ou escrito em termos da frequência do laser: $\omega_c = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2}$.

Isto significa que surgirão "dips" na frequência média entre as transições, que serão úteis na determinação das linhas de um mesmo nível.

Temos que levar em consideração também que estes sinais só surgirão quando o alargamento Doppler ($\delta\omega_D$) for maior que a separação entre as transições.

No caso do experimento com césio temos a largura Doppler da ordem de 400 MHz que é maior que a separação entre as transições.

Observamos os sinais "cross-over" C_1 entre as linhas L_1 - L_2 , C_2 entre as linhas L_1 - L_3 e C_3 entre L_2 - L_3 que são devidos as transições $6S_{1/2}$ ($F=4$) para os pares $F=5$ e $F=4$, $F=5$ e $F=3$, $F=4$ e $F=3$ do estado $6P_{3/2}$, respectivamente.

Para a outra transição $6S_{1/2}$ ($F=3$) $\rightarrow$ $6P_{3/2}$ ($F=2, 3$ e 4) apesar de observarmos também uma mudança no perfil de fluorescência (figura 4.10), principalmente para frequências maiores, nenhum "dip" bem característico foi observado. Isto se deve principalmente ao fato que os feixes de bombeamento e de prova não estavam exatamente contrapropagantes, diminuindo assim a região de interação e portanto diminuindo o sinal de interação do feixe de prova com os átomos saturados pelo feixe de bombeamento.

O motivo pela qual, não foi possível este alinhamento é devido a grande sensibilidade dos lasers de diodo ao realimentação ótica⁽¹⁵⁾ ("feedback" ótico) produzido por cavidades externas.

O laser colocado nestas cavidades é forçado a emitir somente em comprimentos de onda compatíveis a esta cavidade, de modo que teremos variações bruscas no comprimento de onda, prejudicando a varredura contínua do laser.

Podemos observar esta sensibilidade através dos espectros de saturação (figura 4.13) obtidos, primeiramente utilizando somente o feixe de bombeamento (a) e depois fazendo o feixe de prova voltar exatamente sobre o laser.

Observamos uma modulação de 270 MHz, aproximadamente, no perfil de linha da transição que corresponde a uma cavidade externa de 55cm, que foi aproximadamente a distância utilizada entre o laser e o

espelho.

Assim para obtenção de melhores resultados na espectroscopia de saturação seria necessário a utilização de isoladores óticos, que estamos recentemente construindo.

FIGURA 4.13: Espectro de fluorescência com demonstração de realimentação ótica: (a) sem realimentação; (b) com realimentação.

CONCLUSÕES

Os lasers de diodo se mostraram de grande viabilidade na utilização em espectroscopia, com estes primeiros resultados obtidos com vapores de Cs e Rb, onde conseguimos resolver algumas linhas de transição, apenas com estabilização de temperatura da ordem de 0.001°C .

Também devemos considerar seu baixo custo operacional se comparados a outros tipos de laser onde são utilizados vários dispositivos óticos e cujo funcionamento depende de instalações especiais que torna dispendiosa a sua manutenção. O laser de diodo necessita apenas de dispositivos eletrônicos para uma fonte de corrente estável e um controlador de temperatura, que em sua grande maioria são disponíveis no Brasil.

A manipulação dos lasers é muito simples não exigindo alinhamento, pois não possui elementos óticos intracavidade, seu tamanho reduzido facilita a locomoção e simplifica as montagens experimentais.

Assim a substituição gradual dos lasers de corante cw em alguns casos pelos lasers de diodo se tornam necessário tanto do ponto de vista econômico quanto de infra estrutura.

Muitas transições atômicas e moleculares coecidem com os comprimentos de onda emitidos por eles no infra vermelho e algumas no visível já que existem comercialmente alguns lasers de diodo emitindo no visível.

Com esta demonstração da viabilidade da utilização destes lasers em espectroscopia tornou-se necessário um prosseguimento deste trabalho de estabilização, onde serão utilizados métodos mais eficientes que levam a uma estabilização melhor.

Um destes métodos será estabilização por absorção saturada, utilizando injeção de corrente ("feedback" elétrico), mantendo a frequência do laser num dos "dips", medimos a intensidade do feixe de prova que produzirá um sinal erro que realimentará o laser mantendo-o na ressonância. Este sinal será re-injetado no laser de modo a corrigir esta variação, mantendo a frequência do laser estabilizado num valor menor do que a largura de linha natural da transição atômica.

Em outra estabilização será utilizada a sensibilidade dos lasers ao "feedback" ótico (realimentação ótica), escolhendo uma frequência determinada, através de uma rede de difração, injetamos este na cavidade do laser de modo que ele será forçado a emitir na mesma frequência ou utilizamos uma cavidade externa com uma modulação introduzida no laser, cuja correção de fase será feita através de um espelho colocado sobre um PZT, para obter varredura na frequência do laser variamos a cavidade externa, já que o laser estará fixo na frequência de ressonância da cavidade.

Um método útil para estabilizar lasers mais potentes será a injeção do feixe de um laser de baixa potência, bem estabilizado, por alguns dos métodos acima citados, de modo que o laser potente será forçado a acompanhá-lo.

Com estes métodos, citados acima pretendemos conseguir estabilizações melhores que de 1KHz.

REFERÊNCIAS

- [1]. J. von Neumann, IEEE J. Quant. Electron., QE-23, 6, (1987).
- [2]. R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T.J. Soltys and R. O. Carlson, Phys. Rev. Lett., 9, 1, (1962).
- [3]. N. Holonyak, Jr. and S. F. Bevacqua, Appl. Phys. Lett., 1, 4, (1962).
- [4]. M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill, Jr., and G. Lasher, Appl. Phys. Lett., 1, 3, (1962).
- [5]. T. M. Quist, R. H. Rediker, R. J. Keyes, W. E. Krag, B. Lax, A. L. McWhorter and H. J. Zeiger, Appl. Phys. Lett., 1, 4, (1962).
- [6]. M. B. Panish and I. Hayashi, Scientific American, 225, 1, (1971).
- [7]. I. Hayashi, M. B. Panish, P. W. Foy and S. Sumski, Appl. Phys. Lett., 17, 3, (1970).
- [8]. R. E. Nahory and M. A. Pollack, Appl. Phys. Lett., 27, 10, (1975).

