

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

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

DINÂMICA EM FREQUÊNCIA DE LASER SEMICONDUTOR SOB
REALIMENTAÇÃO ÓTICA ORTOGONAL FILTRADA

SAMUEL BEZERRA ALVES

JOÃO PESSOA

2012

SAMUEL BEZERRA ALVES

DINÂMICA EM FREQUÊNCIA DE LASER SEMICONDUTOR SOB
REALIMENTAÇÃO ÓTICA ORTOGONAL FILTRADA

Dissertação apresentada ao curso de Pós-
Graduação, Universidade Federal da
Paraíba, como requisito parcial para
obtenção do título de Mestre em Física

Orientador: Prof. Dr. Martine Patricia Arlette Chevrollier

JOÃO PESSOA

2012

A474d Alves, Samuel Bezerra.

*Dinâmica em frequência de laser semiconductor sob
realimentação ótica ortogonal filtrada / Samuel Bezerra
Alves.-- João Pessoa, 2012.*

109f. : il.

Orientador: Martine Patricia Arlette Chevrollier

Dissertação (Mestrado) – UFPB/CCEN

1. Física. 2. Laser semiconductor. 3. Realimentação

Dedico este trabalho...

*Aos meus pais, Severino e Maria da Penha,
por todo amor, apoio e incentivo.*

*A meus irmãos, Saulo e Pollyana, por todas
as brincadeiras e amor.*

Agradecimentos

Agradeço a Deus pela vida e por tantas conquistas e vitórias.

Agradeço aos professores Marcos Oriá e Martine Chevrollier por me orientarem e apoiarem neste projeto.

Agradeço a toda minha família, avós, tios e tias, primos e primas, pelo apoio e incentivo.

Agradeço a meus amigos por sempre estarem ao meu lado.

Agradeço ao pós-doutorando Hugo Cavalcante e ao professor Thierry Passerat por toda sua contribuição a realização deste trabalho.

Agradeço ao técnico Manoel Brasileiro pelo suporte, contribuição e ajuda a realização deste projeto.

Agradeço aos professores Luimar Cavalcanti, Itamar Vidal e Orlando Di Lorenzo pelo apoio e pelo bom ambiente de trabalho.

Agradeço aos alunos Weliton Soares, Gilson Francisco, Gabriel Basso, César Xavier, Valdeci Mestre pela amizade e pelas inúmeras discussões que certamente contribuíram em minha formação.

Agradeço a todos que fazem ou fizeram parte do Grupo de Física Atômica e Lasers pelo convívio.

Agradeço a CNPq pelo suporte financeiro, contribuindo assim com minha formação.

Sumário

Agradecimentos.....	iv
Resumo	vii
Abstract	viii
Introdução.....	ix
Referências da introdução	xi
Capítulo 1: Laser Semicondutor	1
1.1: Perspectivas históricas	1
1.2: Descrição do Laser de Diodo	3
1.3: Estrutura Física.....	4
1.4: Funcionamento do Laser de Diodo	10
1.5: Modos de oscilação	12
1.6: Características do feixe.....	14
1.7 Condições de oscilação	15
1.7: Equações de Taxa	17
Referências do Capítulo 1	21
Capítulo 2: Realimentação Ótica.....	24
2.1: Realimentação ótica com polarização paralela	25
2.2: Realimentação ótica com polarização ortogonal	26
2.3: Dinâmica em lasers de diodo sujeitos à realimentação ótica ortogonal.	26
2.3.1: Frequência de emissão laser como função do nível de realimentação ótica	26
2.3.2 Yasaka e Kawaguchi.....	29
2.3.3: Estabilização da frequência de um laser de diodo por realimentação ótica ortogonal acoplada a linha atômica D ₂ do cério.	31
2.3.3.1: O filtro espectral.....	32
2.3.3.2 Arranjo experimental	34
2.3.3.3: Resultados.....	35
2.3.4: Biestabilidade Ótica em Frequência.....	37
2.3.4.1: Histerese nos espectros do laser de diodo sob realimentação ótica ortogonal filtrada	38
2.3.4.2: Modelo para interpretação da resposta histerética do laser	40
2.3.5: Modelo de equações de taxa para a biestabilidade ótica em frequência	44
Referencias do Capítulo 2	50
Capítulo 3: Análise da dinâmica e estabilização em frequência de laser semicondutor sob realimentação ótica ortogonal filtrada por vapor atômico de Rb.....	53
3.1: Linearidade da resposta espectral do laser à realimentação.....	53
3.1.1: Funcionamento de um polarizador Glan- Foucault e comportamento dos modos TE e TM submetidos à realimentação ótica ortogonal	54
3.1.2: Medida do coeficiente β versus a potência de realimentação	55
3.1.2.1: Montagem experimental.....	55
3.1.2.2: Resultados.....	57
3.2: Absorção espectral com e sem realimentação	58
3.2.1: Descrição da montagem experimental	58
3.2.2: Caracterização do filtro espectral: vapor atômico	59
3.2.3: Curva de absorção.....	60
3.3: Caracterização da estabilização da frequência de emissão de um laser semicondutor sob realimentação ótica ortogonal filtrada.....	62
3.3.1: Montagem experimental.....	62
3.3.2: Resultados para a estabilização na frequência laser.....	64
3.4: Relaxação térmica	68
3.4.1: Equação para a dinâmica em frequência	68
3.4.2: Medida de γT	73

Referências do Capítulo 3	75
Capítulo 4: Dinâmica em frequência de um laser semiconductor sob realimentação ótica ortogonal, filtrada por uma grade de difração.....	76
4.1: A grade de difração.....	76
4.2: Caracterização do filtro espectral	78
4.2.1: Montagem experimental.....	79
4.2.2: Medida da largura de linha da curva de transmissão	80
4.3: Curvas de transmissão com (e sem) realimentação.....	81
4.3.1: Análise teórica para a curva de transmissão com realimentação filtrada.....	81
4.3.2: Resultados experimentais para realimentação filtrada por uma grade de difração.....	84
4.4: Dinâmica espectral	86
4.4.1: Montagem experimental.....	87
4.4.2: Observação de dinâmica em frequência	88
4.4.3: Medida da frequência de oscilação	89
Referências do Capítulo 4	94
Conclusão.....	95
Apêndice A	96

Resumo

Lasers semicondutores, quando submetidos a uma perturbação externa, são sistemas bastante convenientes para estudos de dinâmica em amplitude ou frequência. Dinâmica na amplitude do campo eletromagnético de dispositivos semicondutores tem sido estudada em um grande número de trabalhos teóricos e experimentais nas ultimas décadas, particularmente para lasers submetidos a um retorno ótico coerente. Novas características na operação de lasers semicondutores podem ser exploradas quando estes são submetidos a uma realimentação ótica ortogonal.

Neste trabalho apresentamos um estudo sistemático da dinâmica em frequência observada em lasers semicondutores quando submetidos a uma realimentação ortogonal ou ortogonal filtrada. Analisamos o deslocamento em frequência que ocorre quando re-injetamos parte do feixe laser com polarização cruzada na cavidade semicondutora. Estudamos a resposta dinâmica do laser semicondutor quando utilizamos realimentação ótica ortogonal filtrada, considerando dois filtros espectrais diferentes: uma transição atômica e uma grade de difração. A realimentação ortogonal filtrada por uma linha atômica pode ser usada como técnica para estabilização da frequência do laser. Aqui determinamos sob quais condições esta estabilização é otimizada e medimos o tempo de resposta do semicondutor quando submetido à realimentação ortogonal. Quando fazemos uso de uma grade de difração para realimentar o semicondutor, observamos um comportamento novo: oscilações na frequência de emissão. Mostramos que a amplitude dessas oscilações depende da potência de realimentação na cavidade laser e tentamos medir a taxa com que a frequência de emissão laser oscila sob estas condições.

Abstract

When submitted to external perturbations semiconductor lasers are convenient systems for amplitude or frequency dynamics studies. Amplitude dynamics of the electromagnetic field of semiconductor devices have been studied in a large number of theoretical and experimental works in the last few decades, particularly under coherent optical feedback. New features in the operation of semiconductor lasers can be exploited when subjected to orthogonal optical feedback.

In this work we present a systematic study of the dynamics in frequency observed in semiconductor lasers when subjected to an orthogonal and to a filtered orthogonal feedback. We analyze the frequency shift that occurs when part of the orthogonally polarized beam is re-injected in the cavity. We study the response of a semiconductor filtered to orthogonal feedback, considering two different spectral filters: an atomic transition and a diffraction grating. The orthogonal feedback filtered by an atomic line can be used in a technique to stabilize the laser frequency. We determine the conditions for which this stabilization is optimized and measure the response time of the semiconductor when subjected to orthogonal feedback. When we use the diffraction grating to filter the feedback light, we observe a new behavior: emission frequency oscillations. We show that the amplitude of these oscillations depends on the power of feedback and we try to measure the rate at which the laser emission frequency oscillates under these conditions.

Introdução

Criados no início da década de 60, os lasers semicondutores são os que possuem maior potencial para aplicações. Estes lasers apresentam algumas características singulares como: dimensões muito pequenas, vasta faixa de cobertura espectral, baixo consumo de energia, possibilidade de modulação direta e baixo custo. Devido a essas características os lasers semicondutores são dispositivos muito comuns em nosso cotidiano. Estes lasers são muito comuns em nosso cotidiano. Estes lasers são componentes chaves em CDs, leitores óticos de áudio, leitores de códigos de barra, apontadores lasers, impressoras lasers, entre outros. Além de aplicações industriais os lasers semicondutores também têm sido utilizados para fins médicos [2] e em pesquisa científica, em várias áreas das quais destacamos a física atômica [3] e a espectroscopia de alta resolução [4].

Apesar de lasers semicondutores serem fontes de luz bastante atraentes, como destacamos acima, devemos considerar com atenção algumas das suas características, como, por exemplo, sua pureza espectral. Os lasers semicondutores não funcionam satisfatoriamente para aplicações de necessitam de uma alta pureza espectral.

Foram desenvolvidas técnicas para melhorar as características espectrais dos lasers semicondutores, (que serão discutidas no capítulo 2) que utilizam-se do fato desses lasers serem extremamente sensíveis à perturbações externas, tanto elétrica como óticas. As técnicas de realimentação ótica podem ser realizadas com o feixe de realimentação possuindo a mesma polarização do modo oscilante na cavidade laser [5] ou com a polarização do feixe de realimentação ortogonal ao modo de oscilação laser [6].

Na realimentação ótica ortogonal os campos de re-injeção e oscilante na cavidade não interferem, assim o sinal de realimentação atua apenas na densidade de portadores da região ativa do laser. Neste caso, a frequência do laser é modificada pela variação da potência de realimentação, modificando o índice de refração do semicondutor (via sua densidade de portadores).

O sinal de realimentação torna-se sensível a variações na frequência ótica através da utilização de filtros espectrais, como vapores atômicos ressonantes, grades de difração e cavidades Fabry-Pérot. Além de melhorar as características

espectrais dos lasers semicondutores, a realimentação ótica pode também gerar, na radiação transmitida por esses dispositivos, uma rica variedade de comportamentos dinâmicos.

No capítulo 3 vamos descrever e discutir a dinâmica em frequência de um laser semiconductor sob realimentação ótica ortogonal filtrada por vapor atômico de rubídio. Neste capítulo nós caracterizamos a resposta linear em frequência do laser semiconductor quando submetido à realimentação ótica ortogonal. Medimos e analisamos as curvas de absorção do Rb com e sem realimentação ótica, descrevemos a dinâmica em frequência usando o vapor atômico como filtro espectral na realimentação. Ainda neste capítulo, nós travamos o laser no flanco de estabilidade de uma das linhas do rubídio, observamos e caracterizamos a redução do ruído em frequência do laser como função potência de realimentação e da densidade de átomos na célula de Rb. Por fim, escrevemos a equação que descreve a evolução temporal para frequência, mostramos que a dinâmica em frequência é governada pela taxa de relação térmica do sistema e medimos experimentalmente esse tempo térmico de resposta.

No quarto capítulo, descrevemos medidas onde usamos uma grade de difração como filtro espectral na realimentação, observando o esperado deslocamento em frequência e um novo comportamento na frequência do laser semiconductor que utilizamos no experimento: oscilações caóticas da frequência. Iniciamos caracterizando a curva de transmissão da grade de difração que foi introduzida em seguida no caminho do feixe de realimentação. Na terceira seção detalhamos o comportamento não esperado (“oscilações”), estudando particularmente, sua dependência com a potência de realimentação. Por fim, na seção 4.4 mostramos medidas para a taxa dessas “oscilações”, procurando eventual componente dominante no seu espectro de frequências.

No apêndice A será fornecido dados do átomo de rubídio, elemento utilizado em grande parte do nosso trabalho.

Referências da introdução

- [1] G. P. Agrawal, *Semiconductor lasers: Past, Present, Future*, American Institute of Physics Press, New York, 1995.
- [2] D.F.Welch, *A brief history of high-power semiconductor lasers*, IEEE J. Quantum Electron. 6, 1470.
- [3] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, and C. Wieman, *Very cold trapped atoms in a vapor cell*, Phys. Rev. Lett. 65, 1571–1574 (1990).
- [4] Carol E. Tanner and Carl Wieman, *Precision measurement of the Stark shift in the $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ cesium transition using a frequency-stabilized laser diode*, Phys. Rev. A 38, 162–165 (1988).
- [5] L. Goldberg, H. F. Taylor, A. Dandridge, J. F. Weller, and R. O. Miles, *Spectral characteristics of semiconductor lasers with optical feedback*, IEEE J. Quant. Electron. QE-18, 555 (1982).].
- [6] H. Yasaka e H. Kawaguchi, *Linewidth reduction and optical frequency stabilization of a distributed feedback laser by incoherent optical negative feedback*, Appl. Phys. Lett. 53, 1360 (1988).

Capítulo 1: Laser Semicondutor

Neste capítulo discutimos alguns conceitos básicos de lasers semicondutores, nosso objeto principal de trabalho, necessários para compreensão de nossas contribuições apresentadas nos capítulos 3 e 4 dessa dissertação. Inicialmente mostramos alguns aspectos históricos do desenvolvimento desse sistema. Depois descrevemos o laser de diodo, sua estrutura física e funcionamento. Por fim, observamos as características do feixe emitido, condições de oscilação e determinamos as equações de taxa que governam os parâmetros desse sistema laser.

1.1: Perspectivas históricas

A palavra LASER é a sigla para “Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation”, ou seja, Amplificação da Luz por Emissão Estimulada da Radiação. Assim podemos dizer que lasers são essencialmente amplificadores óticos. O laser surgiu em 1960, sendo inicialmente pouco divulgado fora no meio científico, e hoje é considerado um dos mais importantes dispositivos óticos já desenvolvidos.

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

A idéia de que o laser representaria um importante passo científico e tecnológico já era concebida mesmo antes de sua construção. Em 1960 T. H. Maiman [2] obteve pela primeira vez o funcionamento de um laser de rubi pulsado. Naquela época este laser foi chamado de maser ótico ou maser infravermelho, pois 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 [3]. Contudo desde 1965 a palavra laser é genericamente aceita por todo o meio científico. A primeira observação da operação de um laser em regime contínuo foi realizada por Javan *et. al.* [4] em 1961, com um

laser a gás de He-Ne, a qual foi seguida pela realização de ação laser em regime contínuo em três sistemas caóticos [5,6]. Os dois primeiros anos seguintes à demonstração do laser de rubi de Maiman foi obtida ação laser em muitos novos meios materiais.

A primeira observação da ação laser em semicondutores foi feita no ano de 1962, quase que simultaneamente por quatro grupos de pesquisa [7], apesar de que essa ação laser já havia sido proposta desde 1953 [8].

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 [9]. No ano seguinte três laboratórios, independentemente, já tinham produzido os primeiros lasers semicondutores [10, 11, 12, 13]. A operação desses primeiros lasers estava limitada a temperaturas criogênicas. Avanços significativos com dispositivos semicondutores ocorreram em 1969 [14, 15, 16], devido à 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 AlAs e GaAs, que permitiu que heteroestruturas (transição direta entre bandas) formadas por camadas de diferentes composições de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ fossem construídas. O segundo fator foi a aplicação em optoeletrônica para a qual 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.

O laser semicondutor apresenta grandes diferenças em relação aos outros tipos de lasers convencionais (a gás, líquido e estado sólido), tais como o alto ganho

do material laser (gerado pela inversão de população entre bandas de condução e de valência do semiconductor), o ganho espectral é muito largo (vários THz). O pequeno tamanho da cavidade (algumas centenas de micrometros) resulta em um espaçamento em frequência entre os modos longitudinais muito maior do que o espaçamento para outros tipos de laser.

Desde sua invenção, o laser semiconductor conheceu um grande desenvolvimento nos seus aspectos físico-estruturais e nas suas performances. Melhorias na pureza do material e o aperfeiçoamento das técnicas de crescimento epitaxial têm levado a uma variedade de lasers semicondutores que, dependendo do material de sua composição, cobre uma larga faixa de comprimentos de onda [17]. Além de sua vasta cobertura espectral, e a boa estabilidade na potência, a compatibilidade no tamanho para aplicações tecnológicas, o baixo consumo de energia, a possibilidade de modulação direta e seu baixo custo, fazem com que esses dispositivos sejam atualmente largamente usados em CDs players áudio/vídeo, impressora laser, apontadores lasers, linhas de comunicação ótica, entre outros.

Além das aplicações no campo industrial os lasers semicondutores também se apresentam como importantes ferramentas para a pesquisa em medicina e em física. Em particular, em física atômica os laser semicondutores têm tornado-se ferramentas básicas para a execução de experimentos que envolvem a interação de átomos com a radiação.

1.2: Descrição do Laser de Diodo

Dentre os critérios usados para a classificação física de lasers semicondutores o mais importante é aquele relativo à forma de excitação do meio ativo [60], isto é, o método de bombeamento externo que produz o ganho ótico no material semiconductor. Esse bombeamento pode ser realizado por geradores de corrente elétrica, feixes 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 semiconductor, entre as camadas com dopagem tipo n (dopado para ter excesso de elétrons) e tipo p (dopado para ter excesso de

vacâncias de elétrons, os chamados buracos), com polarização direta, este laser semiconductor é chamado de laser de injeção ou laser de diodo.

Por ser este o tipo de laser com o qual trabalhamos, visando facilitar a compreensão dos resultados apresentados mais adiante, vamos revisar brevemente a estrutura de um laser de diodo, o seu funcionamento, características da luz emitida, 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 lasers são fabricados com uma única junção, dos dois “bandgap” de materiais do mesmo tipo, com um dos bandgap contendo excesso de elétrons (tipo-n) e o outro com excesso de buracos (tipo-p). A luz é emitida por recombinações de pares 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 dopada 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 impraticáveis para muitas aplicações.

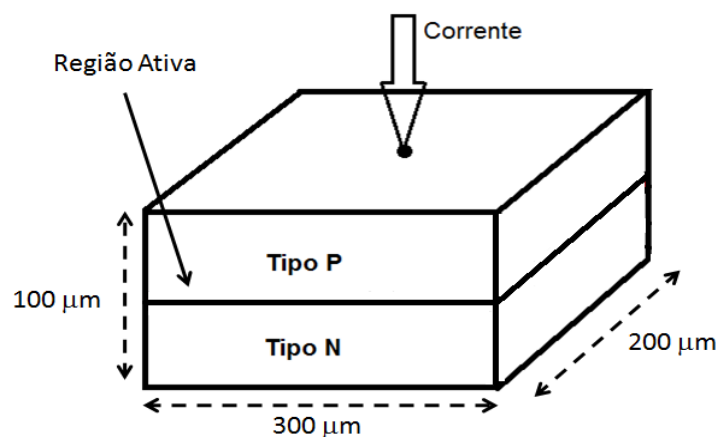


Figura 1.1: Laser com estrutura do tipo homojunção.

A estrutura de rede cristalina 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.

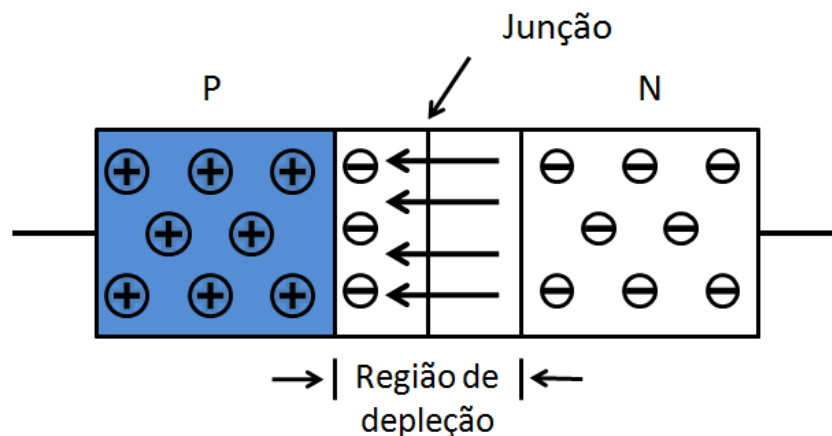


Figura 1.2; Difusão de elétrons recombinação-se com as lacunas, formando a região de depleção.

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 àquela 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 semicondutor disposto entre duas camadas vizinhas de outro material semicondutor com maior “bandgap” e menor índice de refração. A diferença de “bandgap” entre os diferentes semicondutores garante 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.

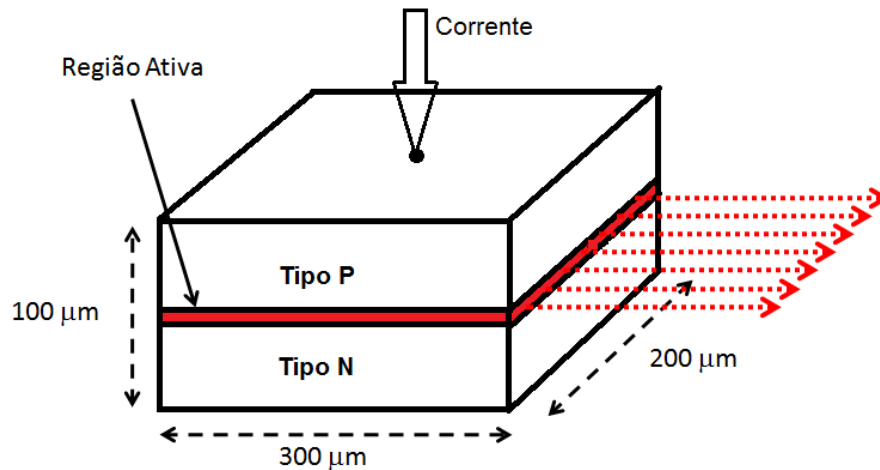


Figura 1.3: Laser de diodo com heteroestrutura-dupla.

