

Raquel Luana Cavalcanti Ferreira

**EFEITOS DINÂMICOS EM FREQUÊNCIA  
PARA DOIS LASERS SEMICONDUTORES  
ACOPLADOS POR INJEÇÃO ORTOGONAL  
MÚTUA E FILTRADA**

Campina Grande - PB

Março de 2016



Raquel Luana Cavalcanti Ferreira

**EFEITOS DINÂMICOS EM FREQUÊNCIA PARA DOIS  
LASERS SEMICONDUTORES ACOPLADOS POR  
INJEÇÃO ORTOGONAL MÚTUA E FILTRADA**

Dissertação apresentada como requisito para  
obtenção do título de Mestre em Física pela  
Universidade Federal de Campina Grande.

Universidade Federal de Campina Grande - UFCG  
Centro de Ciências e Tecnologia  
Programa de Pós-Graduação *Stricto Sensu* em Física

Orientador: Danievertton Moretti  
Coorientador: Thierry Marcelino Passerat de Silans

Campina Grande - PB

Março de 2016

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA BIBLIOTECA CENTRAL DA UFCG

F383e Ferreira, Raquel Luana Cavalcanti.  
Efeitos dinâmicos em frequência para dois lasers  
semicondutores acoplados por injeção ortogonal mútua e filtrada /  
Raquel Luana Cavalcanti Ferreira. – Campina Grande, 2016.  
95 f. : il. color.

Dissertação (Mestrado em Física) – Universidade Federal de  
Campina Grande, Centro de Ciências e Tecnologia, 2016.

"Orientação: Prof. Dr. Danieverton Moretti, Prof. Dr. Thierry  
Marcelino Passerat de Silans".

Referências.

1. Realimentação Ótica Ortogonal. 2. Emissão Laser -  
Deslocamento em Frequência. 3. Células de Rubídio -  
Acoplamento de Dois Lasers. 4. Injeção de Lasers de Diodo  
Acoplados. 5. Efeitos de População. I. Moretti, Danieverton.  
II. Silans, Thierry Marcelino Passerat de. III. Título.

CDU 537.533.3- 023.255(043)

**RAQUEL LUANA CAVALCANTI FERREIRA**

**EFEITOS DINÂMICOS EM FREQUÊNCIA PARA DOIS LASERS  
SEMICONDUTORES ACOPLADOS POR INJEÇÃO ORTOGONAL MÚTUA E  
FILTRADA**

Dissertação aprovada em 11/03/2016

**BANCA EXAMINADORA**

*Daniel Moretti*

---

(Presidente)  
Prof. Dr. Danieverton Moretti  
Unidade Acadêmica de Física – UFCCG

*Thierry Passerat*

---

(Co-Orientador)  
Prof. Dr. Thierry Marcelino Passerat de Silans  
Departamento de Física – UFPB

*Igo Paulino da Silva*

---

(Membro interno)  
Prof. Dr. Igo Paulino da Silva  
Unidade Acadêmica de Física – UFCCG

*Valdeci Mestre da Silva Junior*

---

(Membro externo)  
Prof. Dr. Valdeci Mestre da Silva Junior  
Departamento de Física (CCEA) – UEPB



# Agradecimentos

A Deus.

À minha família, em especial a meus pais, Iolanda e Mota, e à minhas irmãs e irmãos pela contribuição com palavras de conforto.

A meu amigo Gutembergue pelo apoio e auxílio durante a pesquisa. A Alexander pelo apoio. Aos amigos Rosinildo Fidelis e Thiago da Silva Santos pelo auxílio e pelas palavras de ânimo.

Ao professor Marcos Oriá pela aprendizagem.

A Samuel e Gilson pela ajuda em laboratório.

Ao grupo de Física Atômica e Lasers da Universidade Federal da Paraíba por ter me acolhido e pela aprendizagem.

Ao meu orientador, Prof. Dr. Danieverton Moretti, e ao meu coorientador, Prof. Dr. Thierry Marcelino Passerat de Silans, pela contribuição em minha formação acadêmica.

À agência financiadora Capes.





*“Na vida, não existe nada a temer,  
mas a entender.”  
(Marie Curie)*



# Resumo

Os lasers semicondutores são dispositivos óticos muito usados em vários campos de pesquisas, tais como em física atômica e em espectroscopia, e em aplicações tecnológicas, por serem dispositivos óticos muito acessíveis se comparados a outros tipos de lasers. Eles estão disponíveis em uma grande variedade de comprimentos de ondas e possuem baixo custo. Por serem dispositivos de ganho alto e cavidade pobre, os lasers de diodo são bastante sensíveis a realimentação ótica, tendo sua potência, frequência e fase alteradas. Esta propriedade é comumente usada para modificar propriedades de emissão do diodo laser. Dois tipos de realimentação ótica são tipicamente usados: realimentação paralela e ortogonal. No caso em que a realimentação paralela é utilizada, há usualmente uma variação da potência emitida pelo laser. Em contrapartida, quando a realimentação ortogonal é utilizada, ou seja, quando a luz reinjetada no diodo tem polarização ortogonal àquela de emissão, a potência emitida permanece inalterada e ocorre modificação exclusivamente na frequência emitida. O grupo de Física Atômica e Lasers mostrou que usando realimentação ortogonal filtrada espectralmente por um vapor atômico é possível reduzir a largura de linha do laser de diodo e obter biestabilidade em frequência para a emissão laser. Os resultados citados acima não apresentam comportamento dinâmico. A fim de observar comportamento dinâmico em frequência, como oscilações e caos, devemos aumentar a dimensionalidade do sistema. Para aumentar a dimensionalidade do sistema montamos um experimento com dois lasers acoplados através de injeção mútua com polarização ortogonal. Os feixes dos dois lasers são acoplados em uma célula de vapor atômico em uma configuração tipo absorção-saturada. Mostramos que com esta configuração é possível observar oscilações exclusivamente na frequência dos lasers. A fim de tentar entender a origem destas oscilações, analisamos como a transmissão do filtro espectral, a ser injetada no laser oposto, depende das frequências dos dois lasers e qual as consequências na variação de frequência dos lasers induzida pela realimentação.

**Palavras-chaves:** 1. Realimentação ótica ortogonal. 2. Emissão laser - Deslocamento em frequência. 3. Célula de Rubídio - Acoplamento de dois lasers. 4. Injeção de lasers de diodo acoplados. 5. Efeitos de população.



# Abstract

Semiconductor lasers are optical devices used in some field of researches, such as atomic physics and spectroscopy, in technological applications for being optical devices very approachable if compared to others types of lasers. They are available in a great variety of wavelength and they are at low cost. By being high gain and low cavity devices, diode lasers are very sensitive to optical refeeding, with its potency, frequency and phase changed. This property it is commonly used to modify the laser diode emission properties. Two types of optical refeeding are typically used: parallel and orthogonal refeeding. In case in which parallel refeeding is utilized, usually there is a variety of potency that is emitted by laser. In contrast, when the octagonal refeeding is utilized, in other word, when the light is reinjected in diode it has octagonal polarization, that of emission. The issued potency remains unchanged and occurs alteration exclusivity in the emitted frequency. The group of Atomic Physics, and Lasers from UFPB (Universidade Federal da Paraíba) showed that using octagonal refeeding, spectrally filtered by atomic steam is possible to reduce the width of laser line of the diode, and to obtain bestiality frequency for laser emission. The above results show no dynamics behavior. For the purpose of observing the dynamic behavior in frequency, as oscillations and chaos. We should increase the dimensionality of the system. To increase the dimensionality of the system we set up an experiment with two lasers coupled through mutual injection with orthogonal polarization. The beams of the two lasers are engaged in an atomic steam cell in a configuration type absorption-saturated. We showed that with this configuration is possible to observe oscillations exclusively in frequency of lasers. In order to try understanding the origin of these fluctuations, we analyze how the transmission spectral filter to be injected on the opposite laser, depends on the frequencies of the two lasers, and which effects the frequency range of laser-induced refeeding.

**Key-words:** 1. Optical Orthogonal feedback. 2. Laser emission - Shift in frequency. 3. Rubidium cell - Coupling of two lasers. 4. Injection of diode lasers coupled. 5. Effects population.



# Lista de ilustrações

Figura 1 – Sistema típico de um laser, mostrando o meio ativo, o sistema de bombeamento e a cavidade ótica. . . . .	22
Figura 2 – Esquema de interação da radiação com um sistema atômico de dois níveis destacando os três processos possíveis: Absorção, emissão estimulada e emissão espontânea. . . . .	24
Figura 3 – Estrutura de um laser semiconductor com base em uma homoestrutura. . . . .	27
Figura 4 – Recombinação de elétron-buraco formando a região de depleção. . . . .	28
Figura 5 – Esquema de uma laser semiconductor em heteroestrutura. $\mathbf{i}$ é a corrente para o bombeamento; $\mathbf{p}$ indica que o material possui buracos como portadores majoritários e $\mathbf{n}$ indica que o material possui elétrons como portadores majoritários. . . . .	29
Figura 6 – (a) Níveis de energia nas proximidades da junção em um laser com base em uma heteroestrutura dupla. (b) Diagrama dos índices de refração na junção. . . . .	29
Figura 7 – Modelo das bandas de condução e de valência de um “bandgap” de energia $E_g$ de um semiconductor direto. Recombinação buraco-elétron. . . . .	30
Figura 8 – Perfil de ganho e dos modos longitudinais de um laser de semiconductor. . . . .	38
Figura 9 – Comportamento da potência ótica de saída que depende da temperatura em função da corrente de injeção de um laser semiconductor (21). . . . .	38
Figura 10 – Sistema simplificado de uma cavidade laser de semiconductor. A cavidade é formada por dois espelhos que são as faces clivadas e um meio ativo. $\left(\frac{dS}{dt}\right)_1$ é a densidade de fótons que varia dentro da região ativa; $\left(\frac{dS}{dt}\right)_2$ é a taxa de perdas que ocorrem e $R_{esp}$ é a taxa de acoplamento dos fótons emitidos de forma espontânea. . . . .	41
Figura 11 – Montagem experimental do trabalho de Yasaka e Kawaguchi (18) para estabilização de frequência e redução de linha espectral a partir da realimentação ótica negativa ortogonal em um laser de diodo de DFB. . . . .	49
Figura 12 – Refletividade da cavidade Fabry-Perot com ilustração da conversão de modulação de frequência (FM) para modulação de amplitude (AM) (18). . . . .	50
Figura 13 – Montagem experimental (7). LD: Laser de diodo, GF: Polarizador Glan-Foucault, E: Espelho, IO: Isolador Ótico, $\frac{\lambda}{2}$ : Lâmina de meia onda, MP: Medidor de Potência, FD: Fotodetector. A cor vermelha é o feixe com polarização paralela ao plano da montagem e o azul representa a polarização ortogonal à essa montagem. . . . .	51

Figura 14 – Curva de Transmissão em função da frequência. Há uma dependência da realimentação com a frequência através da forma de linha da absorção $D_2$ do Cs. Figura ilustrativa, adaptada a partir da referência (18). . . . .	53
Figura 15 – (a) Picos de transmissão do Fabry-Perot para o laser livre; (b) Curva de absorção da linha $D_2$ do Cs para o laser livre; (c) Picos de transmissão do Fabry-Perot com realimentação e (d) Espectro de absorção da linha $D_2$ do Cs com realimentação A figura original está na referência (7). . .	54
Figura 16 – Flutuações na frequência do laser. (a) Para o laser sem realimentação e (b) com o laser submetido à realimentação ortogonal. A figura original está na referência (7). . . . .	55
Figura 17 – Curva de histerese da resposta da biestabilidade ótica do meio saturável a partir do bombeio. A linha pontilhada da curva é a região instável, enquanto que as linhas cheias são regiões estáveis. $I_T$ é a intensidade de transmissão e $I_i$ é a intensidade de excitação (incidente) (26). . . . .	57
Figura 18 – Transmissão do filtro atômico. (a) Curva de transmissão da linha atômica de perfil Gaussiano sem realimentação; (b) e (c) curvas de transmissão da linha atômica com realimentação. (c) Apresenta bi-estabilidade em frequência. Figura original encontra-se na referência (23). . . . .	59
Figura 19 – Frequência de emissão do laser $\nu$ calculada como função da frequência do laser sem realimentação ótica $\nu_0$ (23). Curvas dadas pelas equações, Equação (3.3) e Equação (3.5). . . . .	60
Figura 20 – Montagem experimental para o deslocamento em frequência. A cor vermelha representa o modo paralelo à montagem e a cor azul representa o modo ortogonal. LD: Laser de diodo; DF: Divisor de feixe; GF: Glan-Foucault; IO: Isolador ótico; FP: Fabry-Perot; FD: Fotodetector, E: Espelho; $\lambda/2$ : Lâmina de meia onda e MP: Medidor de potência. . . . .	68
Figura 21 – Representação de um prisma Glan-Foucault com a indicação dos raios refletidos e transmitidos. . . . .	69
Figura 22 – Curva do deslocamento em frequência em função da potência de realimentação. Diodo Laser com cavidade tipo Fabry-Perot emitindo em torno da transição $D_2$ do Rb a 780 nm. . . . .	70



Figura 23 – Esquema da configuração do experimento para observação de efeitos dinâmicos com dois lasers de diodo acoplados. $LD_A$ e $LD_B$ são os lasers de diodo; DF: divisor de feixe; $DF_1$ , $DF_2$ e $DF_3$ : são divisores de feixe com 10%R/90%T; GF: polarizador Glan-Foucault; IO: Isolador Ótico; $E_1$ à $E_8$ : espelhos; $C_1$ : é a célula de vapor de Rubídio aquecida; $C_2$ e $C_3$ : Célula de Rubídio de referência com temperatura ambiente; $LA_1$ , $LA_2$ e $LA_3$ : são lâminas com 10%R/90%T; $\frac{\lambda}{2}$ : placa de meia onda e $FD_1$ à $FD_4$ são fotodetectores. . . . .	72
Figura 24 – Ressonâncias da cavidade Fabry-Perot para o laser A livre (linha preta) e para o laser A submetido à injeção ótica ortogonal (linha vermelha) do laser B. $\Delta\nu_{FP} = 1,5$ GHz é a faixa espectral livre da cavidade F-P. O valor do deslocamento total é em torno de 1,5 GHz. O deslocamento foi posicionado em torno da metade, $\delta \cong 0,75$ , para ocorrer visualização.	74
Figura 25 – Ressonâncias da cavidade Fabry-Perot para o laser B livre (linha azul) e para o laser B submetido à injeção ótica ortogonal (linha verde) do laser A. $\Delta\nu_{FP} = 1,5$ GHz é a faixa espectral livre da cavidade F-P. O valor do deslocamento é em torno de 1 GHz. . . . .	74
Figura 26 – Filtro espectral utilizado: Célula de vapor de Rubídio. . . . .	76
Figura 27 – Curva de absorção do Rubídio alargada por efeito Doppler. . . . .	76
Figura 28 – Oscilação em frequência para o laser A com injeção ortogonal do Laser B, onde os dois lasers estão acoplados via um filtro espectral. . . . .	77
Figura 29 – Deslocamento em frequência dos 4 picos da curva de absorção do Rb alargada por efeito Doppler. A curva de absorção em vermelho é para o laser $LD_A$ submetido à injeção com polarização ortogonal do $LD_B$ . Em preto quando não há injeção vinda do laser $LD_B$ para o $LD_A$ . . . . .	78
Figura 30 – Transmissão do laser $LD_B$ , curva verde, através do filtro espectral, $C_1$ . É mostrado também a transmissão do laser $LD_A$ , curva vermelha, na célula externa servindo de referência em frequência. . . . .	79
Figura 31 – Gráfico de uma função linear entre a potência transmitida do $LD_B$ (o qual está posicionado no flanco do pico $F=2$ do $^{87}\text{Rb}$ ) pelo filtro atômico e o deslocamento em frequência dos picos de absorção do $LD_A$ na célula externa. . . . .	79
Figura 32 – Gráfico de uma função linear entre a potência transmitida do $LD_B$ (posicionado no flanco do pico $F=3$ do $^{85}\text{Rb}$ ) pelo filtro atômico e o deslocamento em frequência dos picos de absorção do $LD_A$ na célula externa. . . . .	80
Figura 33 – Diagrama de níveis da estrutura hiperfina da linha $D_2$ do Rubídio, para os isótopos $^{87}\text{Rb}$ e $^{85}\text{Rb}$ . As transições permitidas seguem a regra de seleção $\Delta F = 0, \pm 1$ para cada nível hiperfino. . . . .	81

Figura 34 – Esquema dos níveis de energia do $^{87}\text{Rb}$ com as populações representadas pelo diâmetro das circunferências. (a) Esquema sem bombeio ótico. (b) Processo de transição quando o laser $\text{LD}_B$ é posicionado no pico $F=2$ . (c) Efeito de população quando o laser $\text{LD}_A$ é sintonizado na mesma transição que $\text{LD}_B$ e (d) quando o laser $\text{LD}_A$ é sintonizado em uma frequência diferente da que o $\text{LD}_B$ foi fixado. . . . .	83
Figura 35 – Curvas de transmissão no filtro atômico. A curva em vermelho é a curva de transmissão para o $\text{LD}_A$ na célula externa e as curvas em azul e verde são espectros de absorção saturada dos lasers $\text{LD}_A$ e $\text{LD}_B$ , respectivamente na célula aquecida. O laser $\text{LD}_B$ está posicionado no flanco negativo do pico do $F=2$ do $^{87}\text{Rb}$ . . . . .	84
Figura 36 – Curvas de transmissão no filtro atômico. A curva em vermelho é a curva de transmissão para o $\text{LD}_A$ na célula externa e as curvas em azul e verde são espectros de absorção saturada dos lasers $\text{LD}_A$ e $\text{LD}_B$ , respectivamente na célula aquecida. O laser $\text{LD}_B$ está posicionado no flanco negativo do pico do $F=3$ do $^{85}\text{Rb}$ . . . . .	85
Figura 37 – Esquema da montagem experimental sem simplificação. . . . .	93
Figura 38 – Montagem real do experimento. . . . .	94
Figura 39 – Controladores de corrente e temperatura dos dois lasers utilizados no experimento. . . . .	95

# Sumário

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>17</b>
<b>2</b>	<b>LASER SEMICONDUTOR</b>	<b>21</b>
<b>2.1</b>	<b>Aspectos históricos do laser semicondutor</b>	<b>21</b>
<b>2.2</b>	<b>Princípios básicos para o funcionamento laser</b>	<b>22</b>
2.2.1	Sistema de um laser	22
2.2.2	Absorção, emissão espontânea e emissão estimulada	23
<b>2.3</b>	<b>Descrição e funcionamento do laser semicondutor</b>	<b>26</b>
2.3.1	Homojunção	27
2.3.2	Heterojunção	28
<b>2.4</b>	<b>Características do laser semicondutor</b>	<b>30</b>
2.4.1	Equações de Maxwell	31
2.4.2	Ganho ótico	35
2.4.3	Modos de oscilação	37
<b>2.5</b>	<b>Equações de taxa</b>	<b>39</b>
2.5.1	Meio de ganho	39
2.5.2	Descrição das equações de taxa	41
2.5.3	Estado estacionário para a densidades de portadores e densidade de fótons	44
<b>3</b>	<b>REALIMENTAÇÃO ÓTICA ORTOGONAL</b>	<b>47</b>
<b>3.1</b>	<b>Realimentação ótica</b>	<b>47</b>
3.1.1	Trabalho de Yasaka e Kawaguchi	48
3.1.2	Estabilidade em frequência e redução de linha a partir de realimentação ortogonal acoplados na linha $D_2$ do Cs	50
3.1.2.1	Montagem experimental	51
3.1.2.2	Estabilização em frequência e diminuição da largura de linha	52
3.1.3	Linearidade da frequência em função da potência de realimentação ortogonal	55
3.1.4	Biestabilidade em frequência	56
3.1.4.1	Biestabilidade ótica	56
3.1.4.2	Biestabilidade em frequência de um laser semicondutor sob realimentação ótica ortogonal	58
3.1.5	Modelo: Biestabilidade em frequência a partir das Equações de taxa	61
<b>4</b>	<b>DINÂMICA EM FREQUÊNCIA DE UM LASER SEMICONDUTOR SOB REALIMENTAÇÃO ÓTICA ORTOGONAL FILTRADA POR VAPOR ATÔMICO DE RB</b>	<b>67</b>

<b>4.1</b>	<b>Resposta linear da frequência do laser semiconductor sob realimentação ortogonal</b> . . . . .	<b>67</b>
4.1.1	Experimento com um laser de diodo para obtenção do deslocamento em frequência em função da realimentação ortogonal . . . . .	68
4.1.2	Polarizador Glan-Foucault . . . . .	69
4.1.3	Resultados . . . . .	70
<b>4.2</b>	<b>Experimento de dois lasers de diodo acoplados numa célula de Rubídio</b>	<b>71</b>
4.2.1	Montagem experimental . . . . .	71
4.2.2	Resultados: Deslocamento em frequência com injeção dos lasers acoplados .	73
<b>4.3</b>	<b>Oscilações e deslocamento em frequência na curva de absorção do Rb e acoplamento de dois feixes numa célula de vapor de Rb</b> . . . . .	<b>75</b>
4.3.1	Filtro espectral . . . . .	75
4.3.2	Resultado: Oscilações em frequência . . . . .	77
4.3.3	Resultados: Deslocamento em frequência na curva de absorção do Rb proporcional a potência de injeção . . . . .	77
<b>4.4</b>	<b>Efeitos de população no filtro espectral</b> . . . . .	<b>80</b>
4.4.1	Sistema atômico: Átomo de Rubídio . . . . .	81
4.4.2	Resultados . . . . .	82
	<b>Conclusão</b> . . . . .	<b>87</b>
	<b>REFERÊNCIAS</b> . . . . .	<b>89</b>
	<b>Referências Bibliográficas</b> . . . . .	<b>89</b>
	<b>ANEXO A – MONTAGEM EXPERIMENTAL</b> . . . . .	<b>93</b>
<b>A.1</b>	<b>Esquema da Montagem Experimental</b> . . . . .	<b>93</b>
<b>A.2</b>	<b>Imagens do Experimento</b> . . . . .	<b>93</b>

# 1 Introdução

O laser de semicondutor é um dispositivo bastante utilizado no dia a dia das pessoas, pois ele é encontrado em vários aparelhos eletrônicos tais como DVD, CD, impressoras, etc. Também se destaca como meio de comunicação para a transmissão de dados em fibra ótica (9) entre outras coisas. Além de atuante de forma expressiva na tecnologia é um tipo de laser que tem muitas aplicações em pesquisas científicas, como por exemplo em física atômica, em espectroscopia de alta resolução, comunicações óticas e processos coerentes (9, 10, 8).

Diante disso, técnicas foram desenvolvidas que visam modificar a emissão do diodo laser para o seu uso em campos de pesquisa. Entre as técnicas se destaca a realimentação ótica, em que uma fração do feixe retorna à cavidade do diodo laser. A realimentação ótica é usada, por exemplo, para reduzir a largura de linha da emissão laser (18) e para tornar a emissão oscilante ou caótica (41). Dentre as técnicas de realimentação ótica destacamos a realimentação paralela (ou coerente) e a realimentação ortogonal (ou incoerente) (23). Na realimentação paralela, a fração de luz laser reinjetada tem a mesma polarização da luz emitida pelo diodo laser, havendo um acoplamento entre a luz emitida e reinjetada que depende da diferença de fase entre elas. Este tipo de realimentação é usada, por exemplo, para observar fenômenos de histerese e efeitos dinâmicos nas propriedades do laser semicondutor (41, 42). Neste tipo de realimentação a potência de emissão é modificada.

O grupo de Física Atômica e Laser da Universidade Federal da Paraíba tem como um dos seus temas de pesquisa a modificação da emissão laser. O grupo obteve resultados em estabilização de frequência e redução de linha (7) com realimentação incoerente ou ortogonal, além de obter biestabilidade (23) em frequência a partir da realimentação ótica ortogonal. Dessa forma, na Seção 3.1.2 mostraremos a montagem experimental usada para obter tais resultados a partir da reinjeção ótica em que uma fração da potência de saída retorna à cavidade com polarização ortogonal em relação ao campo oscilante da junção p-n. A particularidade desta montagem é o uso de um vapor atômico como filtro espectral do feixe a ser reinjetado. Discutiremos as consequências de tal filtro espectral nas seções, Seção 3.1.2 e Seção 3.1.4.

A reinjeção ótica ortogonal implica na mudança da frequência de emissão laser devido à variação do índice de refração da cavidade ótica do laser semicondutor. Assim, o deslocamento da frequência do laser devido à realimentação ortogonal é proporcional à potência reinjetada (23). A presença do vapor atômico como filtro espectral cria uma dependência na potência reinjetada com a frequência do laser. O perfil espectral Gaussiano do vapor atômico garante a existência de dois flancos qualitativamente diferentes. Então ao

analisar o flanco de derivada positiva do perfil de absorção observa-se que, ocorrendo um aumento na frequência do laser, aumentará a intensidade da luz transmitida no vapor. Consequentemente, ocorre um aumento na potência de reinjeção o que ocasiona uma redução na frequência de emissão laser. Assim, nesse flanco há uma correção na deriva em frequência pela realimentação com polarização ortogonal. De modo análogo, essa correção na deriva em frequência ocorre no sentido de diminuição de frequência da emissão laser, portanto, esse flanco é o de estabilidade. No entanto, ao posicionarmos a frequência do laser no flanco de derivada negativa a deriva em frequência só tende a ser amplificada pela realimentação óptica ortogonal sendo, dessa forma, a região de instabilidade (7).

Além disso, verifica-se na Seção 3.1.2 que para demonstrar esse efeito de estabilização em frequência foram feitas medidas na largura de linha do laser. Obteve-se flutuações de intensidade em um flanco de transmissão do Fabry-Perot porque nessa região existe uma relação praticamente linear das flutuações de intensidade com as flutuações de frequência. Medindo então as flutuações de potência é possível observar que quando o laser está submetido à reinjeção ortogonal filtrada há uma redução na deriva em frequência da emissão laser de 100 MHz para 23 MHz, alcançando assim um fator de 4 de redução (7).

Outro resultado importante que ressaltamos aqui a partir da mesma montagem experimental descrita anteriormente foi de um trabalho do grupo de Física Atômica e Lasers do DF/UFPB de 2005 (23). Neste trabalho de 2005 foi verificado e explicado a biestabilidade em frequência. Dessa forma, verificou-se um comportamento histerético da frequência do laser devido à potência de realimentação ortogonal filtrada. Foi observado um ciclo histerético devido ao fato que os flancos estáveis e instáveis da absorção atômica são encontrados em momentos diferentes quando a frequência laser é varrida usando a corrente. Esta observação em biestabilidade em frequência direciona para aplicações em ótica digital usando um interruptor entre duas frequências, porém com nível de intensidade constante. Também o grupo conseguiu observar e explicar um comportamento de multiestabilidade no qual foi levado em consideração a resposta dispersiva do laser.

Veremos no Capítulo 4 resultados experimentais. Primeiramente, na Seção 4.1 verificamos com uma configuração experimental com um laser, basicamente a descrita acima sem a presença da célula atômica e usando o Fabry-Perot como filtro espectral, e observamos a relação linear do deslocamento em frequência de emissão com a potência de reinjeção ortogonal.