- [9]. H. Kogelnik and C. V. Shank, Appl. Phys. Lett., 18, 4, (1971).
- [10]. H. Preir, Appl. Phys., 20, 3, (1979).
- [11]. D. R. Scifres, W. Streifer and R. D. Burnham, IEEE J. Quant. Electron., 15, 9, (1979).
- [12]. S. Murata, I. Mito and K. Kobayashi, IEEE J. Quant. Electron., QE-23, 6, (1987).
- [13]. E. Kapon and A. Katzir, IEEE J. Quant. Electron., QE-21, 12, (1985).
- [14]. F. Koyama, Y. Suematsu, S. Arai and T. Tawee, IEEE J. Quant. Electron., 19, 6, (1983).
- [15]. B. Dahmani, L. Hollberg and R. Drullinger, Opt. Lett., 12, 11, (1987).
- [16]. M. Ohtsu and S. Kotajima, IEEE J. Quant. Electron., QE-21, 12, (1985).
- [17]. H. Hori, Y. Kitayama, M. Kitano, T. Yabuzaki and T. Ogawa, IEEE J. Quant. Electron., QE-19, 2, (1983).
- [18]. Manual de lasers de diodo, fornecido pela Hitachi: "Hitachi optoelectronic semiconductor products databook".

- [19]. P. S. Cross, G. L. Harnagel, W. Streifer, D. R. Scifres and D. F. Welch, Science, 237, 4820, (1987).
- [20]. A. K. Chan, C. P. Lai and H. F. Taylor, IEEE J. Quant. Electron., 24, 3, (1988).
- [21]. R. Pratesi, IEEE J. Quant. Electron., QE-20, 12, (1984).
- [22]. T. Fan and R. L. Byer, IEEE J. Quant. Electron., 24, 6, (1988).
- [23]. D. H. Yang, Y. Q. Wang, Opt. Comm., 74, 1, 2, (1989).
- [24]. M. Hashimoto and M. Ohtsu, J. Opt. Soc. Am. B, 6, 10, (1989).
- [25]. D. Sesko, C. G. Fan and E. Wieman, J. Opt. Soc. Am. B, 5, 6, (1988).
- [26]. A. Yariv, "Introduction to optical electronics", 2^a edição, (1976) pag. 176-186.
- [27]. L. Sharupich and N. Tugov, "Optoelectronics", (Mir, Moscow, 1987) pag. 138-143.
- [28]. Manual de componentes da Analog Devices, "Data Acquisition components and subsystems", (1980).

- [29]. A. Pertence Jr., "Amplificadores operacionais e filtros ativos", (Mc Graw-Hill, São Paulo, 1988).
- [30]. N. La Scala Jr., dissertação de mestrado apresentada no Instituto de Física e Química de São Carlos, USP, (1989).
- [31]. W. Demtröder, "Laser Spectroscopy", (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, New York, 1981) pag. 78-110 e 488-495.
- [32]. A. Corney, "Atomic and Laser Spectroscopy", (Clarendon Press, Oxford, 1977) pag. 439-471.
- [33]. A. M. Tuboy, S. A. Tonissi Jr., S. C. Zilio, V. S. Bagnato, aceito para publicação na Rev. Fis. Aplic. e Instrum. (Apêndice).
- [34]. T. L. Paoli, IEEE J. Quant. Electron., QE-11, 489 (1975).
- [35]. Manual de produtos eletrônicos da "Melcor".
- [36]. Apostila do curso: "Espectroscopia atômica e manipulação óptica de átomos" - Vanderlei S. Bagnato - II Escola de Verão Jorge André Swieca de Ótica Quântica e Não Linear - IFQSC/USP - 1990.

APÊNDICE

Artigo aceito para publicação na Rev. Apli. e Instrum., referente ao trabalho desenvolvido de estabilização em lasers de diodo para utilização em espectroscopia de átomos alcalinos.

**UTILIZAÇÃO DE LASERS DE DIODO
EM ESPECTROSCOPIA ATÔMICA
PARTE I: ESTABILIZAÇÃO PRIMÁRIA**

A.M. Tuboy, S.A. Tonissi Jr., S.C. Zilio, V.S. Bagnato

Instituto de Física e Química de São Carlos
Universidade de São Paulo
Cx. Postal 369, 13560 São Carlos - SP

RESUMO

A utilização de laser de diodo em vários aplicativos tem aumentado consideravelmente nos últimos tempos, principalmente devido à versatilidade destes dispositivos. Neste trabalho apresentamos um breve histórico sobre a utilização de lasers de diodo em espectroscopia e descrevemos as etapas iniciais para estabilização da temperatura e corrente de tais dispositivos mesmo com estabilização primária (temperatura e corrente) já é possível utilizá-los em espectroscopia atômica. Mostramos resultados de espectroscopia por fluorescência e absorção saturada em vapores de rubídio e césio.

ABSTRACT

The use of diode laser for several applications has increased considerably in the past few years mainly due to the versatility of these devices. This work presents a historical background of the use of diode lasers in spectroscopy and describes the initial steps for temperature and current stabilization of these devices. Even with such simple stabilization it is possible to use them in atomic spectroscopy. We present results of fluorescence and saturated absorption spectroscopy in rubidium and cesium vapours.

I. INTRODUÇÃO

Desde o início da espectroscopia ótica vários tipos de lâmpadas têm sido utilizadas como fonte de radiação. Sendo de baixo custo e não requerendo grandes cuidados para instalação, as lâmpadas acopladas com elementos dispersivos como prismas e redes de difração permitem a realização de espectroscopia de absorção ou emissão, estudos de bombeamento óptico, transferência de energia, etc. Estas fontes convencionais de luz sofrem de um mal que limitam sua aplicabilidade: elas em geral apresentam baixa potência nos intervalos espectrais, sua emissão é incoerente e principalmente são de difícil sintonização, principalmente quando queremos manter a potência e resolução espectral.

Assim, muitos experimentos importantes não puderam ser realizados devido aos limitantes impostos pelas lâmpadas usadas como fontes de radiação.