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 do índice 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 essa luz seja amplificada mais eficientemente.

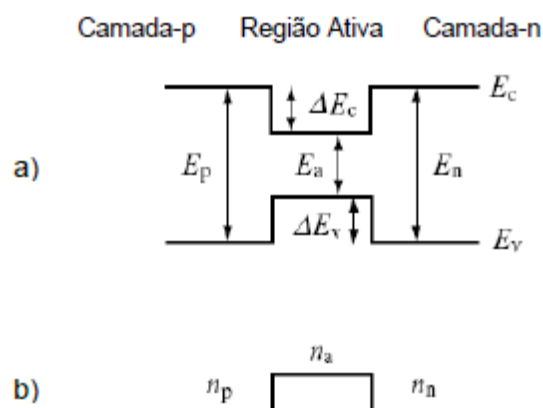


Figura 1.4: (a) Níveis de energia dos elétrons em torno da junção em um laser com heteroestrutura dupla. (b) Distribuição dos índices de refração.

A separação de energia na banda proibida (“bandgap”) de um material semiconductor é da ordem de 1 eV. 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 estarem ocupados por elétrons seguem as seguintes distribuições:

- $f_c(E_2)$ = probabilidade do estado de energia E_2 , na banda de condução, estar ocupado por um elétron.
- $1 - f_c(E_2)$ = probabilidade do estado de energia E_2 , na banda de condução, estar vazio.
- $f_v(E_1)$ = 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, a 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 aplicam 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 [21]. 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 utilizada da estrutura de banda em um semicondutor (gap-direto) é o modelo de banda parabólica.

Neste modelo a energia E como função do vetor de onda k ($E \times \mathbf{k}$), assume as seguintes relações;

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

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

onde m_c e m_v são a massa efetiva do elétron e do buraco, respectivamente e k é a amplitude do vetor de onda ($\mathbf{k}$). Em um semicondutor de gap-direto, o mínimo da curva de banda de condução e o máximo na curva de banda de valência ocorrem 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 ($\mathbf{k}$), ocorrem transições radiativas entre elétrons livres e buracos para vetores de onda essencialmente idênticos. Ou seja, a recombinação não demanda fônons, o que permitiria rápidas transições óticas.

O bom funcionamento do laser requer que o campo ótico permaneça confinado nas imediações da região de ganho. Nos lasers semicondutores com dupla heteroestrutura o confinamento ótico ocorre em virtude da coincidência de que em uma camada ativa com uma diferença menor de “bandgap” também tem índice de refração maior 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.

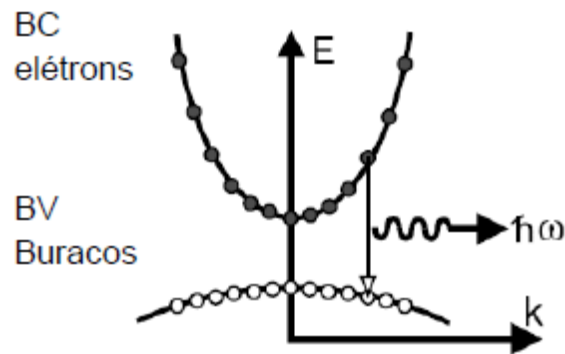


Figura 1.5: Estrutura de banda de um semiconductor de gap-direto, (BC) banda de condução, e (BV) banda de valência.

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

$$\theta_c = \sin^{-1} \frac{\mu_1}{\mu_2} \quad (1.2)$$

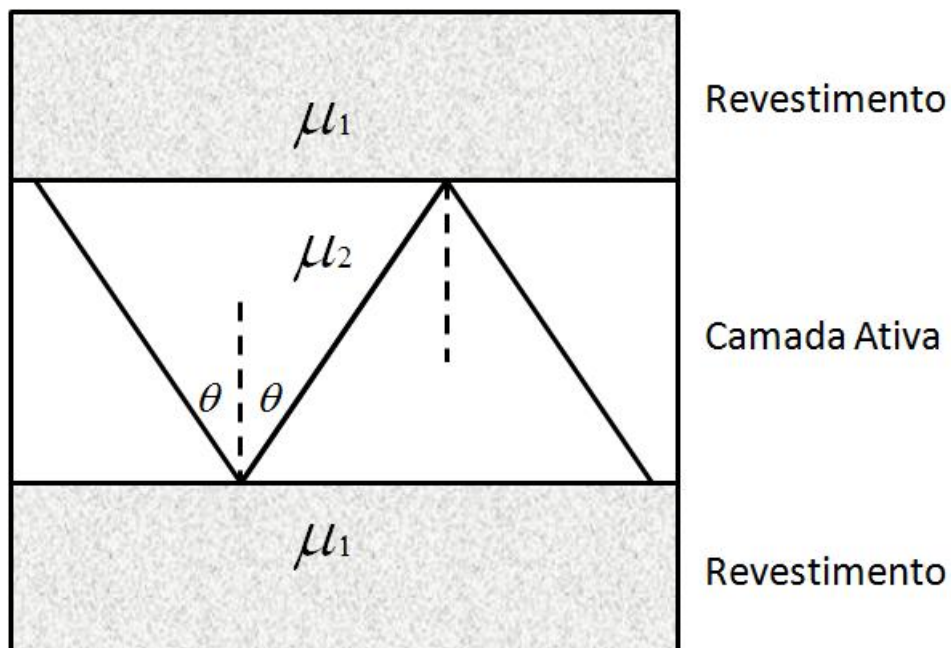


Figura 1.6 Onda guiada em um laser semiconductor de heteroestrutura em uma representação simplificada de ótica geométrica para a radiação. O índice de refração relativamente maior da camada ativa ($\mu_2 > \mu_1$) permite reflexão interna total que ocorre nas duas interfaces para ângulos θ tais que $\sin \theta > \mu_1 / \mu_2$.

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 a 0,3 μm . Em alguns lasers, porém, a espessura da camada ativa é menor que o comprimento de onda de de Broglie do elétron.

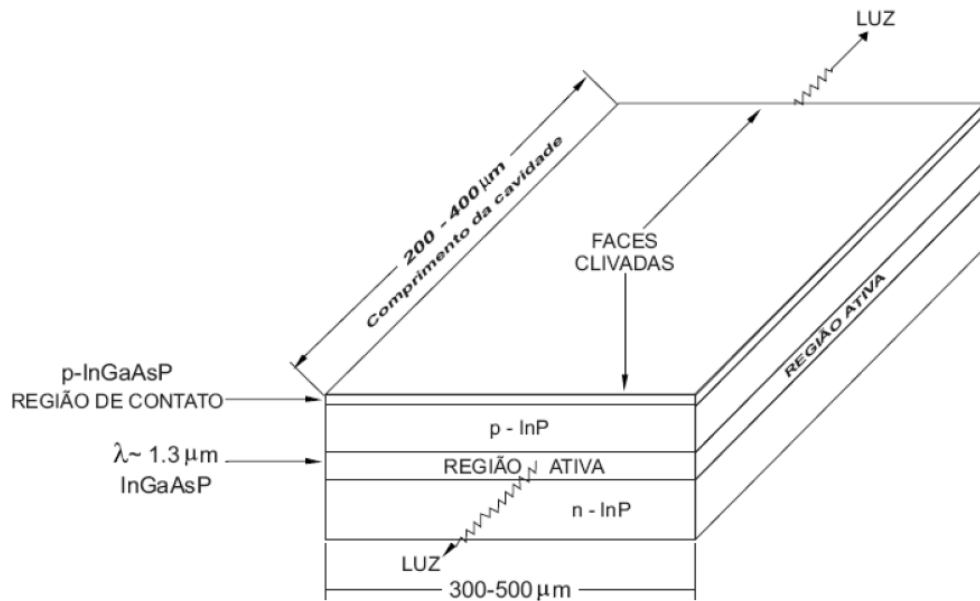


Figura 1.7 Esquema ilustrativo de um laser de heteroestrutura- dupla

1.4: Funcionamento do Laser de Diodo

Em geral, três elementos são necessários para a operação de um laser:

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

O meio de ganho em 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 diodos que utilizamos a camada ativa é feita de $Ga_{1-y}Al_yAs$, envolvida por camadas (cladding layers) de $Ga_{1-x}Al_xAs$ com dopagem tipo p e tipo n, com $x > y$.

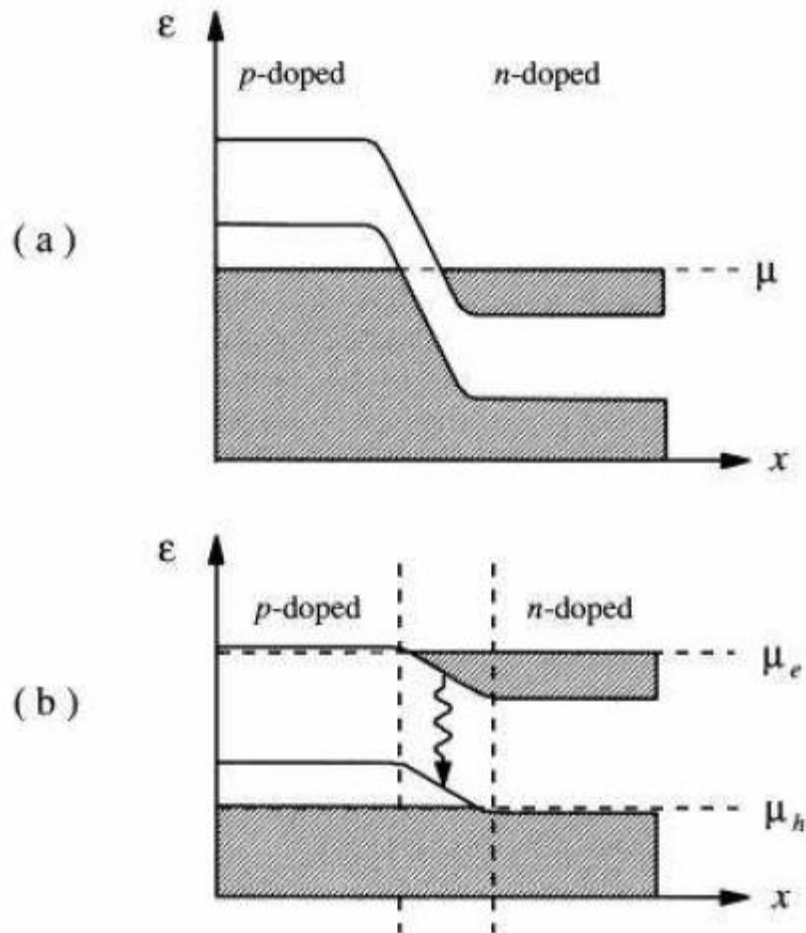


Figura 1.8: Energia eletrônica e ocupação na direção perpendicular à junção p-n. a) sem tensão aplicada e b) tensão aplicada com polarização direta. μ nível de Fermi constante ao longo da junção em equilíbrio. μ_e nível de Fermi para elétrons, μ_h nível de Fermi para buracos.

A inversão de população no meio de ganho é obtida pela injeção de corrente na junção p-n. Logo que uma junção p-n é formada colocando-se em contato um semiconductor do tipo p com um do tipo n, seus níveis quase - Fermi não se igualam, 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 da junção. Após certo tempo o equilíbrio é atingido, pois 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. Após o estabelecimento desse equilíbrio o nível de Fermi é contínuo ao longo da junção (Figura 1.8a). Quando a junção é polarizada diretamente por uma voltagem externa esse campo elétrico ao longo da junção é diminuído, tornando possível a difusão adicional de mais elétrons e buracos pela junção (Figura 1.8b). Como a Figura 1.8b mostra, numa região de depleção estreita elétrons e buracos estão presentes simultaneamente e podem se recombinar radiativa ou não radiativamente. Durante a recombinação radiativa, fótons de energia $h\nu \approx E_g$ são emitidos, sendo E_g a energia do *gap* entre as bandas de condução e valência. Esses fótons, porém, podem ser também absorvidos num 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 supera a taxa de fótons absorvidos. A junção p-n está então apta a amplificar radiação eletromagnética, para comprimentos de onda tais que $\lambda \approx hc/E_g$ e exibe ganho ótico.

A cavidade de oscilação de um laser de diodo, como a do laser que usamos, é uma cavidade tipo Fabry-Pérot, formada pelas próprias faces clivadas do cristal semiconductor. Para o comprimento de onda emitido, próximo de 850 nm, o índice de refração é $n \approx 3,3$. Na interface com o ar, de índice de refração próximo da unidade, temos uma refletividade de cerca de 30%. Essa é uma refletividade baixa se compararmos com as cavidades de outros tipos de laser, cujos espelhos refletem próximo de 100%. Contudo, uma das características que destacam os lasers semicondutores entre os demais é o alto ganho provido pelo material semiconductor. Graças a ele uma refletividade de 30% é mais do que suficiente para a operação de um laser de diodo. Em alguns casos, como a do laser que usamos, são usados revestimentos refletores na face traseira e anti-refletores na face de saída para aumentar a potência de saída do laser de diodo.

1.5: Modos de oscilação

Em uma cavidade ótica, a interferência construtiva de ondas contra-propagantes permite a criação de ondas estacionárias, os chamados 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 a 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,

$$q \frac{\lambda}{2n} = L. \quad (1.3)$$

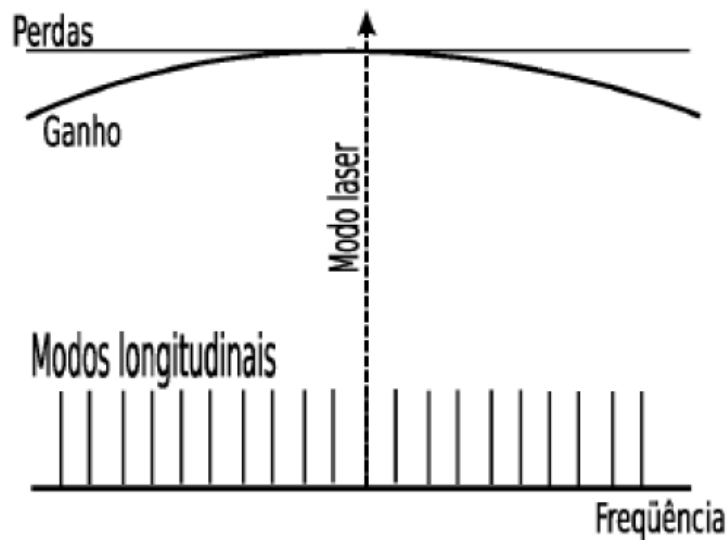


Figura 1.9: Ilustração do perfil de ganho e dos modos longitudinais de um laser de diodo. O laser oscila no modo mais próximo ao pico da curva de ganho. O limiar é atingido quando os ganhos se igualam às perdas.

Como o comprimento da cavidade é bem maior que o comprimento de onda da luz, muitos modos longitudinais podem existir simultaneamente. Se escrevermos λ como c/ν na equação (1.3), onde ν é a frequência da luz, temos que a separação em frequência entre dois modos consecutivos é dada por:

$$\Delta\nu = \frac{c}{2nL}. \quad (1.4)$$

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 1.9. Além dos modos longitudinais, há também os modos transversais, da onda estacionária na direção perpendicular ao eixo ótico 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 ótico pode ser feito de modo que a cavidade suporte apenas um modo transversal perpendicular à camada ativa.

1.6: Características do feixe

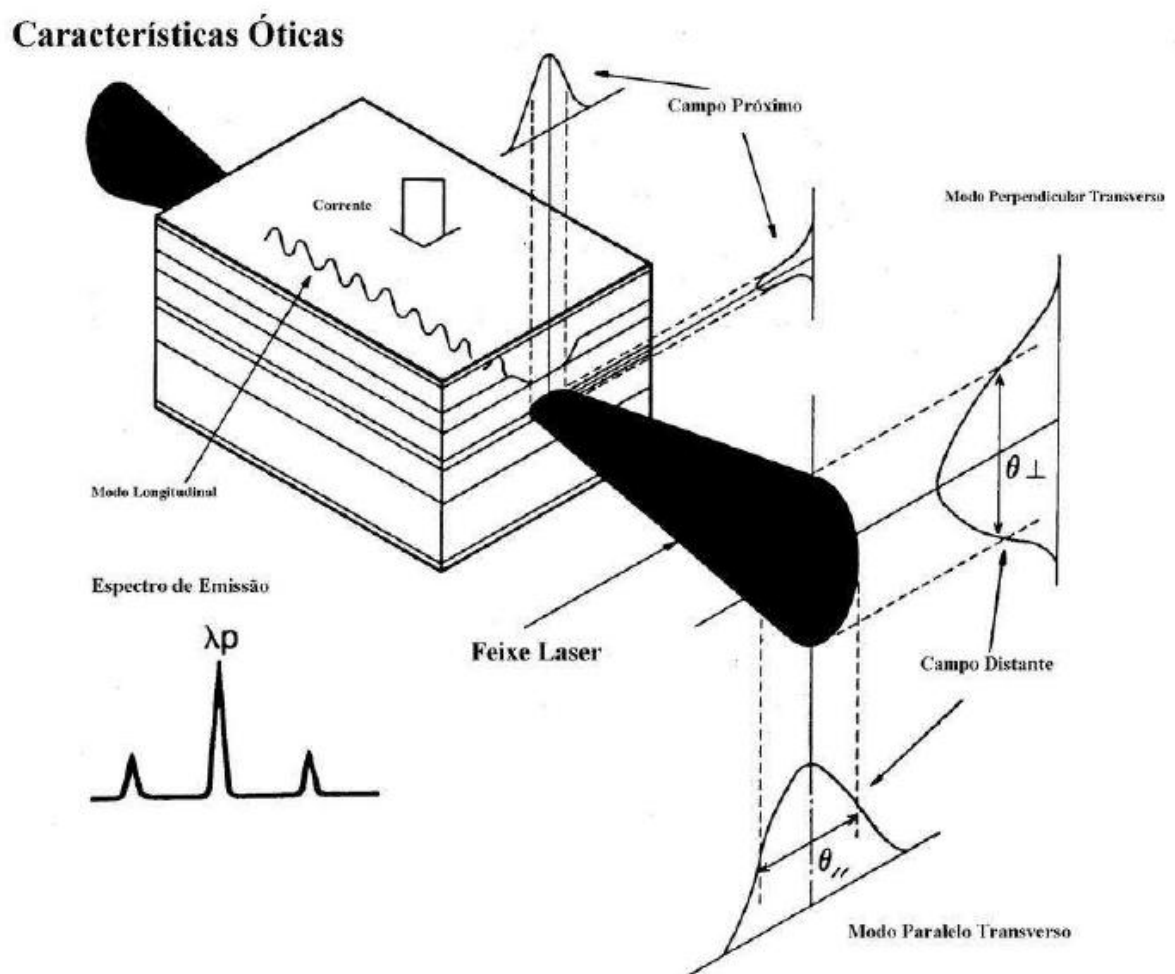


Figura 1.10: Espectro de emissão do laser de diodo e perfil espacial do feixe de saída do laser. A forma retangular da região de ganho leva a um padrão elíptico da radiação.

A radiação emitida pelo laser semiconductor é proveniente de uma pequena área retangular de pequenas dimensões transversais da ordem de $1 \mu\text{m}$ por $3 \mu\text{m}$ (pelo uso de confinamento perpendicular e paralelo ao plano da camada ativa). A

divergência é então importante nas duas direções perpendiculares. Um feixe de saída típico tem um ângulo de divergência de 30° na direção perpendicular e 10° na direção paralela à junção (Figura 1.11). A colimação do feixe de saída é feita com lentes de pequena distância focal e com grande abertura. Se o laser operar com um único modo transversal o feixe será elíptico [22]. A elipticidade pode ser corrigida com lentes cilíndricas ou prismas.

1.7 Condições de oscilação

A amplificação de ondas óticas acontece em um laser semicondutor quando este é excitado pela injeção de portadores na região ativa com uma corrente pela junção p-n. A estrutura laser também serve como uma cavidade Fabry-Pérot. Se o ganho da amplificação se torna suficientemente alto, como resultado da amplificação sucessiva da onda viajando em ida e volta com realimentação pelas faces refletoras, energia ótica é acumulada e a oscilação laser ocorre.

Consideremos agora as condições para a oscilação laser. Oscilação laser, em geral, não é mais do que manter uma potência constante de uma onda ótica coerente se propagando em ida e volta pelo ressonador. Logo, a condição de oscilação é a condição requerida para 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 ótico do material) e Γ o fator de confinamento para a onda guiada (que expressa a 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). Definimos α_{int} como o fator que representa as perdas de propagação por unidade de comprimento da onda guiada devido à absorção e espalhamento, e R_1 e R_2 , como 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:

$$R_1 R_2 \exp[2(\Gamma g - \alpha_{int})L] = 1 \quad (1.5)$$

ou seja, devemos ter,

$$\Gamma g = \alpha_{int} + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \quad (1.6)$$

Seja ω a frequência angular da onda ótica e $\beta_{int}(\omega)$ 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:

$$2\beta_{int}(\omega)L = 2\pi q \quad (1.7)$$

onde q é um número inteiro.

As frequências angulares ω_q que satisfazem a condição acima são frequências angulares dos modos longitudinais que aparecem na Figura 1.9, cuja separação em frequência é dada pela equação 1.4. O primeiro e segundo termos que aparecem do lado direito da equação (1.6) representam respectivamente a perda por propagação e a perda devida ao escape de potência ótica pelas faces do laser. A condição de fase (1.7), 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 (1.4).

Por essa razão, quando a corrente de injeção é aumentada, o ganho do modo $\Gamma g(\omega_q)$ 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 (1.6), 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 (1.6), é chamado de ganho de limiar. A corrente de limiar pode ser encontrada determinando-se a corrente de injeção para a qual g_{max} se iguala ao ganho de limiar.

1.7: Equações de Taxa

A Figura 1.11 ilustra o comportamento de um laser de diodo. Uma corrente I injeta portadores de carga na região ativa. Esses portadores se recombinam espontaneamente ou produzem ganho ótico por recombinação estimulada. Como consequência, há uma densidade de fótons na região ativa. Parte dos fótons é perdida e parte é emitida pelo laser, dando a este uma potência de saída.