O objetivo do nosso trabalho é observar dinâmica em frequência e, para isto, aumentamos a dimensão do experimento para dois lasers. Na Seção 4.2 podemos observar o arranjo experimental no qual adicionamos um segundo laser e uma célula de Rubídio como filtro espectral. Os feixes dos dois lasers semicondutores estão contrapropagantes na célula de Rubídio em uma configuração tipo absorção-saturada. Nesta configuração

cada laser injeta luz no outro laser com uma polarização ortogonal, aumentando assim a dimensionalidade do sistema.





## 2 Laser semicondutor

### 2.1 Aspectos históricos do laser semicondutor

O laser de semicondutor está muito presente no nosso cotidiano. Ele atua em muitas aplicações tecnológicas, além disso podemos encontrá-lo em aplicações em campos de pesquisa, por exemplo: espectroscopia de alta resolução (17), física atômica (9, 10), metrologia, entre outras (17). Mas para chegar ao que temos atualmente foi percorrido um longo caminho de pesquisas científicas (1), que será resumido a seguir.

Sabemos hoje que o laser semicondutor é um dispositivo que amplifica uma onda ótica a partir da emissão estimulada de fótons ao ocorrer transição ótica de elétrons num semicondutor. Mas para chegar nessa ideia, a possibilidade de amplificação da luz por emissão estimulada, e até chegar na construção do laser semicondutor teve grandes e numerosos esforços realizados por vários teóricos e experimentais.

Antes da demonstração do funcionamento no laser de diodo em 1962, quando quatro grupos independentes (8) publicaram artigos sobre a operação do laser semicondutor (3, 4, 5, 6), alguns físicos tentaram descrevê-lo tanto experimental como teoricamente. Considera-se que a primeira discussão documentada num manuscrito (que não foi publicado), foi feita por Jonh von Neumann em 1953, aproximadamente um ano antes da operação do *MASER* (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation ou amplificação de microondas por emissão estimulada de radiação.) relatado primeiramente por Gordon, Zeiger, e Townes em julho de 1954 (1, 2).

Em seu manuscrito, John von Neumann discute a possibilidade de alcançar a emissão estimulada em um semicondutor a partir da injeção de portadores através da junção p-n. No seu trabalho, ele sugeriu que ao injetar portadores minoritários na junção p-n, seria possível perturbar o equilíbrio dos elétrons na banda de condução e buracos na banda de valência e, então, poderia ocorrer recombinação por radiação do excesso de portadores (1). Ele sugeriu também, que a incidência de radiação externa poderia aumentar a taxa de recombinação fazendo o semicondutor atuar como um amplificador, ficando claro que ele teve a idéia de Amplificação de Luz por Emissão de Radiação (Light Amplification by the Stimulated Emission of Radiation, cujo acrônimo é LASER (1).

A primeira sugestão feita sobre luz coerente de um semicondutor realizada publicamente foi dada a Pierre Aingrain em junho de 1958 (33). De forma independente, no mesmo ano, Basov (11), Krokhin e Popov sugeriram que a inversão de população era possível teoricamente. Porém, faltava a ideia de realimentação ótica e cavidade eletromagnética (1) que hoje sabemos serem conceitos fundamentais para o funcionamento do laser

de diodo.

A principal contribuição para a construção de um laser semiconductor foi dada em 1962, quando S. Mayburg e colaboradores apresentaram resultados sobre uma eficaz emissão espontânea em junções p-n de Arseneto de Gálio (GaAs). Este resultado foi apresentado em uma conferência e só publicado no ano seguinte (1). Após este resultado vários grupos procuraram construir lasers usando GaAs culminando rapidamente na demonstração do funcionamento do laser de semiconductor ainda em 1962 por quatro grupo independentes (3, 4, 5, 6).

## 2.2 Princípios básicos para o funcionamento laser

Visando uma facilidade na compreensão do laser semiconductor (que é o laser usado na nossa pesquisa) apresentamos, antes de adentrar um pouco na física do laser semiconductor, noções básicas do funcionamento laser em geral.

### 2.2.1 Sistema de um laser

O princípio que rege o funcionamento de um laser é sua auto-oscilação ótica (13). Porém, não existe nenhum oscilador (como por exemplo: pêndulo, sistema massa-mola) que, ao receber energia uma vez, fique alternando infinitamente estados de energia de maneira a sempre retornar previsivelmente, num certo período, para o estado inicial (devendo-se isso às perdas de energia) (14). Para superar essas perdas de energia é necessário uma fonte externa que forneça energia para o sistema, denominada sistema de bombeamento, no caso, do laser.

Um laser típico é mostrado na Figura 1. Ele emite uma radiação eletromagnética coerente de uma potência de saída  $P_S$  e é constituído por (15):



Figura 1 – Sistema típico de um laser, mostrando o meio ativo, o sistema de bombeamento e a cavidade ótica.

- *Meio ativo (meio de ganho)*. Fica dentro da cavidade ressonante e tem como objetivo amplificar a onda eletromagnética;
- *Sistema de Bombeamento*. O laser necessita de um mecanismo de excitação para criar uma inversão de população no meio de ganho;
- *Cavidade Ressonante*. Dois espelhos, um com refletividade maior e o outro sendo um refletor parcial (podendo, desta maneira, transmitir a luz para fora da cavidade), formam uma cavidade que tem o objetivo de armazenar uma radiação eletromagnética coerente permitindo que o campo interaja com o meio ativo de forma que aconteça uma realimentação. Além do mais, a cavidade ótica tem função de aumentar a coerência da fonte laser, pois, somente as frequências ressonantes com a cavidade sobrevivem.

Para entender a amplificação ótica que ocorre no meio de ganho vamos discutir os três tipos principais de transições radioativas que dizem respeito à interação radiação matéria que estão presentes intrinsecamente para o funcionamento de um laser: a absorção, a emissão espontânea e a emissão estimulada, que é a base para que realmente aconteça a operação laser (13, 15).

### 2.2.2 Absorção, emissão espontânea e emissão estimulada

Consideremos um ensemble atômico simplificado de dois níveis de energia (esquemático na Figura 2). A justificativa para usar esse sistema atômico de dois níveis é devido ao fato que ele pode pertencer a diversos sistemas: estados eletrônicos de um átomo ou um íon (num gás, cristal, vidro, ouro líquido); estados eletrônicos vibracionais ou de rotação de uma molécula; estados eletrônicos de elétrons em um semicondutor (13).

Diante disso, sucintamente, veremos como cada transição radioativa ocorre quando existe um desequilíbrio no sistema atômico (Ver a Figura 2.).

Se uma molécula ou átomo absorve um fóton de energia  $h\nu = E_2 - E_1$  (onde  $h$  é a constante de Planck), um elétron passa de um estado de energia menor  $|1\rangle$  para um maior  $|2\rangle$  (frisando aqui que o fóton pode apenas ser absorvido se ele tiver uma energia igual a diferença entre o estado inicial e o final). Esse processo atômico é chamado de absorção.

A probabilidade por segundo que uma molécula absorverá um fóton é proporcional ao número de fótons por unidade de volume, assim temos que quando há absorção

$$\frac{dP_{12}}{dt} = B_{12}\rho. \quad (2.1)$$

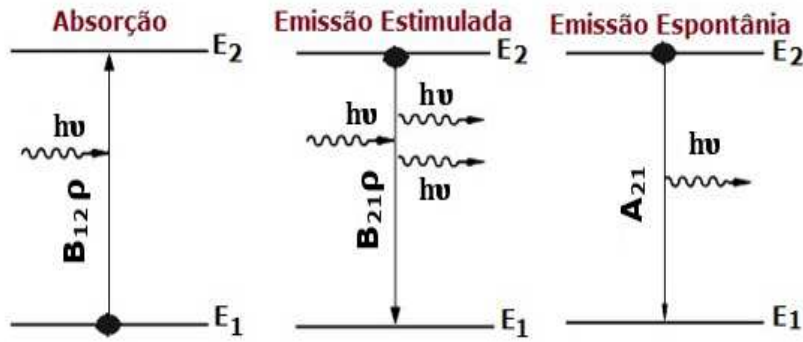


Figura 2 – Esquema de interação da radiação com um sistema atômico de dois níveis destacando os três processos possíveis: Absorção, emissão estimulada e emissão espontânea.

Aqui  $\frac{dP_{12}}{dt}$  é a taxa de absorção,  $B_{12}$  é o coeficiente de Einstein do processo de absorção e  $\rho$  é a densidade de fótons. Note que, para cada fóton absorvido de energia  $h\nu$ , há uma diminuição de um fóton no campo de radiação.

Se há uma inversão de população, ou seja, o estado de maior energia torna-se mais populado que o de menor energia, uma radiação eletromagnética incidente, pode induzir os átomos a decair para um estado de energia inferior. Este decaimento ocorre tal que o fóton emitido tenha as mesmas características físicas da radiação incidente (fase, polarização, direção). Além disso, como os átomos já estão excitados, é pouco provável que eles absorvam mais energia, então, além dos fótons da radiação incidente também teremos os fótons emitidos durante o decaimento. Isso significa que a cada emissão estimulada o número de fótons no campo de radiação de saída aumenta de um e a probabilidade que uma molécula emite um fóton induzido por segundo é

$$\frac{dP_{21}}{dt} = B_{21}\rho, \quad (2.2)$$

onde  $\frac{dP_{21}}{dt}$  é a taxa de emissão estimulada e  $B_{21}$  é o coeficiente de Einstein de emissão estimulada.

A probabilidade por segundo de um fóton  $h\nu = E_2 - E_1$  ser emitido espontaneamente pela molécula do estado de maior energia  $|2\rangle$  para o de menor energia  $|1\rangle$ , não depende da densidade de fótons da radiação  $\rho$ . Temos, então que

$$\left(\frac{dP_{21}}{dt}\right)_{esp} = A_{21}, \quad (2.3)$$

onde  $\left(\frac{dP_{21}}{dt}\right)_{esp}$  é a taxa de emissão espontânea e  $A_{21}$  é o coeficiente de Einstein de emissão espontânea.

Como já dito anteriormente, o processo principal que permite a ação laser é a

emissão estimulada que ocorre em sistemas quânticos, possibilitando assim, a amplificação ótica necessária para operar um laser. Esse princípio foi postulado por Einstein em 1917, podendo resultar na lei da radiação de Planck, a qual diz que a densidade de energia espectral da radiação eletromagnética,  $\rho(\nu, T)$ , por volume numa faixa espectral  $\nu$  à  $\nu + d\nu$  é dada por (16)

$$\rho(\nu, T)d\nu = \frac{8\pi h\nu^2}{c^3} \frac{1}{\exp[h\nu/k_B T] - 1} d\nu, \quad (2.4)$$

e na faixa espectral correspondente ao comprimento de onda  $\lambda$  à  $\lambda + d\lambda$  temos

$$\rho(\lambda, T)d\lambda = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \frac{1}{\exp[hc/\lambda k_B T] - 1} d\lambda. \quad (2.5)$$

Podemos assumir que um ensemble de dois níveis não-degenerado tem uma população de átomos  $N = N_1 + N_2$ , onde  $N_1$  é a população do estado  $|1\rangle$  e  $N_2$  é a população do estado  $|2\rangle$ . Para um sistema em equilíbrio termodinâmico com temperatura  $T$  podemos reescrever as equações, Equação (2.1), Equação (2.2) e Equação (2.3) como taxas de variação de população nos dois níveis em cada processo: de absorção, emissão estimulada e espontânea, daí, respectivamente, temos:

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{abs} = -\left(\frac{dN_1}{dt}\right)_{abs} = B_{12}\rho(\nu, T)N_1. \quad (2.6)$$

Observa-se que a taxa de absorção é diretamente proporcional ao número de absorvedores  $N_1$ ;

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{est} = -\left(\frac{dN_1}{dt}\right)_{est} = -B_{21}\rho(\nu, T)N_2. \quad (2.7)$$

A taxa de emissão estimulada é proporcional à  $N_2$ .

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{esp} = -\left(\frac{dN_1}{dt}\right)_{esp} = -A_{21}N_2. \quad (2.8)$$

Como já observado na Equação (2.3) e na Equação (2.8), a taxa de emissão espontânea não depende da densidade de radiação, mas sim da constante  $A_{21}$  e da população do estado excitado  $N_2$ .

Além disso, como o sistema está em equilíbrio térmico, a soma de todas as taxas é nula. Dessa forma, a razão entre essas populações pode ser descrita pela distribuição de Boltzmann, resultando em correção, na equação a seguir:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{B_{12}\rho(\lambda, T)}{A_{21} + B_{21}\rho(\lambda, T)} \quad (2.9)$$

A partir da Equação (2.9) e utilizando

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-h\nu/k_B T} \quad (2.10)$$

podemos também obter que a densidade espectral de energia da radiação eletromagnética é dada por

$$\rho(\lambda, T) = \frac{A_{21}}{B_{12} \exp[h\nu/k_B T] - B_{21}}. \quad (2.11)$$

Analisando a Equação (2.9) no limite de  $T \rightarrow \infty$ , a densidade de energia diverge, forçando

$$B_{21} = B_{12} \quad (2.12)$$

que nos mostra que os processos de absorção e emissão estimulada são semelhantes.

No limite  $h\nu \ll k_B T$  temos um sistema que se apoia na mecânica clássica, dessa forma podemos fazer uma comparação da Equação (2.9) com a lei Rayleigh-Jeans (16),

$$\rho_{RJ}(\nu, T) d\nu = \frac{8\pi h\nu^2}{c^3} k_B T \quad (2.13)$$

e desta forma, obtemos que

$$A_{21} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} B_{12} \quad (2.14)$$

mostrando, portanto, que os processos de emissão espontânea e a absorção são proporcionais (15, 16).

A partir das equações de taxas de Einstein podemos obter que a taxa de emissão estimulada só é maior que a de absorção quando  $N_2 > N_1$ . Esta condição é necessária para que ocorra a inversão de população. Alcança-se isto para sistemas que não estão em equilíbrio termodinâmico, por isso a necessidade de bombeamento para excitar os átomos para níveis de energia superiores.

## 2.3 Descrição e funcionamento do laser semiconductor

Em um laser semiconductor, o bombeamento para criar a inversão de população é feito através de injeção de corrente em uma junção p-n<sup>1</sup>. Por esse motivo esses lasers são chamados de *laser de injeção* ou *laser de diodo*. Desse modo, por trabalharmos com o laser

<sup>1</sup> É a estrutura fundamental de semicondutores, em que existem portadores de carga (positivos (p) e negativos (n)) formando a junção.

de diodo e com objetivo de uma melhor compreensão do que se segue, apresentamos resumidamente alguns tópicos como: estrutura de homojunção e heterojunção, funcionamento, modos de oscilação e equações de taxa.

### 2.3.1 Homojunção

A homojunção é composta do mesmo semiconductor com dopagem apropriada, geralmente é o Arseneto de Gálio (GaAs) que é utilizado com uma parte como doador de elétrons e outra como receptor deles. Nessa estrutura (Ver Figura 3.) há uma única junção (com dois “bandgaps de energia”<sup>2</sup> que são zonas proibidas as quais ficam entre a banda de valência e a banda de condução.) que é formada por um material de tipo p (com os buracos como portadores majoritários) e o outro de tipo n (nesse caso, os elétrons são os portadores majoritários). Como elétrons e buracos ficam livres para se difundirem ao longo da junção não há um confinamento e o ganho é diluído. Por essa razão, os lasers de homojunção necessitam de alta corrente de limiar para temperaturas ambientes e tem pouca aplicação prática, tendo sido substituídos pelos dispositivos de heterojunção pouco tempo após serem criados. Apesar disto, as homojunções são importantes para compreender outros tipos de junções (20).

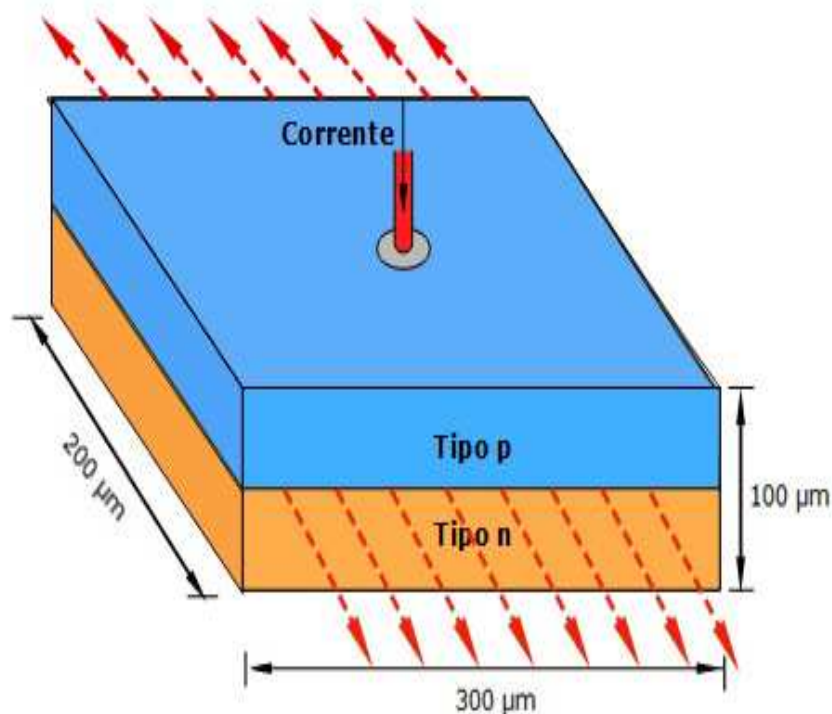


Figura 3 – Estrutura de um laser semiconductor com base em uma homojunção.

<sup>2</sup> Banda proibida ou *gap* de energia é a diferença de energia entre as bandas de valência e de condução do material.

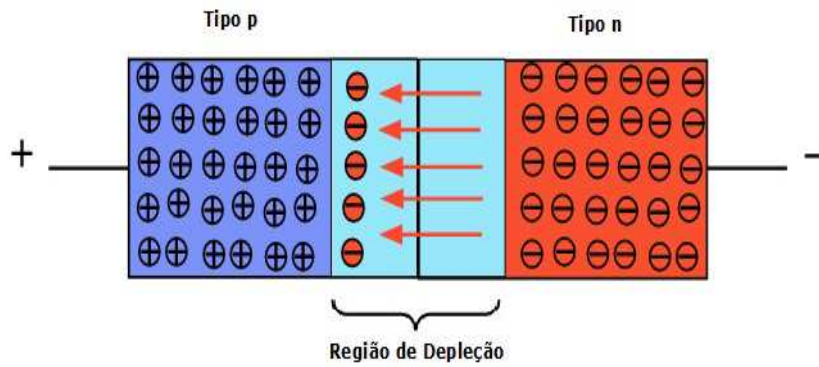


Figura 4 – Recombinação de elétron-buraco formando a região de depleção.

Pelo fato do diodo ter uma rede cristalina contínua, ocorre um movimento de portadores de carga através da junção. Esse movimento leva a uma recombinação, na chamada zona de depleção, do par elétron-buraco com consequente emissão de um fóton (Figura 4).

### 2.3.2 Heterojunção

A heterojunção é composta por dois materiais diferentes de semicondutores ou metais-semicondutores. No nosso caso, geralmente são heterojunções de semicondutores  $GaAs_{1-x}P_x$ <sup>3</sup> (8) (Figura 5). Um laser baseado em uma heteroestrutura, geralmente é constituído por um semiconductor de pequena espessura, chamado região ativa do laser, que fica entre camadas de um outro semiconductor com maior energia de “bandgap” e menor índice de refração. A diferença de “bandgap” e o índice de refração confina os portadores na região de ganho e garante o confinamento do modo ótico nessa região. O confinamento ótico e dos portadores resulta numa redução da corrente de limiar e que permite a operação dos lasers com heteroestrutura em temperatura ambiente.

Uma heteroestrutura tem faixas de energia “bandgap” que as definem e, por isso, possuem descontinuidades nas bandas de valência e nas bandas de condução. Assim, na Figura 6 (a) podemos verificar que nas interfaces da junção existe uma variação de energia para a banda de valência ( $\Delta E_v$ ) e para a banda de condução ( $\Delta E_c$ ). Com o auxílio de uma polarização direta na junção p-n, os elétrons livres do material de maior energia de “bandgap” caem para a banda de condução do material que forma a região ativa devido a energia potencial ser menor. O mesmo acontece com os buracos, sendo na banda de valência do material que forma a região de ganho. Esse confinamento dos dois tipos de portadores diminui a energia de “gap” ( $E_a$  na Figura 6 (a)) na região ativa e há um aumento do índice de refração ( $\eta_a$ ) nesta região (Figura 6 (b)).

<sup>3</sup> É um material semiconductor de liga ternária, sendo uma função da concentração de Fósforo (P), na liga x. O *gap* de energia é variado a partir da variação da concentração dos elementos constituintes da liga.



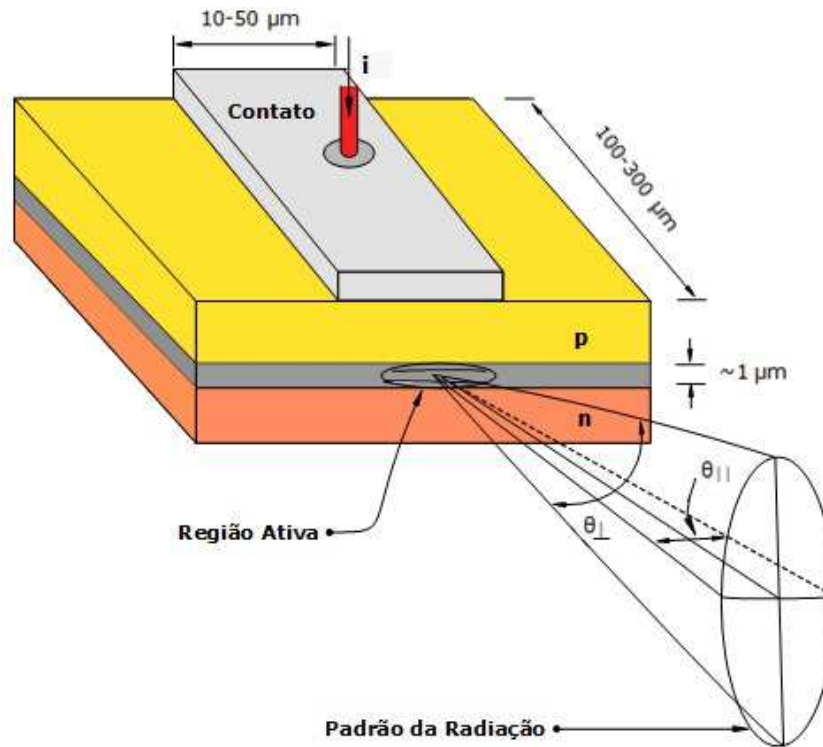


Figura 5 – Esquema de uma laser semiconductor em heteroestrutura.  $i$  é a corrente para o bombeamento;  $p$  indica que o material possui buracos como portadores majoritários e  $n$  indica que o material possui elétrons como portadores majoritários.

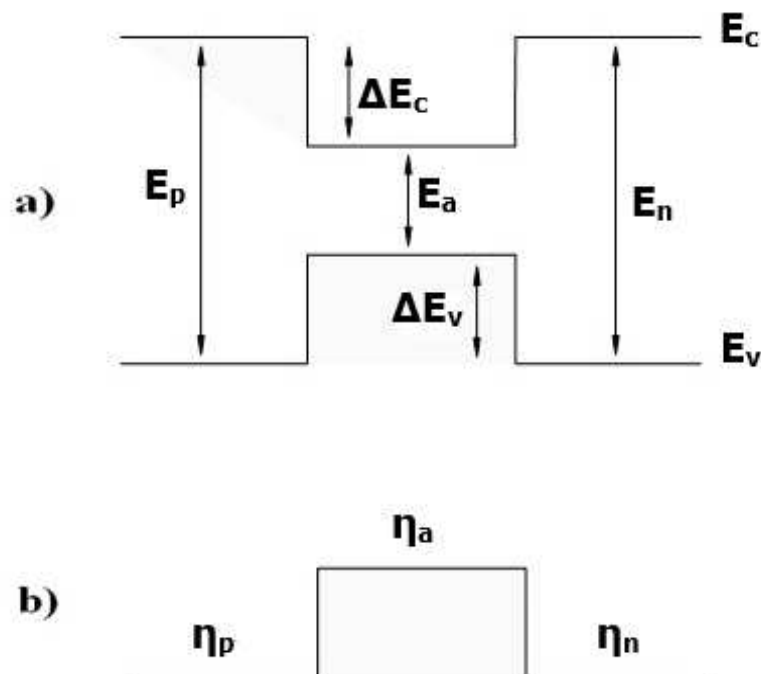


Figura 6 – (a) Níveis de energia nas proximidades da junção em um laser com base em uma heteroestrutura dupla. (b) Diagrama dos índices de refração na junção.

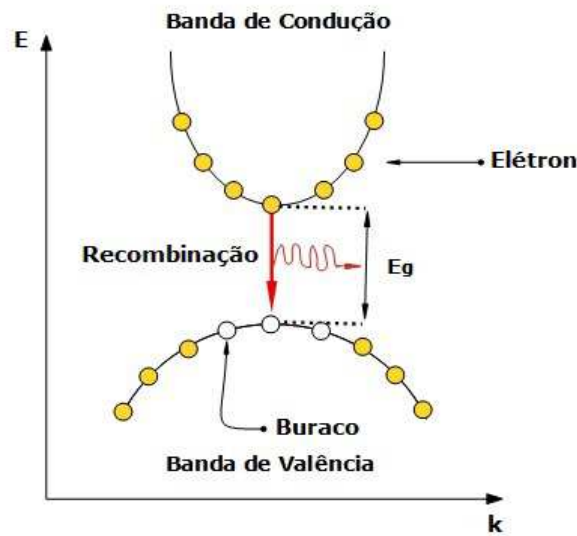


Figura 7 – Modelo das bandas de condução e de valência de um “bandgap” de energia  $E_g$  de um semicondutor direto. Recombinação buraco-elétron.

Na Figura 7 vemos como ocorre essa recombinação buraco-elétron para um semicondutor direto. Lasers semicondutores, como vimos, funcionam devido à amplificação ótica na região ativa de um material semicondutor e essa amplificação da luz, em geral, só é possível por causa de transições radioativas quânticas entre as bandas de condução e a banda de valência, o que chamamos de recombinação na junção p-n (8, 12).

## 2.4 Características do laser semiconductor

Os lasers semicondutores possuem características especiais que justificam o seu amplo uso em aplicações tecnológicas e de pesquisa. As principais vantagens dos lasers semicondutores é que eles são compactos, eficientes, tem modulação direta e operação optoeletrônica. Eles são compactos, pois são envoltos por uma estrutura muito pequena, a título de comparação, um laser de hélio neônio tem tipicamente dezenas de centímetros e apresenta em torno de 5 mW de potência. Enquanto que um laser semiconductor tem dimensões milimétricas (tamanho do encapsulamento) e pode fornecer dezenas de mW de potência. É muito compacto e muito eficiente. Outra característica importante que é usada na comunicação e em todas as aplicações de consumo é a possibilidade de modulação direta da frequência ou potência via corrente de injeção. Vamos na sequência discutir em mais detalhes as características de funcionamento de um laser de diodo, em particular descreveremos: o ganho ótico, os modos de oscilação, e as equações de taxa que regem o funcionamento deste tipo de laser.

