



UNIVERSIDADE FEDERAL DA PARAÍBA
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E DA NATUREZA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

**ESTUDO EXPERIMENTAL DA EMISSÃO DOS
MODOS TE E TM DE UM LASER SEMICONDUTOR
SOB REALIMENTAÇÃO ORTOGONAL**

MÁRIO CÉSAR SOARES XAVIER

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

João Pessoa - PB – Brasil

Setembro/2011

**ESTUDO EXPERIMENTAL DA EMISSÃO DOS
MODOS TE E TM DE UM LASER SEMICONDUTOR
SOB REALIMENTAÇÃO ORTOGONAL**

por

MÁRIO CÉSAR SOARES XAVIER*

**Dissertação apresentada como
requisito para obtenção do título
de Mestre em Física pela
Universidade Federal da Paraíba.**

Área de concentração: Física Atômica e Molecular

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Marcos Santos César Oriá (Orientador)

Prof^a. Dr^a Martine Patrícia Arlette Chevrollier – DF (UFPB)

Prof. Dr. José Wellington Rocha Tabosa – DF (UFPE)

João Pessoa - PB – Brasil

Setembro/2011

X3e *Xavier, Mário César Soares.*

Estudo experimental da emissão dos modos TE e TM de um laser semiconductor sob realimentação ortogonal / Mário César Soares Xavier.- João Pessoa, 2011.

91f. : il.

Orientador: Marcos Santos César Oriá

Dissertação (Mestrado) – UFPB/CCEN

1. Física Atômica e Molecular. 2. Lasers semicondutores. 3. Emissão – modos TE e TM. 4. Realimentação ortogonal.

UFPB/BC

CDU: 539.1(043)

Estudo experimental da emissão dos modos TE e TM de um laser semiconductor sob realimentação ortogonal

por

Mário César Soares Xavier

Dissertação aprovada como requisito parcial para obtenção do título de Mestre em Física no Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física da Universidade Federal da Paraíba.

Aprovada em 16 de setembro de 2011

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Marcos Santos César Oriá - DF/UFPB (Orientador)

Prof^a. Dr^a Martine Patrícia Arlette Chevrollier – DF (UFPB)

Prof. Dr. José Wellington Rocha Tabosa – DF (UFPE)

DEDICATÓRIA

A minha família, meus pais Xavier e Glória, meus irmãos Júnior e Nair, os meus filhos Caroline, César Filho e Clarisse e a minha esposa Cristiane pelo carinho, incentivo e força durante toda minha caminhada

AGRADECIMENTOS

- A todos os meus familiares pelo apoio e incentivo aos estudos.

- Ao Prof. Marcos César Oriá, pela oportunidade de ingressar na pesquisa como aluno da Pós-Graduação, pela orientação, amizade, paciência e dedicação.

- À Prof.^a, Martine Chevrollier, pelo incentivo, respeito, paciência, simplicidade, consideração e dedicação.

- Aos professores Orlando Di Lorenzo, Luimar de Oliveira, Thierry Passerat, Itamar Vidal e aos colegas Fabiano Queiroga, Gilson Francisco, Samuel Bezerra e Gabriel Basso, bem como a todos acima citados pela boa convivência no ambiente de trabalho e o incentivo dado durante este período.

- À Universidade Federal da Paraíba, ao Departamento de Física, ao PPGF (Programa de Pós Graduação em Física), seu corpo docente, secretária e funcionários, pela contribuição na minha formação.

- A Weliton Soares, Valdeci Mestre, pela amizade, pela compreensão e pelas disciplinas que cursamos durante a graduação e Pós- Graduação. Estudos estes que muito me ajudaram durante a minha jornada.

- A Taciano Sorrentino que fez parte direta deste trabalho de pesquisa ajudando nos experimentos, nas discussões e acima de tudo na amizade concretizada durante toda a formação.

- A todos os amigos e colegas do LFAL: Os técnicos Yuri Cavalcante, Manoel Brasileiro, Bruno César, Eduardo Marcelo, pela ajuda sempre que necessitei e ao Eduardo Macedo pela ajuda na confecção de peças e suporte na oficina mecânica.

- Em especial à minha amada esposa Cristiane Soares pela paciência, dedicação, companheirismo e acima de tudo pelos anos de conquistas que passamos até aqui.

- A todos os amigos que de alguma forma contribuíram para o desenvolvimento deste trabalho, o meu muito obrigado.

- À CAPES, pela concessão de Bolsa.

O valor das coisas não está no tempo que elas duram, mas na intensidade com que acontecem. “Por isso, existem momentos inesquecíveis, coisas inexplicáveis e pessoas incomparáveis.”

(Mária Júlia Paes de Silva)

ÍNDICE

RESUMO	I
ABSTRACT	II
LISTA DE FIGURAS	III
INTRODUÇÃO	10
CAPÍTULO 1: Laser Semicondutor	13
1.1 Laser Semicondutor.....	13
1.1.1 Perspectiva Histórica.....	13
1.2 Descrição do Laser de Diodo.....	15
1.3 Estrutura Física do Laser de Diodo.....	16
1.4 Funcionamento do Laser de Diodo.....	22
1.5 Características do Feixe.....	26
1.6 Condições de Oscilação.....	27
1.7 Equações de Taxa.....	29
CAPÍTULO 2: Realimentação Ótica	35
2.1. Lasers de Diodo sob Realimentação Ótica.....	35
2.2. Laser de Diodo sob Realimentação Ótica Paralela.....	36
2.3 Lasers de Diodo sob Realimentação Ótica Ortogonal.....	37
2.4 Estudo de Dinâmica em Lasers de Diodo Sujeitos à Realimentação Ótica Ortogonal.....	38

CAPÍTULO 3: Realimentação Ortogonal em Laser de Diodo.....	48
3.1 Medidas com Grade de Difração	48
3.2 Curvas Potência versus Corrente de Injeção.....	53
3.3 Medidas do β versus Corrente de Injeção	58
3.4 Funcionamento de um Polarizador Glan- Foucault	62
3.5 Comportamento das Intensidades dos Modos TE e TM Submetidos à Realimentação Ortogonal.....	65
3.6 Medidas do Coeficiente β versus Razão entre os Modos TE e TM	67
Conclusões	76
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	77

RESUMO

Neste trabalho apresentamos um estudo sistemático da emissão de lasers semicondutores submetidos a uma realimentação ótica ortogonal. Após uma série de estudos anteriores da dinâmica em frequência de diodos lasers com re-injeção ótica ortogonal, estamos analisando mais detalhadamente o comportamento das duas componentes de polarização da radiação laser. A emissão principal (TE) tem intensidade entre dezenas e centenas de vezes maior que a emissão no modo ortogonal (TM) dependendo do tipo do diodo laser. Medimos fatores de cerca de 100, 500, 800 e 1300 para lasers de diferentes fabricantes e modelos. Inicialmente observamos, para alguns lasers, que a pequena emissão TM também tem largura de emissão comparável ao modo principal e possui o mesmo limiar de corrente. Analisamos também a dependência do deslocamento em frequência que ocorre quando re-injetamos com polarização cruzada parte do feixe laser na cavidade semicondutora. Observamos que para diferentes lasers existe uma variação sistemática do deslocamento para uma mesma potência de realimentação. Fizemos uma interpretação simples desse comportamento em termos do acoplamento geométrico do nível de luz que volta na junção do semicondutor.

ABSTRACT

In this work we present results of systematic experimental experiments observing the emission of semiconductor lasers under optical orthogonal feedback. Following previous work on the frequency behavior of laser diodes submitted to orthogonal feedback, we analyse the behavior of the two orthogonal polarization of the radiation. The emission has a main polarization (the so-called TE polarization) whose intensity is higher than the orthogonal one (the TM polarization). This ratio depends on the type of laser diode and we have measure ration between the two modes of about 100, 500, 800 and 1300 for different lasers, from different models and producers. We catheterize the TM mode, whose current threshold and spectral width is about the same than the main TE mode. We also analyze how the frequency shifts as a function of the feedback power, and we observed s correlation between this frequency shift and the ratio between the two polarizations. We interpreted this result as been due to the geometrical coupling of the feedback beam into the semiconductor cavity. The is a good agreement of the measurement with the calculated behavior.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1. Estrutura de um laser com estrutura tipo homojunção.....	16
Figura 1.2 Difusão de elétrons recombinando-se com lacunas formando a região de depleção.....	17
Figura 1.3 Laser de diodo com heteroestrutura dupla.....	17
Figura 1.4. (a) Níveis de energia dos elétrons em torno da junção em um laser com heteroestrutura dupla. (b) Distribuição espacial dos índices de refração.....	18
Figura 1.5 Estrutura de banda de um semiconductor, (BC) banda de condução, e (BV) banda de valência.....	20
Figura 1.6 Onda guiada em um laser semiconductor com 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 de tal forma que $\sin \theta > \mu_1 / \mu_2$	21
Figura 1.7 Esquema ilustrativo de um lase de heteroestrutura dupla.....	22
Figura 1.8 Energia eletrônica e ocupação na direção perpendicular à junção p-n. onde μ_e nível de Fermi para elétrons e μ_h nível de Fermi para buracos [24].....	23

Figura 1.9 Energia eletrônica e ocupação (zona hachurada) na direção perpendicular à junção p-n.....24.

Figura 1.10. Ilustração do perfil de ganho e dos modos longitudinais de um laser de diodo (escalas arbitrárias). Tipicamente o laser oscila no modo mais próximo ao pico da curva de ganho. O limiar é atingido quando o ganho se iguala às perdas.25

Figura 1.11 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.....27

Figura 2.1 Arranjo experimental para redução de largura de linha espectral e estabilização da frequência ótica usado por Yasaka e Kawaguchi [37].....37

Figura 2.2 Esquema do arranjo experimental: Nesta configuração a cavidade Fabry-Pérot é utilizada como analisador espectral. O símbolo $\leftrightarrow (\odot)$ representa a polarização do feixe paralela (perpendicular) ao plano do arranjo. LD: laser de diodo, G-F: Polarizador Glan-Foucault, E: Espelho, IO: Isolador ótico, FD: Fotodetector, DF: Divisor de feixe, $\lambda/2$: Lâmina de meia onda, MP: Medidor de potência.....38

Figura 2.3 Esquema para injetar polarização ortogonal filtrada com realimentação ortogonal em um laser semiconductor. DL: Laser de diodo, GF: Glan-Foucault, OI: Isolador ótico, Analisador ótico: cavidade Fabry-Pérot e o filtro espectral célula de vapor de Cs.....39

Figura 2.4 Deslocamento da frequência laser em função da potência de realimentação.....41

Figura 2.5 Comportamento espectral do laser semiconductor sob realimentação filtrada: o ciclo de histerese em função da potência de realimentação. a) Perfil Doppler da linha Cs D₂ usado como filtro para modular a realimentação do feixe. b) e c) frequência de emissão analisada pela absorção do Cs D₂ sob realimentação ortogonal. As setas indicam a direção de cada varredura42

Figura 2.6 Esquema do arranjo experimental. O símbolo $\leftrightarrow (\odot)$ representa a polarização do feixe paralela (perpendicular) ao plano do arranjo. DL: laser de diodo, G-F: Polarizador Glan-Foucault, M: Espelho, BS: Divisor de Feixe, OI: Isolador ótico, PD: Fotodetector, L: Lente, MA: Abertura micrométrica, $\lambda/2$: Lâmina de meia onda, MP: Medidor de Potência. O feixe de realimentação é analisado por um fotodetector (PD1) e por uma abertura de 3 mm, seguido de outro fotodetector (PD2). PD3 mede a transmissão da célula sonda (fora do circuito de realimentação).....43

Figura 2.7 Absorção do filtro atômico versus frequência do laser sem realimentação para potências de realimentação crescentes (zero em (a)). Comparar com curvas experimentais na Figura 2.5.....45

Figura 3.1 Montagem experimental para descrever o efeito da grade de difração como filtro espectral. O símbolo $\leftrightarrow (\odot)$ representa a polarização do feixe paralela (perpendicular) ao plano do arranjo. LD: laser de diodo, G-F: Polarizador Glan-Foucault, E: Espelho, G: grade de difração, IO: Isolador ótico, FD: Fotodetector, DV: Divisor de feixe, $\lambda/2$: Lâmina de meia onda, MP: Medidor de Potência. A curva azul representa o modo TM e a vermelha a componente TE.....50

Figura 3.2 Espectro de análise do Fabry-Pérot da amplitude em função da frequência, para o laser de diodo com e sem realimentação.....51

Figura 3.3 Imagem do perfil espacial do feixe do diodo semiconductor.....	52
Figura 3.4 Gráfico da intensidade versus posição do laser (DL7140), emitindo em torno de 785 nm, indicado a região de perda na intensidade do laser.....	52
Figura 3.5 Espectro de transmissão do Fabry-Pérot em função da frequência, para o modo TE.....	54
Figura 3.6 Espectro de transmissão do Fabry-Pérot em função da frequência, para o modo TM.....	54
Figura 3.7 Curva Potência versus corrente para o modo TM laser sem realimentação.....	55
Figura 3.8 Curva Potência versus corrente para o modo TE laser sem realimentação.....	55
Figura 3.9 Curva Potência versus corrente para o modo TM laser com realimentação.....	56
Figura 3.10 Resultado obtido pelo grupo de R. Ju and S. Spencer, mostrando o comportamento de um laser GaAIAs (APL-830-40), $\lambda = 830$ nm. Linha preta laser solitário. As linhas cinza claro e escuras representam o modo TE, com e sem realimentação e as curvas horizontais, o modo TM. [44].....	56
Figura 3.11 Potência de saída em função da corrente de injeção para o laser DFB livre (curva cinza sólida), para o laser com realimentação ortogonal modo TM (curva solida negra), e o laser com realimentação ótica convencional modo TE (curva tracejada) resultado obtido pelo grupo de T. Heil, A. Uchida, P. Davis, e T. Aida. [45].....	57.

Figura 3.12 Comportamento do coeficiente β para diferentes valores da corrente de injeção.....	58
Figura 3.13 Montagem experimental para obtenção do comportamento do beta versus temperatura. O símbolo $\leftrightarrow (\odot)$ representa a polarização do feixe paralela (perpendicular) ao plano do arranjo. LD: laser de diodo, G-F: Polarizador Glan-Foucault, E: Espelho, IO: Isolador Ótico, FD: Fotodetector, DF: Divisor de feixe, $\lambda/2$: Lâmina de meia onda, MP: Medidor de Potência. A curva Azul representa o modo TM e a vermelha à componente TE.....	59
Figura 3.14 Gráfico de β versus temperatura T em unidade equivalente da resistência do NTC (k Ω).....	60
Figura 3.15 Gráfico de β versus temperatura T em unidade equivalente da resistência do NTC (k Ω).....	61
Figura 3.16 Comportamento do coeficiente β para diferentes valores de temperatura.....	62
Figura 3.17 Um prisma de Glan-Foucault desvia luz p- polarizada, transmitindo a componente s-polarizada. O eixo óptico do material do prisma é perpendicular ao plano do diagrama.....	63
Figura 3.18 Gráfico TM em função de TE para obter o ângulo θ , ângulo que define a relação entre as polarizações.....	64
Figura 3.19 Montagem experimental para descrever o comportamento das intensidades dos modos TE e TM. O símbolo $\leftrightarrow (\odot)$ representa a polarização do feixe paralela (perpendicular) ao plano do arranjo. LD: laser de diodo, G-F1: Polarizador Glan-Foucault, G-F2: Polarizador Glan-Foucault M: Espelho, IO: Isolador Ótico, PD1: Fotodetector, PD2: Fotodetector, PD3: Fotodetector BS: Divisor de feixe, $\lambda/2$: Lâmina de meia onda, PM: Medidor de Potência.	65

Figura 3.20 Relação entre a intensidade do modo TM em função da potência de realimentação.....	66
Figura 3.21 Relação entre a intensidade do modo TM em função da potência de realimentação.....	66
Figura 3.22 Relação entre os dois modos TE e TM em função da potência de realimentação.....	67
Figura 3.23: Suporte de encaixe do polarizador Glan-Foucault	68
Figura 3.24: Suporte de encaixe do polarizador.....	69
Figura 3.25 Foram utilizados cinco lasers diferentes para obtermos a curva acima entre a razão das polarizações TE e TM. O laser SDL 5411-G1; $\lambda = 848$ nm, HL 8318G; $\lambda = 834$ nm e três DL 7140 $\lambda = 785$ nm.....	70
Figura 3.26 Curva entre o β x o (deslocamento para diferentes lasers com diferentes razões de polarização).....	71
Figura 3.27 (a) representação de como o perfil do feixe sai e volta na cavidade. (b) representação da região da junção para dois diferentes lasers	72
Figura 3.28 Perfil espacial do feixe para o laser 1.....	73
Figura 3.29 Comportamento do coeficiente β em função da razão entre os modos TE e TM.....	74

LISTA DE TABELAS

Tabela 1: Relação entre as polarizações e ângulo entre o laser e o polarizador.....	71
--	----

Introdução

1. INTRODUÇÃO

Os lasers semicondutores, atualmente ocupam um papel muito importante na vida das pessoas. Desde a sua primeira demonstração na década de 60 sua atuação em varias áreas da ciência e tecnologia vem crescendo rapidamente. Estes lasers possuem características singulares em relação aos outros tipos de lasers como, dimensões muito pequenas, larga faixa de cobertura espectral (de 0,3 μm a 100 μm usando-se diferentes tipos de semicondutores), baixo consumo de energia, possibilidade de modulação direta e baixo custo. Devido a essas características os lasers semicondutores são dispositivos muito comuns no nosso dia a dia. São usados como fonte de luz em leitores de código de barras, leitores e gravadores de CD e DVD, impressoras, laser etc. Contudo, tipicamente os lasers semicondutores não funcionam satisfatoriamente para aplicações que necessitam de alta pureza espectral, isto é, com uma boa estabilização da frequência da emissão e largura de linha comparável com a largura de linha de transições atômicas, por exemplo. Tais propriedades são desejadas em comunicações óticas coerente [45], espectroscopia de alta resolução e em diversos outros experimentos de física atômica [46]. Algumas técnicas para melhorar as características espectrais desses lasers são mencionadas nesta dissertação, particularmente alguns trabalhos desenvolvidos pelo grupo de física atômica da UFPB, que utilizam-se do fato desses lasers serem extremamente sensíveis a perturbações externas, tanto elétricas como óticas. As técnicas de realimentação ótica podem ser realizadas com o feixe possuindo a mesma polarização do modo oscilante na cavidade (realimentação paralela), que será apresentada na seção 2.2, ou com a polarização do feixe de realimentação ortogonal ao modo de oscilação laser na cavidade (realimentação ótica ortogonal), apresentada na seção 2.3. Do fato de que realimentação ortogonal não influencia a intensidade de saída dos lasers de diodo, mas muda sua frequência, a realimentação ótica ortogonal foi utilizada no laboratório para se estabilizar um laser de diodo em transição atômica (demonstração de princípio) e, sobretudo, tem sido utilizada para o controle dinâmico da frequência laser, onde comportamentos não lineares foram obtidos (biestabilidade e multiestabilidade) assim como aplicações desses comportamentos em chaves óticas em frequência. Nesse trabalho nós nos propusemos a analisar, detalhadamente, a resposta espectral dos lasers

semicondutores quando a potência ótica enviada na cavidade com polarização ortogonal a do campo oscilante principal. No capítulo 1 apresentamos o laser semiconductor, mostrado uma pequena perspectiva histórica, passando pela descrição, funcionamento, e características espectrais; assim como as condições de oscilação e por fim, as equações de taxa para o campo e a densidade de portadores. No capítulo 2, descrevemos os tipos de realimentação ótica, como também apresentamos alguns resultados anteriores do Grupo de Física Atômica e Laser da UFPB, que nos motivaram a desenvolver esse trabalho de pesquisa de conclusão do mestrado. Relatamos no capítulo 3, os nossos resultados experimentais, apresentando um estudo sistemático da emissão de lasers semicondutores submetidos a realimentação ótica ortogonal. Analisamos mais detalhadamente o comportamento das duas componentes de polarização da radiação laser, descritas no trabalho como modo TE e modo TM. Concluímos com a observação de que a resposta espectral de diferentes lasers à realimentação ortogonal advém, sobretudo, do acoplamento geométrico do campo re-injetado na cavidade da junção laser.

Capítulo 1

Laser Semicondutor

1.1 Lasers Semicondutores

1.1.1 Perspectivas Históricas

O laser é um dos mais importantes dispositivos óticos desenvolvidos nos últimos 50 anos. Ele surge em 1960, sendo, inicialmente, pouco divulgado fora da comunidade científica. Lasers são essencialmente, amplificadores óticos, e a palavra LASER é o acrônimo de “Ligth Amplification by Stimulated Emission of Radiation”, ou seja, Amplificação da Luz por Emissão Estimulada da Radiação.

Os fundamentos teóricos do mecanismo de amplificação ótica foram descrito por Albert Einstein, em 1917 [1]. Naquele trabalho foi previsto a existência de um processo de geração de radiação chamada de emissão estimulada.