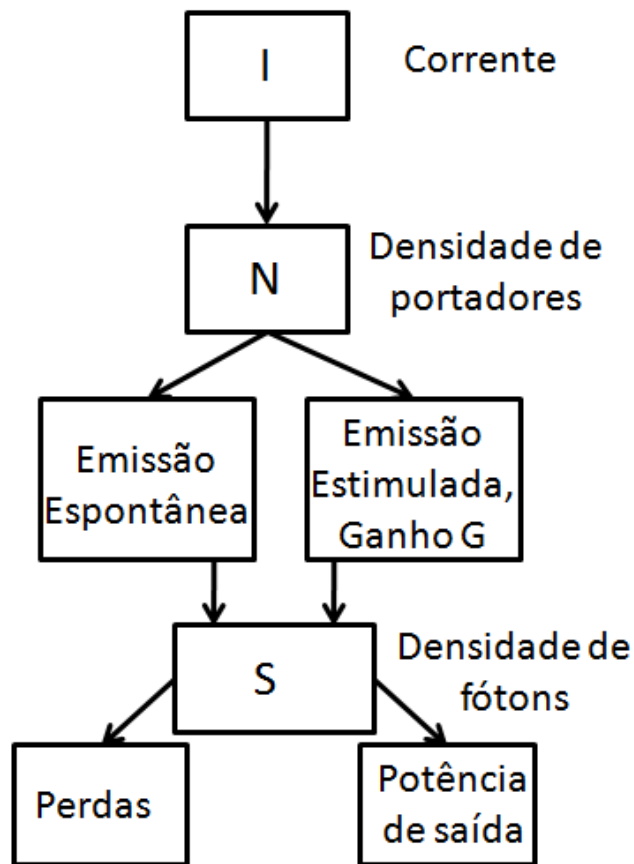


Figura 1.11: Representação esquemática de um laser semiconductor.

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.

Com base no diagrama da Figura 1.11 e no balanço entre densidade de portadores e densidade de fótons, podemos escrever duas equações de taxa [23,

24, 25] para descrever a dependência temporal dessas densidades. Tratemos primeiro a equação para os portadores. Os portadores são providos pela corrente I ao volume da região ativa V . Alguns dos portadores se recombinam espontaneamente ou não radiativamente com um tempo de vida τ_N . Outros portadores se recombinam por recombinação estimulada, descrita pelo fator de ganho $G(N)$ e a densidade de fótons S . A dependência temporal da densidade de portadores N é então dada por:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{qV} - G(N)S\Gamma - \frac{N}{\tau_N} \quad (1.8)$$

O ganho $G(N)$ é o ganho líquido por unidade de tempo e q a carga elementar. A dependência temporal da densidade de fótons pode ser descrita por:

$$\frac{dS}{dT} = -\frac{S}{\tau_f} + G(N)S\Gamma + \beta_{sp} \frac{N}{\tau_r} \quad (1.9)$$

No lado direito da equação (1.9) o segundo termo é o termo de recombinação estimulada. τ_f é o tempo de vida dos fótons e τ_r o tempo de vida de recombinação radiativa. Para cada recombinação estimulada tem-se um fóton a mais na região ativa, de forma que este é o mesmo termo que aparece na equação de taxa para a densidade de portadores só que com sinal positivo. O último termo é devido à emissão espontânea. Uma fração β_{sp} de todas as recombinações espontâneas que ocorrem fornece um fóton para o modo oscilante. As equações (1.8) e (1.9) constituem um conjunto de duas equações acopladas.

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

$$G(N) = A(N - N_0) \quad (1.10)$$

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

$$\frac{1}{\tau_N} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}} \quad (1.11)$$

O tempo de vida de recombinação radiativa τ_r é determinado pela emissão espontânea e não é afetado pela emissão estimulada. O tempo de vida de recombinação não-radiativa τ_{nr} à recombinação dos portadores injetados e os defeitos ou impurezas sem emissão de luz. O tempo de vida do fóton τ_f é o tempo durante o qual os fótons permanecem na cavidade ótica. Ele é expresso por:

$$\frac{1}{\tau_f} = \frac{c}{n_r} \left(\alpha_{int} + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \right) \quad (1.12)$$

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 (1.12) 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. Nas condições de estado estacionário com uma corrente constante I , as derivadas temporais nas equações (1.8) e (1.9) são nulas. A solução toma uma forma particularmente simples se a emissão espontânea é desprezada fazendo-se $\beta_{sp} = 0$. Para correntes tais que $G(N)\Gamma\tau_f < 1$, $S = 0$ e $N = \tau_N I / qV$. O limiar é atingido em uma corrente para qual $G(N)\Gamma\tau_f = 1$. A densidade de portadores é então fixada no valor de limiar N_{th} . Se usarmos a função de ganho linear (1.10), a densidade de portadores limiar se torna:

$$N_{th} = N_0 + \frac{1}{(A\Gamma\tau_f)} \quad (1.13)$$

A corrente de limiar é então dada por:

$$I_{th} = \frac{qVN_{th}}{\tau_N} = \frac{qV}{\tau_N} \left(N_0 + \frac{1}{(A\Gamma\tau_f)} \right) \quad (1.14)$$

Para $I > I_{th}$ a densidade de fótons aumenta com I e a densidade de portadores permanece constante, dados por:

$$S = \frac{\tau_f}{qV} (I - I_{th}) \quad (1.15)$$

$$N = N_{th}$$

Estes resultados são consistentes com toda discussão apresentada nas sessões anteriores.

Referências do Capítulo 1

- [1] EINSTEIN, A. Quantentheorie der strahlung. Physikalische Zeitschrift, **18**, 121 (1917);
- [2] T.H.Maiman, Stimulated optical emission in Ruby, Nature, **187**, 493 (1960);
- [3] MASER. Jun. 2010. <http://www.newworldencyclopedia.org/entry/Maser>;
- [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 CaWO₄: Nd³⁺ optical maser. In: Proceedings of the IRE, **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 CaF₂ : U³⁺," Physical Review Letters, **8**, 269 (1962).
- [7] G. P. Agrawal, *Semicondustor Laser : Past, Present, Future*, American Institute of Physics Press, New York, 1995.
- [8] R. D. Dupuis, IEEE J. Quantum Electron, **26**, 261 (1987)
- [9] N. G. Basov, O. N. Krokhin, and Y. M. Popov, "Production of negative temperature states in p-n junctions of degenerate semiconductors," J. Exp. Theoret. Phys. (U.S.S.R.), **40**,1879 (1961).

- [10] 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).
- [11] 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).
- [12] 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).
- [13] N. Holonyak and S. F. Bevacqua, "Coherent (visible) light emission from Ga(As_{1-x}P_x) junctions," *Applied Physics Letters*, **1**, 81 (1962).
- [14] H. Kressel and H. Nelson, "Close-confinement gallium arsenide pn junction lasers with reduced optical loss at room temperature," *RCA Review*, **30**, 106 (1969).
- [15] I. Hayashi, M. B. Panish, and P. W. Foy, "A low-threshold room-temperature injection laser," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **5**, 211 (1969).
- [16] 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).
- [17] G. P. Agrawal e N. K. Dutta, *Long-Wavelength Semiconductor Laser*, Van Nostrand, New York, 1986.
- [18] V. Gribkovskii, "Injection lasers," *Progress in Quantum Electronics*, **19**, 41 (1995).
- [19] I. Hayashi, M. B. Panish, and P. W. Foy, "Junction lasers which operate continuously at room temperature," *Applied Physics Letters*, **17**, 109 (1970).

- [20] 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).
- [21] McCumber, Einstein Relations Connecting Broadband Emission and Absorption Spectra D.E. *Physical Review*, **136**, 954 (1964).
- [22] C. E. Wieman and Hollberg L., "Using diode lasers for atomic physics," *Review of Scientific Instruments*, **62**, 1 (1991).
- [23] H. Kawaguchi, *Bistabilities and Nonlinearities in Laser Diodes*. The Artech House Optoelectronics Library, Artech House, 1994.
- [24] T. Numai, *Fundamentals of Semiconductor Lasers*. Springer Series in Optical Sciences, Springer-Verlag, 2004.
- [25] J. Buus, *Single Frequency Semiconductor Lasers*. SPIE Optical Engineering Press, 1991.

Capítulo 2: Realimentação Ótica

Lasers de diodo (LD) são fontes de radiação práticas e relativamente baratas. Eles apresentam grande estabilidade em amplitude e suas características espectrais dependem do tipo de material ou dos detalhes da sua construção como, por exemplo, o uso de reflexão interferométrica para limitar o número de modos oscilantes. Os LD monomodo tem largura espectral maior que outros lasers de emissão contínua. Para aplicações que necessitem de pequena largura de linha e grande estabilidade da frequência da luz emitida, tais como experimentos em física atômica [1] e espectroscopia de alta resolução [2], essas características precisam ser melhoradas. Para fazer uso desses lasers práticos e baratos, muitas técnicas foram desenvolvidas para reduzir sua largura de linha e aumentar a estabilidade em frequência dos mesmos.

Nas ultimas décadas a realimentação ótica tem sido muito utilizada para estudar o comportamento dinâmico das variáveis da radiação gerada por lasers de diodo semicondutores, particularmente sua amplitude e sua frequência. A técnica de realimentação consiste na re-injeção de parte da luz de saída na cavidade laser. Ela é particularmente usada em lasers de diodo, pois os mesmos são bastante sensíveis a realimentação ótica.

Essa sensibilidade que os lasers de diodo semicondutores apresentam à injeção ótica ocorre devido à combinação de três fatores [3]. Primeiro, a curva de ganho do laser em função do comprimento de onda é muito larga comparada aos modos de oscilação; o segundo fator é a baixa seletividade da cavidade ótica, que está relacionado à finesse (fator de qualidade) da mesma que é muito baixa; terceiro, porque a cavidade é muito pequena. 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.

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.

Neste capítulo apresentaremos a técnica de realimentação ótica e sua aplicação para reduzir a largura espectral, destacando alguns trabalhos anteriores nesta área temática.

2.1: Realimentação ótica com polarização paralela

Na realimentação ótica com mesma polarização, parte do feixe de saída retorna na cavidade do semiconductor sem que haja rotação da polarização do feixe de realimentação no circuito externo à cavidade, ou seja, a polarização do feixe que retorna para o laser é igual à 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 [4], cavidades [5], grades de difração [6], fibras óticas [7], e ainda espelhos conjugadores de fase [8]. O sistema resultante, do laser com um elemento ótico externo, pode ser 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.

Entretanto, no caso do laser do diodo possuir coberturas anti-refletoras sobre suas duas faces finais, os elementos da ótica externa providenciam a cavidade ótica do laser, ou seja, neste sistema ótico não existe realimentação ótica. Nesse caso não se trata mais de um laser com realimentação. Porém o laser em tal configuração é dito laser com cavidade estendida. A ótica externa ao laser pode conter elementos seletivos em frequência como uma grade de difração [6] ou uma cavidade [5] Fabry-Pérot, sendo mais comum o uso de uma grade de difração.

2.2: Realimentação ótica com polarização ortogonal

Na realimentação ótica com polarização ortogonal uma fração do feixe de saída retorna na cavidade do semicondutor após ter sua polarização girada em 90° por uma lâmina de atraso de fase no circuito externo à cavidade, ou seja, a polarização do feixe que retorna ao laser é perpendicular à do modo de oscilação na cavidade ótica.

2.3: Dinâmica em lasers de diodo sujeitos à realimentação ótica ortogonal.

Nesta seção iremos discutir brevemente o trabalho pioneiro de Yasaka e Kawaguchi sobre realimentação ótica ortogonal e alguns trabalhos desenvolvidos anteriormente pelo grupo de Física Atômica e Lasers da UFPB, que nos motivou a desenvolver nosso trabalho sobre o estudo da dinâmica em lasers semicondutores submetidos à realimentação ótica ortogonal filtrada usando dois filtros espectrais que ainda não haviam sido utilizados. São eles: uma grade de difração e a linha atômica do Rb.

2.3.1: Frequência de emissão laser como função do nível de realimentação ótica.

Na técnica de realimentação ótica ortogonal não existe interferência coerente entre o modo do campo oscilante na cavidade e a luz laser re-injetada. Assim o feixe de retorno atua apenas na densidade de portadores da cavidade semicondutora e, portanto no índice de refração do meio de ganho do laser. A resposta de um laser à realimentação ótica ortogonal é qualitativamente descrita da seguinte forma: um acréscimo no nível da realimentação leva a uma diminuição da densidade de portadores na região ativa do semicondutor gerando um aumento do índice de refração, o que resultará no deslocamento para um menor valor de frequência [9].

Com o objetivo de determinar como o deslocamento em frequência do laser ($\delta = \nu_0 - \nu$) evolui à medida que varia-se a potência de realimentação ótica (P_r), mediu-se $\nu_0 - \nu$ como função de P_r . O arranjo experimental para esta medida está mostrado na Figura 2.1. ν_0 é a frequência do laser sem realimentação (livre).

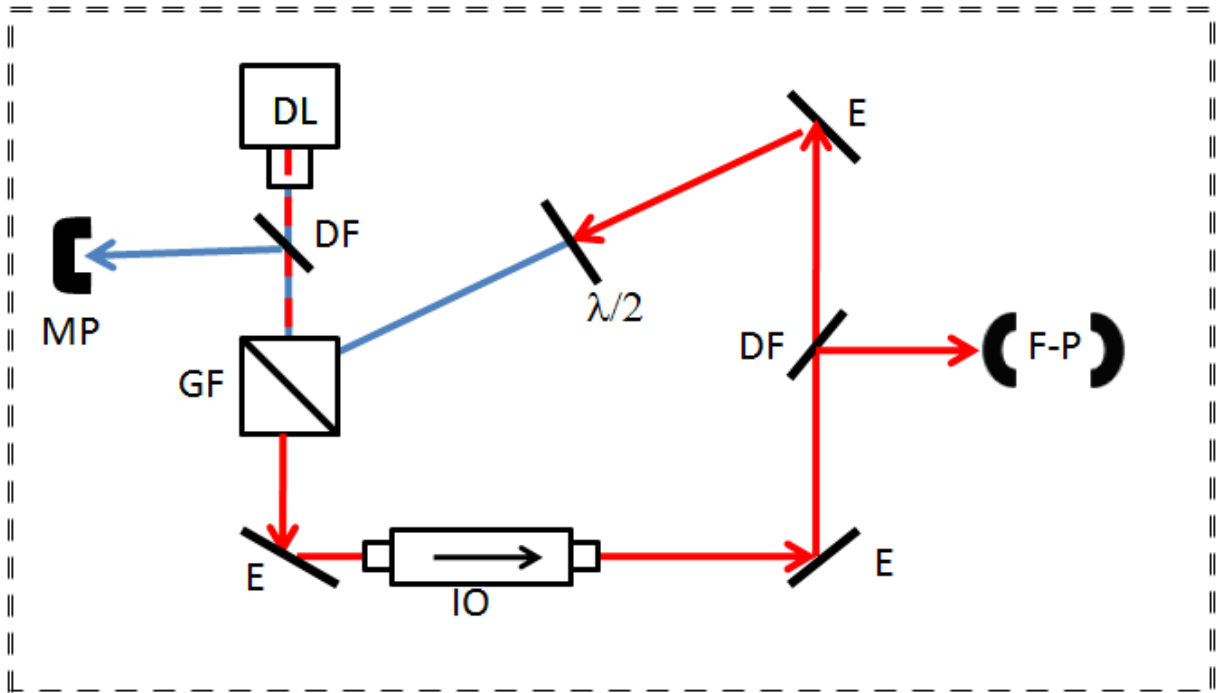


Figura 2.1: Arranjo experimental para a medida do deslocamento em frequência com função da potência de realimentação DL: laser de diodo, G-F: Polarizador Glan-Foucault, E: Espelho, DF: Divisor de Feixe, IO: Isolador Ótico, F-P: Fabry-Pérot, $\lambda/2$: Lâmina de meia onda, MP: Medidor de Potência. A cor vermelha (azul) representa o feixe com polarização paralela (perpendicular) ao plano do arranjo.

A medida do deslocamento em frequência como função da potência de realimentação ortogonal foi realizada usando uma corrente de injeção $j \approx 100 \text{ mA}$ e uma potência de emissão de cerca de 40 mW . Essas medidas foram feitas utilizando-se uma cavidade Fabry-Pérot como analisador espectral. Variando-se a potência de realimentação ortogonal temos uma mudança no comprimento de onda de emissão do laser e por consequência um deslocamento espectral do pente de picos de transmissão da cavidade F-P em relação à situação em que o laser está livre (Figura 2.2). A potência ótica efetiva retornando na cavidade é a associada com a potência de realimentação P_r através de um fator geométrico, devido à forma espacial da cavidade, o qual não foi determinado pois não foi medido diretamente quanto do sinal re-injetado está atuando sobre a região ativa do laser.

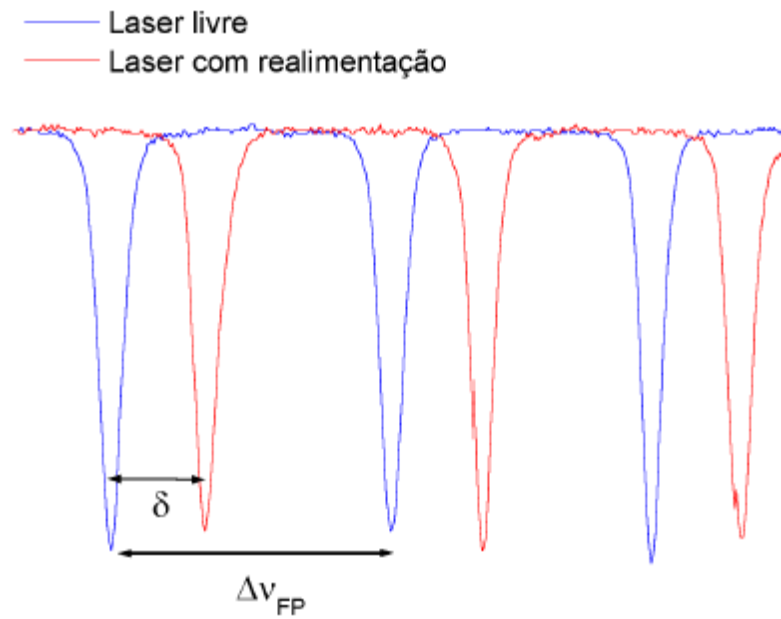


Figura 2.2: Ressonâncias da cavidade Fabry-Pérot (F-P na Figura 2.1) para o laser livre (linha azul) e para o laser submetido à realimentação óptica ortogonal (linha vermelha). $\Delta\nu_{FP} = 1.5$ GHz é a faixa espectral livre da cavidade F-P.

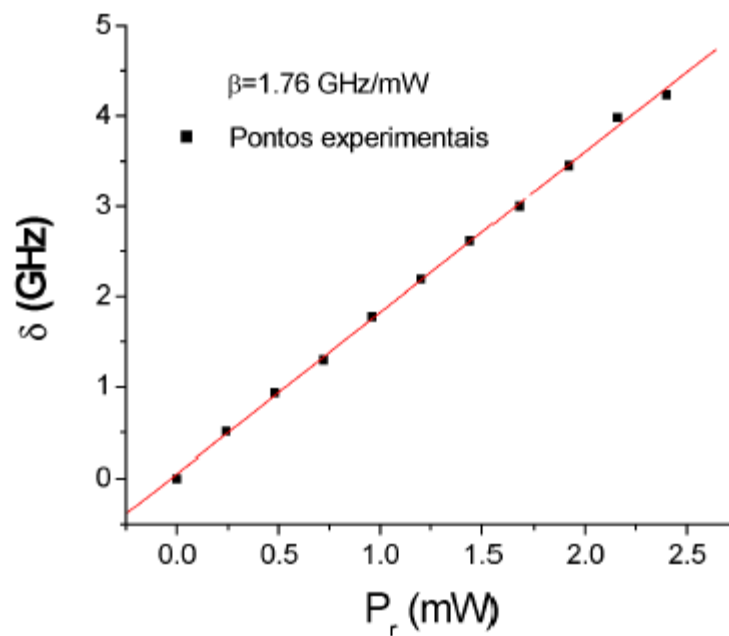


Figura 2.3: Deslocamento da frequência de emissão laser como função da potência de realimentação ortogonal. $\delta = \nu_0 - \nu$

Na figura 2.3 podemos observar uma dependência linear de $\delta = \nu_0 - \nu$ com P_r que é escrita como:

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

onde β é o coeficiente de proporcionalidade entre o deslocamento em frequência e a variação de potência de realimentação. Nesta medida obteve-se $\beta = 1.76$ GHz/mW e se realizou um deslocamento máximo de 10 GHz com o nível máximo de realimentação observando comportamento ainda linear.

2.3.2 Yasaka e Kawaguchi

O método de realimentação ótica, onde a polarização do feixe de realimentação é ortogonal à da luz emitida pela cavidade laser, foi proposto e demonstrado, pela primeira vez por Yasaka e Kawaguchi (YK) [9] em uma experiência realizada em 1988 para a redução da largura espectral e estabilização em frequência ótica.

O laser de diodo usado nesse experimento (YK) é de InGaAsP/InP, DFB operando em 1,55 μm . 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.

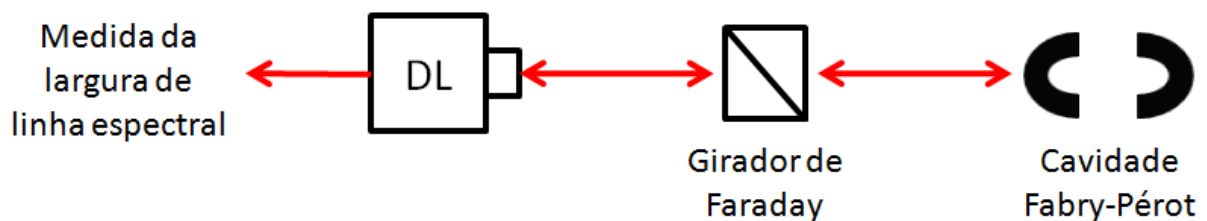


Figura 2.4: Arranjo experimental para a redução da largura de linha espectral e estabilização da frequência ótica de um laser semiconductor pelo uso da realimentação com polarização ortogonal.

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 [15], supressão de saltos entre modos longitudinais do laser [16], como também induziu a verificação de vários comportamentos dinâmicos tais como biestabilidade, multiestabilidade e caos [17, 18,19].

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. A luz com polarização ortogonal re-injetada na cavidade modifica apenas a densidade de portadores (elétrons e buracos) do meio semiconductor e, portanto o índice de refração, o que resulta em uma mudança na frequência ótica.

Esse método de realimentação ótica ortogonal negativa usa o princípio de que o comprimento de onda laser é modificado pela mudança no índice de refração, devido à variação da potência do feixe de realimentação que, por sua vez, é função da frequência ótica. O controle dinâmico é obtido quando a potência do feixe de realimentação dependente da frequência ótica é controlada por um filtro espectral.