### 2.4.1 Equações de Maxwell

Todos os fenômenos óticos são descritos pelas equações de Maxwell do Eletromagnetismo, assim é importante para o entendimento do funcionamento laser de semiconductor, principalmente, no que diz respeito a dinâmica do mesmo, revisar este conjunto de equações. Dessa forma, a seguir temos as equações de Maxwell (20).

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (2.15)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.16)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.17)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (2.18)$$

onde  $\vec{D}$  e  $\vec{B}$  são os vetores deslocamento elétrico e o campo de indução magnética, respectivamente e  $\vec{E}$  e  $\vec{H}$  são os vetores de campo elétrico e intensidade magnética. A densidade de carga,  $\rho$ , e o vetor de densidade de corrente,  $\vec{J}$ , são as fontes para o surgimento do campo eletromagnético. Para um meio dielétrico e isotrópico, tais vetores  $\vec{D}$ ,  $\vec{B}$ ,  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  e  $\vec{J}$  podem ser descritos como

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}, \quad (2.19)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H}, \quad (2.20)$$

$$\vec{J} = \sigma \vec{E}. \quad (2.21)$$

Na Equação (2.19)  $\varepsilon_0$  é a permissividade elétrica no vácuo e  $\vec{P}$  é a polarização induzida, na Equação (2.20)  $\mu_0$  é a permeabilidade magnética no vácuo e na Equação (2.21)  $\sigma$  é a condutividade elétrica do meio. Para descrever a propagação do campo ótico dentro da região ativa do semiconductor podemos usar as equações de Maxwell escritas acima. Com esse objetivo, usando a Equação (2.17) e a Equação (2.20) e tomando o rotacional, obtemos

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \frac{\partial(\nabla \times \vec{H})}{\partial t}. \quad (2.22)$$

Substituindo as equações, a Equação (2.19) e a Equação (2.21) na Equação (2.22), obtém-se

$$\nabla \times \vec{H} = \sigma \vec{E} + \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{\partial \vec{P}}{\partial t}. \quad (2.23)$$

Usando a Equação (2.23) na Equação (2.22), obtemos

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\mu_0 \sigma \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2}. \quad (2.24)$$

Podemos usar na Equação (2.24) a identidade vetorial

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E}. \quad (2.25)$$

Na ausência de cargas livres,  $\rho = 0$ , e tomando o divergente da Equação (2.19) e usando a Equação (2.15), obtemos

$$\nabla \cdot \vec{D} = \varepsilon_0 \nabla \cdot \vec{E} + \nabla \cdot \vec{P} = 0. \quad (2.26)$$

Sendo que para muitos casos de interesse prático  $\nabla \cdot \vec{P}$  é desprezível, então podemos fazer uma aproximação que

$$\nabla \cdot \vec{E} = 0. \quad (2.27)$$

O que faz com que a Equação (2.25) torne-se

$$\nabla \times \nabla \times \vec{E} = -\nabla^2 \vec{E} \quad (2.28)$$

E substituindo a Equação (2.28) em (2.24) resulta em

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{\sigma}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2}. \quad (2.29)$$

Onde na Equação (2.29) foi usada a relação  $\mu_0 \varepsilon_0 = \frac{1}{c^2}$  em que  $c$  é a velocidade da luz no vácuo.

Podemos ainda expressar a Equação (2.29) em função de campos harmônicos variando no tempo que são decompostos da seguinte maneira

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \text{Re}[\vec{E}(x, y, z, t)e^{-i\omega t}] \quad (2.30)$$

$$\vec{P}(x, y, z, t) = \text{Re}[\vec{P}(x, y, z, t)e^{-i\omega t}], \quad (2.31)$$

onde  $\omega = 2\pi\nu$  é a frequência angular que relaciona-se com a frequência de oscilação,  $\nu = c/\lambda$ , do campo óptico em que  $\lambda$  é o comprimento de onda. Usando as equações, a Equação (2.30) e a Equação (2.31) na Equação (2.29) resulta em

$$\nabla^2 \vec{E} + k_0^2 \left[ 1 + \frac{i\sigma}{\varepsilon_0 \omega} \right] \vec{E} = - \left( \frac{k_0^2}{\varepsilon_0} \right) \vec{P} \quad (2.32)$$

em que foi usado na Equação (2.32)  $k_0 = \frac{\omega}{c}$  que é o número de onda no vácuo.

Em condições de estado estacionário, temos que a resposta do meio ativo ao campo elétrico  $\vec{E}$  é dado pela relação:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \chi(\omega) \vec{E}, \quad (2.33)$$

onde  $\chi$  é a susceptibilidade do meio e supomos uma relação linear da polarização com o campo elétrico. Para meios isotrópicos  $\chi$  é descrito como escalar e é definida como

$$\chi = \chi' + i\chi'', \quad (2.34)$$

onde  $\chi'$  refere-se à parte real e  $\chi''$  refere-se à parte imaginária. Como estamos lidando com a operação do laser semiconductor podemos separar a susceptibilidade descrita na

Equação (2.34) em duas partes: uma  $\chi_0(\omega)$  para a ausência de bombeio externo e outra,  $\chi_b(\omega)$ , que refere-se à contribuição do bombeio cuja fonte é a injeção de corrente. Assim,

$$\chi(\omega) = \chi_0(\omega) + \chi_b(\omega), \quad (2.35)$$

em que

$$\chi_0 = \chi_0' + i\chi_0'', \quad (2.36)$$

$$\chi_b = \chi_b' + i\chi_b''. \quad (2.37)$$

Então, resulta em

$$\chi(\omega) = \chi_0' + i\chi_0'' + \chi_b' + i\chi_b''. \quad (2.38)$$

Usando as equações, a Equação (2.38) e a Equação (2.33) na Equação (2.32), obtemos

$$\nabla^2 \vec{E} + k_0^2 \left[ 1 + \chi_0' + i\chi_0'' + \chi_b' + i\chi_b'' + \frac{i\sigma}{\varepsilon_0\omega} \right] \vec{E} = 0. \quad (2.39)$$

Os termos entre colchetes na Equação (2.39) é a constante dielétrica complexa, em que

$$\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon'' = \varepsilon_\varphi + i\chi_0'' + \chi_b' + i\chi_b'' + \frac{i\sigma}{\varepsilon_0\omega}, \quad (2.40)$$

onde  $\varepsilon_\varphi = 1 + \chi_0'$  é a constante dielétrica do meio na ausência de bombeio externo. Usando agora a Equação (2.40) na Equação (2.39), obtém-se

$$\nabla^2 \vec{E} + \varepsilon k_0^2 \vec{E} = 0. \quad (2.41)$$

Nesse caso, a Equação (2.41) é a equação de onda que pode nos fornecer a estrutura dos modos espaciais do campo ótico. De acordo com uma estrutura básica de um sistema laser de heterojunção como mostra a Figura 5, o campo elétrico  $\vec{E}$  é uma função das coordenadas  $x$ ,  $y$  e  $z$  e para uma operação multimodo, temos um campo de oscilação  $\vec{E}_{lpq}$  em que  $l$ ,  $p$  e  $q$  referem-se aos modos de oscilação lateral ( $\hat{x}$ )<sup>4</sup>, transversal ( $\hat{y}$ ) e longitudinal ( $\hat{z}$ ), respectivamente. Porém, como as dimensões da cavidade ótica são muito pequenas, podemos considerar que ocorre dinâmica apenas com dependência temporal a partir da interação do meio ativo com o campo ótico, originando assim as equações de taxa que serão descritas na Seção 2.5. No entanto, para compreender como funciona o campo de oscilação, consideramos uma propagação desse campo num sistema básico de um laser (como pode ser visualizado na Figura 1) somente na direção  $z$  como solução de uma onda plana a partir da Equação (2.41). Além disso, é conveniente descrever a propagação de uma onda plana em termos de duas constante, o índice de refração  $\eta$  e o coeficiente de absorção  $\alpha_{ab}$  (20, 36). Então supondo uma onda plana com campo

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i\gamma z}, \quad (2.42)$$

<sup>4</sup> O chapéu sobre a letra indica que é um vetor unitário como de costume a ser usado, portanto, referindo-se a direção correspondente ao eixo  $x$  nesse caso.

onde  $E_0$  é a amplitude constante do campo elétrico e  $\gamma$  é a constante complexa de propagação que é obtida a partir da substituição da Equação (2.42) na Equação (2.41) que leva a

$$\gamma = k_0 \sqrt{\varepsilon}, \quad (2.43)$$

em que o índice de refração complexo é  $\bar{\mu} = \sqrt{\varepsilon}$ , assim

$$\gamma = k_0 \bar{\mu}. \quad (2.44)$$

O índice de refração complexo  $\bar{\mu}$  é escrito como

$$\bar{\mu} = \eta + i \left( \frac{\alpha_{ab}}{2\kappa_0} \right), \quad (2.45)$$

onde  $\eta$  é o índice de refração do meio. Usando a Equação (2.45) na Equação (2.44), temos que a constante complexa de propagação é dada por

$$\gamma = \eta \kappa_0 + i \left( \frac{\alpha_{ab}}{2} \right). \quad (2.46)$$

Da Equação (2.43) resulta em

$$\varepsilon = \eta + i \left( \frac{\alpha_{ab}}{\kappa_0} \eta \right) - \frac{\alpha_{ab}^2}{4\kappa_0^2}, \quad (2.47)$$

que é a constante dielétrica complexa,  $\alpha_{ab}$  é o coeficiente de absorção e  $\kappa_0$  é o número de onda. Geralmente, podemos considerar que o termo da Equação (2.47),  $\frac{\alpha_{ab}}{\kappa_0} \ll \eta$  (20), para materiais de semicondutores, podendo ser desconsiderado, desse modo, o último termo de segunda ordem dessa equação. Ao comparar essa equação com a Equação (2.40) e igualando as partes reais e imaginárias encontramos o índice de refração do meio e o coeficiente de absorção. Assim,

$$\eta = \sqrt{\varepsilon_\varphi + \chi_b'} \quad (2.48)$$

e

$$\alpha_{ab} = \frac{\kappa_0}{\eta} \left[ \chi_0'' + \chi_b'' + i \frac{\sigma}{\varepsilon_0 \omega} \right]. \quad (2.49)$$

Observando as equações, a Equação (2.48) e a Equação (2.49) vemos que o índice de refração do meio e o coeficiente de absorção dependem do bombeio externo no material semiconductor.

Geralmente fazemos uma aproximação para a Equação (2.48) levando-se em consideração que  $\chi_b' \ll \varepsilon_\varphi$  (20), assim a Equação (2.48) torna-se

$$\eta = \eta_{sb} + \Delta\eta_b, \quad (2.50)$$

onde  $\eta_{sb}$  é o índice de refração do material semiconductor sem bombeio e pode ser representado como

$$\eta_{sb} = \sqrt{\varepsilon_\varphi} \quad (2.51)$$

e na Equação (2.50), o segundo termo do lado direito é representado como

$$\Delta\eta_b \cong \frac{\chi_b'}{2\eta_{sb}} \quad (2.52)$$

que é a variação do índice de refração na presença de portadores de carga. Geralmente,  $\chi_b'$  é negativo fazendo com que  $\Delta\eta_b$  seja também negativo, portanto na presença de bombeio externo ocorre uma redução do índice de refração. Esse detalhe é muito importante pelo fato que mesmo que a redução seja muito pequena, em torno de 1% isso resultará em uma mudança significativa na estática, dinâmica e nas características espectrais do laser de semiconductor o que diferencia-se dos outros lasers, como por exemplo, o de gás, onde  $\Delta\eta_b \approx 0$  (20).

## 2.4.2 Ganho ótico

É possível obter ganho ótico com a presença de portadores na região ativa. O ganho ótico se baseia na emissão estimulada de radiação, assim, a taxa de emissão estimulada deve superar à taxa de absorção (como visto anteriormente na Seção 2.2). Essa condição ocorre com a inversão de população que é alcançada com injeção de portadores na região ativa do semiconductor. O laser semiconductor de cavidade Fabry-Perot <sup>5</sup> apresenta propriedades que facilitam para que o ganho ótico desses lasers sejam altos comparados a outros tipos de lasers. Assim, podemos destacar o tamanho da cavidade, pois, por ser muito pequena, da ordem de  $\mu m$ , permite uma boa amplificação do sinal ótico devido ao confinamento de fótons e portadores nessa cavidade. Outra característica que podemos destacar é que a curva de ganho do laser semiconductor é muito ampla, em torno de dezenas de nm, fazendo com que as transições eletrônicas ocorram entre bandas de energia e não em estados discretos (36).

Para obter o ganho ótico e os modos de oscilação podemos usar a Equação (2.49). Dessa forma, observando a Equação (2.49) temos a contribuição de três fontes diferentes para o coeficiente de absorção. Temos o termo  $\chi_0'$  que está relacionado com as perdas no material e  $\chi_b''$  que é o termo responsável por reduzir essas perdas a partir do bombeio externo, pelo favorecimento da emissão estimulada a partir de inversão de população.

<sup>5</sup> Que é descrita como a cavidade do laser de heteroestrutura cujas faces refletoras são compostas por faces clivadas perpendicularmente ao plano da heteroestrutura.

Então, descrevemos o ganho ótico como a combinação das perdas no material com a sua redução por causa do bombeio externo:

$$g = -\frac{\kappa_0}{\eta_{sb}} (\chi_0'' + \chi_b''). \quad (2.53)$$

O último termo da Equação (2.49)  $\alpha_{in} = \frac{\kappa_0 \sigma}{\varepsilon_0 \omega \eta}$  refere-se às outras perdas internas que acontecem no semiconductor. Vários mecanismos podem contribuir para as perdas internas, como por exemplo, as que são devido à absorção de portadores livres e o espalhamento nas interfaces da heteroestrutura do semiconductor.

Usando, então, a Equação (2.53) na Equação (2.49), resulta em

$$\alpha_{ab} = -\Gamma g + \alpha_{in}, \quad (2.54)$$

que é o coeficiente de absorção; o termo  $\Gamma$  é o fator de confinamento que é introduzido fenomenologicamente e representa o campo ótico que fica na região ativa. Obtém-se uma condição de transparência (ou condição de limiar) do material quando o ganho é igual às perdas internas e à do material, de modo que o coeficiente de absorção é nulo,  $\alpha_{ab} = 0$ , portanto, qualquer aumento no bombeio externo o meio amplifica o campo ótico. É necessário que esse campo, representado pela Equação (2.42), seja o mesmo depois de uma ida e volta na cavidade com comprimento  $L_c$  para conseguir essa condição de limiar. Se as duas faces clivadas da cavidade possuem refletividades  $R_1$  e  $R_2$  e considerando que no caminho de ida e volta não há variação do campo, definindo unitária a condição de transparência, então, temos que (22)

$$(R_1 R_2)^{1/2} e^{2i\gamma L_c} = 1 \quad (2.55)$$

Substituindo a Equação (2.46) na Equação (2.55) e igualando as partes reais e imaginárias, encontramos

$$(R_1 R_2)^{1/2} e^{-2\alpha_{ab} L_c} = 1 \quad (2.56)$$

e

$$\sin(2\eta\kappa_0 L_c) = 0. \quad (2.57)$$

Substituindo a Equação (2.54) na primeira condição, a Equação (2.56), resulta no ganho de limiar, assim

$$\Gamma g = \alpha_{in} + \frac{1}{2L_c} \ln \left( \frac{1}{R_1 R_2} \right). \quad (2.58)$$

Nessa equação podemos observar que o segundo termo representa as perdas dos espelhos e nota-se ainda que a Equação (2.58) diz que o ganho líquido (adquirido por bombeio externo) deve ser igual às perdas para que aconteça a oscilação laser.

Quanto a segunda condição, ela será analisada na Seção 2.4.3 para os modos de oscilação.



### 2.4.3 Modos de oscilação

A partir da Equação (2.57) encontramos os modos longitudinais<sup>6</sup> (Figura 8). Então, podemos usar esta equação para calcular as frequências em que o laser está operando. A Equação (2.57) possui múltiplas soluções, por ser uma função trigonométrica, portanto

$$2\eta\kappa_0 L_c = 2j\pi, \quad (2.59)$$

onde  $j$  é um número inteiro  $j = 1, 2, 3, \dots$ . Usando  $\kappa_0 = \omega/c = 2\pi\nu/c$  na Equação (2.59), obtemos a frequência do laser que é

$$\nu_j = \frac{jc}{2\eta L_c}, \quad (2.60)$$

onde  $\nu_j$  é a frequência do  $j$ -ésimo modo longitudinal de uma cavidade de Fabry-Perot de comprimento  $L_c$ . A oscilação do laser tende a ser na frequência coincidente à frequência do modo longitudinal suportado pela cavidade. Em uma cavidade ótica pode-se formar ondas estacionárias cuja frequência está relacionada ao comprimento desta cavidade ( $L_c$ ) e ao índice de refração do meio intracavidade ( $\eta$ ). A condição de ressonância para a formação das ondas estacionárias, também chamadas de modos longitudinais, é que  $L_c$  seja um número inteiro ( $j$ ) de meio comprimento de onda. Então, usando  $\lambda = \frac{c}{\nu}$  na Equação (2.60), temos que

$$j \frac{\lambda}{2\eta} = L_c. \quad (2.61)$$

O espaçamento entre os modos longitudinais (ilustrado na Figura 8) pode ser obtido da Equação (2.60). Contudo, devemos lembrar que o índice de refração  $\eta$  varia com a frequência  $\nu$ , dessa forma, encontramos o espaçamento intermodo que é

$$\Delta\nu_j = \frac{c}{2\eta_g L_c}, \quad (2.62)$$

onde  $\eta_g$  é o índice de refração para velocidade de grupo do material semiconductor, em que

$$\eta_g = \eta + \nu \left( \frac{\partial \eta}{\partial \nu} \right). \quad (2.63)$$

Devido a esse índice, dado pela Expressão (2.63), que ocorre a propagação dos pulsos de luz no meio e a ressonância. Algo importante a ser observado é que as frequências do modo longitudinal e os espaçamentos intermodo variam com o bombeio externo por causa da variação do índice de refração, como vimos na Equação (2.48).

Com o propósito de fazer uma estimativa do espaçamento entre os modos longitudinais, consideremos um laser de semiconductor InGaAsP (Arseneto de Gálio-Índio-Fósforo) em que o comprimento da cavidade é  $L_c = 250\mu m$ ,  $\eta \cong 3,5$ ,  $\eta_g \cong 4$ , a partir da Equação (2.62), obtemos que o espaçamento entre modos longitudinais é em torno de  $\Delta\nu \cong 150$  GHz (20).

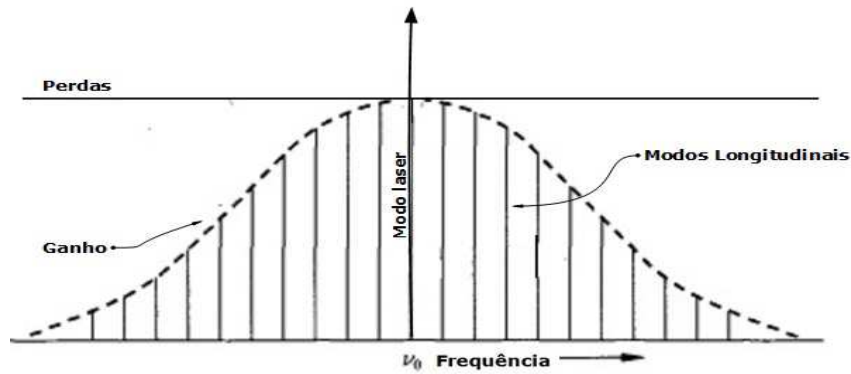


Figura 8 – Perfil de ganho e dos modos longitudinais de um laser de semiconductor.

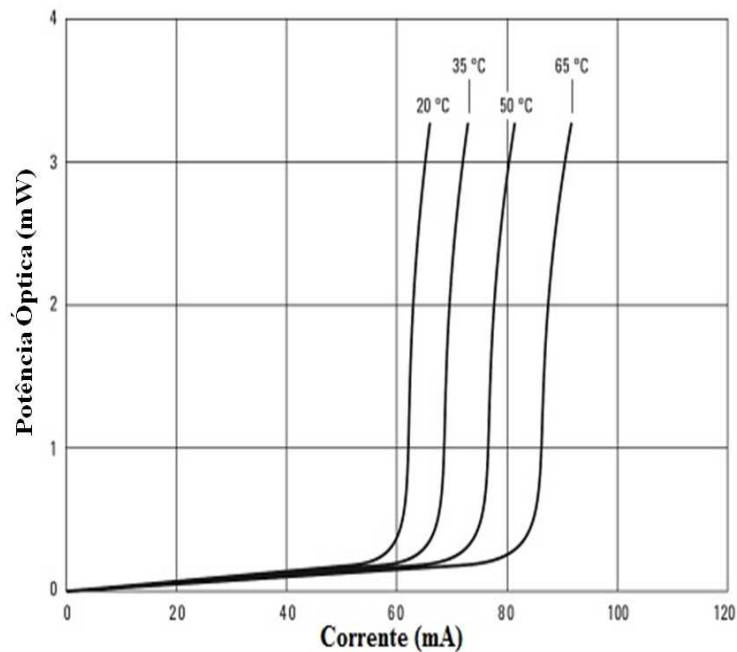


Figura 9 – Comportamento da potência óptica de saída que depende da temperatura em função da corrente de injeção de um laser semiconductor (21).

Vale salientar que quando o ganho no laser é maior do que as perdas (região acima do limiar laser), a priori, vários modos longitudinais podem oscilar, porém, somente o modo que corresponde ao maior ganho irá dominar o espectro de emissão, de modo a podermos considerar a emissão como monomodo (Figura 8). Um outro modo de oscilação existente no laser semiconductor de heterojunção é o modo transversal no qual a onda eletromagnética estacionária é formada na direção perpendicular ao eixo óptico da cavidade ressonante do laser. O modo transversal possui duas componentes, uma paralela e outra perpendicular à região ativa (Observar a Figura 5.).

<sup>6</sup> São os comprimentos de onda selecionados pela cavidade ressonante.

Quando o ganho é maior que as perdas a corrente de limiar é alcançada e este parâmetro é importante para a caracterização do desempenho do laser semiconductor, pois quanto menor é a densidade de corrente,  $J_{lim}$ , indica que o desempenho do laser é maior. Outro fator a ser analisado é a dependência da corrente de limiar,  $I_{lim}$ , com a temperatura que é importante para a aplicação dos lasers de semiconductor. A corrente de limiar aumenta com a temperatura, pois com maiores temperaturas o ganho diminui fazendo com que seja necessário uma corrente de limiar mais elevada (21) como pode ser visualizado na Figura 9.

## 2.5 Equações de taxa

Os elétrons não fazem transições entre níveis discretos de energias em lasers semicondutores, contudo, as transições são realizadas entre bandas com uma determinada largura. Precisaria de uma compreensão detalhada da estrutura dessas bandas e da densidade de estados das bandas de valência e de condução para obter uma descrição matemática microscópica das interações de elétrons com uma banda, o que levaria à necessidade de fazer muitas aproximações para a obtenção das equações de taxa para um laser monomodo (36). Por isso, aqui, as equações de taxa são obtidas a partir de um modelo mais simples e que descrevem o funcionamento do laser de um modo menos complicado, mas que são equações muito usadas na literatura.

Com essa finalidade, veremos, primeiramente, como o meio de ganho influencia na dinâmica do laser de maneira fenomenológica e após, as equações de taxa da densidade de fótons (que mostra a evolução temporal da intensidade do campo de oscilação na cavidade),  $S$ , e o número de portadores,  $N$ , serão descritas.

### 2.5.1 Meio de ganho

O que tem interesse prático para a operação laser é a corrente de limiar,  $I_{lim}$ , necessária para alcançar o limiar do ganho e não o próprio ganho de limiar dado pela Equação (2.58). Desse modo, necessita-se considerar a resposta do material semiconductor (usado como meio de ganho) ao campo de oscilação para obter uma relação do ganho com a corrente de injeção. Então, temos que, empiricamente, há uma dependência aproximadamente linear do ganho com o número de portadores da região ativa  $N$  (20). Assim, o ganho,  $g(N)$ , pode ser escrito como

$$g(N) = A(N - N_0), \quad (2.64)$$

onde  $A = \frac{\partial g}{\partial N}$  é o coeficiente de ganho,  $N$  é a densidade de portadores e  $N_0$  é o número de portadores eletrônicos para o meio alcançar a transparência. Na Equação (2.64), ao existir uma densidade de portadores superior a  $N_0$ , a região ativa do laser apresenta ganho

positivo, de maneira a satisfazer a condição de inversão de população. Porém, para uma densidade de portadores eletrônicos menor que  $N_0$  o processo radiativo predominante é a absorção o que acarreta num ganho negativo.

Para o índice de refração também podemos fazer uma aproximação de maneira que ele também varia linearmente com o número de portadores, assim, temos que

$$\Delta\eta'_b = BN, \quad (2.65)$$

onde  $B = \frac{\partial\eta}{\partial N}$ . Então,

$$\eta = \eta_{sb} + BN. \quad (2.66)$$

Comparando a Equação (2.66) com a Equação (2.50), temos

$$\eta_{sb} + BN = \eta_{sb} + \frac{\chi'_b}{2\eta_{sb}}, \quad (2.67)$$

$$BN = \frac{\chi'_b}{2\eta_{sb}}, \quad (2.68)$$

$$\chi'_b = 2\eta_{sb}BN. \quad (2.69)$$

Agora ao comparar a Equação (2.64) com a Equação (2.53), considerando apenas a parte que depende do bombeio externo, temos que

$$A(N - N_0) = -\frac{\kappa_0}{\eta_{sb}} (\chi''_0 + \chi''_b), \quad (2.70)$$

$$AN = -\frac{\kappa_0}{\eta_{sb}} \chi''_b, \quad (2.71)$$

$$\chi''_b = -\left(\frac{\eta_{sb}}{\kappa_0}\right) AN. \quad (2.72)$$

Usando a Equação (2.69) e a Equação (2.72) na susceptibilidade complexa induzida pelo bombeio,  $\chi_b = \chi_0 + i\chi_b$ , encontramos

$$\chi_b = 2\eta_{sb}BN - i\left(\frac{\eta_{sb}}{\kappa_0}\right) AN, \quad (2.73)$$

$$\chi_b = \eta_{sb} \left(2B - i\frac{1}{\kappa_0}A\right) N, \quad (2.74)$$

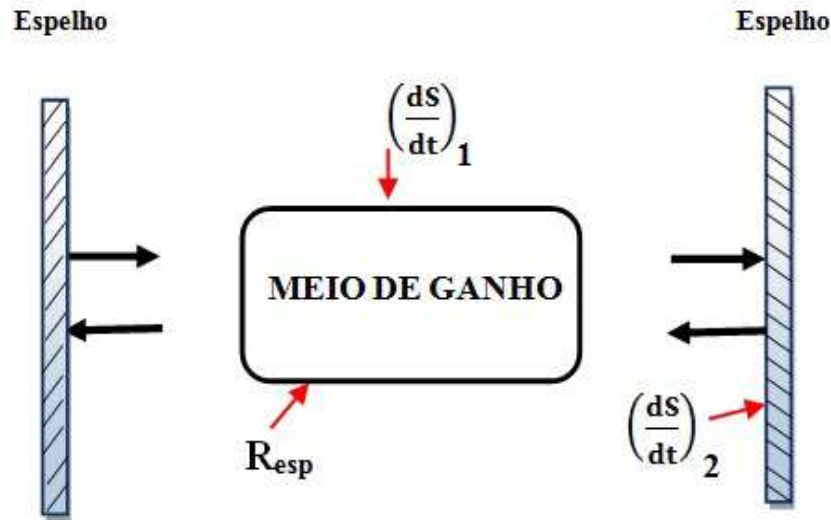


Figura 10 – Sistema simplificado de uma cavidade laser de semiconductor. A cavidade é formada por dois espelhos que são as faces clivadas e um meio ativo.  $\left(\frac{dS}{dt}\right)_1$  é a densidade de fótons que varia dentro da região ativa;  $\left(\frac{dS}{dt}\right)_2$  é a taxa de perdas que ocorrem e  $R_{esp}$  é a taxa de acoplamento dos fótons emitidos de forma espontânea.

$$\chi_b = \eta_{sb} \left( 2 \frac{\partial \eta}{\partial N} - i \frac{1}{\kappa_0} \frac{\partial g}{\partial N} \right) N. \quad (2.75)$$

Portanto, concluímos que a susceptibilidade complexa induzida pelo bombeio também varia linearmente com o número de portadores,  $N$ .

