



UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

Lasers semicondutores sob injeção ótica ortogonalmente polarizada

Abinael de Brito Oliveira

Dissertação de Mestrado

João Pessoa
Agosto de 2014

UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

Lasers semicondutores sob injeção ótica ortogonalmente polarizada

Abinael de Brito Oliveira

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-graduação em Física do Departamento de Física da Universidade Federal Paraíba como parte dos requisitos para a obtenção do grau de Mestre em Física.

Orientador:

Prof. Dr. Marcos César Santos Oriá

João Pessoa

Agosto de 2014

UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA
PRÓ REITORIA DE PESQUISA E PÓS GRADUAÇÃO
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

Lasers semicondutores sob injeção ótica ortogonalmente polarizada

Abinael de Brito Oliveira

Orientador: Prof. Dr. Marcos César Santos Oriá

Dissertação julgada adequada para obtenção do título de mestre em Física, defendida e aprovada por unanimidade em Agosto de 2014 pela Comissão Examinadora.

Aprovada por:

Presidente, Prof. Dr. Marcos César Santos Oriá

Prof. Dr. Martine Patrícia Arlette Chevrollier

Prof. Dr. Danievertton Moretti

João Pessoa

Agosto de 2014

Dedicatória

*Dedico esta dissertação à minha família que sempre me apoiou incondicionalmente e à
minha esposa Priscila.*

Agradecimentos

- A Deus por estar sempre ao meu lado;
- A minha família por sempre estar comigo em qualquer momento, em especial a minha mãe, ao meu pai e aos meus irmãos;
- A minha esposa e companheira de todas as horas, Priscila, que sempre esteve comigo não apenas nos melhores momentos, mas, principalmente nos momentos de estresse, sempre me apoiando em tudo.
- Aos meus amigos de graduação que me acompanham até hoje: Ítallo, Antônio Carlos, Edinaldo, João Carlos, Silvio, Rodrigo, Ricardo;
- Aos meus amigos do treino de jiu-jitsu: Deco, Alan, Gordo, Jailton, Royce, Anderson etc;
- Aos meus orientadores Oriá, Martine, Hugo e Thierry por terem contribuído no meu trabalho, além de serem grandes amigos;
- Aos professores Luimar e Orlando pelos momentos de descontração nos corredores;
- As amizades que fiz durante o meu período de mestrado: Gilson, Samuel, Michelle, Márcio, Moézio, Kleyton, Weliton, etc;
- Ao Grupo de Física Atômica e Laser de maneira geral no qual eu faço parte e que me acolheu de braços abertos;

- Ao financiamento dado pela CAPES.

Resumo

Apresentamos neste trabalho uma análise sistemática em relação à dinâmica em frequência de lasers semicondutores em sistemas sob realimentação e injeção ótica ortogonal com e sem discriminador de frequência. Medimos o parâmetro de proporcionalidade entre o deslocamento em frequência e a variação da potência injetada ortogonalmente na cavidade. Montamos alguns sistemas com a finalidade de varrer a frequência de emissão de um laser semiconductor, explorando configurações sob injeção ótica ortogonal. Entre elas, fizemos uma aplicação de uma técnica que permite obter uma variação de dezenas GHz em uma experiência de espectroscopia, sem variar a potência de saída do laser principal o qual é alimentado por outro laser de controle com comprimento de onda diferente do principal. Analisamos a dinâmica em frequência do laser semiconductor sujeito a realimentação e injeção ótica ortogonal com uma grade de difração empregada como filtro espectral. Usando uma grade de difração como discriminador de frequência nesses sistemas, observamos um comportamento semelhante a uma oscilação na frequência.

Palavras-chave: Laser semiconductor, injeção ótica, dinâmica em frequência.

Abstract

Here we present a systematic analysis of the dynamics in the frequency of semiconductor lasers in systems under orthogonal optical feedback or external injection, with and without frequency discriminator. We measure the parameter of proportionality between the change of frequency and the power level of the orthogonally polarized light injected into the cavity. We perform an application of this injection technique for frequency sweep that allows varying the frequency in a range of tens of GHz and apply it in an experience of spectroscopy. This technique allows frequency sweep without changing the main laser power, which is fed by another, control laser, whose wavelength is different from the principal. We have analyzed the dynamics of the semiconductor laser frequency subject to orthogonal optical feedback and injection in a configuration where a diffraction grating works as a spectral filter. Using a diffraction grating as frequency discriminator in these systems, we observe a dynamical behavior in the laser emission frequency.

Key words: semiconductor laser, optical injection, dynamic in the frequency

Folha de rosto	i
Folha de aprovação	ii
Dedicatória	iii
Agradecimentos	iv
Resumo	vi
Abstract	vii
1 Introdução	2
2 Laser Semicondutor	5
2.1 Funcionamento do Laser de Diodo	5
2.2 Aspectos históricos	7
2.3 Descrição de laser de diodo	10
2.4 Níveis de energia e estrutura física	10
2.5 Teoria para lasers semicondutores	16
2.6 Modos de Oscilação	18
2.7 Características do Feixe Ótico	19
2.8 Condições de Oscilação	20
2.9 Equações de Taxa	21
3 Realimentação ótica	25
3.1 Lasers de diodo sob realimentação ótica	25
3.2 Lasers de diodo sob realimentação ótica paralela	27
3.3 Lasers de diodo sob realimentação ótica ortogonal	30
3.3.1 Experimento em dinâmica de frequência de lasers de diodo	32
3.4 Modelo de equações de taxa	33
3.5 Frequência de emissão laser como função do nível de realimentação ótica	37
3.6 Laser semicondutor com injeção e realimentação ótica	40
3.7 Noções básicas sobre lasers semicondutores	41

3.7.1	Características espaciais do feixe de laser de diodo	42
3.8	Caracterização dos modos TM e TE	42
3.8.1	Montagem experimental	43
3.8.2	Resultados	44
4	Automodulação em frequência de laser semiconductor sob realimentação ótica	45
4.1	Comportamento linear da resposta espectral do laser sob realimentação ortogonal	46
4.2	Medida do coeficiente de proporcionalidade (β) do deslocamento em frequência em função da potência de realimentação	47
4.2.1	Realimentação ótica ortogonal	47
4.2.2	Resultados	49
4.2.3	Injeção ótica ortogonal	50
4.2.4	Resultados	51
4.2.5	Injeção ótica paralela	52
4.2.6	Resultados	53
4.3	Varrendo frequência em lasers semicondutores de diodo	55
4.4	Montagem experimental	56
4.5	Resultados	57
4.6	Aplicação: sistema sob injeção ótica ortogonal para espectroscopia	59
4.6.1	Montagem experimental	60
4.6.2	Resultados	60
4.7	Sistemas sob realimentação e injeção ótica ortogonal com grade de difração	62
4.7.1	Sistema sob realimentação ótica ortogonal com grade de difração	62
4.7.2	Montagem experimental	62
4.7.3	Resultados	63
4.7.4	Modelo teórico para um sistema sob realimentação ótica ortogonal com grade de difração	66
4.8	Sistema com injeção ótica mutuamente ortogonal empregando duas grades de difração	67
4.9	Montagem experimental	68
4.10	Resultados	69
4.10.1	Modelo teórico para um sistema sob injeção ótica mutuamente ortogonal com grade de difração	70
5	Conclusão	72
A	O polarizador Glan-foucault e os modos TE e TM	74
B	Lâmina de atraso de fase	76
C	Interferômetro de Fabry-Pérot	78
D	O átomo de césio	81
E	A grade de difração	85
F	Equações para dinâmica em frequência em lasers	87

Referências bibliográficas

96

Lista de Figuras

2.1	Energia das bandas eletrônicas do diodo e representação da sua ocupação na direção perpendicular à junção p-n. (a) sem tensão aplicada e (b) com tensão aplicada com polarização direta. μ é o nível de Fermi constante através da junção em equilíbrio. μ_e é o nível de Fermi para elétrons e μ_h é o nível de Fermi para buracos [1].	6
2.2	Estrutura de banda de um semiconductor, (BC) banda de condução, e (BV) banda de valência.	12
2.3	Laser do tipo homoestrutura. Constituído de duas camadas (tipo-p e tipo-n) de mesmo material GaAs, com a região ativa entre as camadas.	12
2.4	Laser de diodo tipo dupla-heteroestrutura. Constituído de camadas (tipo-p e tipo-n) de materiais diferentes GaAs e AlGaAs, com região ativa entre as camadas.	13
2.5	(a) Níveis de energia dos elétrons em torno da junção num laser com dupla-heteroestrutura. E_p : energia da camada tipo-p; E_n : energia da camada tipo-n; ΔE_c : variação de energia para banda de condução; ΔE_v : variação de energia para banda de valência; E_c : energia da banda de condução; E_v : energia da banda de valência.(b) Distribuição dos índices de refração. n_p : índice de refração da camada tipo-p; n_a : índice de refração da região ativa; n_n : índice de refração da camada tipo-n.	14
2.6	Onda guiada em um laser semiconductor de heteroestrutura. O índice de refração relativamente maior da camada ativa ($\mu_2 > \mu_1$) permite reflexão interna total que ocorre nas duas interfaces para ângulos tais que $\text{sen}\theta > \mu_1/\mu_2$	15
2.7	Esquema ilustrativo de um laser de dupla-heteroestrutura.	16
2.8	Ilustração do perfil de ganho e dos modos longitudinais de um laser de diodo (escalas arbitrárias). O laser oscila no modo mais próximo ao pico da curva de ganho. O limiar é atingido quando o ganho se iguala às perdas.	18
2.9	Espectro de emissão de um laser de diodo e perfil espacial do feixe de saída do laser. A forma retangular da região de ganho leva a um padrão elíptico da radiação.	19

2.10	Representação esquemática de um laser semiconductor. I: corrente que produz N: densidade de portadores, uns desses se recombinam espontaneamente e outros se recombinam estimuladamente responsável pelo ganho $G(N)$; estas recombinações formam a densidades de fótons onde temos perdas e potência de saída.	22
3.1	Configuração para um laser de diodo com cavidade externa [1]. O feixe difratado de primeira ordem é refletido colinearmente com o feixe incidente e reinjetado sobre a face do laser.	27
3.2	Laser com cavidade estendida, tipo Littrow [1].	28
3.3	Laser de diodo acoplado a uma cavidade de Fabry-Pérot [1].	29
3.4	Esquema para realimentação ótica ortogonal usado por Yasaka e Kawaguchi [2].	30
3.5	Ilustração da técnica de realimentação ótica negativa ortogonal pela dependência da refletividade da cavidade Fabry-Pérot em função da frequência ótica [2].	32
3.6	Arranjo experimental para a medida do deslocamento em frequência como função da potência de realimentação; DL: Laser Diodo; GF: Polarizador Glan-Foucault; E: Espelho; DF: Divisor de feixe; IO: Isolador ótico; FP: Fabry-Pérot; $\lambda/2$: Lâmina de meia onda; MP: Medidor de potência; \longleftrightarrow e \bullet representam, respectivamente, a polarização do feixe paralelo e perpendicular ao plano do arranjo	38
3.7	Amplitude da transmissão do Fabry-Pérot de análise em função da frequência, para o laser de diodo com e sem realimentação ótica ortogonal.	39
3.8	Deslocamento da frequência de emissão laser como função da potência de realimentação ortogonal.	39
3.9	(a) Injeção ótica em um laser semiconductor; (b) Realimentação ótica em um laser semiconductor.	40
3.10	Montagem experimental para caracterização dos modos TE e TM. GF: polarizador Glan-Foucault; MP: medidor de potência.	43
3.11	(a) Potência total de saída do laser que emite em 780 nm e (b) Potência total de saída do laser que emite em 850 nm.	44
4.1	Montagem experimental para realimentação ótica ortogonal. Os símbolos \longleftrightarrow e \bullet representam, respectivamente, a polarização do feixe paralela e perpendicular ao plano da montagem. DL: laser de diodo; GF: polarizador Glan-Foucault; E: espelho; IO: isolador ótico; DF: divisor de feixe; FP: analisador Fabry-Pérot; $\lambda/2$: lâmina de meia onda; MP: medidor de potência.	48
4.2	(a) Gráfico do deslocamento em frequência em função da potência de realimentação medido para a montagem experimental (realimentação ortogonal) referente ao laser de diodo que emite em torno 780 nm. (b) Gráfico do deslocamento em frequência em função da potência de realimentação referente ao laser de diodo que emite em torno de 850 nm.	49
4.3	Montagem experimental da injeção ótica ortogonal de um segundo laser. Os símbolos \longleftrightarrow e \bullet representam, respectivamente, a polarização do feixe paralela e perpendicular ao plano da montagem. DL: laser de diodo; GF: Glan-foucault; E: espelho; IO: isolador ótico; DF: divisor de feixe; FP: analisador Fabry-Pérot; $\lambda/2$: lâmina de meia onda; MP: medidor de potência; PD: fotodetector.	50

4.4	(a) Gráfico do deslocamento em frequência em função da potência de injeção para a montagem experimental (injeção ótica ortogonal) referente ao laser de diodo que emite em torno de 780 nm. (b) Gráfico do deslocamento em frequência em função da potência de injeção para a montagem experimental (injeção ótica ortogonal) referente ao laser de diodo que emite em torno de 850 nm.	51
4.5	Montagem experimental da injeção ótica paralela. Os símbolos \longleftrightarrow e \bullet representam, respectivamente, a polarização do feixe paralela e perpendicular ao plano da montagem. DL: laser de diodo; GF: Glan-foucault; E: espelho; IO: isolador ótico; DF: divisor de feixe; FP: analisador de frequência Fabry-Pérot; $\lambda/2$: lâmina de meia onda; MP: medidor de potência; CDF: cubo divisor de feixe.	53
4.6	Gráfico do deslocamento em frequência do laser 850 nm em função da potência de realimentação com injeção ótica paralela de um laser 780 nm.	54
4.7	(a) Gráfico da potência de saída do laser principal da montagem experimental (injeção ótica paralela). O sinal na cor vermelha corresponde a intensidade zero do feixe de saída e o sinal na cor preta corresponde a intensidade do feixe de saída. (b) Gráfico da potência de saída do laser de controle da montagem experimental (injeção ótica paralela). O sinal na cor vermelha corresponde a intensidade zero do feixe de saída e o sinal na cor preta corresponde a intensidade do feixe de saída.	55
4.8	Montagem experimental do sistema sob injeção ótica ortogonal para monitorar a potência de saída dos lasers. Os símbolos \longleftrightarrow e \bullet representam, respectivamente, a polarização do feixe paralela e perpendicular ao plano da montagem. DL: laser de diodo; GF: Glan-foucault; E: espelho; IO: isolador ótico; DF: divisor de feixe; FP: analisador Fabry-Pérot; $\lambda/2$: lâmina de meia onda; PD: fotodetector.	56
4.9	Potência de saída dos dois lasers com modulação na corrente do laser 1 (emite em torno de 850 nm). O sinal na cor vermelha corresponde a intensidade zero do feixe de saída e o sinal na cor preta corresponde a intensidade do feixe de saída.	57
4.10	Potência de saída dos dois lasers com modulação na corrente do laser 2 (emite em torno de 780 nm). O sinal na cor vermelha corresponde a intensidade zero do feixe de saída e o sinal na cor preta corresponde a intensidade do feixe de saída.	57
4.11	Potência de saída do laser 2 para uma varredura de 15 GHz aplicada ao laser 1 em sistema sob injeção ótica ortogonal.	58
4.12	Potência de saída do laser 2 para uma varredura de 15 GHz aplicada ao laser 2 em sistema sob injeção ótica ortogonal.	59
4.13	Montagem experimental para absorção em sistema sob injeção ótica ortogonal. Os símbolos \longleftrightarrow e \bullet representam, respectivamente, a polarização do feixe paralela e perpendicular ao plano da montagem. DL: laser de diodo; GF: polarizador Glan-foucault; E: espelho; IO: isolador ótico; DF: divisor de feixe; FP: analisador de frequência Fabry-Pérot; $\lambda/2$: lâmina de meia onda; FD: fotodetector; CDF: cubo divisor de feixe.	61

4.14	Curva da absorção linear do Césio obtida através da varredura de um laser pela injeção ótica de um segundo laser. Os picos desse espectro correspondem à estrutura fundamental do átomo de césio, $F=3$ e $F=4$ da estrutura hiperfina com separação em frequência em cerca de 9,2 GHz.	61
4.15	Montagem experimental da realimentação ótica ortogonal com grade de difração. Os símbolos \longleftrightarrow e \bullet representam, respectivamente, a polarização do feixe paralela e perpendicular ao plano da montagem. DL: laser de diodo; GF: Glan-foucault; E: espelho; IO: isolador ótico; DF: divisor de feixe; FP: analisador Fabry-Pérot; $\lambda/2$: lâmina de meia onda; GD: grade de difração.	63
4.16	Picos de transmissão do Fabry-Pérot sem realimentação ótica ortogonal. . .	64
4.17	Picos de transmissão do Fabry-Pérot com realimentação ótica ortogonal. .	64
4.18	Monitoramento da potência de saída no tempo para o sistema sem realimentação, usando um fotodetector. O sinal na cor vermelha corresponde a intensidade zero do feixe de saída e o sinal na cor preta corresponde a intensidade do feixe de saída.	65
4.19	Monitoramento da potência de saída no tempo para o sistema com realimentação, usando um fotodetector. O sinal na cor vermelha corresponde a intensidade zero do feixe de saída e o sinal na cor preta corresponde a intensidade do feixe de saída.	65
4.20	Montagem experimental do sistema com injeção ótica ortogonal mútua. Os símbolos \longleftrightarrow e \bullet representam, respectivamente, a polarização do feixe paralela e perpendicular ao plano da montagem. DL: laser de diodo; GF: Glan-foucault; E: espelho; IO: isolador ótico; DF: divisor de feixe; FP: analisador Fabry-Pérot; $\lambda/2$: lâmina de meia onda; MP: medidor de potência; GD: grade de difração.	68
4.21	Picos de transmissão do Fabry-Pérot para um sistema sem injeção ótica mutuamente ortogonal.	69
4.22	Picos de transmissão do Fabry-Pérot para um sistema de dois laser com injeção ótica mutuamente ortogonal.	70
4.23	Esquema ilustrativo de uma aproximação linear dos flancos de uma curva gaussiana	71
A.1	Prisma do tipo Glan-foucault reflete (reflexão interna total na interface prisma/ar) a luz ortogonalmente polariza ao plano de incidência, transmitindo a componente polarizada no plano de incidência (plano da folha nessa figura).	74
B.1	Incidência de luz sobre uma lâmina birrefringente.	77
C.1	Interferência de múltiplos feixes.	78
C.2	Interferência por múltiplas reflexões.	79
C.3	Função de Airy.	80
D.1	Ampola de césio no estado líquido à temperatura ambiente	81
D.2	Estrutura hiperfina da transição D_2 do césio, com os deslocamentos em frequência entre os níveis de energia hiperfinos.	83
D.3	A célula com vapor de césio.	84
D.4	Esquema da estrutura interna do conjunto célula e forno.	84

E.1 Ilustração da difração produzida por uma grade de difração com o espaçamento entre linhas igual a a	86
---	----

CAPÍTULO 1

Introdução

Os lasers de semicondutor surgiram em meados de 1960, este instrumento ótico tornou-se um dos mais difundidos dispositivos já desenvolvido a partir de pesquisa básica. Eles apresentam algumas características próprias: boa estabilidade na potência, pequena dimensão, vasta faixa de cobertura espectral, baixo consumo de energia, baixo custo e possibilidade de modulação direta na corrente de injeção. Esse instrumento se apresenta como importante ferramenta para pesquisa científica na área de física, com destaque em física atômica [3], para espectroscopia de alta resolução [4] e para área médica [5].

Os lasers semicondutores reagem fortemente a sinais óticos externos. Esta resposta dinâmica pode ser muito interessante, pois dinâmica não linear e caos são dois novos e revolucionários campos de pesquisa da física. Especialmente na década de 1980 os cientistas com diferentes motivações ingressaram na busca de uma compreensão dessa dinâmica [6].

No capítulo 2 dessa dissertação discutiremos os principais conceitos relacionados aos lasers semicondutores de suma importância para a compreensão das nossas atividades experimentais. Apresentaremos os aspectos históricos, estrutura física e funcionamento desses dispositivos óticos. Além disso, discutiremos as características do feixe de emissão, condições de oscilação e as equações de taxa que descrevem o funcionamento do laser semicondutor.

Já no capítulo 3 apresentaremos técnicas para melhorar as características espectrais dos lasers semicondutores, em algumas experiências se faz necessário reduzir a largura de linha e aumentar a estabilidade em frequência de um laser semicondutor. Essas técnicas

foram desenvolvidas se aproveitando do fato de lasers semicondutores serem sensíveis a perturbações exteriores, tanto elétrica como ótica. Os métodos de realimentação ótica são realizadas com o feixe de realimentação com a polarização paralela à do campo oscilante na cavidade ou com a polarização perpendicular ao campo laser.

Tanto na realimentação (luz do próprio laser reinjetada na junção) como na injeção (luz de outro laser) ótica ortogonal os campos injetados não interferem com o campo oscilante da cavidade, pois a luz polarizada ortogonalmente injetada na cavidade age na densidade de portadores da região ativa do laser e, portanto, no índice de refração do semiconductor. Sendo assim, temos uma mudança na frequência de emissão provocada pela potência de realimentação.

Quando utilizamos um filtro espectral no percurso ótico de realimentação ortogonal, obtemos uma mudança na frequência do laser o que altera a potência de realimentação. Os filtros podem ser vapores atômicos ressonantes, grades de difração e cavidades Fabry-Pérot. A realimentação ótica ortogonal com um discriminador de frequência pode gerar na radiação transmitida do laser semiconductor, uma variedade de comportamentos dinâmicos.

No capítulo 4 deste trabalho apresentaremos sistemas de injeção ótica que permitem analisar a linearidade da variação da frequência em função da potência de injeção para dois lasers que emitem em 780 nm e 850 nm utilizados em experimentos de acoplamento mútuo de injeção ótica, seja de realimentação ótica, isto é, parte do feixe laser é reenviada a sua cavidade, seja de injeção ótica com polarização ortogonal ou com polarização paralela. Desta forma, mostraremos que o valor do parâmetro de proporcionalidade entre a frequência e a potência de injeção, β , independe do comprimento de onda da luz injetada na cavidade laser. Para isso, comparamos os resultados do coeficiente β calculado em sistemas em que utilizamos lasers de mesmo comprimento de onda com os resultados calculados para sistemas com lasers que emitem comprimentos de onda diferentes.

Realizamos algumas experiências para varrer a frequência de um laser semiconductor onde exploramos sistemas sob injeção ótica ortogonal, para esses sistemas utilizamos dois lasers semicondutores, um para injetar potência e outro para ser analisado quando alimentado ortogonalmente pelo laser injetor. Em seguida, mostraremos uma aplicação de uma técnica de varredura em frequência que permite variar a frequência de um laser semiconductor de dezenas de GHz , isso foi mostrado em uma experiência de espectroscopia.

Para isso, usamos um sistema com dois lasers: um deles o principal, sob o qual injetamos a luz do segundo, denominado laser de controle que permite controlar a frequência do dispositivo principal, através de injeção ótica ortogonal. Usamos um diodo laser (principal) que emite em torno de 852 nm e varremos os dois subníveis hiperfinos da linha D_2 do céσιο, variando a potência injetada.

Também apresentaremos medidas do monitoramento da potência de saída do laser ao longo do tempo, que nos permite analisar o comportamento da variação da intensidade do feixe de saída de dois lasers de diodo, quando varremos a frequência do laser principal, seja de forma direta, modulando sua corrente de injeção, seja de forma indireta aplicando uma modulação na corrente de injeção do laser de controle que injeta potência ortogonalmente nesse laser analisado.

Por último, montamos um sistema sob realimentação ortogonal filtrado espectralmente por uma grade de difração, com a finalidade de analisar o comportamento da frequência de emissão do laser, tendo em vista que um filtro espectral muda a frequência e conseqüentemente altera a potência injetada na cavidade. Também montamos um sistema com dois laser de diodo acoplados formando um sistema sob injeção ótica mutuamente ortogonal com discriminador de frequência, afim de observar o comportamento dinâmico da frequência do sistema. Mostraremos observações do comportamento dinâmico da frequência através de uma série de medidas do espectro dos picos de transmissão do interferômetro Fabry-Pérot feitas nos dois sistemas em questão. Medimos a flutuação em frequência que os sistemas sob realimentação ortogonal e injeção mutuamente ortogonal apresentaram quando acoplados filtrados espectralmente por grade de difração. Para o primeiro sistema foi observado automodulação em frequência e para o segundo sistema foi observado um comportamento dinâmico mais complexo que necessita de um melhor estudo para caracterizar a dinâmica observada.

Introduziremos neste capítulo alguns conceitos básicos relacionados a lasers semicondutores que são de importância para compreendermos nossas atividades experimentais descritas nos próximos capítulos. Iremos apresentar os aspectos históricos desses dispositivos óticos e descreveremos o laser de diodo, a partir de sua estrutura física, bem como seu funcionamento. Além disso, discutiremos as características do feixe emitido, condições de oscilação e apresentaremos as equações de taxa que governam o funcionamento desse dispositivo ótico.

2.1 Funcionamento do Laser de Diodo

De uma forma geral, são necessários três elementos para operação de um laser:

- Um meio de ganho para amplificar a radiação eletromagnética, através da emissão estimulada (e providenciar a emissão espontânea que inicia todo o processo da ação laser, sendo esta a ser evitada no regime contínuo de ação laser);
- Uma fonte de energia externa ao meio de ganho para produzir a inversão de população neste meio e, conseqüentemente, garantir o ganho ótico;
- Uma cavidade laser que gera a realimentação ótica necessária e confina o campo eletromagnético em modos óticos bem definidos.

A camada ativa da junção do semicondutor é o meio de ganho de um laser de diodo. Na figura (2.3) esquematizamos os níveis de energia de uma junção, em função da coordenada normal à direção dessa junção. A região de ganho é onde ocorre a recombinação entre elétrons, cujas energias localizam-se no fundo da banda de valência, e buracos cujas

energias estão no topo da banda de condução. Nos lasers de diodo que utilizamos em nossas experiências a camada ativa é feita de $Ga_{1-y}Al_yAs$, envolvida por camadas (cladding layers) de $Ga_{1-x}Al_xAs$ com dopagem tipo p e tipo n, sendo $x > y$. Esses lasers emitem no infravermelho próximo com comprimento de onda entre 700 nm e 900 nm .

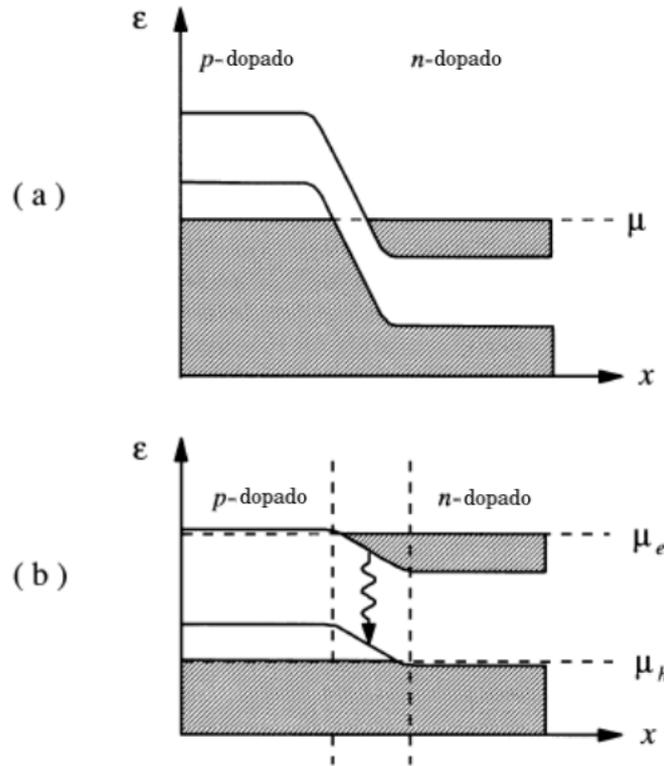


Figura 2.1: Energia das bandas eletrônicas do diodo e representação da sua ocupação na direção perpendicular à junção p-n. (a) sem tensão aplicada e (b) com tensão aplicada com polarização direta. μ é o nível de Fermi constante através da junção em equilíbrio. μ_e é o nível de Fermi para elétrons e μ_h é o nível de Fermi para buracos [1].

Em uma junção do tipo p-n, colocando-se em contato um semiconductor do tipo p com um do tipo n, seus quase-níveis de Fermi não são iguais, pois não estão em equilíbrio termodinâmico. Os elétrons do lado n se difundem pelo lado p, analogamente ocorre isto com os buracos. A recombinação na região ativa ocorre pela difusão dos elétrons e buracos. O equilíbrio é alcançado após algum tempo, tendo em vista que o campo elétrico estabelecido através da junção, pelos receptores carregados negativamente do lado p e os doadores carregados positivamente do lado n, se opõe à difusão adicional dos portadores através da junção. O nível de Fermi torna-se contínuo ao longo da junção após o estabelecimento do equilíbrio termodinâmico, (ver Figura 2.1-(a)).

Quando a junção é polarizada diretamente por uma voltagem externa, esse campo

elétrico ao longo da junção é diminuído, possibilitando assim a difusão adicional de mais elétrons e buracos na junção. Em uma região de depleção estreita, elétrons e buracos se fazem presentes simultaneamente e podem se recombinar radiativa e não radiativamente, (ver Figura 2.1-(b)).