O laser, introduzido na década de 60, proporcionou uma evolução bastante significativa na Física através, principalmente, de suas propriedades de potência e coerência, mas ainda não resolvia o problema da sintonização, isto é, a capacidade de variar amplamente sua frequência nas medidas espectroscópicas. Este requisito de sintonização foi resolvido com o advento dos lasers de corante⁽¹⁾, que propiciaram, após seu aparecimento, um enorme avanço e foram de influência marcante na determinação de novos rumos da Física moderna. Os lasers de corante propiciaram o estudo de espécies cujos tempos de vida são bastante curtos além de ter elucidado vários detalhes da estrutura atômica. Este avanço, no entanto, tem um preço. Os lasers de corante são, em geral, compostos de vários elementos óticos e seu preço vai hoje de 50 a 100 mil dólares, sem falar que estes dispositivos são bombeados por lasers iônicos tipo Argônio ou Kriptônio que adicionam ao custo mais 50 - 60 mil dólares e requerem, em geral, instalações especiais de água e eletricidade. Na região do infra-vermelho próximo (700 a 1100 nm) foi recentemente desenvolvido o laser de $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$, capaz de gerar até 3W contínuos nesta região, porém a versão monomodo com estabilização ativa tem custo comparável ao do laser de corante.

Os fatores econômicos e de infra-estrutura limitam fortemente o número de lasers de corante operando no contínuo⁽²⁾ que um experimento pode conter. É neste ponto

que os lasers de diodo aparecem como uma fonte alternativa aos lasers de corante em determinadas situações (embora dia a dia a aplicabilidade dos lasers de diodo torna-se mais e mais ampla). Ao contrário dos lasers de corante, os lasers de diodo são em geral baratos, não requerem elementos óticos intracavidade que devem ser alinhados para a ação laser e não requerem facilidades especiais para sua operação. Assim, nas situações onde não se requer comprimentos de onda muito curtos (já é viável utilização de laser de diodo em torno de 650 nm) ou altíssimas potências (apesar de que "diode arrays" tem permitido obtenção de vários watts de potência) o laser de diodo deve ser visto como uma viável alternativa para uso em espectroscopia como tem acontecido atualmente em várias partes do mundo.

Nosso objetivo neste artigo é mostrar as principais propriedades do laser de diodo voltando nossa atenção em particular para o caso de utilização em espectroscopia atômica e molecular, que é o nosso principal interesse. Nesta aplicação específica, a estabilização da frequência do dispositivo é de fundamental importância. Assim, ateremos nossa atenção ao trabalho desenvolvido em nossos laboratórios para estabilizar estes dispositivos, onde reportaremos com detalhes os circuitos construídos. Esta é no entanto apenas uma primeira etapa, onde a estabilização em temperatura foi realizada. Métodos mais sofisticados de estabilização serão apresentados futuramente.

O artigo está dividido da seguinte forma: inicialmente descrevemos em linhas gerais as características do laser de diodo. Em seguida, discutimos o procedimento de estabilização do dispositivo e finalmente demonstramos sua utilização em Física Atômica, onde reportamos resultados obtidos em nosso laboratório e também faremos uma descrição geral apresentando importantes aplicações que têm sido feitas em vários laboratórios de física atômica do mundo.

II. PRINCIPAIS CARACTERÍSTICAS DO LASER DE DIODO

Vamos aqui fazer uma breve descrição das propriedades do laser de diodo e vamos nos voltar principalmente para aquelas propriedades que são importantes em física atômica.

Além disso, vamos nos ater aos lasers do tipo AlGaAs operando em "single-mode", que representa o maior interesse para físicos atômicos. "Single-mode" significa que o dispositivo opera em apenas um modo longitudinal da cavidade. Os lasers da família do GaAs operam principalmente no visível e infra-vermelho próximo.

Consideremos um laser de diodo de heteroestrutura dupla mostrado na Fig. 1. Este tipo de laser recebe este nome devido ao fato de apresentar como meio ativo uma camada de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ entre duas camadas de $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ que vestem a camada que serve do meio ativo. A concentração de alumínio é menor na região do meio ativo do que nas camadas laterais, de modo que o "gap" de energia é maior nestas regiões do que na região ativa⁽³⁾. Isto representa uma barreira de potencial para os portadores injetados no meio ativo, diminuindo consideravelmente a fuga destes portadores da região ativa do laser. Alguns destes portadores, no caso elétrons, recombina-se com buracos gerando fótons de energia próxima ao "gap" de energia do meio ativo dão origem à ação laser. A heteroestrutura ainda apresenta a finalidade de confinar estes fótons, pois sendo o índice de refração menor quanto maior é a concentração de alumínio, as camadas de $\text{Al}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ funcionam como um guia de ondas para fótons na camada $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

A geometria das camadas no laser de heteroestrutura tem ainda uma importante função que é a de assegurar operação em modo único ("single mode operation"), que é importante numa série de aplicações. Na direção transversal, a largura é da ordem de micra, impedindo assim a existência de modos além do fundamental naquela direção. Na direção lateral⁽⁴⁾ a mesma finalidade pode ser atingida se um perfil de índice de refração for introduzido⁽⁵⁾.

Desta forma, tendo um único modo longitudinalmente, a geometria do meio ativo assegura realmente emissão num único modo. Vários fabricantes de laser de diodo já produzem elementos com "single mode operation" garantido⁽⁶⁾.

Impondo estas restrições espaciais à cavidade onde teremos a ação laser (a cavidade é formada pelas próprias faces do meio ativo), o feixe laser que emerge é rapidamente divergente, sendo evidentemente, mais divergente na direção transversal de menor dimensão. É costume denominar de $\Theta_\perp$ a divergência angular do feixe emergente na direção perpendicular ao plano do meio ativo e $\Theta_\parallel$ a divergência paralela ao plano do meio

ativo que, como dissemos, é em geral menor do que $\Theta_{\perp}$.

A Fig. 2 mostra esquematicamente a disposição do feixe emitido com os parâmetros mencionados acima. Normalmente o fabricante do laser fornece uma curva mostrando o perfil de intensidade como função da posição angular nas duas direções principais do plano do meio ativo. Uma destas curvas típicas está mostrada na Fig. 3. Normalmente $\Theta_{\perp} \sim 33^{\circ}$ e $\Theta_{\parallel} \sim 18^{\circ}$, podendo apresentar leves alterações de elemento para elemento.