### 2.5.2 Descrição das equações de taxa

A intensidade da luz que sai do laser, verifica-se empiricamente que ela é aproximadamente proporcional ao número de fótons dentro da cavidade. Dentro da região ativa do laser a densidade de fótons varia como  $\left(\frac{dS}{dt}\right)_1$ , e também ocorre uma variação devido às perdas, como as que acontecem nas faces clivadas que funcionam como espelho na cavidade e as perdas por espalhamento nas interfaces da heteroestrutura,  $\left(\frac{dS}{dt}\right)_2$  (Observe a Figura 10.). Temos, então, que a primeira equação de taxa é a variação da densidade de fótons na cavidade ótica, de forma que ela é dada pela soma de todas as variações referente à intensidade do campo na cavidade, o que resulta em

$$\frac{dS}{dt} = \left(\frac{dS}{dt}\right)_1 + \left(\frac{dS}{dt}\right)_2 + R_{esp}, \quad (2.76)$$

onde a  $R_{esp}$  é a taxa de acoplamento dos fótons emitidos espontaneamente.

À medida que o número de fótons aumenta na cavidade do laser, em um certo momento, o número de portadores na cavidade torna-se insuficiente para amplificar toda

a radiação na região ativa, dessa forma, ocorre uma saturação do ganho, de modo que o ganho do meio ativo começa a diminuir. Portanto, incluímos essa saturação no ganho, que antes era dado pela Equação (2.64) o qual era proporcional a  $N$ , passando agora a ser também inversamente proporcional à saturação  $S$  (onde  $S$  é o número de fótons) (34), assim

$$G(N, S) = \frac{A(N - N_0)}{1 + \epsilon_s S}, \quad (2.77)$$

onde  $\epsilon_s$  é coeficiente de saturação do ganho.

Podemos ainda considerar o fator de confinamento,  $\Gamma$ , na Equação (2.77), o que nos dá

$$\Gamma G(N, S) = \frac{\Gamma A(N - N_0)}{1 + \epsilon_s S}. \quad (2.78)$$

Assim, no meio ativo, a evolução temporal para a intensidade da luz é dada por

$$\left(\frac{dS}{dt}\right)_1 = \Gamma G(N, S)S = \frac{\Gamma A(N - N_0)}{1 + \epsilon_s S}, \quad (2.79)$$

onde  $S$  é o número de fótons na cavidade,  $N$  é o número de portadores na região ativa,  $N_0$  é o número de portadores necessários para que o meio alcance o limiar do ganho.

Para a segundo termo da Equação (2.76), temos que a variação na intensidade do campo elétrico deve-se às perdas ocorrentes, então

$$\left(\frac{dS}{dt}\right)_2 = -\frac{1}{\tau_f}S, \quad (2.80)$$

em que  $\frac{1}{\tau_f}$  é a taxa de decaimento dos fótons, onde  $\tau_f$  é o tempo de vida do fóton.

Quanto ao terceiro termo,

$$R_{esp} = \beta_e \frac{N}{\tau_{esp}}, \quad (2.81)$$

temos que esta Equação (2.81) é a taxa de acoplamento dos fótons emitidos espontaneamente ao modo de operação laser. O coeficiente  $\beta_{esp}$  é o fator de acoplamento da emissão espontânea e  $\tau_{esp}$  é o tempo de vida espontâneo dos portadores  $N$ .

Usando, então, a Equação (2.79), a Equação (2.80) e a Equação (2.81) na Equação (2.76), temos

$$\frac{dS}{dt} = \frac{\Gamma A(N - N_0)}{1 + \epsilon_s S}S - \frac{1}{\tau_f}S + \beta_{esp} \frac{N}{\tau_{esp}}, \quad (2.82)$$

ou

$$\frac{dS}{dt} = \Gamma G(N, S)S - \frac{1}{\tau_f}S + \beta_{esp} \frac{N}{\tau_{esp}}, \quad (2.83)$$

em que a Equação (2.82) ou a Equação (2.83) é a equação de taxa para o número de fótons na cavidade ressonante.

Enquanto que para a segunda equação de taxa, fazendo uma descrição fenomenológica, levamos em consideração todos os mecanismos de geração e perda de portadores na região ativa, desse modo, a equação de taxa para o número de portadores de carga no meio ativo é (20)

$$\frac{dN}{dt} = D(\nabla^2 N) + \frac{I}{qV} - R(N). \quad (2.84)$$

O primeiro termo na Equação (2.84) refere-se a difusão dos portadores, em que  $D$  é o coeficiente de difusão. Mas dependendo da geometria do dispositivo, esses efeitos de difusão tem natureza mínima. É o que ocorre para este caso, pois, como na maioria dos lasers semicondutores a região ativa é frequentemente pequena comparada ao comprimento de difusão, uma vez que a densidade de portadores não varia significativamente ao longo da região ativa, então podemos considerar que essa difusão é aproximadamente constante, logo, podemos desconsiderar o primeiro termo da Equação (2.84). O segundo termo é a taxa com que elétrons e buracos são injetados no meio ativo por causa do bombeio externo, onde  $q = e$ . O parâmetro  $e$  é igual a carga do elétron e  $V$  é o volume da região ativa. O último termo é dado por

$$R(N) = (A_{r.sup} + B_{r.esp}N + C_{r.A}N^2)N + GS, \quad (2.85)$$

em que a Equação (2.85) é a taxa de perda dos portadores devido aos processos de recombinação.  $(A_{r.sup} + B_{r.esp}N + C_{r.A}N^2) = \frac{1}{\tau_N}$  é a taxa de recombinação dos portadores. O termo,  $A_{r.sup}$ , refere-se a recombinação de superfície,  $B_{r.esp}$  é o coeficiente de recombinação espontânea e  $C_{r.A}$  é devido à recombinação Auger (particularmente é para lasers de semicondutores de comprimento de onda longo,  $\lambda > 1\mu m$ ) (20), sabendo-se que os portadores se recombinam espontaneamente ou não radiativamente com um tempo de vida  $\tau_N$ . O último termo do lado direito faz referência à recombinação estimulada que leva à emissão da luz coerente. Esse termo,  $GS$ , é diretamente proporcional à densidade de fótons intracavidade e portadores de carga a partir de um bombeio externo. Assim, usando a Equação (2.85) na Equação (2.84), temos que

$$\frac{dN}{dt} = -\Gamma G(N, S)S + \frac{I}{qV} - \frac{N}{\tau_N}, \quad (2.86)$$

que é a nossa equação de taxa para o número de portadores.

Desse modo, as equações de taxa, a Equação (2.83) e a Equação (2.86), podem ser usadas para analisar a dependência temporal da densidade de fótons e da densidade de portadores do laser semiconductor.

### 2.5.3 Estado estacionário para a densidades de portadores e densidade de fótons

Usando as equações de taxa a Equação (2.83) e a Equação (2.86) podemos analisar características da potência de saída do laser semicondutor. Aqui nessa seção, por simplicidade, tomamos o termo do ganho nessas equações aproximadamente linear o qual é dado pela Equação (2.64), logo, com coeficiente de saturação  $\epsilon_s = 0$ . Então, a partir da Equação (2.83) e a Equação (2.86) podemos encontrar a corrente de limiar. Com essa finalidade, primeiramente consideramos as equações de taxa abaixo do limiar, onde a emissão estimulada líquida é desprezível, portanto, a nossa primeira densidade de fótons, quando  $I < I_{lim}$ , é

$$S = 0. \quad (2.87)$$

Ainda tomando estados estacionários para uma corrente constante ( $I$ ) ao usar a Equação (2.86), encontramos que

$$\frac{I}{qV} = \frac{N}{\tau_N}, \quad (2.88)$$

$$N = \tau_N \frac{I}{qV}, \quad (2.89)$$

que é a densidade de portadores quando  $I < I_{lim}$ . Quando há uma densidade de portadores,  $N$ , que cresce de 0 até uma densidade de portadores no limiar  $N_{lim}$  a corrente é expressa como (35)

$$I_{lim} = \frac{qV}{\tau_N} N_{lim}. \quad (2.90)$$

As equações a Equação (2.87) e a Equação (2.89), são as densidades de fótons e portadores, respectivamente, para uma condição abaixo do limiar, onde  $I < I_{lim}$ . Contudo, para uma solução acima do limiar, em um regime estacionário, geralmente o fator de acoplamento de fótons emitidos espontaneamente,  $\beta_{esp}$ , é muito pequeno, fazendo com que o termo  $\beta_{esp} \frac{N}{\tau_{esp}}$  seja desprezível em relação aos outros termos da Equação (2.83) (35), o que nos dá

$$G(N) = \frac{1}{\Gamma \tau_f}. \quad (2.91)$$

Usando a equações, a Equação (2.64) e a Equação (2.91), obtemos

$$N_{lim} = \frac{1}{\Gamma \tau_f} + N_0 \quad (2.92)$$

que é a densidade de portadores acima do limiar ( $I \geq I_{lim}$ ).



Substituindo a Equação (2.92) na Equação (2.90), temos

$$I_{lim} = \frac{qV}{\tau_N} \left( \frac{1}{\Gamma\tau_f} + N_0 \right) \quad (2.93)$$

que é a corrente do limiar.

Acima do limiar a densidade de portadores,  $N$ , não aumenta mais e permanece na densidade de portadores de limiar,  $N_{lim}$ , mas a densidade de fótons,  $S$ , continua aumentando drasticamente com o aumento da corrente acima do limiar (35) ( $I \geq I_{lim}$ ), assim, ao usar a Equação (2.86), obtemos

$$S = \frac{1}{\Gamma G(N)} \left( \frac{I}{qV} - \frac{N_{lim}}{\tau_N} \right) \quad (2.94)$$

Substituindo as equações, a Equação (2.89) e a Equação (2.91) na Equação (2.94), resulta em

$$S = \frac{\tau_f}{\Gamma qV} (I - I_{lim}) \quad (2.95)$$

que é a densidade de fótons para  $I \geq I_{lim}$ .



## 3 Realimentação ótica ortogonal

Como utilizamos a realimentação ótica ortogonal na nossa pesquisa como técnica para mudar a emissão do laser e para observarmos efeitos de dinâmica em frequência, veremos neste capítulo, características dessa realimentação ótica. Também será discutido o trabalho pioneiro de Yasaka e Kawaguchi usando a realimentação ótica ortogonal. E finalmente, discutiremos a montagem experimental com uma configuração que proporciona a realimentação ótica ortogonal e o acoplamento do laser semiconductor à linha  $D_2$  do Cs. A partir dessa montagem experimental, teremos os resultados observados e analisados do grupo de Física Atômica e Lasers da Universidade Federal da Paraíba (7, 23, 37) os quais são: estabilização em frequência, redução de largura de linha e biestabilidade em frequência.

### 3.1 Realimentação ótica

Os lasers de semiconductor monomodo são muito usados por serem mais acessíveis financeiramente, além de serem lasers sintonizáveis e que podem operar em modo contínuo (cw), e por isso são bastante úteis em aplicações em áreas de pesquisa como, por exemplo, em física atômica (9, 10) e espectroscopia de alta resolução (17). Mas existem aspectos que precisam ser melhorados em lasers de diodo monomodo para esses objetivos: pois eles possuem alta largura de linha e derivam em frequência. Muitas técnicas foram desenvolvidas para melhorar estas características, entre elas, a realimentação ótica que destacamos aqui.

A técnica de realimentação ótica para o laser de semiconductor monomodo o perturba facilmente em relação a sua largura espectral, a sua frequência e a sua amplitude de emissão, quando parte da luz é reinjetada em sua cavidade. Podemos dividir a realimentação ótica em dois tipos, considerando a utilização na realimentação ótica das duas polarizações da radiação do feixe, a TE (transverso elétrico) e a TM (transverso magnético). Conseqüentemente definimos duas técnicas: a *realimentação ótica paralela* e a *realimentação ótica ortogonal* em relação ao modo oscilante na cavidade laser.

Realimentação ótica em lasers semicondutores é utilizada para modificar as características da emissão laser. A técnica utilizada comumente é a realimentação paralela (as vezes chamada coerente), na qual parte da luz do laser é reinjetada no próprio laser com polarização paralela àquela emitida. Nesta técnica o campo reinjetado acopla com o campo intra-cavidade modificando a frequência e a potência de emissão. O grupo de Física Atômica e Lasers da UFPB (7, 23, 37) tem estudado nos últimos anos a realimentação ortogonal (ou incoerente) na qual a luz reinjetada tem polarização linear perpendicular

àquela emitida pelo laser. Neste caso os campos intra-cavidade e reinjetado não interferem por serem perpendiculares entre si. Como será detalhado abaixo, o efeito do campo reinjetado é modificar o número de portadores de carga no semiconductor alterando assim o índice de refração da cavidade e por consequência sua frequência de ressonância. Deste modo, a frequência de emissão do diodo laser é modificada sem alteração sensível da potência de emissão, caracterizando uma diferença fundamental com relação a realimentação paralela. Além do mais, um sistema com realimentação ortogonal é mais robusto do que um com realimentação paralela pelo fato do primeiro não ser sensível a flutuações de fase do campo reinjetado. De fato, flutuações da fase do campo reinjetado, causado por exemplo, por vibrações da ótica de acoplamento, modificam a interferência, no caso da realimentação paralela, afetando o campo emitido (7, 18).

O grupo de Física Atômica e Lasers da Universidade Federal da Paraíba tem como uma de suas linhas de pesquisa a dinâmica de lasers sob realimentação ótica com polarização ortogonal em relação à emissão de saída do laser semiconductor. Nas seções seguintes discutiremos um trabalho pioneiro sobre realimentação ótica ortogonal e em seguida veremos um pouco do que já foi feito pelo grupo.

### 3.1.1 Trabalho de Yasaka e Kawaguchi

O trabalho de Yasaka e Kawagushi (18) foi o precursor do método de realimentação ótica ortogonal, o qual, como descrito acima, ocorre quando uma fração do feixe de saída retorna à cavidade laser com polarização ortogonal em relação à emissão laser, não ocorrendo adição de coerência para à oscilação laser. Eles propuseram e demonstraram experimentalmente em 1988 esse novo método de realimentação ótica negativa para a redução de largura espectral e estabilização de frequência ótica.

A montagem experimental para a realização do experimento é mostrado na Figura 11. O laser utilizado é um laser de diodo de InGaAsP/InP (que são os materiais usados na construção da estrutura do laser) com DFB<sup>1</sup> operando numa injeção contínua. A cavidade de Fabry-Perot é utilizada como um filtro espectral<sup>2</sup> que reflete o feixe para à cavidade laser. A distância do laser ao Fabry-Perot foi aproximadamente 20 cm, assim, com um tempo de atraso por causa da viagem, cerca de  $1,3 \cdot 10^{-9}$  s. O feixe de saída do laser é colimado por lentes e em seguida é enviado a um girador de polarização de Faraday. Temos ainda que esse último dispositivo ótico é crucial para conseguir a polarização ortogonal, pois o ângulo de rotação da polarização do Girador de Faraday é de  $45^\circ$  por passagem do feixe, então após o feixe ser refletido pelo Fabry-Perot e ao passar pela segunda vez no

<sup>1</sup> DFB denomina-se a cavidade do laser de diodo com “Distributed Feedback”, ou realimentação distribuída. A cavidade desse laser possui uma estrutura de grade integrada que funciona como um filtro seletivo. A largura de banda desse laser é muito mais estreita do que outros lasers. Além disso, os lasers com DFB possuem uma maior potência comparada com outros lasers construídos (19).

<sup>2</sup> Filtro espectral é um dispositivo ótico que é sensível à variações de frequências. Pode ser, por exemplo, uma cavidade Fabry-Perot, uma grade de difração ou um vapor atômico.

Girador de Faraday ele retorna à cavidade laser com uma polarização girada de  $90^\circ$  em relação ao campo oscilante da emissão laser.

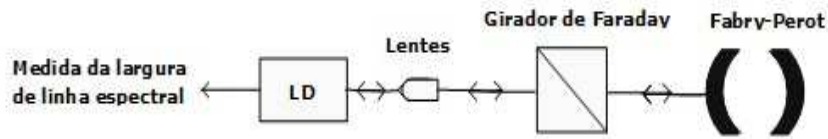


Figura 11 – Montagem experimental do trabalho de Yasaka e Kawaguchi (18) para estabilização de frequência e redução de linha espectral a partir da realimentação ótica negativa ortogonal em um laser de diodo de DFB.

Então, o método de realimentação ótica negativa ortogonal se baseia na mudança do comprimento de onda da emissão laser (logo, também a mudança da frequência da emissão laser) devido ao fato do índice de refração na cavidade laser variar com a potência do feixe de realimentação. O uso do filtro espectral, no caso, a cavidade Fabry-Perot, faz com que a potência de realimentação dependa da frequência de emissão laser. Essa combinação da reflexão da cavidade Fabry-Perot juntamente com a polarização ortogonal (garantida pelo Girador de Faraday) proporciona uma mudança do índice de refração da região ativa do laser semiconductor sem necessitar de modular a corrente que passa através da junção pn afetando apenas a densidade de portadores.

Assim, na Figura 12, podemos observar uma dependência direta da refletividade do Fabry-Perot com a frequência ótica do feixe. No flanco de derivada positiva do perfil espectral do filtro ótico observamos que quando aumentamos a frequência do laser a refletividade na cavidade Fabry-Perot aumenta, dessa forma, a potência de realimentação no laser também aumenta. Isso, como já mencionado, aumenta a densidade de portadores na cavidade laser, conseqüentemente, aumentando o índice de refração da região ativa do semiconductor (Equação 2.48), assim, ocorre um deslocamento da frequência ótica para menores valores fazendo com que tenha-se uma compensação em relação à deriva inicial do laser. Se em vez disso, a frequência do laser diminuir a refletividade vai diminuir e, então a frequência ótica aumentará. Nota-se com isso que há uma resistência para sair da frequência de emissão nesse flanco, então, dizemos que essa região é de estabilidade. Analogamente, analisando o flanco de derivada negativa veremos que essa região do filtro espectral é de instabilidade.

Assim, foi realizado, com esse método de realimentação ótica negativa ortogonal, a redução de largura espectral e estabilização de frequência. Quanto à redução de largura espectral teve uma redução de cerca de 40 MHz sem realimentação, passando a ficar com cerca de 50 kHz por causa da realimentação ótica (18). Quanto à estabilização, o laser inicialmente tinha uma deriva de frequência de mais de 140 MHz, reduzido para menos de 10 MHz quando submetido à realimentação ortogonal, observando, dessa forma, um

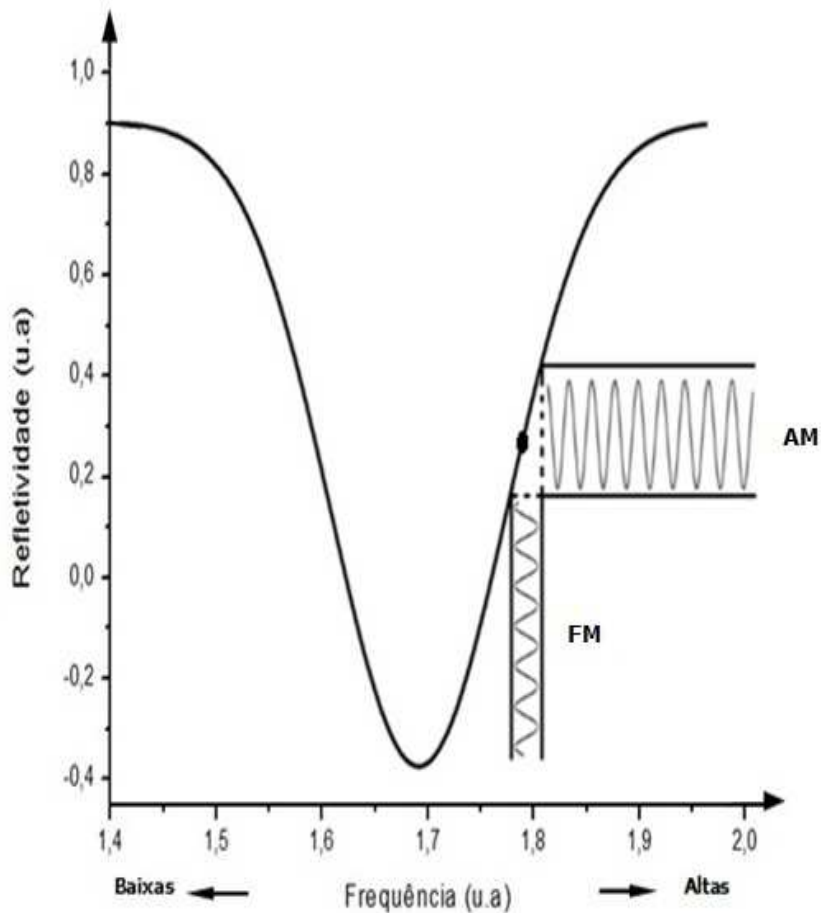


Figura 12 – Refletividade da cavidade Fabry-Perot com ilustração da conversão de modulação de frequência (FM) para modulação de amplitude (AM) (18).

aumento na estabilidade do laser (18).

Podemos, então concluir que esse método proporciona algumas vantagens em relação a outros métodos de realimentação as quais são: a não necessidade de controle de fase por causa que a polarização da realimentação é ortogonal à emissão laser, eliminação dos efeitos térmicos porque a realimentação ótica permite uma variação na densidade de portadores e daí uma variação no índice de refração o que resulta numa variação na frequência ótica sem modular a corrente que atravessa a junção pn e, por fim, temos que não foi observado saltos de modo com esse método de realimentação o que é muito observado em outros tipos de realimentação (18).

### 3.1.2 Estabilidade em frequência e redução de linha a partir de realimentação ortogonal acoplados na linha $D_2$ do Cs

Nesse trabalho de 2004 (7), publicado pelo grupo, estudou-se estabilização em frequência e redução da largura de linha de um laser semiconductor acoplado à linha atômica  $D_2$  do Césio que estavam sob realimentação ótica ortogonal. Nas seções seguintes



divisor de feixe, transmitindo assim o feixe de polarização do modo TE a qual é paralela ao plano da montagem, e refletindo o modo TM. Além disso, o Glan-Foucault permite que por reflexão o feixe de retorno com polarização ortogonal seja reinjetado na região ativa do laser. Um isolador ótico é colocado logo após o Glan-Foucault para evitar retorno coerente na cavidade laser. Depois, o feixe passa por uma célula contendo vapor de Césio que é usada como filtro espectral, explorando a dependência em frequência de sua transmissão. Após a célula o feixe é enviado ao polarizador Glan-Foucault de modo que a reflexão neste seja reinjetada no laser. Antes do Glan-Foucault é colocada uma lâmina de atraso de fase de meia-onda para controlar a potência da luz que chega na cavidade laser. Após o isolador, uma parte do feixe é enviado para uma cavidade Fabry-Perot usada como analisador espectral. Após a célula, parte do feixe é enviada a um fotodetector para monitorar a transmissão do vapor. Uma lâmina de microscópio envia uma parte do feixe com polarização ortogonal a ser reinjetada no laser em um medidor de potência para monitorar a potência reinjetada.

### 3.1.2.2 Estabilização em frequência e diminuição da largura de linha

Vamos agora descrever como o aparato descrito acima pode ser utilizado para redução da largura de linha (7). A frequência do laser é varrida ao redor da ressonância do filtro, para nosso caso, escolhemos como filtro espectral a curva de absorção alargada por efeito Doppler da linha de transição  $D_2$  do Césio em torno de 852 nm ( $6S_{1/2} - 6P_{3/2}$ ). Dessa forma, a potência de realimentação,  $P_r$ , torna-se uma fração dependente da potência total do laser,  $P$ , e da frequência do laser, daí temos que

$$P_r = \kappa(\nu)P, \quad (3.1)$$

onde  $\kappa(\nu)$  está relacionada com a forma de linha do filtro.

Além disso, temos que  $\kappa$  é o coeficiente de transmissão do circuito, devido o acoplamento do laser com o vapor atômico, toma a forma

$$\kappa = \kappa_0[1 - \epsilon_{ab}f(\nu)], \quad (3.2)$$

onde  $\kappa_0$  refere-se às perdas não-ressonantes e atenuações dos dispositivos óticos (ou seja, é a fração da potência total,  $P$ , que retorna a cavidade laser sem atenuações do filtro espectral),  $\epsilon_{ab}$  é o coeficiente de absorção no centro da linha  $\nu_{at}$  (frequência atômica) e  $f(\nu)$  é a amplitude normalizada da forma de linha de absorção com um perfil Gaussiano

$$f(\nu) = \exp[-\alpha(\nu - \nu_{at})^2]. \quad (3.3)$$

Na Figura 14 visualizamos o filtro espectral utilizado, que é a forma de linha de absorção alargada por efeito Doppler da transição atômica. Vemos nessa figura que a região de derivada positiva do filtro atômico, é o flanco de estabilidade porque caso haja um



aumento na frequência aumentará a intensidade da luz transmitida e, conseqüentemente, ocorrerá um aumento na potência de realimentação o que acarretará um decréscimo na frequência de emissão do laser. Portanto, a deriva em frequência é corrigida automaticamente. Analogamente, esse mesmo mecanismo ocorre quando a variação em frequência é no sentido de diminuição o que nos leva a uma estabilização na frequência da emissão do laser. Porém, ao colocarmos a frequência do laser no flanco da derivada negativa a deriva em frequência tende sempre a ser amplificada pela potência de reinjeção, então, temos que essa região é de instabilidade.