Através de uma injeção de corrente aplicada na junção p-n obtém-se a inversão de população no meio ativo. Ao longo da recombinação radiativa, fótons de energia $h\nu \approx E_g$ são emitidos, sendo E_g a energia do “gap” entre as bandas de condução e valência. Por sua vez, esses fótons podem ser também absorvidos num processo inverso, o qual produz pares elétron-buraco. Se a voltagem externa for aplicada acima de um valor crítico, a inversão de população é atingida, ou seja, o número de elétrons disponíveis é maior no nível de maior energia, o qual corresponde à banda de condução, e a taxa de fótons emitidos supera a taxa de fótons absorvidos. Dizemos que a região p-n encontra-se apta a amplificar radiação eletromagnética, para comprimentos de onda tais que $\lambda \approx \frac{hc}{E_g}$, que exibe ganho ótico.

2.2 Aspectos históricos

“LASER” é um acrônimo para a expressão, em inglês, Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, isto é, Amplificação de Luz por Emissão Estimulada de Radiação. Dessa forma, os lasers são de fato osciladores com amplificação ótica. Seu surgimento foi em 1960 e teve pouca divulgação fora da comunidade científica. Este instrumento ótico se tornaria um dos mais difundidos dispositivos já desenvolvidos a partir de pesquisa básica.

Albert Einstein foi o responsável por descrever a teoria do mecanismo de amplificação ótica, em 1917 [7]. Ele pode prever nesse trabalho a existência de um processo gerador de radiação definido como emissão estimulada.

A primeira vez que se obteve o funcionamento de um laser foi em 1960 por T. H. Maiman [8] no caso, um laser de rubi pulsado. Esse dispositivo foi denominado de maser ótico ou maser infravermelho, tendo em vista que o funcionamento laser segue o mesmo princípio de um maser (amplificação de microondas por emissão estimulada). O laser foi descrito do ponto de vista teórico por Nikolay Basov e Alexandrer Prokhorov em 1952 [9]. Em 1961, Javan e colaboradores realizaram a primeira observação de um laser a gás, um laser de He-Ne operando em regime contínuo [10].

No período entre 1958 e 1961 várias considerações foram apresentadas a respeito da possibilidade de utilizar semicondutores como materiais que constituíssem lasers. Sendo assim, uma considerável compreensão das exigências para a obtenção de lasers semicondutores foi possível depois que Bernard e Duraffourg [11] estabeleceram as condições necessárias para emissão laser nesses materiais. De acordo com Bardeen [12], Von Neumann teria sido, em anotações não publicadas, o pesquisador pioneiro a sugerir a amplificação da luz através da emissão estimulada em um semicondutor alimentado por uma corrente de injeção através de uma junção p-n [13]. A possibilidade de se obter emissão estimulada de radiação em semicondutores pela recombinação de portadores injetados em uma junção p-n foi sugerida pela primeira vez por Nikolay Basov em 1961 [14]. Três laboratórios independentes construíram, no ano seguinte, os primeiros lasers semicondutores [15, 16, 17, 18]. Estes primeiros lasers operavam de forma limitada em temperaturas criogênicas. Em 1969 ocorreram avanços significativos com dispositivos semicondutores [19, 20, 21], devido à implantação de uma camada de material semicondutor entre outras duas camadas de outro tipo de semicondutor de maior “band gap”, isto é, um laser estruturado em camadas, denominado de heteroestrutura. Com a descoberta das heteroestruturas, as correntes do limiar da ação laser diminuiriam consideravelmente. Dentre os fatores que foram decisivos para que esse dispositivo, operando em temperaturas criogênicas, se transformasse em instrumentos optoeletrônicos práticos, com operação contínua à temperatura ambiente, temos: primeiro, a excepcional compatibilidade de rede entre AlAs e GaAs, permitindo a construção de heteroestruturas constituídas de diferentes composições de $Al_xGa_{1-x}As$. Como segundo fator temos a vasta gama de aplicações em optoeletrônica para as quais lasers semicondutores são unicamente adaptados, por terem o menor tamanho, a maior eficiência e o maior tempo de vida dentre todos os tipos de lasers que existem [1]. Essas qualidades, e o enorme potencial de aplicação também em outras áreas, atraem para a indústria de lasers semicondutores os recursos necessários para seu desenvolvimento.

Uma das aplicações que mais motivou a pesquisa em lasers semicondutores foi a de comunicações por fibras óticas, onde é de particular utilidade o fato de que a potência de um laser semicondutor pode ser modulada simplesmente pela modulação da corrente de injeção. Lasers de InGaAsP/InP que emitem em $1,3 \mu\text{m}$ (comprimento de onda onde a absorção nas fibras de sílica é mínima), e em $1,55 \mu\text{m}$ (onde a dispersão nas fibras é

mínima) foram obtidos na década de 1970. A necessidade de repetidores levou à invenção de amplificadores lasers, a introdução de linhas de comunicação ótica submersas necessitou de melhorias na confiabilidade dos dispositivos e a multiplexação em frequência das transmissões levou a novos esquemas para estabilização da dinâmica da sua frequência, culminando no desenvolvimento dos lasers tipo DFB (distributed feedback) e DBR (distributed Bragg reflection).

A primeira tentativa de utilizar lasers semicondutores como dispositivos com outras funcionalidades, além de fontes de radiação coerente, foi a proposta de um laser semicondutor biestável por Lasher, já em 1964 [22]. Nathan et al. [23] pouco depois relataram a operação biestável de um laser de GaAs usando a estrutura proposta por Lasher. Basov et al [24] propuseram lógica ótica usando o diodo biestável de Lasher. Depois desses trabalhos pioneiros não houve mais pesquisa ou desenvolvimento em lasers de diodo biestáveis por uma década. Nesse meio tempo o desenvolvimento da tecnologia de lasers de diodo se deu em função das necessidades de comunicações óticas. Com base nos avanços conseguidos para esses fins, a segunda etapa do estudo de lasers semicondutores biestáveis foi iniciada em 1981 por Kawaguchi e Iwane [25] e por Harder et al [26], que reportaram interessantes características biestáveis em lasers de InP/InGaAsP e GaAs/AlGaAs, respectivamente.

Grandes diferenças existem entre lasers semicondutores e outros tipos de lasers convencionais. Por exemplo, o alto ganho do material laser produzido pela inversão de população entre as bandas de condução e de valência do semicondutor, além do fato do ganho espectral ser muito largo, na faixa de THz. O tamanho da cavidade bastante pequena, tipicamente de uma fração de milímetro, resulta em um espaçamento entre os modos longitudinais de frequência muito maiores que em outros tipos de lasers.

As melhorias na pureza dos materiais e o aperfeiçoamento das técnicas de crescimento epitaxial têm aumentado a variedade de lasers semicondutores, que cobrem uma grande gama de comprimentos de onda, dependendo de sua composição química e estrutural [27]. Além disso, esses dispositivos apresentam boa estabilidade em potência, compatibilidade em suas dimensões para aplicações tecnológicas, baixo consumo de energia, possibilidade de modulação direta que, quando associados com seu baixo custo, fazem desse dispositivo ótico serem largamente usados em CD's players áudio/vídeo, impressora laser, apontadores lasers, linhas de comunicação ótica, entre outros.

Além das aplicações no campo industrial os lasers semicondutores também se apre-

sentam como importantes ferramentas para pesquisa científica, particularmente em áreas da física. Destacamos aqui as aplicações em física atômica, pois existem lasers semicondutores emitindo em ressonância com transições de diversos átomos, tornando-se então instrumentos importantes para realização de experiências da interação de átomos com radiação coerente.

2.3 Descrição de laser de diodo

A classificação física de um laser semicondutor depende de certos critérios, o principal dentre eles é o relacionado à forma de excitação do meio ativo, ou seja, a forma de bombeamento exterior o qual gera o ganho ótico no material semicondutor. Geradores de corrente elétrica realizam esse bombeamento, bem como fontes de luz coerente e incoerente, geradores pulsados de alta voltagem e solenóides também produzem esse bombeamento.

Chamamos de laser de diodo ou laser de injeção quando eles têm seu bombeamento externo produzido por injeção de corrente na região ativa do semicondutor, entre as camadas dopada de tipo n (excesso de elétrons) e tipo p (excesso de buracos ou vacâncias de elétrons), com polarização direta. Tendo em vista que utilizamos esse tipo de laser nas nossas atividades experimentais, então, realizaremos breve revisão sobre a estrutura, funcionamento, características da luz de emissão, condições de oscilação e as equações de taxa para esse tipo de laser semicondutor.

2.4 Níveis de energia e estrutura física

A separação de energia na banda proibida ("band gap") de um material semicondutor é da ordem de 1 eV. No equilíbrio termodinâmico, os elétrons e buracos estão distribuídos ao longo de um intervalo de energia de acordo com as estatísticas de Fermi-Dirac. Como os elétrons são férmions, as probabilidades dos estados de energia estarem ocupados por elétrons seguem as seguintes distribuições:

- $f_c(E_2)$ = probabilidade do estado de energia E_2 , na banda de condução, estar ocupado por um elétron;
- $1 - f_c(E_2)$ = probabilidade do estado de energia E_2 , na banda de condução, estar vazio;

- $f_\nu(E_1)$ = probabilidade do estado de energia E_1 , na banda de valência, estar ocupado por um elétron;
- $1 - f_\nu(E_1)$ = probabilidade do estado de energia E_1 , na banda de valência, estar vazia.

Matematicamente temos:

$$f_c(E_2) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_2 - E_{fc}}{k_b T}\right) + 1} \quad (2.1)$$

$$f_\nu(E_1) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_1 - E_{f\nu}}{k_b T}\right) + 1} \quad (2.2)$$

onde k_b é a constante de Boltzmann e T é a temperatura absoluta; E_{fc} e $E_{f\nu}$ representam, respectivamente, os níveis de Fermi na banda de condução e na banda de valência.

A emissão espontânea, a absorção e a emissão estimulada são processos óticos associados com a recombinação radiativa do par elétron-buraco em semicondutores. As relações de Einstein descrevem as taxas de evolução destes processos. Estas relações aplicam-se também aos níveis dos semicondutores, tendo em vista que foram primeiramente derivadas para transições eletrônicas entre dois níveis discretos de energia. Esperamos também relações semelhantes para um semicondutor cujas recombinações elétron-buraco podem ocupar uma faixa contínua de autoestados de energia [28]. Para se obter uma descrição precisa da estrutura de banda exige-se um modelo sofisticado e técnicas numéricas para o cálculo dessas estruturas. No entanto, podemos utilizar uma aproximação comumente aplicada da estrutura de banda em um semicondutor (direto-gap) denominado modelo de banda parabólica (ver figura 2.2). De acordo com esse modelo a energia E em função do vetor de onda \vec{k} segue as seguintes relações:

$$E_c = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c} \quad (2.3)$$

$$E_v = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_v} \quad (2.4)$$

onde m_c e m_v são, respectivamente, a massa efetiva do elétron e do buraco e k é a amplitude do vetor de onda \vec{k} . O mínimo da curva de banda de condução e o máximo na curva de banda de valência, num semicondutor de gap-direto, ocorrem no mesmo valor do

vetor de onda \vec{k} ($\vec{k} = 0$). Visto que um fóton possui um momento desprezível em relação ao momento dos portadores (\vec{k}), isso permite transições radiativas entre elétrons livres e buracos para vetores de onda possivelmente idênticos. Isto é, fônons não são demandados na recombinação, o que permitiria rápidas transições óticas.

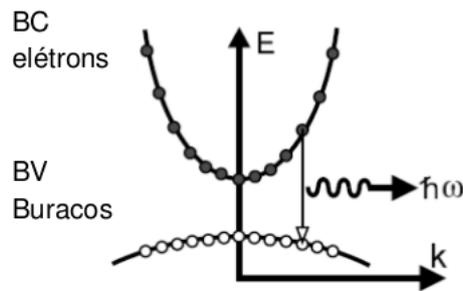


Figura 2.2: Estrutura de banda de um semicondutor, (BC) banda de condução, e (BV) banda de valência.

A homojunção ou homoestrutura é o modelo mais simples de um laser de diodo, conforme esquema apresentado na Figura (2.3).

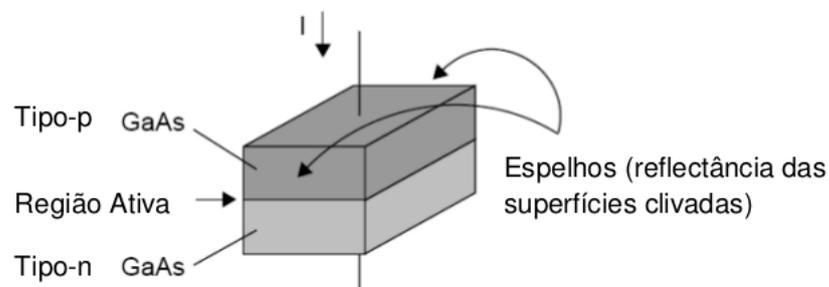


Figura 2.3: Laser do tipo homoestrutura. Constituído de duas camadas (tipo-p e tipo-n) de mesmo material GaAs, com a região ativa entre as camadas.

Esses dispositivos são constituídos de uma única junção, isto é, dois “band gap” formados pelo mesmo tipo de material, sendo que um dos bandgap é do tipo-n, ou seja, com excesso de elétrons, o outro “band gap” é do tipo-p com excesso de vacância de elétrons, ou seja, com excesso de buracos. A emissão da luz se dá por recombinação de pares elétron-buraco na região ativa constituída pela junção dos dois tipos materiais, denominada região de depleção. O material mais utilizado na formação de lasers semicondutores é o arseneto de gálio (GaAs), sendo cada parte da junção dopada da seguinte forma: a primeira constituída de doador de elétrons e a segunda constituída de receptor de elétrons.

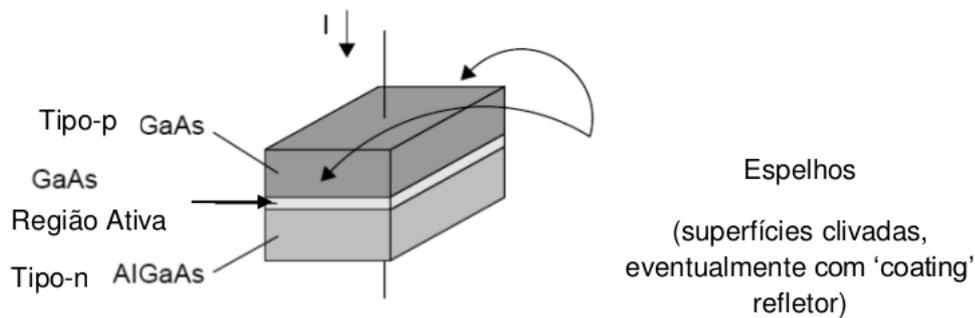


Figura 2.4: Laser de diodo tipo dupla-heteroestrutura. Constituído de camadas (tipo-p e tipo-n) de materiais diferentes GaAs e AlGaAs, com região ativa entre as camadas.

Uma marcante característica do laser de homojunção é a grande corrente de limiar. Essa característica foi determinante para que os primeiros lasers não tivessem operação contínua em temperatura ambiente sem que houvesse uma rápida autodestruição. Portanto, esses tipos de lasers de homojunção exigem temperaturas criogênicas para sua operação.

O laser de diodo é dito do tipo heteroestrutura quando ele é constituído de dois semicondutores diferentes. A configuração com heteroestrutura apresenta a vantagem, com relação ao de homojunção, de necessitar menor densidade de corrente de limiar para a ação laser. A menor densidade de corrente é devido à diferença de “band gap“ existente entre a camada ativa e as camadas vizinhas, que ajuda no confinamento dos elétrons e buracos nessa camada ativa onde há recombinação responsável pelo ganho ótico.

Um laser com heteroestrutura, esquematizado na Figura (2.4), é constituído por uma camada (região ativa) de um determinado material semiconductor localizado entre duas camadas adjacentes constituídas de outro material semiconductor, com maior “band gap“ e menor índice de refração. O confinamento dos portadores na região ativa é garantido pela diferença de “band gap“ entre os diferentes semicondutores. Temos, portanto, o confinamento do modo ótico nessa região, devido à diferença de índice de refração das estruturas laterais, que funciona como guia de onda dielétrico. Por outro lado, um contato elétrico em uma região limitada da junção permite o confinamento do fluxo de cargas, dito confinamento de ganho. Numa situação em que garantimos o maior confinamento ótico e de portadores, é possível a operação desses dispositivos a temperatura ambiente.

Tanto o confinamento do ganho quanto o confinamento ótico realizam-se em lasers heteroestrutura cuja geometria de contato, onde a corrente é injetada, ocorre em uma es-

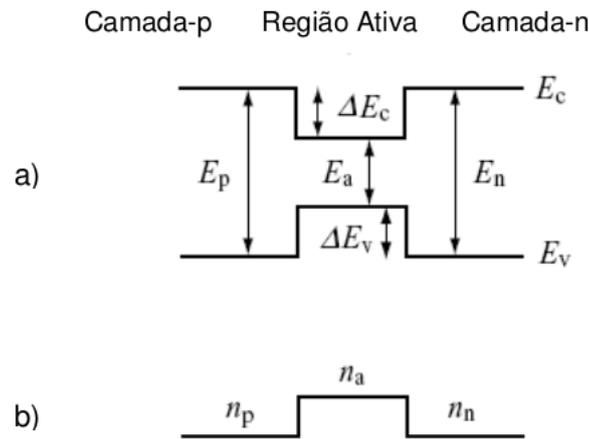


Figura 2.5: (a) Níveis de energia dos elétrons em torno da junção num laser com dupla-heteroestrutura. E_p : energia da camada tipo-p; E_n : energia da camada tipo-n; ΔE_c : variação de energia para banda de condução; ΔE_v : variação de energia para banda de valência; E_c : energia da banda de condução; E_v : energia da banda de valência. (b) Distribuição dos índices de refração. n_p : índice de refração da camada tipo-p; n_a : índice de refração da região ativa; n_n : índice de refração da camada tipo-n.

treita região central usando-se um contato denominado de faixa. Esses lasers são também conhecidos como ganho-guiado. O confinamento do modo ótico na faixa de contato é obtido pela mudança lateral do ganho ótico, definido através das variações laterais do índice de refração. Esses lasers são ditos de índice-guiado.

Os níveis de energia e o índice de refração de um laser de diodo com heteroestrutura-duplas são mostrado na Figura (2.5). Existe uma variação de energia ΔE_c para banda de condução e uma ΔE_v para banda de valência nas interfaces da junção, conforme Figura 2.5-(a). O aumento do índice de refração com diminuição do "band gap" nas camadas de valência e condução (ver Figura 2.5-(b)), em grande parte dos semicondutores, resulta num confinamento de luz nesta região, e portanto em maior eficiência na amplificação.

A permanência do campo ótico na região de ganho é necessária para o bom funcionamento do laser. Em se tratando do laser semicondutor com dupla heteroestrutura o confinamento ótico se dá em virtude da coincidência de que em uma camada ativa com uma diferença menor de "band gap" também possui índice de refração maior comparado ao das camadas de revestimento adjacentes. Essa diferença do índice de refração faz com que a camada ativa de fato funcione como um guia de onda.

O confinamento ótico pode ser descrito em termos de um mecanismo ótico baseado na reflexão interna total. Sabemos que quando um feixe ótico atinge uma interface entre

meios de índices de refração diferentes, sendo que o meio de incidência tem índice maior, com um determinado ângulo θ , maior que o denominado ângulo crítico, ocorre a reflexão total. Através da lei de Snell, temos que o ângulo crítico é:

$$\theta_c = \text{sen}^{-1} \frac{\mu_1}{\mu_2} \quad (2.5)$$

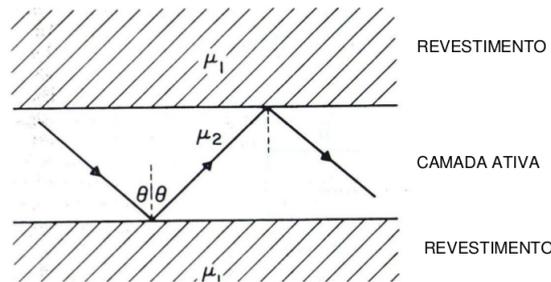


Figura 2.6: Onda guiada em um laser semicondutor de heteroestrutura. O índice de refração relativamente maior da camada ativa ($\mu_2 > \mu_1$) permite reflexão interna total que ocorre nas duas interfaces para ângulos tais que $\text{sen}\theta > \mu_1/\mu_2$

onde μ_1 e μ_2 são os índices de refração das regiões das camadas adjacentes e da região ativa, respectivamente. Dessa forma, os feixes que viajam quase paralelo à interface estão confinados e constituem o modo de guia de ondas eletromagnéticas.

Em relação as dimensões físicas da camada ativa de um laser de heteroestrutura dupla, a espessura é tipicamente de $0,1 \mu\text{m}$ a $0,3 \mu\text{m}$.

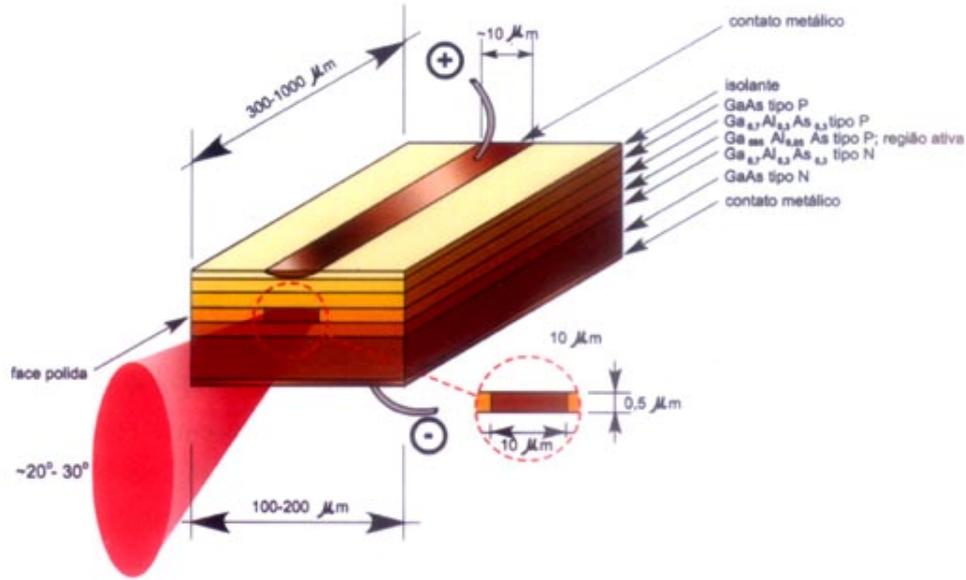


Figura 2.7: Esquema ilustrativo de um laser de dupla-heteroestrutura.

2.5 Teoria para lasers semicondutores

Esta seção tem como objetivo fazer uma breve revisão sobre conceitos básicos da teoria laser aplicada particularmente aos lasers de semicondutores.

A abordagem semiclássica desenvolvido por Lamb [29],[30] e Haken [31], [32] tem provado ser um tratamento adequado da ação laser na maioria dos lasers de estado sólido e gás convencionais, onde o meio é tratado como um sistema de dois níveis. Neste tratamento, o campo electromagnético na cavidade (ressonador) tem uma abordagem clássica, usando-se as equações de Maxwell. Por outro lado o meio de amplificação no interior da cavidade tem o tratamento da mecânica quântica. No caso de semicondutores com cavidades Fabry-Pérot, sugere-se que o campo do laser deve ser tratado de acordo com a mecânica quântica ([33]).

Iniciamos nosso tratamento semiclássico com as equações de Maxwell em um meio macroscópico que constitui a base de todos os fenômenos eletromagnéticos clássicos ([34]):

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho_f \quad (2.6)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.7)$$

onde \vec{E} é o vetor campo elétrico, \vec{B} é o vetor de indução magnética, \vec{D} é o vetor

deslocamento, ρ_f é a densidade de cargas livres, \vec{H} é o vetor campo magnético e \vec{J} é a densidade de corrente livre. Os campos \vec{D} e \vec{B} surgem em resposta aos campos elétricos e magnéticos \vec{E} e \vec{H} . Para um meio dielétrico não magnético a relação pode ser expressa em termos das relações constitutivas dadas por:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (2.8)$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (2.9)$$

onde \vec{P} é a densidade de momento de dipolo induzido (polarização), ϵ_0 é a permissividade do vácuo e μ_0 é a permeabilidade do vácuo (os dois últimos fatores estão ligados a velocidade da luz c no vácuo através de $\epsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{c^2}$). Supomos também que o meio obedece a lei de Ohm:

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (2.10)$$

onde σ é a condutividade elétrica.

Usando as equações de Maxwell (2.6) e (2.7) juntamente com as equações (2.8) e (2.9) e a lei de Ohm (2.10) obtemos a equação de onda eletromagnética fundamental a qual descreve a propagação de campos óticos dentro de um meio ([34]):

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \frac{\sigma}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial}{\partial t} \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{P} + \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) \quad (2.11)$$

A polarização macroscópica \vec{P} é relacionada pela mecânica quântica através do operador momento de dipolo elétrico \hat{p} por ([35]):

$$\vec{P} = Tr(\hat{\rho} \cdot \hat{p}) \quad (2.12)$$

onde $\hat{\rho}$ é o operador densidade e a soma (Tr) é sobre todos os estados de energia no meio. Para campos óticos com variações temporais harmônicas, usando a notação complexa, podemos escrever que:

$$\vec{E}(x, y, z, t) = Re[\vec{E}(x, y, z) exp(-i\omega t)] \quad (2.13)$$

$$\vec{P}(x, y, z, t) = \text{Re}[\vec{P}(x, y, z)\exp(-i\omega t)] \quad (2.14)$$

onde $\omega = 2\pi\nu$ é a frequência angular ótica e $\nu = \frac{c}{\lambda}$ é a frequência de oscilação do campo ótico no vácuo para o comprimento de onda λ .

2.6 Modos de Oscilação

A criação de ondas estacionárias ou os chamados modos longitudinais é permitida, em uma cavidade ótica, pela interferência de ondas contra-propagantes. Sempre que o comprimento da cavidade for um múltiplo inteiro "m" de meio comprimento de onda da radiação na cavidade existirá um modo longitudinal. Uma luz de comprimento de onda λ , propagando-se numa cavidade de comprimento L produzida de um material de índice de refração n , uma onda estacionária é formada sob a condição:

$$m \frac{\lambda}{2n} = L \quad (2.15)$$

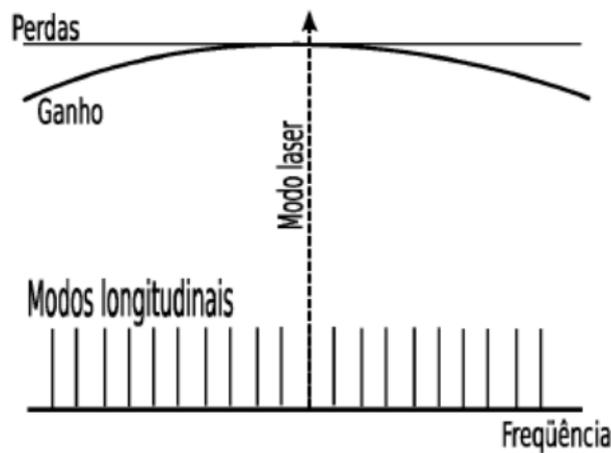


Figura 2.8: Ilustração do perfil de ganho e dos modos longitudinais de um laser de diodo (escalas arbitrárias). O laser oscila no modo mais próximo ao pico da curva de ganho. O limiar é atingido quando o ganho se iguala às perdas.

Pelo fato da cavidade ser muito maior do que o comprimento de onda da luz, vários modos longitudinais podem existir simultaneamente. Podemos obter a separação em frequência entre dois modos consecutivos se usarmos a relação $\lambda = \frac{c}{\nu}$ na equação anterior.

Para o laser que usamos, $n = 3.5$ e $L = 300 \mu m$, com isso podemos calcular

$$\Delta\nu = \frac{c}{2nL}$$

$$\Delta\nu = \frac{3 \cdot 10^8}{2 \cdot 3,5 \cdot 3 \cdot 10^{-4}} = 1,43 \cdot 10^{11} Hz. \quad (2.16)$$

Pelo fato dos lasers de diodo terem cavidade muito pequena, a separação entre os modos longitudinais consecutivos é grande quando comparada a de outros diferentes lasers. O modo longitudinal predominante é aquele cujo ganho é maior. Obtemos a curva de ganho do laser de diodo através do band gap de energia do material constituinte do semicondutor, conforme a Figura (2.8).