De uma forma simplificada, esta variação angular pode ser vista como originada na difração produzida pela fenda que constitui o meio ativo. É claro que devido ao fato do campo de radiação não estar confinado somente à região do meio ativo, para obtermos a correta dispersão angular temos que considerar um tamanho de fenda que não é a largura real da camada de meio ativo, mas sim uma dimensão maior. Assim, se utilizarmos a fórmula de difração ($\Delta x \simeq 1.4 \frac{\lambda}{\pi} \sin \frac{\Delta \theta}{2}$) para prever o tamanho da fenda dos dados da Fig. 3, obteríamos $\Delta x_{\perp} \sim 1.3 \mu\text{m}$, enquanto a espessura real da camada ativa é da ordem de $0.1 \mu\text{m}^{(7)}$.

Um outro aspecto importante na operação dos lasers de diodo é a dependência da potência da luz emitida com a corrente injetada na junção. Estas curvas são normalmente fornecidas pelo fabricante do laser, sendo mostrada na Fig. 4.

Estas curvas em geral são lineares com a corrente injetada e podem ser escritas na forma $P_{\text{out}} = \eta \left(\frac{h\nu}{2} \right) (I - I_{th})$, onde $h\nu$ é a energia de cada fóton emitido, I a corrente, I_{th} a corrente de "threshold" e η representa um fator de eficiência na conversão da corrente injetada em fótons emergentes da cavidade. Este fator normalmente depende da eficiência quântica (que leva em conta a recombinação eletrôn-buraco) e também das características da cavidade, como reflexão nas superfícies, etc.

Os elementos simples, comerciais, que podemos adquirir hoje no mercado apresentam potência de 1 a 150 mW operando em "single mode" com comprimento de onda que vai desde o vermelho ($\lambda \sim 650 \text{ nm}$) até infra-vermelho.

Um outro aspecto que vale a pena ser observado nos lasers de diodo é com respeito a polarização da luz emergente. Dada a geometria da região ativa do laser, surge uma grande distinção entre a refletividade dos modos TE e TM, sempre predominando os primeiros, de modo que a polarização da radiação emergente é paralela ao plano da junção. Assim, a luz

emitida só exibe alto grau de polarização para correntes acima do valor de “threshold”, já que este efeito resulta da competição entre os modos TE e TM. Apesar da característica predominantemente linear da polarização, outros estados de polarização mais complexos tem sido observados⁽⁸⁾ e sua existência atribuída às anisotropias presentes no cristal.

Um laser de diodo operando em “single mode” tem como característica espectral uma única linha lorentziana com uma largura típica de 20 a 100 MHz⁽⁹⁾. Na Fig. 5 mostramos um espectro típico. Lateralmente aos picos mais intensos, que representam os modos do laser, encontram-se “sidebands”⁽¹⁰⁾ de pequena intensidade. O índice de refração do material depende da inversão de população e quando um fóton é emitido por fluorescência, a inversão de população sofre oscilações amortecidas, fatos estes que proporcionam uma leve modulação de fase na frequência de relaxação originando os “sidebands” mostrados.

Para aplicação em Física Atômica, uma das propriedades mais importantes do laser de diodo é sua capacidade de sintonização. Alterações da frequência do laser podem ser obtidas através da variação da temperatura ou da corrente. Normalmente o ajuste mais grosseiro é feito através do ajuste da temperatura enquanto que o mais fino é feito através da variação na corrente de injeção.

Na Fig. 6 mostramos o corrimento da linha do laser quando efetuamos mudanças de corrente ou de temperatura (na Fig. 6 a largura da linha não corresponde à linha do laser pois depende do monocromador usado na medida). É importante lembrar que tanto os modos da cavidade quanto a curva de ganho são dependentes da temperatura devido essencialmente à dependência do índice de refração e do “gap” com a temperatura. Deste modo, com a variação da temperatura (e indiretamente da corrente de injeção) temos pulos de modo. Quando um determinado modo longitudinal não tem ganho suficiente para ação laser, o sistema pula para um outro modo onde o ganho é maior. Nos lasers de AlGaAs, a curva de ganho desloca-se para maiores comprimentos de onda mais rapidamente do que o deslocamento dos modos da cavidade com o aumento de temperatura, de modo que com o aumento de temperatura e corrente os modos sempre saltam para valores de maior comprimento de onda. Este comportamento faz com que a curva de sintonia tenha um comportamento típico do tipo “degraus de escada” como mostram as Figs. 7 e 8. Podemos ainda ver as duas variações conjugadas em um único gráfico na Fig. 9.

A característica mais importante das curvas apresentadas é que a região de variação contínua entre dois pulos de modo determinam o alcance de sintonização do laser para uso em espectroscopia. É importante salientar, no entanto, que a atuação e controle mútuo de temperatura e corrente permite, normalmente, centralizar uma das regiões de variação contínua ao redor do comprimento de onda desejado.

III. PRIMEIRO PASSO NA ESTABILIZAÇÃO PRIMÁRIA PARA USO EM ESPECTROSCOPIA

O primeiro passo na direção de construir um laser de diodo para utilização em espectroscopia consiste em construir um controlador de temperatura que tenha mínima flutuação, garantindo boa performance do dispositivo. A seguir descrevemos o controlador construído por nosso grupo (o qual é uma variação do utilizado por outros grupos⁽¹¹⁾).

A montagem mecânica que envolve o laser de diodo está mostrada na Fig. 10. Basicamente o laser está fixado num sistema metálico que serve como um banho térmico ao laser, corrigindo variações de temperatura que são detectadas por um termistor, através de um elemento Peltier.

O sistema para estabilização de temperatura trabalha segundo o esquema mostrado na Fig. 11.

O controlador de temperatura tem a função de controlar a temperatura do suporte do laser de diodo numa faixa de 5°C a 40°C , com estabilidade da ordem de $0,001^{\circ}\text{C}$. Este dispositivo apresenta característica de controle PID utilizando termistor (NTC) como elemento sensor de temperatura e um Peltier como elemento atuador que aquece ou resfria o suporte ao qual está conectado o laser. O controlador pode ser representado pelo diagrama em blocos mostrado na Fig. 12.