Note-se que o princípio de funcionamento do laser é o mesmo do MASER, (amplificação de microondas baseado na emissão estimulada), descrito teoricamente por Nikolay Basov e Alexandrer Prokhorov em 1952 [2]. Em 1960 Theodore Maiman [3] obteve pela primeira vez o funcionamento de um laser de rubi pulsado, o então chamado Maser Ótico. A palavra laser só é genericamente aceita a partir de 1965. Em 1961 com um laser a gás de He-Ne A. Javan, D. R. Herriott e W. R. Bennett [4] fizeram a primeira observação de um laser em regime contínuo, em três sistemas sólidos [5,6]. Nos dois anos que se seguiram à demonstração do laser de rubi de Theodore Maiman foi obtida ação laser em muitos novos meios materiais. 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 *et al.* em 1961 [7]. No ano seguinte três laboratórios independentemente, já tinham produzidos, os primeiros lasers semicondutores [8,9,10,11]. A operação desses primeiros lasers estava limitado a

temperaturas criogênicas. Avanços significativos com dispositivos semicondutores ocorreram em 1969 [12,13,14], devido a implantação de uma camada de material semicondutor entre duas camadas de outro semicondutor de maior “bandgap”, ou seja, um laser com uma estrutura em camadas, dita heteroestrutura. O advento das heteroestruturas diminuiu significativamente as correntes do limiar da ação laser. Dois fatores foram decisivos para que esses dispositivos de laboratório, funcionando em temperaturas criogênicas se tornassem dispositivos optoeletrônicos práticos, com operação contínua à temperatura ambiente. O primeiro fator foi a excepcional compatibilidade de rede entre AIAs e GaAs, que permitiu que heteroestruturas formadas por camadas de diferentes composições de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ fossem construídas. O segundo fator foi à aplicação 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. Essas qualidades, e o enorme potencial de novas aplicações que elas representam, atraem para a área de lasers semicondutores os recursos necessários para seu desenvolvimento. Uma das aplicações que mais motivou a pesquisa em lasers semicondutores foi a de comunicações em fibras óticas. Nesta aplicação é de grande utilidade o fato que a potência de um laser semicondutor pode ser modulada através da modulação da corrente de injeção.

Os lasers semicondutores tornaram-se uma boa escolha tecnológica para muitas aplicações, são amplamente utilizados na vida moderna. No setor das telecomunicações que enviam sinais a milhares de quilômetros ao longo das fibras óticas. No setor de eletroeletrônicos, são utilizados para ler e escrever dados em discos compactos, CD-ROMs e DVDs. Incluindo também as impressoras a laser, ponteiros laser, etc. Além das propriedades destacadas, eles tornaram-se interessantes também pela vasta cobertura espectral e boa estabilidade na potência. A primeira tentativa de utilizar lasers semicondutores com dispositivos como outras funcionalidades, além de fontes de radiação coerente, aparece com a proposta feita por Lasher, já em 1964 [17], de um laser semicondutor biestável. M. Nathan *et al* [18] pouco depois relataram a operação biestável de um laser de GaAs usando a estrutura proposta por Lasher e Basov *et al.* [19] e propuseram aplicações de lógica ótica usando o diodo biestável de Lasher. Por uma década, após essas realizações, não ocorreu mais nenhuma pesquisa em relação a lasers biestáveis. No

entanto o desenvolvimento dos lasers de diodo continuou a ocorrer nesse período em função das necessidades de comunicações óticas. Com os avanços ocorridos, o estudo de lasers semicondutores biestáveis foi re-iniciada em 1981 por Kawaguchi e Iwane [20] e por Harder, Lau e Yariv [21]. Eles publicaram interessantes características biestáveis em lasers de InP/InGaAsP e GaAs/AlGaAs, respectivamente. Além de aplicações, em fotônica, medicina e no campo industrial os lasers semicondutores também se apresentaram como importantes ferramentas para pesquisa básicas, com destaque em biologia, química e física. Em particular, em física atômica os lasers semicondutores têm-se tornado uma ferramenta básica para a realização de experiências que envolvem interação de átomos com radiação coerente.

1.2 Descrição do Laser de Diodo

Existem vários critérios que podem ser usados como base de classificação física de lasers semicondutores. O mais significativo é considerar o método de excitação do meio ativo [22], ou seja, o método de bombeamento externo que produz o ganho ótico no material semicondutor. Tal bombeamento pode ser realizado por geradores de corrente elétrica, feixe de elétrons, fontes de luz coerente e incoerente, geradores pulsados de alta voltagem e solenóides. Quando o bombeamento externo é realizado por meio da injeção de corrente através da região ativa do semicondutor, entre as camadas com dopagem tipo n (dopado para ter excesso de elétrons) e tipo p (dopado para ter excesso de vacâncias de elétrons, ou buracos), com polarização direta, este laser semicondutor é chamado de laser de injeção ou laser de diodo.

Com o objetivo de facilitar a apresentação dos próximos capítulos, com os nossos trabalhos e resultados faremos uma breve apresentação da estrutura física de um laser de diodo, do seu funcionamento, das características do feixe emitido, condições de oscilação e as equações de taxa usualmente utilizadas para descrever esse tipo de laser.

1.3 Estrutura Física

A estrutura mais simples de um laser de diodo é a homojunção (homoestrutura ver Figura 1.1). Estes são fabricados com uma única junção, dos dois “bandgap” de materiais do mesmo tipo, um tipo-p e um tipo-n. A luz é emitida por recombinações par elétron-buraco na região ativa formada pela junção dos materiais, a região de depleção. Normalmente, o arseneto de gálio (GaAs) é utilizado, com cada parte do dispositivo dopados de forma ligeiramente diferente: uma parte com um doador de elétrons e uma parte com um elemento receptor de elétrons. Os lasers de homoestrutura são caracterizados por suas grandes correntes de limiar. Note que tal nível de corrente proibiu, nos primeiros lasers, a operação contínua em temperatura ambiente sem rápida destruição do dispositivo. Por esta razão os dispositivos de homojunção requerem refrigeração criogênica, tornando-se impraticável para muitas aplicações.

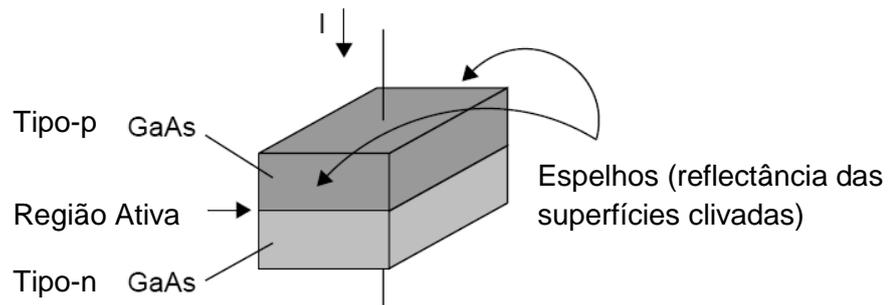


Figura 1.1: Estrutura de um laser com estrutura tipo Homojunção

A estrutura de rede cristalinas do diodo é contínua de um lado a outro da junção. Devido à continuidade dessa estrutura cristalina do diodo, os portadores podem se mover através da junção. Ao encontrar as lacunas (buracos), ocorre a recombinação do par elétron-buraco e, conseqüentemente, o aniquilamento dos portadores de carga na junção. A região formada pela neutralização das cargas é denominada região de depleção ver (Figura 1.2), por não haver portadores livres de carga.

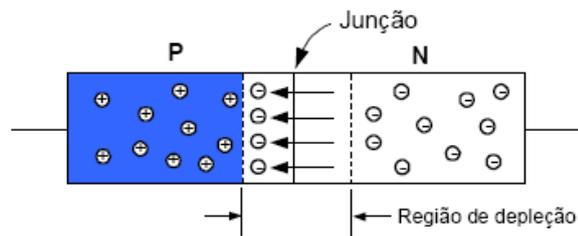


Figura 1.2; Difusão de elétrons recombinando-se com as lacunas, formando a região de depleção

No caso de um laser constituído de dois semicondutores diferentes tem-se um laser com heteroestrutura. A configuração com heteroestrutura tem a vantagem, em relação aquela com homoeestrutura, de necessitar menor densidade de corrente para ação laser, ou seja, menor limiar. Em geral um laser com heteroestrutura (Figura 1.3), é formado por uma camada (região ativa) de um material semiconductor disposto entre duas camadas vizinhas de outro material semiconductor com maior “bandgap” e menor índice de refração. A diferença de “bandgap” entre os diferentes semicondutores garantem o confinamento dos portadores na região ativa. A diferença de índice de refração confina o modo ótico nessa região, que atua como um guia de onda dielétrico. O maior confinamento, ótico e de portadores, garantido pelas heteroestruturas duplas resulta em uma redução significativa das correntes de limiar e, conseqüentemente, permite a operação desses lasers na temperatura ambiente.

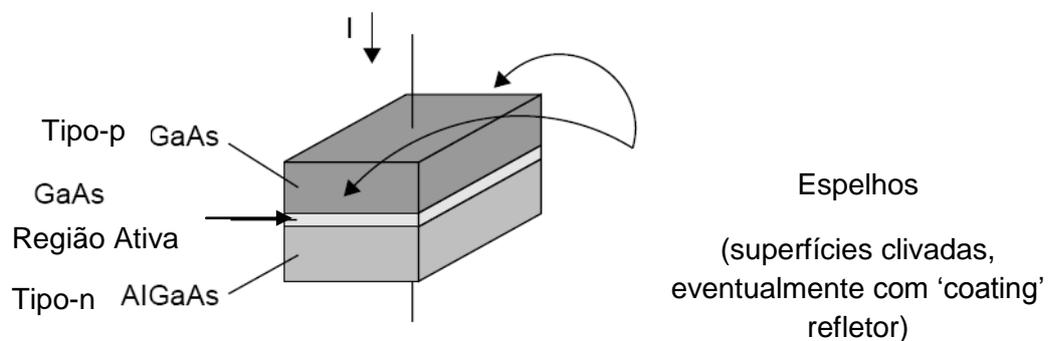


Figura 1.3: Laser de diodo com heteroestrutura-dupla

A Figura 1.4 mostra os níveis de energia e do índice de refração de um laser de diodo com heteroestruturas-duplas. Nas interfaces de junção existe uma variação ΔE_c para a banda de condução e ΔE_v para a banda de valência, como mostrado na Figura 1.4a. Com uma polarização direta (forward bias), os buracos e os elétrons são injetados de suas camadas n e p respectivamente para a camada ativa Figura 1.5. Em muitos semicondutores o aumento de índices de refração (Figura 1.4b) com uma diminuição do “bandgap” nas camadas de valência e condução resulta em um confinamento de luz nesta região fazendo com que a mesma seja amplificada mais eficientemente.

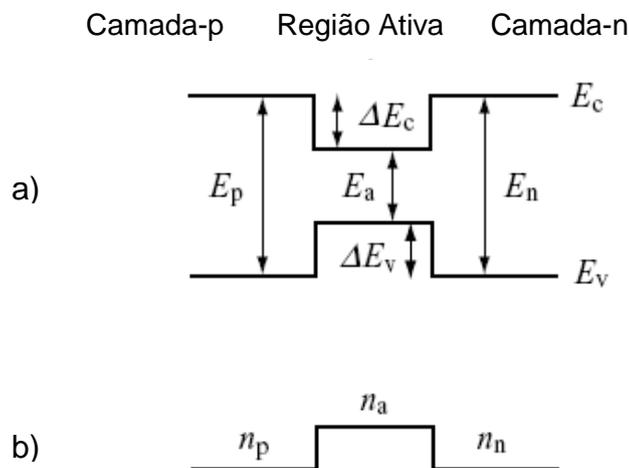


Figura 1.4: (a) Níveis de energia dos elétrons em torno da junção em um laser com heteroestrutura dupla. (b) Distribuição dos índices de refração.

A separação de energia na banda proibida (“bandgap”) de um material semiconductor é da ordem de 1eV. Nos termos do equilíbrio termodinâmico, os elétrons e buracos são 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 estar ocupados por elétrons seguem as seguintes probabilidades:

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

- $f_v(E_1)$ = probabilidade do estado de energia E_1 , na banda de valência, estar ocupado por um elétron.
- $1 - f_v(E_1)$ = probabilidade do estado de energia E_1 , na banda de valência, estar vazio.

Logo tem-se;

$$f_c(E_2) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_2 - E_{fc}}{k_B T}\right) + 1} \quad (1.1)$$

$$f_v(E_1) = \frac{1}{\exp\left(\frac{E_1 - E_{fv}}{k_B T}\right) + 1} \quad (1.2)$$

onde k_B é a constante de Boltzmann e T a temperatura absoluta; E_{fc} e E_{fv} representam, respectivamente, os níveis de Fermi na banda de condução e na banda de valência.

Os processos óticos associados com a recombinação radiativa do par elétron-buraco em semicondutores são a emissão espontânea, absorção e a emissão estimulada. As taxas destes processos estão relacionadas entre si pelas relações de Einstein. Estas relações que foram inicialmente derivadas para transições eletrônicas entre dois níveis discretos de energia se aplica aos níveis do semicondutor. Relações semelhantes também podem ser esperadas para um semicondutor onde as recombinações elétron-buraco podem ocupar uma faixa contínua de autoestados de energia [23]. A Figura 1.5 mostra um diagrama da energia versus o vetor de onda de um semicondutor. Uma descrição precisa da estrutura de banda requer técnicas numéricas sofisticadas, porém uma aproximação comumente utilizado da estrutura de banda em um semicondutor (direto-gap) é o modelo de banda parabólica.

Neste modelo a $(E \times \mathbf{k})$, assume as seguintes relações;

$$E_c = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c} \quad \text{para elétrons} \quad (1.3)$$

$$E_v = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_v} \quad \text{para buracos} \quad (1.4)$$

onde m_c e m_v são a massa efetiva do elétron e buraco, respectivamente e k é a amplitude do vetor de onda (\mathbf{k}). Em um semiconductor (direto-gap), o mínimo da curva de banda de condução e o máximo na curva de banda de valência ocorre no mesmo valor do vetor de onda \mathbf{k} ($\mathbf{k}=0$), como mostra a Figura 1.5. Uma vez que um fóton carrega um momento insignificante em comparação com o momento dos portadores ($\hbar \mathbf{k}$), ocorrem transições radiativas entre elétrons livres e buracos para vetores de onda essencialmente idênticos.

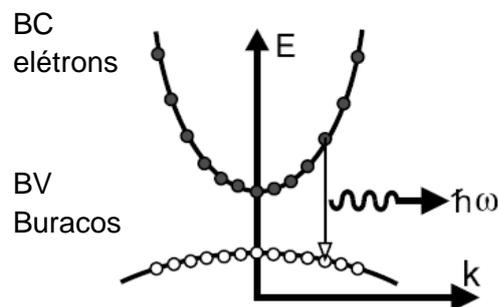


Figura 1.5: Estrutura de banda de um semiconductor, (BC) banda de condução, e (BV) banda de valência.

O bom funcionamento do laser requer que o campo óptico permaneça confinado nas imediações da região de ganho. Nos lasers semicondutores com dupla heteroestrutura o confinamento óptico ocorre em virtude da coincidência de que em uma camada ativa com uma diferença menor de “bandgap” também tem índice de refração comparado com o das camadas de revestimento adjacentes. Devido a essa diferença do índice, a camada ativa de fato age como um guia de ondas dielétricas.

O mecanismo óptico do confinamento é a reflexão interna total, como mostra a Figura 1.6. Quando um feixe atinge a interface com um certo ângulo θ , superior a um ângulo crítico, ocorre a reflexão total da luz. Este ângulo crítico é dado por:

$$\theta_c = \sin^{-1} \mu_1 / \mu_2 \quad (1.5)$$

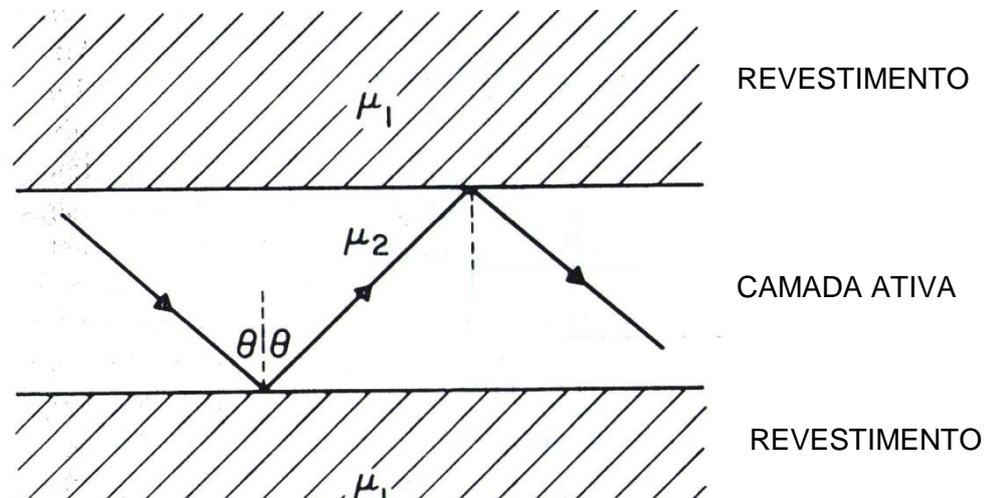


Figura 1.6 Onda guiada em um laser semiconductor de heteroestrutura. O índice de refração relativamente maior da camada ativa ($\mu_2 > \mu_1$) permite reflexão interna total que ocorre nas duas interfaces para ângulos de tal forma que $\sin \theta > \mu_1 / \mu_2$.

Onde μ_1 e μ_2 são respectivamente os índices de refração das regiões das camadas adjacentes e da região ativa. Assim, os raios que viajam quase paralelo à interface estão confinados e constituem o modo de guia de ondas. A espessura da camada ativa de um laser de heteroestrutura dupla está tipicamente na faixa de 0,1 μm e 0,3 μm . Em alguns lasers, porém, a espessura da camada ativa é menor que o comprimento de onda de de Broglie do elétron.

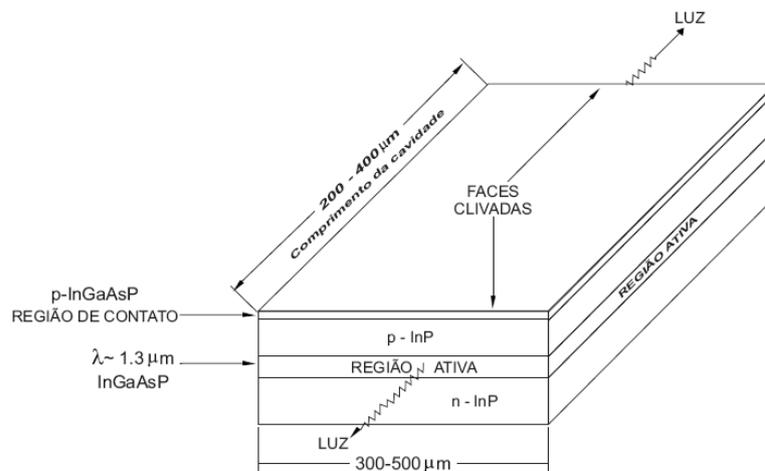


Figura 1.7 Esquema ilustrativo de um laser de heteroestrutura- dupla

1.4 Funcionamento do Laser de Diodo

De forma geral, três elementos são necessários para a operação de um laser: um meio de ganho, uma fonte de energia externa, que produz a inversão de população nesse meio, e uma cavidade de oscilação que produza realimentação óptica ao meio de ganho e confina a radiação eletromagnética em modos bem definidos. Um grande número de materiais sólidos, líquido ou gasosos pode ser utilizado para gerar luz e amplificá-la através do processo de emissão estimulada. O meio de ganho de um laser de diodo é sua camada ativa, onde tem lugar a recombinação estimulada entre elétrons cujas energias estão no fundo da banda de condução, e buracos, cujas energias estão no topo da banda de valência. Nos lasers de diodo que utilizamos o meio de ganho é feito de $\text{Ga}_{1-y}\text{Al}_y\text{As}$ envolvida por camadas (cladding layers) de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ com dopagem tipo p e tipo n, onde $x > y$. Onde a liga ternária $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ tem uma rede cristalina adaptada ao arseneto de gálio (GaAs) desde que $0 < x < 0,45$. Para $x > 0,45$ esse composto tem um “bandgap” indireto, que não é útil como meio de ganho.

Através da injeção de corrente na junção p-n, elétrons e buracos são injetados na camada ativa. Estes elétrons e buracos confinados na camada ativa criam um estado de inversão de população, permitindo a amplificação da luz por emissão estimulada. Desta forma, a camada ativa configura-se como o meio de ganho do laser de diodo GaAlAs. Logo que uma junção p-n é formada colocando-se em contato um semiconductor do tipo p com um do tipo n, onde seus níveis quase – Fermi (Figura 1.8) não se iguala, pois não estão em equilíbrio. Os elétrons do lado n difundem-se pelo lado p, e o contrário ocorre com os buracos. Esses elétrons e buracos em difusão se recombinam na região ativa da junção.

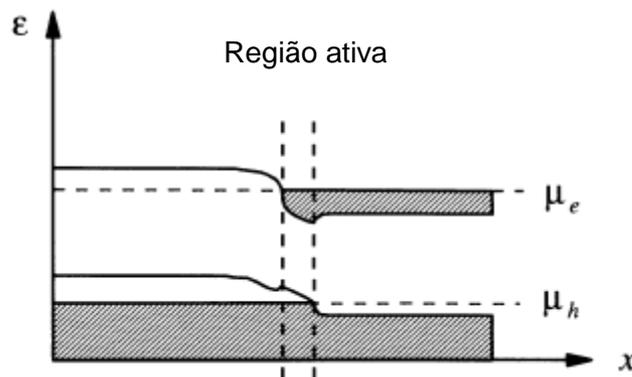


Figura 1.8; Energia eletrônica e ocupação na direção perpendicular à junção p-n. onde μ_e nível de Fermi para elétrons e μ_h nível de Fermi para buracos [24].