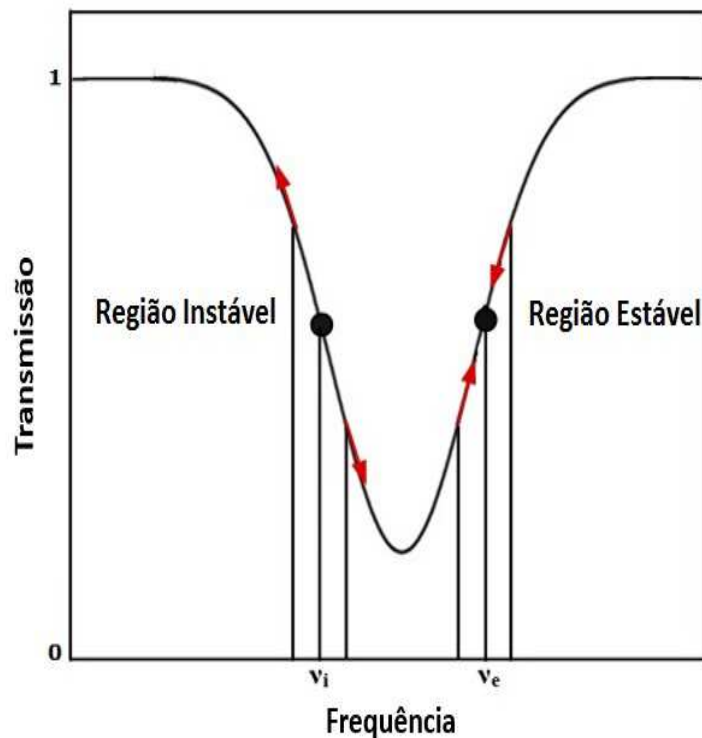


Figura 14 – Curva de Transmissão em função da frequência. Há uma dependência da realimentação com a frequência através da forma de linha da absorção  $D_2$  do Cs. Figura ilustrativa, adaptada a partir da referência (18).

Diante do que já foi mencionado, podemos dizer que através de uma realimentação ótica ortogonal e uma montagem experimental na qual tem um filtro espectral no caminho do feixe que retorna à cavidade, foi obtido efeitos na frequência de emissão que são observados nos picos de ressonância da cavidade Fabry-Perot e também na linha de absorção da transição  $D_2$  do Cs, ambos em função da corrente de injeção. Abaixo, podemos visualizar, na Figura 15, os picos de transmissão do Fabry-Perot e as curvas de absorção tanto com realimentação quanto sem ela (ou seja, para o laser livre). Os picos de ressonância da cavidade Fabry-Perot na Figura 15 (c) estão deslocados em relação à Figura 15 (a) em que o laser não está submetido à realimentação ortogonal. Além disso, notamos na Figura 15 (c) os efeitos de instabilidade e estabilidade quando a frequência da emissão laser está sob realimentação ortogonal. Assim, na transmissão do Fabry-Perot, quando sua posição

está na região de instabilidade a varredura ocorre rapidamente, enquanto que na região de estabilidade a curva de transmissão é varrida de modo suave, isso, devendo-se ao fato que nessa região há uma tendência da frequência de emissão do laser se estabilizar.

Na Figura 15 (b) podemos visualizar a curva de absorção da linha D<sub>2</sub> do Cs sem realimentação ótica ortogonal, enquanto que na Figura 15 (d), quando o laser está sob realimentação, percebemos um deslocamento no espectro de absorção em comparação àquele sem realimentação, além disso, observa-se claramente um salto brusco da varredura quando esta chega ao flanco em que  $\frac{dP_r}{d\nu} < 0$ , de instabilidade. Nesse flanco qualquer variação na frequência de emissão do laser tende a ser aumentada pela realimentação ótica ortogonal. De maneira contrária, no flanco  $\frac{dP_r}{d\nu} > 0$ , dizemos que essa região é de estabilidade, pois nesse flanco o laser tende a ficar na ressonância, expresso na Figura 15 (d) como uma forma mais suave.

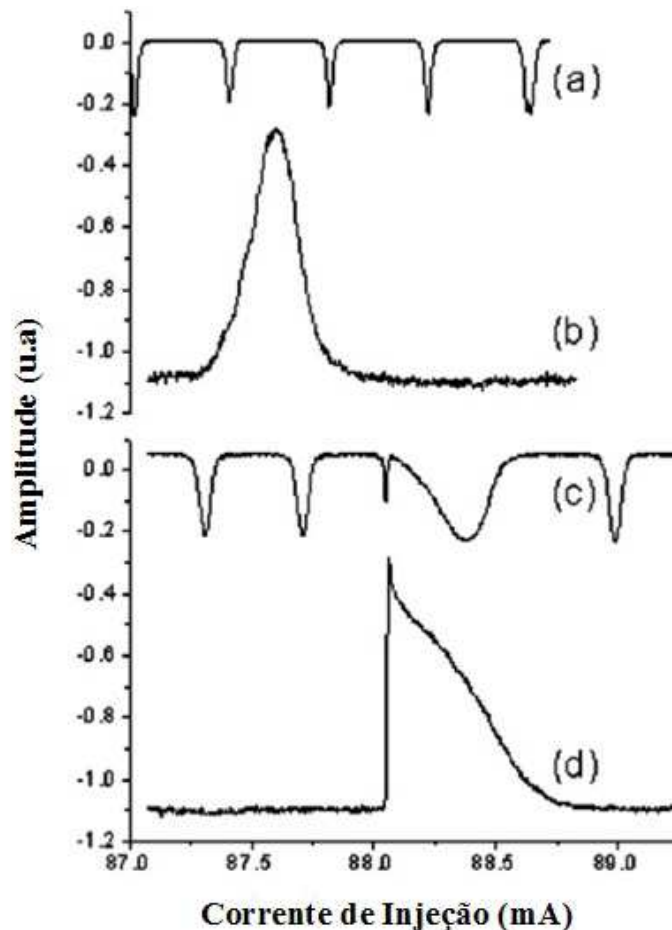


Figura 15 – (a) Picos de transmissão do Fabry-Perot para o laser livre; (b) Curva de absorção da linha D<sub>2</sub> do Cs para o laser livre; (c) Picos de transmissão do Fabry-Perot com realimentação e (d) Espectro de absorção da linha D<sub>2</sub> do Cs com realimentação. A figura original está na referência (7).

Para demonstrar a estabilização em frequência do laser foram feitas medidas de flutuações de intensidade em um flanco de transmissão do Fabry-Perot, pelo fato que

nessa região pode-se fazer a conversão AM-FM. Além disso, há praticamente uma relação de linearidade das flutuações de intensidade com as flutuações de frequência nessa região. Tais medidas foram feitas quando a frequência do laser era sintonizado à meia altura do máximo da linha de absorção da linha D<sub>2</sub> Cs do flanco de derivada positiva. Dessa forma, permitindo determinar a amplitude das flutuações na frequência a partir de medidas de flutuações de potência e comparar o laser sendo realimentado e o laser livre.

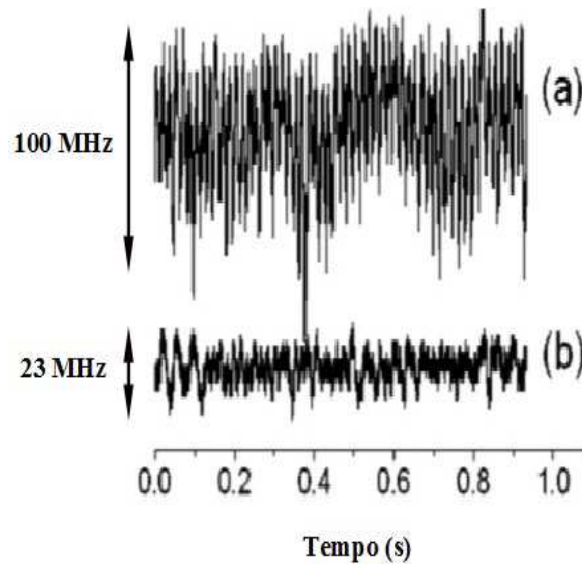


Figura 16 – Flutuações na frequência do laser. (a) Para o laser sem realimentação e (b) com o laser submetido à realimentação ortogonal. A figura original está na referência (7).

A Figura 16 mostra as flutuações na frequência para o laser livre e com realimentação ortogonal. Quando o laser não está submetido à realimentação ótica ortogonal filtrada ele possui uma largura média na frequência em torno de 100 MHz (Figura 16 (a)) e que diminuiu para 23 MHz quando está com realimentação ótica ortogonal (Figura 16 (b)) o que resulta numa redução da largura de linha da emissão laser por um fator de 4 (7).

### 3.1.3 Linearidade da frequência em função da potência de realimentação ortogonal

De início, foi caracterizado uma resposta do laser sob realimentação com polarização ortogonal medindo o deslocamento em frequência como  $\delta = (\nu_0 - \nu)$  em função da potência de realimentação  $P_r$ .  $P_r$  é a potência que retorna à cavidade do laser,  $\nu_0$  é a frequência de emissão do laser sem realimentação, enquanto que  $\nu$  é a frequência para o laser submetido à realimentação ótica incoerente (23).

A dependência linear do deslocamento em frequência com essa potência de retorno foi medida como sendo (23)

$$\delta = \beta P_r \quad (3.4)$$

em que na Equação (3.4)  $\beta$  é o coeficiente de proporcionalidade que relaciona o deslocamento em frequência com a potência de realimentação  $P_r$ .

As medições do deslocamento em frequência em função da potência ortogonal foram obtidas utilizando uma corrente de injeção de  $j \approx 100$  mA e potência de emissão em torno de 40 mW. Um analisador espectral utilizado para obter esse deslocamento em frequência foi uma cavidade de Fabry-Perot. O procedimento seguido para a aquisição do deslocamento foi a variação da potência de realimentação ortogonal, assim, alterando, conseqüentemente, a frequência de emissão do laser, logo, ocorrendo um deslocamento do espectro dos picos de transmissão da cavidade do Fabry-Perot com o laser sujeito à realimentação ótica ortogonal.

Esse deslocamento da frequência de emissão do laser necessita de um acoplamento efetivo do feixe que retorna à cavidade do laser, assim para realizar as medidas de modo consistente um alinhamento cuidadoso que tem como objetivos de otimizar o máximo possível o nível de realimentação ótica no laser. No trabalho de 2005 do grupo (23) o valor de  $\beta = 1,76$  GHz/mW foi obtido com um deslocamento em frequência de cerca  $\delta \approx 10$  GHz para um nível de realimentação de  $-7,7$  dB.

### 3.1.4 Biestabilidade em frequência

Aqui discutiremos um trabalho feito pelo grupo GFAL do DF/UFPB em 2005 (23) que relata e explica a biestabilidade em frequência ótica obtida usando a técnica de realimentação ortogonal. A biestabilidade é caracterizada pela emissão de duas frequências diferentes para os mesmos parâmetros do laser (corrente e temperatura). Nesse trabalho de 2005 (23) foi usada a mesma montagem experimental da montada para a obtenção de estabilidade em frequência e diminuição da largura de linha (7) (Figura 13).

#### 3.1.4.1 Biestabilidade ótica

Antes de discutir os resultados do grupo sobre biestabilidade em frequência vamos relatar o trabalho pioneiro em biestabilidade ótica. A biestabilidade ótica é um assunto de interesse nas últimas décadas por teóricos e experimentais impulsionados pelo desenvolvimento de dispositivos optoeletrônicos para a computação ótica substituindo pulsos de luz no lugar de voltagens para gerar bits de dados (26).

Os primeiros resultados sobre esse tópico foram discutidos teoricamente por Szöke et. al. (24) e experimentalmente por Gibbs et. al. (??) que usaram vapor de sódio aliado a um mecanismo dispersivo.

Propriedades biestáveis são obtidas a partir de um sistema experimental que consiste numa cavidade ótica preenchida com um meio não-linear, como por exemplo, uma cavidade Fabry-Perot. A biestabilidade ótica exhibe dois estados estacionários de emissão,

de transmissão ou de reflexão. Esse comportamento é induzido pela absorção ou dispersão do meio de ganho dentro da cavidade ou à associação dos dois. Então, a caracterização da biestabilidade em um sistema puramente ótico é dado por uma curva de histerese entre as intensidades de luz incidente e a luz transmitida (ou refletida, ou emitida) (26, 27) (Figura 17).

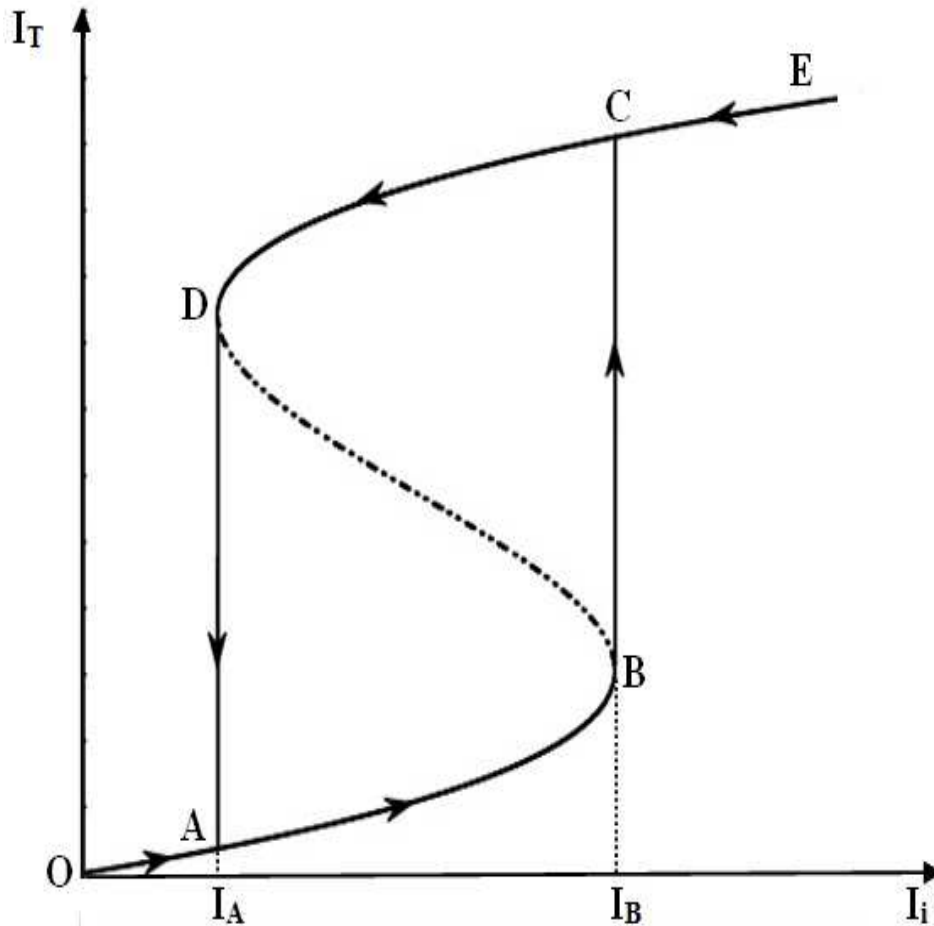


Figura 17 – Curva de histerese da resposta da biestabilidade ótica do meio saturável a partir do bombeio. A linha pontilhada da curva é a região instável, enquanto que as linhas cheias são regiões estáveis.  $I_T$  é a intensidade de transmissão e  $I_i$  é a intensidade de excitação (incidente) (26).

No segmento OA da Figura 17, observamos que as intensidades transmitidas,  $I_T$ , são menores que as incidentes,  $I_i$ , devido aos fenômenos não-lineares como a absorção e a dispersão do meio ativo. Porém no segmento BC ocorre um salto para altas intensidades quando o sistema atinge uma intensidade incidente,  $I_B$ , por causa da saturação da absorção e dispersão. Além disso, podemos notar que mesmo diminuindo a intensidade incidente, no segmento CD da figura, o sistema permanece nesse estado estacionário, contudo ao atingir a intensidade incidente,  $I_A$ , o sistema salta para valores de intensidade transmitida. Portanto, temos que na curva de histerese ABCD (que pode ser observado na Figura 17) existe dois valores de intensidade transmitida para apenas um valor de

intensidade incidente. Além do mais, ao fornecer pulsos de luz a fim de ultrapassar  $I_B$  a intensidade transmitida se eleva o que é mostrado pela seção CE da figura, para um efeito contrário podemos diminuir a intensidade para valores abaixo  $I_A$  e conseguir uma transição para valores de intensidades transmitidas baixas representadas pela região OA. Esse mecanismo nos leva a um *transistor ótico* (26).

#### 3.1.4.2 Biestabilidade em frequência de um laser semiconductor sob realimentação ótica ortogonal

Lasers de semiconductor são sistemas não-lineares que também são usados para estudo de respostas dinâmicas quando estão sob realimentação (28, 29). Por isso são usados para investigar bi-estabilidade em potência (30), em polarização (31, 32), e recentemente em experimentos para analisar a bi-estabilidade em frequência (23).

Na Subseção 3.1.5.1 foi descrito sucintamente como a biestabilidade em intensidade funciona. Tal mecanismo apresenta potencial aplicação como interruptor (transistor ótico) para a computação ótica, no entanto, aqui vamos relatar a primeira observação em bi-estabilidade em frequência que direciona para aplicações em ótica digital, mas com nível de intensidade constante usando um interruptor entre duas frequências.

Assim como no experimento para estabilização em frequência e redução de largura de linha (7) foi usado também um laser de diodo de AsAlGa (Arseneto de Gálio-Alumínio) monomodo com temperatura e corrente constantes, com emissão ao redor de 852 nm, onde o filtro espectral, como já citado, é a linha de absorção alargada por efeito Doppler da linha D<sub>2</sub> do Cs em 852,1 nm.

Desse modo, foi observado um comportamento histerético da frequência do laser que é devido a dois motivos: um deles é a variação da densidade de portadores na cavidade laser a partir de uma potência de realimentação ortogonal (Transverso Magnético-TM) que retorna à junção do semiconductor e que não interfere no modo oscilante (Transverso Elétrico-TE) do laser o que resulta numa variação em frequência da emissão laser e o outro é o uso da resposta não-linear espectral de um filtro que modula a potência reinjetada no laser.

Então, fazendo uma análise das curvas que são mostradas na Figura 18 podemos ver como funciona a biestabilidade em frequência através da realimentação ótica ortogonal. Assim, na Figura 18 (a) exhibe uma curva de transmissão da linha atômica de perfil Gaussiano sem realimentação, ou seja, temos o laser livre. Mas à medida que aumentamos a potência de realimentação,  $P_r$ , acontece uma mudança notável nas linhas de absorção das figuras (b) e (c). Notamos um deslocamento da corrente de injeção na qual ocorre a ressonância atômica relacionado ao deslocamento de frequência já descrito. Quando a varredura da corrente de injeção do laser ocorre apenas em um sentido obtemos a resposta espectral vista anteriormente (Figura 15 e 16). Entretanto, um ciclo de histerese na

resposta espectral pode ser observado se varreremos a corrente do laser nos dois sentidos, ou seja, no crescente e decrescente. Isso acontece por causa do acoplamento do laser com a realimentação ótica ortogonal filtrada pela linha D<sub>2</sub> do Césio.

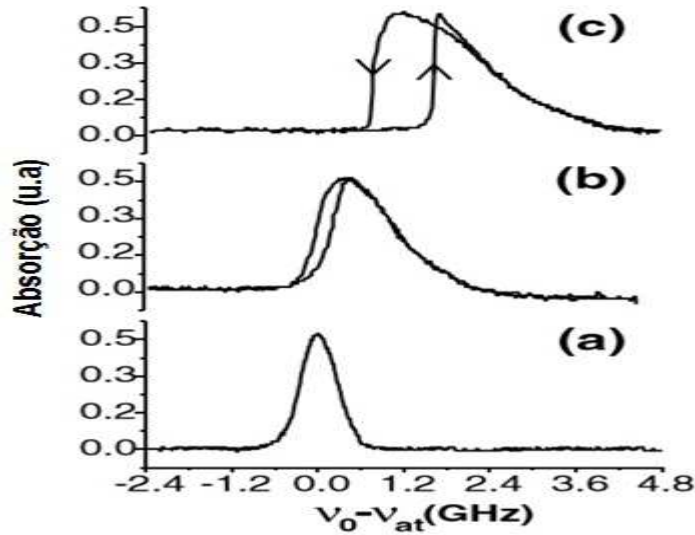


Figura 18 – Transmissão do filtro atômico. (a) Curva de transmissão da linha atômica de perfil Gaussiano sem realimentação; (b) e (c) curvas de transmissão da linha atômica com realimentação. (c) Apresenta bi-estabilidade em frequência. Figura original encontra-se na referência (23).

Na Figura 18 (c) podemos observar a biestabilidade em frequência. Nessa figura vemos uma resposta na curva de absorção que percorre caminhos diferentes em função do sentido de varredura da corrente de injeção quando o laser está acoplado com a realimentação ótica filtrada (é indicado pelas setas). Para uma varredura crescente em  $\nu_0$  ( $\nu_0$  é a frequência do laser sem realimentação), o flanco instável do filtro espectral é atingido de modo que a frequência do laser salte para o flanco estável do filtro. Para uma varredura decrescente em  $\nu_0$  o flanco estável do filtro é atingido primeiramente e a frequência do laser tende a permanecer neste flanco. Resulta que o flanco instável é atingido pelo laser para um  $\nu_0$  menor (corrente de injeção maior) para uma varredura decrescente do que para uma varredura crescente, de modo a formar a figura de biestabilidade visto na Figura 18 (c).

Como sabemos, há um deslocamento em frequência que varia linearmente com a potência de realimentação ortogonal filtrada que é dada pela equação (3.4). Usando esta Equação, (3.4), a Equação (3.1) e a Equação (3.2), temos que a frequência do laser é dada por

$$\delta = \nu_0 - \nu = \beta P_r \Rightarrow \nu = \nu_0 - \beta \kappa(\nu) P \Rightarrow \nu = \nu_0 - \beta \kappa_0 [1 - \epsilon f(\nu)] P \quad (3.5)$$

que é uma equação que possibilita descrever o comportamento histerético observada na Figura 18 (c).

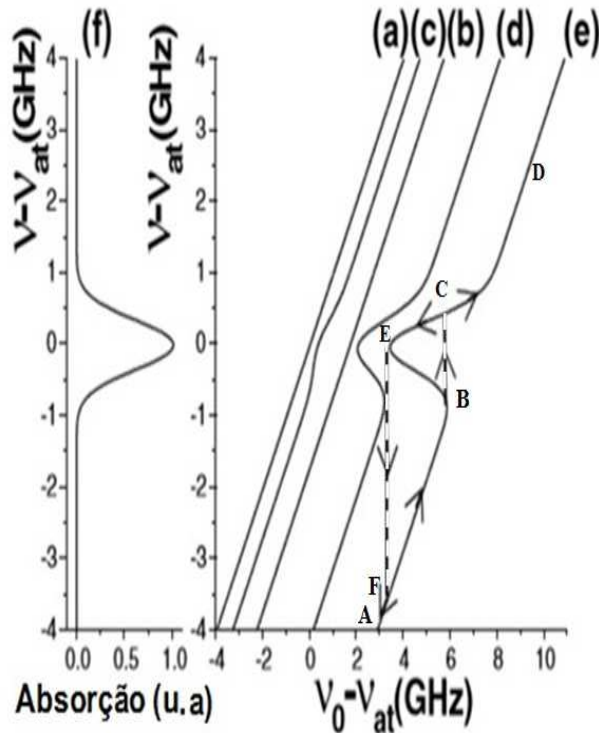


Figura 19 – Frequência de emissão do laser  $\nu$  calculada como função da frequência do laser sem realimentação ótica  $\nu_0$  (23). Curvas dadas pelas equações, Equação (3.3) e Equação (3.5).

Na Figura 19 é visualizado as curvas da evolução de  $\nu$  em função de  $\nu_0$  para alguns valores dos parâmetros do sistema. Na (f) é mostrado a forma de linha de absorção de perfil Gaussiano (Equação (3.3)) alargada por efeito Doppler. Em (a), temos uma curva linear da frequência, na ausência de filtro e de realimentação, ou seja, onde  $\kappa_0 = 0$  e  $\nu = \nu_0$ , enquanto que na figura (b) existe um deslocamento da curva por causa de uma realimentação ótica diferente de zero no sistema, porém sendo uma realimentação constante,  $\kappa = \kappa_0$ , ou seja, sem absorção,  $\epsilon_{ab} = 0$ . Nas curvas (c), (d) e (e) apresentamos as curvas de  $\nu$  em função de  $\nu_0$  quando há realimentação ótica filtrada pelo vapor. As curvas estão ordenadas de (c) à (e) em ordem crescente de realimentação. Temos que as curvas que apresentam ciclos histeréticos são aqueles que apresentam região onde a derivada  $\frac{d\nu}{d\nu_0}$  é negativa. Na curva (c) a derivada é sempre positiva devido ao pequeno acoplamento, logo não apresenta biestabilidade.

Para entender a biestabilidade estritamente em frequência obtida aqui, analisemos os pontos A, B, C, D, E e F na Figura 19 (e). Nessa figura a curva da frequência de emissão do laser é representada por uma reta dos pontos de A à B quando o sistema está sob realimentação ortogonal não-filtrada, isso acontece porque o sistema está fora da ressonância. Ao chegar no ponto B o sistema encontra o flanco de instabilidade  $\left(\frac{d\nu}{d\nu_0} < 0\right)$ .



O sistema então salta para o ponto C. A frequência acoplada,  $\nu$ , evolui normalmente em função da frequência livre  $\nu_0$ , chegando assim no ponto D. Depois do ponto D, a frequência acoplada continua evoluindo, mas dessa vez no sentido oposto, o decrescente, porém, para esse sentido da varredura, a região de instabilidade é encontrada em um ponto diferente de antes, no ponto E, em que, novamente, vemos que a frequência acoplada do laser evita essa região e de novo há um “salto” para o ponto F. Assim, os pontos B, C, E e F, formam o ciclo histerético, onde encontramos dois possíveis valores de frequência do laser acoplado nas regiões entre os pontos B e F e C e E para um único valor de frequência livre,  $\nu_0$ , desse laser. Dizemos que existe biestabilidade em frequência, em que a partir das mesmas condições iniciais existem dois valores de frequências distintas.

Para esse comportamento histerético não foram observadas flutuações na intensidade da emissão do laser, sendo estável em amplitude e é por isso que a biestabilidade é apenas em frequência.

### 3.1.5 Modelo: Biestabilidade em frequência a partir das Equações de taxa

Ao considerar efeitos térmicos e de saturação de ganho nas equações de taxa convencionais dos lasers de semicondutor (as duas equações de taxa para a densidade de portadores,  $N$ , e para a densidade de fótons,  $S$ , foram descritas na Seção 2.5) mostra-se que resultados teóricos são comparáveis com os experimentais (37). Nesse trabalho foi elaborado um modelo de equações de taxa que consegue prevê o deslocamento em frequência da emissão laser quando o sistema está submetido à realimentação ortogonal. Além disso, verifica-se com esse modelo o comportamento biestável.