Vamos brevemente analisar cada bloco com mais detalhe.

O circuito sensor / escolha da temperatura utiliza um arranjo em ponte de resistores como mostra a Fig. 13. Nos ramos 1 e 2 da ponte utilizamos 2 resistores de mesmo valor R , enquanto que no ramo 3 colocamos um resistor variável R_f cujo valor pode ser selecionado

através da combinação série de vários resistores de diferentes valores por meio de chaves rotativas. No ramo 4 está um termistor (NTC) cuja resistência é função da temperatura da parte que queremos controlar. A ponte é alimentada com uma tensão DC + V e isto produz uma tensão V_E entre os pontos a e b caso a ponte não esteja em equilíbrio, ou seja, $R_F \neq R_T$. Quando $R_F = R_T$ a ponte está em equilíbrio e $V_E = 0$. Resumindo, V_E é função de +V, R_F e R_T e portanto é também função da temperatura, indicando qual é o desvio existente entre a temperatura no termistor (R_T e a temperatura escolhida (R_F)). Quanto maior a diferença, maior o valor de V_E . Com isso, este circuito traduz variações de temperatura para variação de tensão. Esta tensão é utilizada pelo resto do circuito para compensar a variação, mantendo-se constante.

No circuito amplificador o sinal de erro V_E , obtido do circuito sensor é da ordem de alguns milivolts e portanto muito baixo para excitar os circuitos de controle posteriores. É necessário portanto que ele seja amplificado para valores da ordem de alguns volts. Este circuito de amplificação deve ter alta precisão, com alta estabilidade em temperatura e tempo, e ainda um ganho da ordem de 1000. Para obtermos estes quesitos foi utilizado o circuito integrado 2B 30J da "Analog Devices" projetado especificamente para interfaces de alta precisão com transdutores tipo "strain Gage" e RTD's (resistores detetores de temperatura). Entre outras características ele apresenta baixo drift de offset ($0.5 \mu V/^{\circ}C$), excelente linearidade, baixo ruído ($1 \mu V$ p.p max), elevadíssima rejeição em modo comum (140 dB), alta estabilidade térmica, facilidade de uso e grande desempenho. Este circuito pode ser representado pelo diagrama de blocos da Fig. 14.

Como vemos nesta figura, ele apresenta vários estágios sendo o primeiro um amplificador de instrumentação diferencial com alta impedância de entrada ($10^8 \Omega$), baixo "offset", baixo "drift" e baixo ruído, que amplifica sinais em uma larga faixa (de 1 até 2000 vezes) de ganho programável através de um simples resistor R_G para valores de saída entre $\pm 10V$. O estágio seguinte ("Buffer") é um amplificador inversor que possibilita um ajuste de ganho fino e também um ajuste de offset até $\pm 10V$. O último estágio é um filtro tipo Bessel passa baixa, cuja frequência de corte é ajustada em 2 Hz, podendo ser ampliada até 5 KHz através da colocação de resistores adequados.

Com os módulos 1 e 2 temos um sinal de tensão analógica que traduz a intensidade de

variação da temperatura no laser com relação à referência imposta e com valor de alguns Volts, o que é suficiente para excitar os módulos posteriores.

O circuito P.I.D. - Os módulos 1 e 2 geraram o sinal de erro que corresponde ao desvio encontrado entre a temperatura T_L no suporte do laser e a temperatura T_R que é a referência ou o "set-point". A partir deste sinal é necessário uma atuação no sistema de modo a corrigir este desvio. Neste módulo encontra-se o circuito que gera estas ações corretivas ou ações de controle, no caso P.I.D., ou seja, ação proporcional + integral + derivativa. O diagrama em blocos do circuito P.I.D. está representado na Fig. 15. Ele apresenta quatro módulos básicos desenvolvidos utilizando-se amplificadores operacionais (Texas Inst. TL 083), que apresentam entrada com JFET, alto "slew rate", baixo "offset" de corrente e baixo coeficiente de offset de voltagem com a temperatura. Estes módulos são: circuito integrador - que proporciona uma ação integral na qual sua saída aumenta numa taxa proporcional ao erro da variável controlada. Assim, o sinal de saída é a integral do erro ao longo do tempo multiplicada por uma constante de proporcionalidade (ganho de integração).

$$V_s(t) = K_I \int_0^t V_E(t) dt + V_1(o) \quad (1)$$

O circuito diferenciador proporciona ação derivativa na qual a saída é proporcional à taxa de variação do sinal erro. Nunca é utilizado isoladamente, pois caso haja um erro nulo ou constante o sinal de saída será igual a zero. A equação de saída é:

$$V_s(t) = K_D \frac{dV_e(t)}{dt} \quad (2)$$

onde K_D é o ganho derivativo.

Circuito proporcional, como o próprio nome já diz, proporciona uma ação proporcional na qual existe uma relação linear entre o sinal erro e a saída do circuito.

$$V_s = K_p V_E + V_1$$

Finalmente o circuito somador faz a soma das três ações discutidas acima gerando o sinal para o circuito atuador.

Todas as constantes K_1 , K_D e K_f podem ser controladas através de potenciômetros, resistores e capacitores (RC) existentes no circuito de forma a se encontrar um ponto ótimo de atuação que leve o sistema rapidamente ao ponto de equilíbrio "set-point", sem oscilações e com grande estabilidade.

O quarto módulo do esquema geral é o circuito de potência que tem a função de excitar o dispositivo de atuação que em nosso caso é o Peltier que irá resfriar ou aquecer o suporte do laser. O Peltier é um dispositivo que possui duas faces e que é capaz de regular o fluxo de calor que flui entre elas através de uma tensão aplicada aos seus terminais. Quanto maior esta tensão maior será o fluxo, retirando calor de uma das faces e transmitindo para a outra. O sentido deste fluxo depende da polaridade da tensão aplicada, ou seja, é possível aquecer ou resfriar uma face com relação a outra.

Neste sistema, o suporte do laser está colocado numa das faces do Peltier enquanto que a outra face fica em contato com uma grande base de cobre que funciona como um reservatório de calor. O comando para este fluxo de calor é feito pela tensão obtida nos módulos 1, 2 e 3 anteriores, enquanto que este módulo de potência tem a função de fornecer a corrente necessária para excitação do Peltier, que no nosso caso pode atingir valores da ordem de alguns amperes. O módulo de potência apresenta o diagrama simplificado da Fig. 16.