2.7 Características do Feixe Ótico

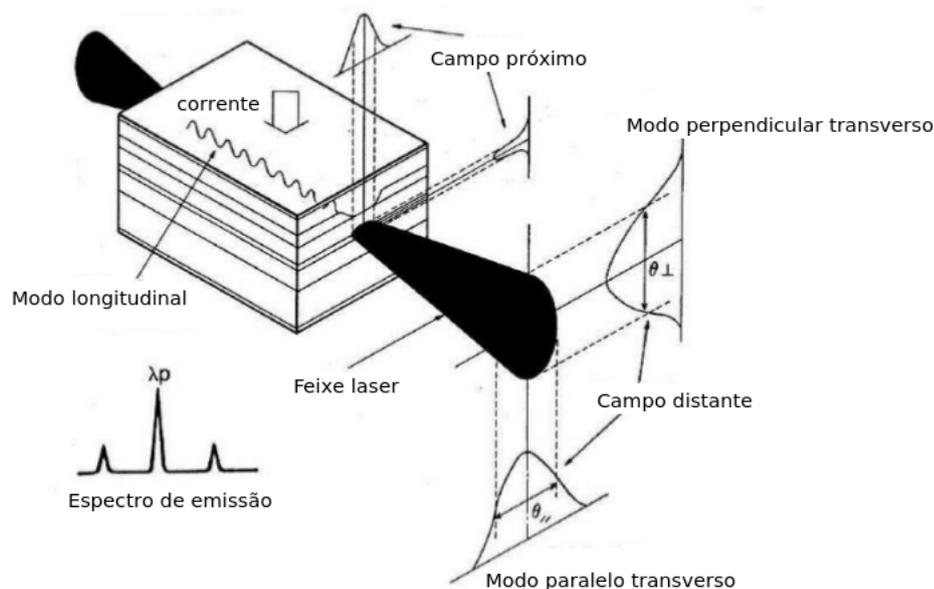


Figura 2.9: Espectro de emissão de um laser de diodo e perfil espacial do feixe de saída do laser. A forma retangular da região de ganho leva a um padrão elíptico da radiação.

A radiação de emissão do laser semicondutor provém de uma minúscula área retangular com dimensões transversais da ordem de grandeza de $1 \mu m$ por $3 \mu m$, pelo emprego de confinamento perpendicular e paralelo ao plano da camada ativa. Se faz então importante a divergência nas duas direções perpendiculares. Um típico feixe de saída possui um ângulo de divergência de 30° na direção perpendicular e 10° na direção paralela à junção, (ver figura 2.9). Com lentes de pequena distância focal e com grande abertura podemos

colimar o feixe de saída. Se a operação do laser for com um único modo transversal o feixe será elíptico. Esta elipticidade poderá ser corrigida com lentes cilíndricas ou prismas.

2.8 Condições de Oscilação

Quando um laser semicondutor é excitado pela injeção de portadores na região ativa com uma corrente aplicada à junção p-n, ocorre a amplificação do campo óptico. A estrutura do cristal semicondutor funciona como uma cavidade Fabry-Pérot. Para um ganho suficientemente grande obtido pela amplificação sucessiva do campo quando viaja em ida e volta com realimentação através das faces refletoras, a potência óptica se armazena e conseqüentemente a oscilação laser pode se realizar se o ganho for suficiente. Vamos considerar agora as condições para a oscilação laser. Oscilação laser, de forma geral, nada mais é do que manter uma potência constante de um campo óptico se propagando pelo ressonador. Portanto, a condição para oscilação é aquela que garante que a amplitude complexa do campo, após uma volta completa pela cavidade, seja igual à amplitude complexa inicial.

Seja g o fator de ganho por unidade de comprimento da região ativa (ganho óptico do material) e Γ o fator de confinamento para uma onda guiada (que expressa a fração da intensidade do modo óptico confinada na região ativa). Então o fator de ganho efetivo para um modo guiado (ganho do modo) é dado por Γg . Seja L o comprimento da região ativa, ou seja, o comprimento do guia de onda. Consideremos α_{int} o fator que representa as perdas de propagação por unidade de comprimento da onda guiada devido à absorção e espalhamento, e R_1 e R_2 como sendo as refletividades das faces frontal e traseira, respectivamente. Logo, temos a condição para que a amplitude absoluta (módulo) após uma volta completa ao longo da cavidade seja igual à amplitude inicial:

$$R_1 R_2 \exp[2(\Gamma g - \alpha_{int})L] = 1 \quad (2.17)$$

então, temos:

$$\Gamma g = \alpha_{int} + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right). \quad (2.18)$$

Seja ω a frequência angular da radiação e $\zeta_{int}(\omega)$ a constante de propagação do modo guiado. Iremos suprimir aqui a mudança do índice de refração induzida pelos portadores. Portanto, a condição para que a fase da onda após uma volta completa pela cavidade seja

igual à fase inicial é:

$$2\zeta_{int}(\omega)L = 2\pi m \quad (2.19)$$

sendo m um número inteiro.

As frequências angulares dos modos longitudinais que aparecem na Figura (2.9) são as frequências angulares ω_m que satisfazem a condição acima, cuja separação em frequência é dada pela equação (2.16). O primeiro e segundo termos que aparecem do lado direito da equação (2.18) representam respectivamente a ganho por propagação e a perda devida ao escape de potência ótica pelas faces do laser. A condição de fase dada pela equação (2.19), sendo uma condição de realimentação positiva (ou uma condição de ressonância), indica que a frequência de oscilação é limitada às frequências discretas dos modos longitudinais, com uma separação dada por (2.16). Por essa razão, quando a corrente de injeção é aumentada, a perda na frequência ω_m do modo longitudinal mais próximo do pico do espectro de ganho $g(\omega)$ atinge o valor dado pelo lado direito da equação (2.18), a oscilação começa com esse modo. Nota-se que $\Gamma g(\omega_m)$ é aproximadamente igual ao ganho de modo máximo Γg_{max} . O valor da corrente de injeção para o qual a oscilação laser começa é chamado de corrente de limiar. O valor do ganho que possibilita a oscilação, dado pelo lado direito da equação (2.18), é chamado de ganho de limiar. A corrente de limiar pode ser encontrada determinando a corrente de injeção para a qual g_{max} se iguala o ganho de limiar.

2.9 Equações de Taxa

O comportamento de um laser de diodo é esquematizado na Figura (2.10). A injeção de portadores de carga na região ativa se dá aplicando uma corrente de intensidade I . Esses portadores se recombinam espontaneamente ou produzem ganho ótico por recombinação estimulada. Como consequência há uma densidade de fótons na região ativa. Parte dos fótons é perdida e parte é emitida pelo laser, dando a este uma potência de saída.

De acordo com o diagrama da Figura (2.10), e no balanço entre densidade de portadores e densidade de fótons, temos duas equações de taxa as quais descrevem como essas densidades variam no tempo. Primeiramente, definiremos a equação para os portadores. Os portadores são providos pela corrente I ao volume da região ativa de volume V . Alguns

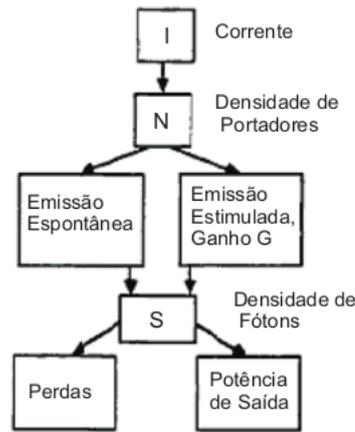


Figura 2.10: Representação esquemática de um laser semicondutor. I: corrente que produz N: densidade de portadores, uns desses se recombinam espontaneamente e outros se recombinam estimuladamente responsável pelo ganho $G(N)$; estas recombinações formam a densidades de fótons onde temos perdas e potência de saída.

dos portadores se recombinam espontaneamente ou não radiativamente com um tempo de vida τ_N . Outros portadores se recombinam por recombinação estimulada, descrita pelo fator de ganho $G(N)$ e a densidade de fótons S . A dependência temporal da densidade de portadores N é dada por

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{qV} - G(N)S\Gamma - \frac{N}{\tau_N} \quad (2.20)$$

O ganho $G(N)$ é denominado ganho líquido por unidade de tempo, $G(N) = g\nu_g$, sendo ν_g a velocidade de grupo da luz no laser, q é a carga do elétron. A dependência temporal da densidade de fótons é descrita por

$$\frac{dP}{dt} = -\frac{P}{\tau_f} + G(N)P\Gamma + \beta_{sp}\frac{N}{\tau_r} \quad (2.21)$$

Observando o lado direito da equação (2.21) o segundo termo é o termo de recombinação estimulada. Para cada recombinação estimulada tem-se um fóton a mais na região ativa, de forma que este é o mesmo termo que aparece na equação de taxa para a densidade de portadores só que com sinal positivo. Parte dos fótons é perdida, e isso é descrito pelo tempo de vida dos fótons τ_f que é da ordem de ps . O último termo é devido à emissão espontânea. Uma fração β_{sp} de todas as recombinações espontâneas que ocorrem, fornece um fóton para o modo oscilante. As equações (2.20) e (2.21) constituem

um conjunto de duas equações não-lineares acopladas.

Com o valor de transparência da densidade de portadores, N_0 , para o qual o material é transparente, podemos escrever $G(N)$ aproximadamente como

$$G(N) = A(N - N_0) \quad (2.22)$$

onde A é o coeficiente de ganho diferencial, isto é, $A = \frac{\partial G}{\partial N}$.

Combinando o tempo de vida de recombinação radiativa τ_r e o tempo de vida de recombinação não radiativa τ_{nr} , podemos expressar o tempo de vida dos portadores τ_N como

$$\frac{1}{\tau_N} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}}, \quad (2.23)$$

O tempo de vida de recombinação radiativa τ_r é determinado pela emissão espontânea e não é afetado pela emissão estimulada. O tempo de vida de recombinação não-radiativa τ_{nr} é relacionado às recombinações que ocorrem pela interação com defeitos ou impurezas, ou recombinação Auger (onde a energia é transferida para um terceiro portador), onde não há emissão de luz.

O tempo de vida do fóton τ_f é o tempo durante o qual os fótons permanecem na cavidade ótica; ele é expresso por

$$\frac{1}{\tau_f} = \frac{c}{n_r} (\alpha_{int} + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2}) \quad (2.24)$$

onde n_r é o índice de refração efetivo, L é o comprimento da cavidade e c é a velocidade da luz no vácuo. O primeiro termo do lado direito em (2.24) é devido a perdas internas e o segundo termo é devido às perdas nas faces do laser, de refletividades R_1 e R_2 .

Podemos usar as equações de taxa para entender muitas das características da potência de saída como função da corrente de injeção. No caso de operação em onda contínua a uma corrente constante I , as derivadas temporais nas equações (2.20) e (2.21) são nulas. A solução toma uma forma particularmente simples se a emissão espontânea é desprezada fazendo-se $\beta_{sp}=0$. Para correntes tais que $G(N)\Gamma\tau_f < 1$, $S=0$ e $N = \frac{\tau_N I}{qV}$. O limiar é atingido numa corrente para a qual $G(N)\Gamma\tau_f = 1$. A densidade de portadores é então fixada no valor de limiar N_{th} . Se usarmos a função de ganho linear (2.22), a densidade de portadores de limiar se torna

$$N_{th} = N_0 + \frac{1}{A\Gamma\nu_g\tau_f}. \quad (2.25)$$

A corrente de limiar é então dada por

$$I_{th} = \frac{qVN_{th}}{\tau_N} = \frac{qV}{\tau_N} \left(N_0 + \frac{1}{A\Gamma\nu_g\tau_f} \right). \quad (2.26)$$

Para $I > I_{th}$, a densidade de fótons aumenta com I segundo

$$S = \frac{\tau_f}{qV} (I - I_{th}) \quad (2.27)$$

A densidade de portadores N é dada por:

$$N = N_{th} \quad (2.28)$$

Estas equações descrevem a dependência temporal de grandezas relacionadas ao comportamento de um laser de diodo que é utilizado em nosso trabalho. Estes resultados são consistentes com toda discussão apresentada nas sessões anteriores.

3.1 Lasers de diodo sob realimentação ótica

Conforme vimos no capítulo anterior, lasers de diodo são fontes de luz coerente práticas e relativamente acessíveis. Em relação ao seu desenvolvimento podemos dizer que foi impulsionado principalmente pela demanda da indústria optoeletrônica.

Para aplicações que demandam grande pureza espectral, ou seja, pequena largura de linha e grande estabilidade da frequência da luz emitida, tais como em experimentos de física atômica, são bastante adaptados e tem sido amplamente utilizados. Por exemplo, para o resfriamento e aprisionamento de átomos [36] e espectroscopia de alta resolução [37], com lasers de diodo do tipo Fabry-Pérot. Em algumas experiências é necessário melhorar suas características espectrais, e algumas técnicas foram desenvolvidas para reduzir a largura de linha e aumentar a estabilidade em frequência de lasers de diodo.

As técnicas de realimentação e injeção óticas tiram proveitos de uma característica marcante comum aos lasers de diodo: a extrema sensibilidade à realimentação de radiação em sua cavidade ótica. Três fatores se combinam para dar origem a essa marcante sensibilidade [38]. A primeira: a curva de ganho do laser como função do comprimento de onda é muito larga; a segunda: a cavidade tem uma finesse muito baixa; e a terceira: a cavidade, formada pelo cristal semiconductor, é muito pequena. Como resultado, o ganho total do sistema possui uma dependência fraca com o comprimento de onda. Desta forma, a frequência central da emissão laser, bem como a sua largura de linha espectral são facilmente perturbadas pela reinjeção de radiação eletromagnética na faixa de ganho

de radiação laser.

O método de realimentação ótica para reduzir a largura espectral tem sua essência no fato de que aumentando-se o fator de qualidade Q da cavidade reduz-se a largura de linha espectral, conforme a relação $\Delta\nu = \frac{\nu_0}{Q}$, onde ν_0 é a frequência de ressonância da cavidade. A justificativa para essa relação é o fator Q ser proporcional ao tempo que a luz leva para dar uma volta completa na cavidade (round trip time), τ_{rt} , que por sua vez é proporcional ao comprimento da cavidade. Uma vez que o comprimento típico da cavidade de um laser semiconductor é de poucas centenas de microns, a formação de uma cavidade externa de alguns centímetros aumenta τ_{rt} em ordens de grandeza. O aumento do fator de qualidade da cavidade laser pode ser obtido pelo uso apenas de um espelho externo, ou de uma fibra ótica.

Existem dois tipos de realimentação ótica em relação a polarização do campo de retorno: a ortogonal e a paralela. Trata-se de realimentação paralela quando parte da radiação emitida pelo diodo é reinjetada com a mesma polarização da radiação de saída, possibilitando dessa forma a existência de interferência entre o campo reinjetado e o campo oscilante na cavidade. Em se tratando da realimentação ortogonal, parte da radiação emitida tem seu plano de polarização girado em 90° antes de ser reinjetada, tornando o campo reinjetado ortogonal ao campo oscilante na cavidade, evitando assim interferência entre esses dois campos. A realimentação ótica é dita incoerente quando o tempo de atraso do circuito ótico é maior que o tempo de coerência do laser. Em algumas referências o termo incoerente também é usado para descrever a realimentação ortogonal.

Uma outra forma de injeção é a técnica de realimentação elétrica onde nos utilizamos do fato de que o laser de diodo pode ter sua frequência de emissão modulada diretamente pela modulação da corrente de injeção [39]. Dessa forma, um sinal eletrônico de realimentação pode ser adicionado à corrente de injeção do laser, para a correção de flutuações na frequência ótica.

Além de ser usada para o melhoramento das características espectrais, a realimentação, ótica e elétrica, também pode dar origem a uma gama de comportamentos dinâmicos da amplitude, polarização e frequência da luz emitida [40],[41]. Nesta seção discutiremos brevemente o uso de realimentação ótica em lasers de diodo, dando mais ênfase à realimentação ótica com polarização ortogonal, usada em nossos experimentos.

3.2 Lasers de diodo sob realimentação ótica paralela

Na realimentação ótica com polarização paralela, uma parte do feixe de saída do laser semiconductor retorna à cavidade desse dispositivo sem que haja modificação do plano de polarização do feixe de reinjeção no circuito externo à cavidade. Podemos reinjetar parte desse feixe de saída no laser através do uso de alguns dispositivos óticos, como espelhos [42], cavidades [43], grade de difração [44], fibras óticas [45], além de espelhos conjugadores de fase [46]. O sistema resultante do laser com um elemento ótico externo é descrito como um laser que possui uma cavidade ótica composta, onde as faces finais do laser de diodo e o elemento ótico criam a estrutura de um oscilador ótico para o meio de ganho semiconductor.

Todavia, no caso do laser de diodo possuir coberturas anti-refletoras sobre uma ou sobre suas duas faces finais, os elementos da ótica externa formam a cavidade ótica do laser. O sistema em tal configuração é dito laser com cavidade estendida. Sendo assim, os elementos refletores externos se fazem necessários para que exista oscilação, pois a única cavidade existente é a cavidade externa. As faces revestidas do diodo não são capazes de prover realimentação ótica ao meio de ganho/região ativa. A estrutura ótica exterior ao meio de ganho pode conter elementos seletivos em frequência, por exemplo, uma grade de difração [44] ou cavidade [43], tendo em vista que a grade de difração é usada com mais frequência.

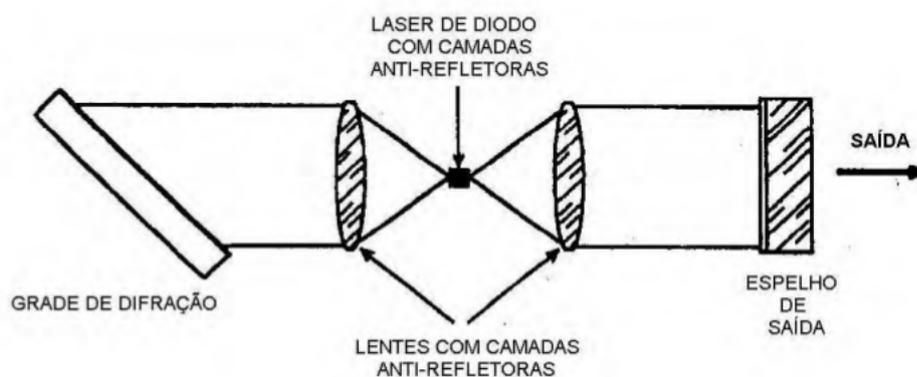


Figura 3.1: Configuração para um laser de diodo com cavidade externa [1]. O feixe difratado de primeira ordem é refletido colinearmente com o feixe incidente e reinjetado sobre a face do laser.

Uma possível configuração para laser de diodo com cavidade externa é mostrada na figura 3.1 [44]. A figura mostra que as camadas anti-refletoras no semiconductor fazem com que a cavidade seja formada pela grade de difração e pelo espelho de saída. A grade seleciona o comprimento de onda de oscilação e é montada em configuração de Littrow, onde o feixe difratado de primeira ordem é refletido colinearmente com o feixe incidente e reinjetado sobre a face do laser. As lentes coletam a radiação do diodo e colimam sobre a grade e o espelho de saída, parcialmente refletor. Em cavidades desse tipo saltos de modos são eliminados e a faixa espectral para o deslocamento da frequência ótica é bastante aumentada, sendo também possível forçar um laser multimodo a operar em regime monomodo. Para um laser nessa configuração a largura de linha espectral (1,5 MHz) foi estreitada por um fator de 40 em relação ao laser solitário [44].

Podemos citar uma configuração mais usual para lasers que emitem apenas por uma das faces, e cuja funcionalidade é razoavelmente boa mesmo quando não há revestimento anti-refletor nessa face (ver figura 3.2). Não havendo revestimento anti-refletor na face do laser essa configuração é denominada de cavidade estendida, pois o laser é capaz de oscilar sem a realimentação vinda do elemento refletor externo.

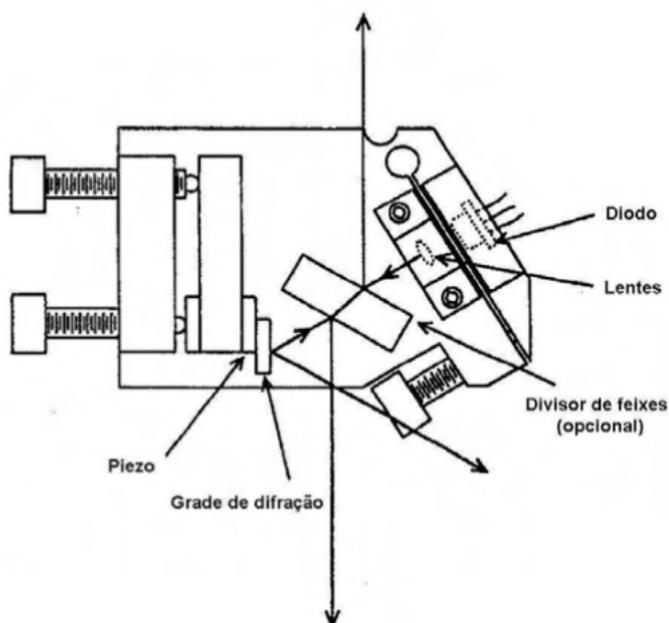


Figura 3.2: Laser com cavidade estendida, tipo Littrow [1].

Na configuração mostrada na Figura (3.2), a grade de difração em uma configuração de Littrow forma uma cavidade com a face direita do laser. Nesse arranjo também se obtém uma maior faixa espectral sintonizável livre de saltos de modo. Para lasers com

revestimento anti-refletor nessa configuração a largura de linha pode ser da ordem de 100 KHz , ou menos [38].

A Figura (3.3) mostra um outro método eficiente de reduzir a largura da emissão laser. Trata-se do acoplamento ótico da saída do laser em uma cavidade externa do tipo Fabry-Pérot. Nesse sistema o laser é submetido à alimentação ótica apenas quando a frequência do laser coincide com o pico da ressonância da cavidade Fabry-Pérot (ver apêndice C) [43],[47]. O sistema laser mais cavidade tem como resultado menos perdas na ressonância da cavidade Fabry-Pérot o que leva a frequência do laser a ficar travada na frequência de ressonância da cavidade. Dessa forma, a cavidade externa determina a estabilidade da frequência central do laser. Por conta da alta finesse da cavidade Fabry-Pérot, que como consequência, tem um maior fator de qualidade Q para o sistema acoplado em relação ao laser livre, a largura de linha do laser pode ser reduzida para alguns kHz . No entanto, ao contrário dos métodos que fazem utilização de grades de difração, nesse método não existe um aumento da faixa espectral da emissão que pode ser varrida sem saltos de modo.

Mostra-se na Figura (3.3) um sistema de travamento do laser de diodo a uma cavidade Fabry-Pérot confocal. Do ponto de vista geométrico do esquema mostrado, o feixe de saída do laser de diodo é enviado para a cavidade fora do eixo, de maneira que o feixe de acoplamento a partir da cavidade seja apenas o feixe transmitido (tipo II) pela mesma, cujo retorno ótico é máximo na ressonância da cavidade. Esse fato evita o retorno do feixe diretamente refletido pela cavidade (tipo I) cuja reflexão é mínima na ressonância da cavidade.

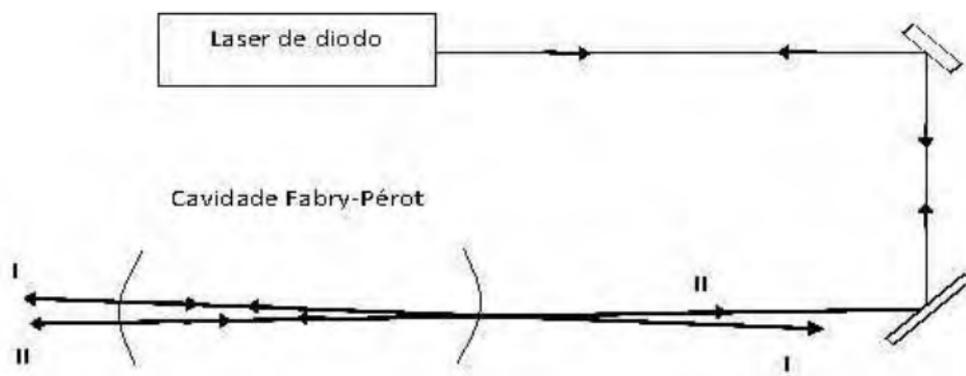


Figura 3.3: Laser de diodo acoplado a uma cavidade de Fabry-Pérot [1].

A estabilidade espectral do laser de diodo pode ser melhorada pelo acoplamento ótico a uma transição atômica [48].

Mesmo com os bons resultados na redução da largura de linha e na estabilização da frequência ótica utilizando os métodos da realimentação com polarização paralela, esses métodos possuem uma desvantagem em relação aos métodos elétricos e óticos (os quais têm a polarização girada de 90°). Por causa do campo reinjetado no laser possuir a mesma polarização do modo oscilante na cavidade semicondutora, esses interferem dentro da cavidade semicondutora e, dependendo da fase entre os campos, interferem produzindo mudanças nas características espectrais do laser. Em algumas situações, são necessários sistemas de controle para se evitar flutuações na posição dos elementos da estrutura ótica externa ao laser de diodo devidas, por exemplo, à variações térmicas.

A largura de banda de um laser de diodo com realimentação ótica paralela é limitada pelo tempo de atraso no circuito ótico externo (trajetória do feixe) ou pelo tempo de resposta do filtro espectral.

3.3 Lasers de diodo sob realimentação ótica ortogonal

Em 1988, Yasaka e Kawaguchi [2] propuseram e realizaram, pela primeira vez, realimentação ótica ortogonal em lasers de diodo. A Figura (3.4) mostra o arranjo experimental usado por eles.

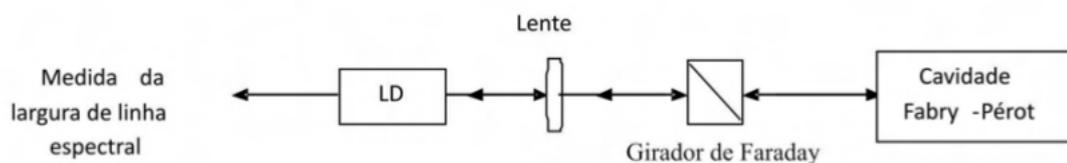


Figura 3.4: Esquema para realimentação ótica ortogonal usado por Yasaka e Kawaguchi [2].

Foi utilizado nesse experimento um laser de diodo de InGaAs/InP, DFB operando em $1,55 \mu\text{m}$, o qual emite por ambas as faces. O feixe de saída do laser é colimado por lentes com índice de refração gradual, e em seguida inserido no girador de polarização de Faraday. O girador de Faraday rotaciona o ângulo de polarização em 45° por passagem. Logo após a passagem pelo girador de Faraday o feixe incide numa cavidade Fabry-Pérot a qual é utilizada como filtro espectral. Tendo em vista que o feixe refletido do Fabry-

Pérot passa novamente pelo girador de Faraday, temos um feixe de realimentação com a polarização girada de 90° com relação à luz emitida pelo laser. É importante notar que o efeito Faraday (assimétrico em relação ao sentido de propagação do feixe) garante que as rotações na polarização sejam adicionadas e não compensadas.

Uma indiscutível vantagem deste tipo de realimentação em relação à realimentação ótica paralela é o fato de não se fazer necessário um controle de fase entre o sinal re-injetado e o campo oscilante na cavidade laser. A luz com polarização ortogonal re-injetada na cavidade modifica apenas a densidade de portadores do meio semiconductor e portanto o índice de refração, o que resulta em uma mudança na frequência ótica. De certa forma podemos dizer que essa técnica é equivalente à realimentação elétrica, mas atuando na faixa ótica de frequência.

De uma forma geral, a dependência da frequência de emissão com a potência de realimentação ortogonal pode ser entendida em termos do índice de refração efetivo dentro da cavidade que depende da densidade de portadores e, quando essa diminui, o índice de refração aumenta; o aumento do índice de refração aumenta o caminho ótico dentro da cavidade e faz a frequência de oscilação diminuir. Portanto, quanto maior for a potência de realimentação ortogonal, mais se diminui a frequência do laser realimentado em relação à frequência do laser livre. Essa dependência é linear (ver Capítulo 4).

Tornando a potência do feixe de realimentação dependente da frequência ótica obtemos um controle dinâmico da frequência. Esse papel é atribuído ao Fabry-Pérot (filtro espectral) no experimento de Yasaka e Kawaguchi. A dependência da refletividade da cavidade Fabry-Pérot com a frequência da luz incidente é mostrada na figura (3.5). Quando a frequência do laser é fixada na região de derivada positiva do filtro, a realimentação negativa corrige eventuais derivas da frequência do laser. A realimentação negativa é um método que usa o princípio de que o comprimento de onda do laser é modificado através do índice de refração pela variação da potência do feixe de realimentação em função da frequência ótica. Observamos que quando a frequência ótica desloca-se para o lado de alta frequência, a refletividade da cavidade Fabry-Pérot cresce e a intensidade da luz de realimentação no laser também cresce. Isto reduz a densidade de portadores e o índice de refração na cavidade do laser aumenta. Assim, a frequência ótica desloca-se para um menor valor compensando a deriva original do laser.