O princípio do método de realimentação ótica negativa ortogonal para estabilização é ilustrado na Figura 2.5. Ela mostra a dependência da refletividade da cavidade Fabry-Pérot (Filtro espectral) em função da frequência ótica da luz incidente na cavidade. A frequência da emissão laser é fixada na região de derivada positiva do perfil espectral do filtro. Analisando a Figura 2.5 vemos que quando a frequência ótica desloca-se para o lado de altas frequências, a refletividade da cavidade Fabry-Perot (F-P) cresce e a intensidade da luz de realimentação no laser também cresce. Isto reduz a densidade de portadores na cavidade do laser e o índice de refração na cavidade do laser aumenta. Assim, a frequência ótica do laser desloca-se para um menor valor compensando a deriva original do laser. Caso a frequência ótica na cavidade seja varrida no sentido das baixas frequências, de forma inversa ao descrito anteriormente, o feixe refletido da cavidade F-P fará com que a frequência ótica decresça. Desta forma, a realimentação ótica negativa ortogonal é obtida, levando a uma redução da largura de linha espectral e à estabilização da frequência de emissão laser. De maneira análoga, podemos

concluir que o flanco de derivada negativa desse filtro é uma região de instabilidade para a frequência do laser.

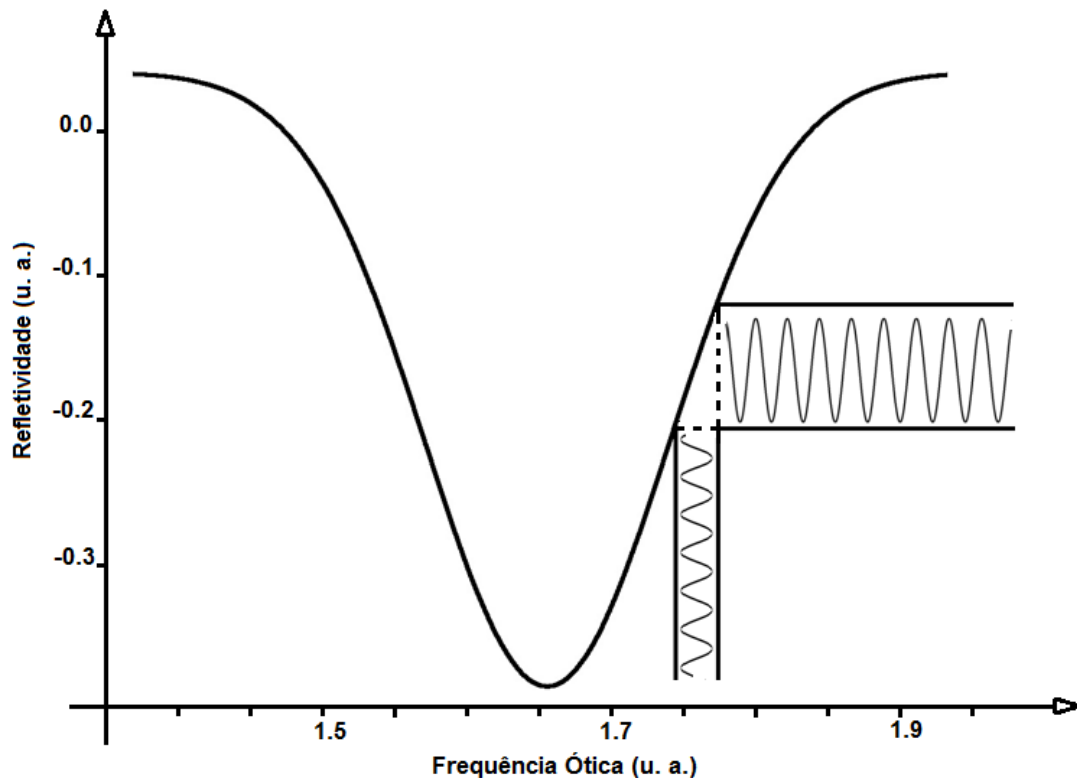


Figura 2.5: Refletividade da cavidade Fabry-Pérot em função da frequência ótica.

2.3.3: Estabilização da frequência de um laser de diodo por realização ótica ortogonal acoplada a linha atômica D_2 do césio.

Este trabalho foi publicado pelo grupo em 2004 onde se estudou a estabilização de um laser de diodo acoplado a uma linha atômica (absorção) 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 [10]. Os resultados apresentaram uma redução na largura de linha e estabilização da frequência absoluta por injetar no laser semiconductor um feixe cuja intensidade era modulada pela curva de transmissão da linha D_2 de absorção do césio.

2.3.3.1: O filtro espectral

Reduzir a largura de linha do laser usando realimentação ótica só é possível se fizermos uso de algum dispositivo que torne a intensidade do feixe de retorno sensível a variações da frequência ótica. Ou seja, precisamos de um discriminador de frequência. Tal dependência da intensidade do feixe de realimentação com a frequência pode ser obtida através do uso de filtros espectrais, tais como uma cavidade Fabry-Pérot, uma grade de difração, ou um vapor ressonante. O filtro espectral usado nesse sistema foi a linha de absorção, alargada pelo efeito Doppler, da transição D_2 do Césio em 852,1 nm ($6S_{1/2} - 6P_{3/2}$).

A Figura 2.6 mostra a forma de linha de absorção alargada Doppler de uma transição atômica, a ser usada como filtro espectral. Nessa figura vemos que se a frequência do laser estiver fixada na região de derivada positiva do filtro atômico e havendo uma deriva na frequência no sentido de aumentá-la levará automaticamente a um aumento da intensidade da luz transmitida e por consequência a um acréscimo na potência de re-injeção. Assim, a deriva será corrigida pela realimentação ortogonal. O mesmo mecanismo ocorre se a deriva ocorrer no sentido de diminuir a frequência que gera a estabilização da frequência de emissão. Por outro lado, se a frequência do laser estiver na região de derivada negativa do filtro, qualquer deriva na frequência será amplificada pela realimentação. Ou seja, esta é uma região de instabilidade, que será evitada pelo laser, que “saltará” cada vez que atingir essa região.

Quando lasers semicondutores são submetidos à realimentação ortogonal, apenas a densidade de portadores de sua região ativa é afetada e os efeitos térmicos são eliminados. A constante de tempo característica desse dispositivo, que define a banda dinâmica de frequência da realimentação está relacionada com a resolução do filtro espectral e com o tempo de atraso do feixe no circuito ótico. A resolução do filtro espectral é de ≈ 500 MHz o que resulta em um tempo de resposta de 2 ns. O tempo gasto para o feixe laser dar uma volta completa no circuito de realimentação é 6 ns, que corresponde a uma frequência de 167 MHz. Assim, no nosso sistema, o tempo de atraso no circuito ótico é quem determina a largura de banda da realimentação ótica.

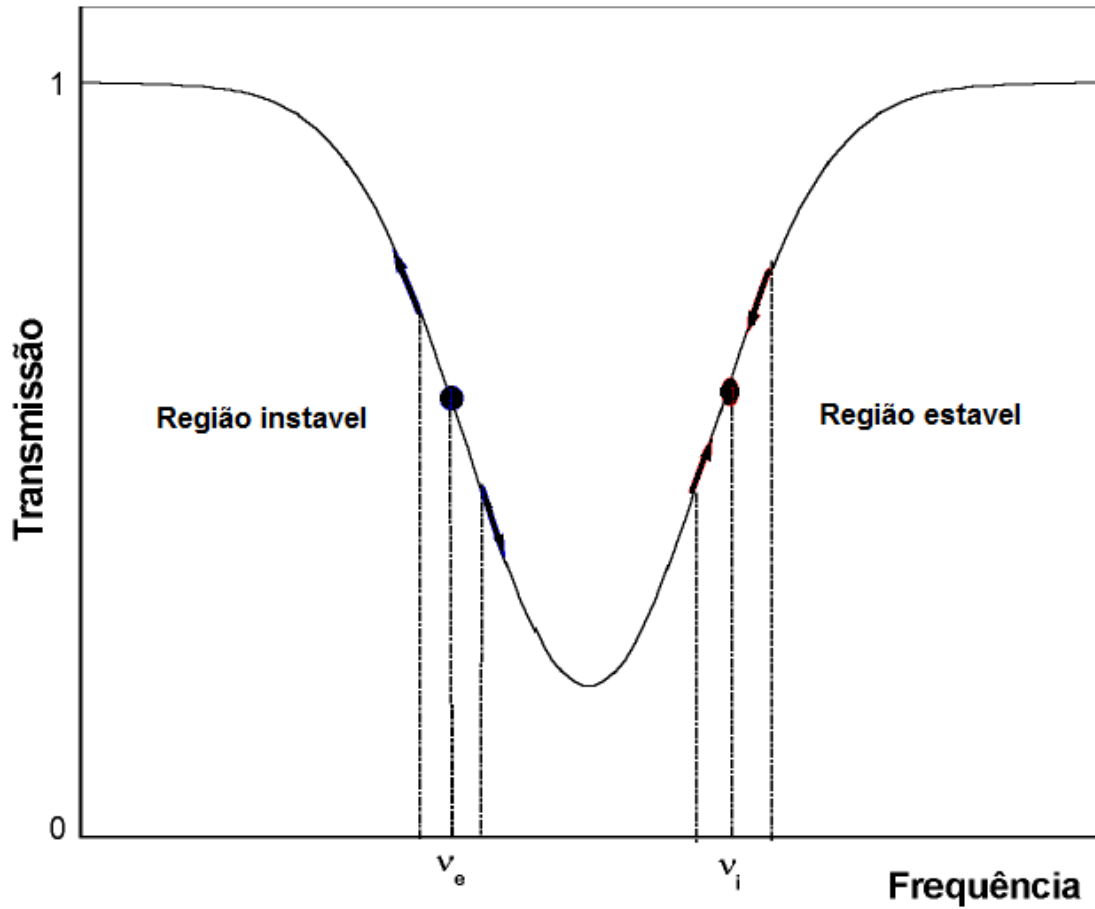


Figura 2.6: Realimentação dependente da frequência através da forma de linha da absorção D_2 do Césio.

A fração da potência total que é re-injetada na cavidade, com polarização ortogonal dependente da frequência através do filtro espectral, é descrita pela equação:

$$P_r = \kappa_0(1 - \varepsilon f(\nu))P_s \quad (2.2)$$

onde $\kappa_0 = P_r/P_s$ é a fração da potência de saída P_s que retorna para o laser (sem atenuação do filtro), ε é o coeficiente de absorção no centro da linha, $f(\nu)$ é a forma de linha da absorção normalizada em amplitude, a qual é tomada como tendo um perfil espectral Gaussiano,

$$f(\nu) = \exp[-\alpha(\nu - \nu_{at})^2] \quad (2.3)$$

onde ν_{at} é a frequência central da transição.

2.3.3.2 Arranjo experimental

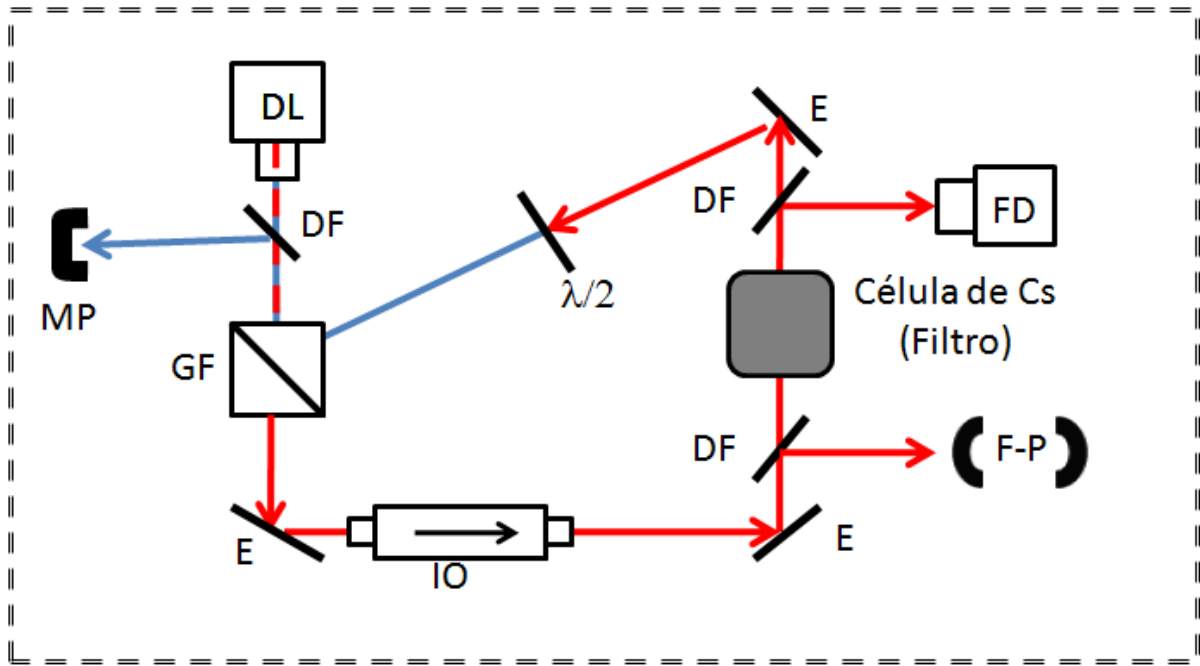


Figura 2.7: Arranjo experimental. [10] DL: laser de diodo, G-F: Polarizador Glan-Foucault, E: Espelho, DF: Divisor de Feixe, IO: Isolador Ótico, FD: Fotodetector, $\lambda/2$: Lâmina de meia onda, MP: Medidor de Potência. A cor vermelha (azul) representa o feixe com polarização paralela (perpendicular) ao plano do arranjo.

No arranjo experimental da Figura 2.7 foi usado um laser de diodo emitindo em torno de 852 nm cujos modos TE (modo principal) e TM (modo transversal) tinham relação de intensidades (I_{TM}/I_{TE}) igual a 1:800. O feixe de saída foi enviado através de um polarizador Glan-Foucault, transmitindo a parte do feixe cuja polarização é paralela ao plano da montagem (TE) e refletindo a parte do feixe cuja polarização é ortogonal a esse plano (TM). De maneira reversível, esse polarizador permite que a luz ortogonalmente polarizada seja re-injetada no laser. O isolador ótico é usado para que se evitem retornos óticos com polarização TE e garante que o circuito ótico tenha um sentido único de realimentação. Uma célula contendo vapor atômico de césio é usada para filtrar espectralmente o feixe de realimentação. A resposta absorptiva do filtro atômico é analisada usando uma fração do feixe de

retorno. A cavidade Fabry-Pérot é usada para análise espectral da frequência ótica. A potência da luz re-injetada na cavidade laser é controlada por uma lâmina de atraso de fase de meia-onda, antes do polarizador. Devido às dimensões físicas da entrada do laser e ao fato de o modo do feixe evoluir durante o trajeto não podemos garantir o acoplamento de todo o feixe de realimentação na seção transversal da cavidade semicondutora, onde todo o sinal re-injetado atua sobre o meio de ganho da cavidade laser.

2.3.3.3: Resultados

Os efeitos dessa realimentação sobre a frequência de emissão são evidenciados nos picos de ressonância da cavidade Fabry-Pérot, bem com na linha de absorção da transição D_2 -Cs, em função da corrente de injeção, para laser livre e para o laser com realimentação (Figura 2.8).

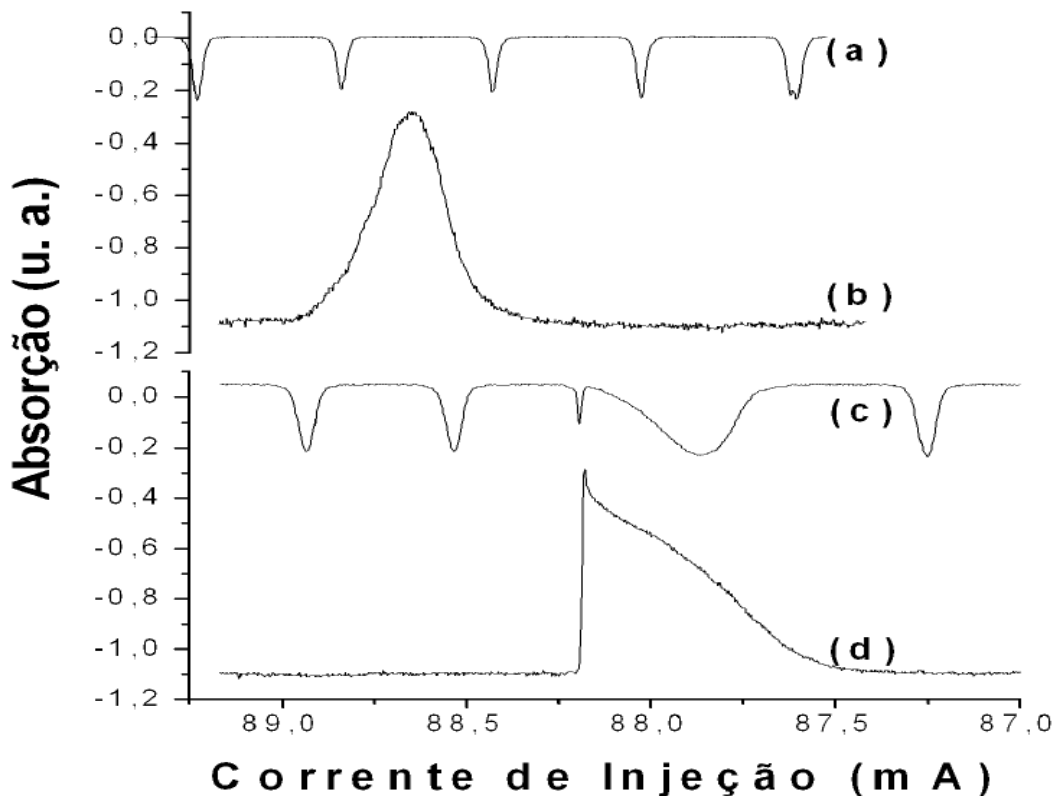


Figura 2.8: [10] (a) e (c) Picos de transmissão do Fabry-Pérot. (b) e (d) Espectro de absorção da linha D_2 do Cs. (a) e (b) Laser livre. (c) e (d) Laser com realimentação.

A Figura 2.8(b) mostra o espectro de absorção da linha D_2 do césio, com o laser livre. Porém, quando é submetido à realimentação ótica com polarização ortogonal, o efeito desta realimentação sobre a frequência é claramente observado no espectro de absorção (Figura 2.8(d)), pois este espectro é deslocado em relação à absorção sem realimentação.

Os picos de transmissão do Fabry-Pérot também monitoram os efeitos da realimentação ortogonal, onde pode-se notar que o pente de picos no caso do laser realimentado (Figura 2.8(d)) está deslocado em relação à situação onde o laser está livre (Figura 2.8(d)).

Observando na Figura 2.8(d) a forma de linha da ressonância atômica vemos uma drástica alteração no perfil da absorção com relação à Figura 2.8 (b). No flanco de derivada negativa da absorção, vemos um salto no espectro devido ao fato dessa região ser de instabilidade para a frequência ótica e qualquer variação na frequência de emissão é amplificada pela realimentação. Por outro lado, no flanco de derivada positiva temos que a forma da curva passa a ser bem mais suave, indicando a “resistência” do laser em sair da ressonância. Isto demonstra que temos uma região espectral de estabilidade onde a frequência ótica tende a travar-se na ressonância atômica. Os mesmos efeitos de instabilidade e estabilização podem ser vistos nos picos de transmissão da cavidade Fabry-Pérot quando a sua posição é varrida em torno da ressonância atômica (Figura 2.8(c)). A transmissão do Fabry-Pérot na região de instabilidade é rapidamente varrida e na região de estabilidade a curva de transmissão da cavidade Fabry-Pérot é varrida suavemente porque a frequência tende a se estabilizar, neste lado.

A fim de quantificar o grau de estabilização da frequência do laser realizaram-se medidas da largura de linha do laser, através da análise das flutuações de transmissão do Fabry-Pérot, quando a frequência do laser foi posicionada aproximadamente à meia altura do máximo da linha de absorção do flanco de derivada positiva. As medidas foram feitas a flanco de um pico do Fabry-Pérot, porque nesta região as flutuações na intensidade têm uma relação aproximadamente linear com as flutuações na frequência, possibilitando assim determinar-se a amplitude das flutuações na frequência, medindo flutuações de intensidade.

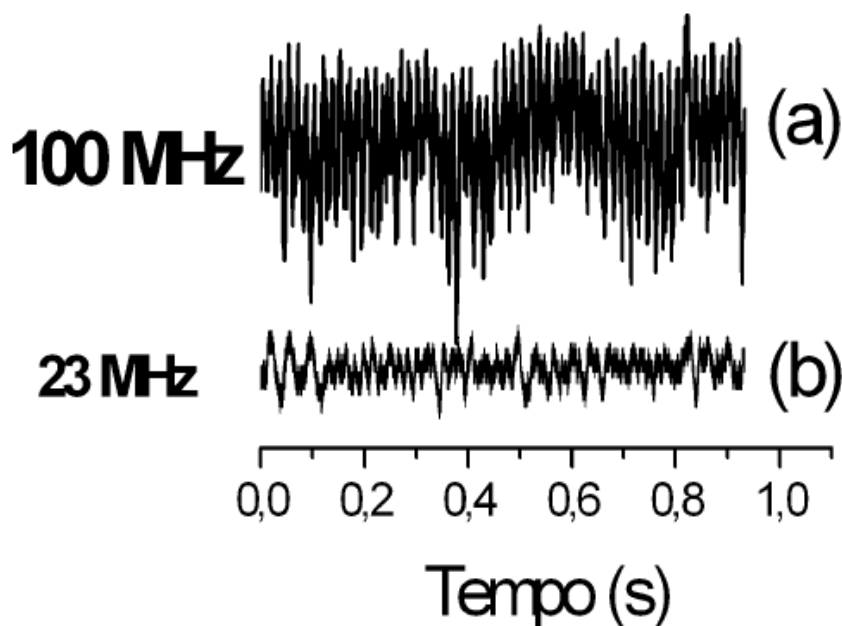


Figura 2.9: Deriva do laser na frequência de emissão de um laser de diodo. (a) Laser livre e (b) Laser sob realimentação ótica dependente da frequência [10].

Para a situação em que o laser não foi submetido à realimentação ótica filtrada, encontra-se uma largura média na frequência ótica de aproximadamente 100 MHz, que passa a ser de 23 MHz. Comparando-se os dois espectros de larguras médias em frequência (eixo vertical na Figura 2.9), pode-se concluir que com o uso da realimentação ótica ortogonal filtrada, consegue-se uma diminuição das flutuações na frequência de emissão de um laser de diodo por um fator de 4 [10]. Esse fator pode ser melhorado, controlando-se a inclinação do flanco do pico do filtro espectral e otimizando-se o nível de realimentação.