O funcionamento do módulo de potência pode ser resumido da seguinte forma: a tensão de controle obtida nos módulos anteriores é aplicada à entrada não inversora de um amplificador operacional, cuja entrada inversora está conectada ao Peltier. A saída do Amp. Op. está ligada a um conjunto de transistores de potência que irão fornecer a corrente necessária para o Peltier. Desta forma, o Amp. Op. tenta estabilizar a tensão no Peltier em um valor igual ao do sinal de controle, através dos transistores de potência. Se a tensão no Peltier for inferior ao sinal de controle, a entrada (+) do ampl. op. ficará maior que a entrada (-), o que gera na saída do mesmo um sinal que ativará os transistores de maneira a aumentar a corrente no Peltier, aumentando assim a tensão até que ela se iguale à tensão de controle. Caso a tensão no Peltier fique maior do que a tensão de controle a entrada (-) ficará maior que a entrada (+), gerando um sinal para os transistores de maneira a diminuir a corrente, diminuindo a tensão no Peltier.

Dois diodos Zener são colocados em oposição de forma a limitar a tensão que será aplicada ao Peltier, limitando a tensão de controle na entrada (+) do ampl. op. Isto é feito porque para valores altos da tensão a corrente no Peltier pode ficar muito grande danificando o dispositivo. No nosso caso a tensão é limitada em +3V e -3V.

Além dos módulos discutidos, temos as várias fontes de tensões. Os circuitos integrados são alimentados com $\pm 15V$ dc, e a ponte recebe +10V. Ambas fontes neste caso foram desenvolvidas utilizando-se o regulador LM 723C por ser de baixo ruído e alta estabilidade térmica. Além de bom controle de temperatura a alimentação de corrente para o laser deve também ser estável e controlada.

IV. UTILIZAÇÃO EM ESPECTROSCOPIA ATÔMICA

Ao nosso conhecimento, o crédito para utilização de lasers de diodo em experimentos de física atômica ocorreu em 1968 com a utilização de um laser de GaAs resfriado a temperatura de Nitrogênio para observar ecos de fótons em vapores de Césio⁽¹²⁾. Nos anos após este trabalho, muitos outros surgiram na literatura e a primeira espectroscopia atômica propriamente dita surgiria em 1969 medindo com precisão a transição $S_{1/2} \rightarrow P_{3/2}$ ($\lambda = 852,1$ nm) do vapor de Césio⁽¹³⁾.

Esses e vários outros experimentos demonstraram de uma forma clara o grande potencial apresentado pelos lasers de diodo em espectroscopia. Este potencial foi confirmado com o advento dos lasers de diodo operando na temperatura ambiente que ocorreu mais recentemente.

Existe ainda hoje uma pequena dificuldade, já que ainda não temos laser de diodo a disposição para todas as linhas atômicas. Nos dias atuais cerca de quatorze espécies atômicas já apresentam várias transições importantes acessíveis com linhas emitidas por estes lasers e o ritmo de desenvolvimento destes dispositivos parece ter recebido grande aceleração recentemente.

Como um primeiro experimento realizado em nosso laboratório apresentamos a seguir uma espectroscopia simples utilizando lasers de diodo tipo HL 780 (Hitachi) e vapor de

Rubídio. Utilizando laser de diodo somente estabilizado em temperatura ($\Delta T \sim 0,002^\circ \text{C}$) efetuamos uma espectroscopia de vapor de Rubídio à temperatura ambiente segundo o esquema experimental mostrado na Fig. 17. Inicialmente, a temperatura de operação foi escolhida de modo a termos um patamar de sintonia ao redor de $\lambda = 7800 \text{ \AA}$. O feixe emergente do diodo foi convenientemente colimado passando através de uma célula de vapor de Rubídio e o espectro de fluorescência como função da corrente no diodo registrado. O espectro obtido está mostrado na Fig. 18. Observamos a existência de quatro picos de larguras médias aproximadamente de 600 MHz, largura esta que provém essencialmente do efeito Doppler oriundo do vapor estar a temperatura ambiente aliado a um alargamento causado por estarmos medindo um grupo de linhas. Uma amostra de Rb como a preparada por nós apresenta uma mistura dos dois isótopos naturais ^{85}Rb (72%) e ^{87}Rb (18%), que devido à diferença de spin nucleares apresentam diferentes estruturas hiperfinas para os estados eletrônicos como mostrado no diagrama da Fig. 19. Como podemos observar, para a espécie ^{85}Rb os estados hiperfinos do estado fundamental $S_{1/2}$ estão separados por 3,035 GHz, enquanto para ^{87}Rb a separação é 6,834 GHz. Assim, os quatro picos de fluorescência observados no espectro da Fig. 17 representam as transições envolvendo os estados fundamentais dos dois isótopos. Os dois picos mais afastados correspondem às transições do isótopo ^{87}Rb e são menos intensos devido a menor abundância desta espécie. Os dois picos mais próximos, localizados entre os dois primeiros já mencionados, correspondem à fluorescência do ^{85}Rb , que estando presente em maior quantidade apresenta picos de fluorescência mais intensos. Enumerando os picos da Fig. 18 de I a IV vamos analisá-los individualmente. O pico IV é o resultado da composição de três transições no ^{87}Rb : $S_{1/2} (F = 2) \rightarrow P_{3/2} (F = 3)$, $S_{1/2} (F = 2) \rightarrow P_{3/2} (F = 2)$ e $S_{1/2} (F = 2) \rightarrow P_{3/2} (F = 1)$, todas permitidas pelas regras de seleção, só não sendo bem resolvidas individualmente devido essencialmente ao alargamento Doppler ser superior ao espaçamento entre as linhas. O pico III advém das transições $S_{1/2} (F = 3) \rightarrow P_{3/2} (F = 4, 3, 2)$ enquanto o pico II corresponde às transições $S_{1/2} (F = 2) \rightarrow P_{3/2} (F = 3, 2, 1)$, ambas em ^{85}Rb . Finalmente o pico I corresponde à $S_{1/2} (F = 1) \rightarrow P_{3/2} (F = 2, 1, 0)$ em ^{87}Rb . Assim, vemos que todos os picos advém de contribuições de três transições independentes, fato que adiciona certo alargamento ao efeito Doppler, como já mencionado. Considerando que as transições

apresentam todas a mesma força de oscilador, podemos comparar as áreas totais dos picos com a área parcial de cada um. Considerando os grupos de linhas devido a cada isótopo, encontramos que a área das transições do ^{85}Rb corresponde a 70% da área total, enquanto a área da fluorescência para ^{87}Rb corresponde a 30%, números estes bastante próximos da abundância natural de cada um destes isótopos. A diferença relativa entre as amplitudes das transições advém da composição diferente de cada nível com respeito a quantidade de componentes magnéticos contidos nos níveis.