Quando a frequência do laser se deslocar no sentido de baixas frequências, o compor-

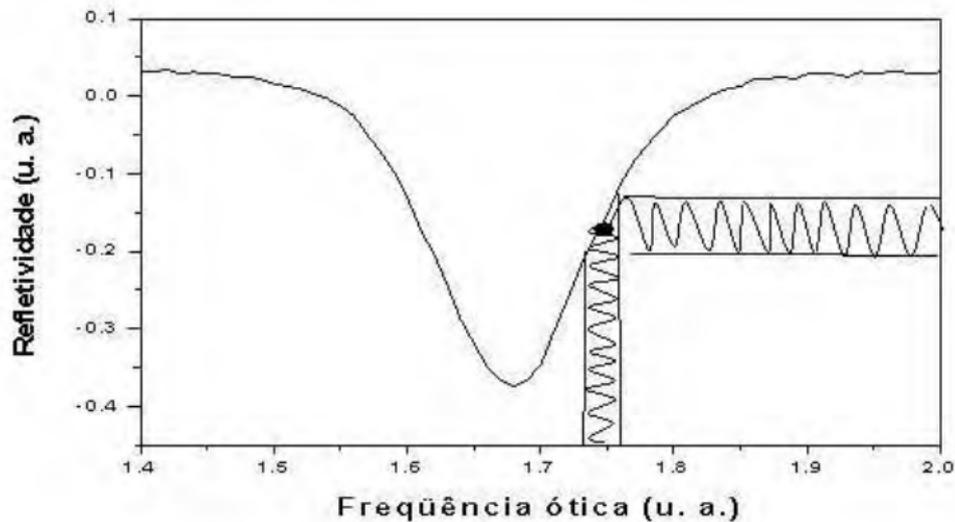


Figura 3.5: Ilustração da técnica de realimentação ótica negativa ortogonal pela dependência da refletividade da cavidade Fabry-Pérot em função da frequência ótica [2].

tamento inverso ocorre, e o feixe refletido pela cavidade Fabry-Pérot, agora com menor intensidade, fará com que a frequência ótica aumente. Sendo assim, a realimentação ótica negativa ortogonal é obtida, estabilizando a frequência da emissão laser. Se a frequência do laser for fixada na região de derivada negativa da forma de linha do filtro, qualquer variação da frequência ótica será imediatamente amplificada pela variação na intensidade do feixe refletido pela cavidade Fabry-Pérot. Desta forma, o flanco de derivada negativa desse filtro é uma região de instabilidade para a frequência do laser.

3.3.1 Experimento em dinâmica de frequência de lasers de diodo

Apresentaremos dois relevantes trabalhos que descrevem a dinâmica em frequência observada em dois sistemas em que lasers semicondutores são submetidos à realimentação ótica filtrada por vapores atômicos ressonantes.

Um trabalho relevante que trata de realimentação ótica ortogonal foi realizado pelo nosso grupo de física experimental [49]. Este trabalho mostra que o nível de reinjeção pode ser dependente da frequência, usando um discriminador de frequência ótico, tais como uma cavidade Fabry-Pérot, uma grade de difração ou um vapor ressonante. Neste trabalho foi feito um controle de frequência de laser de diodo monomodo que pode ser varrido até 6 GHz através da variação do nível de realimentação, bem como a estabilização

da frequência juntamente com a redução da largura de linha, conseguido através da forma de linha D_2 da absorção do césio usada como um discriminador de frequência.

Uma célula de vapor de césio pode ser inserido no caminho ótico de realimentação para obter uma estabilização dinâmica da emissão laser. Um vapor ressonante proporciona uma frequência dependente da potência de realimentação, uma vantagem adicional é que define a frequência da realimentação ótica de forma absoluta, o que é de grande utilidade para aplicação metrológica. A luz injectada na cavidade do laser tem polarização ortogonal à de saída do laser, a fim de não interferir com o modo de laser da cavidade. Esta realimentação modifica a densidade de portadores e, portanto, o índice de refração na cavidade, sem afetar o ganho.

Outro trabalho importante onde se relata a observação de multiestabilidade na frequência de emissão de um laser semiconductor foi realizado pelo nosso grupo de física experimental [50]. Neste trabalho foi estudado experimentalmente o comportamento espectral de laser semiconductor sob realimentação com polarização ortogonal filtrada espectralmente. Mostra-se que, usando um sinal reinjetado tendo formas de linha tanto de absorção como de dispersão, somos capazes de controlar a resposta espectral do laser exibindo biestabilidade ou multiestabilidade.

No nosso trabalho utilizamos uma grade de difração como discriminador de frequência afim de controlar a frequência de emissão, e portanto a potência injectada na cavidade ortogonalmente. Nosso objetivo é detectar dinâmica em frequência, em sistemas com realimentação ortogonal e injeção ótica mutuamente ortogonal.

3.4 Modelo de equações de taxa

Apresentamos agora um modelo de equações de taxa que, levando em conta efeitos térmicos e de saturação de ganho de um laser convencional, prevê uma variação linear da frequência do laser com a intensidade da realimentação [51].

A variação da amplitude complexa do campo intracavidade laser com polarização TE (E), a densidade de portadores (N), e a temperatura (T) da estrutura são descritos por um conjunto de equações de taxa, para explicar a realimentação ótica ortogonal. As equações correspondem as mesmas aplicadas à um laser semiconductor livre, exceto a equação para densidade de portadores que possui um termo a mais de realimentação em potência.

$$\frac{dE}{dt} = ik\theta E + k(1 + i\alpha)(\Gamma G - 1)E \quad (3.1)$$

$$\frac{dN}{dt} = -\gamma_N[N - J + G(P + P_r)] \quad (3.2)$$

$$\frac{dT}{dt} = -\gamma_T(T - 1 - ZN - PJ^2). \quad (3.3)$$

Essas variáveis são normalizadas de modo que E é adimensional, N é normalizado para o valor de transparência e T é normalizado à temperatura ambiente. E, N e T têm taxas de decaimento k , γ_N e γ_T , respectivamente.

Na equação do campo, θ é uma dessintonização que varia linearmente com a temperatura

$$\theta = \theta_0 - \epsilon(T - 1) \quad (3.4)$$

onde ϵ é a força de acoplamento entre o campo ótico e a temperatura. A equação (3.4) inclui o efeito principal de aquecimento em dispositivos semicondutores: uma mudança no índice de refração e, portanto, uma mudança na ressonância da cavidade. Outros parâmetros em (3.1) são o fator de enriquecimento da largura de linha, α , o fator de confinamento ótico para a região ativa Γ e o ganho, que por enquanto assumimos ser linear $G(N)=N-1$. Veremos a seguir que, a fim de explicar o desvio de frequência induzida por realimentação observada em [52], será necessário incluir termos de saturação de ganho.

Na equação de densidade de portadores $J = I/(\gamma_N e N_0 V)$ é a densidade de corrente, com I sendo a corrente de polarização, V o volume da região ativa, N_0 é a densidade de transparência e “e” a carga do elétron. O termo P representa a densidade de fótons com polarização TE (oscila paralelamente ao plano de montagem), $P(t) = |E(t)|^2$, e o termo P_r representa a densidade de fótons com polarização TM (oscila perpendicularmente ao plano de montagem)

$$P_r(t) = \kappa |E(t - \tau)|^2, \quad (3.5)$$

onde κ é a intensidade de retorno e τ é o tempo de atraso, $\tau = 2L/c$, com L sendo o comprimento da cavidade externa e c a velocidade da luz. Quando um filtro sensível à

frequência é colocada no caminho do feixe de retorno, a intensidade de retorno depende da frequência ω_τ do campo retardado

$$\kappa = \kappa_0[1 - f(\omega_\tau)], \quad (3.6)$$

onde κ_0 representa a atenuação nos diferentes elementos óticos do circuito fechado de realimentação quando ω_τ é não ressonante, ω_{at} é igual à frequência de referência ω_0 usado para fazer a aproximação de amplitude de variação lenta. $f(\omega_\tau)$ é a forma de linha do filtro espectral. A frequência atrasada é calculada da condição auto-consistente $\omega_\tau = \text{Im}[\dot{E}(t - \tau)/E(t - \tau)]$. Na equação (3.3) os termos ZN e PJ^2 descrevem o aquecimento do dispositivo, devido à recombinação não radiativa e devido ao efeito de Joule, respectivamente.

Começamos a procurar soluções de estado estacionário da forma $E(t) = Ee^{i\omega t}$, $N(t) = N$, $T(t) = T$. Substituindo em (3.1), (3.2) e (3.3) e usando $P_f = \kappa|E|^2$ dá

$$\Gamma G = 1 \quad (3.7)$$

$$N = 1 + 1/\Gamma \quad (3.8)$$

$$|E|^2 = \frac{\Gamma(J - N)}{1 + \kappa} \quad (3.9)$$

$$T = 1 + ZN + PJ^2, \quad (3.10)$$

$$\omega = k\theta = k\theta_0 - k\epsilon(ZN + PJ^2). \quad (3.11)$$

Vemos em (3.9) que a densidade de fótons TE (P) diminui com o aumento da intensidade de retorno (P_r), enquanto a densidade de portadores, o limite de laser, $J_{th} = 1 + 1/\Gamma$, a temperatura e a frequência de emissão não são modificados pela realimentação.

No entanto, nas experiências de [52], observa-se que a realimentação ortogonal modifica a frequência de emissão do laser, e, além disso, existe uma dependência linear do desvio de frequência com a fração da energia enviada de volta para o laser P_r .

$$\omega - \omega_{sol} = 2\pi\beta P_r \quad (3.12)$$

onde ω é a frequência do laser sob realimentação ortogonal, ω_{sol} é a frequência de emissão do laser solitário, e β é o coeficiente que nesse experimento foi encontrado a depender do alinhamento de realimentação ($\beta = 1.76 \text{ GHz}/mW$).

Mostraremos que quando consideramos os efeitos do ganho de saturação, ou seja, um ganho que depende da potência de realimentação, o modelo prevê uma relação linear entre o deslocamento em frequência e a intensidade de realimentação, (3.12). Consideramos um ganho ótico da forma

$$G(N, P, P_f) = (N - 1)/(1 + \epsilon_1 P + \epsilon_2 P_r) \quad (3.13)$$

onde ϵ_1 e ϵ_2 são os coeficientes de auto-saturação e saturação-transversal, respectivamente. A auto-saturação leva em conta vários efeitos, tais como furo espectral e espacial. Enquanto que saturação transversal ocorre, principalmente, devido a efeitos espaciais e é determinada pela sobreposição do perfil espacial de realimentação ótico transversal e o perfil de suporte na região ativa do laser. As soluções de estado estacionário verificam $\Gamma G = 1$, e assim, a densidade de portadores de estado estacionário é

$$N = 1 + [1 + (\epsilon_1 + \epsilon_2 \kappa)|E|^2]\Gamma. \quad (3.14)$$

Da equação (3.14), a mudança na frequência induzida por realimentação é

$$\omega - \omega_0 = -k\epsilon Z(N - N_{sol}) \quad (3.15)$$

onde N_{sol} é a densidade de portadores sem realimentação. Para calcular N e N_{sol} precisamos resolver as equações (3.9) e (3.14), que dá

$$|E|_{sol}^2 = \frac{\Gamma(J - J_{th})}{1 + \epsilon_1} \quad (3.16)$$

$$N_{sol} = J - |E|_{sol}^2/\Gamma \quad (3.17)$$

$$|E|^2 = \frac{\Gamma(J - J_{th})}{1 + \epsilon_1 + \kappa(1 + \epsilon_2)} \quad (3.18)$$

$$N = J - (1 + \kappa)|E|^2/\Gamma. \quad (3.19)$$

Substituindo em (3.15), a mudança na frequência induzida pela realimentação é

$$\begin{aligned} \omega - \omega_{sol} &= -k\epsilon Z[-(1 + \kappa)|E|^2 + |E|_{sol}^2]/\Gamma \\ \omega - \omega_{sol} &= -\frac{k\epsilon Z\kappa(\epsilon_2 - \epsilon_1)}{\Gamma(1 + \epsilon_1)}|E|^2 \\ \omega - \omega_{sol} &= -\frac{k\epsilon Z(\epsilon_2 - \epsilon_1)}{\Gamma(1 + \epsilon_1)}P_r \end{aligned} \quad (3.20)$$

e pode-se perceber que varia linearmente com a fração da energia enviada de volta para o laser, P_r , de acordo com as observações experimentais [52]. Através de uma comparação entre as equações obtidas analiticamente e experimentalmente percebe-se que o coeficiente de proporcionalidade é dado por $\beta = k\epsilon Z(\epsilon_2 - \epsilon_1)/\Gamma(1 + \epsilon_1)$ e é independente da corrente de polarização. Observamos também que $\beta > 0$ se $\epsilon_2 > \epsilon_1$.

3.5 Frequência de emissão laser como função do nível de realimentação ótica

Em se tratando de uma técnica de realimentação ótica ortogonal não existe interferência coerente entre o modo do campo oscilante na cavidade laser e a luz laser reinjetada. Dessa forma, o feixe ótico de realimentação age somente na densidade de portadores da cavidade do laser semiconductor e, portanto no índice de refração do meio de ganho laser. A resposta de um laser sujeito à realimentação ótica ortogonal tem a seguinte descrição qualitativa: Se houver um acréscimo no nível da realimentação obtém-se uma diminuição da densidade de portadores na região ativa do semiconductor gerando um aumento do índice de refração do meio ativo, o que resulta no deslocamento para um menor valor da frequência.

Objetivando determinar como o deslocamento em frequência do laser ($\delta = \nu_0 - \nu$)

evolui à medida que varia-se a potência de realimentação ótica (P_r), mede-se ($\nu_0 - \nu$) como função de P_r . É mostrado na figura (3.6) a montagem experimental para realizar esta medida.

O sistema é montado de forma que uma parte do feixe de saída do laser é transmitida com plano de polarização paralela ao plano de montagem e, em seguida, tem seu plano de polarização girada em 90° antes de ser reinjetada na cavidade do laser. O feixe de saída tem suas polarizações separadas pelo polarizador Glan-Foucault e o feixe transmitido, dito TE passa por um isolador ótico que tem a função de evitar retorno ótico indesejado com essa polarização, particularmente, provenientes da cavidade Fabry-Pérot utilizada como analisador espectral.

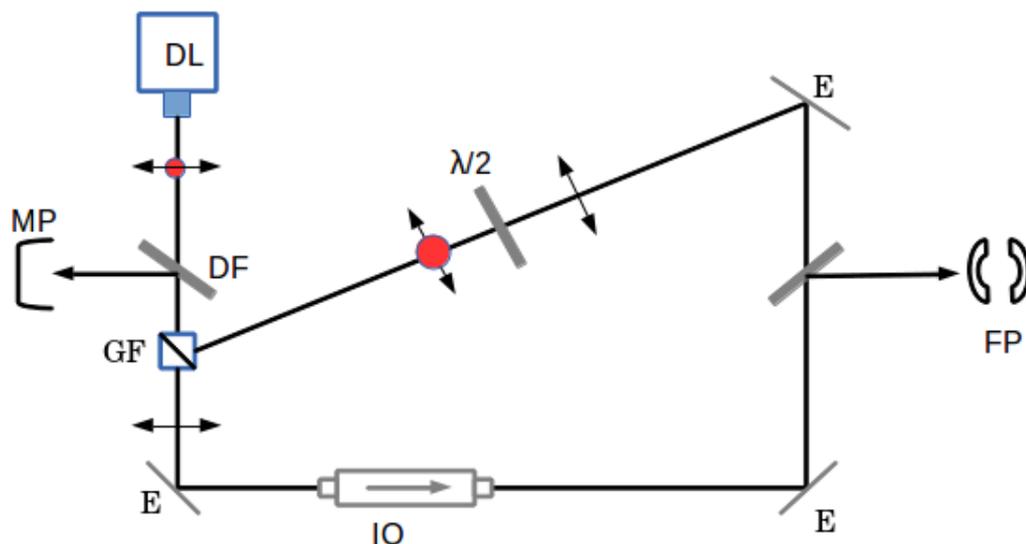


Figura 3.6: Arranjo experimental para a medida do deslocamento em frequência como função da potência de realimentação; DL: Laser Diodo; GF: Polarizador Glan-Foucault; E: Espelho; DF: Divisor de feixe; IO: Isolador ótico; FP: Fabry-Pérot; $\lambda/2$: Lâmina de meia onda; MP: Medidor de potência; \longleftrightarrow e \bullet representam, respectivamente, a polarização do feixe paralelo e perpendicular ao plano do arranjo

Para realizar a medida do deslocamento em frequência como função da potência de realimentação ortogonal, usando uma corrente de injeção $j \simeq 100$ mA e uma potência de emissão de cerca de 40 mW, foi utilizada uma cavidade Fabry-Pérot (ver apêndice C) como analisador espectral. Variando-se a potência de realimentação ortogonal, temos uma mudança no comprimento de onda de emissão do laser e conseqüentemente um deslocamento espectral do pente de picos de transmissão da cavidade F-P em relação à situação em que o laser está livre (ver figura 3.7). A potência ótica efetiva retornando na cavidade é a associada com a potência de realimentação P_r através de um fator geométrico,

devido a forma espacial da cavidade, o qual não foi determinado pois não foi medido diretamente quanto do sinal reinjetado está atuando sobre a região ativa do laser.

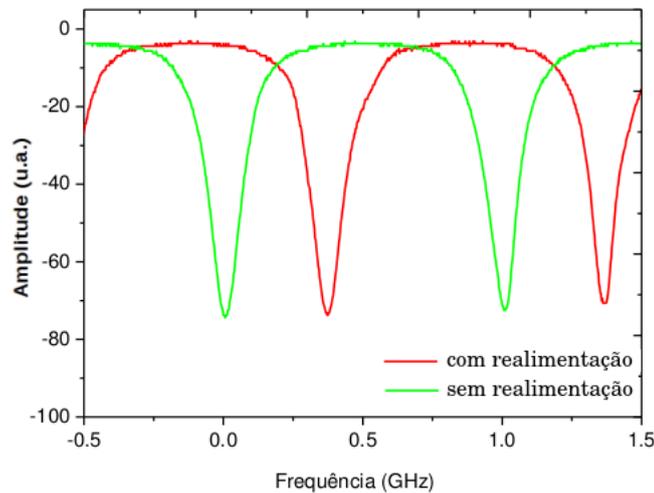


Figura 3.7: Amplitude da transmissão do Fabry-Pérot de análise em função da frequência, para o laser de diodo com e sem realimentação ótica ortogonal.

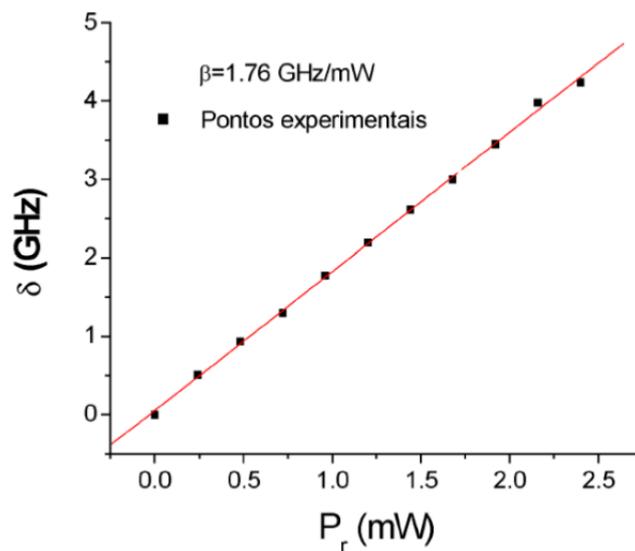


Figura 3.8: Deslocamento da frequência de emissão laser como função da potência de realimentação ortogonal.

Na figura (3.8) observamos uma dependência linear de $\delta = \nu_0 - \nu$ com P_r que é escrita como:

$$\delta = \beta P_r \quad (3.21)$$

onde β é o coeficiente de proporcionalidade entre o deslocamento em frequência e a variação de potência de realimentação. Nesta medida obteve-se $\beta = 1,76$ GHz/mW e se realizou um deslocamento máximo de 10 GHz com o nível máximo de realimentação.

3.6 Laser semiconductor com injeção e realimentação ótica

A seguir apresentaremos o referencial teórico necessário para a investigação de lasers semicondutores sujeitos a injeção ótica, realimentação ótica externo normal e realimentação ótica conjugada de fase. Na figura (3.9) apresentamos esquemas básicos representativos dos dois sistemas estudados neste trabalho.

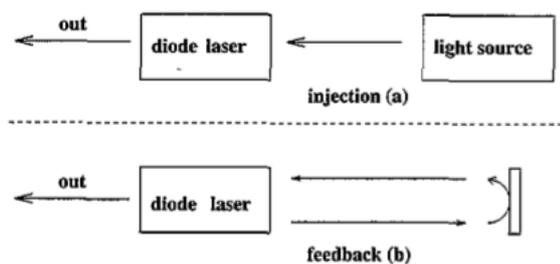


Figura 3.9: (a) Injeção ótica em um laser semicondutor; (b) Realimentação ótica em um laser semicondutor.

Vamos focar nossa atenção no tratamento histórico sobre a injeção ótica, Tendo em vista que nas primeiras seções deste capítulo desdobramos um relevante estudo sobre a realimentação ótica em lasers de diodo, de acordo com a figura 3.9 (a).

Em se tratando de um modelo de injeção de um simples campo ótico para um laser de diodo, esse sistema pode ser descrito por dois (não-linear) osciladores acoplados, onde um oscilador representa o campo de injeção e o outro representa o oscilador de laser de diodo. Provavelmente o mais antigo tratamento teórico do travamento de osciladores elétricos foi apresentado por Van der Pol in 1927 [53]. Em 1946 Adler publicou um artigo, que forneceu uma compreensão clara do travamento da frequência de um oscilador elétrico num sinal injetado [54]. Os parâmetros relevantes do processo de injeção ótica são:

- Corrente de bombeio;
- Razão entre a potência do laser solitário e a potência de injeção;
- Dessintonização em frequência entre o campo de injeção e o laser solitário.

Posteriormente ao estudo inicial de Nishizawa e Ishida [55] em 1975 sobre a modulação induzida por injeção da luz do laser pela interação de diodos de laser, Kobayashi e colaboradores [56] mostraram em 1980 que a injeção de travamento de um laser de diodo assegurou a operação de modo único pela modulação de alta velocidade. Em 1982 Lang [57] analisou as propriedades de injeção de travamento ótica de um laser de diodo, relatando uma curva de ajuste assimétrico e uma instabilidade dinâmica peculiar. Em 1985 Mogensen e colaboradores [58] apresentaram uma minuciosa investigação teórica e experimental das condições de travamento e as propriedades de estabilidade. Petitbon e colaboradores [59] realizaram um estudo detalhado das oscilações de largura de banda de bloqueio e de relaxamento. Van Exter e woerdman, em 1992, apresentaram uma técnica muito elegante para determinar um fator α (fator de largura de linha), usando injeção de bloqueio [60]. Diversos trabalhos relacionados com a dinâmica não-linear de diferentes tipos de lasers sujeitos a sinais injetados foram publicados. A pesquisa sobre o efeito da injeção ótica de sinais de alta taxa de bits em lasers semicondutores bombeado ligeiramente abaixo do limiar começou por volta de 1987 com a proposta de utilizar refletor diodos de laser, bem como diodos de laser sob realimentação com filtros ajustáveis (Kawaguchi e colaboradores [61], Magari e colaboradores [62]).

3.7 Noções básicas sobre lasers semicondutores

Apresentaremos a seguir uma breve revisão de propriedades básicas de lasers semicondutores que são relevantes a este trabalho. Os diodos emissores de luz ou "LED" funcionam graças a emissão de luz devido à recombinação de elétrons e buracos numa junção p-n. Se os semicondutores (tipo p e n) são suficientemente dopados e submetidos a alta corrente, então a inversão de população de elétrons e buracos pode ser induzida na região da junção. Desta maneira colocando-se a junção numa cavidade ótica pode-se obter emissão laser. No caso de lasers semicondutores seu índice de refração é suficientemente alto ($n \simeq 3,5$) de tal forma que a própria refletividade da interface semicondutor/ar ($R \simeq 0,30$) é suficiente para sustentar a ação laser [63].

3.7.1 Características espaciais do feixe de laser de diodo

Vamos concentrar nossa atenção agora em algumas características da emissão laser para compreendermos as primeiras medidas que realizamos no laboratório com o objetivo de observar a ação laser nos equipamentos que trabalhamos ao longo desse mestrado. O feixe emitido, nos lasers de diodo, possui um perfil transversal retangular, tipicamente com dimensões entre $1\ \mu\text{m}$ e $5\ \mu\text{m}$ [63]. Por exemplo o laser de diodo SDL-5422-H1, possui uma área ativa com dimensões de $1 \times 3\ \mu\text{m}$ e o perfil do feixe emitido aproxima-se de um modo TEM_{00} . A maioria dos lasers de diodo possuem uma divergência $\theta_{//}=10^\circ$ e $\theta_{\perp}=30^\circ$, respectivamente, nas direções paralela e perpendicular à junção, esse feixe pode ser colimado com lentes apropriadas [63].

Para correntes de injeção bem acima do limiar da ação laser, a radiação emitida por um laser de diodo é linearmente polarizada (paralelo ao plano de montagem). Podemos considerar a região ativa de um laser de diodo como um guia de onda dielétrico em forma de placa infinitamente extensa. Essa estrutura comporta dois modos de propagação de uma onda eletromagnética. Um modo de campo elétrico transversal TE e um modo de campo magnético TM. No modo TE, o campo elétrico tem componente oscilando paralelamente ao plano da junção, enquanto que no modo TM, o campo oscila perpendicularmente ao plano da junção. O coeficiente de refletividade para um modo TE é sempre maior do que para um modo TM. Conseqüentemente as perdas para o modo TE são menores e o modo do laser é construído preferencialmente pelos modos TE. Portanto, a radiação emitida pelo laser de diodo é predominantemente polarizada na direção paralela ao plano da junção [64].

3.8 Caracterização dos modos TM e TE

Inicialmente caracterizaremos os lasers de diodo quanto ao limiar de corrente para ocorrer ação laser. Traçamos os gráficos com pontos experimentais que descrevem o comportamento da potência de saída em função da corrente do laser, medimos a potência quando variamos a corrente observando os modos de oscilação TE e TM separadamente. Também repetimos esse procedimento para o feixe total de saída.

3.8.1 Montagem experimental

O procedimento experimental consiste em medir a potência do feixe ótico, utilizando um medidor de potência, variando a corrente de injeção, enquanto matem-se fixa a temperatura do semiconductor (em torno de 25 °C). O feixe de saída do laser passa através de um polarizador Glan-Foucault, que permite filtrar os modos de oscilação, TE e TM, ver figura (3.10).

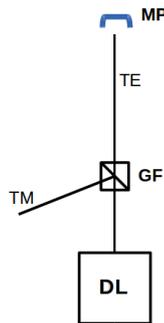


Figura 3.10: Montagem experimental para caracterização dos modos TE e TM. GF: polarizador Glan-Foucault; MP: medidor de potência.

Com isso, conseguimos medir a intensidade de saída de cada modo de oscilação, para valores de corrente entre 10 *mA* e 50 *mA*. Sabemos que a potência varia com a corrente *I* de acordo com:

$$P = \eta_{ex} h\nu(I - I_{th}) \quad (3.22)$$

onde η_{ex} é definido como eficiência quântica externa, taxa de mudança de potência por incremento de corrente acima do limiar e I_{th} é a corrente do limiar laser, ν é a frequência do feixe laser e h é a constante de planck.

Nosso objetivo é verificar se os modos TE e TM são ambos modos lasers, ou se o modo transversal (TM) é apenas fluorescência da junção. Medimos também a potência total de saída dos dois lasers que usamos nas experiências, um que emite em torno 780 *nm* e outro que emite em torno de 850 *nm* sem separação dos modos de oscilação como função da corrente. Tipicamente a razão entre a intensidade do modo TM e a intensidade do TE é 1/800 [64].

3.8.2 Resultados

A Figura (3.11) apresenta curvas de potência versus corrente de acordo com a relação (3.22), para um laser que emite 780 nm e outro que emite 852 nm, observamos a existência de limiar de corrente para ação laser nas duas situações mencionadas.

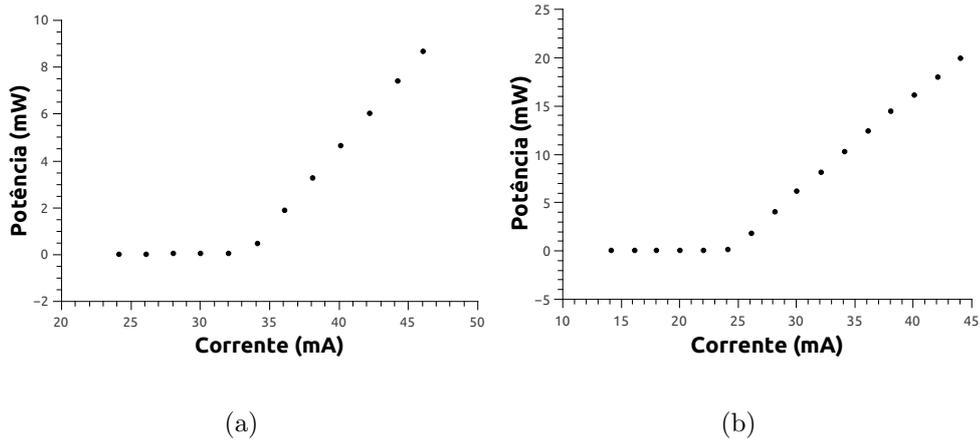


Figura 3.11: (a) Potência total de saída do laser que emite em 780 nm e (b) Potência total de saída do laser que emite em 850 nm.

Medimos o valor do parâmetro η_{ex} , usando a equação (3.22), para as curvas obtidas. Os valores de η_{ex} para a potência total de saída para os dois laser que emitem em 780 nm e 850 nm são:

$$\eta_{ex}(780 \text{ nm}) = 2,6 \cdot 10^{15}$$

$$\eta_{ex}(850 \text{ nm}) = 4,8 \cdot 10^{15}$$

Através dos resultados obtidos podemos concluir que a corrente de limiar da ação laser existe para ambos os laser, sendo valores diferentes para cada semiconductor. Para o laser que emite em 780 nm a corrente de limiar ocorre em torno de 35 mA e para o laser que emite em 850 nm a corrente de limiar ocorre em torno de 25 mA. Essas medidas foram feitas objetivando encontrar os valores da corrente de operação dos lasers, uma vez que esses dispositivos trabalharam em $I = 2,5I_{th}$.