Dessa maneira, a evolução temporal da amplitude complexa do campo intracavidade com polarização TE,  $\varepsilon(t)$ , a densidade de portadores,  $N(t)$ , e a temperatura da estrutura da região ativa,  $T(t)$ , são descritas pelas equações de taxa a seguir:

$$\frac{d\varepsilon(t)}{dt} = ik\theta + k(1 + i\alpha)(\Gamma G - 1)\varepsilon(t) \quad (3.6)$$

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\gamma_N[N(t) - J + G(P_{TE} + P_r)] \quad (3.7)$$

$$\frac{dT(t)}{dt} = -\gamma_T[T(t) - 1 - ZN(t) - PJ^2] \quad (3.8)$$

As variáveis aqui estão normalizadas de maneira que  $\varepsilon(t)$  é adimensional,  $N(t)$  é uma grandeza normalizada ao valor de transparência e  $T(t)$  é normalizada à temperatura ambiente. Além disso,  $\varepsilon(t)$ ,  $N(t)$  e  $T(t)$  tem taxas de decaimento,  $k$ ,  $\gamma_N$  e  $\gamma_T$ , respectivamente. A dessintonização  $\theta$  da Equação (3.6) varia linearmente com a temperatura. Essa

equação incorpora a consequência do aquecimento da cavidade laser que é uma mudança no índice de refração do material semiconductor, então  $\theta$  pode ser descrito como

$$\theta = \theta_0 - \epsilon_{ac}[T(t) - 1], \quad (3.9)$$

onde  $\epsilon_{ac}$  é a intensidade de acoplamento entre o campo ótico e a temperatura. Assim, na Equação (3.6) há uma contribuição do efeito de aquecimento do meio em dispositivos de semiconductor. Nessa primeira equação,  $\alpha$  é o fator de largura de linha,  $\Gamma$  é o fator de confinamento, e o ganho ótico foi considerado como linear,

$$G(N) = N - 1. \quad (3.10)$$

Enquanto que para a Equação de densidade de portador (3.7),  $J = I/\tau_N e N_0 V$  é a densidade de corrente, onde  $I$  é a corrente de polarização,  $e$  é a carga do elétron,  $\tau_N$  é o tempo de vida dos portadores,  $N_0$  é a densidade de portadores na transparência e  $V$  é o volume da região ativa. Ainda temos nessa equação contribuição da densidade de fótons com polarização TE,  $P(t) = |\varepsilon(t)|^2$  e densidade de fótons com polarização TM é dada por

$$P_r(t) = \kappa |\varepsilon(t - \tau)|^2, \quad (3.11)$$

onde  $P_r$  é a potência de realimentação, com  $\tau = 2L_{c.ex}/c$  sendo o tempo de atraso no qual  $L_{c.ex}$  é o comprimento da cavidade externa e  $c$  a velocidade da luz. O termo  $\kappa$  na Equação (3.11) é o coeficiente de transmissão do circuito. Assim, é inserido ao colocar um filtro sensível em frequência no caminho do feixe de realimentação que retorna à cavidade laser. Esse termo é dado pela Equação (3.2).

Para a equação de taxa da temperatura  $T(t)$ , a Equação (3.7), o termo  $ZN(t)$  refere-se ao aquecimento do dispositivo por causa da recombinação não-radioativa e  $PJ^2$  devido ao efeito Joule.

Para encontrarmos soluções para estado estacionário, ( $\frac{d\varepsilon}{dt} = 0$ ;  $\frac{dN}{dt} = 0$  e  $\frac{dT}{dt} = 0$ ), a partir das equações a Equação (3.6), a Equação (3.7) e da Equação (3.8), tomamos  $\varepsilon(t) = Ee^{i\omega t}$ ,  $N(t) = N$ ,  $T(t) = T$ ,  $P = |E|^2$  e  $P_r = \kappa|E|^2$ . Diante disso, ao analisar, primeiramente a Equação (3.6), obtemos que

$$\Gamma G = 1. \quad (3.12)$$

Usando a Equação (3.12) na Equação (3.10), obtém-se

$$N = \frac{1}{\Gamma} + 1. \quad (3.13)$$

Para a Equação (3.7), no estado estacionário e usando a Equação (3.12), temos que

$$0 = N - J + G(|E|^2 + \kappa|E|^2) \quad (3.14)$$

$$|E|^2 = \frac{\Gamma(J - N)}{1 + \kappa}. \quad (3.15)$$

Enquanto que através da equação de temperatura (3.8), temos

$$0 = T - 1 - ZN - PJ^2 \quad (3.16)$$

$$T = 1 + ZN + PJ^2. \quad (3.17)$$

Substituindo a Equação (3.17) na Equação (3.9), obtemos

$$\omega = k\theta = k\theta_0 - k\epsilon_{ac}(ZN + PJ^2). \quad (3.18)$$

Podemos então observar que as soluções das equações de taxa no estado estacionário dadas pelas equações a Equação (3.12), a Equação (3.13), a Equação (3.15), a Equação (3.17) e a Equação (3.18), apenas a densidade de fótons com polarização TE, a Equação (3.15), tem uma dependência com a potência de realimentação, pois  $|E|^2$  diminui quando  $\kappa$  aumenta. Contudo, para as outras soluções, a densidade de portadores, Equação (3.12),  $N$ , a temperatura, Equação (3.17),  $T$ , e a frequência de emissão do laser, Equação (3.18),  $\omega$ , não temos dependência com a potência de realimentação. Contudo, observa-se experimentalmente (23) uma dependência linear da variação da frequência de emissão com a potência de realimentação que retorna à cavidade do laser. Então, para conseguir um modelo que corresponde as observações experimentais é necessário considerar efeitos do ganho de saturação. Assim, temos que o ganho é

$$G(N(t), (P(t), P_r(t))) = \frac{[N(t) - 1]}{1 + \epsilon_1 P(t) + \epsilon_2 P_r(t)}, \quad (3.19)$$

onde  $\epsilon_1$  e  $\epsilon_2$  são os coeficientes de auto-saturação e saturação cruzada, respectivamente.

Podemos, então, considerando as soluções para estado estacionário, em que  $\Gamma G = 1$ ,  $P = |E|^2$  e  $P_r = \kappa|E|^2$ , obter da Equação (3.19):

$$\frac{1}{\Gamma} = \frac{(N - 1)}{1 + \epsilon_1|E|^2 + \kappa\epsilon_2|E|^2} \quad (3.20)$$

$$N = 1 + \frac{1 + (\epsilon_1 + \kappa\epsilon_2)|E|^2}{\Gamma} \quad (3.21)$$

que é a densidade de portadores considerando as duas saturações ( $\epsilon_1$  e  $\epsilon_2$ ).

Da Equação (3.18), temos que a variação da frequência induzida é

$$\omega - \omega_0 = -k\epsilon_{ac}Z(N - N_{sr}), \quad (3.22)$$

onde  $\omega_0$  e  $N_{sr}$  são a frequência de emissão do laser e a densidade de portadores, respectivamente, sem realimentação ótica ortogonal.

Podemos encontrar os parâmetros  $N_{sr}$ ,  $|E|_{sr}^2$ ,  $N_r$ ,  $|E|_r^2$  usando a Equação (3.15) e a Equação (3.21). Primeiramente, para  $|E|_{sr}^2$ , usamos a Equação (3.21) considerando apenas o coeficiente de auto-saturação e  $\kappa = 0$ , o que resulta em

$$|E|_{sr}^2 = \frac{\Gamma(J - 1 - \frac{1}{\Gamma})}{1 + \epsilon_1}, \quad (3.23)$$

podemos usar ainda que a densidade de corrente de limiar é  $J_{lim} = N_{lim} = 1 + 1/\Gamma$ . Obtém-se

$$|E|_{sr}^2 = \frac{\Gamma(J - J_{lim})}{1 + \epsilon_1}. \quad (3.24)$$

No caso de  $N_{sr}$ , temos

$$N_{sr} = J - \frac{|E|_{sr}^2}{\Gamma}. \quad (3.25)$$

Enquanto que, quando nos referimos à realimentação ótica ortogonal com  $|E|_r^2$ , consideramos os dois coeficientes de saturação ( $\epsilon_1$  e  $\epsilon_2$ ), além de  $\kappa \neq 0$ , dessa forma, obtemos

$$|E|_r^2 = \frac{\Gamma(J - J_l)}{1 + \epsilon_1 + \kappa(1 + \epsilon_2)}. \quad (3.26)$$

Para a densidade de portadores  $N_r$ , temos

$$N_r = J - \frac{(1 + \kappa)|E|_r^2}{\Gamma}. \quad (3.27)$$

Finalmente, substituindo a Equação (3.25) e a Equação (3.27), na Equação (3.22), obtém-se

$$\omega - \omega_0 = \frac{-k\epsilon_{ac}Z}{\Gamma} [-(1 + \kappa)|E|_r^2 + |E|_{sr}^2], \quad (3.28)$$

agora ao substituir a Equação (3.24) e a Equação (3.26), temos

$$\omega - \omega_0 = \frac{-k\epsilon_{ac}Z}{\Gamma} \left[ -(1 + \kappa) \frac{\Gamma(J - J_{lim})}{1 + \epsilon_1 + \kappa(1 + \epsilon_2)} + \frac{\Gamma(J - J_l)}{1 + \epsilon_1} \right] \quad (3.29)$$

$$\omega - \omega_0 = \frac{-k\epsilon_{ac}Z}{\Gamma} \left\{ \frac{-(1 + \epsilon_1)(1 + \kappa) + [1 + \epsilon_1 + \kappa(1 + \epsilon_2)]}{1 + \epsilon_1} \right\} |E|_r^2 \quad (3.30)$$

$$\omega - \omega_0 = \frac{-k\epsilon_{ac}Z\kappa(\epsilon_2 - \epsilon_1)}{\Gamma(1 + \epsilon_1)} |E|_r^2. \quad (3.31)$$

Usando  $P_r = \kappa|E|_r^2$ , temos

$$\omega - \omega_0 = \frac{-k\epsilon_{ac}Z(\epsilon_2 - \epsilon_1)}{\Gamma(1 + \epsilon_1)} P_r \quad (3.32)$$

que é o resultado que esperávamos, pois observando (3.32) vemos que a variação em frequência é diretamente proporcional a potência,  $P_r$ , que retorna à cavidade laser. Percebe-se que o coeficiente  $\beta$  é dado por

$$\beta = \frac{-k\epsilon_{ac}Z(\epsilon_2 - \epsilon_1)}{\Gamma(1 + \epsilon_1)} \quad (3.33)$$

o qual depende da polarização, portanto, estando de acordo com as observações experimentais feitas. Além disso, nota-se que  $\beta > 0$  se  $\epsilon_2 > \epsilon_1$ .

No entanto, no caso de ausência de saturação (quando  $\epsilon_1, \epsilon_2 \rightarrow 0$ ) a variação da frequência de emissão do laser não dependeria da potência de realimentação.

Usando esse modelo foi possível adquirir uma boa aproximação entre simulação numérica e resultados experimentais (23). As constantes utilizadas foram valores típicos para lasers semicondutor.



## 4 Dinâmica em frequência de um laser semiconductor sob realimentação ótica ortogonal filtrada por vapor atômico de Rb

Os resultados obtidos até então pelo grupo de Física Atômica e Lasers (7, 23, 37) são resultados não-dinâmicos, mas, passaremos a descrever neste capítulo o experimento desenvolvido neste mestrado com o objetivo de observar dinâmica em frequência. Para isto usamos acoplados dois lasers usando injeção ortogonal, ou seja, um laser A injetando luz em um laser B no modo TM deste e vice-versa. Antes de realizar as injeções os feixes passam por um filtro espectral constituído por uma célula contendo vapor de Rb. O objetivo de se usar dois lasers é de aumentar a dimensionalidade do sistema para observação de comportamento caótico ou oscilatório. Na Seção 4.1 desse capítulo discutiremos resultados preliminares: o experimento realizado para verificar e medir a variação linear da frequência com a potência de realimentação em uma montagem com único laser. Após isto descreveremos na Seção 4.2 o arranjo experimental ao adicionarmos um segundo laser e uma célula de Rubídio como filtro espectral. Nessa segunda configuração experimental os dois lasers A e B são sobrepostos em uma célula de Rubídio, de modo que o filtro espectral dependa da frequência dos dois lasers. Na seção seguinte, 4.3, analisaremos as curvas de absorção do Rubídio quando acoplados esses dois lasers semicondutores submetidos à realimentação ótica ortogonal e discutiremos a possibilidade de observar uma dinâmica em frequência para esta montagem. Na Seção 4.4, analisaremos efeitos de população a partir dessa configuração com dois lasers acoplados na célula de vapor atômico.

### 4.1 Resposta linear da frequência do laser semiconductor sob realimentação ortogonal

Antes de adentrarmos de fato no experimento proposto com dois lasers acoplados em uma célula de vapor atômico e com injeção mútua com polarização ortogonal, apresentaremos resultados preliminares referentes a caracterização de um laser semiconductor. Então, nesta seção mostraremos e caracterizaremos a resposta de um laser semiconductor sob à realimentação ótica ortogonal. A resposta de um laser semiconductor ao ser submetido à esse tipo de realimentação ótica é a linearidade em frequência em dependência com a potência de realimentação. Essa resposta espectral pode ser descrita pela equação linear (Equação (3.4))  $\delta = \beta P_r$ , onde  $\delta = \nu_0 - \nu$  é a diferença entre a frequência sem realimentação,  $\nu_0$ , e a frequência com o laser sob realimentação ortogonal,  $\nu$ ;  $\beta$  é o coefi-

ciente de proporcionalidade e depende de um alinhamento ótico cuidadoso (23, 37) e  $P_r$  é a potência de realimentação.

#### 4.1.1 Experimento com um laser de diodo para obtenção do deslocamento em frequência em função da realimentação ortogonal

O arranjo experimental para a obtenção do deslocamento em frequência que depende da realimentação com polarização ortogonal consiste de uma montagem descrita na Figura 20. A configuração baseia-se no fato de uma fração da potência retornar através de um polarizador Glan-Foucault (GF) para a cavidade do semiconductor, com uma polarização girada de  $90^\circ$ . Assim, após o laser de diodo, temos um Glan-Foucault que transmite o modo TE (Transverso Elétrico) que tem a maior intensidade e reflete o modo TM (Transverso Magnético) com uma intensidade consideravelmente menor. Depois do Glan-Foucault temos um isolador ótico que evita retornos coerentes, como, por exemplo, do Fabry-Perot que é colocado após o isolador ótico e serve como um analisador espectral da frequência de emissão do laser. Após, a saída do isolador guiando o modo TE, de modo a estar sobreposto, mas com sentido oposto ao modo TM refletido no Glan-Foucault. Antes de retornar ao Glan-Foucault a polarização de modo TE é girada por um ângulo  $\phi$  por uma lâmina de atraso de fase de meio comprimento de onda  $\lambda/2$  (controla a potência que chega na cavidade laser). A componente do feixe com polarização perpendicular ao plano da mesa é refletida pelo Glan-Foucault em direção ao laser.

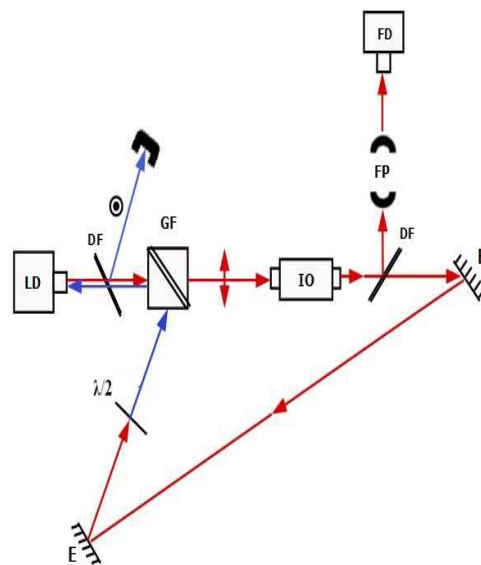


Figura 20 – Montagem experimental para o deslocamento em frequência. A cor vermelha representa o modo paralelo à montagem e a cor azul representa o modo ortogonal. LD: Laser de diodo; DF: Divisor de feixe; GF: Glan-Foucault; IO: Isolador ótico; FP: Fabry-Perot; FD: Fotodetector, E: Espelho;  $\lambda/2$ : Lâmina de meia onda e MP: Medidor de potência.



Entre o laser e o GF foi colocado um divisor de feixe calibrado, de forma que a refletividade desse divisor é  $R \approx 2,5\%$ , permitindo assim que em torno de  $2,5\%$  do feixe que retorna à cavidade laser fosse refletida para um medidor de potência. Analisamos espectralmente parte do feixe de saída através de um fotodetector acoplado a uma cavidade Fabry-Pérot. O sinal de saída foi visualizado com um osciloscópio digital a partir do qual também permitia uma aquisição digital. Assim, conseguimos obter o deslocamento em frequência com dependência da potência de realimentação, dada pela Equação 3.4.

#### 4.1.2 Polarizador Glan-Foucault

Como o polarizador Glan-Foucault é fundamental para o experimento com reinjeção de polarização ortogonal, então a seguir há uma descrição sucinta sobre tal dispositivo óptico.

O prisma de Glan-Foucault (38) é um dispositivo óptico feito de calcita. A constituição desse tipo de prisma é composta de maneira que duas partes, possuindo formatos triângulo-retangulares, são dispostas de modo que as hipotenusas ficam lado a lado. Além disso, essas duas partes são posicionadas de forma que fique uma abertura de ar entre elas (Figura 21).

Quando um feixe não-polarizado incide em um dos prismas formam-se dois feixes, o raio correspondente ao modo TM e o raio correspondente ao modo TE. Isso acontece por causa da disposição das duas partes e a diferença entre os índices de refração. Um ângulo para a hipotenusa é escolhido de modo a ocasionar uma reflexão total internamente (o feixe que sofre essa reflexão total é o raio TM) e uma transmissão de outro feixe (o feixe transmitido é o raio TE). Este último raio possui um grau de polarização aproximadamente a 100%. O esquema do funcionamento do Glan-Foucault é mostrado na Figura 21.

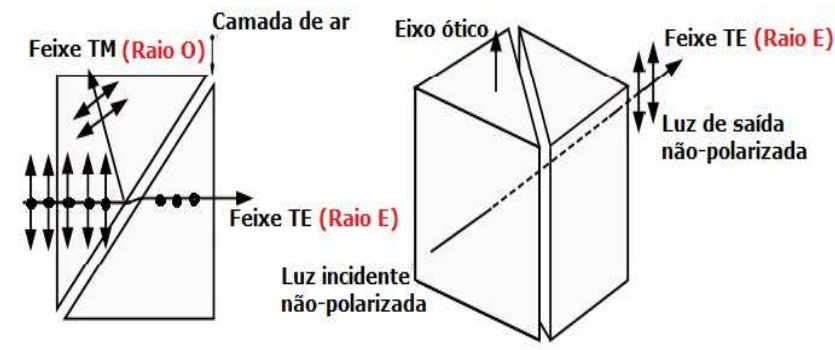


Figura 21 – Representação de um prisma Glan-Foucault com a indicação dos raios refletidos e transmitidos.

Assim, o polarizador Glan-Foucault funciona como um divisor de feixe. No nosso experimento ele é colocado numa configuração, de forma, que uma maior parte do feixe é

transmitida com polarização paralela ao plano da montagem (polarização TE), e refletindo uma pequena parte do feixe, com polarização ortogonal ao plano (TM). Além disso, a partir dessa configuração, o Glan-Foucault permite que uma fração do feixe retorne à cavidade laser com polarização ortogonal por reflexão.

### 4.1.3 Resultados

Na Figura 22 podemos visualizar a curva do deslocamento em frequência em função da potência de realimentação que retorna à cavidade laser com polarização ortogonal. Um bom alinhamento garante um nível maior de realimentação, pois o deslocamento em

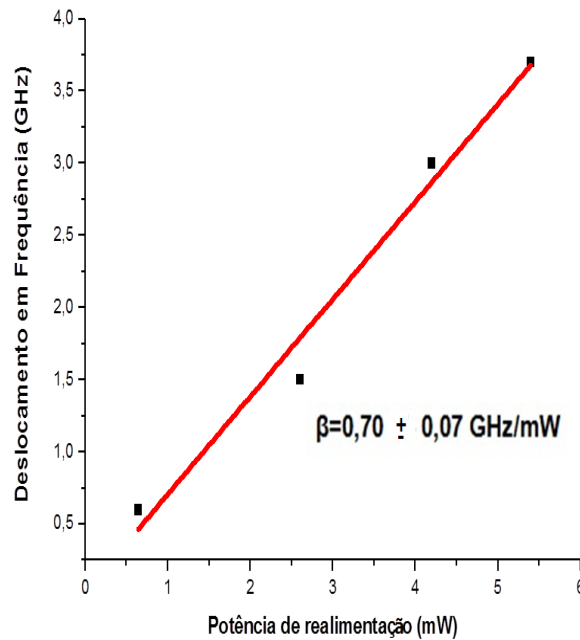


Figura 22 – Curva do deslocamento em frequência em função da potência de realimentação. Diodo Laser com cavidade tipo Fabry-Perot emitindo em torno da transição  $D_2$  do Rb a 780 nm.

frequência depende do acoplamento efetivo do feixe que retorna à junção laser. Contudo, não podemos afirmar que toda a potência de reinjeção refletida pelo Glan-Foucault é acoplada na região ativa do laser de semiconductor, no entanto, uma otimização sistemática do alinhamento era realizada antes de cada medida, garantindo, assim, o valor máximo do deslocamento em frequência dado pela Equação (3.4). O fator de acoplamento (o coeficiente  $\beta$  que depende do alinhamento) da realimentação ótica é o mesmo para todas as medidas realizadas para um dado laser utilizado, após a otimização do alinhamento da realimentação. O valor encontrado desse fator para um diodo laser de Rubídio, emitindo em torno de 780nm, foi de  $\beta = 0,70 \pm 0,07 \text{ GHz/mW}$  cujo deslocamento em frequência

obtido foi cerca de 4 GHz (Figura 22), que é um valor comparável com resultados anteriores do grupo GFAL da UFPB (23).

## 4.2 Experimento de dois lasers de diodo acoplados numa célula de Rubídio

Vamos agora descrever o experimento principal desta dissertação com dois lasers acoplados via injeção ortogonal mútua. Objetivo de se usar dois lasers é aumentar a dimensionalidade do sistema a fim de possibilitar a observação de comportamento dinâmico como, por exemplo, oscilações caóticas. Nesta configuração um laser A injeta luz no laser B com polarização ortogonal à saída deste último. Por sua vez o laser B injeta luz no laser A com polarização ortogonal à saída do laser A. Antes de serem injetados no laser oposto, os feixes são acoplados em uma configuração tipo absorção-saturada em uma célula de Rubídio aquecida. A seguir descreveremos detalhadamente o arranjo experimental utilizado.

### 4.2.1 Montagem experimental

A configuração experimental consiste no acoplamento de dois lasers,  $LD_A$  e  $LD_B$ , com uma célula de Rubídio. Para ambos os lasers o feixe de saída passa por um divisor de feixe com 10%R/90%T sendo usado para que uma pequena fração do feixe seja direcionado para um fotodetector que é colocado para “fiscalizar” retornos coerentes indesejáveis (como por exemplo, reflexão do isolador ótico) que tem por efeito aumentar o ruído de amplitude na saída do laser. Em seguida, temos o polarizador Glan-Floucaut, o qual é usado como divisor de feixes possibilitando que seja transmitido o feixe de maior intensidade de modo TE (com polarização paralela à montagem) e refletindo um feixe de modo TM (cuja polarização é ortogonal). Uma função importante do Glan-Foucault é garantir que o feixe injetado do laser pela reflexão do polarizador tenha polarização ortogonal (TM) à polarização emitida pelo laser (TE). Depois do polarizador Glan-Foucault é colocado um isolador ótico que evita retornos coerentes de possíveis reflexões dos vários dispositivos óticos, além disso, o feixe que sai do isolador com polarização TE é contrapropagante ao feixe do outro laser com mesma polarização, evitando também esta injeção TE ao laser. Como pode ser observado na Figura 23, os feixes dos lasers de diodo,  $LD_A$  e  $LD_B$ , antes de chegarem na célula de vapor de Rubídio (filtro espectral),  $C_1$ , passam por um esquema composto pelos cubos divisores de feixe (Beam splitter-BS), 50%R/50%T, que permitem que o feixe do  $LD_A$  (em azul) seja refletido para uma célula de referência,  $C_2$  (chegando no fotodetector  $FD_1$ ), analogamente, ocorre com o  $LD_B$  (feixe em vermelho), onde o feixe é refletido para  $C_3$  (chegando no fotodetector  $FD_4$ ). Na prática usamos apenas uma célula de referência com os feixes dos lasers separados. O experimento detalhado encontra-se

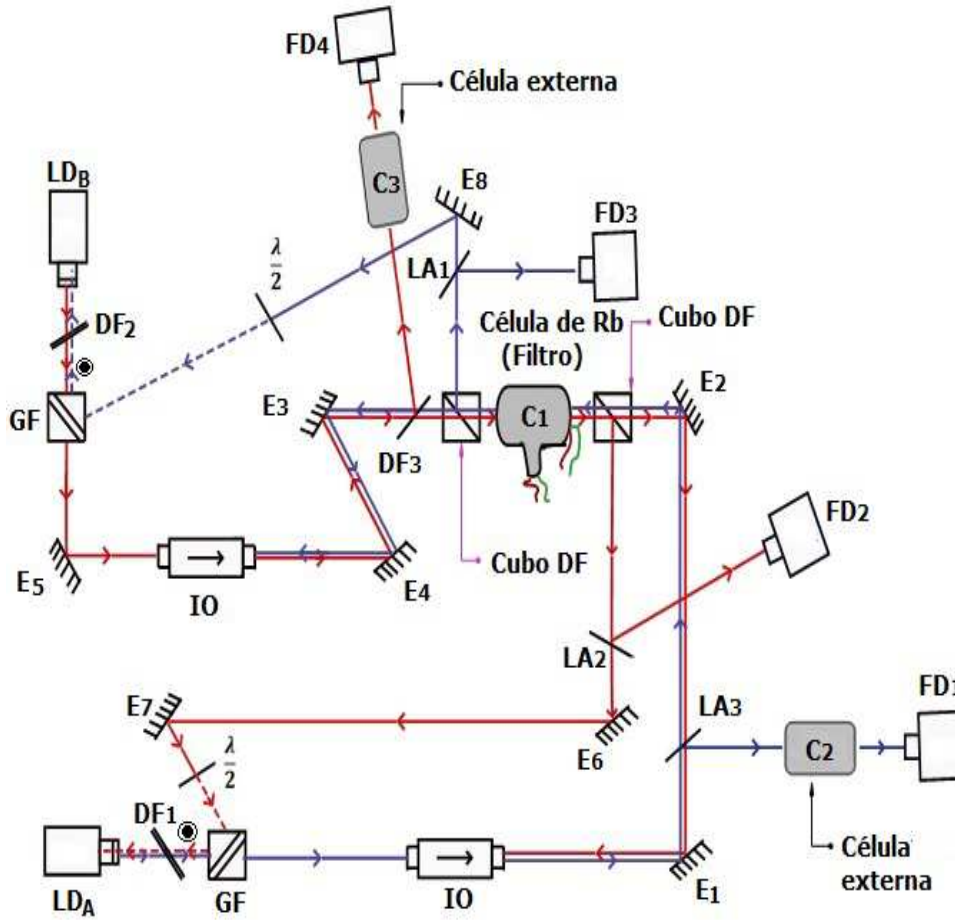


Figura 23 – Esquema da configuração do experimento para observação de efeitos dinâmicos com dois lasers de diodo acoplados.  $LD_A$  e  $LD_B$  são os lasers de diodo; DF: divisor de feixe;  $DF_1$ ,  $DF_2$  e  $DF_3$ : são divisores de feixe com 10%R/90%T; GF: polarizador Glan-Foucault; IO: Isolador Ótico;  $E_1$  à  $E_8$ : espelhos;  $C_1$ : é a célula de vapor de Rubídio aquecida;  $C_2$  e  $C_3$ : Célula de Rubídio de referência com temperatura ambiente;  $LA_1$ ,  $LA_2$  e  $LA_3$ : são lâminas com 10%R/90%T;  $\frac{\lambda}{2}$ : placa de meia onda e  $FD_1$  à  $FD_4$  são fotodetectores.

no Anexo A. A célula externa é mantida a temperatura ambiente e nela realizamos um espectro de absorção linear que nos permite verificar modificações na frequência do laser. A célula usada como filtro espectral é aquecida ( $T \approx 81^\circ\text{C}$  para o corpo e  $T \approx 70^\circ\text{C}$  para o reservatório.) e os dois lasers são sobrepostos em uma configuração tipo absorção-saturada. As curvas de absorção saturada dos lasers  $LD_A$  e  $LD_B$  são observadas pelos fotodetectores  $FD_3$  e  $FD_2$ , respectivamente. Após passarem pela célula aquecida os feixes de cada laser são refletidos pelos cubos percorrendo por um caminho até chegarem na cavidade laser oposta a sua de origem. Desse modo, o feixe do  $LD_A$  é injetado no  $LD_B$  (o feixe em azul) e o feixe do  $LD_B$  é injetado no  $LD_A$  (feixe em vermelho). Antes de chegarem no Glan-Foucault eles têm a polarização girada em  $90^\circ$  (linha tracejada) por uma lâmina de atraso de fase de meio comprimento de onda para que assim cheguem na região ativa do laser semiconductor ortogonalmente em relação à polarização da emissão laser.