2.3.4: Biestabilidade Ótica em Frequência

Nessa seção apresentamos as primeiras observações de biestabilidade na frequência ótica para um único modo (intra-modal, a biestabilidade observada ocorre entre duas frequências dentro de um mesmo modo) e em um nível constante de intensidade de um laser semiconductor, ou seja, biestabilidade ótica exclusivamente em frequência [11], realizadas no Laboratório de Física Atômica e Lasers do DF/UFPB. O arranjo experimental é essencialmente o mesmo da Figura 2.7, utilizado para a estabilização de frequência e redução da largura de linha.

2.3.4.1: Histerese nos espectros do laser de diodo sob realimentação ótica ortogonal filtrada

Vimos anteriormente à reposta espectral de um laser de diodo quando submetido à realimentação ótica com polarização ortogonal [10]. Naquelas experiências, a varredura da corrente de injeção do laser é realizada em um único sentido. Quando se faz a varredura da corrente do laser no sentido crescente e decrescente observamos um ciclo de histerese na resposta espectral do laser (Figura 2.10(c)) devido a seu acoplamento à realimentação ótica com polarização ortogonal filtrada pela linha atômica.

O acoplamento do laser com realimentação ótica faz com que na resposta espectral do laser o perfil de absorção seja percorrido em caminhos distintos (como indicado pelas setas na Figura 2.10(c)) a depender do sentido da varredura da frequência livre (frequência do laser sem realimentação). Isto ocorre porque o laser encontra a região de instabilidade espectral [12] em diferentes valores da frequência livre, dependendo do sentido da varredura do laser. Uma consequência dessa histerese é a existência de biestabilidade.

Para o laser sem realimentação o perfil de absorção (Figura 2.10(a)), não apresenta nenhuma modificação em função da varredura da frequência livre.

A histerese observada é atribuída ao fato que a região de instabilidade espectral (região de derivada negativa do perfil de absorção para o laser livre) é atingida em diferentes valores da frequência livre dependendo do sentido da varredura. Para a varredura crescente da frequência livre (deslocamento para o azul) logo que o laser entra em ressonância a região instável é atingida e o laser percorre rapidamente algumas das frequências. Esse salto é executado pelo laser para evitar sua passagem pela região de instabilidade. Para a varredura decrescente da frequência livre (deslocamento para o vermelho) o laser ao entrar em ressonância encontra primeiramente a região estável para a frequência ótica. Nesta região a frequência do laser tende a fixar-se de maneira que qualquer deslocamento da mesma é contrabalançado pela realimentação ótica na cavidade do laser. Desta forma, para esse sentido da varredura a região de instabilidade é atingida em um valor da frequência livre diferente do observado no outro sentido da varredura.

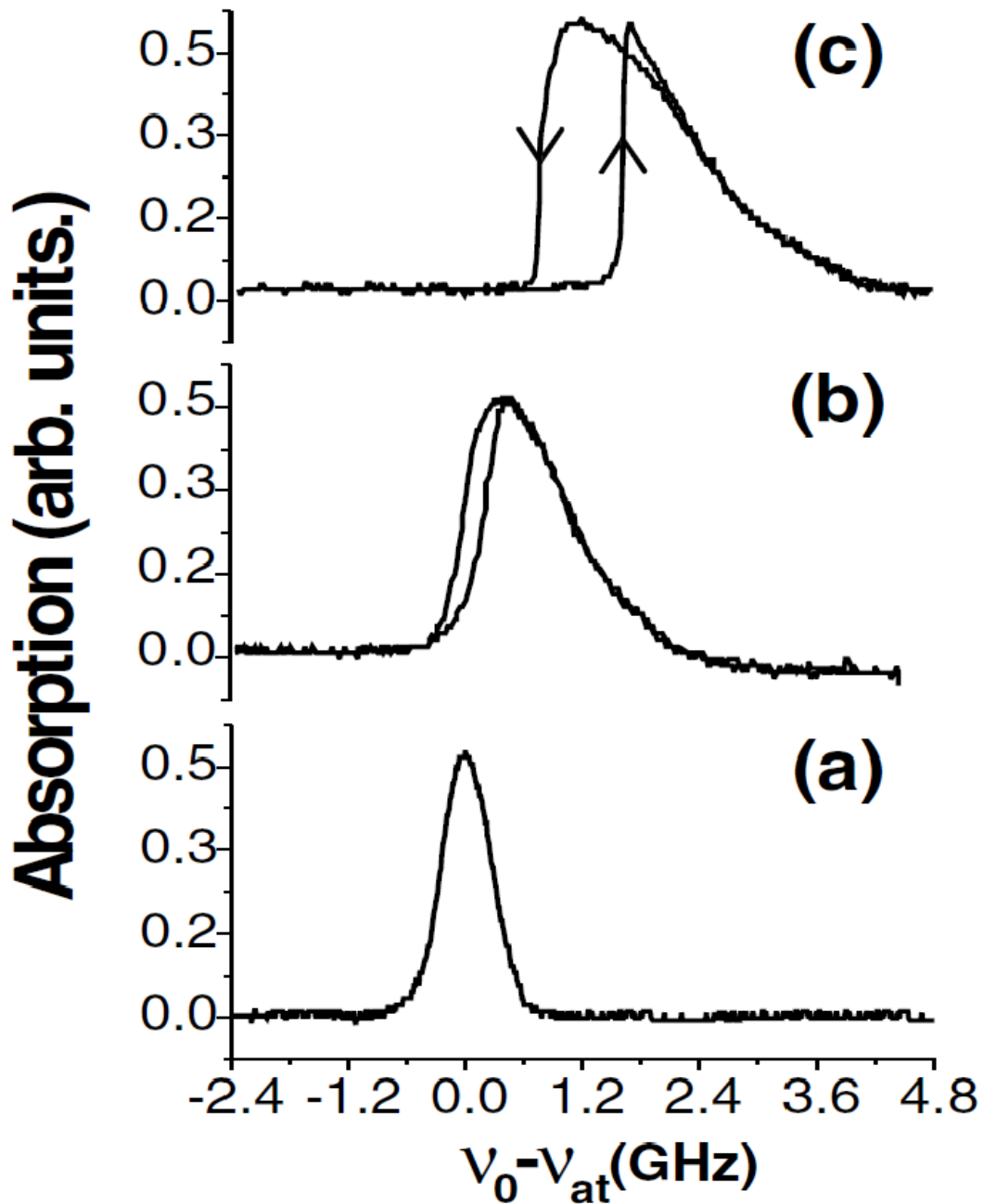


Figura 2.10: Transmissão laser através do filtro atômico (Linha D_2 do césio). (a) Perfil de absorção Doppler da linha D_2 do césio, laser livre; (b) e (c) Perfil de absorção Doppler da linha D_2 do césio com o laser realimentado para diferentes potências de realimentação: (b) $\kappa_0=5.81 \times 10^{-3}$; (c) $\kappa_0=3.43 \times 10^{-2}$. Em (c) observa-se o ciclo de histerese. As setas indicam o sentido da varredura da frequência livre.

Ainda na Figura 2.10 podemos observar o comportamento do ciclo de histerese com a potência de realimentação. No primeiro espectro, de baixo para cima, temos o espectro de emissão da linha D_2 do césio para o laser sem realimentação, ou seja, o espectro livre do filtro atômico. O que vemos nesse

espectro é a superposição de três linhas Doppler, resultado da convolução dos espectros dos três níveis hiperfinos do estado $6P_{3/2}$. Podemos aproximar essa curva por um perfil gaussiano (equação (2.3)).

Com o aumento da potência de realimentação, a frequência de emissão diminui e a largura da histerese muda (controlada através do nível de realimentação κ_0 e do coeficiente de absorção ϵ). Desse modo a ressonância ocorre para um valor de corrente menor, em um correspondente valor maior da frequência do laser livre, e a forma de linha muda dramaticamente, como podemos observar nos espectros (b) e (c) da Figura 2.10. O sinal da derivada do espectro de absorção determina a resposta do laser à realimentação ortogonal, de tal modo que se varrendo o flanco de derivada positiva da absorção tem-se instabilidade e o flanco de derivada negativa, estabilidade [10]. As medidas aqui reportadas foram feitas em valores de corrente maiores que duas vezes o valor da corrente de limiar, onde não se espera modulações de amplitude induzidas por realimentação ortogonal [20]. A varredura de ida e volta permite a observação do ciclo histerético mostrado na Figura 2.10. Nesse regime a potência do laser é praticamente constante e os ruídos em amplitude e frequência são comparáveis aos do laser livre, isto é, sem um discriminador de frequência não podemos distinguir entre esses dois estados desta biestabilidade. Também não há modificação observável na polarização de emissão, que poderia ser facilmente detectada na saída do laser, através do polarizador Glan- Foucault.

2.3.4.2: Modelo para interpretação da resposta histerética do laser

Como vimos na seção anterior, o laser tem sua frequência deslocada linearmente com a potência de realimentação (equação (2.1)). Então, das Equações (2.1) e (2.2), podemos escrever a frequência do laser com realimentação ortogonal filtrada como:

$$\nu = \nu_o - \beta\kappa_0[1 - \epsilon f(\nu)]P \quad (2.4)$$

Usando a equação (2.3), que expressa a forma de linha gaussiana do filtro espectral que modula a potência de realimentação, e subtraindo ν_{at} de ambos os lados, podemos reescrever a equação (2.4) como:

$$\nu_0 - \nu_{at} = \nu - \nu_{at} + \beta \kappa_0 [1 - \epsilon e^{-\alpha(\nu - \nu_{at})}] P \quad (2.5)$$

Na Figura 2.11 apresentamos a resposta espectral experimental do laser realimentado com o respectivo espectro teórico obtido através da Equação (2.5), utilizando-se um método gráfico. Nos dois espectros, como indicado pelas setas, a resposta do laser evolui de um ponto A, onde se inicia a varredura da frequência livre, para um ponto B, onde ocorre um salto para um maior valor de absorção no ponto C, evitando-se assim percorrer a região de instabilidade da frequência do laser. A partir do ponto C o sistema segue da região de estabilidade até findar o seu percurso para varredura crescente da frequência livre. O percurso inverso inicia-se no ponto D a partir do qual o sistema evolui até o ponto E de onde salta para o ramo inferior no ponto F (evitando novamente a região de instabilidade) de onde segue o percurso restante para a varredura decrescente da frequência livre.

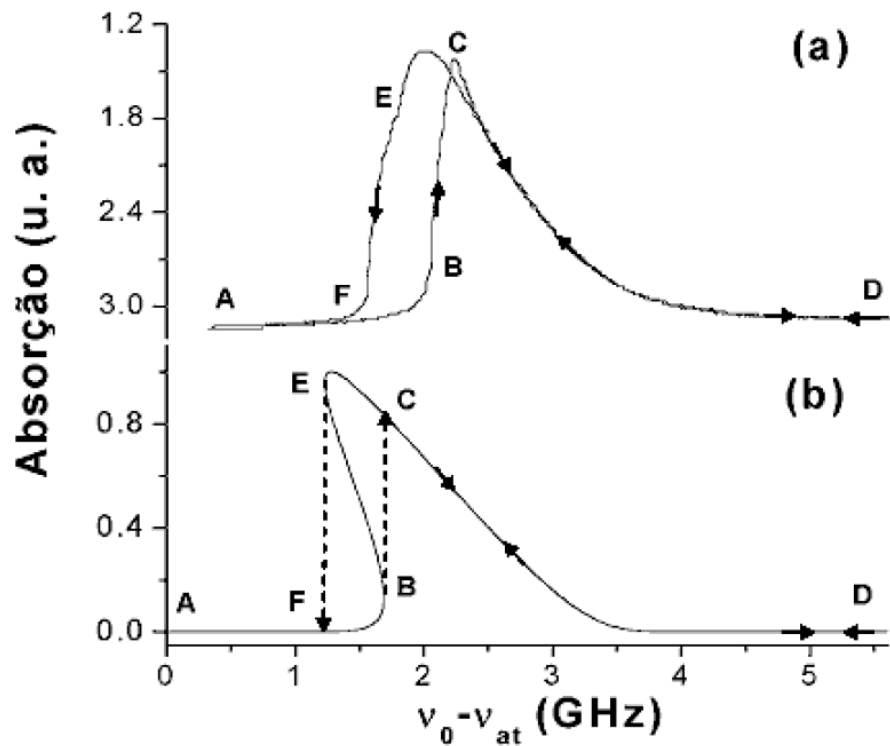


Figura 2.11: Resposta espectral do laser sob realimentação. (a) Espectro experimental, (b) Curva teórica.

Comparando-se as Figuras 2.11(a) e 2.11(b) podemos concluir que o espectro teórico obtido com o modelo descreve qualitativamente o espectro

experimental, bem como está quantitativamente muito próximo do mesmo. Note que o espectro teórico é obtido sem parâmetros de ajustes. Além disso, o perfil gaussiano atribuído ao filtro espectral na equação (2.3) não reproduz tão precisamente o perfil experimental. Isto demonstra um bom grau de precisão do modelo apresentado.

Fazendo o mapeamento da Equação (2.5) no espaço de frequências $\nu \times \nu_0$, determinou-se a frequência do laser com realimentação em função da frequência do laser livre (Figura 2.12).

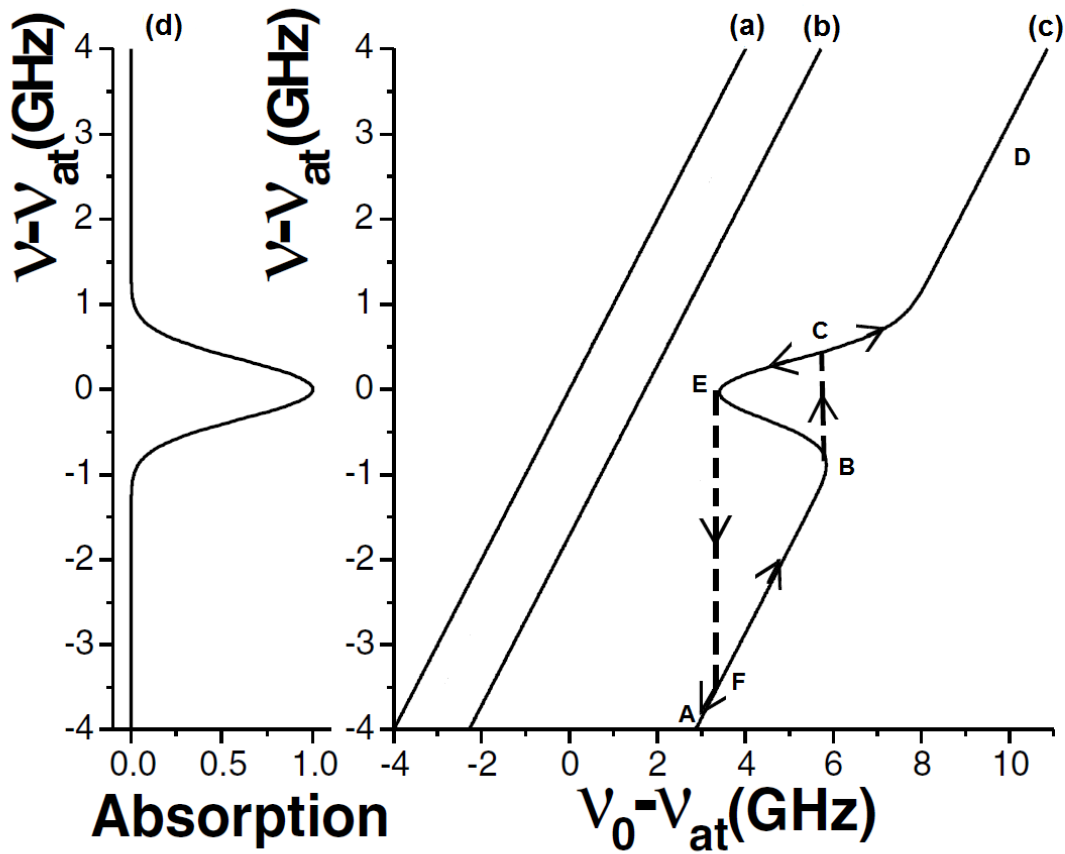


Figura 2.12: Frequência de emissão laser ν calculada como função da frequência livre ν_0 , para $\beta = 1.76\text{GHz}/\text{mW}$, $\alpha = 4.1\text{GHz}^2$. (a) Laser sem realimentação. (b) Laser com nível de realimentação constante $\kappa_0 = 2.5 \times 10^{-2}$ e $\epsilon = 0$. (c) Laser com realimentação óptica filtrada $\kappa_0 = 1 \times 10^{-1}$ e $\epsilon = 0.5$. (d) Perfil espectral do filtro.

Na Figura 2.12 está representada a evolução da frequência do laser com realimentação (ν) como função da frequência do laser livre (ν_0) para diferentes configurações dos parâmetros do sistema. Para facilitar a visualização desta

evolução foi inserido no eixo vertical do gráfico $\nu \times \nu_0$, a Figura 2.12(d) com um perfil gaussiano. A curva linear da Figura 2.12(a) representa a evolução da frequência do laser sem realimentação, ou seja, $\kappa = 0$ e $\nu = \nu_0$, onde tem-se uma reta com derivada unitária. Para um valor constante de realimentação diferente de zero $\kappa_0 = \kappa$ e $\epsilon = 0$ a curva linear é deslocada de uma quantidade constante $\beta\kappa_0 P$ (Figura 2.12(b)). Por fim, a curva da Figura 2.12(c) mostra a evolução de ν com ν_0 para o caso em que o laser está submetido à realimentação ótica ortogonal filtrada.

Os pontos A, B, C, D, E e F nesta curva são os mesmos pontos do perfil de absorção da Figura 2.11, porém no espaço $\nu \times \nu_0$. Na curva da Figura 2.12(c) vemos que a frequência do laser com realimentação segue uma linha reta no trajeto entre os pontos A e B, onde o sistema está fora da ressonância. No ponto B a frequência ótica encontra a região de instabilidade, que é evitada pelo laser e o mesmo “salta” do ponto B para C onde encontra novamente uma região de estabilidade. Do ponto C em diante a frequência acoplada segue sua evolução normal em função da frequência livre para o sentido crescente da varredura.

A partir do ponto D a frequência acoplada inicia sua evolução como função da frequência livre durante a varredura decrescente. A região de instabilidade é atingida no ponto E de onde a frequência do laser acoplado novamente salta para um ponto fora da região instável no ponto F. A biestabilidade da frequência do laser acoplado é claramente observada, uma vez que, para um único valor da frequência do laser livre temos dois possíveis valores da frequência do laser acoplado nas regiões entre os pontos B e F e C e E. Ou seja, para um mesmo conjunto de parâmetros físicos do sistema (corrente de injeção, temperatura, intensidade de realimentação, etc) ele apresenta duas possíveis respostas em frequência que dependem, única e exclusivamente, das condições iniciais. Este comportamento biestável tem origem no fato físico de que a frequência da emissão laser evita as regiões instáveis.

A biestabilidade ótica aqui descrita é a primeira observação de biestabilidade estritamente na frequência da emissão de um laser [13]. Isto ocorre porque, para a corrente de injeção do laser de duas vezes maior que a corrente de limiar, na qual o sistema entra em ressonância, não existem flutuações temporais na intensidade da emissão do laser, ou seja, temos uma emissão laser estável em amplitude.

2.3.5: Modelo de equações de taxa para a biestabilidade ótica em frequência

Nesta seção apresentaremos um modelo de equações de taxa que leva em conta efeitos térmicos e de saturação de ganho. Esse modelo prevê uma variação linear da frequência do laser com a intensidade da realimentação. As equações de taxa para descrever a biestabilidade ótica em frequência foram estabelecidas em 2007, pelo grupo com participação da professora Cristina Masoller [14]. Esse modelo permite estudar soluções temporais e, em particular, a transição entre dois estados coexistentes. Simulações numéricas desse modelo reproduzem bem a dinâmica previamente observada no laboratório. Previsões adicionais do modelo foram observadas em experiências posteriores.

As equações apresentadas abaixo (2.6), (2.7) e (2.8), descrevem a evolução do campo intra-cavidade com polarização TE, E , da densidade de portadores N , e da temperatura da junção T .

$$\frac{dE}{dt} = ik\theta + k(1 + i\alpha)(\Gamma G - 1)E \quad (2.6)$$

$$\frac{dN}{dt} = -\gamma_N[N - J + G(P + P_f)] \quad (2.7)$$

$$\frac{dT}{dt} = -\gamma_T[T - 1 - ZN - PJ^2] \quad (2.8)$$

As variáveis estão normalizadas de modo que E é uma grandeza adimensional, N está normalizada ao valor de transparência e T está normalizada à temperatura ambiente. E , N e T têm, respectivamente, taxas de decaimento k , γ_N e γ_T . P e P_f são as densidades de fótons com polarização TE e TM, respectivamente. Na equação (2.6), θ é uma dessintonização que varia linearmente com a temperatura:

$$\theta = \theta_0 - \varepsilon(T - 1), \quad (2.9)$$

onde ε é a intensidade do acoplamento entre o campo ótico e a temperatura. A equação (2.9) incorpora a dependência da refração com a temperatura, o que leva à

mudança das ressonâncias da cavidade. α é o fator de aumento da largura de linha, Γ é o fator de confinamento ótico na região ativa, e G o ganho. Na equação da densidade de portadores, a densidade de corrente é $J = \frac{I}{\gamma_N e N_0 V}$, com I a corrente de polarização, V o volume da região ativa, N_0 a densidade de transparência e e a carga do elétron. O termo P representa a densidade de fótons com polarização TE, $P(t) = |E(t)|^2$, e o termo P_f a densidade de fótons com polarização TM,

$$P_f(t) = \kappa |E(t - \tau)|^2, \quad (2.10)$$

onde κ é o coeficiente de realimentação e τ o tempo de atraso, calculado sabendo os valores para a velocidade da luz c e o tamanho da caminho percorrido pela luz laser antes de retornar na cavidade ótica, L :

$$\tau = \frac{c}{L}.$$

Quando um filtro sensível a freqüência é colocado no caminho do feixe de realimentação, a intensidade da realimentação depende da freqüência do campo retardado,

$$\kappa = \kappa_0 [1 - f(\omega_\tau)], \quad (2.11)$$

onde κ_0 quantifica a atenuação nos componentes óticos do circuito da realimentação quando ω_τ não é ressonante com o filtro.

Consideramos um ganho da forma:

$$G(N_0, P, P_f) = \frac{N - 1}{1 + \epsilon_1 P + \epsilon_2 P_f}, \quad (2.12)$$

onde ϵ_1 e ϵ_2 são os coeficientes de auto-saturação e de saturação cruzada, respectivamente. G é o ganho saturado. Para o caso em que $\epsilon_1 P, \epsilon_2 P_f \ll 1$, $G \sim (N - 1)$, o ganho varia linearmente com a densidade de portadores.