Num segundo experimento que realizamos foi utilizado um laser do tipo HLP-1400 da Hitachi com comprimento de onda centrado ao redor de 852 nm e utilizamos uma célula de Césio à temperatura ambiente. Neste experimento, a configuração experimental está mostrada na Fig. 20. O feixe proveniente do laser de diodo passa pela célula duas vezes quase que contra-propagantes. Um dos feixes é modulado enquanto que o outro não. A fluorescência é coletada da intersecção dos feixes e amplificada por um "lock-in" na frequência de modulação. Quando o feixe modulado é bloqueado, obtemos somente um espectro de fluorescência simples como o já mostrado para o caso do Rubídio.

O resultado do espectro de fluorescência está mostrado na Fig. 21(a) onde estamos mostrando somente uma das linhas observadas (a de menor frequência) pois a de maior frequência está aproximadamente 9 GHz distante e será analisada mais adiante. O espectro, apesar de assimétrico não mostra com clareza nenhuma estrutura espectral, apesar de mostrar algumas ondulações no lado de baixas frequências.

Ao realizarmos medidas utilizando o feixe modulado observamos uma dramática alteração do espectro que advém do fato que quando os dois lasers interagem com o mesmo grupo de átomos o efeito de saturação vem à tona, e como os lasers estão quase que contra-propagantes, eles interagem com as mesmas moléculas tornando o espectro livre do efeito Doppler. Isto produz um decréscimo da fluorescência já que o primeiro feixe laser (muitas vezes denominado de bombeio) saturou as transições e o segundo feixe não é absorvido. Esta técnica é normalmente denominada de espectroscopia por saturação⁽¹⁴⁾. Dentro da região do decréscimo de fluorescência observamos uma estrutura espectral mais rica, correspondendo às várias transições e "cross-over" normalmente presentes na espectroscopia por saturação. Para melhor entendermos o espectro apresentado na Fig.

21(b) consideremos inicialmente o diagrama dos níveis eletrônicos do átomo de Césio mostrado na Fig. 22. A fluorescência mostrada na Fig. 21 advém das transições pertencentes ao grupo de linhas indicadas por I na Fig. 22. São transições do tipo $6S_{1/2}$ ($F = 4$) $\rightarrow$ $6P_{3/2}$ ($F = 5, 4$ e 3). Quando os dois feixes interagem com a amostra, o primeiro feixe satura a transição e o segundo não é absorvido, deixando de contribuir para a fluorescência. Como os dois feixes têm a mesma frequência, isto somente ocorre quando eles interagem com átomos que apresentam velocidades nulas na direção do laser. Estas três linhas estão mostradas pelas letras a, b e c no espectro da Fig. 21(b). O espaçamento entre elas é $\Delta f_{a-b} \cong 190$ MHz e $\Delta f_{b-c} \cong 248$ MHz, relativamente próximos dos valores 201 MHz e 251 MHz que seriam esperados. Os demais decréscimos na fluorescência correspondem aos chamados "cross-over" que aparecem quando ambos feixes interagem com mesmo grupo de átomos sem que eles tenham velocidade nula na direção do laser. As demais fotos no espectro são meras pontuações de medida e não são reproduzíveis. Como ambos os feixes apresentam a mesma frequência isto ocorrerá quando o valor da frequência estiver exatamente entre duas das linhas, pois neste caso o efeito Doppler, para um determinado grupo de átomos, tem valores opostos, cancelando-se. Assim, L_1 seria o "cross-over" entre a e b, L_2 entre a e c e L_3 entre b e c, embora as posições relativas não pareçam estar muito de acordo como sendo o ponto central entre as linhas.

Este mesmo estudo pode ser feito para o grupo de transições indicadas por II no diagrama da Fig. 22, só que neste caso as modulações no espectro devido à saturação não se mostraram muito intensas como mostramos nas Figs. 23(a) e 23(b).

De uma forma geral, os espectros aqui apresentados concordam bem com os relatados na literatura⁽¹⁵⁾ utilizando o mesmo tipo de técnica e empregando lasers de diodo.

Melhores resultados seriam obtidos se utilizássemos os dois feixes exatamente contra-propagantes mas, devido à alta sensibilidade dos lasers de diodo, o "feedback" óptico não foi possível este tipo de configuração que se tornará viável assim que terminarmos a construção de nossos isoladores ópticos presentemente em construção.

V. CONSIDERAÇÕES FINAIS E CONCLUSÕES

Nosso objetivo até este ponto foi o de demonstrar que mesmo com uma estabilização primária é possível obtermos resultados de razoável qualidade, utilizando lasers de diodo em espectroscopia de vapores atômicos. Este trabalho que aqui estamos apresentando é apenas o ponto inicial de um trabalho mais amplo que estamos realizando, onde lasers de diodo e "diode arrays" de alta potência estão sendo estabilizados utilizando-se de várias técnicas distintas. Num artigo a ser submetido a esta revista nos próximos meses mostraremos o resultado destes trabalhos e o início da utilização destes lasers em experimentos de manipulação óptica de átomos e espectroscopia de alta resolução onde estabilização com variações inferiores a 1 MHz são necessárias.

AGRADECIMENTOS

Gostaríamos de agradecer ao Dr. Antonio Carlos Bordeaux Rego e colegas, do CPqD da Telebras por sugestões, fornecimento de lasers e empréstimo do visor de infra-vermelho.

Gostaríamos também de agradecer a Reginaldo de Jesus Napolitano pela leitura crítica ao texto e a Gilberto Victorino pelo apoio técnico. Trabalho apoiado pela FAPESP, Fundação Banco do Brasil e FINEP.