### 4.2.2 Resultados: Deslocamento em frequência com injeção dos lasers acoplados

Antes de relatarmos os resultados da realimentação mútua com os lasers acoplados via o filtro espectral vamos realizar um experimento para caracterizar o deslocamento de frequência de um laser ao receber injeção do outro laser.

É necessário uma otimização (procedimento experimental para alcançar resultados melhores possíveis, como, por exemplo, o alinhamento dos feixes fizeram parte da otimização do nosso experimento) para a aquisição de qualquer resultado aqui. Para isso, antes das medidas, procurou-se fazer um alinhamento cuidadoso para garantir que a injeção estivesse com polarização ortogonal em relação à emissão laser do laser oposto, caso contrário, haveria dinâmica em amplitude pelo fato que o feixe que retorna à junção ativa do semiconductor teria alguma componente com polarização igual ao campo oscilante, ocorrendo assim interferência.

A aquisição dos resultados das Figuras 24 e 25 é uma demonstração dos deslocamentos que ocorrem no espectros dos Lasers A e B na cavidade Fabry-Perot quando esses estão sob injeção ortogonal. A montagem experimental para essa aquisição é a mesma visualizada na Figura 23, mas para esses resultados colocamos a cavidade Fabry-Perot no lugar das células de referência ( $C_2$  e  $C_3$ ). Enquanto que a célula  $C_1$  fica em temperatura ambiente e fora de ressonância, de maneira a não influenciar nos resultados mostrados nas curvas das Figuras 24 e 25, desacoplando assim os dois lasers. Portanto, a função da cavidade Fabry-Perot é de calibração do deslocamento em frequência da emissão laser. Esses resultados é uma demonstração que com esta configuração experimental, onde os lasers estão contrapropagantes e com injeção ortogonal, alcançamos o objetivo básico que é de deslocamento em frequência da emissão laser a partir de injeção laser, de modo que essa calibração faz parte do processo de otimização do experimento.

Com uma cavidade Fabry-Perot de faixa espectral livre  $\Delta\nu_{FP} = 1,5$  GHz é possível observar um deslocamento da frequência de emissão laser com a injeção de  $LD_A$  em  $LD_B$  e  $LD_B$  em  $LD_A$  como pode ser observado ao substituir a célula de referência por um F-P. O deslocamento observado para o laser A foi de cerca de 1,5 GHz quando o laser B tem uma potência de saída de 100 mW (o deslocamento em frequência total do laser A foi próximo ao valor da faixa espectral livre, então para visualização o deslocamento foi posicionado até a metade aproximadamente). De 1 GHz para o laser B quando o laser A tem uma potência de saída em torno de 75 mW. O deslocamento foi pequeno devido a uma perda muito grande de potência por causa dos vários dispositivos óticos no sistema e a impossibilidade de aumentar a potência de realimentação por causa das configurações específicas dos lasers de diodo utilizados que não poderia ultrapassar a um certo valor de corrente. Assim, a potência efetivamente disponível para a realimentação é pequena.

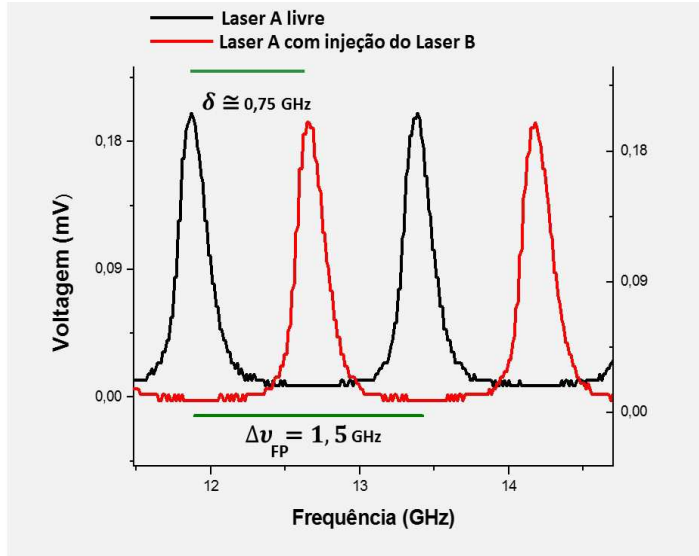


Figura 24 – Ressonâncias da cavidade Fabry-Perot para o laser A livre (linha preta) e para o laser A submetido à injeção ótica ortogonal (linha vermelha) do laser B.  $\Delta\nu_{FP} = 1,5$  GHz é a faixa espectral livre da cavidade F-P. O valor do deslocamento total é em torno de 1,5 GHz. O deslocamento foi posicionado em torno da metade,  $\delta \cong 0,75$ , para ocorrer visualização.

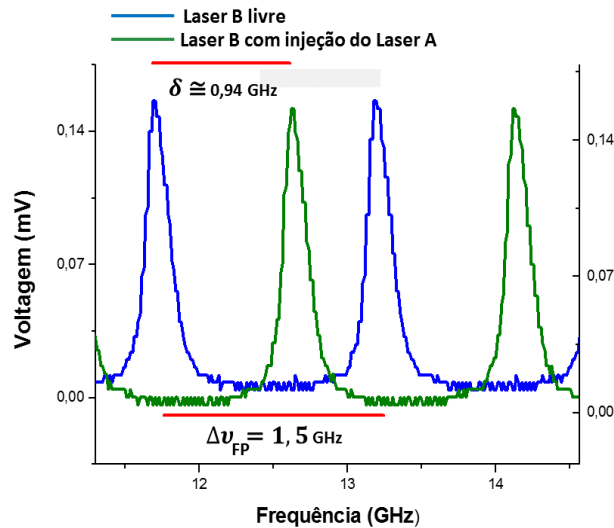


Figura 25 – Ressonâncias da cavidade Fabry-Perot para o laser B livre (linha azul) e para o laser B submetido à injeção ótica ortogonal (linha verde) do laser A.  $\Delta\nu_{FP} = 1,5$  GHz é a faixa espectral livre da cavidade F-P. O valor do deslocamento é em torno de 1 GHz.

## 4.3 Oscilações e deslocamento em frequência na curva de absorção do Rb e acoplamento de dois feixes numa célula de vapor de Rb

Nesta seção veremos que para o sistema de dois lasers com injeção ortogonal mútua acoplados numa célula de Rubídio,  $C_1$ , como mostrado na Figura 23, observamos oscilações de frequência. Essa análise espectral é obtida através da célula de referência (Figura 23, células de referência representadas por  $C_2$  e  $C_3$ ). A fim de entender melhor as oscilações nós vamos tentar entender os deslocamentos de frequência observados para o  $LD_A$  na configuração de injeção mútua com acoplamento via o filtro espectral. Veremos que há uma relação direta entre o deslocamento de frequência do  $LD_A$  e a potência do feixe transmitido no filtro espectral. A potência de  $LD_B$  transmitida pelo filtro espectral, por sua vez, está relacionada a efeitos de população no vapor de Rubídio devido a configuração tipo absorção-saturada.

### 4.3.1 Filtro espectral

Sendo um elemento importante no nosso experimento, descreveremos aqui a célula usada como filtro espectral com mais detalhes. É necessário, na prática, que a potência de injeção que chega na cavidade do laser seja da ordem da intensidade de saída do laser, que corresponde a dezenas de mW. Mas com feixes incidentes na célula de vapor atômico com intensidade dessa ordem de grandeza em temperatura ambiente podemos ver que o feixe é pouco absorvido por causa da saturação do meio atômico. Então, para que esse feixe seja filtrado espectralmente e tenhamos uma absorção significativa é preciso trabalharmos com densidades atômicas mais elevadas, para isso é necessário aquecer a célula de Rubídio.

A célula ótica usada, como pode ser visualizado na Figura 26, contém uma gota de Rubídio. Ela tem formato cilíndrico com 5 cm de comprimento e 1 cm de raio. É constituída por um corpo e um reservatório, de modo que para controle da densidade de vapor na célula há dois fornos que aquecem tanto a parte do corpo como o reservatório. Os responsáveis pelo aquecimento são as fontes de corrente simbolizadas pelos fios 1, 2, 3 e 4 na Figura 26.

Elementos resistivos separados (fios de cobre) foram usados na construção dos fornos da célula, permitindo que as temperaturas sejam controladas separadamente, garantindo assim, que não exista condensação do Rubídio nas janelas da célula. Além disso, a temperatura do corpo deve ser maior que a do reservatório com o objetivo de evitar essa condensação. O corpo e o reservatório são aquecidos a temperaturas em torno de  $81^\circ\text{C}$  e  $70^\circ\text{C}$ , respectivamente. A pressão atômica e, conseqüentemente a densidade de átomos ( $7.10^{11}$  átomos/cm<sup>3</sup>), são determinadas pela a temperatura do reservatório, uma vez que

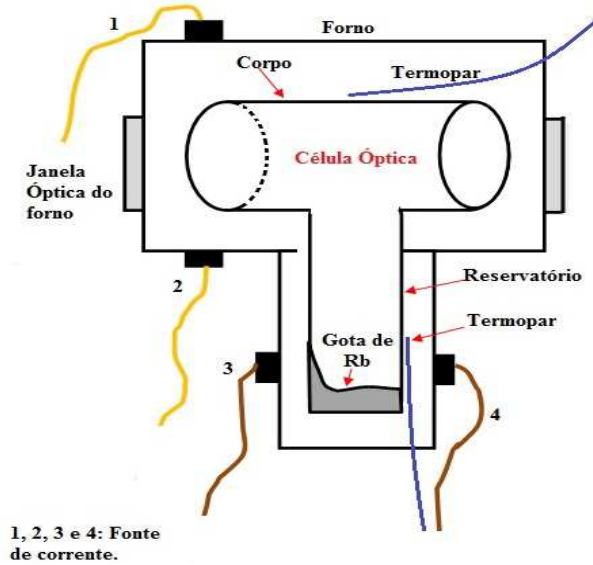


Figura 26 – Filtro espectral utilizado: Célula de vapor de Rubídio.

a gota do Rb encontra-se nessa região.

O procedimento para sintonizar o laser no comprimento de onda da transição atômica de interesse, no caso da linha de transição  $D_2$  do Rb em torno de 740,240 nm ( $5S_{1/2} - 5P_{3/2}$ ), é ajustar a temperatura do diodo laser e a corrente de injeção dos dois lasers de maneira precisa. Então ao variar sutilmente a corrente e a temperatura podemos alcançar a transição atômica a qual foi detectada por um medidor de comprimento de onda (“Wave meter”).

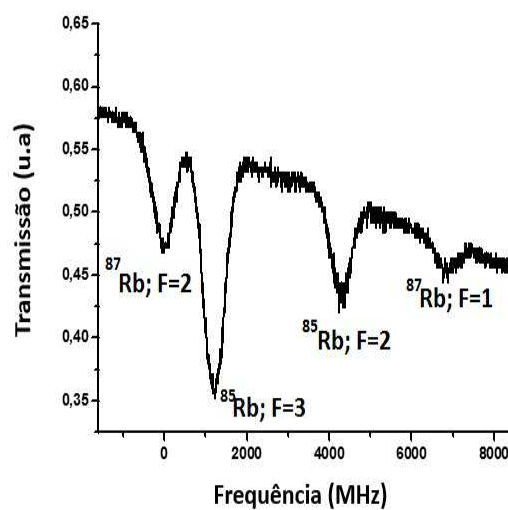


Figura 27 – Curva de absorção do Rubídio alargada por efeito Doppler.

Ao varrer lentamente a frequência dos lasers através do perfil de absorção, é possível notar que a linha  $D_2$  é na verdade constituída por 4 picos de absorção referentes aos



isótopos  $^{85}\text{Rb}$  e  $^{87}\text{Rb}$  (O Rubídio será descrito na seção 4.4.1.) o que pode ser visualizado na Figura 27.

### 4.3.2 Resultado: Oscilações em frequência

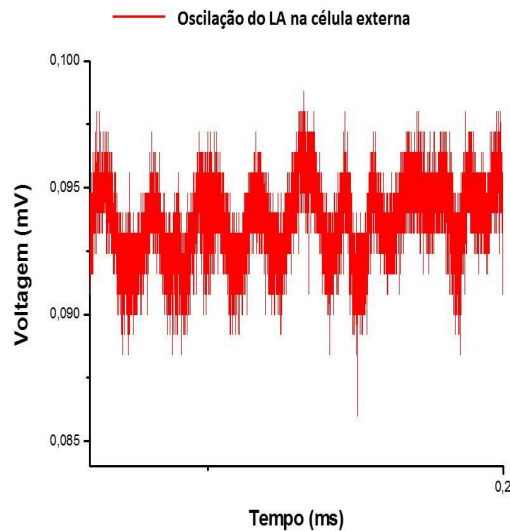


Figura 28 – Oscilação em frequência para o laser A com injeção ortogonal do Laser B, onde os dois lasers estão acoplados via um filtro espectral.

Usando a montagem experimental visualizada na Figura 23 conseguimos observar oscilações na frequência do laser. Ao deixar os dois laser ao redor da ressonância e usando a linha atômica  $\text{D}_2$  do Rb como discriminador de frequência, possibilitando a conversão AM-FM, fizemos a aquisição do sinal de saída da célula de referência e observamos essas oscilações num osciloscópio digital. A observação destas oscilações é o objetivo deste trabalho. Com efeito, a montagem experimental com injeção ortogonal mútua de dois lasers acoplados via o filtro espectral visava aumentar a dimensionalidade do sistema a fim de observar estes efeitos dinâmicos. Na Figura 28 é apresentado características de oscilações de multi-frequências, pois há mais de duas componentes de frequência para sua oscilação. A caracterização e interpretação destas oscilações não é evidente. Como primeiro passo para o entendimento destas oscilações é verificar a dependência do deslocamento de frequência em função da potência transmitida no filtro espectral. Na seção seguinte, 4.3.3, veremos que essas oscilações estão diretamente relacionadas com a frequência.

### 4.3.3 Resultados: Deslocamento em frequência na curva de absorção do Rb proporcional a potência de injeção

À princípio, como a análise das oscilações observadas não é uma tarefa trivial, partimos, primeiramente para análise dos deslocamentos em frequência na curva de absorção do Rb do Laser A e comparando com a potência transmitida do laser B no vapor atômico.

A execução do experimento, que pode ser visualizado na Figura 23, nos levou a uma obtenção de um deslocamento em frequência da curva de absorção alargada por efeito Doppler com injeção de um laser no outro em relação a essa mesma curva para uma situação sem injeção. Para os resultados aqui varremos o laser  $LD_A$  com um gerador de função, enquanto o outro laser é mantido em um dos flancos da curva de absorção alargada por efeito Doppler. A curva de absorção é obtida digitalmente por um osciloscópio após passar através da célula ótica  $C_2$  e o sinal chegar no fotodetector  $FD_1$ . O deslocamento em frequência foi obtido comparando as curvas de absorção com injeção e as sem injeção, ou seja, quando o feixe com polarização ortogonal do laser semiconductor  $LD_B$  é impedido de chegar na junção pn do laser  $LD_A$ . Podemos observar e analisar esse fenômeno nas curvas da Figura 29.

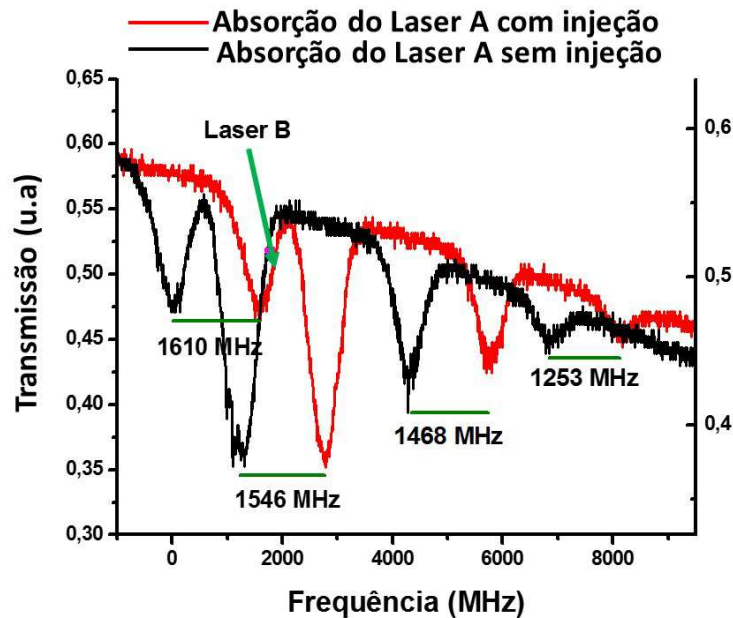


Figura 29 – Deslocamento em frequência dos 4 picos da curva de absorção do Rb alargada por efeito Doppler. A curva de absorção em vermelho é para o laser  $LD_A$  submetido à injeção com polarização ortogonal do  $LD_B$ . Em preto quando não há injeção vinda do laser  $LD_B$  para o  $LD_A$ .

Na Figura 29 posicionamos a frequência do laser  $LD_B$  a meia altura no flanco positivo do pico que corresponde ao nível hiperfino  $F=2$  do  $^{87}\text{Rb}$  indicado na curva pela seta, enquanto ocorre uma varredura do laser  $LD_A$  em todos os quatros picos mostrados na Figura 27. Mostramos a absorção linear do laser  $LD_A$  tanto submetido quanto não submetido a injeção vinda de  $LD_B$ . Na Figura 30, além da curva de absorção alargada por efeito Doppler (em vermelho, com injeção, que é a mesma que a anterior - Figura 29), mostramos a resposta absorptiva saturada do laser  $LD_B$  através do filtro espectral, onde o sinal é captado pelo fotodetector  $FD_2$  (em verde). A potência do feixe do  $LD_A$  ao chegar na célula ótica,  $C_1$ , é de 22 mW e do feixe do  $LD_B$  19 mW. Como esses feixes são muito intensos, a densidade ótica da célula foi elevada a partir do controle de temperatura

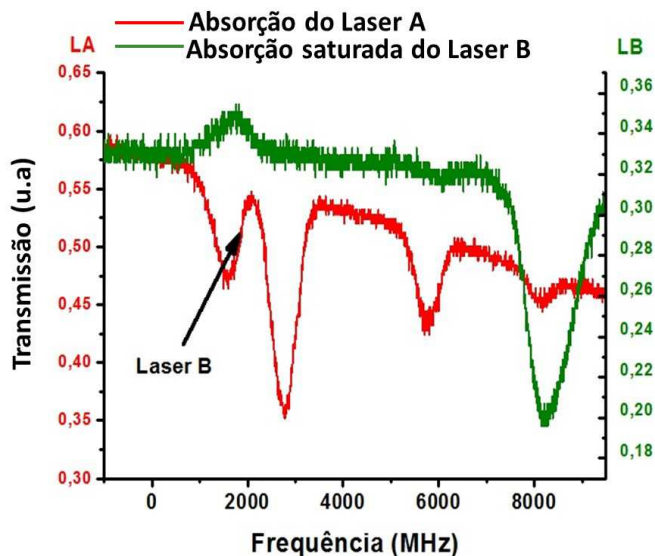


Figura 30 – Transmissão do laser  $LD_B$ , curva verde, através do filtro espectral,  $C_1$ . É mostrado também a transmissão do laser  $LD_A$ , curva vermelha, na célula externa servindo de referência em frequência.

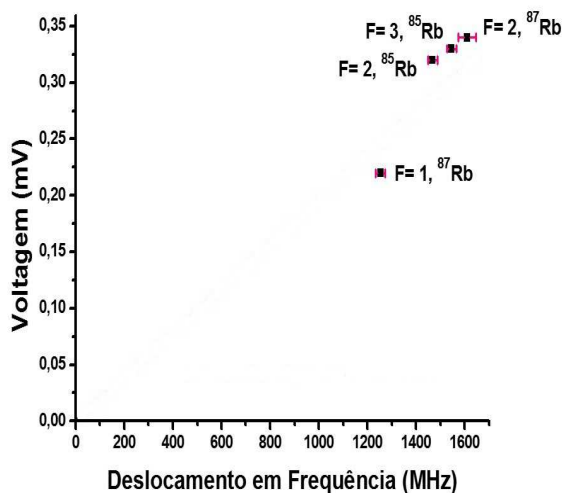


Figura 31 – Gráfico de uma função linear entre a potência transmitida do  $LD_B$  (o qual está posicionado no flanco do pico  $F=2$  do  ${}^{87}\text{Rb}$ ) pelo filtro atômico e o deslocamento em frequência dos picos de absorção do  $LD_A$  na célula externa.

acoplada à célula, assim, a temperatura do corpo da célula ficou em torno de  $81^\circ\text{C}$  e do reservatório,  $70^\circ\text{C}$ . Diante disso, observamos na Figura 29 que existe um deslocamento em frequência que não é homogêneo de um pico para outro. A partir da Figura 29 medimos o deslocamento de cada pico da curva de absorção. Para isso foi feito uma comparação da curva que não estava sob injeção (curva em preto) com aquela sob injeção (curva em vermelho). Na Figura 30, foi medido a potência transmitida do  $LD_B$  dado pela curva verde na posição de cada pico, curva em vermelho. Em seguida foi feito o gráfico deslocamento

vs potência e verificou-se a linearidade das duas grandezas. Essa potência transmitida pelo  $LD_B$  dado pela curva verde na Figura 30, apesar de não ser a potência que realmente chega na cavidade ótica do  $LD_A$ , é proporcional a esta.

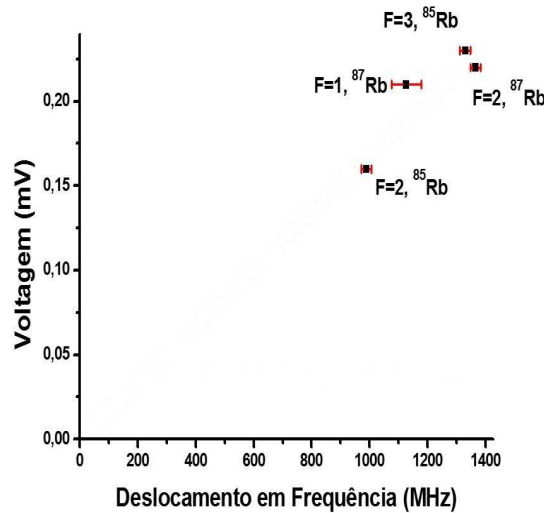


Figura 32 – Gráfico de uma função linear entre a potência transmitida do  $LD_B$  (posicionado no flanco do pico  $F=3$  do  $^{85}\text{Rb}$ ) pelo filtro atômico e o deslocamento em frequência dos picos de absorção do  $LD_A$  na célula externa.

Portanto, chegamos ao resultado de que existe uma relação de linearidade dos deslocamentos em frequências observados pelos picos com injeção e as potências transmitidas da curva de absorção saturada de  $LD_B$ , como pode ser visualizado no gráficos da Figura 31 e 32, onde a diferença existente para o último gráfico foi que o  $LD_B$  foi posicionado no flanco  $F=3$  do  $^{85}\text{Rb}$ .

Os pontos experimentais das curvas que podem ser observadas na Figura 31 e na Figura 32, não ficam exatamente em cima de uma reta, possivelmente pelo fato que o vapor atômico funciona como uma lente, assim, "focalizando" e "desfocalizando" os feixes que chegam na cavidade laser. Mas vemos claramente uma relação linear entre os deslocamentos obtidos e a potência transmitida no vapor atômico.

Para analisar melhor essa potência transmitida do Laser B, veremos que há efeitos de população diretamente relacionados com a potência de injeção. Isto será analisado na Seção 4.4.

#### 4.4 Efeitos de população no filtro espectral

Devido a configuração do tipo absorção-saturada dos feixes no filtro espectral ocorre efeitos de população atômica. Diante disso, para entender a variação da potência do  $LD_B$  injetado no  $LD_A$ , ou seja, a transmissão de  $LD_B$  na célula  $C_1$ , na seção 4.4.1 des-

crevemos sucintamente o átomo de Rubídio, focando na transição  $D_2$  ( $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ ) para analisar efeitos de população descrita na seção 4.4.2.

#### 4.4.1 Sistema atômico: Átomo de Rubídio

O sistema atômico utilizado é o Rubídio, elemento alcalino da tabela periódica, cujo número atômico é 37. Em temperatura ambiente esse alcalino é encontrado em estado sólido. Ele é muito reativo tendo sido descoberto por Robert Bunsen e Gustav Kirchhoff em 1861. O Rubídio tem dois isótopos estáveis, o  $^{85}\text{Rb}$ , encontrado na natureza com uma proporção de 72,17% e o isótopo  $^{87}\text{Rb}$  que encontra-se na natureza em uma proporção de 27,84%. Há duas componentes de linhas de transição, a linha  $D_2$  (que corresponde à transição  $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ ), que tem propriedades diferentes da linha de  $D_1$  (transição  $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$ ), mas como trabalhamos com a linha  $D_2$  focaremos apenas nela nessa dissertação. A estrutura hiperfina contendo os níveis de interesse pode ser visualizada Figura 33.

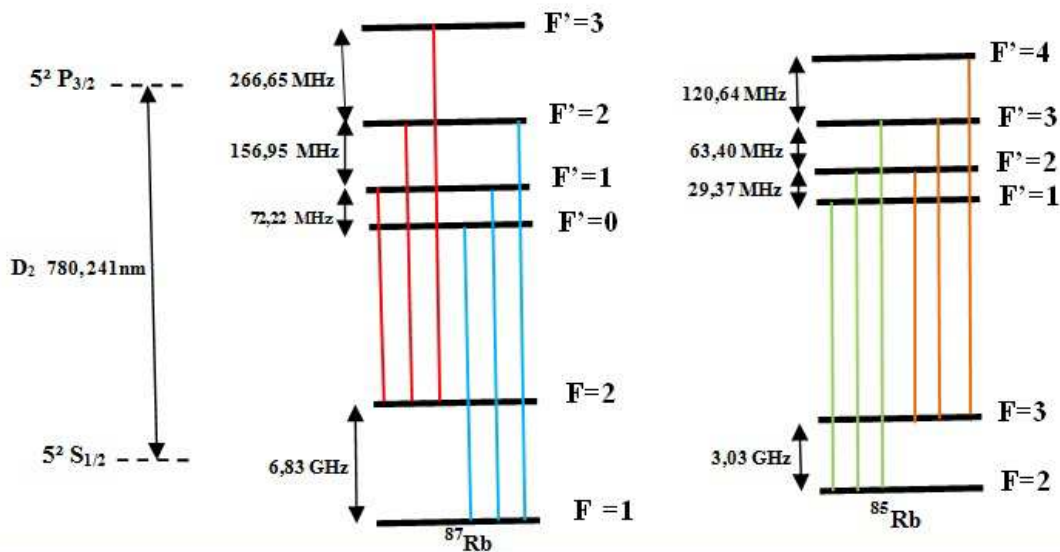


Figura 33 – Diagrama de níveis da estrutura hiperfina da linha  $D_2$  do Rubídio, para os isótopos  $^{87}\text{Rb}$  e  $^{85}\text{Rb}$ . As transições permitidas seguem a regra de seleção  $\Delta F = 0, \pm 1$  para cada nível hiperfino.