Em condições de estado estacionário, temos:

$$\Gamma G_0 = 1 \quad (2.13)$$

E da expressão do ganho saturado,

$$N_0 = N_{th} + \frac{(\epsilon_1 + \kappa\epsilon_2)P_0}{\Gamma} \quad (2.14)$$

onde $N_{th} = 1 + 1/\Gamma$ é número de portadores no limiar da emissão laser e a potência emitida pelo laser.

Nós agora vamos calcular a potência emitida e número de portadores no estado estacionário como função dos parâmetros do sistema sem reinjeção. Da equação de taxa para o número de portadores segue:

$$P_{sol} = \Gamma(J - N_{sol}) \quad (2.15)$$

De (2.14) escrevemos:

$$N_{sol} = N_{th} + \frac{\epsilon_1 P_{sol}}{\Gamma} \quad (2.16)$$

Substituindo (2.16) em (2.15):

$$P_{sol} = \Gamma \frac{(J - N_{th})}{1 + \epsilon_1} \quad (2.17)$$

Agora usando a equação de taxa para o número de portadores com realimentação temos:

$$P_0 = \Gamma \frac{(J - N_0)}{1 + \kappa} \quad (2.18)$$

Substituindo a equação (2.14) em (2.18):

$$P_0 = \Gamma \frac{\left(J - N_{th} - \frac{(\epsilon_1 + \kappa\epsilon_2)P_0}{\Gamma} \right)}{1 + \kappa} \quad (2.19)$$

Usando a equação (2.17) podemos reescrever a potência de emissão do laser em condições de estado estacionário com realimentação em termos da potência do laser “solitário”:

$$P_0 = \frac{P_{sol}}{1 + \kappa \frac{1 + \epsilon_2}{1 + \epsilon_1}} \quad (2.20)$$

Logo a potência de emissão do laser é reduzida devido à realimentação, que deve levar a uma redução na frequência de emissão laser.

A frequência de emissão laser é descrita por:

$$\omega = k\theta_0 - k\epsilon(ZN + Rf^2) \quad (2.21)$$

Para calcular o deslocamento em frequência devido a realimentação vamos calcular $\omega - \omega_{sol}$ na equação (2.21):

$$\omega - \omega_{sol} = -k\epsilon(N_0 - N_{sol}) \quad (2.22)$$

Substituindo (2.20) em (2.14):

$$N_0 = N_{th} + \frac{(\epsilon_1 + \kappa\epsilon_2)}{\Gamma} \frac{(1 + \epsilon_1)}{1 + \epsilon_1 + \kappa(1 + \epsilon_2)} P_{sol} \quad (2.23)$$

Agora, substituindo (2.23) e (2.16) temos que:

$$\omega - \omega_{sol} = -\frac{k\epsilon Z \kappa \epsilon_2}{\Gamma} |E_0|^2 \quad (2.24)$$

$$\omega - \omega_{sol} = -\frac{k\epsilon Z \epsilon_2}{\Gamma} P_f \quad (2.25)$$

Que é o deslocamento em frequência induzido pela realimentação ótica, onde

$$\beta = \frac{k\epsilon Z \epsilon_2}{2\pi\Gamma}. \quad (2.26)$$

E assim pode-se ver que o deslocamento em frequência varia linearmente com a potência de realimentação, P_f , concordando com as observações experimentais. Nota-se também que, na ausência de saturação ($\epsilon_1, \epsilon_2 \rightarrow 0$), a frequência de emissão seria independente da potência de realimentação.

Simulações numéricas usando o modelo e valores das constantes típicos para lasers semicondutores permitem a boa reprodução dos espectros experimentais, como mostrados a seguir (Figura 2.13).

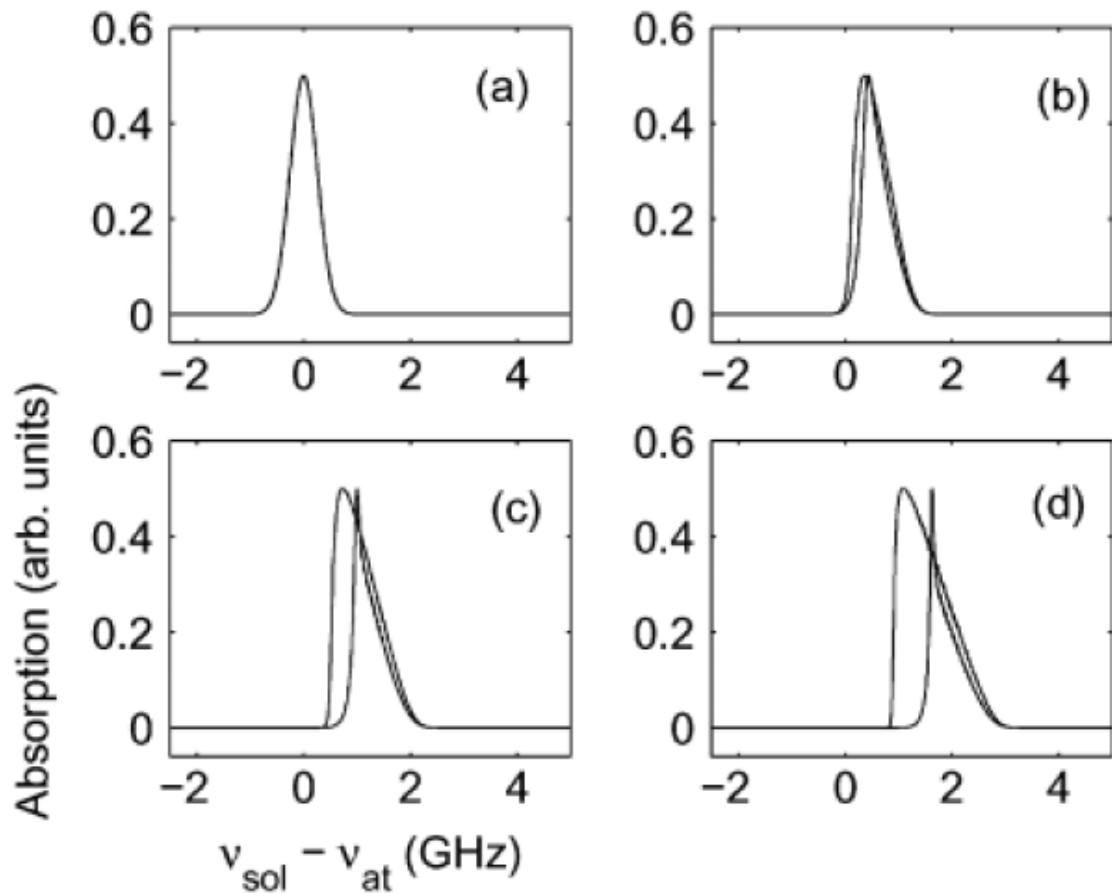


Figura 2.13: Absorção do filtro atômico versus frequência do laser sem realimentação para potências de realimentação crescentes (zero em (a)). Comparar com curvas experimentais na Figura 2.10.

Analisando os trabalhos realizados pelo grupo de Física Atômica e Laser nesses últimos anos, fomos motivados a utilizar, como filtro espectral uma outra linha atômica (Rb) e uma grade de difração em substituição à célula com vapor de césio. E estudar e caracterizar a dinâmica espectral para esse dois casos. Nos capítulos três e quatro apresentamos alguns resultados desenvolvidos neste período

de mestrado, mostrando inicialmente o trabalho com a linha atômica do rubídio e, posteriormente, a dinâmica em frequência observada para a grade de difração.

Referencias do Capítulo 2

- [1] V. I. Balykin, V. G. Minogin, and V. S. Letokhov, "Electromagnetic trapping of cold atoms," *Reports on Progress in Physics*, vol. 63, no. 9, p. 1429, 2000.
- [2] D. H. Yang, E. X. Li, L. M. Chen, B. Y. Huang, and Y. Q. Wang, "Experiment on optically pumped cesium beam frequency standard with sharp angle incidence probing laser beam," *Optics Communications*, vol. 84, p. 275, 1991.
- [3] C. E. Wieman and L. Hollberg, "Using diode lasers for atomic physics," *Review of Scientific Instruments*, vol. 62, pp. 1–20, Jan. 1991.
- [4] 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).
- [5] Laurent P., Clairon, A. and C. Bréant, "Frequency noise analysis of optically self-locked diode lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **25**, 1131 (1989).
- [6] M. W. Fleming and A. Mooradian, "Spectral characteristics of external cavity controlled semiconductor lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **17**, 44 (1981).
- [7] J. Harrison and A. Mooradian, "Linewidth and offset frequency locking of external cavity GaAlAs lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **25**, 44 (1989).
- [8] 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).
- [9] 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).

- [10] A. F. A. da Rocha, P. C. S. Segundo, M. Chevrollier, and M. Oriá, "Diode laser coupled to an atomic line by incoherent optical negative feedback," *Applied Physics Letters*, vol. 84, p. 179, Jan. 2004.
- [11] B. Farias, T. P. de Silans, M. Chevrollier, and M. Oriá, "Frequency bistability of a semiconductor laser under a frequency-dependent feedback," *Physical Review Letters*, vol. 94, pp. 173902–1, May 2005.
- [12] P. Pakdeevanich and M. J. Adams, "Switching powers for optical bistability in a semiconductor laser above and below threshold," *Optics Communications*, vol. 222, p. 195, 2000.
- [13] C. Yan, X. Wang, and J. G. McInerney, "Multistability in grating-tuned external-cavity semiconductor lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 32, p. 813, 1996.
- [14] C. Masoller, T. Sorrentino, M. Chevrollier, and M. Oriá, "Bistability in Semiconductor Lasers With Polarization-Rotated Frequency-Dependent Optical Feedback", *IEEE Journal of Electronics*, **43**, 3 (2007).
- [15] K. Otsuka and J. L. Chern, "High-speed picosecond pulse generation in semiconductor lasers with incoherent optical feedback," *Optics Letters*, vol. 16, no. 22, pp. 1759–1761, 1991.
- [16] D. Cheng, T. C. Yen, E. C. Liu, and K. L. Chuang, "High-speed picoseconds pulse generation in semiconductor lasers with incoherent optical feedback," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, p. 1435, 2004.
- [17] F. Rogister, A. Locquet, D. Pieroux, M. Sciamanna, O. Deparis, P. M´egret, and M. Blondel, "Secure communication scheme using chaotic laser diodes subject to incoherent optical feedback and incoherent optical injection," *Optics Letters*, vol. 26, no. 19, pp. 1486–1488, 2001.

- [18] A. Uchida, T. Matsuura, S. Kinugawa, and S. Yoshimori, "Synchronization of chaos in microchip lasers by using incoherent feedback," *Physical Review E*, vol. 65, no. 6, p. 066212, 2001.
- [19] F. Rogister, D. Pieroux, M. Sciamanna, P. Mégret, and M. Blondel, "Anticipating synchronization of two chaotic laser diodes by incoherent optical coupling and its application to secure communications," *Optics Communications*, vol. 207, pp. 295–306, June 2002.
- [20] 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*, vol. 68, p. 033811, 2003.

Capítulo 3: Análise da dinâmica e estabilização em frequência de laser semiconductor sob realimentação ótica ortogonal filtrada por vapor atômico de Rb

Neste capítulo descrevemos e discutimos a dinâmica em frequência de um laser semiconductor sob realimentação ótica ortogonal filtrada por um vapor atômico de rubídio. Na primeira seção caracterizamos a resposta linear da frequência do laser semiconductor à realimentação ótica ortogonal. Na seção seguinte vamos medir e analisar as curvas de absorção do Rb com e sem realimentação ótica. A dinâmica em frequência usando o vapor atômico de rubídio como filtro espectral na realimentação será descrita na terceira seção. Ainda nesta seção descrevemos o travamento do laser no flanco de estabilidade de uma das linhas do rubídio, a observação e caracterização da redução do ruído em frequência do laser em função da potência de realimentação e da densidade de átomos na célula de Rb. Por fim, na quarta e última seção vamos escrever a equação que descreve a evolução temporal para a frequência, mostrar que a dinâmica em frequência é governada pela taxa de relaxação térmica do sistema e medir experimentalmente esse tempo térmico de resposta.

3.1: Linearidade da resposta espectral do laser à realimentação

Nesta seção nós caracterizamos a resposta do nosso laser semiconductor a uma realimentação ótica ortogonal. Lasers semicondutores, quando submetidos à realimentação ótica ortogonal, respondem linearmente em frequência em função da potência de realimentação, como descrito na equação abaixo:

$$\delta = \beta P_f, \tag{3.1}$$

onde: $\delta = \omega_0 - \omega$ corresponde à diferença entre a frequência do laser solitário (ω_0) e aquela com realimentação ortogonal (ω);

β é o coeficiente de proporcionalidade que relaciona a potência de realimentação com o deslocamento em frequência;

P_f é a potência de realimentação.

3.1.1: Funcionamento de um polarizador Glan- Foucault e comportamento dos modos TE e TM submetidos à realimentação ótica ortogonal

Vamos a seguir descrever brevemente um dispositivo ótico, um divisor polarizador que tem papel essencial na re-injeção ótica ortogonal.

Um prisma de Glan-Foucault é 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 3.1 mostra um esquema de um polarizador Glan-Foucault.

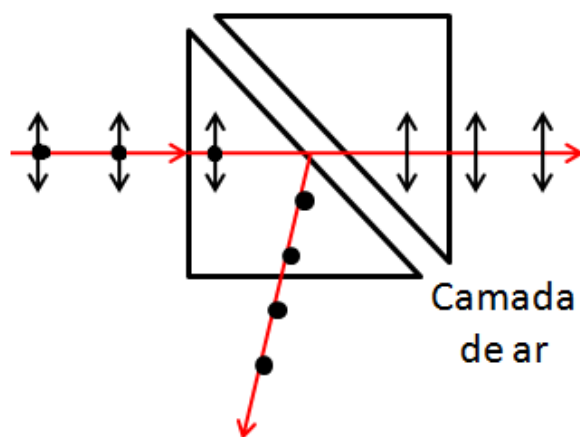


Figura 3.1: Um prisma de Glan-Foucault reflete (reflexão interna total na interface prisma /ar) a luz polarizada ortogonalmente ao plano de incidência, transmitindo a componente polarizada no plano de incidência (plano da folha nessa figura).

Uma das vantagens do prisma Glan-Foucault é que ele suporta altas densidades de energia (cerca de 100 watts/cm²) características de trabalho com laser de potência. Uma desvantagem é seu estreito campo de visão, de 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 / cm² (o que não constituiria uma limitação para nossos estudos de baixa potência). 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 pela face de ejeção.

A polarização do feixe de saída do laser é ligeiramente elíptica e a razão entre as intensidades nos dois eixos ortogonais ($\theta = I_o/I_p$, onde I_o é a intensidade do modo TE e I_p é a intensidade do modo TM) varia de laser para laser, mas essa razão é tipicamente superior a um fator 100.

O laser utilizado em nosso experimento foi estabilizado em corrente (110,94 mA) e temperatura (21,01°C), emitindo em torno de 780 nm. Antes de começarmos o estudo desse laser sob realimentação ótica, é particularmente importante alinharmos bem o feixe de saída. Nas experiências o feixe estava colimado para uma distância de mais de 4 m. Garantimos assim, que não tínhamos grandes problemas com a divergência do perfil do feixe, particularmente na re-injeção na cavidade laser, por que o comprimento total do circuito de realimentação da luz não excede 3 m.

3.1.2: Medida do coeficiente β versus a potência de realimentação

A montagem experimental está esquematizada na Figura 3.2. O laser é 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 antes de ser re-injetada na cavidade do laser.

3.1.2.1: Montagem experimental

O feixe colimado de saída do laser passa através de um polarizador Glan-Foucault que divide o feixe laser em dois, transmitindo o de maior intensidade com polarização paralela ao plano da montagem (TE) e refletindo na direção especular o

feixe de muito menor intensidade, cuja polarização é ortogonal a esse plano (TM). Em seguida o feixe TE atravessa um isolador ótico que evita retorno ótico (queremos evitar particularmente retorno coerente, com polarização TE) com polarização TE, proveniente, por exemplo, da cavidade Fabry-Pérot usada como analisador espectral. Seguindo o caminho ótico definido por espelhos, a radiação laser atravessa uma lâmina de meia onda que gira a polarização do feixe e, por fim, o polarizador Glan-Foucault permite que a luz laser polarizada ortogonalmente retorne no laser.

Um divisor de feixe calibrado ($R \sim 3\%$) inserido no caminho do feixe de realimentação permite enviar parte da luz da realimentação para um medidor de potência, que mede assim uma intensidade proporcional à da radiação injetada na cavidade. Parte do sinal de saída é enviada a um fotodetector acoplado a uma cavidade Fabry-Pérot, usada como analisador espectral da frequência ótica. Esse sinal de saída é visualizado (e adquirido digitalmente) através de um osciloscópio digital. Desta forma medimos o deslocamento em frequência como função da potência de realimentação, verificando a equação 3.1.

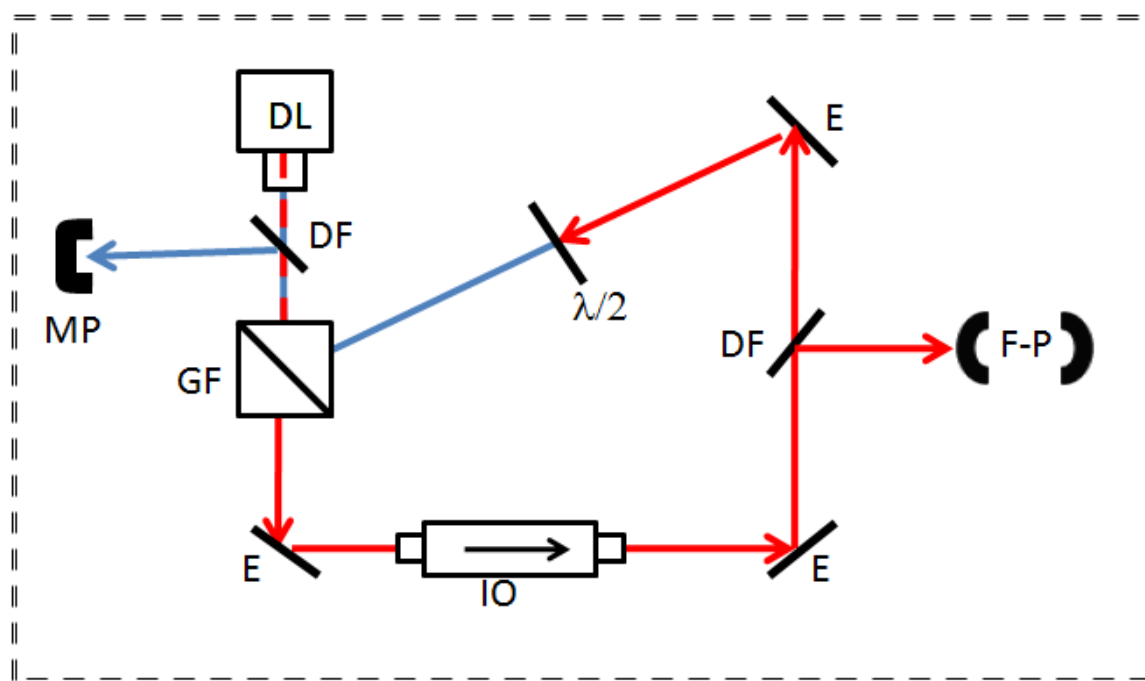


Figura 3.2: Montagem experimental da realimentação ótica ortogonal. A cor vermelha (azul) representa a polarização do feixe paralela (perpendicular) ao plano do arranjo. DL: Laser de diodo, GF: Polarizador Glan-Foucault, E: Espelho, IO: Isolador Ótico, DF: Divisor de Feixe, F-P: Analisador Fabry-Perot, $\lambda/2$: Lâmina de meia onda, MP: Medidor de Potência.

3.1.2.2: Resultados

O deslocamento em frequência depende do acoplamento efetivo do feixe re-injetado na junção laser, onde um bom alinhamento garante um maior nível de realimentação. De fato, não garantimos que toda a potência refletida pelo Glan-Foucault na direção laser se acopla na cavidade ótica do semiconductor. Porém, uma otimização sistemática é feita para cada alinhamento, de forma a garantir o valor máximo de β (ver equação 3.1) em cada experiência. Essa otimização do deslocamento em frequência para um dado alinhamento garante que o fator de acoplamento da realimentação ótica é o mesmo para todas as medidas realizadas. A curva do deslocamento em função da potência de realimentação está mostrada na Figura 3.3 e permite determinar $\beta = 1,08 \pm 0,05$ GHz/mW:

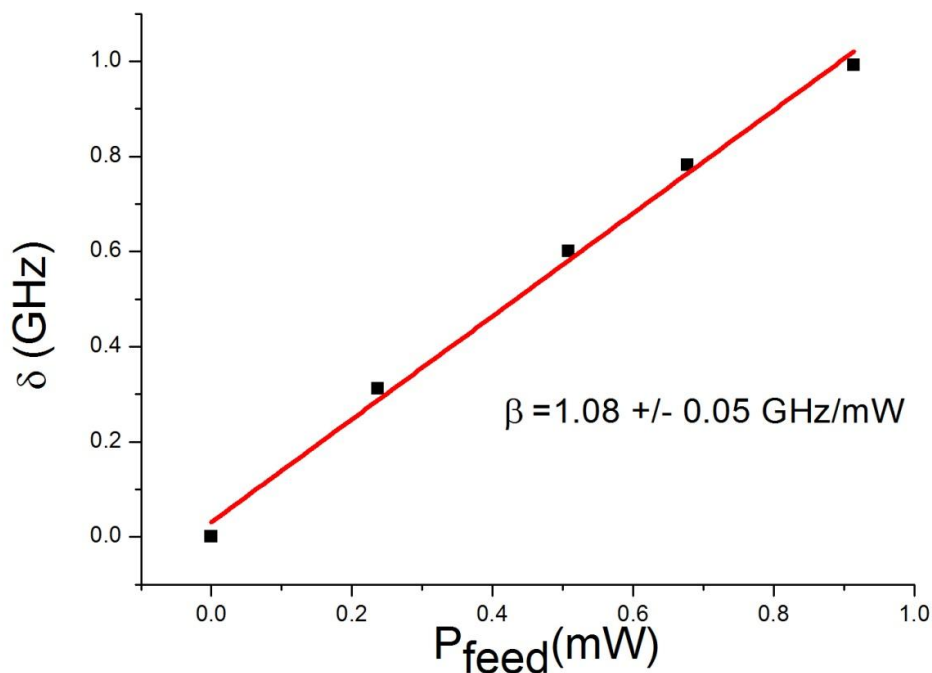


Figura 3.3: Deslocamento em frequência como função da potência de realimentação para o laser utilizado em nossos experimentos (Diodo Laser com cavidade tipo Fabry-Perot emitindo em torno da transição D2 do Rb a 780 nm).