Após que o equilíbrio é atingido, o campo elétrico estabelecido através da junção (pelos receptores negativamente carregados do lado p e os doadores positivamente carregados do lado n) se opõe à difusão adicional dos portadores pela junção. Com o estabelecimento desse equilíbrio o nível de Fermi é contínuo ao longo da junção. Para ilustrar como uma inversão é criada em uma junção p-n temos o gráfico da energia na Figura 1.9, onde bandas de energia e de ocupação de elétrons em função da posição na direção transversal são perpendiculares ao plano da junção. A Figura 1.9a mostra que, na ausência de uma voltagem aplicada através dos eletrodos, a energia de Fermi é constante para toda a estrutura.

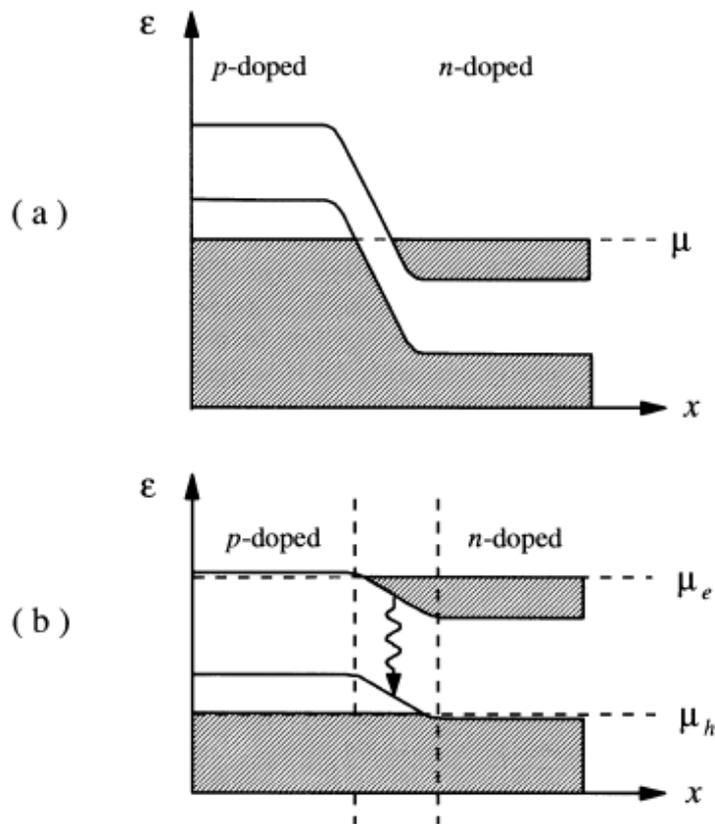


Figura 1.9: Energia eletrônica e ocupação (zona ranchurada) na direção perpendicular à junção p-n. [24].

Quando a junção é polarizada diretamente por uma voltagem externa o campo elétrico ao longo da junção é reduzido, tornando possível a propagação de mais elétrons e buracos pela junção (Figura 1.9b). Os elétrons e os buracos confinados na camada ativa podem se recombinar de duas formas: radiativamente e não radiativamente. Durante a recombinação radiativa, são emitidos fótons de energia $h\nu = E_g$, onde E_g a energia do “bandgap” entre as bandas de condução e valência. Esses fótons, porém, podem ser também absorvidos em um processo inverso, que gera pares elétron-buraco. Quando a voltagem externa excede um valor crítico atinge-se a inversão de população (o número de elétrons disponíveis é maior no “nível” de maior energia, que corresponde à banda de condução) e a taxa de fótons emitidos excede a taxa de fótons absorvidos. A junção p-n está então apta a amplificar radiação eletromagnética, para comprimentos de onda tais que $\lambda = \frac{hc}{E_g}$.

Portanto a junção exibe ganho ótico.

O terceiro componente importante do laser é a cavidade ótica, ou cavidade ressonante. A cavidade de oscilação de um laser de diodo, como o que usamos, é uma cavidade do tipo Fabry-Pérot, formada pelas próprias faces clivadas do cristal semiconductor ou com filmes refletores principalmente na face traseira, ou ainda possui filme anti-refletor. Uma das características dos lasers semicondutores em relação aos demais tipos de lasers é o seu alto ganho. Graças a ele uma refletividade de apenas 30% pode ser suficiente para a operação de um laser de diodo. Essa característica singular fica ressaltada quando comparada com cavidades de outros tipos de laser, cujos espelhos refletem aproximadamente 100% para garantir a ação laser. Em uma cavidade ótica, a interferência construtiva de ondas contra-propagantes resulta em ondas estacionárias para os modos longitudinais. Um modo longitudinal sempre vai existir quando o comprimento da cavidade for um múltiplo inteiro q de meio comprimento da radiação na cavidade. Para luz de comprimento de onda λ , se propagando numa cavidade de comprimento L feita de um material de índice de refração n , uma onda estacionária é produzida sob a condição,

$$q \frac{\lambda}{2n} = L \quad (1.6)$$

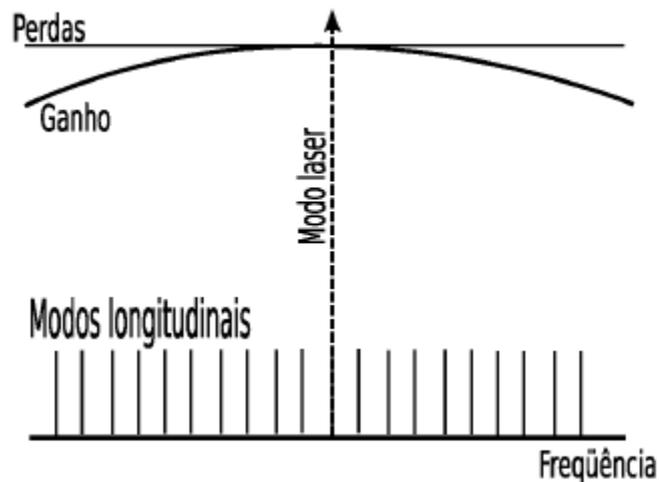


Figura 1.10: Ilustração do perfil de ganho e dos modos longitudinais de um laser de diodo (escalas arbitrárias). O laser oscila no modo mais próximo ao pico da curva de ganho. O limiar é atingido quando o ganho se iguala às perdas.

Como o comprimento da cavidade é bem maior que o comprimento de onda da luz, muitos modos longitudinais podem existir simultaneamente. Para o laser que utilizamos $n \cong 3,3$ e $L \cong 300\mu m$. Se escrevermos na equação 1.6 λ como $\frac{c}{\nu}$, onde ν é a frequência da luz, temos que a separação em frequência entre dois modos consecutivos é dada por

$$\Delta\nu = \frac{c}{2nL} \quad (1.7)$$

Essa separação é de 150 GHz para o laser que utilizamos. Por ter uma cavidade muito pequena, a separação entre os modos longitudinais consecutivos em lasers de diodo é grande se comparada a outros tipos de laser. O modo predominante é aquele para o qual há maior ganho. A curva de ganho do laser de diodo é dada pelo “bandgap” de energia do material semiconductor Figura 1.10. Além dos modos longitudinais, há também os modos transversais, da onda estacionária na direção perpendicular ao eixo óptico da cavidade. Um modo transversal tem duas componentes, uma paralela e outra perpendicular à camada ativa. Pode haver vários modos transversais em princípio, mas o confinamento óptico pode ser feito de modo que a cavidade suporte apenas um modo transversal perpendicular à camada ativa.

1.5 Características do Feixe

A radiação emitida pelo laser semiconductor é proveniente de uma pequena área retangular de pequenas dimensões da ordem de $1\mu m$ por $3\mu m$ (pelo uso de confinamento perpendicular e paralelo ao plano da camada ativa). A divergência é então importante tanto nas duas direções perpendiculares. Um feixe de saída típico tem um ângulo de divergência de 30° na direção perpendicular e 10° na direção paralela a junção (Figura 1.11). A colimação do feixe de saída é feita com lentes de pequena distância focal e com grande (f- number). Se o laser operar com um único modo transversal o feixe será elíptico [25].

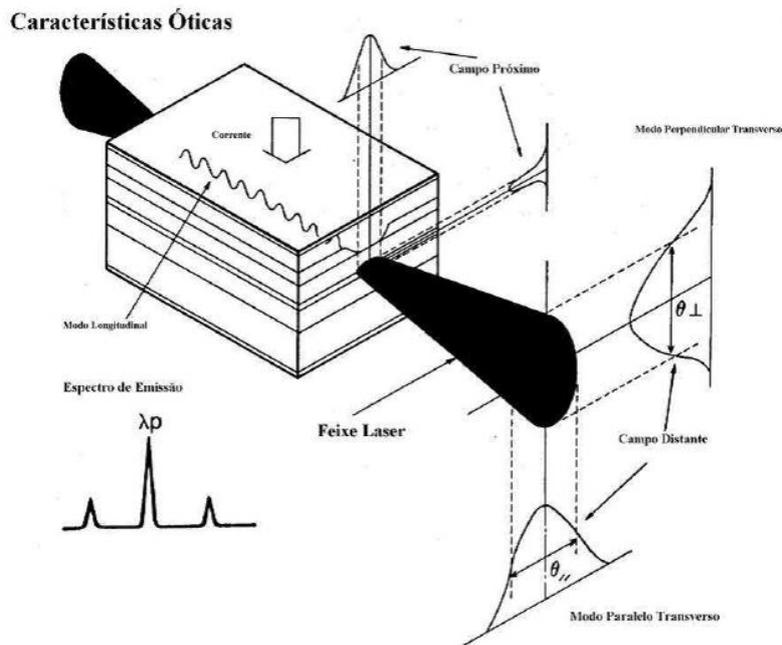


Figura 1.11 Espectro de emissão de um laser de diodo e perfil espacial do feixe de saída do laser. A forma retangular da região de ganho leva a um padrão elíptico da radiação.

1.6 Condições de Oscilações

Como foi mostrada na seção anterior, a amplificação ótica em um laser semicontudor acontece quando é feita a injeção de portadores na região ativa com uma corrente elétrica que passa pela junção p-n. A estrutura laser também serve como uma cavidade ótica. Se ocorrer amplificação, como resultado de sucessivas amplificações de ondas viajando (indo e voltando na cavidade) com realimentação pelas faces refletoras, energia ótica é acumulada e a oscilação laser ocorre. A oscilação laser em regime contínuo mantém a potência constante da onda ótica coerente, propagando-se no ressonador. A condição de oscilação requerida é de que a amplitude complexa da onda 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 do material) e Γ o fator de confinamento para que a onda guiada (que expressa à fração da intensidade do modo ótico 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 (comprimento do guia de onda). Definido 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 , para as refletividades das faces frontal e traseira, respectivamente. Então, a condição para que a amplitude absoluta (módulo) da onda após uma volta completa pela cavidade seja igual à amplitude inicial é dada por

$$R_1 R_2 \exp[2(\Gamma g - \alpha_{\text{int}})L] = 1 \quad (1.8)$$

ou seja, devemos ter,

$$\Gamma g = \alpha_{\text{int}} + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \quad (1.9)$$

Seja ω a frequência angular da onda ótica e $\beta(\omega)$ a constante de propagação do modo guiado. Omitiremos aqui a mudança no índice de refração induzida pelos portadores. Logo, a condição para que a fase da onda após uma volta completa pela cavidade seja igual à fase inicial é dada por

$$2\beta(\omega)L = 2\pi q \quad (q \text{ é um número inteiro}) \quad (1.10)$$

As frequências angulares ω_q que satisfazem a condição acima são frequências angulares dos modos longitudinais que aparecem na Figura 1.10, cuja separação em frequência é dada pela equação 1.7. O primeiro e segundo termos que aparecem do lado direito da equação (1.9) representam respectivamente a perda por propagação e a perda devida ao escape de potência ótica pelas faces do laser. A condição de fase (1.10), 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 (1.7).

Por essa razão, quando a corrente de injeção é aumentada, o ganho do modo Γg (ω_q) na frequência ω_q do modo longitudinal mais próximo do pico do espectro de ganho $g(\omega)$ atinge o valor dado pelo lado direito da equação (1.9), a oscilação começa com esse modo. Nota-se que $\Gamma g(\omega_q)$ 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 (1.9), 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.

1.7 Equações de Taxa

O desempenho dinâmico de um laser semiconductor monomodo é usualmente descrito por equações de taxa, que relacionam a variação temporal do número de fótons na cavidade ótica com a variação do número de portadores. Diferentes parâmetros do sistema como o tempo de vida do fóton na cavidade e dos portadores; o ganho ótico; a corrente de injeção; determinam principalmente a evolução da amplitude do campo emitido. Se assumirmos que a concentração de n elétrons é igual à concentração de p buracos podemos escrever as equações de taxa para a densidade de portadores (N) e a densidade de fótons (S) da luz do laser como

$$\frac{dN}{dt} = -\Gamma G(N)S - \frac{N}{\tau_s} + \frac{J}{ed} \quad (1.11)$$

$$\frac{dS}{dt} = \Gamma G(N)S - \frac{S}{\tau_{ph}} + C_s \frac{N}{\tau_s} \quad (1.12)$$

Onde, J é a densidade de injeção de corrente, que é uma corrente elétrica que flui através de uma unidade de área; e é a carga elementar; d é a espessura da camada ativa; G(N) é a taxa de amplificação devido à emissão estimulada; τ_s tempo de vida

dos portadores; τ_{ph} tempo de vida dos fótons; C_s fator de acoplamento da emissão espontânea; e τ_r tempo de vida da recombinação radiativa devido à emissão espontânea. Na equação (1.11) $\frac{J}{ed}$ é a taxa de aumento da concentração de portadores na região ativa; $-G(N)S$ representa a taxa de consumo da concentração de portadores, devido à emissão estimulada e é proporcional à densidade de fótons S ; e $-\frac{N}{\tau_s}$ expressa a taxa de decaimento na concentração de portadores pelo tempo de vida dos portadores. Já na equação (1.12) $G(N)S$ traduz o aumento da taxa de densidade de fótons S devido à emissão estimulada; $\frac{-S}{\tau_{ph}}$ é uma taxa de decaimento da densidade de fótons no interior da cavidade ótica, devido à absorção e emissão de luz para o exterior da cavidade ótica; $\frac{C_n N}{\tau_n}$ representa uma taxa de acoplamento de fótons emitidos espontaneamente para o modo de laser, que é um modo de ressonância da cavidade.

Com o valor de transparência da densidade de portadores N_0 , podemos escrever $G(N)$ a partir da expressão:

$$G(N) = A(N - N_0) \quad (1.13)$$

Onde A é o coeficiente de ganho diferencial. Usando-se o tempo de vida da recombinação radiativa τ_r e o tempo de vida da recombinação não radiativa τ_{nr} , podemos expressar o tempo de vida dos portadores τ_s como

$$\frac{1}{\tau_s} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}} \quad (1.14)$$

Onde o tempo de vida da recombinação radiativa τ_r é determinado pela emissão espontânea. Ele não é afetado pela emissão estimulada. O tempo de vida da recombinação não radiativa está relacionado à recombinação dos portadores injetados e os defeitos ou impurezas sem emissão de luz. O tempo de vida dos

fótons τ_{ph} é o tempo de durante o qual os fótons permanecem na cavidade ótica, que é expresso por

$$\frac{1}{\tau_{ph}} = \frac{c}{n_r} \left(\alpha_{int} + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \right) \quad (1.15)$$

onde n_r representa o índice de refração efetivo L o comprimento da cavidade e c é a velocidade da luz no vácuo. O primeiro e segundo termos que aparecem do lado direito da equação (1.15) representam, respectivamente, as perdas internas e as perdas devido ao escape de potência ótica pelas faces do laser, de refletividades R_1 e R_2 . As equações de taxa podem ser usadas para entender muitas das características da potência de saída como função da corrente de injeção. Vamos considerar soluções no estado estacionário fazendo, $d/dt = 0$.

$$0 = -\Gamma G(N)S - \frac{N}{\tau_n} + \frac{J}{ed} \quad (1.16)$$

$$0 = \Gamma G(N)S - \frac{S}{\tau_{ph}} + C_s \frac{N}{\tau_s} \quad (1.17)$$

A solução toma uma forma particularmente simples se a emissão espontânea é desprezada na equação (1.17) fazendo-se $C_s = 0$, pois podemos ter $S=0$ ou $\Gamma G = 1/\tau_{ph}$. Para o resultado $S = 0$, que representa uma situação abaixo do limiar, isolamos na equação (1.16), a densidade de portadores obtendo

$$N = \frac{J}{ed} \tau_s \quad (1.18)$$

Somando as equações (1.16) e (1.17) e substituindo o resultado da expressão (1.18) obtemos uma expressão, para densidade de fótons.

$$S = C_n \tau_{ph} \frac{J}{ed} \quad (1.19)$$

As duas expressões acima valem para ($J < J_{th}$).

O que indica que, enquanto a densidade de portadores N aumenta com o aumento da densidade de corrente J a luz de saída é apenas componente da emissão espontânea. Por outro lado o resultado $\Gamma G = 1/\tau_{ph}$ é equivalente a equação (1.9) representando uma condição de oscilação. O limiar é atingido numa corrente para qual $G\Gamma\tau_{ph} = 1$. A densidade de portadores é então fixada no valor de limiar N_{th} . Se usarmos a função de ganho (1.13), e a equação (1.16) e $\Gamma G = 1/\tau_{ph}$, obteremos a densidade de portadores no limiar que é dada por

$$N_{th} = N_0 + \frac{1}{\Gamma A \tau_{ph}} \quad (1.20)$$

A corrente de limiar é então dada por

$$J_{th} = \frac{ed}{\tau_s} N_{th} = \frac{ed}{\tau_s} \left(N_0 + \frac{1}{\Gamma A \tau_{ph}} \right) \quad (1.21)$$

Após o início da oscilação e fazendo $J > J_{th}$, a parte de $\Gamma G = \frac{1}{\tau_{ph}}$, e matendo as equações (1.13) e (1.16) a densidade de portadores N e densidade de ftons S é dada por

$$N = N_{th} \quad (1.22)$$

$$S = \tau_{ph} \left(C_s \frac{J_{th}}{de} + \frac{J - J_{th}}{de} \right)$$

Com isso enquanto N permanece constante, S aumenta na proporção $J - J_{th}$. Estes resultados são consistentes com toda discussão apresentada nas sessões anteriores.

Capítulo 2

Realimentação ÓTICA

2.1 Lasers de Diodo sob Realimentação Ótica

Realimentação ótica é a re-injeção de parte da luz de saída na cavidade laser. Lasers de diodo são conhecidos por serem particularmente sensíveis à realimentação ótica e essa técnica tem sido largamente utilizada nas últimas três décadas tanto para induzir comportamentos dinâmicos das variáveis da luz emitida (amplitude [26, 27], polarização [28] e frequência [29, 30, 31]), como para melhorar propriedades espectrais desses lasers [25].

Essa sensibilidade que os lasers de diodo têm à injeção ótica ocorre devido a combinação de três fatores [25]. Primeiro, a curva de ganho do laser como função do comprimento de onda é muito suave; o segundo fator está relacionado à finesse da cavidade que é muito baixa, e portanto pouco seletiva; terceiro, porque a cavidade é muito pequena com baixo fator de qualidade. Como resultado, o ganho total do sistema tem uma dependência fraca com o comprimento de onda. Desta forma, a frequência central da emissão laser bem como sua largura de linha espectral é facilmente perturbada pela re-injeção de radiação laser.

A essência do método de realimentação ótica para redução da largura de linha espectral está no fato de que aumentando-se o fator de qualidade Q da cavidade, reduz-se a largura de linha espectral $\delta\nu = \frac{\nu_0}{Q}$, sendo ν_0 uma frequência de ressonância da cavidade. Isso acontece porque o fator Q é proporcional ao tempo que a luz leva para dar uma volta completa na cavidade (round-trip time), τ_{rt} . O fator de qualidade cresce, então, com o comprimento da cavidade. Sendo a cavidade laser de um semiconductor de poucas centenas de microns, a formação de uma cavidade externa de alguns centímetros aumenta τ_{rt} em ordens de grandeza. Fibras óticas ou um espelho externo podem ser usados para o aumento no fator de qualidade da cavidade laser.

As técnicas de realimentação ótica utilizam ambas as polarizações do feixe de re-injeção, paralela ou perpendicular, ao modo de oscilação na cavidade laser. A paralela ocorre quando parte da luz emitida pelo diodo é re-injetada com a mesma polarização da luz de saída, podendo assim haver interferência entre o campo re-injetado e o campo oscilante na cavidade. Já a realimentação ortogonal ocorre quando parte da luz emitida tem sua polarização girada de 90° antes de ser re-injetada, tornando o campo re-injetado ortogonal ao campo oscilante na cavidade, evitando-se assim interferência com os modos na cavidade.

2.2 Lasers de Diodo sob Realimentação Ótica Paralela

Na realimentação ótica com polarização paralela, uma fração do feixe de saída do laser é re-injetada na cavidade do laser com a mesma polarização do feixe do modo de oscilação na cavidade ótica. A re-injeção de parte do feixe de saída no laser pode ser obtida pelo uso de alguns elementos óticos como espelhos [32], cavidades [33], grades de difração [34], fibras óticas [35], e ainda espelhos conjugadores de fase [36]. 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 do semiconductor.

2.3 Lasers de Diodo sob Realimentação Ótica Ortogonal

Yasaka e Kawaguchi [37] realizaram em 1988 pela primeira vez a realimentação ótica ortogonal de laser de diodo. O arranjo experimental usado por eles está mostrado na Figura 2.1.