A linha de transição  $D_2$  ( $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ ) é a estrutura fina em que é subdividido em outras linhas de transições denominadas de estrutura hiperfinas. A estrutura fina é o resultado do acoplamento entre o momento angular orbital  $L$  do elétron exterior e seu momento angular do Spin,  $S$ . Então, o momento angular total dos elétrons é o dado por

$$J = L + S \quad (4.1)$$

onde o número quântico que corresponde a  $J$  é dado pelo intervalo

$$|L - S| \leq J \leq L + S. \quad (4.2)$$

Para o estado fundamental temos que  $L = 0$  e  $S = 1/2$ , logo  $J = 1/2$ ; para o primeiro estado excitado em relação ao  $^{85}\text{Rb}$  como exemplo,  $L = 1$ , assim, o momento angular total de acordo com a expressão (4.3) é  $J = 1/2$  ( $D_2$ ) ou  $J = 3/2$  ( $D_2$ ). Mas para a estrutura hiperfina que é mostrada na Figura 33 para os dois isótopos de Rubídio usados no nosso experimento, o acoplamento se dá pelo momento angular do elétron,  $J$ , e o momento angular nuclear  $I$ , dessa forma, o resultado é dado por

$$F = J + I \quad (4.3)$$

onde a magnitude de  $F$  é

$$|J - I| < F < J + I. \quad (4.4)$$

De modo que ao usar as expressões (4.4) e (4.5) encontramos os valores dos  $F$  que são visualizados na Figura 33. Assim, para o isótopo  $^{85}\text{Rb}$  os picos dos estados fundamentais,  $5^2S_{1/2}$ , são  $F = 2$  ou  $F = 3$ , onde  $J = 1/2$  e  $I = 5/2$ , e para o  $^{87}\text{Rb}$  são  $F = 1$  ou  $F = 2$ , onde  $J = 1/2$  e  $I = 3/2$ .

Esses picos podem ser observados na curva de absorção Doppler na Figura 27. Para o Rubídio à temperatura ambiente a largura Doppler da linha  $D_2$  é de aproximadamente 517 MHz, sendo maior do que a separação entre os estados hiperfinos excitados. Assim, os estados excitados estão resolvidos e observamos duas transições para cada isótopo, correspondendo a transições entre os diferentes níveis hiperfinos fundamentais e os níveis excitados, logo seguindo a regra de seleção  $\Delta F = 0, \pm 1$  como está ilustrado na Figura 33 (39, 40).

Os dois picos que correspondem ao Rubídio-87 possuem uma distância em frequência de 6,83 GHz, enquanto que os dois picos do meio refere-se à estrutura hiperfina do isótopo Rubídio-85 onde a distância em frequência equivalente é de cerca de 3,03 GHz.

#### 4.4.2 Resultados

Usando o mesmo experimento apresentado na Figura 23, nessa seção vemos que os resultados experimentais mostraram efeitos de população como consequência do acoplamento dos dois lasers com o sistema atômico utilizado (a célula de vapor de Rb,  $C_1$ ).

O procedimento experimental para observar tais resultados foram varrer os laser  $LD_A$  em torno da ressonância do Rb, enquanto o laser  $LD_B$  era posicionado em um dos flancos de um dos quatro picos do espectro de absorção Doppler dos isótopos  $^{85}\text{Rb}$  e  $^{87}\text{Rb}$  e adquirir a transmissão.

Observando a Figura 34, temos que o laser B está posicionado no pico  $F = 2$  da transição hiperfina do Rubídio 87, então as transições permitidas são  $F = 2 \rightarrow F' = 1, 2, 3$ . Se o laser  $LD_A$  é sintonizado na mesma transição hiperfina que o laser  $LD_B$  está posicionado, o laser  $LD_A$  diminui a população atômica disponível para absorver a luz do

laser  $LD_B$  devido ao mecanismo de bombeamento ótico que o laser  $LD_A$  faz. Resultando em um aumento de transmissão. Como pode ser visualizado no esquema da Figura 34 (c).

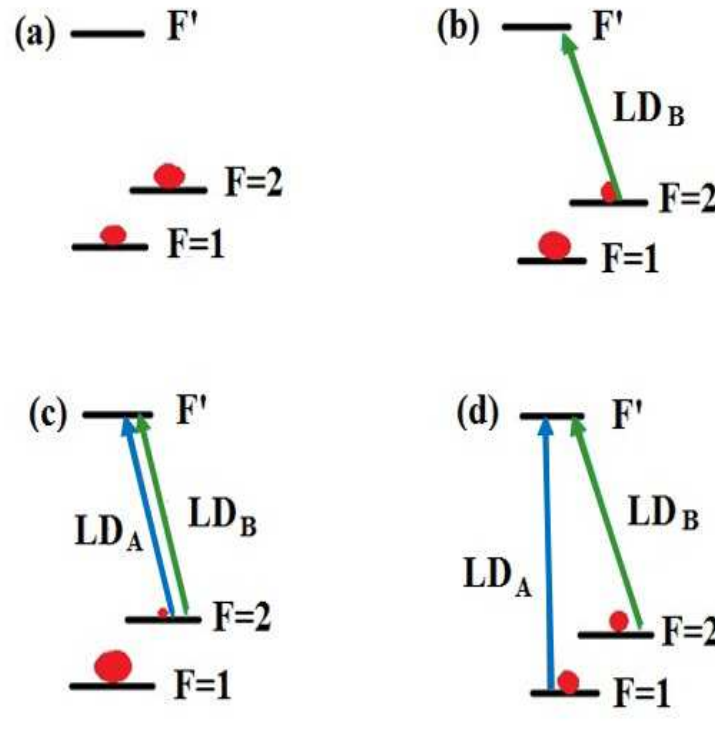


Figura 34 – Esquema dos níveis de energia do  $^{87}\text{Rb}$  com as populações representadas pelo diâmetro das circunferências. (a) Esquema sem bombeio ótico. (b) Processo de transição quando o laser  $LD_B$  é posicionado no pico  $F=2$ . (c) Efeito de população quando o laser  $LD_A$  é sintonizado na mesma transição que  $LD_B$  e (d) quando o laser  $LD_A$  é sintonizado em uma frequência diferente da que o  $LD_B$  foi fixado.

Agora ao sintonizarmos o laser  $LD_A$  na transição de  $F = 1 \rightarrow F' = 0, 1, 2$  então ocorrerá um bombeamento ótico de átomos de  $F = 1$  para  $F=2$  do nível hiperfino, aumentando-se o número de átomos disponíveis para absorver a luz do laser B e, portanto, uma redução de transmissão do filtro ótico. Isso é confirmado na Figura 35, como podemos ver, o laser  $LD_B$  estando em um flanco de  $F = 2$ , quando  $LD_A$  passa pela mesma transição há um aumento da transmissão dado pela curva verde na região próxima a esse pico, enquanto que quando  $LD_A$  passa no flanco do pico  $F = 1$  ocorre uma diminuição da transmissão próximo a esse pico. Analogamente acontece com o isótopo  $^{85}\text{Rb}$ , assim, estando o  $LD_B$  posicionado em  $F = 3$ , podendo fazer transições  $F = 3 \rightarrow F' = 2, 3, 4$ , temos que quando o  $LD_A$  faz essa mesma transição ocorre um aumento de transmissão do filtro (curva verde para  $LD_B$ ) e em quando  $LD_A$  passa pelo pico  $F = 1$  há uma diminuição da transmissão de  $LD_B$  como pode ser observado na Figura 36.

De posse do entendimento da origem das variações da potência de realimentação



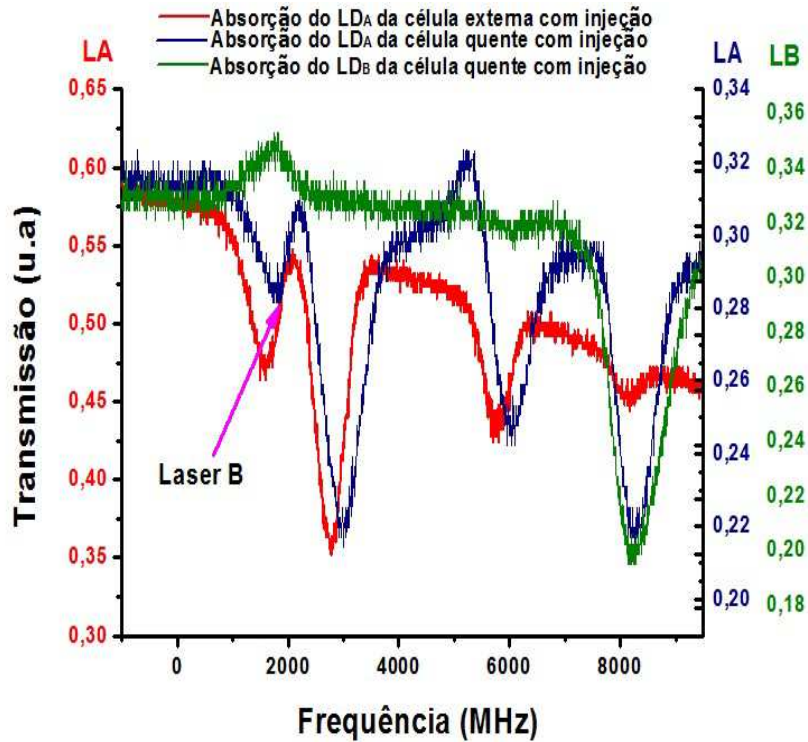


Figura 35 – Curvas de transmissão no filtro atômico. A curva em vermelho é a curva de transmissão para o LD<sub>A</sub> na célula externa e as curvas em azul e verde são espectros de absorção saturada dos lasers LD<sub>A</sub> e LD<sub>B</sub>, respectivamente na célula aquecida. O laser LD<sub>B</sub> está posicionado no flanco negativo do pico do F=2 do <sup>87</sup>Rb.

podemos pensar em montar um modelo dinâmico para entender as oscilações, a elaboração deste modelo, assim como uma melhor caracterização das oscilações serão objetos de um trabalho futuro no grupo.



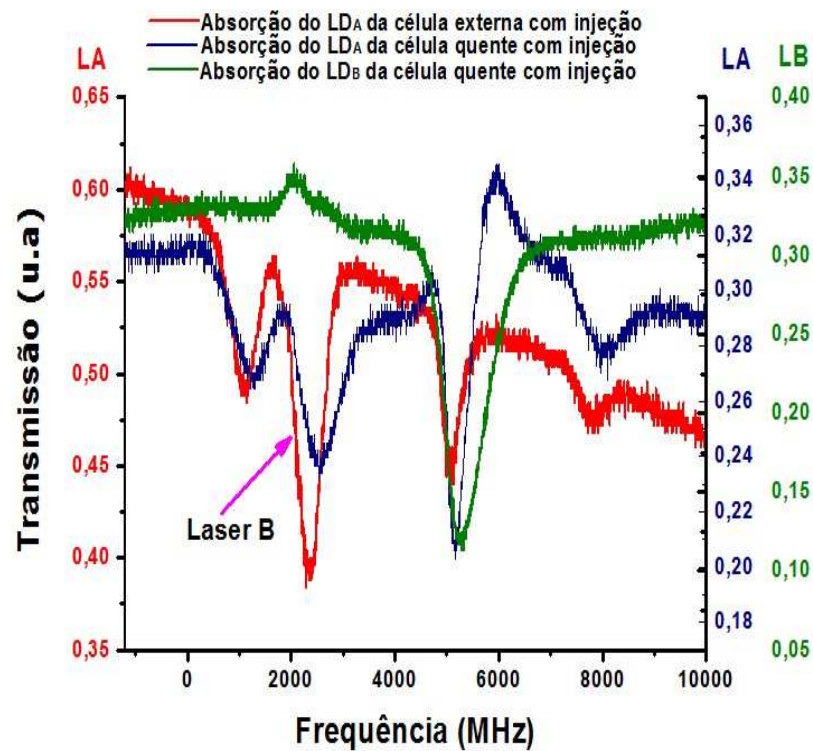


Figura 36 – Curvas de transmissão no filtro atômico. A curva em vermelho é a curva de transmissão para o  $LD_A$  na célula externa e as curvas em azul e verde são espectros de absorção saturada dos lasers  $LD_A$  e  $LD_B$ , respectivamente na célula aquecida. O laser  $LD_B$  está posicionado no flanco negativo do pico do  $F=3$  do  $^{85}\text{Rb}$ .



## Conclusão e Perspectivas

Investigamos experimentalmente a dinâmica em frequência com uma configuração de dois lasers, A e B, acoplados com uma célula de vapor de Rubídio e com injeção ortogonal de um laser no outro. A injeção de luz com polarização ortogonal permite deslocar a frequência do laser sem modificar sua potência de emissão. Este deslocamento de frequência é linear com a potência injetada. Este resultado de deslocamento de frequência já havia sido observado no grupo de Física Atômica e Lasers da UFPB. Com a configuração de dois lasers, aumentamos a dimensionalidade do sistema, e observamos um resultado novo, oscilações que associamos à dinâmica em frequência. Para entender estas oscilações procuramos analisar como ocorre este deslocamento de frequência para os lasers acoplados em uma configuração tipo absorção-saturada em uma célula de Rubídio. Observamos que o deslocamento de frequência do laser A é proporcional a transmissão do laser B na célula de Rubídio usada como filtro espectral e vice-versa. Esta transmitância do laser B no filtro espectral, por sua vez, depende da frequência dos laser A e B, devido a efeitos de população na célula. Se os lasers A e B são ressonantes com o mesmo nível hiperfino fundamental, o laser A retira população do nível fundamental favorecendo uma maior transmissão do laser B. Já se os lasers A e B estão em níveis hiperfinos fundamentais diferentes há um aumento de população no nível sondado pelo laser B diminuindo sua transmissão. Como sequência deste trabalho devemos caracterizar as oscilações, decompondo em modos de oscilação e montar um modelo dinâmico levando em conta os efeitos de população observados.



# Referências

- 1 Russell D Dupuis. Special issue papers an introduction to the development of the semiconductor laser. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 23(6), 1987.
- 2 Toshiaki Suhara. *Semiconductor laser fundamentals*. CRC Press, 2004.
- 3 Robert N Hall, GE Fenner, JD Kingsley, TJ Soltys, and RO Carlson. Coherent light emission from GaAs junctions. *Physical Review Letters*, 9(9):366, 1962.
- 4 Marshall I Nathan, William P Dumke, Gerald Burns, Frederick H Dill Jr, and Gordon Lasher. Stimulated emission of radiation from gaas pn junctions. *Applied Physics Letters*, 1:62–64, 1962.
- 5 Nick Holonyak Jr and SF Bevacqua. Coherent (visible) light emission from  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  junctions. *Applied Physics Letters*, 1(4):82–83, 1962.
- 6 TM Quist, RH Rediker, RJ Keyes, WE Krag, B Lax, Al L McWhorter, and HJ Zeigler. Semiconductor maser of GaAs. *Applied Physics Letters*, 1:91–92, 1962.
- 7 AFA Da Rocha, PCS Segundo, M Chevrollier, and M Oriá. Diode laser coupled to an atomic line by incoherent optical negative feedback. *Applied physics letters*, 84(2):179–181, 2004.
- 8 Weng W Chow and Stephan W Koch. *Semiconductor-laser fundamentals: physics of the gain materials*. Springer, (1999).
- 9 Carl E Wieman and Leo Hollberg. Using diode lasers for atomic physics. *Review of Scientific Instruments*, 62(1):1–20, 1991.
- 10 JC Camparo. The diode laser in atomic physics. *Contemporary Physics*, 26(5):443–477, 1985.
- 11 NG Basov. Inverted populations in semiconductors (semiconductor excitation methods to achieve population inversion in lasers, considering electric field and radiation recombination). 1964.
- 12 Joseph T Verdeyen. *Laser electronics*. 1995.
- 13 Karl F Renk. *Basics of laser physics: for students of science and engineering*. Springer Science & Business Media, 2012.
- 14 Keith R Symon. *Mecânica*. rio de janeiro: Ed, 1982.

- 15 Wolfgang Demtröder. *Laser spectroscopy: basic concepts and instrumentation*. Springer Science & Business Media, 2013.
- 16 Marc Eichhorn. *Laser physics: from principles to practical work in the lab*. Springer Science & Business Media, 2014.
- 17 M Ohtsu and Toshiharu Tako. *Progress in optics XXV*. Elsevier, Amsterdam, 1988.
- 18 Hiroshi Yasaka and Hitoshi Kawaguchi. Linewidth reduction and optical frequency stabilization of a distributed feedback laser by incoherent optical negative feedback. *Applied physics letters*, 53(15):1360–1362, 1988.
- 19 H Ghafouri-Shiraz. *Distributed Feedback Laser Diodes and Optical Tunable Filters*. John Wiley & Sons, 2003.
- 20 Govind P Agrawal and Niloy K Dutta. *Semiconductor Lasers*. Springer Science & Business Media, 2013.
- 21 Gerd Keiser. *Optical Fiber Communications*. McGraw-Hill, 1991.
- 22 John M Senior. *Optical Fiber Communications*. Prentice Hall, 1992.
- 23 B Farias, T Passerat de Silans, M Chevrollier, and M Oriá. Frequency bistability of a semiconductor laser under a frequency-dependent feedback. *Physical review letters*, 94(17):173902, 2005.
- 24 A Szöke, V Daneu, J Goldhar, and NA Kurnit. Bistable optical element and its applications. *Applied Physics Letters*, 15(11):376–379, 1969.
- 25 HM Gibbs, SL McCall, and TNC Venkatesan. Differential gain and bistability using a sodium-filled Fabry-Perot interferometer. *Physical Review Letters*, 36(19):1135, 1976.
- 26 Héliques Mesquita Frazao. Campo médio generalizado para a descrição da bi-estabilidade óptica gerada por polaritons em uma microcavidade semicondutora. Dissertação de mestrado, UFMG, 2008.
- 27 Eduardo Adriano Cotta. Bi-estabilidade óptica e condensação de Bose-Einstein de polaritons. Tese de doutorado, UFMG, 2008.
- 28 Hitoshi Kawaguchi. *Bistabilities and nonlinearities in laser diodes*. Artech House, 1994.
- 29 Govind P Agrawal and Niloy K Dutta. Long wavelength semiconductor lasers. 1986.
- 30 P Pakdeevanich and MJ Adams. Switching powers for optical bistability in a semiconductor laser above and below threshold. *Optics communications*, 176(1):195–198, 2000.

- 31 YC Chen and JM Liu. Polarization bistability in semiconductor lasers. *Applied Physics Letters*, 46(1):16–18, 1985.
  - 32 S Cecchi, G Giusfredi, E Petriella, and P Salieri. Observation of optical tristability in sodium vapors. *Physical Review Letters*, 49(26):1928, 1982.
  - 33 Maurice GA Bernard and Georges Duraffourg. Laser conditions in semiconductors. *Physica Status Solidi (b)*, 1(7):699–703, 1961.
  - 34 Shun Lien Chuang and Shun L Chuang. Physics of optoelectronic devices. 1995.
  - 35 Takahiro Numai. Fundamentals of semiconductor lasers. Fundamentals of Semiconductor Lasers, pages 83–165, 2004.
  - 36 Wendson Antônio de Sá Barbosa. Caos em laser de diodo modulado. Dissertação de mestrado, UFPE, 2012.
  - 37 C Masoller, T Sorrentino, M Chevrollier, and M Oria. Bistability in semiconductor lasers with polarization-rotated frequency-dependent optical feedback. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 43(3):261–268, 2007.
  - 38 Michael Bass et al. Handbook of optics. New York: McGraw-Hill,| c1994, 2nd ed., edited by Bass, Michael; *Optical Society of America (OSA)*, 1, 1994.
  - 39 Daniel A Steck. Rubidium 85 d line data (2008). URL <http://steck.us/alkalidata/rubidium85numbers.pdf>. *Rubidium*, 85.
  - 40 Daniel A Steck. Rubidium 87 d line data, 2001.
  - 41 Roy Lang and Kohroh Kobayashi. External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 16(3):347–355, 1980.
  - 42 Deborah M Kane and K Alan Shore. *Unlocking dynamical diversity: optical feedback effects on semiconductor lasers*. John Wiley & Sons, 2005.
-





# ANEXO A – Montagem Experimental

## A.1 Esquema da Montagem Experimental

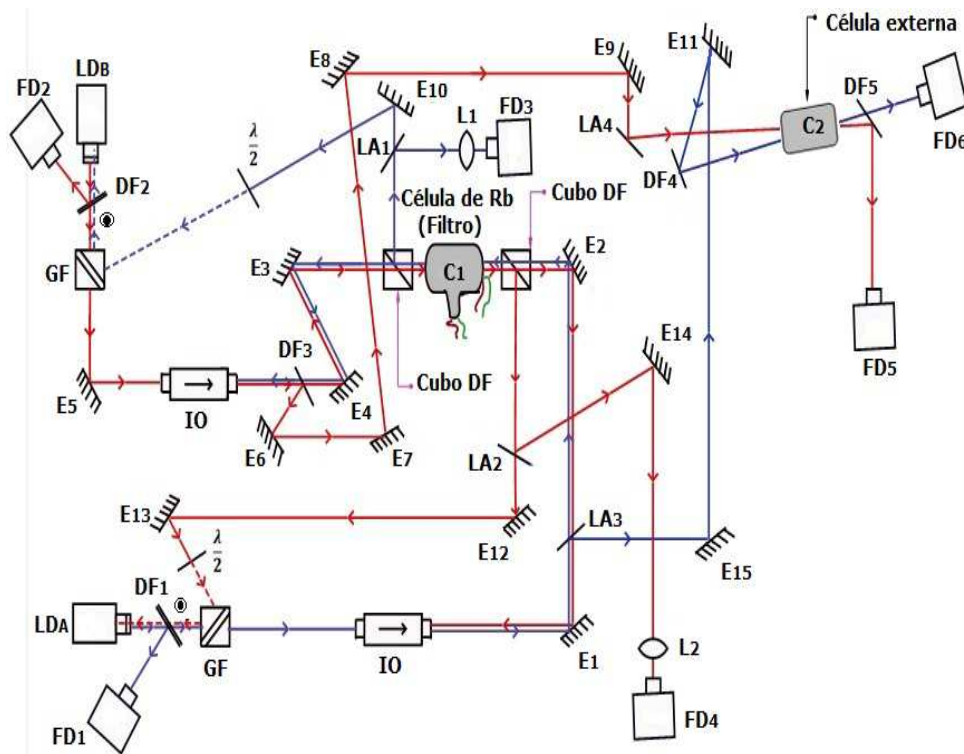


Figura 37 – Esquema da montagem experimental sem simplificação.

O experimento é o mesmo descrito da Seção (4.2), mas ele foi executado de forma a ter apenas uma célula de referência de vapor de Rubídio ( $C_2$ ). Isso foi possível com o auxílio de espelhos e divisores de feixes, garantindo, dessa forma, que os feixes do laser A e do laser B formassem um ângulo entre eles, evitando assim que um interferisse na aquisição do outros nos fotodetectores  $FD_6$  para aquisição do  $LD_A$  e  $FD_5$  para o  $LD_B$ . Os fotodetectores  $FD_1$  e  $FD_2$  foram inseridos na montagem do experimento para verificar retorno coerente. Podemos visualizar a configuração do experimento na Figura 37.

## A.2 Imagens do Experimento

Nas Figuras 38 e 39 podemos visualizar imagens do experimento.



Figura 38 – Montagem real do experimento.

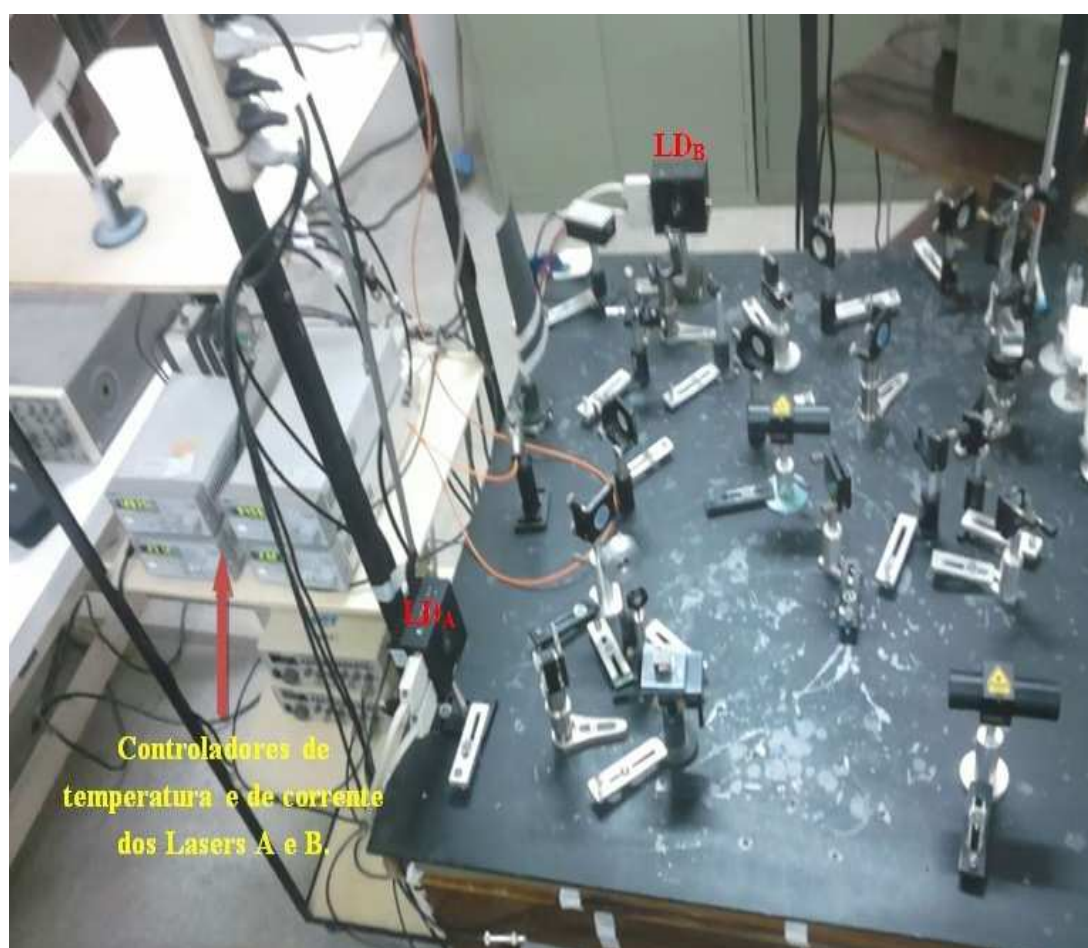


Figura 39 – Controladores de corrente e temperatura dos dois lasers utilizados no experimento.