Automodulação em frequência de laser semiconductor sob realimentação ótica

Iniciamos esse capítulo apresentando medidas que realizamos para caracterizar a linearidade da variação da frequência em função da potência de realimentação de dois lasers semicondutores emitindo em 780 nm e em 850 nm . Em seguida, eles foram usados em experimentos de acoplamento mútuo de injeção ótica, seja de realimentação ótica (quando parte da radiação laser é reenviada na sua cavidade), seja de injeção ótica com polarização ortogonal ou injeção ótica com polarização paralela. Analisaremos as medidas iniciais comparando os valores medidos do parâmetro β (coeficiente de proporcionalidade entre o deslocamento em frequência e a potência de realimentação) para as diferentes configurações experimentais. Em seguida, mostraremos uma aplicação da técnica de varredura em frequência usando um sistema com dois lasers: um deles o principal, sob o qual injetamos a luz do segundo, dito de controle, que permite controlar a frequência do primeiro, através de injeção ótica ortogonal. Essa técnica de varredura permite variar a frequência do laser principal de dezenas de GHz e é aplicada a uma experiência básica de espectroscopia. Através dessa aplicação mostramos que é possível varrer a frequência de forma contínua, injetando potência ortogonalmente. Usamos como laser principal um diodo laser que emite em torno de 852 nm e varremos os dois subníveis da linha D_2 do cézio. Verificaremos o comportamento da variação da intensidade do feixe de saída dos lasers de diodo, quando varremos sua frequência diretamente, modulando sua corrente de injeção, ou indiretamente modulando a corrente de injeção de um segundo laser que injeta potência ortogonalmente nesse laser analisado.

Para estudar o comportamento da resposta em frequência de lasers em sistemas dinâmicos, montamos duas configurações: uma sob realimentação ortogonal e uma com dois lasers acoplados sob injeção ortogonal ambas filtradas por grade de difração, analisamos o comportamento da frequência do sistema sob realimentação ortogonal e sob injeção ótica mutuamente ortogonal (usamos dois lasers que emitem comprimentos de onda diferentes). O objetivo é observar um comportamento dinâmico mais rico que a anterior observação da existência de pontos fixos em curvas de biestabilidade em frequência [52], uma vez que dois lasers acoplados formam um sistema dinâmico com maior número de graus de liberdade.

4.1 Comportamento linear da resposta espectral do laser sob realimentação ortogonal

Quando um laser semiconductor é submetido a uma realimentação ortogonal, sua frequência varia linearmente em função da potência de realimentação, conforme a relação descrita abaixo [52]:

$$\delta = \beta \cdot P_r \quad (4.1)$$

onde δ é a diferença entre as frequências ($\nu_0 - \nu$), ν_0 é a frequência do laser solitário e ν é a frequência do laser com realimentação ortogonal; β é o coeficiente de proporcionalidade que relaciona o deslocamento em frequência com a potência de realimentação; P_r é a potência de realimentação.

Essa resposta espectral de lasers semicondutores à potência ótica injetada na cavidade do semiconductor foi caracterizada anteriormente no laboratório, ambos sob o ponto de vista experimental [52] e teórico [51]. Realizamos essa caracterização utilizando nossos lasers semicondutores. Essa caracterização foi estendida para outros sistemas experimentais (injeção ótica ortogonal) onde usamos um segundo laser para injetar potência ortogonalmente ao campo oscilante na cavidade de um outro laser de análise, e em outro sistema experimental (injeção ótica paralela) também utilizamos esse segundo laser para injetar potência paralelamente ao campo oscilante na cavidade do laser de análise. Mas a frequência do laser injetor está suficientemente longe da curva de ganho do laser alimentado, de forma a não ocorrer modificação no ganho do laser principal, mas apenas modificação de sua frequência de emissão.

Medimos a resposta em frequência de um laser semiconductor sujeito à realimentação ótica ortogonal.

4.2 Medida do coeficiente de proporcionalidade (β) do deslocamento em frequência em função da potência de realimentação

Nesta seção apresentaremos as experiências realizadas com o objetivo de medir o coeficiente (β) do deslocamento em frequência em função da potência de realimentação, verificando a equação 4.1 acima, para quatro configurações experimentais diferentes, bem como seus resultados.

A primeira, trata-se de uma experiência referente à um sistema sob realimentação ótica ortogonal que já foi realizada pelo nosso grupo de física atômica.

A segunda, apresenta um sistema sob injeção ótica ortogonal, onde se usam dois lasers de diodo com comprimentos de onda iguais e pretendemos observar os resultados comparando com resultados de um mesmo sistema, mas com os lasers emitindo em comprimentos de onda diferentes.

A terceira, montamos um sistema sob realimentação ótica ortogonal, onde usamos dois lasers de diodo com comprimentos de onda diferentes e objetivamos comparar os resultados com os resultados da montagem anterior que foi montado com dois lasers emitindo em 780 nm.

A quarta apresenta um sistema sob injeção ótica paralela, onde utilizamos dois lasers com comprimentos de onda diferentes. Queremos com isso mostrar que é possível varrer frequência e, conseqüentemente medir o coeficiente de proporcionalidade β , tendo em vista que o feixe de injeção não interfere com a curva de ganho do laser alimentado por terem comprimentos de onda distintos, isto é, o comprimento de onda de injeção possui um valor fora da curva de ganho do laser principal.

4.2.1 Realimentação ótica ortogonal

Esta experiência de auto-injeção está sendo refeita com o objetivo de verificar que os nossos resultados estão de acordo com os obtidos anteriormente pelo nosso grupo de física atômica e portanto que nosso sistema funciona satisfatoriamente. A Figura (4.1) mostra de forma esquematizada a montagem experimental para medir o parâmetro (β) com realimentação ótica ortogonal. Dois lasers foram testados, um que emite em torno

de 780 nm e outro em 852 nm. Ambos estabilizados em corrente (em torno de 100 mA) e temperatura (cerca de 25 °C). A configuração é fixada de forma que uma parte do feixe de saída do laser é transmitida com plano de polarização paralela ao plano de montagem e, em seguida, tem seu plano de polarização girada em 90° antes de ser reinjetada na cavidade do laser.

O feixe de saída tem suas polarizações separadas pelo polarizador Glan-Foucault e o feixe transmitido, dito TE passa por um isolador ótico que tem a função de evitar retorno ótico indesejado com essa polarização. Ou seja, nosso objetivo é não permitir retorno coerente com polarização TE na cavidade do semiconductor. Esses retornos podem vir de diversos elementos óticos, particularmente, da cavidade Fabry-Pérot utilizada como analisador espectral. Ao longo do percurso ótico estruturado e definido por espelhos, o feixe laser passa através de uma lâmina de atraso de fase de meia-onda, que gira a polarização do feixe enviado à entrada lateral do Glan-Foucault para polarização TM. Desta forma o polarizador Glan-Foucault permite que a luz polarizada ortogonalmente retorne a cavidade. A lâmina de meia-onda permite o ajuste fino da potência reinjetada.

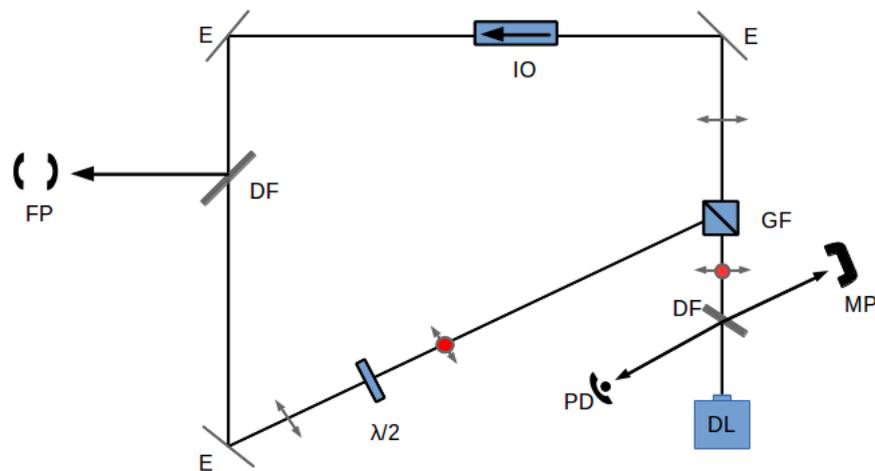


Figura 4.1: Montagem experimental para realimentação ótica ortogonal. Os símbolos \longleftrightarrow e \bullet representam, respectivamente, a polarização do feixe paralela e perpendicular ao plano da montagem. DL: laser de diodo; GF: polarizador Glan-Foucault; E: espelho; IO: isolador ótico; DF: divisor de feixe; FP: analisador Fabry-Pérot; $\lambda/2$: lâmina de meia onda; MP: medidor de potência.

Inserimos um divisor de feixe calibrado, para os valores de sua transmissão e da reflexão, no percurso do feixe de realimentação antes do laser semiconductor. Esse divisor envia uma fração de luz da realimentação a um medidor de potência, medindo dessa forma uma intensidade proporcional a da radiação enviada na cavidade.

Parte do feixe principal é direcionada a uma cavidade Fabry-Pérot, utilizada como analisador espectral da frequência ótica do laser. Podemos visualizar e adquirir o sinal de transmissão do Fabry-Pérot utilizando um osciloscópio digital.

Com essa montagem medimos o deslocamento em frequência em função da potência de realimentação e verificamos que o nosso sistema se comporta de acordo com a equação (4.1). Portanto, β é dado pela inclinação das retas nas curvas da figura (4.2).

4.2.2 Resultados

A Figura (4.2) mostra o gráfico do deslocamento em frequência versus a potência de realimentação o qual permite medir o valor do parâmetro (β) para os dois lasers de diodo sob realimentação ortogonal:

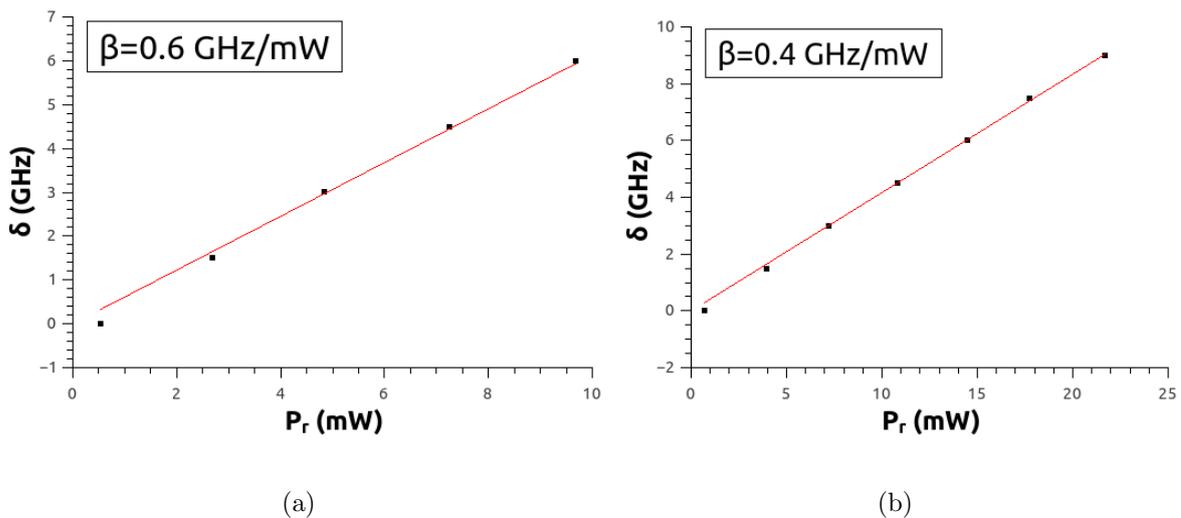


Figura 4.2: (a) Gráfico do deslocamento em frequência em função da potência de realimentação medido para a montagem experimental (realimentação ortogonal) referente ao laser de diodo que emite em torno 780 nm. (b) Gráfico do deslocamento em frequência em função da potência de realimentação referente ao laser de diodo que emite em torno de 850 nm.

O valor encontrado do β para o laser que emite em torno de 780 nm é $\beta=0,6$ GHz/mW e para o laser que emite em torno de 850 nm $\beta=0,4$ GHz/mW. Esses valores encontrados estão bem próximos dos valores obtidos para esse parâmetro em experiências de realimentação ortogonal anteriormente realizadas pelo nosso Grupo, o laser utilizado emitia em 780 nm, os resultados foram: $\beta= 0,52$ GHz/mW, $\beta= 0,56$ GHz/mW, $\beta= 0,48$ GHz/mW e $\beta= 0,63$ GHz/mW [65].

4.2.3 Injeção ótica ortogonal

Nesta seção apresentaremos um sistema sob injeção ótica ortogonal com dois lasers com comprimentos de onda diferentes, 780 nm e 850 nm . Isto é, usamos a potência de um dos lasers para controlar a frequência do outro.

Na configuração experimental da figura (4.3), o feixe de saída colimado do primeiro laser (laser de controle) estabilizado em corrente (100 mA) e temperatura (25°C), emitindo em torno de 850 nm , atravessa um polarizador Glan-Foucault utilizado para separar os dois modos do feixe de saída, TE e TM. O feixe TE passa por um isolador ótico que evita retorno coerente com essa mesma polarização correspondente a possíveis reflexões de outros dispositivos óticos. Instalamos uma lâmina de meia onda afim de girar o plano de polarização e, dessa forma, controlar a potência da luz polarizada ortogonalmente injetada no laser principal que emite em torno de 780 nm .

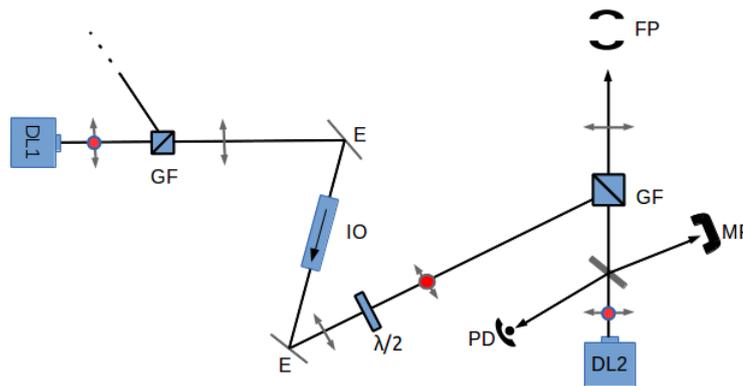


Figura 4.3: Montagem experimental da injeção ótica ortogonal de um segundo laser. Os símbolos \longleftrightarrow e \bullet representam, respectivamente, a polarização do feixe paralela e perpendicular ao plano da montagem. DL: laser de diodo; GF: Glan-foucault; E: espelho; IO: isolador ótico; DF: divisor de feixe; FP: analisador Fabry-Pérot; $\lambda/2$: lâmina de meia onda; MP: medidor de potência; PD: fotodetector.

O divisor de feixe calibrado na entrada do laser principal permite medir a potência injetada na cavidade desse laser. Isto é, enviando uma parte desse feixe de saída a um medidor de potência, medimos uma intensidade proporcional da luz injetada. Essa medida nos permite obter os valores do eixo horizontal nas Figuras (4.4) (a) e (b). Usamos um analisador de frequência do tipo Fabry-Pérot contendo um fotodetector acoplado em sua cavidade, para as medidas de deslocamento em frequência, para o eixo vertical, dos gráficos da Figura (4.4). Invertamos os lasers, para medir o valor do β do laser que emite em torno de 850 nm , sob injeção do laser em 780 nm .

4.2.4 Resultados

Medimos o parâmetro (β), usando a equação (4.1), através do gráfico deslocamento em frequência em função da potência de injeção e comparamos com os valores do parâmetro β referentes a um sistema em que os lasers emitem o mesmo comprimento de onda. A partir dessas comparações esperamos que os valores dos parâmetros sejam próximos, uma vez que o valor do parâmetro β não depende do comprimento de onda injetado na cavidade e sim do efeito térmico causado pelo feixe de injeção.

Os gráficos do deslocamento em frequência em função da potência de injeção ortogonal que permite medir o parâmetro (β) para os dois lasers de diodo nessa configuração de injeção ótica ortogonal são mostrados na figura (4.4).

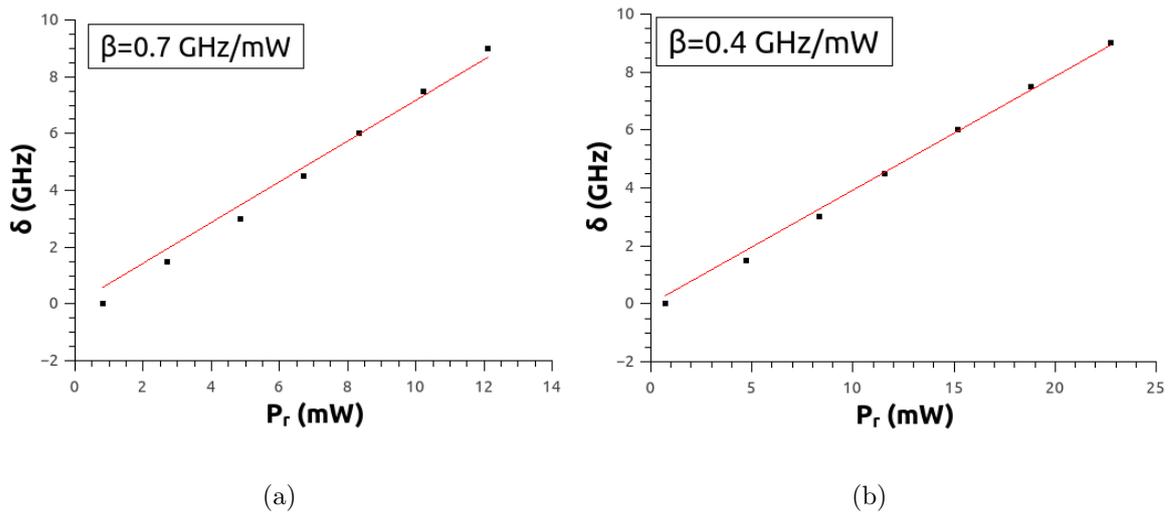


Figura 4.4: (a) Gráfico do deslocamento em frequência em função da potência de injeção para a montagem experimental (injeção ótica ortogonal) referente ao laser de diodo que emite em torno de 780 nm. (b) Gráfico do deslocamento em frequência em função da potência de injeção para a montagem experimental (injeção ótica ortogonal) referente ao laser de diodo que emite em torno de 850 nm.

O valor do β encontrado para o laser de diodo que emite em 780 nm é de $\beta=0,7$ GHz/mW, enquanto o valor do β para o laser que emite em 850 nm é $\beta=0,4$ GHz/mW. Esses valores estão bem próximos dos valores encontrados nas experiências de injeção ótica ortogonal com dois lasers emitindo o mesmo comprimento de onda em torno de 780 nm, realizadas pelo nosso grupo, que foram de $\beta=0,8$ GHz/mW e $\beta=0,9$ GHz/mW.

4.2.5 Injeção ótica paralela

Vimos nas subseções anteriores que em sistemas com injeção ótica ortogonal a mudança na frequência do laser que recebe potência está ligada ao efeito térmico que ocorre em sua junção ativa, mudando a parte real do índice de refração e desta forma, independe do comprimento de onda dos lasers utilizados. Queremos analisar o comportamento do laser quando utilizamos radiação que injeta potência ótica na cavidade, porém com polarização paralela a da oscilação. Porém para evitar interferência com o campo oscilante e modificação do meio de ganho, utilizamos uma fonte que tem comprimento de onda (780 nm) diferente do comprimento de onda (850 nm) do laser principal. Usamos um laser de injeção com comprimento de onda suficientemente diferente para evitar dinâmica em amplitude, pois como o comprimento de onda de injeção está fora da faixa de ganho do laser principal.

Estruturamos uma montagem experimental para esse sistema sob injeção ótica paralela com dois lasers que emitem comprimentos de onda diferentes (780 nm e 850 nm). Para isso, inserimos um cubo divisor de feixe que permite o feixe de injeção do laser 2 que emite em torno de 780 nm ter o mesmo plano de polarização da cavidade ótica do laser 1 que emite em torno de 850 nm , (ver Figura 4.5). Observamos então que a intensidade do laser injetado (principal) manteve-se relativamente estável, e observamos o deslocamento dos picos de Fabry-Pérot. Medimos então, de forma sistemática, o valor desse deslocamento para cada valor de potência injetada. O controle da potência injetada é feito usando uma lâmina de atraso de fase de meia onda inserida próximo ao laser 2, dito de controle, (ver Figura 4.5), ou variando-se a corrente do laser de controle. Além disso, monitoramos a intensidade do feixe de saída dos dois lasers modulando a corrente do laser que realiza a injeção ótica paralela para observarmos o comportamento das potências de saída dos dois lasers, tendo em vista que na injeção paralela é esperado que a potência de saída dos dois semicondutores utilizados variem, diferentemente de quando temos sistema com injeção ótica ortogonal. Para monitorar a potência utilizamos dois fotodetetores inseridos próximo do cubo divisor de feixe. Inserimos um divisor de feixe no percurso ótico de maneira estratégica a conseguir direcionar uma parte do feixe de cada laser para os dois fotodetetores os quais monitoram a intensidade ao longo do tempo.

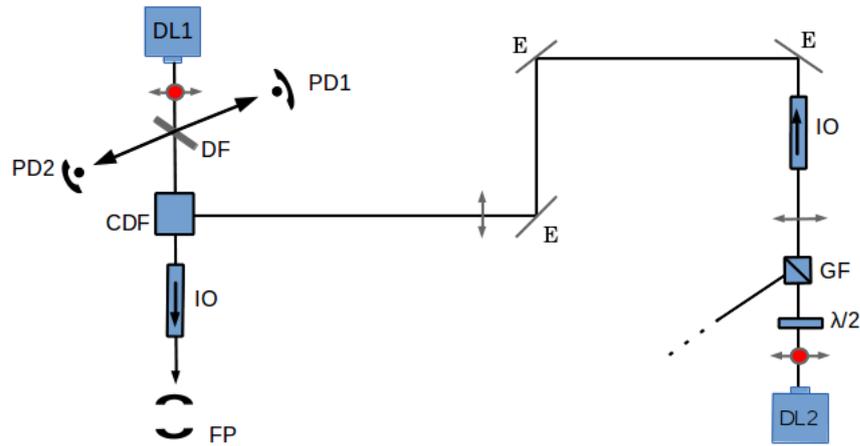


Figura 4.5: Montagem experimental da injeção ótica paralela. Os símbolos \longleftrightarrow e \bullet representam, respectivamente, a polarização do feixe paralela e perpendicular ao plano da montagem. DL: laser de diodo; GF: Glan-foucault; E: espelho; IO: isolador ótico; DF: divisor de feixe; FP: analisador de frequência Fabry-Pérot; $\lambda/2$: lâmina de meia onda; MP: medidor de potência; CDF: cubo divisor de feixe.

4.2.6 Resultados

Espera-se que o valor do β seja maior do que quando usa-se injeção ortogonal, pois o acoplamento do feixe injetado na cavidade é bastante eficiente por causa do formato retangular da cavidade que possibilita o feixe de injeção com polarização TE se acoplar perfeitamente.

A finalidade é medir o parâmetro β e comparar o resultado com os valores do β calculado anteriormente em sistemas com injeção ortogonal, pois espera-se um maior valor para o β por causa do melhor acoplamento do feixe na cavidade. Além disso, os feixes possuem comprimentos de onda diferentes, portanto, esses campos não se interferem na cavidade laser.

A Figura (4.6) mostra a curva do deslocamento em frequência como função da injeção ótica paralela que permite medir o valor do parâmetro β .

O valor encontrado do β para o laser que emite em torno de 850 nm é $\beta = 0,9 \text{ GHz/mW}$. Esse valor sugere que quando utilizamos dois lasers que emitem comprimentos de onda diferentes em uma configuração de injeção ótica paralela obtemos um valor maior em relação aos valores encontrados em sistema sob injeção ótica ortogonal (ver seção anterior). A razão para essa maior eficiência de acoplamento é o fato de que o feixe injetado paralelamente tem um melhor acoplamento na cavidade ótica que o campo com polarização perpendicular. Isso pode ser entendido pelo fato de que a cavidade é fortemente

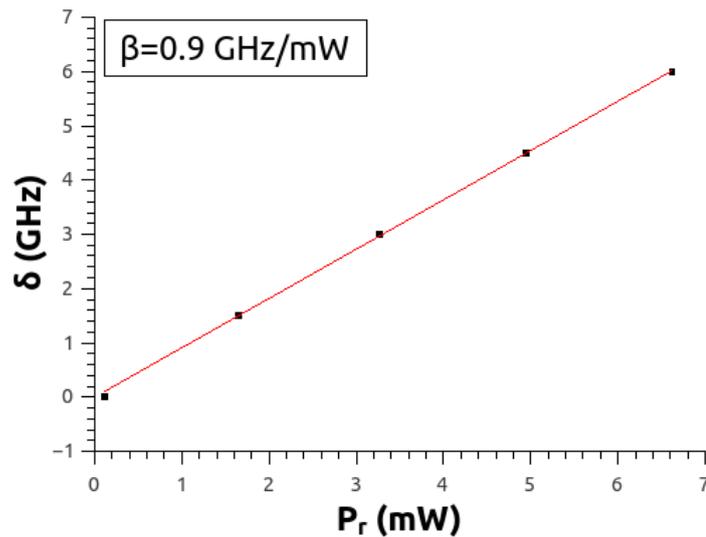


Figura 4.6: Gráfico do deslocamento em frequência do laser 850 *nm* em função da potência de realimentação com injeção ótica paralela de um laser 780 *nm*.

assimétrica, com forma retangular (ver capítulo 2, seção 2.4).

Além disso, queremos monitorar a potência de saída do laser de controle e garantir a estabilidade da amplitude do laser principal. Para isso, inserimos um divisor de feixe no percurso ótico de maneira estratégica afim de enviar parte do feixe de saída de cada semiconductor para dois fotodetetores os quais monitoram a intensidade do feixe de saída de ambos os lasers ao longo do tempo (ver Figura 4.5).

As medidas apresentadas na Figura (4.7) foram realizadas como forma de garantir o efeito da injeção ótica paralela. Mas apresentam um comportamento diferente do que era esperado, ou seja, a potência de saída do laser principal não devia variar, o efeito da potência injetada na cavidade laser é puramente térmico. Monitoramos a potência de saída de ambos os lasers, utilizando dois fotodetetores.

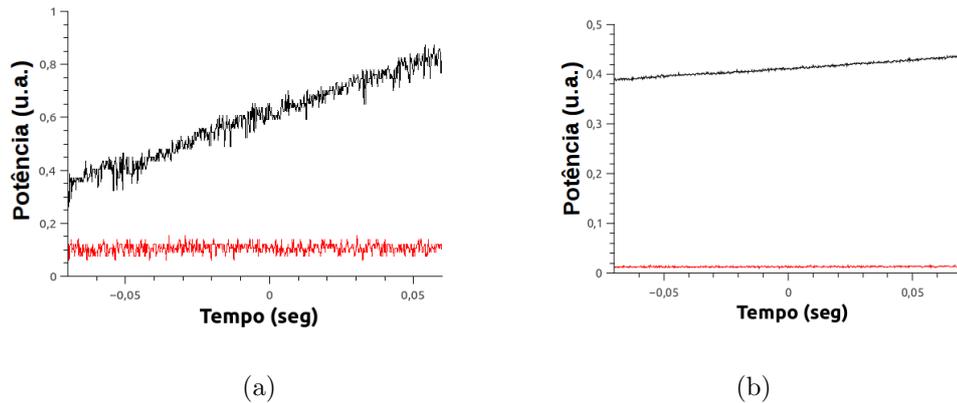


Figura 4.7: (a) Gráfico da potência de saída do laser principal da montagem experimental (injeção ótica paralela). O sinal na cor vermelha corresponde a intensidade zero do feixe de saída e o sinal na cor preta corresponde a intensidade do feixe de saída. (b) Gráfico da potência de saída do laser de controle da montagem experimental (injeção ótica paralela). O sinal na cor vermelha corresponde a intensidade zero do feixe de saída e o sinal na cor preta corresponde a intensidade do feixe de saída.

Os gráficos acima mostram que podemos controlar a potência de saída do laser principal monitorando a potência do laser de controle. O primeiro representa a potência de saída do laser 2 que aplicamos uma varredura na corrente. Enquanto que o segundo representa a potência do laser 1 que é alimentado paralelamente. Esses resultados eram esperados, pois o feixe de injeção se acopla perfeitamente na cavidade retangular e isso permite um maior efeito térmico na região ativa o que faz a potência do laser 1 variar suavemente (ver figura 4.7). O ruído que aparece na figura (4.7)-(a) é devido a possíveis reflexões na parte cristalina do laser 1.