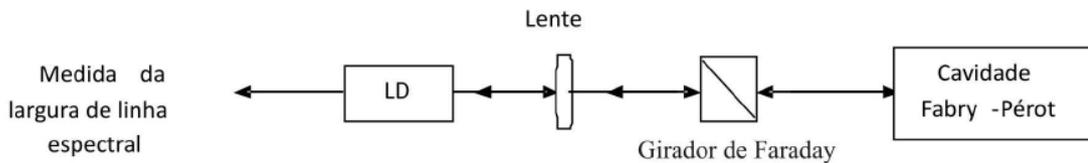


Figura 2.1: Arranjo experimental para redução de largura de linha espectral e estabilização da frequência ótica usado por Yasaka e Kawaguchi [37].

O laser de diodo usado neste experimento é de InGaAsP/InP, DBF operando em $1,55 \mu\text{m}$. 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. A rotação do ângulo de polarização pelo girador de Faraday é de 45° por passagem. Após passar pelo girador de Faraday o feixe incide na cavidade Fabry-Pérot que é usada nesse sistema como filtro espectral. Como o feixe refletido do Fabry-Pérot passa mais de uma vez no girador de Faraday, temos um feixe de realimentação com a polarização girada de 90° em relação à luz emitida pelo 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. A vantagem deste tipo de realimentação em relação à realimentação ótica paralela é que não se faz necessário um controle de fase entre o sinal re-injetado e o campo oscilante na cavidade laser. Com esta técnica de realimentação ótica com a polarização ortogonal e filtrada espectralmente por uma cavidade Fabry-Pérot, a largura de linha espectral do laser sem realimentação, estimada inicialmente em 40 MHz, foi reduzida para 50 kHz. A partir do trabalho de Yasaka e Kamaguchi passaram a existir várias aplicações para a realimentação com polarização ortogonal, como aplicações que incluem a geração de pulsos óticos de picosegundos com alta taxa de repetição [38], supressão de saltos entre modos longitudinais do laser [39] como também induziu a verificação de vários comportamentos dinâmicos tal como biestabilidade, multiestabilidade e caos. [30, 31,40].

2.4 Estudos da Dinâmica em Lasers de Diodo Sujeitos à Realimentação Ótica Ortogonal.

Discutiremos nesta seção alguns trabalhos desenvolvidos anteriormente no grupo de Física atômica e Lasers da UFPB, que nos motivou a desenvolver nosso trabalho sobre o estudo de emissão dos modos TE e TM de um laser semiconductor sob realimentação ortogonal. O primeiro trabalho do grupo nesse tema foi publicado em 2004 onde estudou-se a estabilização de um laser de diodo acoplado a uma linha atômica sob realimentação ortogonal. O experimento consiste no uso de realimentação com polarização ortogonal para controle da frequência de emissão do modo de um laser de diodo AsAlGa [41]. Os resultados apresentaram uma redução na largura de linha e estabilização da frequência absoluta por injetar no laser semiconductor um feixe cuja intensidade era controlada por uma linha absorção do Cs-D₂. O esquema do arranjo experimental do trabalho é mostrado na Figura 2.2. Foi utilizado naquele trabalho um laser de diodo emitindo em torno de 852 nm (SDL 5401-G1), com uma polarização ligeiramente elíptica, ou seja, uma razão entre os modos TE e TM de 1:800.

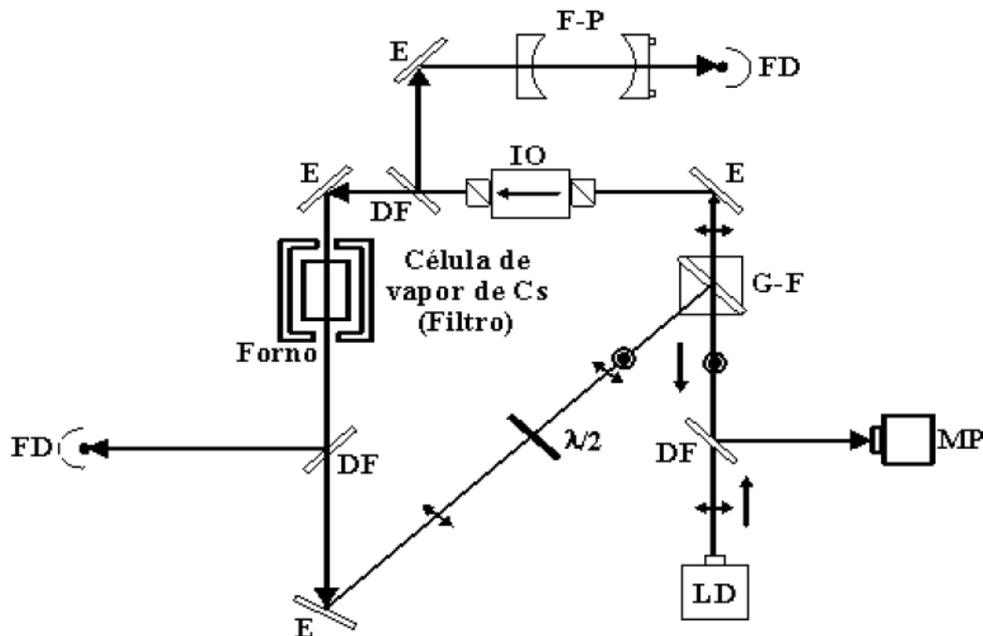


Figura 2.2: Esquema do arranjo experimental: Nesta configuração a cavidade Fabry-Pérot é utilizada como analisador espectral. O símbolo \leftrightarrow (\odot) representa a polarização do feixe paralela (perpendicular) ao plano do arranjo. LD: laser de diodo, G-F: Polarizador Glan-Foucault, E: Espelho, IO: Isolador Óptico, FD: Fotodetector, DF: Divisor de feixe, $\lambda/2$: Lâmina de meia onda, MP: Medidor de Potência.

Um polarizador Glan-Foucault com nível de rejeição de mais de 50 dB, é usado como um divisor de polarização na saída do laser. O feixe transmitido é o modo principal TE. Esse polarizador permite também a injeção de um feixe ortogonalmente polarizado na junção do diodo. A emissão laser é espectralmente analisado por uma cavidade Fabry-Pérot após um isolador ótico para evitar realimentação coerente no laser. Uma célula de vapor ressonante Cs (reservatório) é aquecida em torno de 100°C, correspondendo a uma densidade atômica de $1,5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, foi inserida no caminho do feixe de retorno para filtrar a potência re-injetada em função da frequência do laser. A potência máxima do feixe de retorno na cavidade do laser é controlada por uma placa de meia onda colocada antes do Glan-Foucault. Os resultados experimentais mostram que usando-se uma realimentação ótica com polarização ortogonal é possível controlar a frequência de emissão de um semiconductor laser. Esta realimentação “incoerente” modifica a densidade de portadores, portanto, o índice de refração da cavidade, sem afetar o seu ganho. Observou-se assim uma redução na largura de linha e a estabilização da frequência absoluta em torno da linha atômica do Cs-D₂.

Em um segundo trabalho, desenvolvido pelo grupo em (2005), observou-se pela primeira vez, a biestabilidade exclusivamente na frequência de um sistema ótico [30]. O experimento foi realizado com um laser semiconductor acoplado à linha D₂ do césio com uma realimentação ortogonal, sendo observado um comportamento histerético da frequência em torno da ressonância atômica. O laser foi operado com uma corrente aproximadamente de 100 mA resultando em uma potência de emissão de aproximadamente 40 mW. O arranjo experimental é descrito na Figura 2.3.

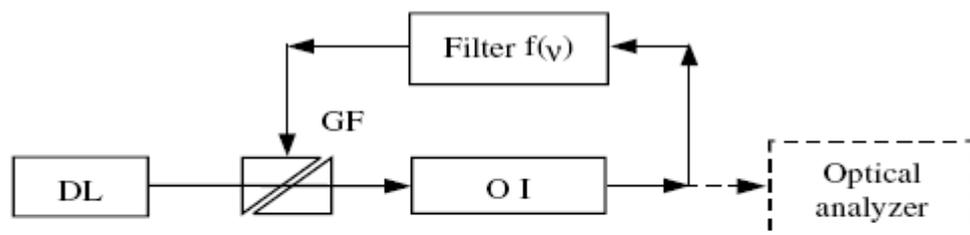


Figura 2.3: Esquema para injetar uma polarização ortogonal filtrada com realimentação ortogonal em um laser semiconductor. DL: Laser de diodo, GF: Glan-Foucault, OI: Isolador ótico, Analisador ótico: cavidade Fabry-Pérot e o filtro espectral célula de vapor de Cs.

Da mesma forma descrita anteriormente o feixe colimado na saída tem uma polarização ligeiramente elíptica com uma relação entre as duas polarizações ortogonais de 1:800, onde é enviado através de um polarizador Glan-Foucault. A componente TE é transmitida e a pequena componente TM é lateralmente refletida.

Um feixe com polarização ortogonal é reenviada para o laser semiconductor através do eixo de injeção do polarizador, e uma placa de meia onda ($\frac{\lambda}{2}$) é colocada antes do polarizador Figura 2,2, para permite o controle da intensidade máxima da realimentação. O isolador ótico impede o retorno do feixe garantindo assim um único caminho progressivo para o feixe. Inicialmente foi caracterizada a resposta do laser para a realimentação ortogonal. Com a medida do deslocamento em frequência em função da potência de realimentação enviado para o laser, obtém-se uma relação entre o deslocamento em frequência e a potência ortogonal,

$$\delta = \beta P_r \quad (2.1)$$

onde $\delta = \nu_0 - \nu$ corresponde a diferença entre a frequência do laser solitário e aquela com realimentação ortogonal. P_r é a potência de retorno na cavidade laser. O deslocamento depende do acoplamento efetivo de feixe re-injetado na junção laser, onde um bom alinhamento garante um maior nível de realimentação. A curva do deslocamento em função da potência de realimentação foi obtida com um $\beta = 1.76 \text{GHz}/\text{mW}$, como mostra a Figura 2.4, onde foi obtido um deslocamento de 10 GHz com um nível de realimentação de -7.7 dB.

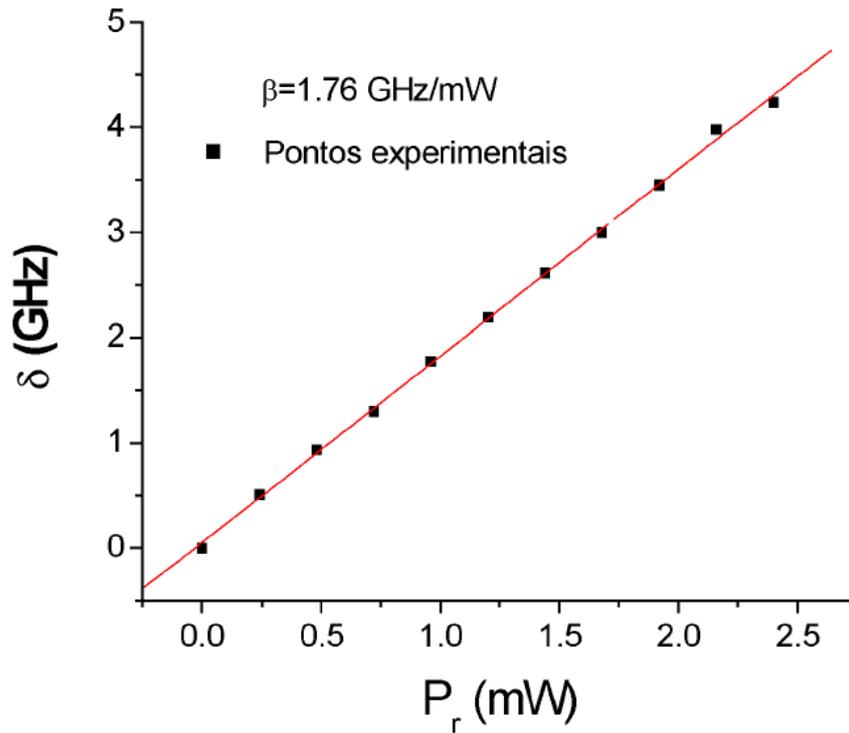


Figura 2.4: Deslocamento da frequência laser em função da potência de realimentação.

A Figura 2.5 mostra o espectro de transmissão da linha atômica do Cs D_2 obtido como resultado da biestabilidade da frequência do laser, na presença de retorno ótico, espectralmente filtrado. As medidas foram realizadas em condições de operação com corrente do laser de $i = 2,3 i_{th}$ uma vez que neste nível de corrente não se observa modulação na amplitude da emissão.

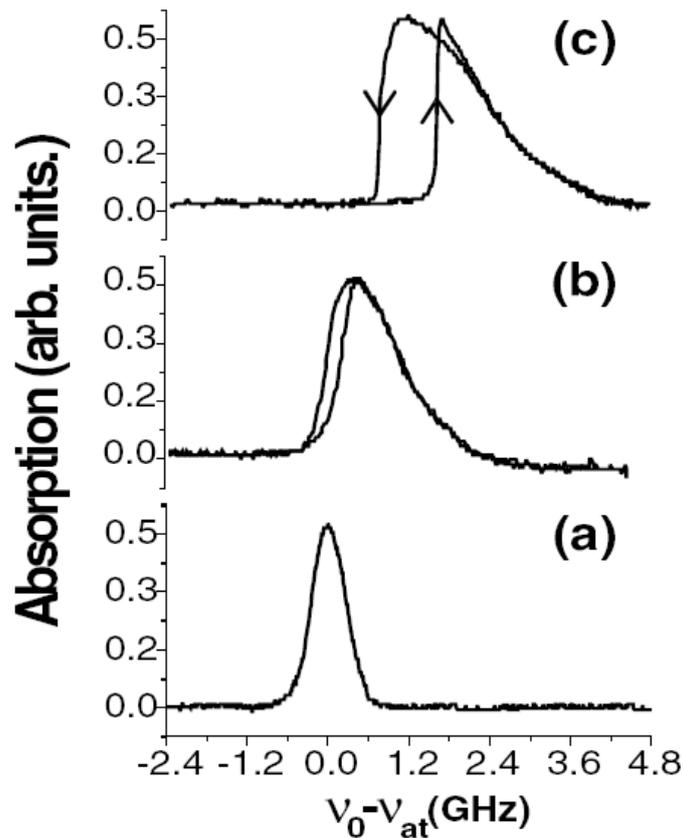


Figura 2.5: Comportamento espectral do laser semiconductor sob realimentação filtrada: o ciclo de histerese em função da potência de realimentação. a) Perfil Doppler da linha Cs D₂ usado como filtro para modular a realimentação do feixe. b) e c) freqüência de emissão analisada pela absorção do Cs D₂ sob realimentação ortogonal. As setas indicam a direção de cada varredura

Neste trabalho anteriormente desenvolvido [30] controlou-se óticamente a freqüência de um laser semiconductor usando-se uma linha atômica de Cs D₂, onde foi observada biestabilidade em freqüência. Um terceiro trabalho realizado pelo nosso grupo foi a geração de multiestabilidade em freqüência com um laser semiconductor (2007) [31]. Neste trabalho foi estudado o comportamento espectral de um laser de diodo sob realimentação ortogonal espectralmente filtrada e mostrou-se que o uso de um sinal re-injetado com forma de linha, absorpsiva e dispersiva, foram capazes de controlar a resposta espectral do laser exibindo biestabilidade ou multiestabilidade. A montagem experimental é a mesma da Figura 2.2, com exceção que foi acrescentado uma célula fora do circuito, como mostra a Figura 2.6.

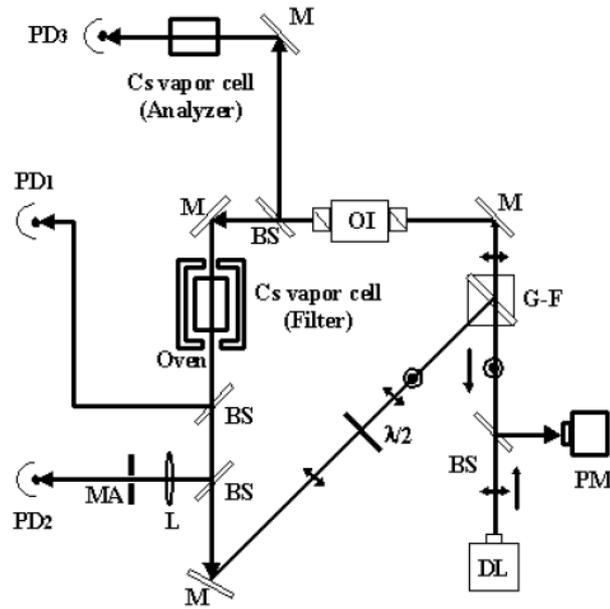


Figura 2.6: Esquema do arranjo experimental. O símbolo \leftrightarrow (\odot) representa a polarização do feixe paralela (perpendicular) ao plano do arranjo. DL: laser de diodo, G-F: Polarizador Glan-Foucault, M: Espelho, BS: Divisor de Feixe, OI: Isolador Ótico, PD: Fotodetector, L: Lente, MA: Abertura micrométrica, $\lambda/2$: Lâmina de meia onda, MP: Medidor de Potência. O feixe de realimentação é analisado por um fotodetector (PD1) e por uma abertura de 3 mm, seguido de outro fotodetector (PD2), PD3 mede a transmissão da célula sonda (fora do circuito de realimentação).

Um modelo de equações de taxa para descrever a biestabilidade ótica em frequência foi desenvolvido em 2007, pelo grupo com participação da professora Cristina Masoller [42]. O modelo de equações de taxa leva em conta efeitos térmicos e de saturação de ganho e prevê a variação linear da frequência do laser com a intensidade de realimentação, portanto em acordo com o que foi observado experimentalmente. As equações apresentadas abaixo (2.2), (2.3) e (2.4), descrevem o campo intra-cavidade com polarização TE E , a densidade de portadores N , e a temperatura do diodo T .

$$\frac{dE}{dt} = ik\theta E + k(1+i\alpha)(\Gamma G - 1)E \quad (2.2)$$

$$\frac{dN}{dt} = -\gamma_N [N - J + G(P + P_f)] \quad (2.3)$$

$$\frac{dT}{dt} = -\gamma_T (T - 1 - ZN - PJ^2) \quad (2.4)$$

As variáveis estão normalizadas de modo que E é adimensional, N é normalizado ao valor de transparência e T é normalizado à temperatura ambiente. E , N e T têm taxas de decaimento κ, γ_N e γ_T , respectivamente. P e P_f são as densidades de fótons com polarização TE e TM, respectivamente. Na equação (2.2), θ é uma dessintonização que varia linearmente com a temperatura.

$$\theta = \theta_0 - \varepsilon(T - 1) \quad (2.5)$$

onde ε é a intensidade do acoplamento entre o campo ótico e a temperatura. Ainda descrevendo outros parâmetros na equação (2.2) temos que α é fator de aumento da largura de linha, Γ fator de confinamento ótico na região ativa, e G o ganho, para o qual efeitos de saturação são levados em conta:

$$G(N, P, P_f) = \frac{N-1}{(1+\varepsilon_1 P + \varepsilon_2 P_f)}. \quad (2.6)$$

Na expressão para G acima ε_1 e ε_2 são coeficientes de auto-saturação e de saturação cruzada, respectivamente. Na equação para a temperatura os termos ZN e P_f^2 descrevem o aquecimento por recombinação não radiativa e por efeito Joule, respectivamente.

Usando-se as equações (2.1) a (2.6) pode-se escrever o deslocamento da frequência do laser sob realimentação ortogonal como uma função linear da potência de realimentação, em concordância com os trabalhos experimentais anteriores. Além disso, o coeficiente linear β obtido, em concordância com as medidas experimentais apresentadas no próximo capítulo, não depende da corrente ou da temperatura do diodo:

$$\omega - \omega_{sol} = -\frac{k\varepsilon Z(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)}{\Gamma(1+\varepsilon_1)} P_f. \quad (2.7)$$

Simulações numéricas usando o modelo e valores das constantes típicos para lasers semicondutores permitem a boa reprodução dos espectros experimentais, como mostrado abaixo (Figura 2.7).

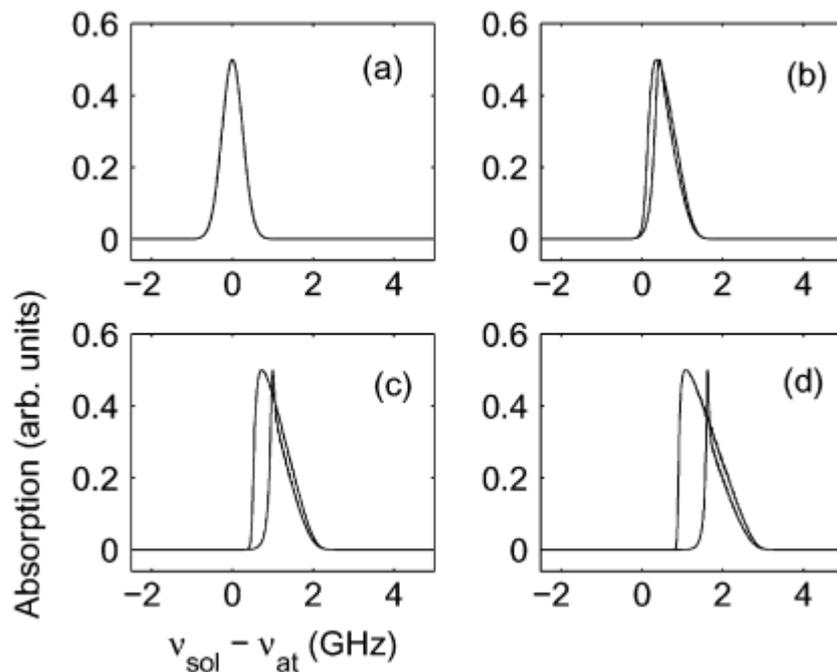


Figura 2.7: Absorção do filtro atômico versus frequência do laser sem realimentação para potências de realimentação crescentes (zero em (a)). Comparar com curvas experimentais na Figura 2.5.