REFERÊNCIAS

1. Schäfer, F.P. (Ed.), "Dye-lasers", Spring-Verlag, Berlin (1973).
2. Normalmente lasers de corante operando em regime pulsado são de operação mais fácil e menos custosos.
3. Casey, H.C. and Panish, M.B., "Heterostructure lasers, Part B: Materials and Operating Characteristics (NY, Academic Press).
4. Ikegami, T., IEEE J. Quantum Electron. QE-8, 470 (1972).

5. Botez, D., J. Opt. Comm. 1, 42 (1980).
6. Veja lista de fabricantes na Revista Photonics Spectra 18, 89 (1984).
7. Aiki, K., Nakamura, M., Kuroda, J., Ito, R., Chinone, N. and Maeda, M., IEEE Quant. Electron. QE-14, 89 (1978).
8. Paoli, T.L., IEEE J. Quant. Electron. QE-11, 489 (1975).
9. Fleming, M.V. and Mooradian, A., Appl. Phys. Lett. 38, 511 (1981).
10. Vahala, K., Harder, Ch. and Yariv, A., Appl. Phys. Lett. 42, 211 (1983).
11. Esquemas semelhantes são usados por C. Salomon (ENS - Paris), C. Wieman (Univ. of Colorado) e L. Hollberg (NIST - Boulder - CO).
12. Bolger, B. and Diels, J., Phys. Lett. A 28, 401 (1968).
13. Siahatgas, S. and Hochuli, U.E., IEEE J. Quant. Electron. QE-5, 295 (1969).
14. Veja sobre esta técnica por exemplo:
 - Corney, A., "Atomic and laser spectroscopy" (Oxford), 1977, Clarendon Press.
 - Bagnato, V.S., "Espectroscopia atômica e manipulação ótica de átomos", In: II Escola Jorge André Swieca em Ótica Quântica e Não Linear, São Carlos, 15 - 26 de janeiro de 1990.
15. Hori, H., Kitayama, Y., Kitano, M., Yabuzaki, T. and Ogawa, T., IEEE J. Quant. Electron. QE-19, 169 (1983).

FIGURAS

FIG. 1 - Esquema de um laser de diodo de heteroestrutura dupla, com a região ativa composta de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, entre duas camadas de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

FIG. 2 - Geometria do feixe laser emitido, mostrando sua divergência diferenciada nas duas direções do meio ativo.

FIG. 3 - Perfil de intensidade ao longo das direções paralela e perpendicular ao plano do meio ativo.

FIG. 4 - Curva típica da potência de saída como função da corrente de injeção.

FIG. 5 - Espectro de um laser de diodo obtido numa cavidade analisadora, mostrando os modos principais.

FIG. 6 - Curvas características para o laser de diodo HL 780 mostrando variação do comprimento de onda para variação de corrente e temperatura.

FIG. 7 - Dependência dos modos como função da corrente injetada no laser. O gráfico ainda mostra as regiões de constante sintonia sem haver pulos do modo.

FIG. 8 - Dependência do comprimento de onda com a temperatura mostrando estrutura semelhante à Fig. 7.

FIG. 9 - Gráfico característico do laser de diodo HLP 1400 contendo a variação do comprimento de onda com os parâmetros temperatura e corrente. Os patamares representam regiões estáveis.

FIG. 10 - Desenho do suporte mecânico e de alinhamento para lasers de diodo.

FIG. 11 - Sistema para alimentação e estabilização primária do laser de diodo.

FIG. 12 - Diagrama em blocos para o controlador de temperaturas.

FIG. 13 - Circuito sensor e escolha de temperatura.

FIG. 14 - Elemento amplificador (Analog Devices 2B30J).

FIG. 15 - Diagrama representativo do circuito P.I.D.

FIG. 16 - Esquema do módulo de potência.

FIG. 17 - Esquema do arranjo experimental para espectroscopia simples de vapor de Rubídio.

FIG. 18 - Fluorescência dos átomos de Rb como função da corrente de injeção (ou frequência).

FIG. 19 - Diagrama de níveis para os dois isótopos do átomo de Rb. Mostra-se a estrutura hiperfina com as posições relativas das linhas.

FIG. 20 - Montagem experimental para observação de absorção saturada em vapores de Cs.

FIG. 21 - (a) Espectro mostrando a fluorescência do vapor de Cs. (b) Espectro mostrando efeito da absorção saturada do vapor de Cs na configuração mostrada na Fig. 20.

FIG. 22 - Diagrama dos níveis de energia do átomo de Césio.

FIG. 23 - (a) Observação da fluorescência de vapor de Césio das transições que iniciam no estado $S_{1/2}$ ($F = 3$). (b) Efeito de saturação na fluorescência mostrada no espectro da Fig. 23(a).

Fig. 1
T₀ = 300 K
100 μm

Fig. 2

Fig. 2

Fig. 5
Tubing, m m
45 ul

CARACTERISTICA DO LASER DE DIODO (780nm)

$T = 16^{\circ}\text{C}$

CARACTERISTICA DO LASER DE DIODO (780nm)

$I = 55 \text{ mA}$

10/2/88

Fig. 7

CARACTERISTICA DO LASER HLP 1400 (3)

T = 17°C

Fig. 7

CARACTERISTICA DO LASER HLP 1400 (3)
I = 101 mA

Fig. 1
Wavelength vs. Temperature
at I = 101 mA

① Laser	⑥ Suporte do translador
② Suporte do laser	⑦ Base
③ Reservatório	⑧ Peltier
④ Objetiva do microscópio	⑨ Termistor
⑤ Sistema de translação	

Fig. 10

Diagrama de bloco Fig. 11

Fig. 12

Figure 12-15

Figure 12-15

Fig. 1.1 - Diagrama de um sistema de controle P.I.D.

Fig 16

Fig. 17

Fig. 17

← FREQUÊNCIA $\frac{0.249 \text{ mA}}{\text{GHz}}$

CORRENTE APLICADA NO LASER (mA)

→ λ

Fig. 10

1316

Diagrama de energia Fig 17

Fig. 20

Fig. 1A

Fig. 21P

Fig 22
T-52 85

Fig 22