4.3 Varrendo frequência em lasers semicondutores de diodo

Iremos apresentar algumas técnicas experimentais as quais nos permitem varrer frequência de um laser semiconductor sob injeção ótica ortogonal. Nosso objetivo é usar um sistema com injeção ortogonal para varrer a frequência de um laser que emite em torno de 780 nm alimentado ortogonalmente por outro laser que emite em torno de 850 nm. Sabemos que a injeção ortogonal varia a densidade de portadores, mudando o índice de refração da região ativa do semiconductor, o que permite variar a frequência de emissão

e permanecer com a potência de saída constante. Com isso, compararemos os resultados da variação da potência de saída quando varremos diretamente a corrente do laser analisado com os resultados da potência de saída do mesmo semiconductor quando varremos a corrente de um segundo laser injetor. Em seguida, observaremos os resultados para uma varredura em frequência fixa de 15 GHz, a fim de observar em qual situação temos uma maior variação de potência.

4.4 Montagem experimental

Repetimos a mesma montagem experimental com dois lasers sob injeção ótica ortogonal para monitorar a intensidade do feixe de saída dos dois lasers aplicando uma modulação na corrente de injeção de ambos os semicondutores. Nessa configuração, temos os dois lasers 1 e 2 montados de forma que o primeiro injeta potência ortogonal no segundo, utilizamos dois fotodetetores para monitorar a potência de saída de cada um deles afim de confirmar em qual laser está sendo aplicada a modulação. Também utilizamos um interferômetro Fabry-Pérot para posteriormente varrer um deslocamento em frequência fixo (15 GHz) aplicando uma modulação em cada um dos lasers que constituem essa configuração.

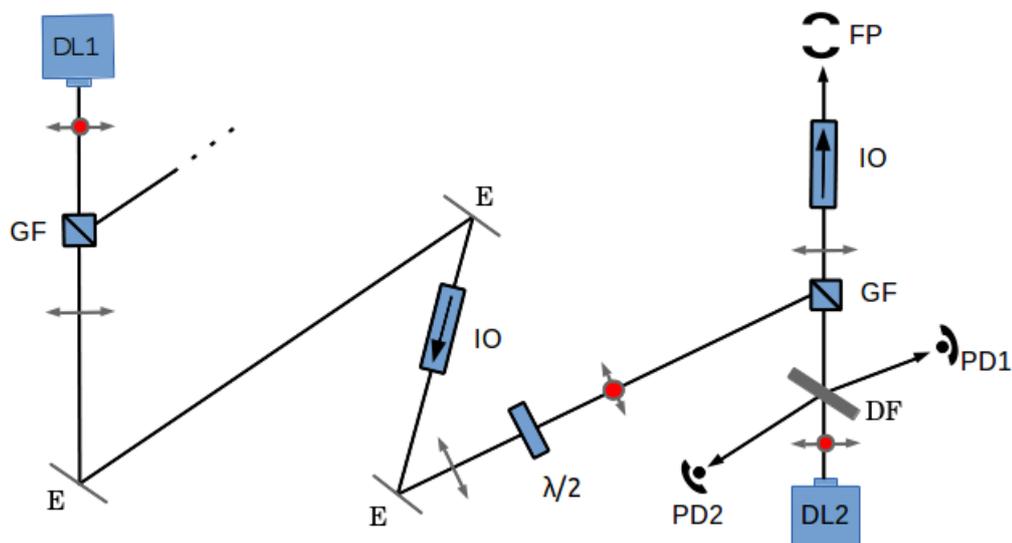


Figura 4.8: Montagem experimental do sistema sob injeção ótica ortogonal para monitorar a potência de saída dos lasers. Os símbolos $\leftarrow\rightarrow$ e \bullet representam, respectivamente, a polarização do feixe paralela e perpendicular ao plano da montagem. DL: laser de diodo; GF: Glan-foucault; E: espelho; IO: isolador ótico; DF: divisor de feixe; FP: analisador Fabry-Pérot; $\lambda/2$: lâmina de meia onda; PD: fotodetector.

4.5 Resultados

Realizamos medidas de como se comporta a intensidade do feixe ótico de saída temporalmente quando se varre diretamente a corrente do laser que é alimentado e do laser que injeta luz ortogonalmente. Através de um detetor pudemos observar de que forma varia a intensidade do feixe de saída de cada um dos lasers. Os resultados são mostrados nas figuras (4.9) e (4.10).

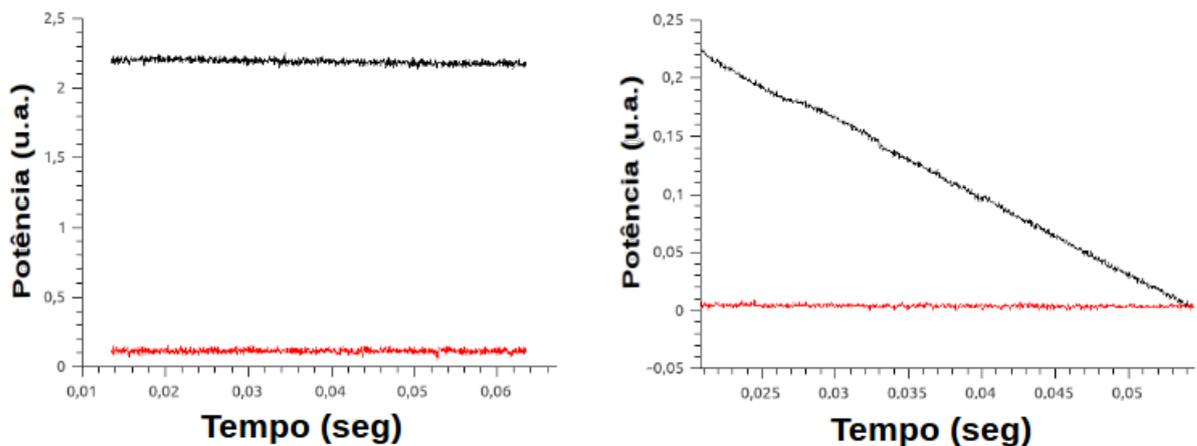


Figura 4.9: Potência de saída dos dois lasers com modulação na corrente do laser 1 (emite em torno de 850 nm). O sinal na cor vermelha corresponde a intensidade zero do feixe de saída e o sinal na cor preta corresponde a intensidade do feixe de saída.

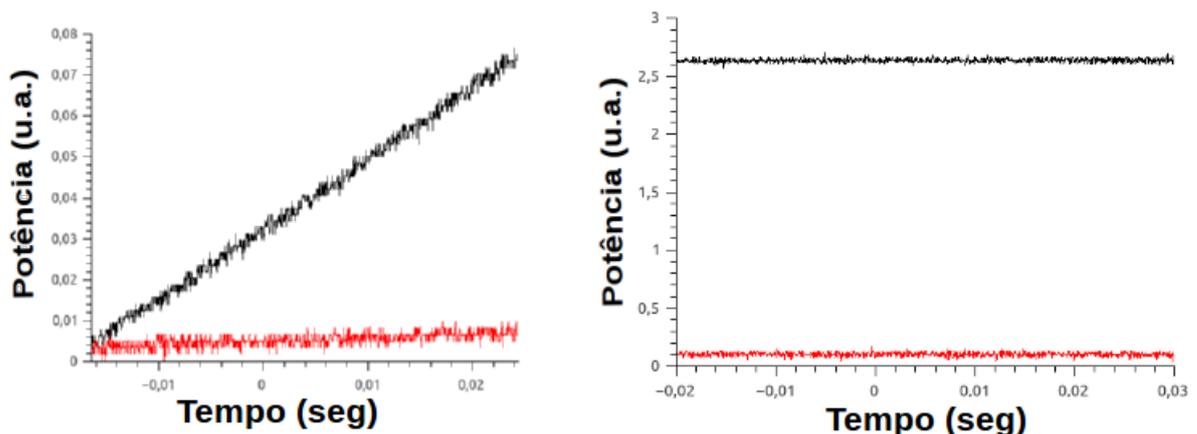


Figura 4.10: Potência de saída dos dois lasers com modulação na corrente do laser 2 (emite em torno de 780 nm). O sinal na cor vermelha corresponde a intensidade zero do feixe de saída e o sinal na cor preta corresponde a intensidade do feixe de saída.

O primeiro resultado mostra que varremos a corrente do laser 1 (emite em torno de 850 nm), variando sua potência de saída, mas a intensidade do feixe de saída do laser 2 (emite em torno de 780 nm) permanece constante como se esperava, uma vez que a

injeção ortogonal age apenas na densidade de portadores e, portanto, em sua frequência. O segundo resultado mostra que mudamos a varredura para o laser 2, isto é, sua potência de saída varia no tempo e a potência do laser 1 permanece constante.

Posteriormente fizemos estas medidas fixando a varredura em frequência e observamos a potência de saída do laser 2 que emite em torno de 780 nm quando varremos sua frequência modulando diretamente sua corrente de injeção e quando varremos a corrente do laser 1 que emite em torno de 850 nm e que injeta luz ortogonalmente no laser 2. Espera-se que na primeira situação a potência de saída varie ao longo do tempo, enquanto na segunda situação sua potência permaneca quase constante ao longo do tempo.

Nas figuras (4.11) e (4.12) apresentaremos o monitoramento da potência de saída do laser 2, bem como os picos de transmissão os quais permitem definir o mesmo deslocamento em frequência nos dois casos.

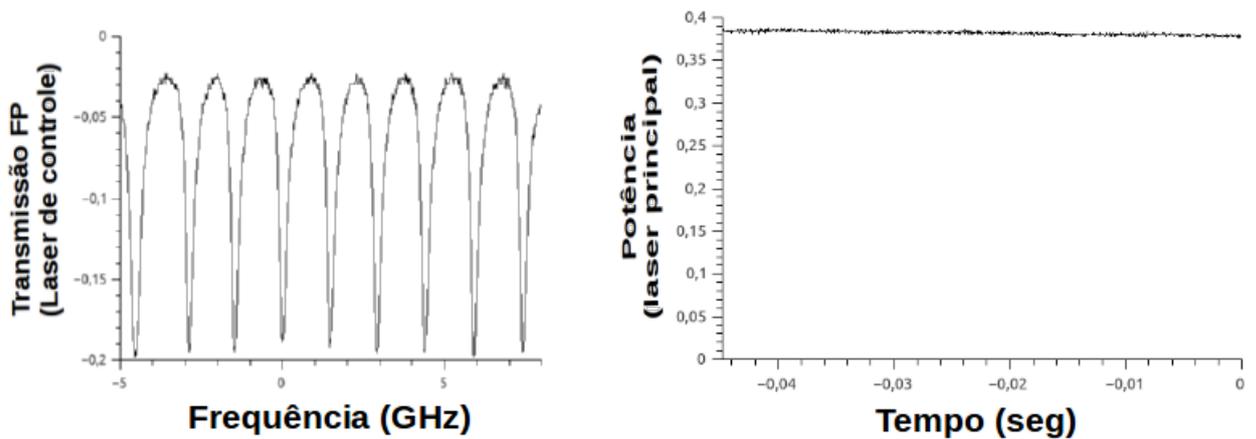


Figura 4.11: Potência de saída do laser 2 para uma varredura de 15 GHz aplicada ao laser 1 em sistema sob injeção ótica ortogonal.

A técnica de modular diretamente a corrente do laser produz um variação na potência de saída para um determinado deslocamento da frequência, no nosso caso 15 GHz , maior do que quando se varre a corrente do laser usado para injetar luz ortogonal. Na técnica em que varremos a corrente do laser que fornece potência de injeção, quase não muda a potência de saída do laser alimentado.

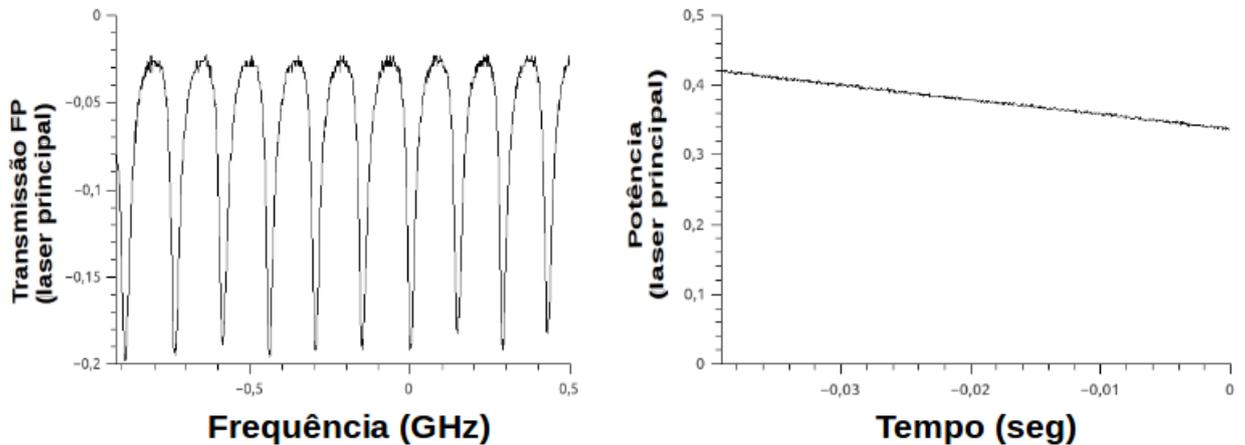


Figura 4.12: Potência de saída do laser 2 para uma varredura de 15 GHz aplicada ao laser 2 em sistema sob injeção ótica ortogonal.

4.6 Aplicação: sistema sob injeção ótica ortogonal para espectroscopia

A sintonização de um laser que emite no comprimento de onda em torno da ressonância de uma transição atômica de interesse é obtida, por exemplo, ajustando-se a temperatura da junção e/ou a corrente de injeção da junção do semiconductor de maneira precisa e conveniente.

Para se varrer a frequência de uma determinada transição atômica de interesse recorreremos a algumas técnicas usuais como varrer corrente de injeção ou varrer temperatura do diodo. Na primeira técnica, modulamos a corrente de injeção através de um gerador de função, nesse método ocorre uma variação considerável na potência de saída, visto que tanto a potência quanto o comprimento de onda são funções lineares da corrente. Na segunda técnica, variando-se a temperatura, temos um procedimento muito lento e de relativamente difícil controle. Por isso, iremos apresentar nesta seção uma técnica onde conseguimos varrer algumas dezenas de GHz sem variar a potência do laser. Utilizamos uma injeção ótica ortogonal para varrer frequência, explorando o efeito térmico que muda o índice de refração permitindo assim varrer a frequência do laser que recebe potência ortogonal, sem variar sua potência de saída. Para comprovar a eficiência dessa técnica realizamos uma aplicação prática onde varremos as duas transições $F=3$ e $F=4$ da estrutura hiperfina da linha D_2 do césio que estão separadas cerca de 10 GHz (ver apêndice

D). A seguir, apresentamos os detalhes dessa realização.

4.6.1 Montagem experimental

Usamos dois lasers de diodo, ambos estabilizados em corrente ($\simeq 100 \text{ mA}$) e temperatura ($\simeq 25 \text{ }^\circ\text{C}$). Um deles emitindo em torno de 850 nm e o outro em torno de 780 nm . Os lasers foram instalados em uma determinada configuração de forma que o segundo dispositivo faz injeção ótica ortogonal no primeiro, ver Figura (4.13). O feixe de saída do laser 2 passa por um polarizador Glan-Foucault e por um isolador ótico, antes de ser direcionado a cavidade ótica do laser 1. Também inserimos uma lâmina de atraso de fase afim de controlar a potência máxima de injeção. Uma parte do feixe de saída do primeiro laser é enviado para uma célula de vidro contendo vapor de césio, e a transição medida por um fotodetector.

Uma regulagem inicial da temperatura pode ser obtida fixando a corrente acima do limiar de oscilação laser. Observando-se o comprimento de onda emitido com um monocromador (wavemeter) é possível se fazer um ajuste inicial, para um valor muito próximo da ressonância. A transição atômica pode então ser encontrada variando sutilmente ou a corrente ou a temperatura, quando se observa com um visor de infravermelho a fluorescência devido ao feixe incidente ao longo de uma célula contendo vapor de césio. No momento em que o laser atingir essa transição, uma linha de intensa fluorescência (causada pela emissão espontânea decorrente do processo de absorção) deve aparecer na região onde o feixe atravessa a célula. A célula de Césio é um pequeno reservatório de vidro fechado a vácuo.

4.6.2 Resultados

Apresentaremos (4.14) a medida da linha de absorção do vapor de césio, para as transições dos subníveis $F=3$ e $F=4$ do fundamental $6S_{1/2}$ para o estado excitado $6P_{3/2}$ (linha D_2) do césio a qual tem uma separação em frequência de aproximadamente $9,2 \text{ GHz}$.

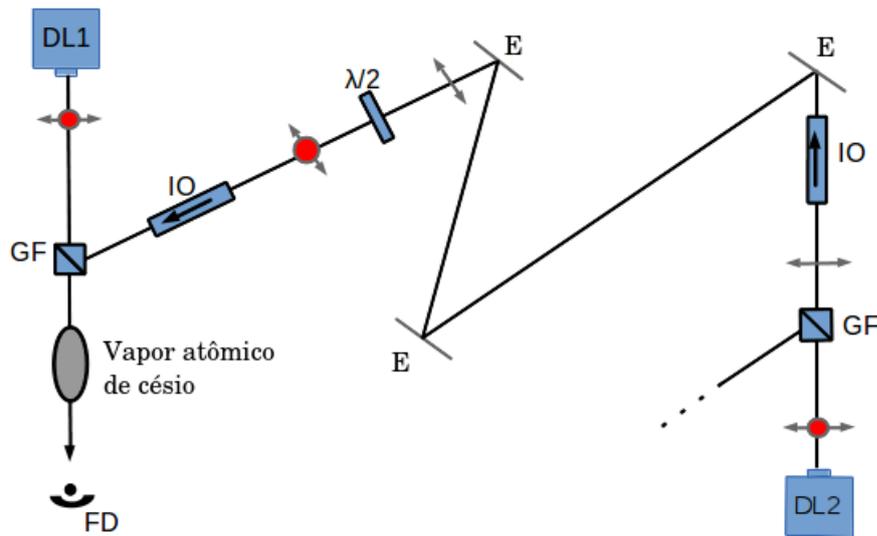


Figura 4.13: Montagem experimental para absorção em sistema sob injeção ótica ortogonal. Os símbolos \longleftrightarrow e \bullet representam, respectivamente, a polarização do feixe paralela e perpendicular ao plano da montagem. DL: laser de diodo; GF: polarizador Glan-foucault; E: espelho; IO: isolador ótico; DF: divisor de feixe; FP: analisador de frequência Fabry-Pérot; $\lambda/2$: lâmina de meia onda; FD: fotodetector; CDF: cubo divisor de feixe.

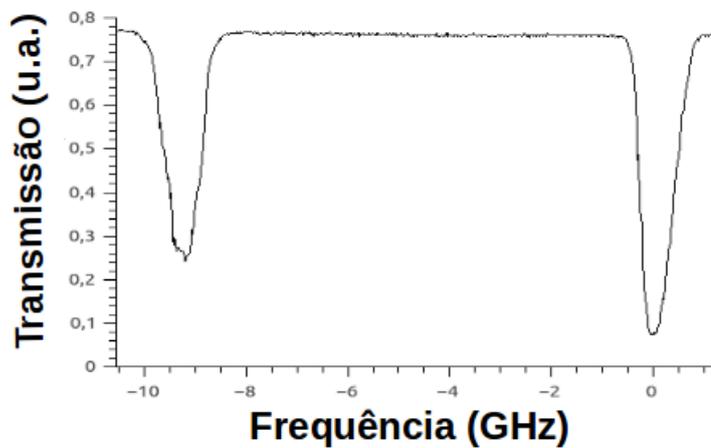


Figura 4.14: Curva da absorção linear do Césio obtida através da varredura de um laser pela injeção ótica de um segundo laser. Os picos desse espectro correspondem à estrutura fundamental do átomo de césio, $F=3$ e $F=4$ da estrutura hiperfina com separação em frequência em cerca de 9,2 GHz.

Mostramos desta forma que é possível varrer de forma regular uma faixa de frequência da ordem de dezenas de GHz, sem variar a potência de saída, utilizando o sistema de injeção ótica ortogonal, onde se utiliza um segundo laser de diodo que emite um comprimento de onda diferente do laser principal.

4.7 Sistemas sob realimentação e injeção ótica ortogonal com grade de difração

Nesta seção iremos apresentar um sistema sob realimentação ótica ortogonal que utiliza um laser emitindo em 780 nm em uma montagem cujo feixe de realimentação é difratado por uma grade de difração. A motivação é introduzir um elemento ótico no circuito de realimentação de forma a garantir uma dependência do comprimento de onda com a potência injetada. Esse elemento permitiria introduzir uma relação não linear na descrição da frequência de saída do laser sob injeção.

4.7.1 Sistema sob realimentação ótica ortogonal com grade de difração

Realizamos esta experiência utilizando uma configuração semelhante ao sistema com realimentação ortogonal, exceto que substituímos um espelho por uma grade de difração que permite mudar a direção do feixe em função da frequência do feixe laser. Na nossa montagem, escolhemos para injetar na cavidade laser o modo de ordem $m=1$ difratado pela grade que é usada como discriminador de frequência. A mudança na frequência do laser altera portanto a potência de realimentação. A ideia intuitiva é que modificando a frequência de emissão laser altere a potência de realimentação que é injetada na cavidade laser. Desta forma pode ocorrer, ou não, alguma oscilação nos picos de transmissão do Fabry-Pérot, ou seja, dinâmica na frequência do laser.

4.7.2 Montagem experimental

Esta montagem corresponde a um sistema com realimentação ótica ortogonal para um laser que emite em torno de 780 nm , o feixe de saída passa por um polarizador Glan-Foucault, onde o feixe com polarização paralela ao plano de montagem incide em uma grade de difração (1200 ranhuras/mm) inserida no percurso ótico de forma que permite o modo $m = 1$ ser reinjetada na cavidade laser, conforme esquema da Figura (4.15). Utilizamos um analisador espectral Fabry-Pérot que possui intervalo espectral livre de $1,5\text{ GHz}$ para observar o comportamento espectral. Ajustamos a lâmina de meia onda para termos realimentação máxima, usamos um isolador ótico para evitar retornos coerentes indesejáveis e um divisor de feixe para termos uma fração de feixe enviado ao Fabry-Pérot.

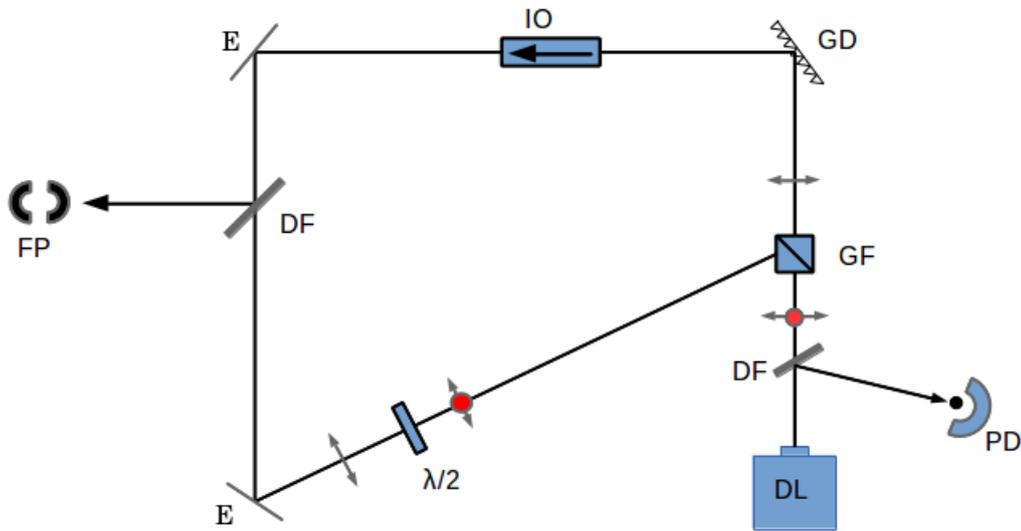


Figura 4.15: Montagem experimental da realimentação ótica ortogonal com grade de difração. Os símbolos \longleftrightarrow e \bullet representam, respectivamente, a polarização do feixe paralela e perpendicular ao plano da montagem. DL: laser de diodo; GF: Glan-foucault; E: espelho; IO: isolador ótico; DF: divisor de feixe; FP: analisador Fabry-Pérot; $\lambda/2$: lâmina de meia onda; GD: grade de difração.

4.7.3 Resultados

A potência injetada na cavidade laser muda a frequência de emissão do laser, variando a direção do feixe. Essa mudança é sentida pela grade o que altera seu padrão de difração, pois esse filtro espectral é muito sensível ao comprimento de onda da luz. Com isso, a luz reinjetada no semiconductor é controlada de acordo com a intensidade transmitida pelo discriminador de frequência para cavidade laser. Com isso, pudemos observar os picos de transmissão do Fabry-Pérot oscilando com realimentação ortogonal filtrada espectralmente. Os resultados obtidos na experiência estão de acordo com o que era esperado para o comportamento da frequência do laser com um discriminador de frequência inserido no percurso do feixe de realimentação ortogonal. Apresentaremos os resultados obtidos para os picos de intensidade do Fabry-Pérot quando submetido ou não a realimentação ótica com polarização ortogonal, conforme figuras (4.16) e (4.17).

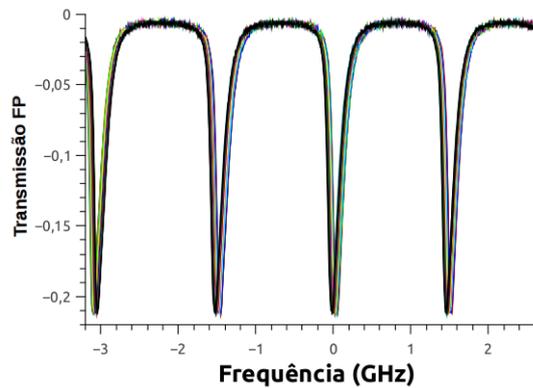


Figura 4.16: Picos de transmissão do Fabry-Pérot sem realimentação ótica ortogonal.

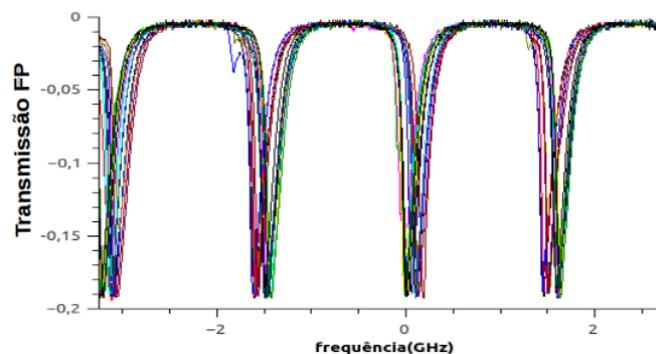


Figura 4.17: Picos de transmissão do Fabry-Pérot com realimentação ótica ortogonal.

A Figura (4.16), sem realimentação, mostra uma pequena variação em frequência de $0,074 \text{ GHz}$, porém é justificada por motivos intrínsecos ao funcionamento do sistema, como por exemplo, a deriva do próprio laser ou até mesmo a instabilidade do Fabry-Pérot. A Figura (4.17), com realimentação, mostra uma variação em frequência de $0,18 \text{ GHz}$, esse resultado apresenta um aumento de aproximadamente 143% em relação ao valor da flutuação da frequência quando o sistema está sem realimentação ortogonal. Desta forma, podemos dizer que observamos oscilação na frequência do laser quando está com realimentação ortogonal filtrada pela grade.

As figuras (4.18) e (4.19) mostram a intensidade do feixe de saída do laser ao longo do tempo sem e com realimentação ótica ortogonal, para detectar essa intensidade utilizamos um fotodetector. De um modo geral, a mudança na frequência de emissão é causada pela variação do índice de refração da região ativa do semiconductor. Queremos mostrar que a injeção ótica ortogonal não muda a potência de saída do laser, tendo em vista que o efeito causado pela injeção ocorre na densidade de portadores da região ativa e conseqüentemente

no índice de refração dessa região, tendo assim um efeito térmico que muda a frequência de emissão do laser semiconductor.

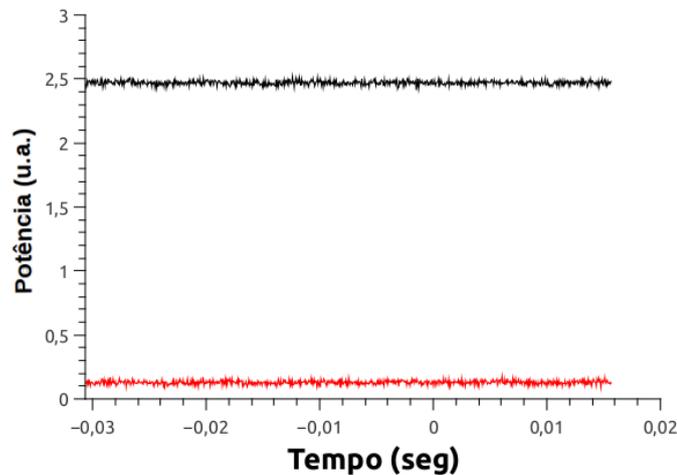


Figura 4.18: Monitoramento da potência de saída no tempo para o sistema sem realimentação, usando um fotodetector. O sinal na cor vermelha corresponde a intensidade zero do feixe de saída e o sinal na cor preta corresponde a intensidade do feixe de saída.