Analisando os trabalhos realizados pelo grupo de Física Atômica e Laser nesses últimos anos, fomos motivados inicialmente a pensar de utilizar, como filtro espectral uma grade de difração em substituição à célula com vapor atômico. E observamos o comportamento do feixe e comprovamos se ocorreria dinâmica no sistema. No capítulo três apresentamos alguns resultados desenvolvidos neste período de mestrado, mostrando inicialmente o trabalho com a grade de difração, e dificuldades encontradas.

Na literatura existem vários trabalhos sobre realimentação ortogonal. Entre os trabalhos publicados por diferentes grupos encontramos divergências sob o comportamento do modo TM, (modo secundário) assim descrito considerando-se o modo TE (modo principal). Alguns grupos descrevem o modo TM como uma emissão não laser e confirmam que o mesmo só tem ação laser só com forte realimentação ortogonal [43]. Encontramos resultados que serão apresentados no capítulo três que sugerem que, para alguns lasers, o modo TM é uma emissão laser mesmo sem realimentação ortogonal. Investigamos também o comportamento do coeficiente β para alguns lasers semicondutores, com diferentes razões entre os

seus modos ortogonais e tentamos universalizar um modelo do comportamento do coeficiente β nesses lasers em função de alguns parâmetros como temperatura, corrente e razão entre as polarizações.

O trabalho desenvolvido pelo grupo nos deu mais subsídios para investigarmos a dependência do coeficiente β , variando alguns parâmetros como descrevermos anteriormente, como corrente, temperatura e razão entre os modos TE e TM.

Capítulo 3

Realimentação ortogonal em Laser de Diodo

Neste capítulo descrevemos e discutimos alguns resultados experimentais realizados com lasers de diodo sob realimentação ótica ortogonal. Na seção 3.1 descrevemos medidas onde usamos uma grade de difração como filtro espectral na realimentação, observando o deslocamento em frequência, como também descrevemos um comportamento não esperado de um laser que utilizamos no experimento. Iniciamos caracterizando o laser em termos da potência de saída dos dois modos ortogonais em função da corrente de injeção. Na seção 3.2 apresentamos resultados experimentais da relação entre potência e corrente de injeção, cujos resultados sugerem que o modo TM tem característica de emissão laser. As observações do comportamento de β (coeficiente de deslocamento em frequência em função da realimentação) versus corrente de injeção e também como função da temperatura são apresentadas na seção 3.3. Na seção 3.4 descrevemos o funcionamento de um polarizador Glan-Foucault, e na seção 3.5 realizamos uma análise dos modos TE e TM separados, para verificar como a variação da intensidade da potência dos modos TE e TM comportava-se mediante uma realimentação ortogonal. Finalmente na seção 3.6 relatamos as observações da dependência de β com a razão entre os modos TE e TM, para diferentes lasers e discutimos esse resultado em termos do acoplamento do feixe de retorno na cavidade do semicondutor.

3.1 Medidas com Grade de Difração

Inicialmente tentamos reproduzir a experiência feita pelo grupo para estabilização da frequência ótica e redução da largura de linha espectral utilizando um laser de diodo AsAlGa (SDL-5401-G1), submetido à realimentação ótica com polarização ortogonal ao modo oscilante na cavidade laser e filtrada espectralmente por vapor atômico ressonante de césio. O arranjo experimental é essencialmente aquele descrito na Figura 2.2. O laser foi estabilizado em corrente e temperatura, emitindo em torno de 852 nm e na configuração já descrita, uma fração do feixe de saída do laser é espectralmente filtrada e re-injetada na sua cavidade. A experiência foi interrompida quando o laser “queimou”. Não dispondo de um laser ressonante com o vapor de césio, optamos por substituir o laser, mudando o filtro espectral.

A opção foi usarmos uma grade de difração (1200 linhas/mm) para observarmos a dinâmica do laser submetida à realimentação espectralmente filtrada. A grade de difração reflete a luz com um ângulo que é dependente da frequência, ou seja, quando a frequência sofre uma variação, o ângulo da luz refletida sofre um desvio angular. Dessa forma esperamos que quando a frequência varia o desvio resultante no percurso do feixe desloca-se transversalmente de forma que apenas uma parte desse feixe é transmitida através de uma iris. A idéia inicial do filtro era compor a reflexão da grade com uma abertura, porém construímos o discriminador de frequência usando a abertura do próprio laser como filtro espacial. Lembrando aqui a expressão do desvio angular da grade de difração em função do espaçamento entre as ranhuras dada na equação 3.1, e a expressão da variação do comprimento de onda, na equação 3.2.

$$\Delta\theta = \frac{m\Delta\lambda}{a.\cos\theta} \quad (3.1)$$

$$\Delta\lambda = \frac{c}{\nu^2} \Delta\nu \quad (3.2)$$

Onde:

m: ordem da difração;

a: distância entre as linhas da grade de difração

$\Delta\theta$: variação angular

$\Delta\lambda$: variação do comprimento de onda

$\Delta\nu$; variação da frequência

Utilizamos um laser de diodo (DL7140), emitindo em torno de $\lambda=785$ nm, estabilizado em corrente ($i = 100$ mA) e em temperatura ($15,5$ °C). A montagem experimental está esquematizada na Figura 3.1. Esse laser foi colocado em uma configuração em que uma parte do feixe de saída do laser é espectralmente filtrada e tem sua polarização girada em 90 graus e então é re-injetada na cavidade do laser. Inicialmente fizemos uma colimação do feixe de saída para uma distância de cerca de 5 m, para garantir que não tínhamos problemas de divergência do perfil do laser quando o mesmo estivesse retornando na cavidade.

O feixe de saída do laser passa através de um polarizador Glan-Foucault que funciona como um divisor de feixes, transmitindo a maior parte da intensidade do feixe, com uma polarização paralela ao plano da montagem, denominado de transversal elétrica (TE) e refletindo uma pequena parte do feixe, cuja polarização é ortogonal a esse plano, chamada de transversal magnética (TM). Logo em seguida o feixe incide em uma grade de difração de 1200 linhas/mm, que usamos como filtro espectral, fazendo com que somente a ordem $m = -1$ seja re-injetada na cavidade do laser e a ordem $m = 0$ seja analisada pelo Fabry-Pérot. De maneira reversível, o polarizador Glan-Foucault permite também que luz ortogonalmente polarizada seja re-injetada no laser. O isolador óptico é usado para evitar retornos óticos com polarização TE, particularmente proveniente da cavidade Fabry-Pérot. A cavidade Fabry-Pérot é usada para análise espectral da freqüência ótica. O sinal de saída é analisado em um osciloscópio, onde medimos os deslocamentos em freqüência dos picos de transmissão do Fabry-Pérot, para analisarmos a amplitude em função da freqüência, para o laser de diodo com e sem realimentação ver Figura 3.2.

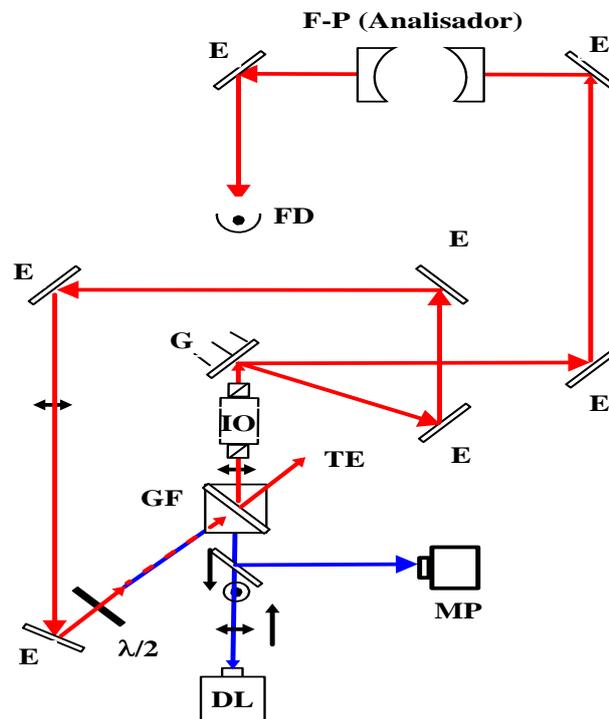


Figura 3.1: Montagem experimental usando uma grade de difração como filtro espectral. O símbolo $\leftrightarrow (\odot)$ representa a polarização do feixe paralela (perpendicular) ao plano do arranjo. LD: laser de diodo, G-F: Polarizador Glan-Foucault, E: Espelho, G: grade de Difração, IO: Isolador Ótico, FD: Fotodetector, DV: Divisor de feixe, $\lambda/2$: Lâmina de meia onda, MP: Medidor de Potência. A curva Azul representa o modo TM e a vermelha a componente TE.

O comprimento do caminho ótico percorrido pelo feixe laser no circuito de realimentação do nosso arranjo experimental é de aproximadamente 180 cm, significando um tempo de atraso de 6 ns, ou seja, nos dando uma eventual frequência de modulação de aproximadamente 167 MHz.

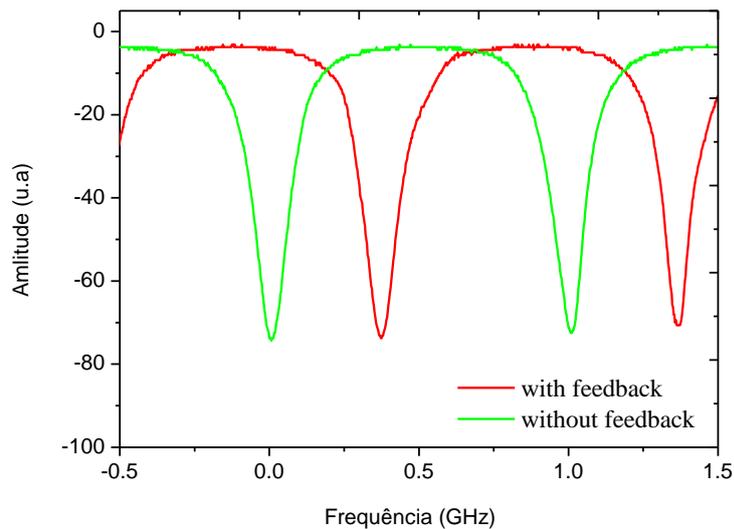


Figura 3.2: espectro de análise do Fabry-Pérot da amplitude em função da frequência, para o laser de diodo com e sem realimentação

Após medidas sistemáticas observamos que o laser apresentara um comportamento não esperado na sua varredura, observada diretamente no osciloscópio. Vimos que, enquanto a corrente era varrida em um único sentido, os picos de transmissão do Fabry - Pérot oscilavam, ida e volta em frequência. Esse comportamento não tinha sido observado pelo grupo e de fato não era um comportamento esperado. Após uma análise do feixe descrevemos uma estrutura do tipo difração, no perfil espacial transversal do feixe.

Uma fotografia do perfil do feixe está mostrada na Figura 3.3. Desta forma o comportamento observado é coerente com a modulação de intensidade, que varia a potência de realimentação mesmo durante uma única varredura. Na Figura 3.4 mostramos o comportamento da intensidade do laser em função da posição. Indicando que para uma determinada posição ver (Figura 3.3), observou-se um decaimento muito grande da intensidade, devido à má formação espacial do feixe.

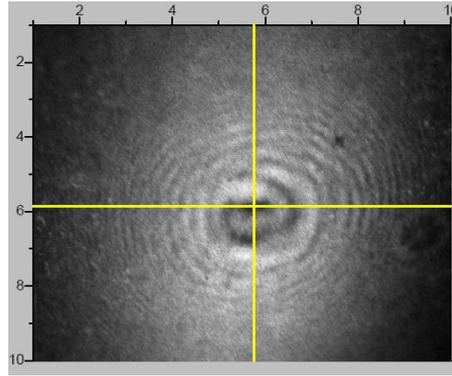


Figura 3.3: Imagem do perfil espacial do feixe do diodo semiconductor.

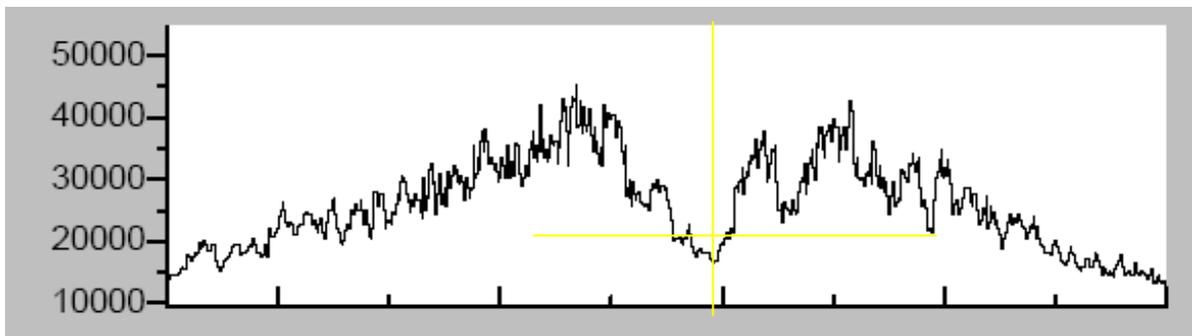


Figura 3.4 Gráfico da intensidade versus posição do laser (DL7140), emitindo em torno de 785 nm, indicado a região de perda na intensidade do laser.

Na experiência queríamos observar uma dinâmica em frequência, já que no capítulo 2 na seção 2.4 vimos que podemos deslocar a frequência do laser realimentando com luz ortogonalmente polarizada, para estabilizar a frequência e reduzir a largura de linha. Para isso necessitaríamos de algum dispositivo que tornasse a intensidade do feixe de realimentação sensível a variações da frequência ótica. Queríamos um discriminador de frequência. Para isto usamos a grade de difração. Considerando que o insucesso fosse devido à baixa resolução da grade, substituímos o laser e não observamos a dinâmica esperada.

3.2 Curvas Potência versus Corrente de injeção.

Iniciamos medidas experimentais simples com o objetivo de melhor entender e caracterizar a realimentação ótica ortogonal. Decidimos investigar a natureza do coeficiente β na relação 2.1, do deslocamento em frequência em função da potência de realimentação. Para tanto é importante identificar a natureza da emissão desses lasers semicondutores pela caracterização dos dois modos lasers, particularmente procurando identificar a natureza do modo ortogonal, TM. Portanto estudamos o comportamento dos modos TE e TM, com e sem realimentação ortogonal. Verificamos experimentalmente que, mesmo sem realimentação ortogonal, o modo TM tem características de emissão laser. Porém, uma caracterização completa demandaria medidas mais sofisticadas, como por exemplo, de correlação de sua intensidade. Nas medidas de caracterização da potência laser em função da corrente de injeção utilizamos um laser de diodo DL 7140, emitindo com comprimento de onda $\lambda = 785$ nm, estabilizado em corrente e temperatura. Nesse laser medimos uma razão entre os modos TE e TM de 1:954. Analisamos as curvas potência versus corrente de injeção dos modos TE e TM em torno do limiar e constatamos que tanto o modo TE como o modo TM apresentam mesmo limiar, como também medimos a largura de linha para os dois modos TE e TM, verificando características singulares no modo TM, como largura de linha idêntica a do modo principal.

Nas Figuras 3.5 e 3.6 mostramos os espectros dos modos TE e TM, enfatizando a característica do modo secundário TM ter uma largura de linha estreita.

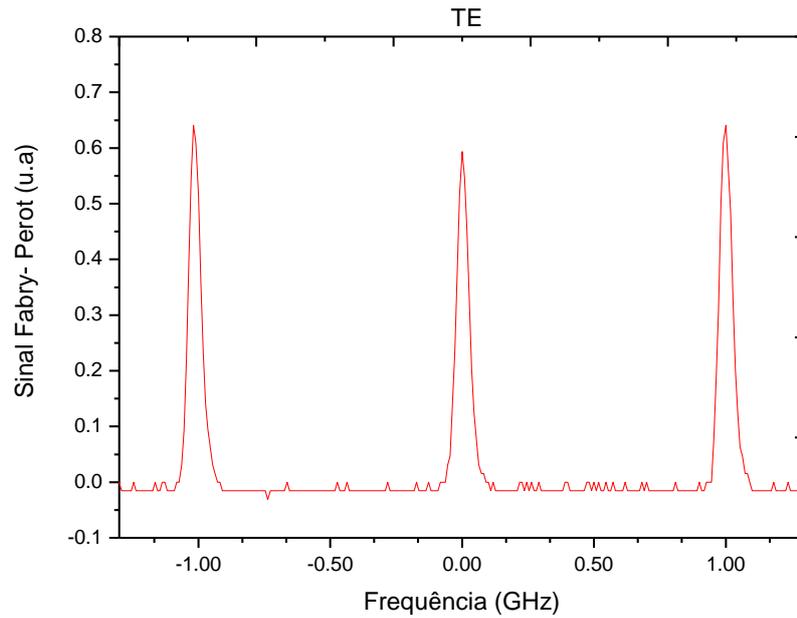


Figura 3.5: Espectro de transmissão do Fabry Pérot em função da frequência, para o modo TE.

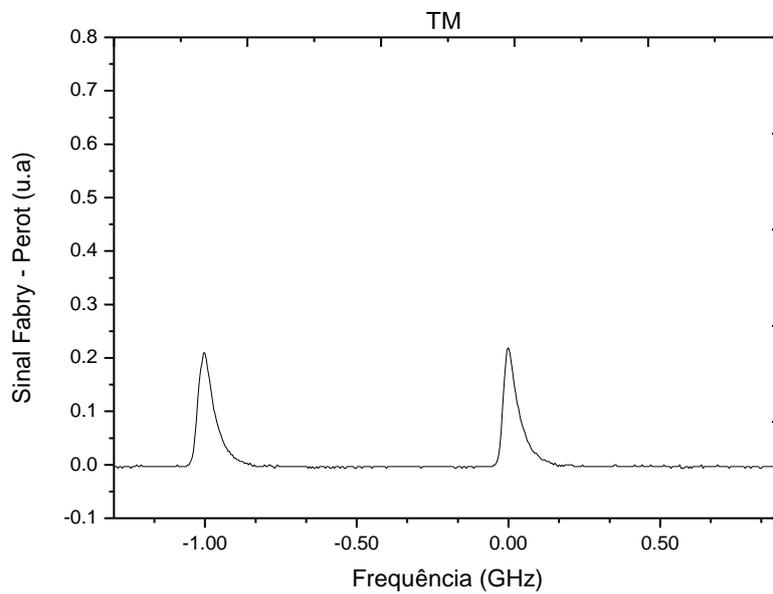


Figura 3.6: Espectro de transmissão do Fabry Pérot em função da frequência, para o modo TM.

Fizemos uma primeira análise da emissão próximo do limiar de corrente em torno de 33 mA, e verificamos que, mesmo sem realimentação ortogonal, tanto o modo principal TE como o modo secundário TM tem mesmo limiar de operação. Nas curvas das Figuras 3.7 e 3.8, mostramos o comportamento do modo TM e TE próximo do limiar em torno de 32.7 mA, quando o laser está sem realimentação, com polarização ortogonal.

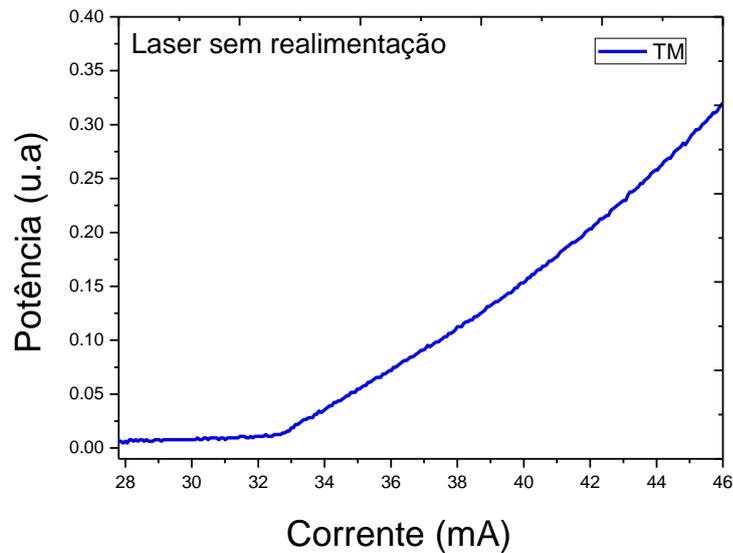


Figura 3.7: Curva Potência versus corrente para o modo TM laser sem realimentação.