3.2: Absorção espectral com e sem realimentação

3.2.1: Descrição da montagem experimental

Na montagem experimental da Figura 3.4, o laser de diodo monomodo, estabilizado em corrente e temperatura e emitindo em torno de 780 nm, é colocado em uma configuração tal que parte do feixe de saída passa por um filtro espectral (vapor atômico de rubídio). Desta forma, o nível de realimentação depende da própria frequência laser, o que torna possível a estabilização dessa frequência de emissão. Uma fração do feixe de realimentação é usada para analisar a resposta absorpsiva do filtro atômico através de um fotodetector. A potência da luz re-injetada na cavidade é controlada através de uma lâmina de atraso de fase meia onda colocada antes do polarizador e é então medida por um medidor de potência, que detecta uma fração calibrada do feixe de realimentação.

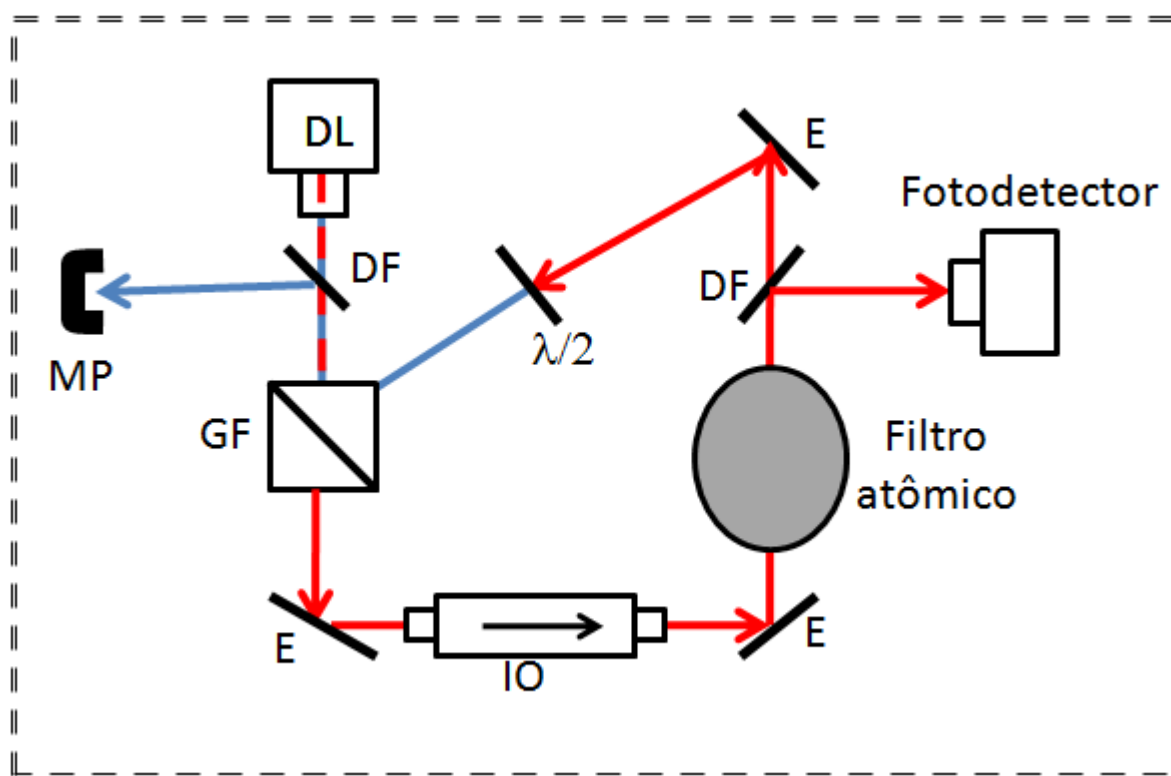


Figura 3.4: Esquema do arranjo experimental: Nesta configuração o fotodetector é utilizado para medir a absorção espectral do filtro atômico. A cor vermelha (azul) representa a polarização do feixe paralela (perpendicular) ao plano do arranjo. DL: laser de diodo, GF: Polarizador Glan- Foucault, E: Espelho, IO: Isolador Óptico, FD: Fotodetector, DF: Divisor de feixe, $\lambda/2$: Lâmina de meia onda, MP: Medidor de Potência.

3.2.2: Caracterização do filtro espectral: vapor atômico

Para realizarmos a estabilização em frequência de lasers semicondutores, como descrito na seção 2.3 do capítulo 2, precisamos que a resposta ΔP do filtro a uma variação $\Delta\delta$ da frequência do laser seja suficiente para deslocar a frequência de emissão de volta para seu valor original. Na prática, necessitamos que a potência de realimentação seja da ordem da intensidade de saída do laser, que corresponde a dezenas de mW. Com intensidades dessa ordem de grandeza incidentes em um vapor de Rb a temperatura ambiente, observamos a saturação do meio atômico e muito pouca absorção do feixe, ou seja, temos muito pouca resolução em uma varredura em torno da ressonância. Assim, para que possamos ter uma absorção significativa (>30%) pelo vapor atômico onde ocorra efetiva filtragem espectral do feixe de retorno à cavidade laser, surge a necessidade de trabalharmos com densidades atômicas mais altas, o que significa aquecer a célula ótica. De fato procuramos caracterizar a condição ótima de intensidade da realimentação e a curva espectral do filtro (derivada do flanco de estabilidade).

Estrutura Física

A célula ótica contendo vapor de rubídio tem formato cilíndrico com 5 cm de comprimento e 1 cm de raio. Para controlar a densidade de vapor na célula usamos um forno de zinco com janelas óticas constituído de duas partes, uma para aquecer o corpo da célula e outra para o reservatório.

As duas partes do forno são construídas utilizando-se elementos resistivos separados (fios de cobre que dissipam calor sob efeito Joule), permitindo que as temperaturas do corpo e do reservatório sejam controladas separadamente de forma a garantir que não existe condensação do alcalino nas janelas da célula. As temperaturas são tais que assegurem no corpo da célula a densidade atômica correspondente aproximadamente à pressão de vapor do reservatório. O corpo e o reservatório são aquecidos a temperaturas em torno de 83°C e 65°C, respectivamente, correspondendo a uma densidade atômica de aproximadamente $2,39 \times 10^{18}$ átomos/m³. Dado que a gota do Rb está no reservatório, é a temperatura

do reservatório que determina a pressão de vapor e, portanto a densidade de átomos no corpo da célula. Nestas condições (ver Figura 3.6a) pode-se atingir um nível de absorção no centro da maior linha ($F = 3 \rightarrow F'$ do ^{85}Rb) da transição D2 do Rb entre 30% e 50%, para as intensidades incidentes na célula, utilizadas na nossa experiência.

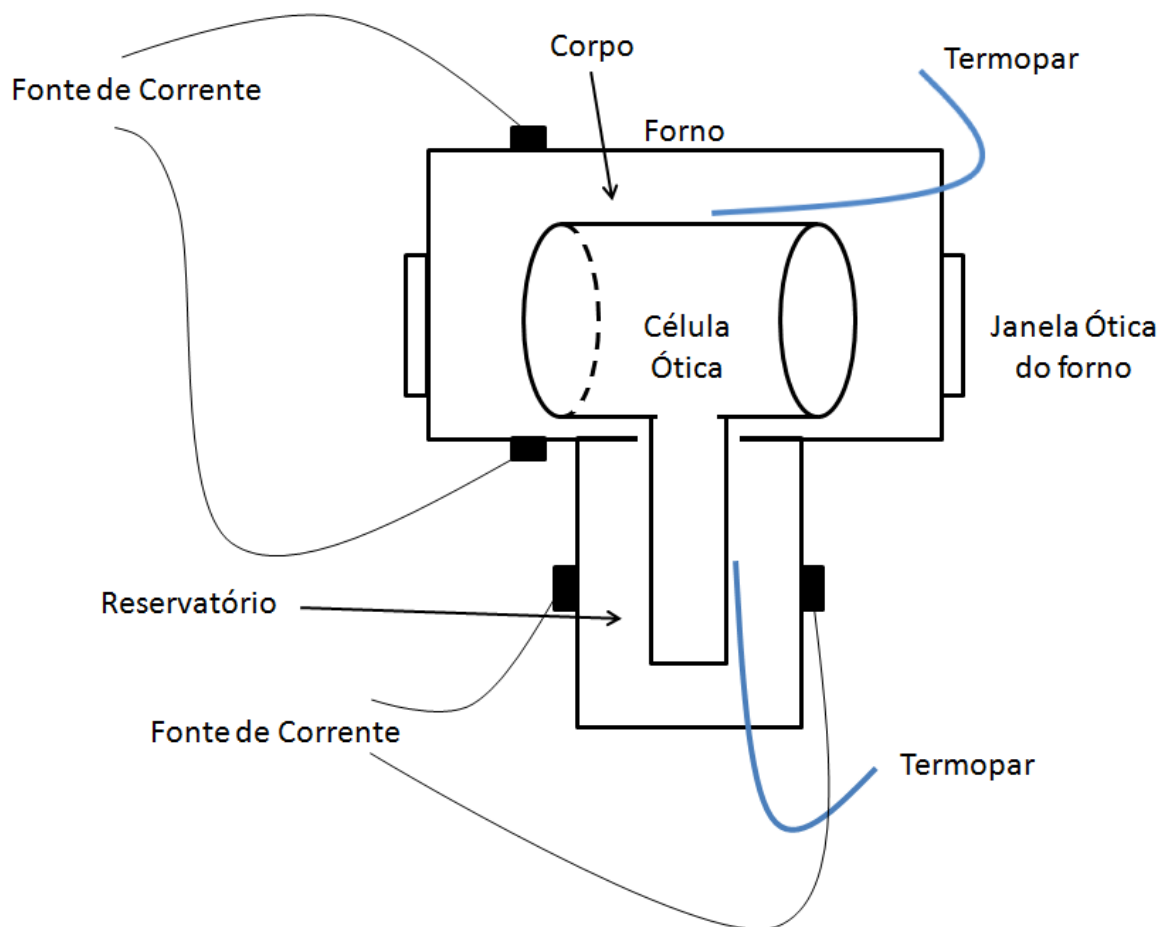


Figura 3.5: Sistema de aquecimento da célula ótica contendo vapor de Rb.

3.2.3: Curva de absorção

Apresentaremos aqui os resultados para a absorção da transição atômica do rubídio (ver Apêndice A) quando submetido ou não a realimentação ótica com polarização ortogonal. Os efeitos da realimentação ótica ortogonal podem ser observados nas curvas de absorção espectral

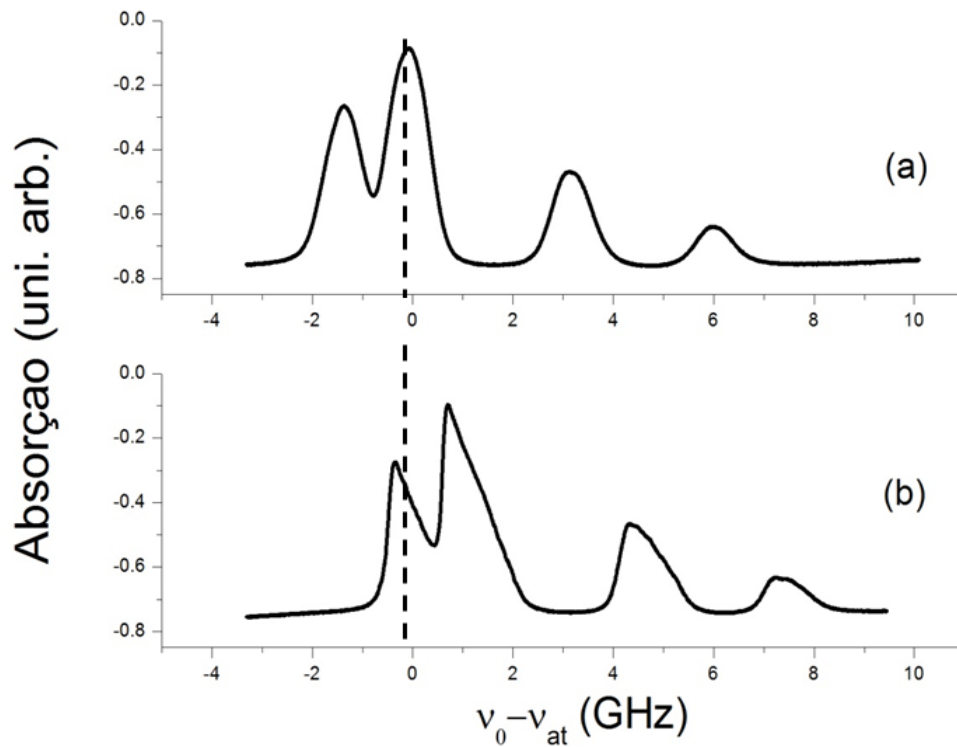


Figura 3.6: (a) Absorção sem realimentação e (b) Absorção com realimentação. Intensidade do feixe na célula $I = 0,9 \text{ mW}/(\text{mm})^2$, potência de realimentação fora da ressonância $P_f = 1,9 \text{ mW}$.

A Figura 3.6 mostra o espectro de absorção da linha D₂ do rubídio para o laser de diodo com e sem realimentação. Na Figura 3.6a podem ser vistas as quatro linhas Doppler correspondendo às transições a partir dos dois níveis hiperfinos para os dois isótopos do Rb (ver Apêndice A e Figura A2). Quando o laser é submetido à realimentação ótica com polarização ortogonal, o efeito produzido é facilmente observado na forma de um deslocamento do espectro em relação à absorção sem realimentação, além da mudança em todo o perfil da curva. Isso ocorre porque a realimentação altera a frequência de emissão do laser, fazendo com que a ressonância com o vapor seja obtida em valor de corrente diferente do solitário. Essa variação de corrente, e conseqüentemente de frequência, é negativa, ou seja, a frequência do laser é deslocada para um valor menor quando a potência reinjetada aumenta. Essa potência reinjetada é modulada pela absorção seletiva no vapor de rubídio: a potência diminui quando a absorção aumenta, e é máxima fora da ressonância. A variação de potência reinjetada resulta em uma variação da frequência de emissão do laser, que implica uma variação da absorção no vapor e então da potência reinjetada. Essa interdependência da potência reinjetada com a

freqüência de emissão, induzida pelo filtro espectral que constitui o vapor ressonante, resulta na aparição de flancos estáveis e de flancos instáveis no espectro de absorção (ver Capítulo 2, seção 2.3.3).

Na figura 3.6 observamos uma grande mudança na forma de linha da ressonância atômica: em um dos flancos podemos ver um salto no espectro devido ao fato dessa região ser de instabilidade para a freqüência: a realimentação positiva amplifica variações de freqüência do laser. Por outro lado, o flanco de derivada negativa apresenta uma forma de linha suave, que indica uma tendência do laser em permanecer na ressonância. Assim temos uma região de estabilidade para a freqüência do lado azul da ressonância atômica, onde variações da freqüência de emissão tendem a ser corrigidas pelo retorno filtrado.

3.3: Caracterização da estabilização da freqüência de emissão de um laser semiconductor sob realimentação ótica ortogonal filtrada

Nesta seção vamos quantificar o grau de estabilização da freqüência do laser e identificar sob quais condições isso pode ser otimizado em função dos parâmetros do sistema: a densidade atômica e o nível de potência de realimentação.

3.3.1: Montagem experimental

A configuração experimental aqui utilizada (Figura 3.7) é idêntica à mostrada na Figura 3.4 adicionando-se apenas uma cavidade Fabry-Pérot para análise espectral da radiação emitida. Um polarizador Glan-Foucault 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. Neste caso, a emissão laser é espectralmente analisada pela cavidade Fabry-Pérot após um isolador ótico para evitar realimentação coerente no laser. Uma célula de vapor ressonante de Rb aquecida é inserida no caminho do feixe de retorno para filtrar a potência re-injetada em função da freqüência 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.

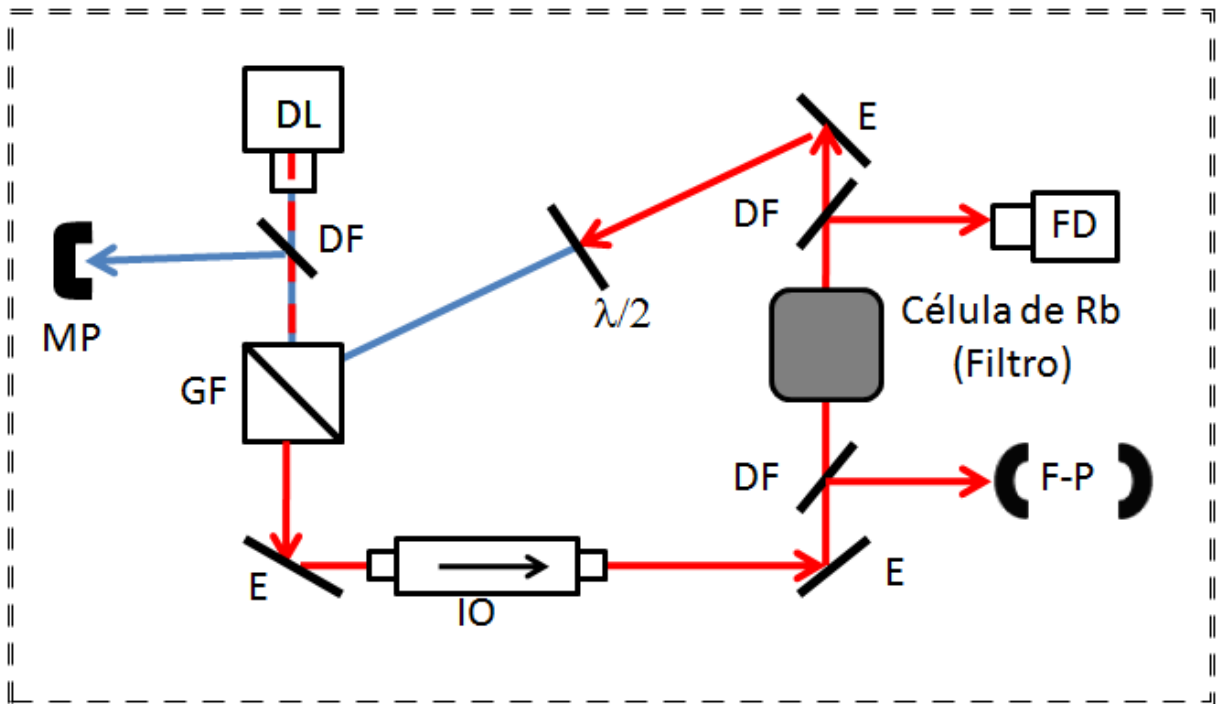


Figura 3.7: Esquema do arranjo experimental: Nesta configuração a cavidade Fabry-Pérot é utilizada como analisador espectral. As cores vermelha (azul) representa a polarização do feixe paralela (perpendicular) ao plano do arranjo. DL: laser de diodo, GF: Polarizador Glan- Foucault, E: Espelho, IO: Isolador Ótico, FD: Fotodetector, DF: Divisor de feixe, $\lambda/2$: Lâmina de meia onda, MP: Medidor de Potência.

Para fazermos essa caracterização medimos a largura de linha do laser, através da análise das flutuações de transmissão da cavidade Fabry-Pérot, com o laser “travado” à meia altura do máximo da linha D2 do rubídio no flanco de estabilidade. O pico de absorção usado para a análise da estabilização corresponde à transição $5S_{1/2}, F=3 \rightarrow 5P_{3/2}, F=2,3,4$ do ^{85}Rb .

As medidas da deriva na frequência de emissão laser foram feitas a flanco de um pico da cavidade Fabry-Pérot, pois nessa região podemos observar flutuações em intensidade devido a flutuações em frequência com uma relação aproximadamente linear (conversão AM-FM), que nos fornece uma maneira de determinar a amplitude das flutuações em frequência medindo flutuações em intensidade, como é ilustrado na Figura 3.8.

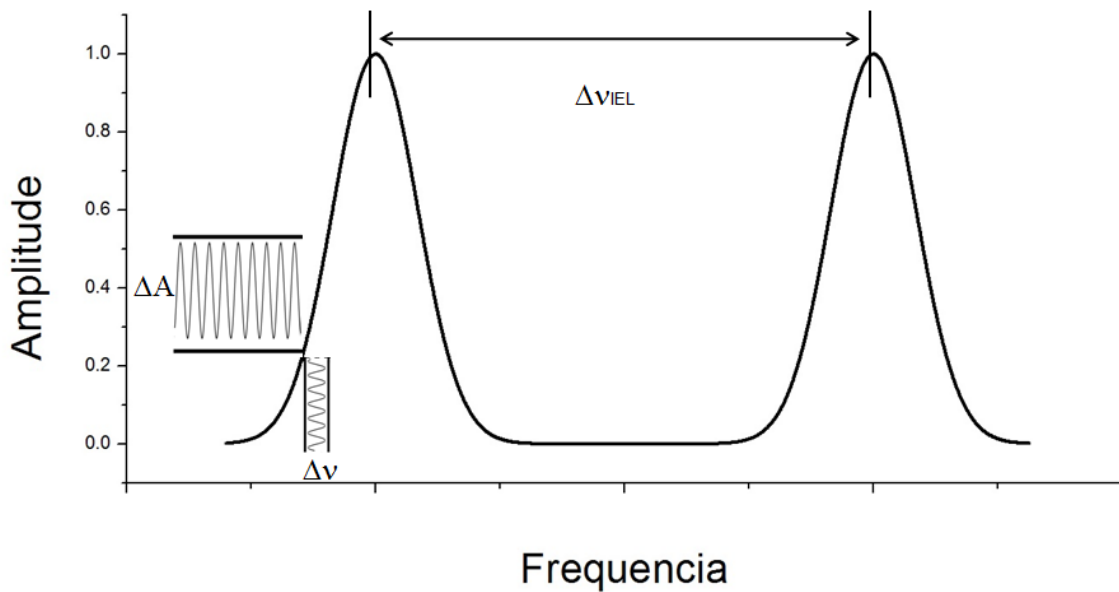


Figura 3.8: Picos do Fabry-Pérot usados para conversão AM-FM, onde $\Delta A \equiv$ modulação na amplitude e $\Delta \nu \equiv$ modulação na frequência. $\Delta \nu_{FEL}$ é o intervalo espectral livre, que vale 1 GHz para esse Fabry-Pérot e permite calibrar intervalos de frequência.

3.3.2: Resultados para a estabilização na frequência laser

Para caracterizarmos a redução das flutuações em frequência do semiconductor como função da potência de realimentação, nós colocamos o laser de diodo monomodo, estabilizado em corrente e temperatura, e emitindo em torno de 780 nm na configuração mostrada na figura 3.7, onde o corpo da célula e o reservatório estavam a uma temperatura de aproximadamente 83°C e 68°C, respectivamente. Com o laser nessa configuração medimos a amplitude do ruído em frequência para três diferentes níveis de realimentação.