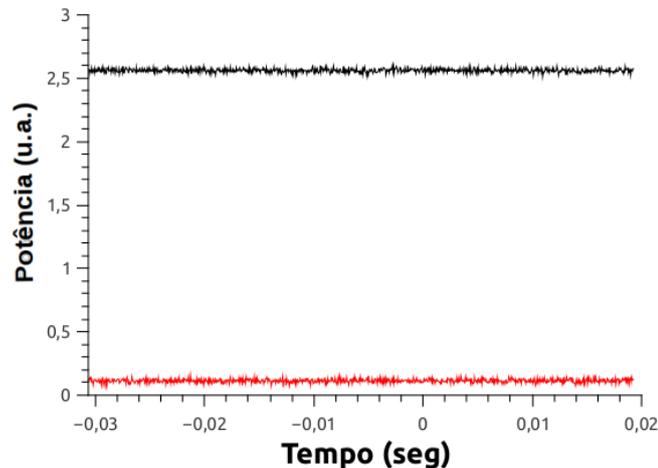


Figura 4.19: Monitoramento da potência de saída no tempo para o sistema com realimentação, usando um fotodetector. O sinal na cor vermelha corresponde a intensidade zero do feixe de saída e o sinal na cor preta corresponde a intensidade do feixe de saída.

Verificamos que houve um aumento de 2% na potência de saída com realimentação em relação a potência de saída sem realimentação, confirmando assim que a realimentação ortogonal quase não interfere na potência de saída, visto que a maior quantidade de realimentação é ortogonal ao plano de oscilação não interferindo com campo na cavidade ótica, ou seja, a luz injetada atua diretamente na densidade de portadores, ou seja, mudando

a parte real do índice de refração através de um efeito térmico na região ativa do laser. No entanto, a pequena variação na intensidade do feixe de saída pode ser justificada por haver uma pequena quantidade de luz com polarização paralela injetada na cavidade ótica o que provoca uma mínima variação na potência de saída.

4.7.4 Modelo teórico para um sistema sob realimentação ótica ortogonal com grade de difração

Para um sistema sob realimentação ótica ortogonal com uma potência de realimentação dependente da frequência, onde usamos uma grade de difração como um discriminador de frequência, podemos aproximar a forma de linha de transmissão da grade para uma forma de linha gaussiana, tendo em vista que a curva de transmissão de uma grade de difração é uma parábola.

Sabemos que a dependência linear da frequência com a potência de realimentação é dada por:

$$\delta = \beta P_r \tag{4.2}$$

onde $\delta = \nu - \nu_0$, sendo ν a frequência do laser sob realimentação ortogonal e ν_0 a frequência do laser solitário. P_r é a potência de realimentação.

A potência de realimentação em função da frequência que corresponde a uma fração da potência total (P_t) é:

$$P_r = \kappa(\nu) P_t \tag{4.3}$$

onde $\kappa(\nu)$ é a forma de linha do filtro espectral.

O coeficiente de transmissão do circuito ótico $\kappa(\nu)$ tem a forma:

$$\kappa = \kappa_0 [1 - \epsilon f(\nu)] \tag{4.4}$$

onde κ_0 representa as perdas e atenuações não ressonantes em diferentes elementos óticos.

Considerando a forma de linha de transmissão da grade de difração:

$$f(\nu) = \exp[-\alpha(\nu - \nu_0)^2] \quad (4.5)$$

onde ν é a frequência do laser com realimentação ortogonal e ν_0 é a frequência do laser solitário.

e $\epsilon = 1$.

Sendo assim, obtemos uma expressão para frequência de emissão do laser sob realimentação ótica ortogonal filtrada por uma grade de difração:

$$\nu = \nu_0 - [\beta\kappa_0 \exp(-\alpha(\nu - \nu_0)^2)]P_t \quad (4.6)$$

4.8 Sistema com injeção ótica mutuamente ortogonal empregando duas grades de difração

Apresentaremos um sistema com injeção ótica mutuamente ortogonal onde utilizamos duas grades de difração e dois lasers os quais emitem comprimentos de ondas diferentes, sendo um em torno de 780 *nm* e o outro em torno de 850 *nm*. De forma geral, dois sistemas dinâmicos acoplados podem gerar oscilações e até caos. Desta forma, queremos observar como se comporta a frequência do sistema quando temos uma injeção ortogonal mútua. Neste sistema teremos um laser controlando a frequência do outro através de injeção ortogonal, modificando apenas a densidade de portadores na região ativa do semiconductor. Espera-se ter um sistema dinâmico e portanto uma oscilação na frequência.

Utilizamos para esta experiência um sistema configurado de maneira que temos injeção ótica ortogonal mútua, onde um laser injeta luz no outro laser que por sua vez também injeta luz no laser que o alimenta. O feixe de injeção é filtrado pela grade de difração e trata-se do modo de ordem $m = 1$. A mudança na frequência de um dos lasers modifica diretamente a potência de injeção ortogonal que por sua vez altera a densidade de portadores da região ativa e, conseqüentemente, a frequência de saída do outro semiconductor, formando assim um controle mútuo entre esses lasers. Esperamos, assim, ter um sistema dinâmico que podemos constatar a oscilação nos picos de transmissão do

Fabry-Pérot.

4.9 Montagem experimental

Montamos esta experiência com dois lasers de diodo os quais emitem comprimentos de onda diferentes, de maneira que um laser injeta luz polarizada ortogonalmente no outro e esse por sua vez realiza também injeção ótica no primeiro laser, realizando, assim, um processo de injeção ótica mutuamente ortogonal entre esses semicondutores. Esta configuração é mostrada na figura (4.20). Utilizamos duas grades de difração no percurso do feixe de injeção para podermos filtrar o modo de ordem de interesse. O feixe de saída de ambos os lasers passam por polarizadores Glan-Foucault que transmitem o modo TE e refletem o modo TM na direção especular. Usamos isoladores óticos para evitar retornos coerentes indesejáveis. O modo TE dos dois lasers incidem em grades de forma a permitir os modos de ordem $m=1$ serem injetados ortogonalmente na cavidade dos dois lasers. Utilizamos um analisador espectral Fabry-Pérot que tem um “free spectral range” (FSR) de $1,5\text{ GHz}$. A lâmina de atraso de fase foi ajustada de forma a permitir potência de injeção máxima.

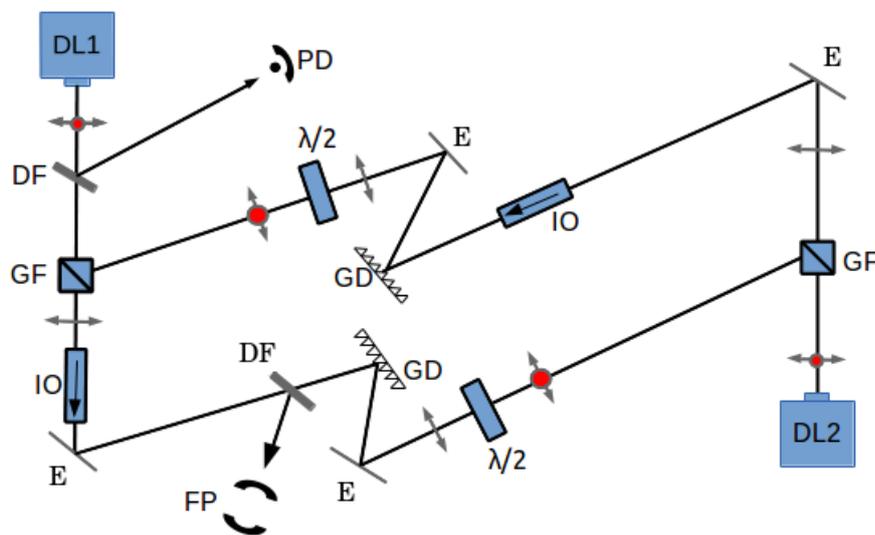


Figura 4.20: Montagem experimental do sistema com injeção ótica ortogonal mútua. Os símbolos \longleftrightarrow e \bullet representam, respectivamente, a polarização do feixe paralela e perpendicular ao plano da montagem. DL: laser de diodo; GF: Glan-foucault; E: espelho; IO: isolador ótico; DF: divisor de feixe; FP: analisador Fabry-Pérot; $\lambda/2$: lâmina de meia onda; MP: medidor de potência; GD: grade de difração.

4.10 Resultados

Quando temos dois lasers acoplados, um controlando o outro através de injeção ótica ortogonal, temos um sistema dinâmico. Em se tratando de um acoplamento unidirecional com apenas um laser controlando o outro, verificamos que podemos controlar a frequência de saída do laser que tem potência injetada em sua região ativa. Espera-se que se tivermos dois lasers injetando potência ortogonalmente um no outro tenhamos um sistema que apresenta dinâmica na frequência, pois teremos um controle mútuo entre esses semicondutores.

Os resultados obtidos para esse sistema são mostrados nas figuras (4.21) e (4.22).

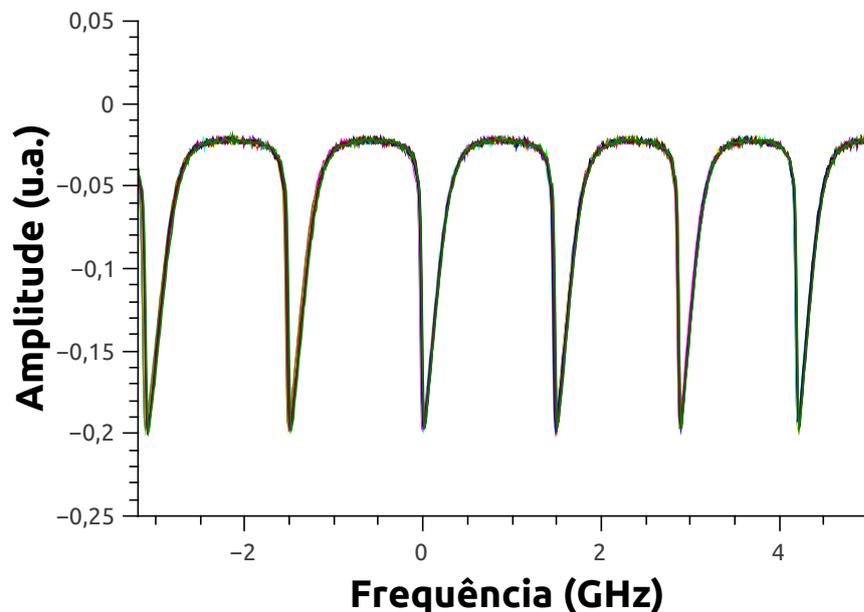


Figura 4.21: Picos de transmissão do Fabry-Pérot para um sistema sem injeção ótica mutuamente ortogonal.

A figura (4.21) corresponde ao laser que emite em torno 780 nm livre, isto é sem injeção ortogonal. Observamos um espectro do Fabry-Pérot apresentando uma mínima variação de $0,04 \text{ GHz}$ em frequência, o que pode ser caracterizado pela deriva do próprio laser ou instabilidade do Fabry-Pérot. Quando temos a configuração com injeção mútua, é observado uma dinâmica nos picos de transmissão, onde constatamos uma variação de $0,22 \text{ GHz}$, esse resultado representa um aumento de aproximadamente 450% em relação ao laser sem injeção. Esta medida mostra uma maior oscilação na frequência do laser quando o sistema está sob injeção ótica ortogonal, reforçando, assim, que um sistema com

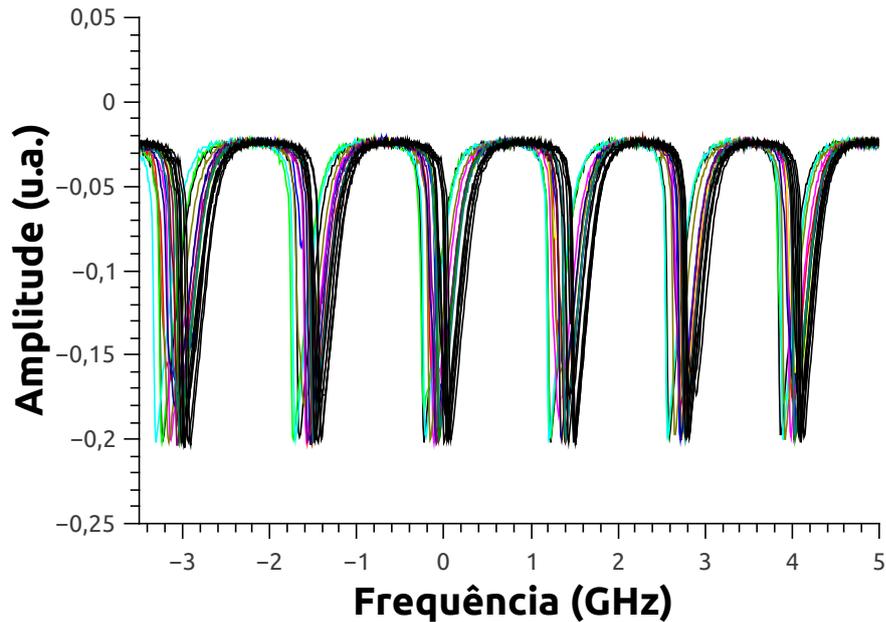


Figura 4.22: Picos de transmissão do Fabry-Pérot para um sistema de dois laser com injeção ótica mutuamente ortogonal.

lasers acoplados apresenta dinâmica em frequência.

4.10.1 Modelo teórico para um sistema sob injeção ótica mutuamente ortogonal com grade de difração

Partindo da equação que descreve a evolução temporal da frequência (ver apêndice F):

$$\frac{d\omega}{dt} = \gamma_T[\omega_{sol} - \omega - 2\pi\beta P_r] \quad (4.7)$$

onde γ_T é a taxa de relaxação térmica do semiconductor.

A potência de realimentação é dada por

$$P_f = f(\omega) = 1 - g(\omega - \omega_{at}) \quad (4.8)$$

onde $g(\omega - \omega_{at})$ é uma forma de linha gaussiana.

Nosso sistema utiliza dois lasers acoplados, portanto teremos uma equação temporal para cada laser:

$$\dot{\omega}_1 = \gamma_T[\omega_{sol,1} - \omega_1 - 2\pi\beta_1 P_{21}] \quad (4.9)$$

$$\dot{\omega}_2 = \gamma_T[\omega_{sol,2} - \omega_2 - 2\pi\beta_2 P_{12}] \quad (4.10)$$

onde $P_{21} = P_{max,2} - g(\omega_2 - \omega_{at,2})$ e $P_{12} = P_{max,1} - g(\omega_1 - \omega_{at,1})$.

Se fizermos uma aproximação linear dos flancos da forma de linha gaussiana, ver Figura (4.23). Então, temos:

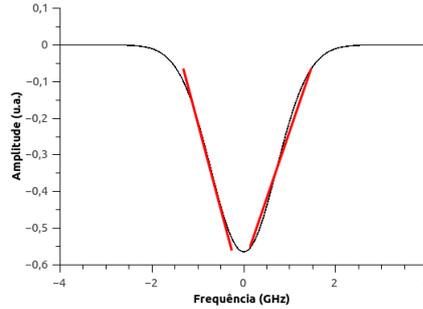


Figura 4.23: Esquema ilustrativo de uma aproximação linear dos flancos de uma curva gaussiana

$$P_{21} \simeq P_{max,2} + A_2(\omega_2 - \omega_{at,2}) \text{ e } P_{12} \simeq P_{max,1} - A_1(\omega_1 - \omega_{at,1})$$

onde A_1 e A_2 são os coeficiente de inclinação das retas.

Analisando os pontos fixos, temos:

$$\dot{\omega}_1 = 0 \longrightarrow \omega_1 = \omega_{sol,1} - 2\pi\beta_1(P_{max,2} + A_2(\omega_2 - \omega_{at,2}))$$

$$\dot{\omega}_2 = 0 \longrightarrow \omega_2 = \omega_{sol,2} - 2\pi\beta_2(P_{max,1} + A_1(\omega_1 - \omega_{at,1}))$$

Obtemos um sistema com duas equações lineares com duas variáveis que podemos resolver e encontrar as soluções para ω_1 e ω_2 . Essas soluções descrevem a frequência, de cada laser separadamente, em função da potência de injeção fornecida pelo segundo laser. No entanto, as equações são obtidas com aproximação o que nos mostra a necessidade de um modelo de equações obtido com um maior rigor matemático.

CAPÍTULO 5

Conclusão

Estudamos o comportamento dinâmico da frequência de dois lasers semicondutores com comprimentos de onda diferentes estabilizados em corrente e temperatura, sob realimentação e injeção ótica ortogonal. Investigamos o comportamento desses semicondutores em função de alguns parâmetros como corrente de injeção e comprimento de onda. Os resultados experimentais obtidos confirmam que o parâmetro (β), coeficiente de proporcionalidade entre a variação da frequência e o nível de potência de realimentação, calculado para sistemas sob injeção ótica ortogonal com lasers de mesmo comprimento de onda, possui valores bem próximos das medidas encontradas em sistemas sob injeção ótica ortogonal com lasers que possuem comprimento de onda diferente, ou seja, a linearidade da variação da frequência independe do comprimento de onda da luz injetada na cavidade laser. Fizemos também uma aplicação usando injeção ortogonal para varrer frequência de um laser, nessa experiência comprovamos que para monitorar a frequência de emissão de um laser de diodo injetando luz ortogonalmente com outro laser que emite outro comprimento de onda, não variamos a potência de saída do dispositivo alimentado, pois a luz injetada ortogonalmente muda apenas a densidade de portadores e, portanto, o índice de refração. Além disso, essa técnica permitiu em uma aplicação de espectroscopia básica varrer as duas linhas $F=3$ e $F=4$ da estrutura hiperfina da linha D_2 do césio comprovando assim a eficiência dessa técnica. Detectamos uma dinâmica na frequência do laser sob realimentação ortogonal com grade de difração empregada como discriminador de frequência. Esta mesma oscilação foi detectada, porém com maior intensidade, em um sistema onde temos dois lasers acoplados com grades de difração, isto é, um sistema

dinâmico. Precisa-se realizar uma investigação mais profunda acerca dessas oscilações em frequência para sistemas que utilizam grades de difração como filtro espectral.

O polarizador Glan-foucault e os modos TE e TM

O prisma Glan-foucault que possui uma estrutura formada por dois prismas de ângulo reto, constituídos de calcita, separados por uma fina camada de ar, em contrário ao prisma de Glan-Thompson em que os prismas são colados. Um esquema de um Glan-foucault é mostrado na figura A.1.

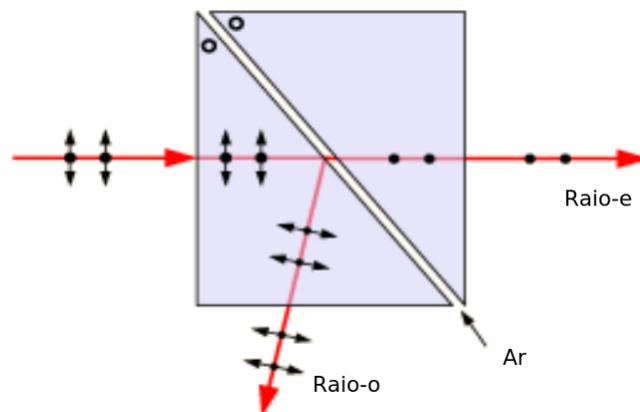


Figura A.1: Prisma do tipo Glan-foucault reflete (reflexão interna total na interface prisma/ar) a luz ortogonalmente polariza ao plano de incidência, transmitindo a componente polarizada no plano de incidência (plano da folha nessa figura).

Um laser opera com altas densidades de energia, por isso temos a vantagem de usar um prisma do tipo Glan-foucault que suporta cerca de 100 watts/cm^2 . Por apresentar um ângulo de visão (ângulo entre feixe refletido e a normal) de aproximadamente 10° , dizemos que isso é uma desvantagem. Por outro lado, o polarizador Glan-Thompson apresenta um ângulo de visão cerca de 30° , mas a capacidade de suportar densidade de potência máxima é diminuída de um fator de 100, para cerca de 1 watt/cm^2 (podendo ser utilizado para

pesquisas que usam baixas potências). O feixe de saída é enviado através do polarizador Glan-foucault o qual funciona como um divisor de feixes, transmitindo a maior parte do feixe, cujo plano de polarização é paralela ao plano da montagem experimental, denominado transversal elétrica (TE), refletindo uma pequena parte do feixe incidente nesse divisor, cuja polarização é ortogonal ao mesmo plano, chamada de transversal magnética (TM). Reversivelmente, o Glan-foucault permite também que uma luz ortogonalmente polarizada seja re-injetada no laser pela face de ejeção.

A polarização do feixe de saída do laser é ligeiramente elíptica e a razão entre as intensidades nos dois eixos ortogonais ($\theta = \frac{I_0}{I_p}$, onde I_0 é a intensidade do modo TE e I_p é a intensidade do modo TM) varia de acordo com o tipo de laser, porém essa fração é tipicamente superior a um fator 100.

Os lasers utilizados em nossos experimentos foram estabilizados numa corrente de aproximadamente 100,04 mA e a temperatura em torno de 25,01 °C , emitindo em torno de 780 nm e 850nm. Inicialmente, é muito importante alinharmos bem o feixe de saída do laser. Para realização da experiência colimamos o feixe para uma distância aproximadamente de 4m. Com isso, garantimos que não teremos problemas com a divergência do perfil espacial do feixe, mais precisamente em relação a re-injeção na cavidade laser, pois o comprimento do percurso do circuito para realimentação é de no mínimo 3m.

APÊNDICE B

Lâmina de atraso de fase

Em todos os experimentos de realimentação ortogonal, injeção ótica ortogonal e injeção ótica paralela foi preciso usar um dispositivo ótico denominado de lâmina de atraso de fase de meia onda para girar o plano de polarização do feixe injetado na cavidade laser, com a finalidade de controlar a potência injetada no semiconductor. Precisamos desse controle para observarmos graficamente o deslocamento dos picos de transmissão do Fabry-Pérot (ver seção 4.5) em função da potência de realimentação. Com isso, calculamos o parâmetro de proporcionalidade β , conforme a equação (4.1).

Nesta seção descreveremos as principais propriedades desses elementos óticos conhecidos também como retardadores. Esses dispositivos servem para alterar o estado de polarização da luz enviada à cavidade laser. Eles possuem seus átomos organizados de tal forma que podem introduzir uma diferença de fase ($\Delta\varphi$) na propagação dos feixes extraordinário e ordinário, alterando portanto o estado de polarização da luz. Um exemplo disso são as placas de onda, que podem ser construídas de quartzo, mica ou polímeros orgânicos.

Nosso objetivo é a partir de luz linearmente polarizada rodar seu plano de polarização, para isso se usa cristal anisotrópico cujo índice de refração depende da direção (birrefringência), por exemplo, mica, quartzo, etc [66]. Na figura (B.1) é mostrado uma luz linearmente polarizada incidindo sobre uma lâmina que possui espessura d e com eixos denominados rápido e lento respectivamente cujas direções são x e y .

Vemos que o campo elétrico incidente forma um ângulo de 45° com o eixo x de forma que suas componentes são: $E_x = E_0 \exp[i(k_r z - \omega t)]$ e $E_y = E_0 \exp[i(k_l z - \omega t)]$.

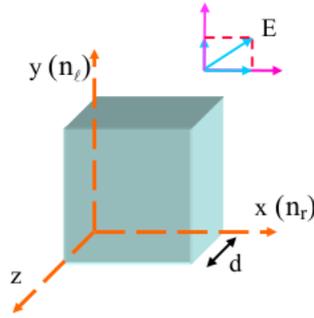


Figura B.1: Incidência de luz sobre uma lâmina birrefringente.

A incidência da onda ocorre em $z=0$, então suas componentes podem ser escritas da seguinte forma: $E_x = E_0 \exp[-i\omega t]$ e $E_y = E_0 \exp[-i\omega t]$, e a saída ocorre em $z=d$ com componentes: $E_x(d) = E_0 \exp[i(k_r d - \omega t)]$ e $E_y(d) = E_0 \exp[i(k_l d - \omega t)]$. A diferença de fase entre as componentes emergentes é:

$$\delta = (k_l - k_r)d = \left(\frac{2\pi}{\lambda_l} - \frac{2\pi}{\lambda_r}\right)d = 2\pi\left(\frac{n_l}{\lambda_0} - \frac{n_r}{\lambda_0}\right)d = \frac{2\pi d}{\lambda_0}(n_l - n_r) \quad (\text{B.1})$$

Para termos o plano de polarização da onda girado de 90° , fazemos $\delta = \pi$. Neste caso, a diferença de caminhos ópticos deve ser meia onda:

$$\pi = \frac{2\pi d}{\lambda_0}(n_l - n_r) \implies (n_l - n_r)d = \frac{\lambda_0}{2} \quad (\text{B.2})$$

Interferômetro de Fabry-Pérot

Nas nossas montagens experimentais utilizamos frequentemente um elemento ótico conhecido como interferômetro de Fabry-Pérot. Esse dispositivo inventado por C. Fabry e A Pérot é usado geralmente para medidas de comprimentos de onda com alta precisão e para o estudo da estrutura fina de linhas espectrais o que o torna extremamente útil para espectroscopia de ruídos [67, 68]. Um interferômetro deste tipo consiste essencialmente de dois espelhos parcialmente refletores de vidro ou quartzo, podendo ser planos ou esféricos, mas estando alinhados para se obter o contraste de franjas máximo [69].

Consideremos agora um exemplo de interferência de múltiplos feixes, de acordo com a figura(C.1).

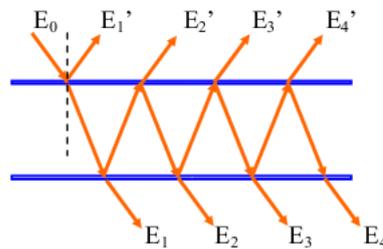


Figura C.1: Interferência de múltiplos feixes.

Usando o princípio da superposição encontramos o campo elétrico transmitido como:

$$E = \sum_{i=1}^{\infty} E_i = E_0\tau\tau' + E_0\tau\tau'\rho'^2 e^{i\delta} + E_0\tau\tau'\rho'^4 e^{i2\delta} + \dots \quad (\text{C.1})$$

onde $E_0(t) = E_0 \exp[-i\omega t]$, a origem das fases foi tomada no ponto B da figura(C.2)

e δ é a diferença de fase é dada por ($\delta = \frac{4\pi}{\lambda_0} n_2 d \cos \theta''$). Colocando-se $E_0 \tau \tau'$ em evidência obtemos:

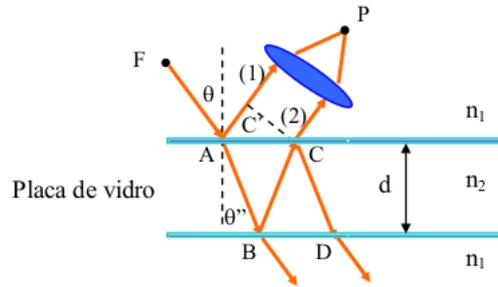


Figura C.2: Interferência por múltiplas reflexões.

$$E = E_0 \tau \tau' (1 + \rho'^2 e^{i\delta} + \rho'^4 e^{i2\delta} + \dots) = \frac{E_0 \tau \tau'}{1 - \rho'^2 e^{i\delta}} \quad (C.2)$$

O termo entre parênteses vemos que é uma série geométrica. Além disso, $\tau \tau' = 1 - \rho^2 = 1 - R e \rho'^2 = \rho'^2 = R$, logo o campo elétrico será dado por:

$$E = \frac{E_0 (1 - R)}{1 - R e^{i\delta}} \quad (C.3)$$

Para a intensidade temos:

$$I \propto |E|^2 = \frac{E_0^2 (1 - R)^2}{(1 - R e^{i\delta})(1 - R e^{-i\delta})} = \frac{E_0^2 (1 - R)^2}{1 + R^2 - 2R \cos(\delta)} \quad (C.4)$$

Isto é,

$$I(\delta) = \frac{I_0 (1 - R)^2}{1 + R^2 - 2R (\cos^2(\frac{\delta}{2}) - \text{sen}^2(\frac{\delta}{2}))} = \frac{I_0}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \text{sen}^2(\frac{\delta}{2})} \quad (C.5)$$

Quando $\delta = 2n\pi$ temos $\text{sen}^2(\frac{\delta}{2}) = 0$ e $I_{max} = I_0$, por outro lado, quando $\text{sen}^2(\frac{\delta}{2}) = 1$ e $I_{min} = \frac{I_0}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2}}$. A função $I(\delta)$ é denominada função de Airy e é mostrada na figura (C.3). Podemos reescrever esta equação como [66]:

$$I(\delta) = \frac{I_0}{1 + F \text{sen}^2(\frac{\delta}{2})} \quad (C.6)$$

Onde $F = \frac{4R}{(1-R)^2}$ representa o contraste das franjas de interferência. A função de Airy pode ser escrita em função da frequência ν .

Considerando $\Delta\nu$ a distância entre dois picos consecutivos (Free Spectral Ranger) e

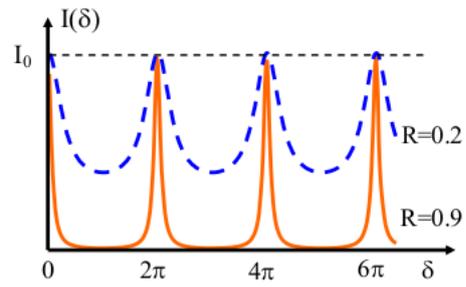


Figura C.3: Função de Airy.