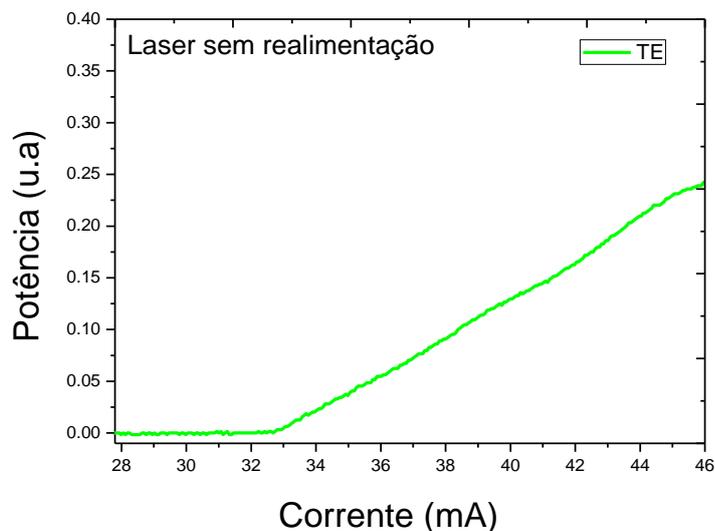


Figura 3.8: Curva potência versus corrente para o modo TE laser sem realimentação

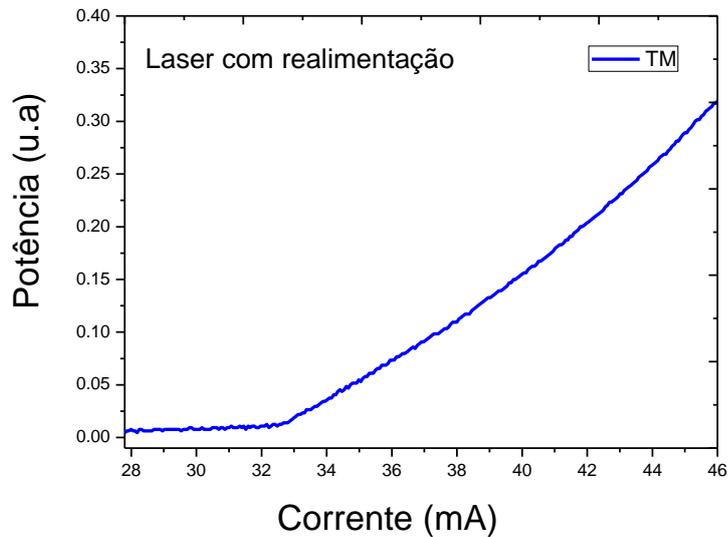


Figura 3.9: Curva potência versus corrente para o modo TM laser com realimentação

Na figura 3.9 apresentamos o gráfico da potência versus corrente para o comportamento do modo TM submetido à um pequeno nível de realimentação ortogonal variando de 0 até 57 μ W. O valor de limiar de corrente não sofre variação observável ocorrendo em torno de 32.7 mA . Esse resultado está em conflito com alguns artigos da literatura [44], que afirmam que o modo TM só tem ação laser sob forte realimentação ortogonal, como apresentado na figura 3.10, copiada da referência [44].

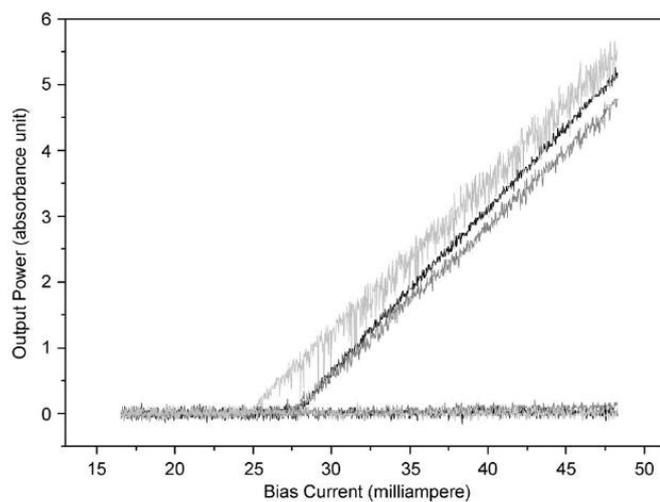


Figura 3.10: Resultado obtido pelo grupo de Rui Ju and S. Spencer, mostrando o comportamento de um laser GaAlAs (APL-830-40), $\lambda = 830$ nm. Linha preta laser solitário. As linhas cinza claro e escuras representam o modo TE com e sem realimentação e as curvas horizontais modo TM. [44].

Com uma análise comparativa dos resultados obtidos verificamos as características do modo TM próximo do limiar que, qualitativamente, estão de acordo com o artigo publicado pelo grupo T. Heil, A. Uchida, P. Davis, e T. Aida [45], mostrada na Figura 3.11. Esses autores utilizaram um laser DFB, operando em $\lambda = 1537$ nm, com corrente de limiar de 9,8 mA e razão entre os modos TE e TM de 1:1000.

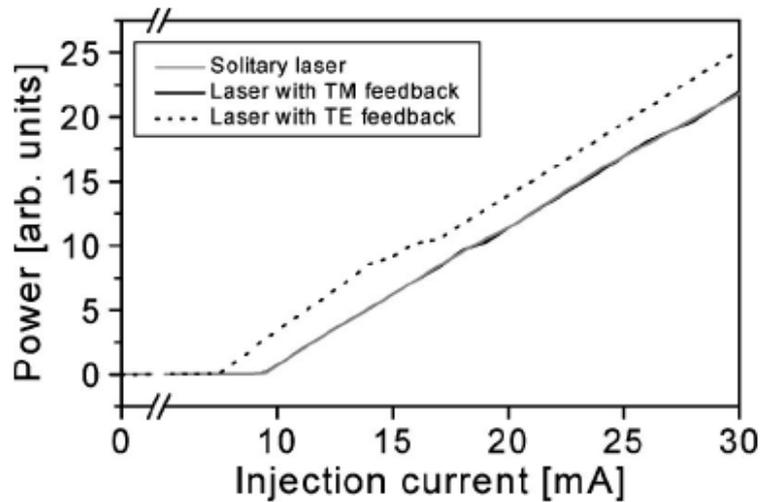


Figura 3.11: Potência de saída em função da corrente de injeção para o laser DFB livre (curva solida cinza), o laser com realimentação ortogonal modo TM (curva solida negra), e o laser com realimentação óptica convencional modo TE (curva tracejada) resultado obtido pelo grupo de T. Heil, A. Uchida, P. Davis, e T. Aida. [45].

3.3 Medidas do coeficiente β versus Corrente de Injeção

Nesta seção vamos investigar como o valor de β coeficiente de proporcionalidade entre o deslocamento em frequência e a variação da potência de realimentação (ver equação 2.1) comporta-se quando variamos parâmetros como corrente e temperatura. Em trabalho anterior do grupo [31] verificou-se o comportamento do deslocamento em frequência para várias correntes de operação, ou seja, o valor do coeficiente β em função da corrente de injeção no laser. O resultado encontrado está na Figura 3.12. Podemos observar que não existe variação sistemática do coeficiente β para diferentes correntes de operação laser. Mesmo assim observa-se que esse coeficiente não é exatamente o mesmo para os diferentes valores de corrente, e podemos especular sobre o acoplamento do retorno ótico para valores diferentes de corrente, relacionando à direcionalidade do feixe.

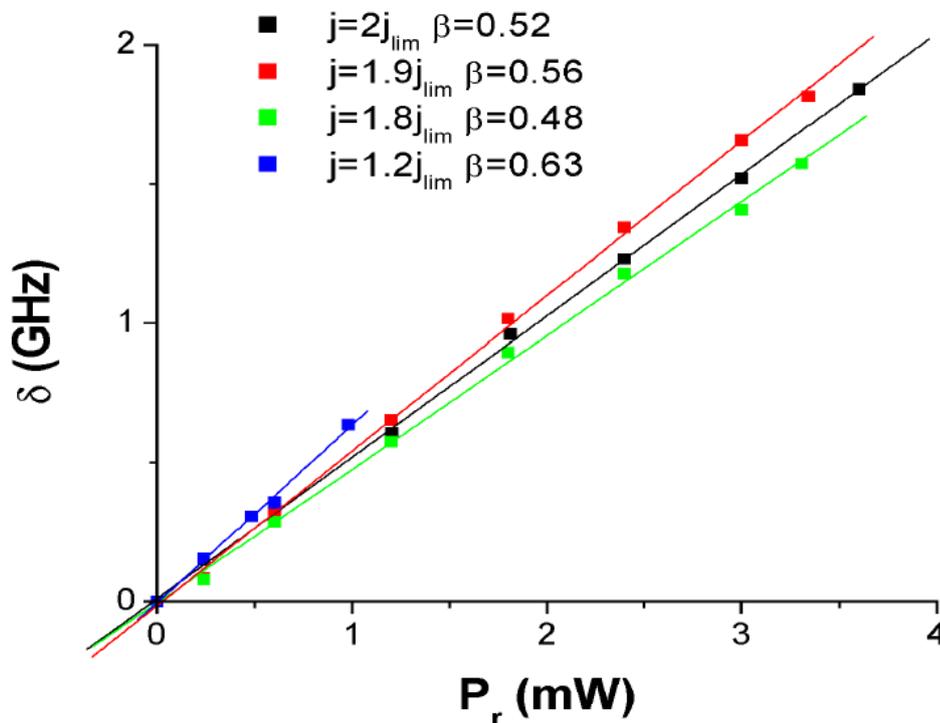


Figura 3.12: Comportamento do coeficiente β para diferentes valores da corrente de injeção.

Face a esses resultados investigamos o mesmo comportamento para dois outros lasers DL 7140, com $\lambda = 785 \text{ nm}$, fazendo o mesmo procedimento. Além disso analisamos também o comportamento do coeficiente β com a temperatura da junção do semiconductor. A montagem da experiência está mostrada na Figura 3.13. Para cada medida de β foi feito o seguinte procedimento: Mantivemos a corrente constante e variamos a temperatura do sistema. Os gráficos estão calibrados para valores em $k\Omega$, com uma equivalência de 25°C (temperatura ambiente) para $10k\Omega$, temperatura T em unidade equivalente da resistência do NTC ($k\Omega$). Os dois lasers utilizados diferenciavam-se pela razão entre as suas polarizações. O primeiro com uma razão de 1:282 e o segundo com uma razão de 1:389.

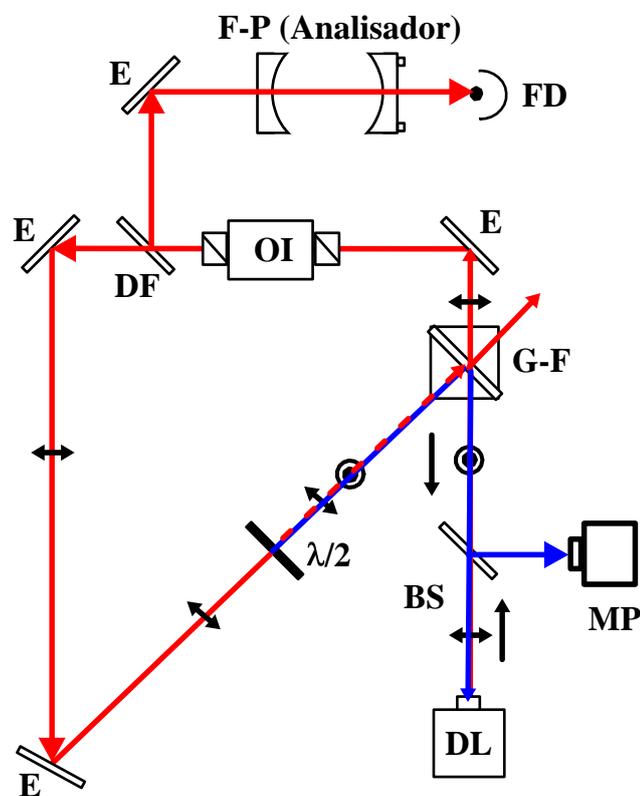


Figura 3.13: Montagem experimental para obtenção do comportamento do coeficiente β versus temperatura. O símbolo \leftrightarrow (\odot) representa a polarização do feixe paralela (perpendicular) ao plano do arranjo. LD: laser de diodo, G-F: Polarizador Glan-Foucault, E: Espelho, IO: Isolador Óptico, FD: Fotodetector, DF: Divisor de feixe, $\lambda/2$: Lâmina de meia onda, MP: Medidor de Potência. A curva Azul representa o modo TM e a vermelha à componente TE.

Fizemos medidas do deslocamento da freqüência em função da realimentação ortogonal para analisar como o coeficiente β comporta-se como função da temperatura e da corrente. Os gráficos abaixo mostram a resposta de dois lasers, o laser 1 na Figura 3.14, com razão entre as polarizações $\rho = \frac{I_{TE}}{I_{TM}}$, 1:282 e o laser 2 na Figura 3.15, com $\rho = 1:389$ (ambos modelo DL 7140), com diferentes temperatura ou corrente. Porém estas medidas constaram que β (coeficiente de proporcionalidade entre o deslocamento em freqüência com a variação da potência de realimentação), cresce com o aumento da temperatura do sistema. Devido a possíveis incertezas nas medidas ou instabilidades do sistema, observamos na Figura 3.15 que o sistema respondeu de forma diferente para o segundo laser, contrariando a nossa expectativa de que os dois lasers seguissem um comportamento universal.

Laser 1 ρ : 1:282

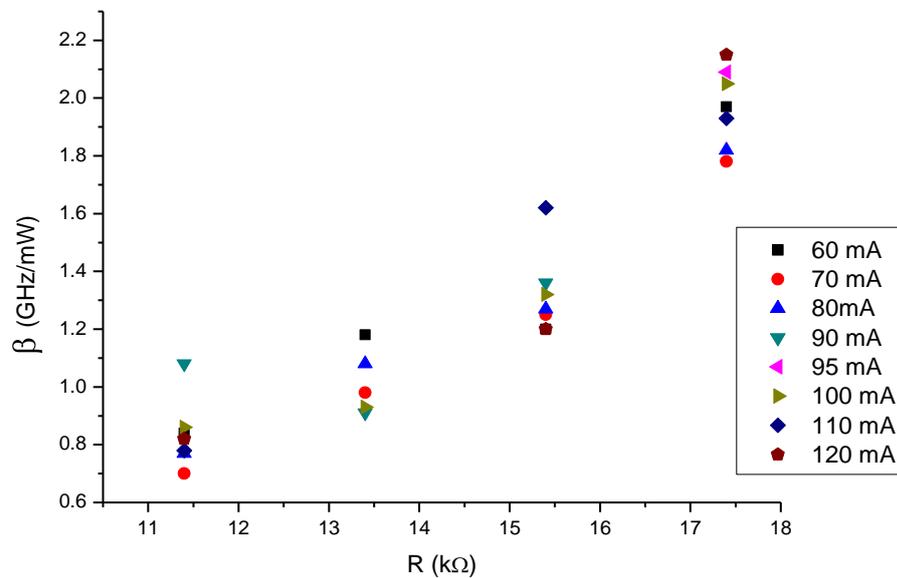


Figura 3.14: Gráfico de β versus temperatura T em unidade equivalente da resistência do NTC (kΩ)

Laser 2 O: 1:389

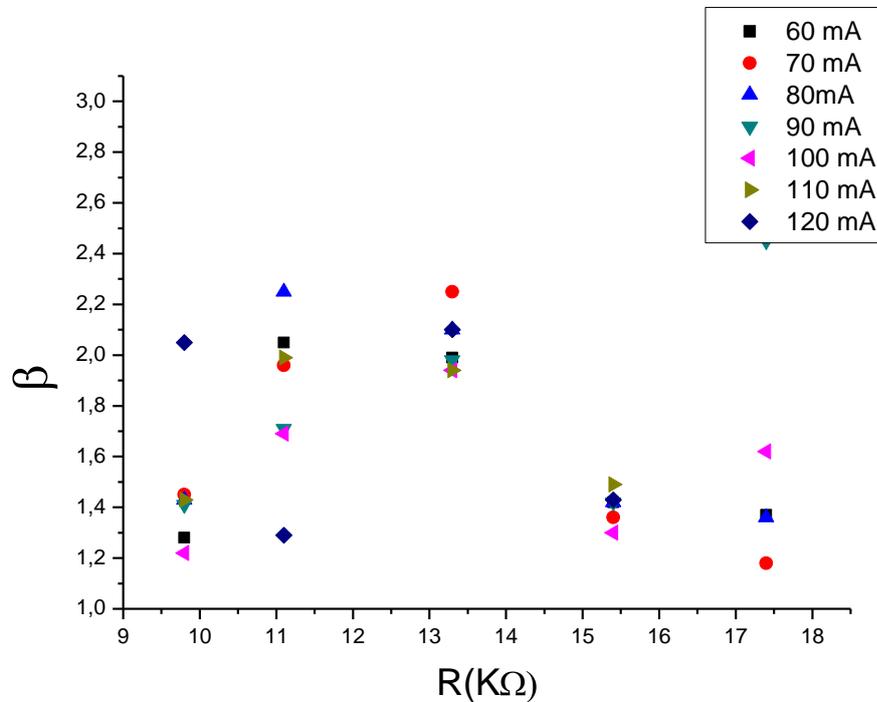


Figura 3.15: Gráfico de β versus temperatura T em unidade equivalente da resistência do NTC (k Ω)

Esse resultado ilustra o que verificamos depois: a extrema dependência das medidas com o alinhamento do feixe de realimentação. Desta forma tivemos de desenvolver uma técnica para otimizar de forma sistemática o acoplamento do modo ortogonal com a cavidade do laser. Foi que ao observamos após uma análise cuidadosa, que a minimização do modo TM, que será apresentada na seção 3.6, garantia uma melhor medida para razão entre os modos TE e TM. Após um longo trabalho de alinhamento para obter resultados sistematicamente coerentes novas medidas foram realizadas para verificarmos o comportamento dos lasers em presença de realimentação ortogonal. Foram realizadas um grande número de medidas para cada uma das condições desejadas e comprovou-se uma variação pequena de β em função da temperatura como mostra a Figura 3.16.

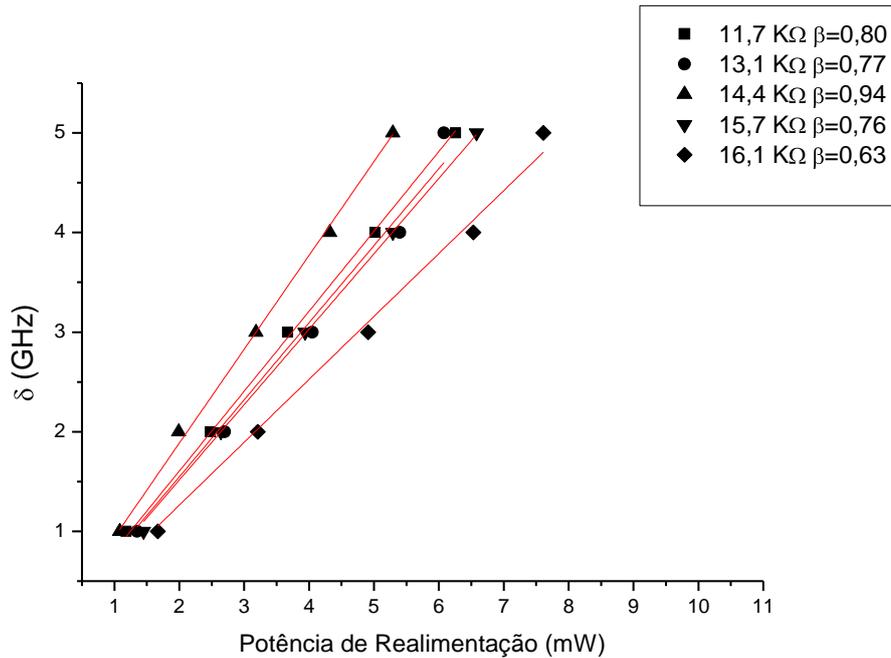


Figura 3.16: Comportamento do coeficiente $\beta = \delta/P_r$, para diferentes valores de temperatura unidade equivalente da resistência do NTC (kΩ).

Esses resultados nos levam a outro ponto importante do nosso trabalho que será apresentado na seção 3.6, onde descreveremos uma técnica de minimização da componente TM, onde mediante a técnica utilizada temos uma garantia um coeficiente β máximo para cada medida realizada.

Seção: 3.4 Funcionamento de um polarizador Glan- Foucault

Um prisma de Glan-Foucault é um tipo de prisma que é usado como um polarizador. Sua estrutura é formada por dois prismas de ângulo reto, feitos de calcita, separados com uma fina camada de ar, diferentemente do caso de um prisma Glan-Thompson em que os prismas são colados. A Figura 3.16 mostra um esquema de um polarizador Glan-Foucault.

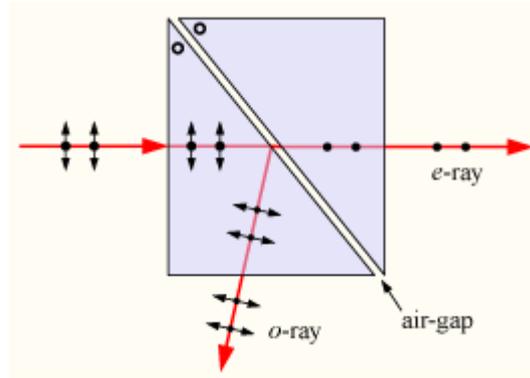


Figura 3.17: Um prisma de Glan-Foucault reflete (reflexão interna total na interface prisma /ar) luz p- polarizada, transmitindo a componente s-polarizada. O eixo óptico do material do prisma é perpendicular ao plano do diagrama.

Uma das vantagens do prisma Glan-Foucault é que ele pode lidar com as altas densidades de energia (cerca de 100 watts / cm^2) características de trabalho com laser de potência. Uma desvantagem é um estreito campo de visão, cerca de 10° . Em um polarizador Glan-Thompson, o ângulo de visão é de cerca de 30° , mas a densidade de potência máxima contínua é diminuída por um fator de 100 para cerca de 1 watt / cm^2 . O feixe de saída é enviado através do polarizador Glan-Foucault que funciona como um divisor de feixes, transmitindo a maior parte do feixe, cuja polarização é paralela ao plano da montagem, denominada transversal elétrica (TE) e refletindo uma pequena parte do feixe, cuja polarização é ortogonal a esse plano, chamada transversal magnética (TM). De maneira reversível, o Glan-Foucault permite também que uma luz ortogonalmente polarizada seja re-injetada no laser.

No nosso trabalho a polarização do feixe de saída do laser é ligeiramente elíptica e a razão entre as intensidades nos dois eixos ortogonais variava de laser para laser desde 1:137 até 1:1300 como mostra a Tabela 1. Na Figura 3.17, mostramos a relação entre os modos TE e TM para cada laser utilizado, calculando o ângulo entre o laser e o polarizador.

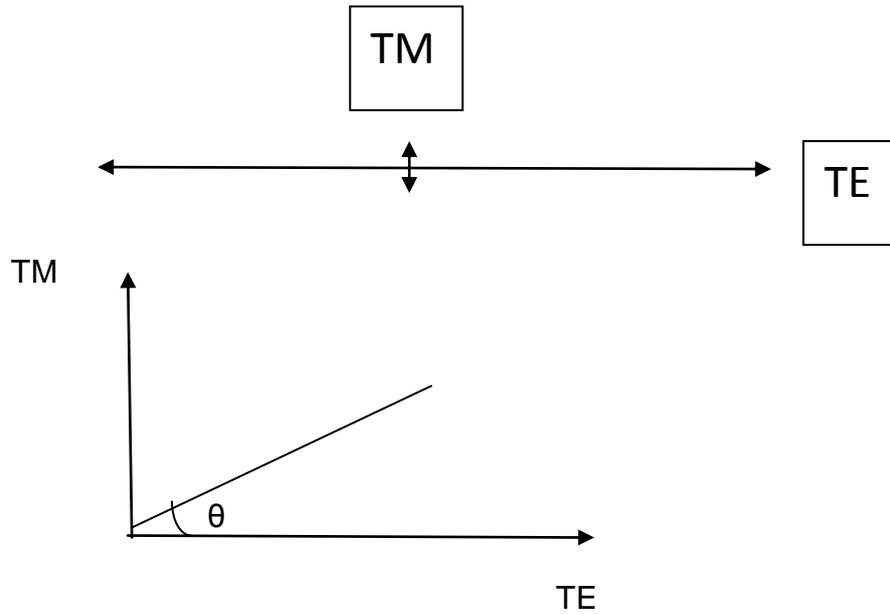


Figura 3.18: Gráfico TM em função de TE para obter o ângulo θ , ângulo que define a relação entre as polarizações.

Na tabela abaixo descrevemos os resultados obtidos para cada laser, indicando a razão entre as polarizações como também o ângulo obtido entre o laser e o polarizador. Esses resultados mostram a grande dificuldade para realizar medidas sistemáticas comparando-se diferentes lasers. No caso extremo do laser 5 a dependência angular é da ordem de centésimo de grau

Laser	Relação entre as polarizações:	θ	θ
Laser 1	1:137	$0,42^\circ$	$7,14 \text{ mrad}$
Laser 2	1:350	$0,16^\circ$	$2,78 \text{ mrad}$
Laser 3	1:611	$0,094^\circ$	$1,6 \text{ mrad}$
Laser 4	1:852	$0,067^\circ$	$1,14 \text{ mrad}$
Laser 5	1:1300	$0,044^\circ$	$0,75 \text{ mrad}$

Tabela 1: Relação entre as polarizações e ângulo entre o laser e o polarizador.

Seção 3.5: Comportamento das intensidades dos modos TE e TM submetidos à realimentação ortogonal.

Investigando o comportamento da intensidade dos modos TE e TM submetidos à realimentação ortogonal, decidimos fazer uma análise dos modos TE e TM separados, para verificar como a variação da intensidade da potência desses modos comportavam-se na presença de realimentação ortogonal. Fizemos várias medidas sistemáticas modificando a potência de realimentação através de uma lâmina de meia onda $\lambda/2$ e medimos diretamente em dois fotodetectores um para cada modo, como mostra a Figura 3.18. Usando um divisor de feixe, direcionamos o feixe de saída para um polarizador Glan-Foucault (G-F1), separamos as polarizações em dois modos TE analisada pelo primeiro fotodetector (PD1) e a outra TM analisada pelo segundo fotodetector (PD2). Os gráficos das Figuras 3.19, 3.20 e 3.21, apresentam os resultados obtidos quando desviamos parte do feixe de saída do laser para analisarmos a intensidade dos dois modos de polarização TE e TM separadamente e simultaneamente.

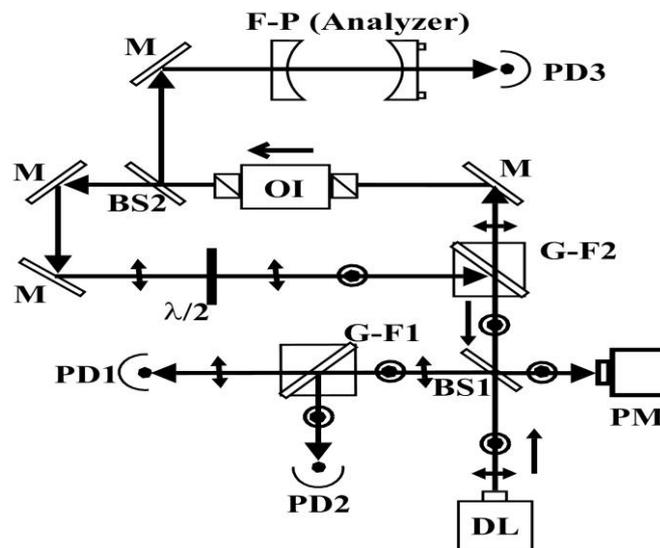


Figura 3.19: Montagem experimental para descrever o comportamento das intensidades dos modos TE e TM. O símbolo \leftrightarrow (\odot) representa a polarização do feixe paralela (perpendicular) ao plano do arranjo. LD: laser de diodo, G-F1: Polarizador Glan-Foucault, G-F2: Polarizador Glan-Foucault M: Espelho, IO: Isolador Óptico, PD1: Fotodetector, PD2: Fotodetector, PD3: Fotodetector BS: Divisor de feixe, $\lambda/2$: Lâmina de meia onda, PM: Medidor de Potência.

Após várias medidas observamos o mesmo comportamento entre as intensidades dos modos TE e TM, tipicamente a potência do modo transversal cresce o que é acompanhado por sistemática redução da potência no modo principal, para diferentes níveis da realimentação ortogonal. Os gráficos apresentados abaixo foram obtidos para uma corrente de 90 mA, com uma temperatura 13,21 k Ω (Unidades no NTC), com uma potência total constante.

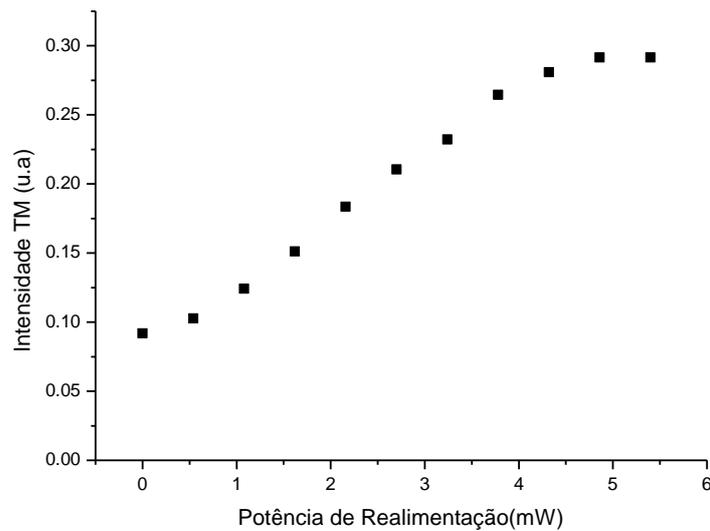


Figura 3.20: Relação entre a intensidade do modo TM e a potência de realimentação.

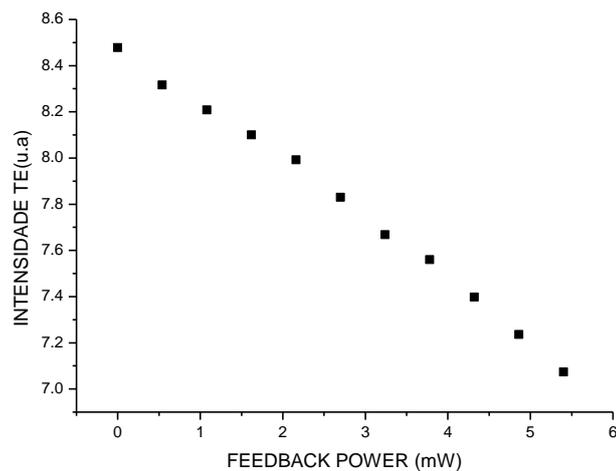


Figura 3.21: Relação entre a intensidade do modo TE e a potência de realimentação.

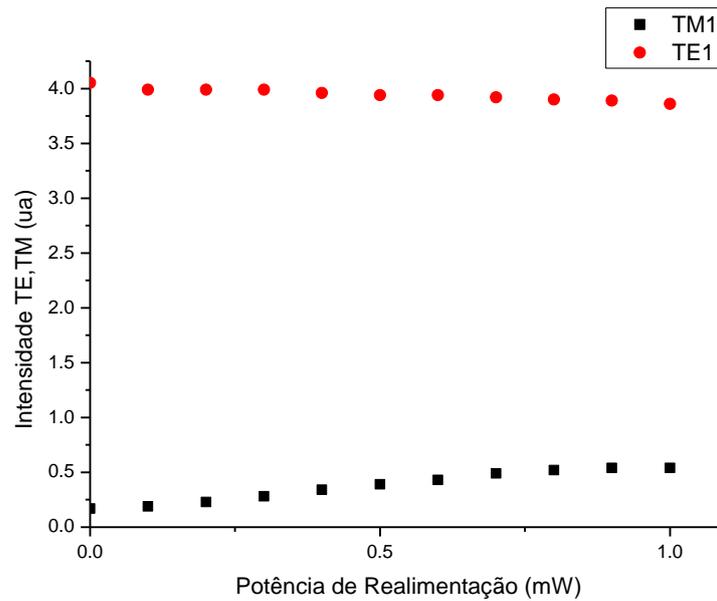


Figura 3.22: Relação entre os dois modos TE e TM em função da potência de realimentação

3.6 Medidas do coeficiente β versus a razão entre os modos TE e TM

Nesta seção apresentamos o principal estudo que realizamos, onde usamos a mesma montagem experimental da seção anterior (Figura 3.13) trabalhando com alguns tipos de lasers diferentes, para compararmos seus comportamentos sob realimentação óptica ortogonal. O objetivo da análise é comparar o comportamento do coeficiente β para lasers cujas razões entre as polarizações são diferentes. Ou seja, procuramos identificar a origem das diferentes respostas dos lasers à potência do campo de retorno na cavidade.

Inicialmente descreveremos a técnica de minimização do modo TM. A técnica consistia inicialmente em ajustar o laser de diodo em um suporte de cobre acoplada ao sistema para que o laser ficasse em uma posição onde sua polarização fosse bem definida, ou seja, paralela em relação ao plano da mesa. Esse ajuste é muito delicado, e demanda bastante tempo para encaixarmos o laser e fixá-lo sem girá-lo, visto que todo o processo de ajuste é mecânico. Uma vez o laser encaixado, o mesmo é colimado através de uma lente de pequena distância focal a uma distância de 5 mm, para evitar divergência do feixe. Logo na saída do feixe, colocamos um polarizador Glan-Foucault de acordo com a montagem experimental da Figura 3.13.

Fizemos algumas medidas com o polarizador colocado em um suporte como mostra a Figura 3.22 para encontrarmos a razão entre as intensidades dos modos TE e TM. Nessa montagem tínhamos dois graus de liberdade relevantes, a rotação em relação ao eixo do suporte e a rotação em relação ao eixo ótico como mostra a Figura 3.22. Para medirmos a razão entre as polarizações medimos diretamente no medidor de potência a luz transmitida pelo polarizador, definida como o modo TE (principal), paralela ao plano da mesa e a luz refletida pelo mesmo, definida como modo TM.

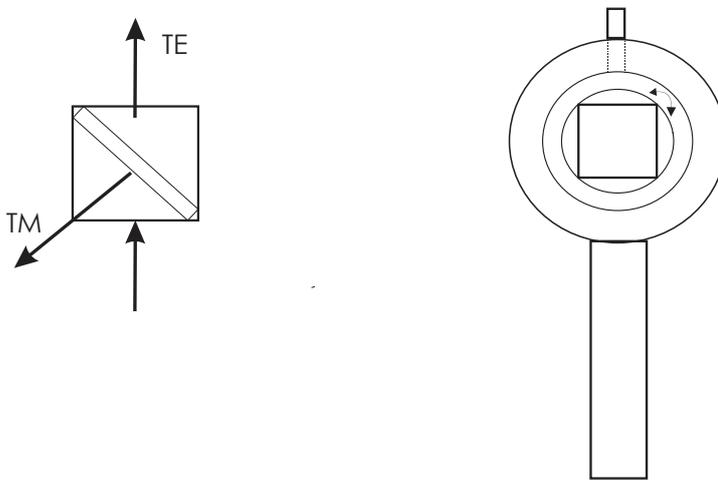


Figura 3.23: Suporte de encaixe do polarizador Glan-Foucault.

Resultados das razões entre as polarizações foram obtidos, mas não conseguíamos um bom ajuste para o polarizador na montagem acima descrita, devido à necessidade de um ajuste mais fino. A rotação de frações de graus (ver Tabela 1) não é reprodutiva com esse controle manual. Neste caso, optamos por mudarmos o suporte, passando agora o polarizador a ficar em uma peça como mostra a Figura 3.23, onde, com dois parafusos micrométricos poderíamos controlar mais finamente a rotação e minimização do modo TM. À medida que o ajuste era feito, a potência do modo era controlada através de um medidor de potência, o que nos garantia que para determinado ajuste o modo TM era o menor possível. Isso nos levava um tempo muito grande visto que todo o processo é puramente mecânico como já mencionamos anteriormente. Todo o processo era repetido para cada laser, pois tínhamos que medir as razões entre as polarizações de cada um.

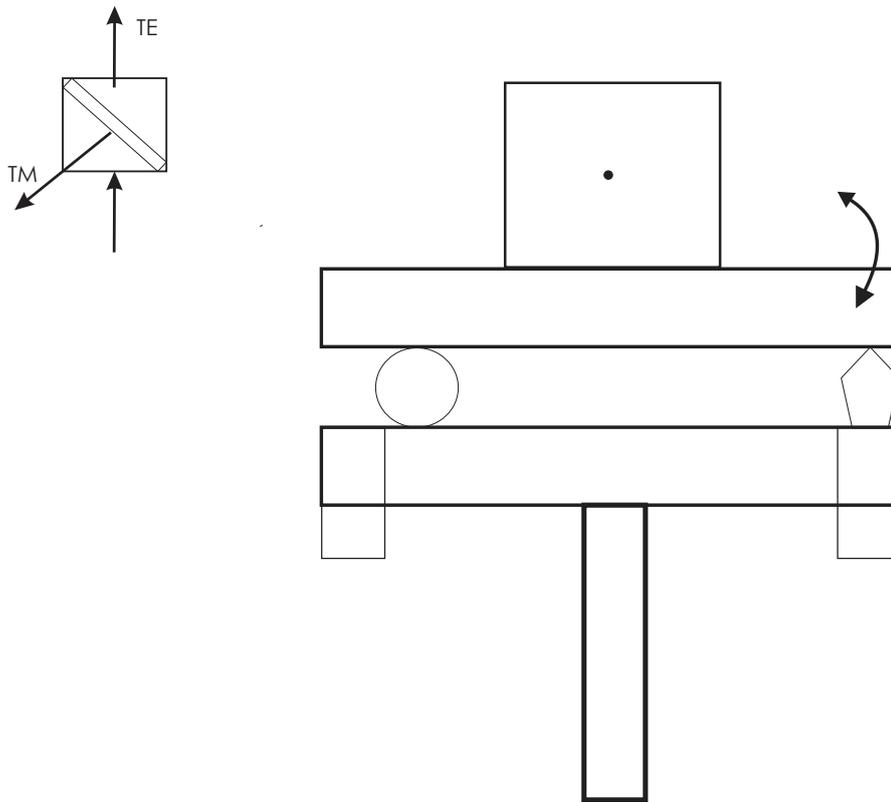


Figura 3.24: Suporte de encaixe do polarizador

Os primeiros resultados obtidos na medida do coeficiente β em função da razão de intensidade dos modos TE e TM estão apresentados na Figura 3.24 para lasers com diferentes valores de θ , onde θ é medido para cada laser, como a razão $\frac{I_{TE}}{I_{TM}}$ entre a intensidade dos modos TE e TM. Usamos cinco tipos de lasers diferentes com razão de polarizações diferentes entre os modos TE e TM após medidas sistemáticas.

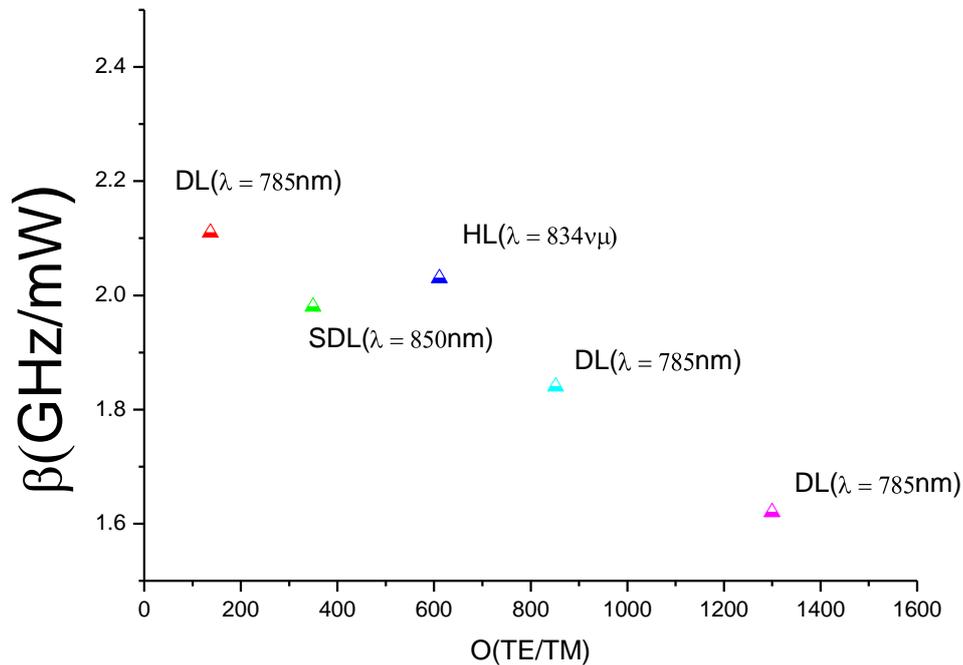


Figura 3.25: Foram utilizados cinco lasers diferentes para obtermos a curva do coeficiente β em função da razão entre as polarizações TE e TM. O laser SDL 5411-G1; $\lambda = 848$ nm, HL 8318G; $\lambda = 834$ nm e três DL 7140 $\lambda = 785$ nm.

Para uma confirmação desses resultados experimentais, refizemos as medidas com a mesma técnica e cuidados, priorizando a minimização do modo TM. Para isto usamos agora cinco lasers (DL 7140) estabilizados em corrente e temperatura emitindo em torno de $\lambda = 785$ nm. Para confirmação dos resultados a curva esperada foi observada, como mostra a Figura 3.25.

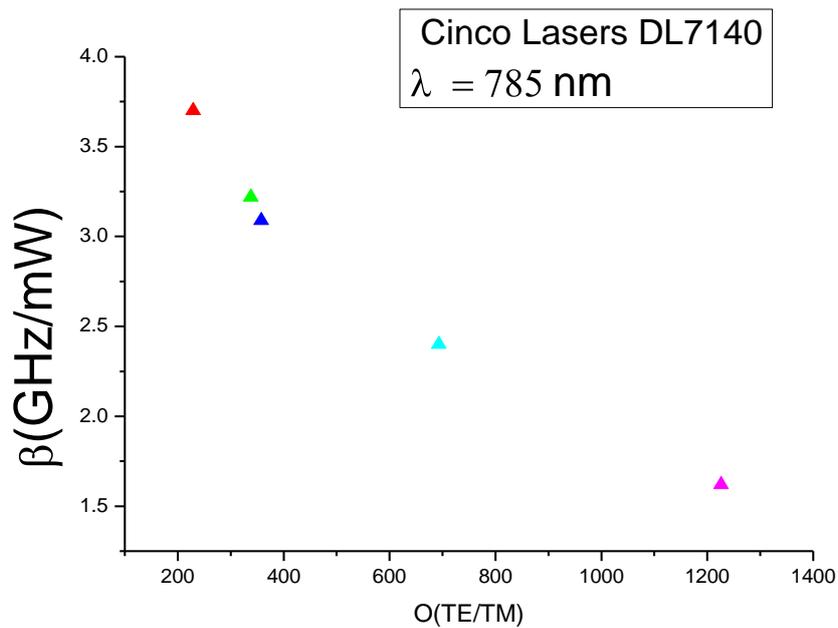


Figura 3.26: Curva β x o (deslocamento para diferentes lasers com diferentes razões de polarização).