$\delta\nu$ a largura de cada pico, definimos assim a finesse do interferômetro como:

$$\mathbf{F} = \frac{\Delta\nu}{\delta\nu} = \frac{\pi}{2}\sqrt{F} \quad (\text{C.7})$$

APÊNDICE D

O átomo de césio

O átomo de césio é um elemento químico representado pelo símbolo Cs , cujo número atômico é 55. Sua denominação vem do termo latino caesius, que significa azul celeste em função tanto do metal quanto de seus compostos emitirem uma luminosidade de coloração azul. Se um átomo de césio possui 55 prótons, 55 elétrons e 78 nêutrons dizemos que se trata do césio de massa 133 (Cs^{133}) estável, que é encontrado na natureza, apresentando uma coloração metálica amarela claro levemente prateada, Figura(D.1). De forma artificial foram obtidos isótopos radioativos deste elemento, sendo o mais importante deles o de massa 137 (Cs^{137}) o qual se desintegra emitindo radiação gama.



Figura D.1: Ampola de césio no estado líquido à temperatura ambiente

Dentre as transições entre níveis de energia do átomo de césio a mais importante é a transição entre os níveis $6^2S_{1/2} - 6^2P_{3/2}$ (também chamada de linha D_2 do césio) da estrutura fina, ver Figura (D.2) e cada um desses níveis, adicionalmente tem uma estrutura hiperfina. A estrutura fina é um resultado do acoplamento entre o momento angular orbital \mathbf{L} do elétron externo e o momento angular de spin \mathbf{S} desse átomo. O momento angular total do elétron é então dado por $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ e o correspondente número quântico J deve estar compreendido no intervalo $|L - S| \leq J \leq |L + S|$.

Para o estado fundamental do césio $n=6$, $L=0$ e $S=1/2$, então $j=1/2$ (nível $6S_{1/2}$). Para o primeiro estado excitado $n=6$, $L=1$, então $J=1/2$ ou $j=3/2$ (níveis $6^2P_{1/2}$ e $6^2P_{3/2}$). O significado da notação espectroscópica para os níveis de energia é a seguinte: O primeiro número é o número quântico principal do elétron externo, o expoente é $2S + 1$, a letra refere-se a L , isto é, $S \Leftrightarrow L = 0$, $P \Leftrightarrow L = 1$, etc. E o sobrescrito dá o valor de J . A estrutura hiperfina é o resultado do acoplamento de \vec{J} com o momento de spin nuclear \vec{I} . O momento angular atômico é dado então por $\vec{F} = \vec{J} + \vec{I}$. Como no caso da estrutura fina, a magnitude de F pode levar a valores $|J - I| \leq F \leq |J + I|$.

Para o estado fundamental do césio, $J=1/2$ e $I=7/2$, então $F=3$ ou $F=4$. Para o estado excitado da linha $D_2(6^2P_{3/2})$, F pode ter qualquer um dos valores 2,3,4 ou 5.

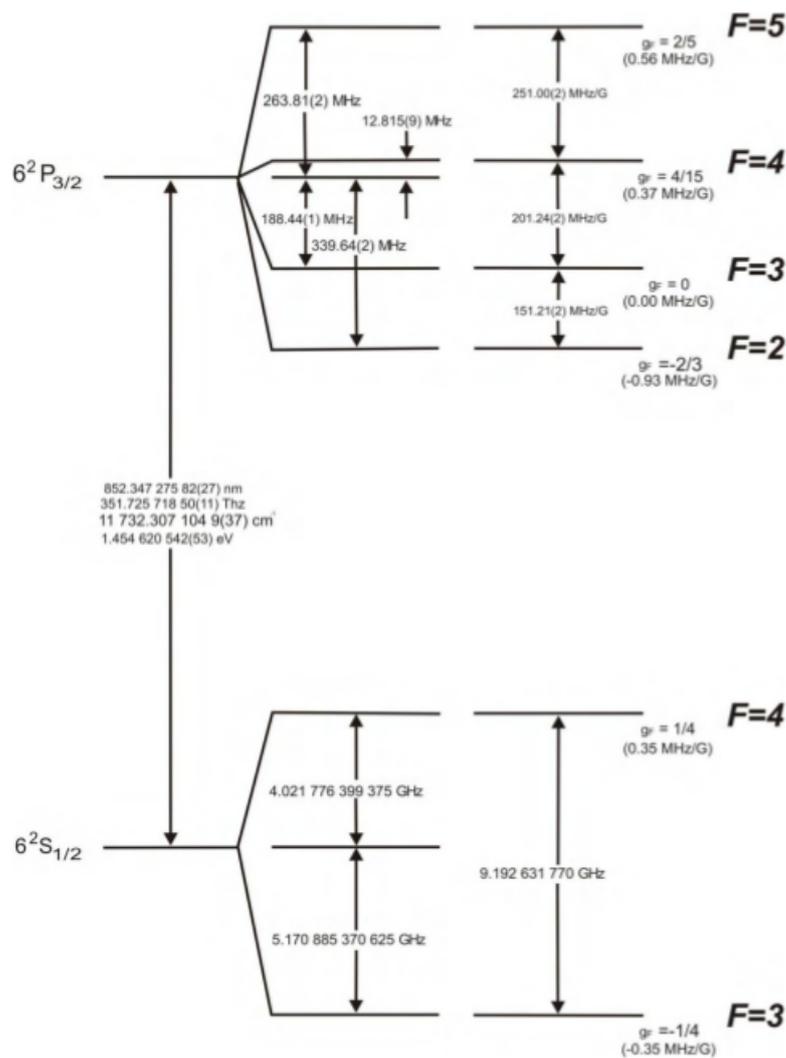


Figura D.2: Estrutura hiperfina da transição D_2 do césio, com os deslocamentos em frequência entre os níveis de energia hiperfinos.

Nas experiências que realizamos, podíamos variar a densidade atômica do vapor controlando a temperatura de um pequeno reservatório de césio líquido em equilíbrio com o vapor. A medição da temperatura permite determinar a pressão de vapor e consequentemente a densidade atômica. Para isso, utilizamos um multímetro o qual nos permite monitorar a temperatura tanto da janela como do reservatório, fixamos a temperatura da janela da célula em aproximadamente 75°C .

A célula

Nesta experiência utilizamos uma célula contendo vapor de césio a qual é constituída basicamente de três partes: A janela, um tubo cilíndrico (maior parte) e o reservatório contendo átomos de césio, o material constituinte dessa célula é o vidro. Uma pequena quantidade de césio condensado foi introduzido na célula mantida a vácuo. Ver a figura

(D.3).



Figura D.3: A célula com vapor de césio.

Para mantermos essa célula a uma determinada temperatura, precisa-se construir um espécie de forno o qual é construído com placas de alumínio e lã de vidro para se manter isolada do meio ambiente. O forno envolve todo o corpo da célula exceto uma pequena parte da janela onde o feixe óptico atravessa afim de obter uma curva de absorção dessa luz interagindo com o vapor, como mostrado na figura (D.4).

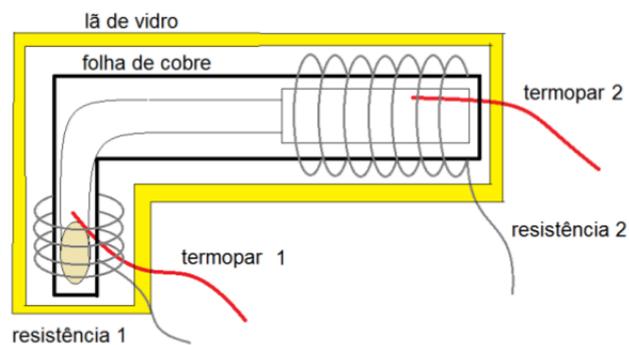


Figura D.4: Esquema da estrutura interna do conjunto célula e forno.

A grade de difração

Tendo em vista que a grade de difração tem um papel essencial na dinâmica da frequência do laser, revisaremos alguns conceitos básicos desse instrumento ótico. Esse dispositivo possui uma estrutura física constituída de linhas (ranhuras) periódicas, que difrata a luz em várias componentes as quais se propagam em direções diferentes, como resultados de interferências múltiplas. Esses feixes espalhados dependem da distância entre as linhas da grade e o comprimento de onda da luz incidente.

A separação entre as linhas e os ângulos do feixe incidente e difratado se relacionam através da equação da grade, conforme a equação (E.1) [70]. A partir do princípio de Huygens-Fresnel, o qual permite tratar todos os pontos de uma fente de onda inicial como fonte pontual de ondas esféricas secundárias, isto é, forma-se uma nova frente de onda e com isso obtem-se a intensidade resultante. Para qualquer ponto subsequente pode ser encontrado a nova amplitude, somando as contribuições das amplitudes de cada uma destas fontes pontuais individuais.

$$a(\text{sen}\theta_i + \text{sen}\theta_m) = m\lambda \tag{E.1}$$

Em atividades práticas, deve-se notar que grades de difração têm um modo de ordem zero, ou seja, $m=0$ em (E.1), a difração do feixe incidente possui características que seguem as leis da reflexão e refração analogamente a um espelho ou lente.

Podemos descrever uma grade de difração como sendo um conjunto de fendas(linhas) distantes de um comprimento a , devendo ser da mesma ordem de grandeza que o comprimento de onda de interesse, possibilitando um padrão de difração visível. Se uma onda

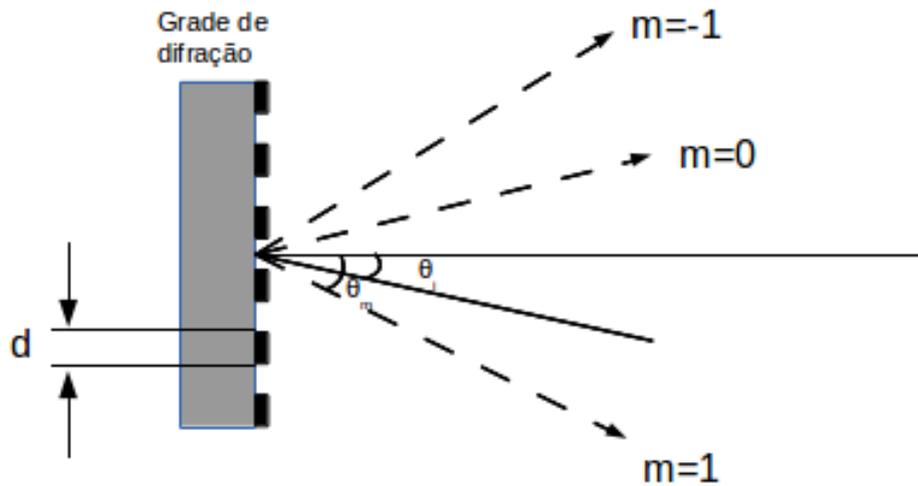


Figura E.1: Ilustração da difração produzida por uma grade de difração com o espaçamento entre linhas igual a a .

plana de comprimento de onda λ incide na grade, vemos que cada fenda atua como uma fonte pontual a partir da qual a luz se propaga em todas as direções. A intensidade da radiação difratada em qualquer ponto do espaço é dada pelo efeito de interferência, isto é, a soma das amplitudes de cada componente. A diferença de caminho do ponto de observação e duas fontes separadas da distância a sendo igual a:

$$\Delta l = \lambda(n + 1/2) \quad (\text{E.2})$$

para n um número inteiro, dizemos que as ondas estão completamente fora de fase, criando dessa forma pontos de interferência destrutiva (intensidade mínima). Analogamente, quando a diferença de caminho é um número inteiro de comprimento de onda $n\lambda$, diz-se que as ondas estão em fase, obtendo assim uma interferência construtiva, ver figura (E.1). Os máximos ocorrem em ângulos θ_m , satisfazendo a equação (E.1), onde θ_m é o ângulo entre o raio difratado e a normal ao plano da grade, d trata-se da distância do centro de uma fenda para o centro de outra fenda ao lado e m é um número inteiro o qual representa o modo de propagação de interesse, ou seja, a ordem.

Equações para dinâmica em frequência em lasers

Vamos, nesta seção, encontrar uma equação de evolução para a frequência do laser sob realimentação ortogonal que descreve sua dinâmica temporal. As taxas de decaimento para o campo e o número de portadores são muito maiores que a taxa para a temperatura [51], logo a dinâmica em frequência é governada por efeitos térmicos lentos, de forma que desconsideramos transientes na evolução de E e N e consideramos seus valores estacionários E_0 e N_0 , o que nos leva a:

$$E(t) = E_0 \exp(i\omega t) \quad (\text{F.1})$$

$$N(t) = N_0 \quad (\text{F.2})$$

mas mantemos a evolução temporal de T . Das equações (3.1) e (F.1) temos:

$$\omega = k\theta = k\theta_0 - k\epsilon(T - 1) \quad (\text{F.3})$$

e

$$\Gamma G = 1 \quad (\text{F.4})$$

Ainda são válidos.

Da equação (F.4), temos:

$$\frac{d\omega}{dt} = -k\epsilon \frac{dT}{dt} = k\epsilon\gamma_T [T - 1 - ZN - RJ^2] \quad (\text{F.5})$$

De (F.4), temos:

$$\omega = k\theta_0 - k\epsilon(T - 1) \longrightarrow T - 1 = \frac{\omega_0 - \omega}{k\epsilon} \quad (\text{F.6})$$

onde $\omega_0 = k\theta_0$. Substituindo (F.6) em (F.5) segue:

$$\frac{d\omega}{dt} = k\epsilon\gamma_T \left[\frac{\omega_0 - \omega}{k\epsilon} - ZN - RJ^2 \right] = \gamma_T [\omega_0 - \omega - k\epsilon ZN - k\epsilon RJ^2] \quad (\text{F.7})$$

Para um laser livre de realimentação ótica, de (F.4) podemos escrever:

$$\Rightarrow \omega_{sol} = k\theta_0 - k\epsilon(ZN_{sol} + RJ^2) \quad (\text{F.8})$$

$$\omega_{sol} = \omega_0 - k\epsilon(ZN_{sol} + RJ^2) \quad (\text{F.9})$$

Sabemos que (3.17) é dado por:

$$N_{sol} = J - \frac{|E_0|_{sol}^2}{\Gamma} \quad (\text{F.10})$$

E substituindo em (F.9) temos:

$$\omega_{sol} = \omega_0 - k\epsilon ZJ + k\epsilon Z \frac{|E_0|_{sol}^2}{\Gamma} - k\epsilon RJ^2 \quad (\text{F.11})$$

Por outro lado $N = J - \frac{1+\kappa}{\Gamma} |E(\kappa)|^2$, e substituindo em (F.7), temos:

$$\frac{d\omega}{dt} = \gamma_T \left[-\omega + \omega_0 - k\epsilon Z \left(J - \frac{1+\kappa}{\Gamma} |E_0|^2 \right) - k\epsilon RJ^2 \right] \quad (\text{F.12})$$

$$\frac{d\omega}{dt} = \gamma_T \left[-\omega + \omega_0 - k\epsilon ZJ + \frac{k\epsilon Z}{\Gamma} (1+\kappa) |E(\kappa)|^2 - k\epsilon RJ^2 \right] \quad (\text{F.13})$$

Por conveniência vamos somar e subtrair na equação acima o termo $\frac{|E_0|_{sol}^2}{\Gamma}$, logo:

$$\frac{d\omega}{dt} = \gamma_T[-\omega + \omega - k\epsilon Z J + k\epsilon Z \frac{|E_0|_{sol}^2}{\Gamma} - k\epsilon Z \frac{|E_0|_{sol}^2}{\Gamma} + \frac{k\epsilon Z}{\Gamma}(1 + \kappa) |E(\kappa)|^2 - k\epsilon R J^2] \quad (\text{F.14})$$

Usando a equação (F.11) podemos escrever a equação acima como:

$$\frac{d\omega}{dt} = \gamma_T[\omega_{sol} - \omega - \frac{k\epsilon Z}{\Gamma} |E(\kappa)|^2 (\frac{|E_0|_{sol}^2}{|E(\kappa)|^2} - (1 + \kappa))] \quad (\text{F.15})$$

Como $\frac{|E_0|_{sol}^2}{|E(\kappa)|^2} = \frac{1 + \epsilon_1 + \kappa(1 + \epsilon_2)}{1 + \epsilon_1}$ podemos reescrever a equação acima da seguinte forma:

$$\frac{d\omega}{dt} = \gamma_T[\omega_{sol} - \omega - \frac{k\epsilon Z}{\Gamma} |E(\kappa)|^2 (\frac{1 + \epsilon_1 + \kappa(1 + \epsilon_2)}{1 + \epsilon_1} - (1 + \kappa))] \quad (\text{F.16})$$

$$\frac{d\omega}{dt} = \gamma_T[\omega_{sol} - \omega - \frac{k\epsilon Z}{\Gamma(1 + \epsilon_1)} |E(\kappa)|^2 (1 + \epsilon_1 + \kappa(1 + \epsilon_2) - (1 + \kappa)(1 + \epsilon_1))] \quad (\text{F.17})$$

$$\frac{d\omega}{dt} = \gamma_T[\omega_{sol} - \omega - \frac{k\epsilon Z}{\Gamma(1 + \epsilon_1)} |E(\kappa)|^2 \kappa(\epsilon_2 - \epsilon_1)] \quad (\text{F.18})$$

$$\frac{d\omega}{dt} = \gamma_T[\omega_{sol} - \omega - 2\pi\beta P_r], \quad (\text{F.19})$$

com

$$P_r = \kappa |E(\kappa)|^2 \quad (\text{F.20})$$

$$\beta = \frac{k\epsilon Z(\epsilon_2 - \epsilon_1)}{2\pi\Gamma(1 + \epsilon_1)}. \quad (\text{F.21})$$

Todas as variáveis envolvidas nas equações acima já foram devidamente identificadas na seção (3.4).

Referências Bibliográficas

- [1] Taciano Amaral Sorrentino. Dinâmica em frequência de lasers semicondutores sob realimentação ótica ortogonal e aplicação: Chaveamento todo-ótico em frequência. *Dissertação de mestrado, UFPB*, 2010.
- [2] 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, 1988.
- [3] C Monroe, W Swann, H Robinson, and C Wieman. Very cold trapped atoms in a vapor cell. *Physical Review Letters*, 65(13):1571, 1990.
- [4] Carol E Tanner and Carl Wieman. Precision measurement of the stark shift in the $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ cesium transition using a frequency-stabilized laser diode. *Physical Review A*, 38(1):162, 1988.
- [5] David F Welch. A brief history of high-power semiconductor lasers. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 6(6):1470, 2000.
- [6] GHM Van Tartwijk and D Lenstra. Semiconductor lasers with optical injection and feedback. *Quantum and Semiclassical Optics: Journal of the European Optical Society Part B*, 7(2):87, 1995.
- [7] Albert Einstein. Zur quantentheorie der strahlung. *Physikalische Zeitschrift*, 18:121, 1917.

- [8] Theodore H Maiman. Stimulated optical radiation in ruby. *Nature Publishing Group*, 1960.
- [9] NV Karlov, ON Krokhin, and SG Lukishova. History of quantum electronics at the moscow lebedev and general physics institutes: Nikolaj basov and alexander prokhorov. *Applied optics*, 49(25):F32, 2010.
- [10] Ali Javan, William R Bennett Jr, and Donald R Herriott. Population inversion and continuous optical maser oscillation in a gas discharge containing a he-ne mixture. *Physical Review Letters*, 6(3):106, 1961.
- [11] Maurice GA Bernard and Georges Duraffourg. Laser conditions in semiconductors. *physica status solidi (b)*, 1(7):699, 1961.
- [12] HC Casey Jr and MB Panish. Heterostructure lasers. part a. fundamental principles. *Academic Press, Inc., New York, NY*, 1978.
- [13] Fernando Catalani. Caracterização de laser de diodo para espectroscopia de alta resolução. *Dissertação de mestrado, UNICAMP*, 1997.
- [14] NG Basov, ON Krokhin, and Yu M Popov. Production of negative temperature states in pn junctions of degenerate semiconductors. *JETP*, 40:1320, 1961.
- [15] RN Hall, GE Fenner, JD Kingsley, TJ Soltys, and RO Carlson. Coherent light emission from ga-as junctions. *Phys. Rev. Lett*, 9:366, 1962.
- [16] Marshall I Nathan, William P Dumke, Gerald Burns, Frederick H Dill, and Gordon Lasher. Stimulated emission of radiation from gaas p-n junctions. *Applied Physics Letters*, 1(3):62, 1962.
- [17] TM Quist, RH Rediker, RJ Keyes, WE Krag, B Lax, Al L McWhorter, and HJ Zeigler. Semiconductor maser of gaas. *Applied Physics Letters*, 1(4):91, 1962.
- [18] Nick Holonyak Jr and SF Bevacqua. Coherent (visible) light emission from ga (as1-xpx) junctions. *Applied Physics Letters*, 1(4):82, 2004.
- [19] H Kressel and H Nelson. Close-confinement gallium arsenide pn junction lasers with reduced optical loss at room temperature(close confinement gaas p-n junction lasers with reduced optical loss at room temperature). *RCA review*, 30:106, 1969.

- [20] I Hayashi, M Panish, and P Foy. A low-threshold room-temperature injection laser. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 5(4):211, 1969.
- [21] Zh I Alferov, VM Andreev, EL Portnoi, and MK Trukan. Alas-gaas heterojunction injection lasers with a low room-temperature threshold. *Sov Phys Semiconductors*, 3(9):1107, 1970.
- [22] GJ Lasher. Analysis of a proposed bistable injection laser. *Solid-State Electronics*, 7(10):707, 1964.
- [23] Marshall I Nathan, JC Marinace, RF Rutz, AE Michel, and GJ Lasher. Gaas injection laser with novel mode control and switching properties. *Journal of Applied Physics*, 36(2):473, 2004.
- [24] NG Basov, WH Culver, and B Shah. Applications of lasers to computers. *Laser Handbook*, 2:1649, 1972.
- [25] H Kawaguchi and G Iwane. Bistable operation in semiconductor lasers with inhomogeneous excitation. *Electronics Letters*, 17(4):167, 1981.
- [26] Ch Harder, KY Lau, and A Yariv. Bistability and pulsations in cw semiconductor lasers with a controlled amount of saturable absorption. *Applied Physics Letters*, 39(5):382, 1981.
- [27] Govind P Agrawal and Niloy K Dutta. Long wavelength semiconductor lasers. *Van Nostrand Reinhold Co. Inc., New York, NY*, 1986.
- [28] DE McCumber. Einstein relations connecting broadband emission and absorption spectra. *Physical Review*, 136(4A):A954, 1964.
- [29] M Sargent III. M. O. scully, and we lamb, jr. *Laser Physics*, page 136, 1974.
- [30] Willis E Lamb Jr. Theory of an optical maser. *Physical Review*, 134(6A):A1429, 1964.
- [31] H Haken and H Sauermann. Nonlinear interaction of laser modes. *Zeitschrift für Physik*, 173(3):261, 1963.
- [32] H Haken. *Light. Vol. 2, Laser light dynamics*. 1985.

- [33] Y Yamamoto. Re slusher optical processes in mzcrocavztzes. *Physics Today*, June, 66:1993, 1993.
- [34] John David Jackson and John D Jackson. *Classical electrodynamics*, volume 3. Wiley New York etc., 1962.
- [35] Amnon Yariv. Quantum electronics, 3rd. *Edn.(John WieLy & Sons, New York, 1988) p*, 389, 1989.
- [36] VI Balykin, VG Minogin, and VS Letokhov. Electromagnetic trapping of cold atoms. *Reports on Progress in Physics*, 63(9):1429, 2000.
- [37] Dong-Hai Yang, En-Xian Li, Le-Ming Chen, Bing-Ying Huang, and Yi-Qiu Wang. Experiment on optically pumped cesium beam frequency standard with sharp angle incidence probing laser beam. *Optics communications*, 84(5):275, 1991.
- [38] Carl E Wieman and Leo Hollberg. Using diode lasers for atomic physics. *Review of Scientific Instruments*, 62(1):1, 1991.
- [39] S Saito, O Nilsson, and Y Yamamoto. Frequency modulation noise and linewidth reduction in a semiconductor laser by means of a negative frequency feedback technique. *Applied Physics Letters*, 46(1):3, 1985.
- [40] Deborah M Kane and K Alan Shore. *Unlocking dynamical diversity: optical feedback effects on semiconductor lasers*. 2005.
- [41] Roy Lang and Kohroh Kobayashi. External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 16(3):347, 1980.
- [42] Lew Goldberg, Henry F Taylor, Anthony Dandridge, JF Weller, and R Miles. Spectral characteristics of semiconductor lasers with optical feedback. *Microwave Theory and Techniques, IEEE Transactions on*, 30(4):401, 1982.
- [43] Ph Laurent, A Clairon, and Ch Breant. Frequency noise analysis of optically self-locked diode lasers. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 25(6):1131, 1989.
- [44] M Fleming and Aram Mooradian. Spectral characteristics of external-cavity controlled semiconductor lasers. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 17(1):44, 1981.

- [45] J Harrison and A Mooradian. Linewidth and offset frequency locking of external cavity gaalas lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 25:1152, 1989.
- [46] Kerry Vahala, Kazuo Kyuma, Amnon Yariv, Sze-Keung Kwong, Mark Cronin-Golomb, and Kam Y Lau. Narrow linewidth, single frequency semiconductor laser with a phase conjugate external cavity mirror. *Applied physics letters*, 49(23):1563, 1986.
- [47] H Patrick and CE Wieman. Frequency stabilization of a diode laser using simultaneous optical feedback from a diffraction grating and a narrowband fabry-perot cavity. *Review of scientific instruments*, 62(11):2593, 1991.
- [48] M Kozuma, M Kouroggi, M Ohtsu, and H Hori. Frequency stabilization, linewidth reduction, and fine detuning of a semiconductor laser by using velocity-selective optical pumping of atomic resonance line. *Applied physics letters*, 61(16):1895, 1992.
- [49] 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, 2004.
- [50] M Oriá, B Farias, T Sorrentino, and M Chevrollier. Multistability in the emission frequency of a semiconductor laser. *Josa B*, 24(8):1867, 2007.
- [51] C Masoller, T Sorrentino, M Chevrollier, and M Oria. Bistability in semiconductor lasers with polarization-rotated frequency-dependent optical feedback. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 43(3):261, 2007.
- [52] B Farias, T Passerat de Silans, M Chevrollier, and M Oria. Frequency bistability of a semiconductor laser under a frequency-dependent feedback. *Physical review letters*, 94(17):173, 2005.
- [53] Balth Van Der Pol. Vii. forced oscillations in a circuit with non-linear resistance.(reception with reactive triode). *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 3(13):65, 1927.
- [54] Robert Adler. A study of locking phenomena in oscillators. *Proceedings of the IRE*, 34(6):351, 1946.

- [55] J Nishizawa and K Ishida. Injection-induced modulation of laser light by the interaction of laser diodes. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 11(7):515, 1975.
- [56] S Kobayashi, J Yamada, S Machida, and T Kimura. Single-mode operation of 500 mbit/s modulated algaas semiconductor laser by injection locking. *Electronics Letters*, 16(19):746, 1980.
- [57] Roy Lang. Injection locking properties of a semiconductor laser. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 18(6):976, 1982.
- [58] Finn Mogensen, Henning Olesen, and Gunnar Jacobsen. Locking conditions and stability properties for a semiconductor laser with external light injection. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 21(7):784, 1985.
- [59] Isabelle Petitbon, Philippe Gallion, Guy Debarge, and Claude Chabran. Locking bandwidth and relaxation oscillations of an injection-locked semiconductor laser. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 24(2):148–154, 1988.
- [60] MP Van Exter and JP Woerdman. Determination of α factor of fabry-pérot-type semiconductor laser by injection locking. *Electronics Letters*, 28(17):1607, 1992.
- [61] Hitoshi Kawaguchi, Katsuaki Magari, Kunishige Oe, Yoshio Noguchi, Yoshinori Nakano, and George Motosugi. Optical frequency-selective amplification in a distributed feedback type semiconductor laser amplifier. *Applied physics letters*, 50(2):66, 1987.
- [62] Katsuaki Magari, Hitoshi Kawaguchi, Kunishige Oe, and Mitsuo Fukuda. Optical narrow-band filters using optical amplification with distributed feedback. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 24(11):2178, 1988.
- [63] T Catunda, A Pataia, A Romero, J Sartori, and LAO Nunes. Laser de semicondutor visível: um instrumento didático de baixo custo. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, 20(3), 1998.
- [64] G Woehl Jr, G Garci, A, F Cruz, C, D Pereira, and Scalabrin. Caracterização de um laser de diodo sintonizável com caidade externa na configuração littmn. *Revista de Física Aplicada e Instrumentação*, 14(2), 1999.

- [65] Bruno Farias da Silva. Dinâmica em frequência da emissão de um lasers semicondutores sob realimentação ótica. *Dissertação de mestrado, UFPB*, 2005.
- [66] Sérgio Carlos Zilio. *Óptica moderna: fundamentos e aplicações*. 2009.
- [67] Max Born and Emil Wolf. *Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. 1999.
- [68] William Thomas Silfvast. *Laser fundamentals*, volume 459. Cambridge University Press New York, 1996.
- [69] H Kogelnik and Tingye Li. Laser beams and resonators. *Applied Optics*, 5(10):1550, 1966.
- [70] Eugene Hecht. Optics 2nd edition. *Optics 2nd edition by Eugene Hecht Reading, MA: Addison-Wesley Publishing Company, 1987*, 1, 1987.