Observamos que para diferentes lasers existe uma variação sistemática do deslocamento em frequência para uma mesma potência de realimentação. Para interpretar a curva da Figura 3.25 devemos usar um modelo de equações de taxas para o campo TE e a densidade de portadores (ver capítulo 2), onde podemos adicionar uma nova equação para o modo TM. Porém podemos fazer uma análise dessa dependência de β com as intensidades relativas dos modos ortogonais considerando que:

- Não existe uma dinâmica importante em amplitude dos dois modos com a intensidade de realimentação. Ambos continuam estáveis e só existe uma pequena variação das potências em cada modo.
- O crescimento relativo do modo TM para diferentes lasers sugere um menor confinamento desse modo lateral.

Desta forma podemos analisar a dependência de β como função da razão entre os modos ortogonais como resultado do acoplamento do campo laser de retorno na cavidade da junção do diodo laser.

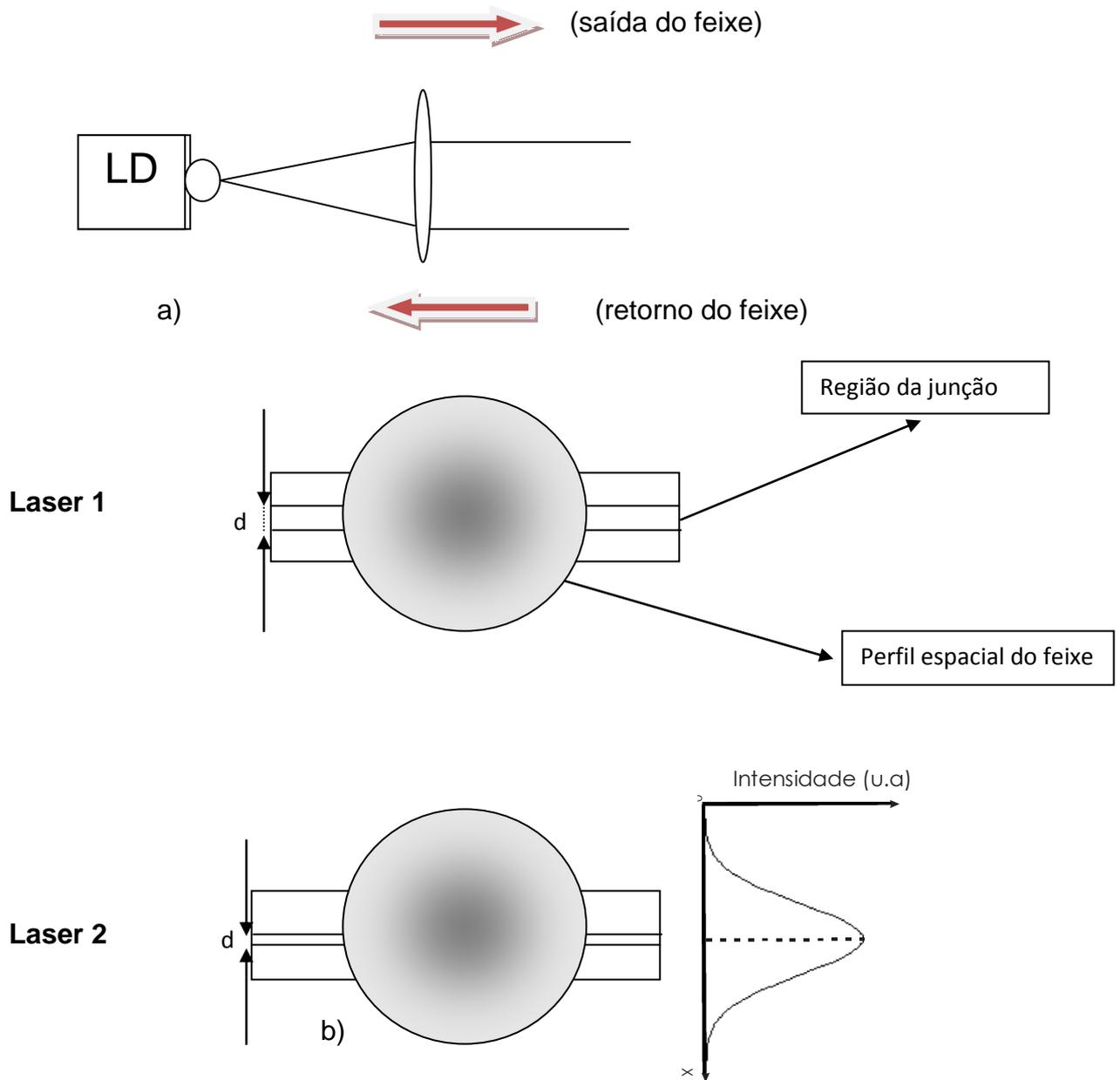


Figura 3.27: (a) representação de como o perfil do feixe sai e volta na cavidade. (b) representação da região da junção para dois diferentes lasers

Analisando o acoplamento geométrico entre o feixe gaussiano e os Laser 1 e Laser 2 (Figura 3.26) vamos então avaliar a potência efetiva que acopla com a junção levando em conta o perfil gaussiano do feixe de retorno.

Utilizamos a função erro (relação 3.3) para descrever o comportamento da curva experimental da Figura 3.25. Variamos o parâmetro x da equação correlacionando com a espessura d da nossa região da junção.

$$erf(d) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^d e^{-x^2} dx \quad (3.3)$$

Para explicarmos melhor temos a seguinte situação: Como o laser tem um perfil bem definido espacialmente (perfil gaussiano), fizemos um cálculo variado d na equação 3.3, indicando que para cada variação de d tínhamos uma área encontrada, como mostra a Figura 3.27.

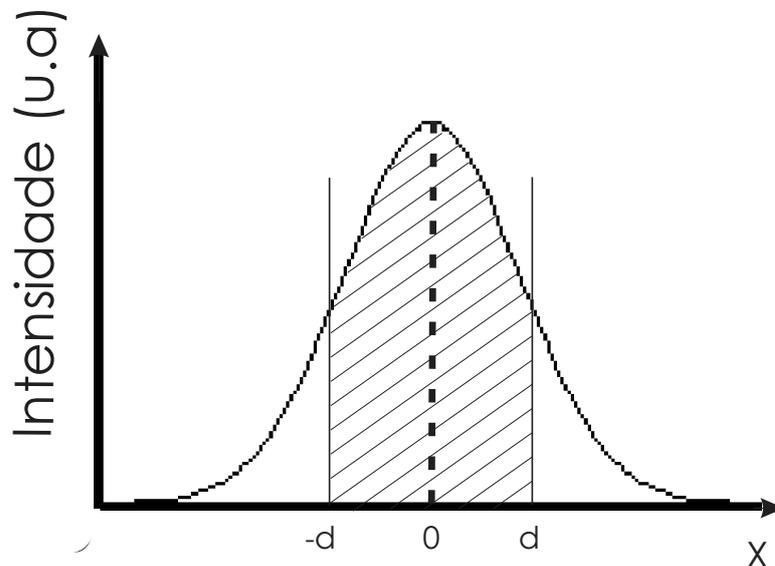


Figura 3.28: Perfil espacial do feixe para o laser 1.

Como os lasers têm “d” diferentes, recebem diferentes potências para um mesmo nível de realimentação. Ou seja, supondo que o retorno é sempre o mesmo, o acoplamento depende da área de entrada, que varia com d. A descrição do acoplamento geométrico indica que uma maior razão entre as polarizações deve resultar de uma menor quantidade de luz na junção da cavidade, isto sendo comprovado pelo menor valor do β (coeficiente de proporcionalidade entre o deslocamento em frequência e a variação da potência de realimentação) que foi medido para cada laser e sua resposta nos indica um menor deslocamento em frequência.

A Figura 3.28 mostra o comportamento da função erro (relação 3.3), onde o resultado, obtido é compatível ao resultado experimental da curva da Figura 3.25. Indicando que o aumento da razão entre as polarizações nos leva a menores valores do β .

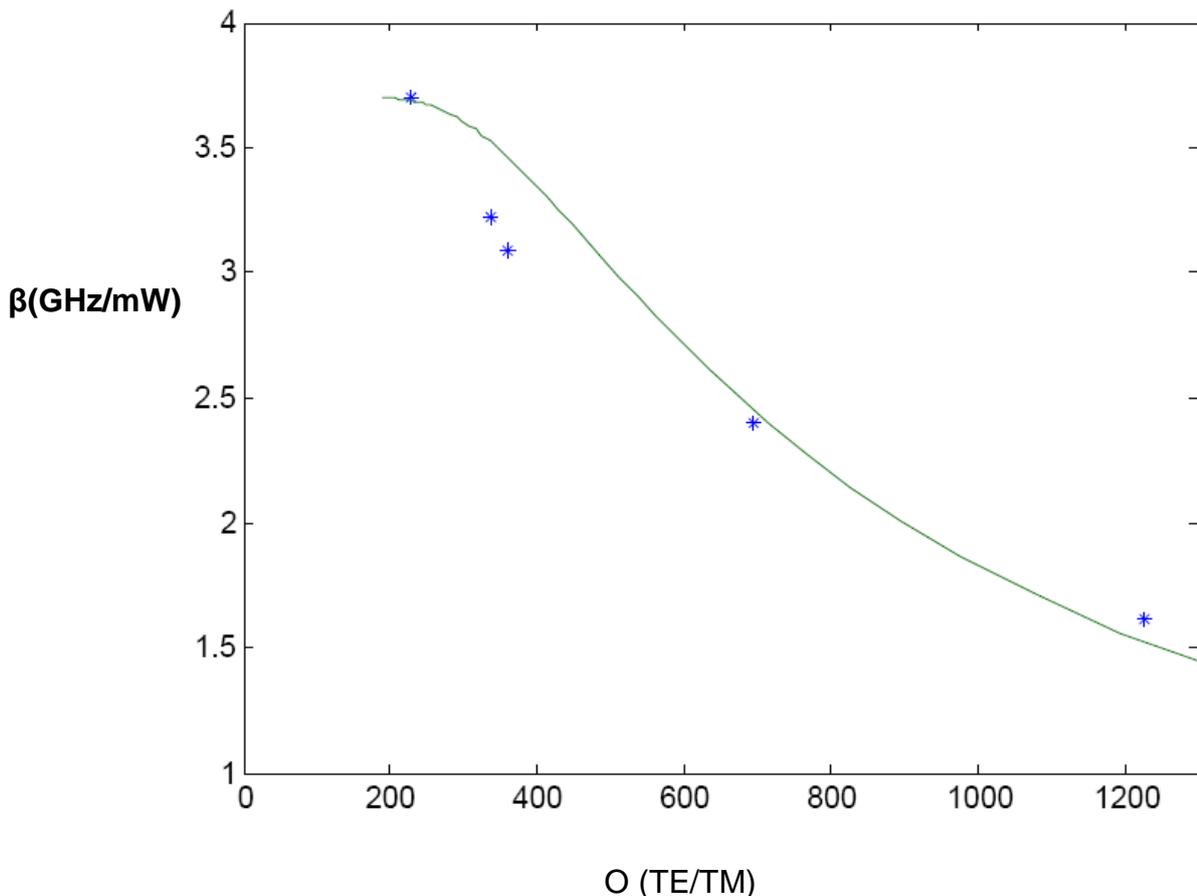


Figura 3.29: Comportamento do coeficiente β em função da razão entre os modos TE e TM.

Um modelo de equações para descrever os resultados experimentais ainda está para ser escrito, mas os resultados experimentais confirmam um modelo de caracterização do β em função da razão entre os modos TE e TM, como mostra as Figuras 3.24 e 3.25, mostrando que nossa técnica é satisfatória para o estudo.

Conclusão

Durante o mestrado investigamos a dinâmica em frequência de um laser estabilizado em corrente e temperatura, submetido à realimentação ótica. Investigamos o comportamento de vários lasers em função de alguns parâmetros como temperatura, corrente de injeção e relação entre as intensidades dos modos TE e TM. Os resultados experimentais confirmaram que o β (coeficiente de proporcionalidade entre o deslocamento em frequência e a variação da potência de realimentação), não dependia da temperatura e corrente como já havia sido observado pelo grupo em trabalhos anteriores, mas a investigação em relação a razão entre as intensidades dos modos TE e TM, foi uma descoberta nova que nos motivou a desenvolver o nosso trabalho experimental. A técnica desenvolvida para minimização da intensidade do modo TM, nos garantiu uma maior confiabilidade nas medidas, fazendo com que observássemos a alteração no valor do β quando aumentávamos a relação entre os modos TE e TM. Com os resultados experimentais verificamos que o aumento da razão entre os modos TE e TM aumentava a seletividade na cavidade, fazendo assim o valor do β diminuir, como mostram os resultados experimentais na seção 3.4. Mediadas também foram feitas com uma grade de difração para obtermos uma dinâmica, mas devido a problemas com a grade de difração não conseguimos desenvolver o trabalho, no tempo da pesquisa devido à grade ter um poder de resolução baixo. Mas com a chegada de uma nova grade de maior resolução observamos a verificação de um deslocamento em frequência. Trabalhos futuros poderão ser desenvolvidos utilizando a grade de difração como filtro espectral para observação de dinâmica em frequência, tal como biestabilidade, multiestabilidade e caos.

Referências Bibliográficas

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] EINSTEIN, A. Quantentheorie der strahlung. *Physikalische Zeitschrift*, **18**, 121 (1917).
- [2] MASER. Jun. 2010. <http://www.newworldencyclopedia.org/entry/Maser>.
- [3] MAIMAN, T. Stimulated optical radiation in ruby. *Nature*, **187**, 493 (1960).
- [4] A. Javan, W. B. Bennett Jr., and D. R. Herriott, "Population inversion and continuous optical maser oscillation in a gas discharge containing a He-Ne mixture," *Physical Review Letters*, **6**, 106 (1961).
- [5] JOHNSON, L. et al. Continuous operation of the CaWO_4 : Nd^{3+} optical maser. In: *Proceedings of the IRE*. [S.1.: s.n], **50**, 213 (1962).
- [6] G. Boyd, R. J. Collins, S. P. S. Porto, A. Yariv, and W. A. Hargreaves, "Excitation, relaxation, and continuous maser action in the 2.613-micron transition of CaF_2 : U^{3+} ," *Physical Review Letters*, **8**, 269 (1962).
- [7] N. G. Basov, O. N. Krokhin, and Y. M. Popov, "Production of negative temperature states in p-n junctions of degenerate semiconductors," *J. Exptl. Theoret. Phys. (U.S.S.R.)*, **40**, 1879 (1961).
- [8] N. R. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson, "Coherent light emission from GaAs P-N junctions," *Physical Review Letters*, **9**, 366 (1962).
- [9] M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill, and G. Lasher, "Stimulated emission of radiation from GaAs P-N junctions," *Applied Physics Letters*, **1**, 62 (1962).
- [10] T. M. Quist, R. H. Rediker, R. J. Keyes, W. E. Krag, B. Lax, A. L. McWorther, and H. J. Zeiger, "Semiconductor maser of GaAs," *Applied Physics Letters*, **1**, 91 (1962).
- [11] N. Holonyak and S. F. Bevacqua, "Coherent (visible) light emission from $\text{Ga}(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)$ junctions," *Applied Physics Letters*, **1**, 81 (1962).

- [12] H. Kressel and H. Nelson, "Close-confinement gallium arsenide pn junction lasers with reduced optical loss at room temperature," *RCA Review*, **30**, 106 (1969).
- [13] I. Hayashi, M. B. Panish, and P. W. Foy, "A low-threshold room-temperature injection laser," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **5**, 211 (1969).
- [14] Z. I. Alferov, V. M. Andreev, E. L. Portnoi, and M. K. Trukan, "AlAs-GaAs heterojunction injection lasers with a low room-temperature threshold," *Soviet Physics-Semiconductors*, **3**, 1107 (1970).
- [15] I. Hayashi, M. B. Panish, and P. W. Foy, "Junction lasers which operate continuously at room temperature," *Applied Physics Letters*, **17**, 109 (1970).
- [16] Z. Alferov, V. M. Andreev, E. L. Portnoi, and M. K. Trukan, "Investigation of the influence of the AlAs-GaAs heterostructure parameters on the laser threshold current and the realization of continuous emission at room temperature," *Soviet Physics-Semiconductors*, **4**, 1573 (1971).
- [17] G. J. Lasher, "Analysis of a proposed bistable laser," *Solid-State Electronics*, **7**, 707 (1964).
- [18] M. I. Nathan, J. C. Marinace, R. F. Rutz, A. E. Michel, and G. L. Lasher, "GaAs injection laser with novel mode control and switching properties," *Journal of Applied Physics*, **36**, 473 (1965).
- [19] N. G. Basov, W. H. Culver, and B. Shah, *Application of lasers to computers*, **1** of *Laser Handbook*, 1649 (1972).
- [20] H. Kawaguchi and G. Iwane, "Bistable operation in semiconductor lasers with inhomogeneous excitation," *Electronics Letters*, **17**, 167 (1981).
- [21] C. Harder, K. Y. Lau, and A. Yariv, "Bistability and pulsations in cw semiconductor lasers with a controlled amount of saturable absorption," *Applied Physics Letters*, **39**, 382 (1981).
- [22] V. Gribkovskii, "Injection lasers," *Progress in Quantum Electronics*, vol. 19, no. 1, pp. 41–88 (1995).
- [23] Mccumber, D.E. *Phys. Rev.* **136**, 954 (1964).
- [24] Weng Chow Stephan Koch "Semiconductor Laser Fundamentals" *Physics of The Gain Materials* pg. 7
- [25] C. E. Wieman and Hollberg L., "Using diode lasers for atomic physics," *Review of Scientific Instruments*, **62**, 1 (1991).
- [26] R. Lang and K. Kobayashi, "External optical feedback effects on semiconductor laser properties," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **16**, 347 (1980).

- [27] D. M. Kane, K. A. Shore, et al., *Unlocking Dynamical Diversity - Optical Feedback Effects on Semiconductor Lasers*. John Wiley and Sons, 2005.
- [28] T. Fujita, A. Schremer and C. L. Tang, "Polarization bistability in external cavity semiconductor lasers", *Applied Physics Letters*, **51**, 392 (1987).
- [29] A. P. A. Fischer, M. Yousefi, D. Lenstra, M. W. Carter, and G. Vemuri, *Physical Review Letters*, **92**, 2 (2004)
- [30] B.Farias T. Passerat de Silans, M. Chevrollier, and M. Oriá, " Frequency Bistability of a Semiconductor Laser under a Frequency-Dependent Feedback," *Physical Review Letters* , **94**, 173902 (2005).
- [31] M.Oriá, B. Farias, T. Sorrentino and M. Chevrollier, "Multistability in Emission Frequency of a Semiconductor Laser", *Pot. Soc.* **24**,8 (2007).
- [32] L. Goldberg, H. F. Taylor, A. Dandridge, J. F. Weller, and R. O. Miles, "Spectral characteristics of semiconductor lasers with optical feedback," *IEEE Journal of Quantum Electronics*,**18**,555 (1982).
- [33] Laurent P., Clairon, A. and C. Bréant, "Frequency noise analysis of optically self-locked diode lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **25**, 1131 (1989).
- [34] M. W. Fleming and A. Mooradian, "Spectral characteristics of external cavity controlled semiconductor lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **17**, 44 (1981).
- [35] J. Harrison and A. Mooradian, "Linewidth and offset frequency locking of external cavity GaAlAs lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **25**, 44 (1989).
- [36] K. Vahala, K. Kyuma, and A. Yariv, "Narrow linewidth, single frequency semiconductor laser with a phase conjugate external cavity mirror," *Applied Physics Letters*, **49**, 1563 (1986).
- [37] H. Yasaka and H. Kawaguchi, "Linewidth reduction and optical frequency stabilization of a distributed feedback laser by incoherent optical negative feedback," *Applied Physics Letters*, **53**, 1360 (1988).
- [38] OTSUKA, K.; CHERN, J. L. High-speed picosecond pulse generation in semiconductor lasers with incoherent optical feedback. *Optics Letters*, **16**, 1759 (1991).
- [39] D.-L. Cheng, T.-C. Yen, E.-C. Liu, and K.-L. Chuang, "Suppressing mode hopping in semiconductor lasers by orthogonal-polarization optical feedback," *IEEE Photon. Technol. Lett.*,**16**, 1435 (2004).
- [40] REGISTER, F. et al. Secure communication scheme using chaotic laser diodes subject to incoherent optical feedback and incoherent optical injection. *Optics Letters*, **26**, 1486 (2001).

- [41] A.F.A da Rocha, P.C.S. Segundo, M. Chevrollier and M. Oriá, "Diodo laser coupled to na atomic line by incoherent optical negative feedback", *Applied Physics Letters*, **84**, 2 (2004).
- [42] C. Masoller, T. Sorrentino, M. Chevrollier, and M. Oriá, "Bistability in Semiconductor Lasers With Polarization-Rotated Frequency-Dependent Optical Feedback", *IEEE Jornal of Electronics*, **43**, 3 (2007).
- [43] Yasutoshi Takeuchi, Rui Shogenji and Junji Ohtsubo, "Chaos Dynamics in semiconductor Lasers with Polarization-Rotated Optical Feedback", *Optical Review* **17**, 3 (2010).
- [44] Rui Ju and S. Spencer "Dynamic Regimes in Semiconductor Lasers Subject to Incoherent Optical Feedback, *Jornal of Lightwav Technology*, **23**, 8 (2005).
- [45] T. Heil, A. Uchida, P. Davis, and T. Aida, "TE-TM dynamics in a semiconductor laser subject to polarization-rotated optical feedback," *Physical Review A*, **68**, 033811 (2003).
- [46] S. satio, O. Nilsson e Y. Yamamoto, *IEEEJ. Quantum Electron.* **18**, 961 (1982).
- [46] M. de Labachellerie, C Latrasse, P. kemssu e P. Cerez, *J. Phys. III France* **2**, 1557 (1982).