Na figura 3.8 podemos observar a redução das flutuações em frequência, medidas a flanco de F-P, a medida que a potência de realimentação aumenta quando travamos o laser a meia altura do flanco de estabilidade do maior pico de absorção das quatro linhas do Rb (ver Figura 3.9). A estabilização em frequência ocorre quando aumentamos a potência da luz laser que retorna na cavidade ótica, de modo que o sinal de menor ruído é obtido mediante o uso de toda a potência disponível para fazer a realimentação, levando em conta a potência perdida no percurso.

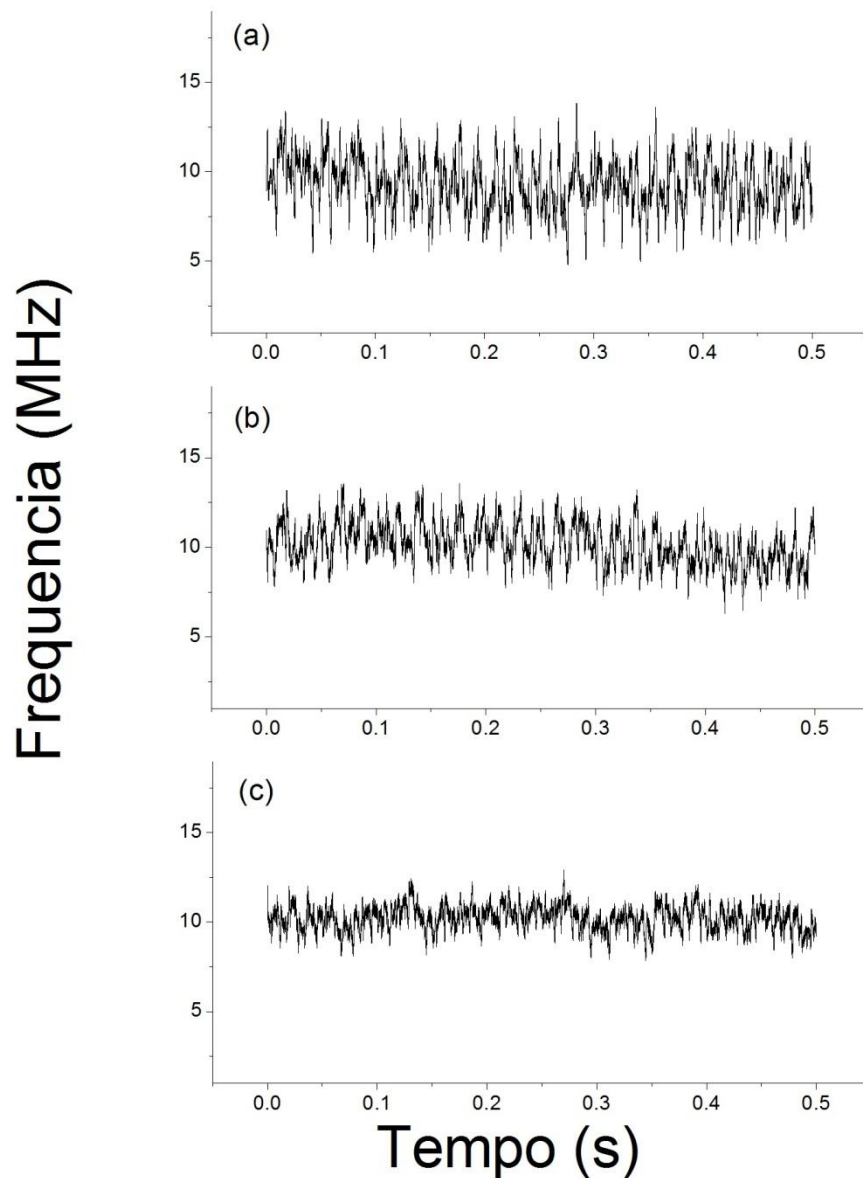


Figura 3.8: Flutuações da frequência de emissão do laser de diodo sob realimentação ótica com (a) 1,19 mW, (b) 2,27 mW e (c) 4 mW de potência no retorno

A Figura 3.10 é um gráfico do desvio padrão para as curvas (a), (b) e (c) da Figura 3.8 como função da porcentagem da potência de saída do laser que é re-injetada na cavidade ótica. Aqui podemos observar o que foi dito anteriormente, ou seja, à medida que aumentamos a potência de realimentação, as flutuações em frequência do laser diminuem, já que o desvio padrão nos dá uma medida da dispersão de uma distribuição estatística.

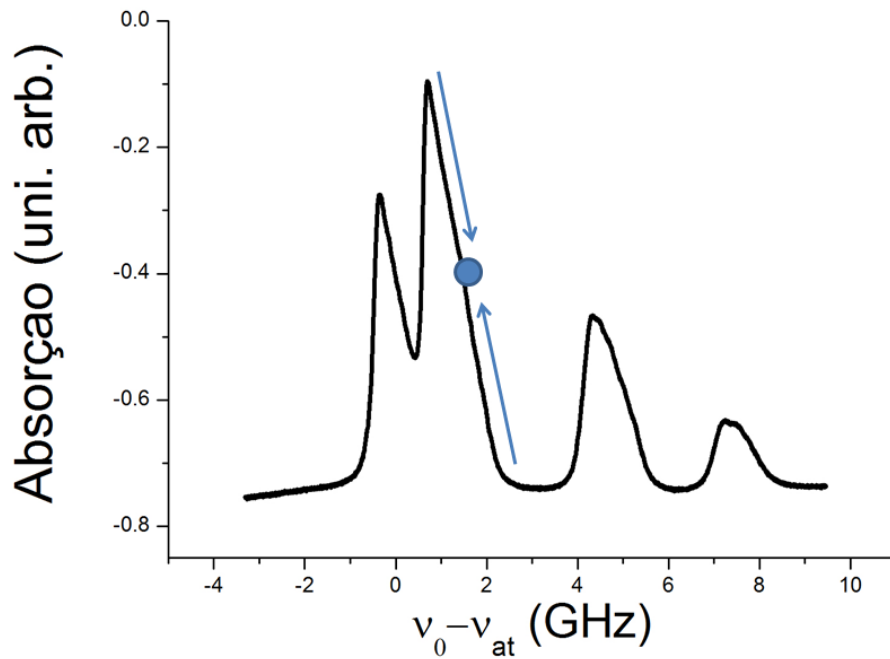


Figura 3.9: Ponto da curva de absorção usado para travamento da frequência laser para a redução das flutuações em frequência.

Outro parâmetro importante do sistema é a densidade de átomos na célula, pois é a amplitude da linha atômica que torna a intensidade do feixe de realimentação sensível a variações de frequência, possibilitando o processo de estabilização.

Para caracterizarmos o processo de estabilização em frequência como função da densidade atômica, nós variamos a temperatura do corpo e do reservatório da célula para três valores diferentes. Para cada um dos três valores de densidade atômica o laser foi travado a meia altura do flanco de estabilidade da transição $F = 3 \rightarrow F'$ da linha D_2 do ^{85}Rb .

A Figura 3.11 mostra as flutuações em frequência para quatro situações diferentes. Em (a) temos o laser livre, ou seja, essa é a medida da flutuação natural do semiconductor, em (b), (c) e (d) submetemos o laser de diodo a realimentação ótica ortogonal filtrada para diferentes valores da densidade atômica e medimos as flutuações em frequência para cada um dos casos.

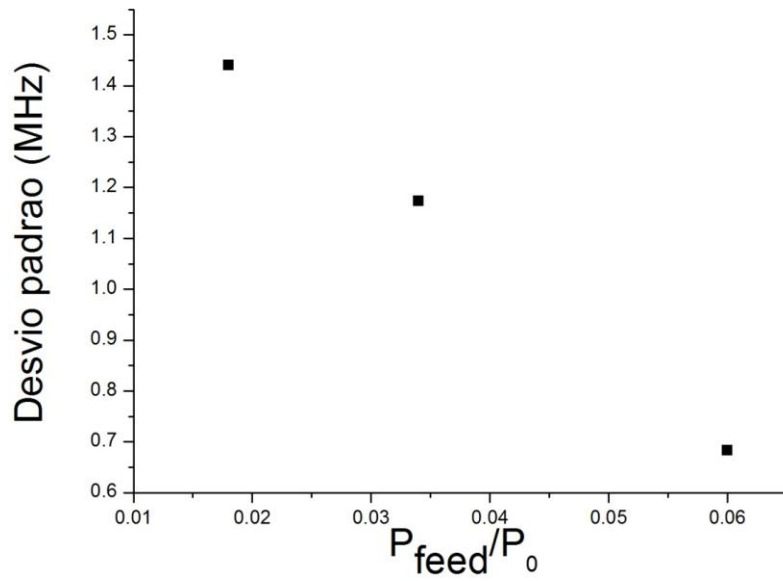


Figura 3.10: Desvio padrão com função da potência de realimentação, onde P_{feed} é a potencia que retorna na cavidade ótica e P_0 é a potência total de saída do laser.

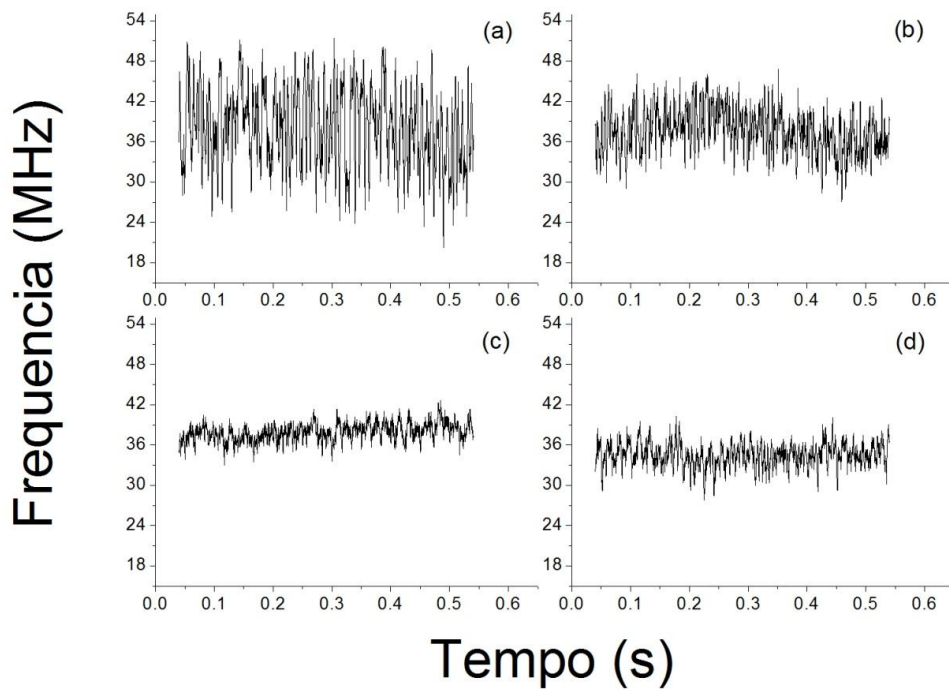


Figura 3.11: Deriva na freqüência de emissão do laser de diodo (a) sem realimentação ótica. Sob realimentação ótica (b) com 3.39×10^{17} átomos/ m^3 (c) com 2.39×10^{18} átomos/ m^3 e (d) com 2.30×10^{19} átomos/ m^3 .

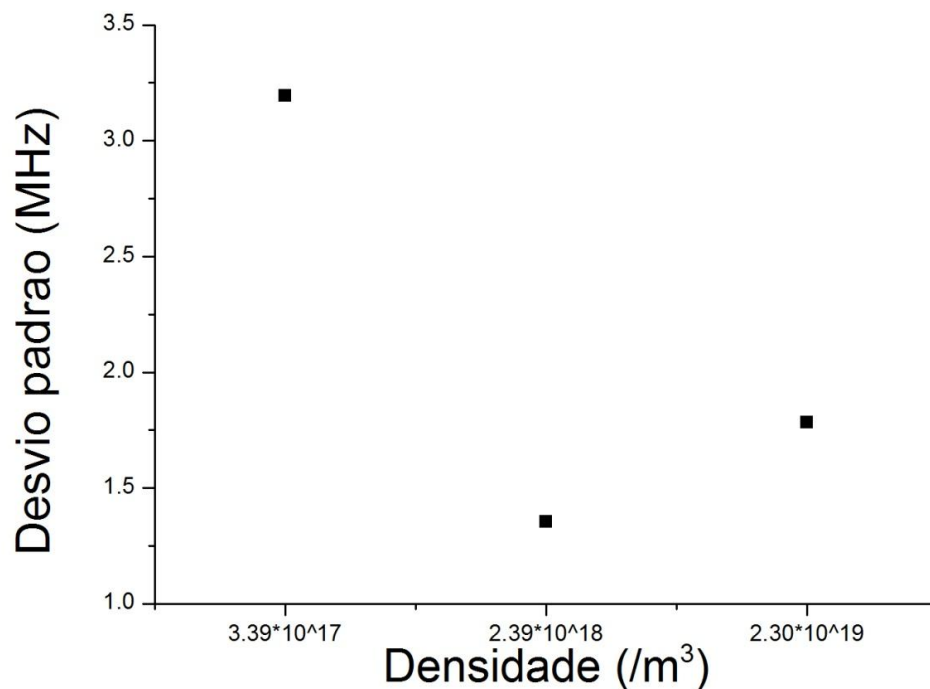


Figura 3.12: Desvio padrão como função da densidade atômica.

Ainda na Figura 3.11 podemos observar que o ruído espectral diminui até certo valor de densidade atômica, a partir desse ponto as flutuações em frequência voltam a crescer. Esse fato fica mais evidente na Figura 3.12, onde temos um gráfico de desvio padrão em função da densidade atômica. Como esperado, a amplitude das flutuações do laser diminui quando a densidade aumenta: o flanco vai ficando mais agudo e, portanto a resposta em frequência é maior. Porém, com aumento adicional da pressão (condição da curva 3.11d) a transmissão do feixe cai, o que reduz a reposta laser a realimentação. Devido a limitações da potência total disponível, essa intensidade não pode ser compensada, o que resulta em uma redução efetiva da ação do filtro.

3.4: Relaxação térmica

3.4.1: Equação para a dinâmica em frequência

A estabilização em frequência em lasers de diodo é possível graças à resposta do semicondutor a uma realimentação ótica ortogonal filtrada. Essa

dinâmica espectral é descrita analiticamente pela evolução temporal da frequência, que pode ser descrita através de equações de taxa para o campo E , a densidade de portadores N e a temperatura T da cavidade. As equações de taxa são (seção 2.3.5) [1]:

$$\frac{dE}{dt} = ik\theta E + k(1 + i\alpha)(\Gamma G - 1)E \quad (3.2)$$

$$\frac{dN}{dt} = -\gamma_N [N - J + G(P + P_f)] \quad (3.3)$$

$$\frac{dT}{dt} = -\gamma_T (T - 1 - ZN - PJ^2) \quad (3.4)$$

onde k , γ_N e γ_T são as taxas de decaimento do campo, da densidade de portadores e da temperatura respectivamente. P e P_f são as densidades de fótons com polarização TE e TM, respectivamente. Na equação (3.2), θ é uma dessintonização que varia linearmente com a temperatura, α é o fator de aumento da largura de linha, Γ é o fator de confinamento ótico na região ativa, G o ganho e J é a densidade de corrente. Lembramos da seção 2.3.5 que a solução estacionária com o ganho saturado, leva a uma variação linear da frequência do laser com a potência de realimentação (equação (2.25)).

$$\omega - \omega_{sol} = -\frac{k\epsilon Z\epsilon_2}{\Gamma} P_f.$$

Vamos nesta seção encontrar uma equação de evolução para a frequência do laser sob realimentação ortogonal, de maneira a poder descrever sua dinâmica temporal. Como as taxas de decaimento para o campo e o número de portadores são muito maiores que a taxa para a temperatura [1], essa dinâmica em frequência é governada por efeitos térmicos, mais lentos, de modo que negligenciamos transientes na evolução de E e N e consideramos seus valores estacionários E_0 e N_0 , o que nos leva a:

$$E(t) = E_0 e^{i\omega t} \quad (3.5)$$

$$N(t) = N_0 \quad (3.6)$$

mas mantemos a evolução temporal de T. Das equações (3.2) e (3.5) obtemos:

$$i\omega = k[i\theta + (1 + i\alpha)(\Gamma G_0 - 1)]$$

$$\Gamma G_0 = 1 \quad (3.7)$$

e

$$\omega = k\theta = k\theta_0 - k\epsilon(T - 1) \quad (3.8)$$

onde usamos a equação (2.9) e onde o índice subscrito denota o valor estacionário N_0 , E_0 , G_0 , etc. Vamos agora escrever a evolução temporal para a frequência ω . Da equação (3.8) temos:

$$\frac{d\omega}{dt} = -k\epsilon \frac{dT}{dt} \quad (3.9)$$

E da equação de taxa (3.4) para a temperatura, (3.9) pode ser escrita como:

$$\frac{d\omega}{dt} = k\epsilon\gamma_T [T - 1 - ZN - RJ^2] \quad (3.10)$$

De (3.8) podemos escrever

$$\frac{\omega_0 - \omega}{k\epsilon} = [T - 1] \quad (3.11)$$

onde $\omega_0 = k\theta_0$. Substituindo a equação (3.11) em (3.10) segue:

$$\frac{d\omega}{dt} = k\epsilon\gamma_T \left[\frac{\omega_0 - \omega}{k\epsilon} - ZN - RJ^2 \right]$$

$$\frac{d\omega}{dt} = \gamma_T [\omega_0 - \omega - k\epsilon ZN - k\epsilon RJ^2] \quad (3.12)$$

Para o laser livre de realimentação ótica, da equação (3.8) podemos escrever:

$$\omega_{sol} = \omega_0 - k\epsilon(ZN_{sol} + RJ^2) \quad (3.13)$$

Da equação de taxa para o número de portadores em estado estacionário com o laser “solitário” $N_{sol} = J - \frac{|E_0|^2_{sol}}{\Gamma}$, e substituindo em (3.13) temos:

$$\omega_{sol} = \omega_0 - k\epsilon \left(ZJ - Z \frac{|E_0|^2_{sol}}{\Gamma} + RJ^2 \right) \quad (3.14)$$

De maneira análoga o número de portadores em estado estacionário com o laser submetido à realimentação ótica $N = J - \frac{1+\kappa}{\Gamma} |E(\kappa)|^2$, e substituindo em (3.12) fica:

$$\frac{d\omega}{dt} = \gamma_T \left[\omega_0 - \omega - k\epsilon Z \left(J - \frac{1+\kappa}{\Gamma} |E(\kappa)|^2 \right) - k\epsilon RJ^2 \right] \quad (3.15)$$

$$\frac{d\omega}{dt} = \gamma_T \left[\omega_0 - \omega - k\epsilon ZJ + k\epsilon \frac{Z}{\Gamma} (1 + \kappa) |E(\kappa)|^2 - k\epsilon RJ^2 \right] \quad (3.16)$$

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

$$\frac{d\omega}{dt} = \gamma_T \left[\begin{array}{c} \omega_0 - \omega - k\epsilon ZJ + k\epsilon Z \frac{|E_0|^2_{sol}}{\Gamma} - k\epsilon Z \frac{|E_0|^2_{sol}}{\Gamma} + \\ k\epsilon \frac{Z}{\Gamma} (1 + \kappa) |E(\kappa)|^2 - k\epsilon RJ^2 \end{array} \right] \quad (3.17)$$

Usando a equação (3.14) podemos escrever a equação acima como:

$$\frac{d\omega}{dt} = \gamma_T \left[\omega_{sol} - \omega - k\epsilon Z \frac{|E_0|^2_{sol}}{\Gamma} + k\epsilon \frac{Z}{\Gamma} (1 + \kappa) |E(\kappa)|^2 \right] \quad (3.18)$$

Reagrupando os termos na equação acima ficamos com:

$$\frac{d\omega}{dt} = \gamma_T \left[\omega_{sol} - \omega - \frac{k\epsilon Z}{\Gamma} |E(\kappa)|^2 \left\{ \frac{|E_0|_{sol}^2}{|E(\kappa)|^2} - (1 + \kappa) \right\} \right] \quad (3.19)$$

Dada a expressão para o ganho saturado podemos escrever $\frac{|E_0|_{sol}^2}{|E(\kappa)|^2} = \frac{1+a+\kappa(1+a_f)}{1+a}$.

Reescrevendo a equação acima temos:

$$\frac{d\omega}{dt} = \gamma_T \left[\omega_{sol} - \omega - \frac{k\epsilon Z}{\Gamma} |E(\kappa)|^2 \left\{ \frac{1+a+\kappa(1+a_f)}{1+a} - (1 + \kappa) \right\} \right] \quad (3.20)$$

$$\frac{d\omega}{dt} = \gamma_T \left[\omega_{sol} - \omega - \frac{k\epsilon Z}{\Gamma(1+a)} |E(\kappa)|^2 \{ 1 + a + \kappa(1 + a_f) - (1 + a)(1 + \kappa) \} \right] \quad (3.21)$$

$$\frac{d\omega}{dt} = \gamma_T \left[\omega_{sol} - \omega - \frac{k\epsilon Z}{\Gamma(1+a)} |E(\kappa)|^2 \kappa (a_f - a) \right] \quad (3.22)$$

Que nos leva a:

$$\frac{d\omega}{dt} = \gamma_T [\omega_{sol} - \omega - 2\pi\beta P_f] \quad (3.23)$$

Onde

$$P_f = \kappa |E(\kappa)|^2$$

e

$$\beta = \frac{k\epsilon Z(a_f - a)}{2\pi\Gamma(1 + a)}$$

A equação (3.23) descreve a evolução da temporal da freqüência, o termo γ_T , como foi dito anteriormente, é a taxa de relaxação térmica do semiconductor e é ela

que dita o tempo de resposta do semiconductor a variações da intensidade da realimentação ótica.

3.4.2: Medida de γ_T

É usado em [1] um valor típico $\gamma_T = 0,005 \text{ ns}^{-1}$ para essa taxa de relaxação térmica. Nesta seção, vamos medir experimentalmente essa taxa de relaxação e comparar com o resultado teórico desse tempo da resposta térmica do laser.

Sabemos que, quando a frequência do laser é colocada no flanco de estabilidade de uma curva de absorção atômica, nós reduzimos a largura de linha do laser. Vamos, em nosso experimento, fazer uma pequena modulação de frequência variável na corrente do laser quando ele estiver travado nessa região. Esperamos observar um pico (ressonância) na amplitude da modulação quando a frequência da mesma coincidir com a taxa de resposta do semiconductor.

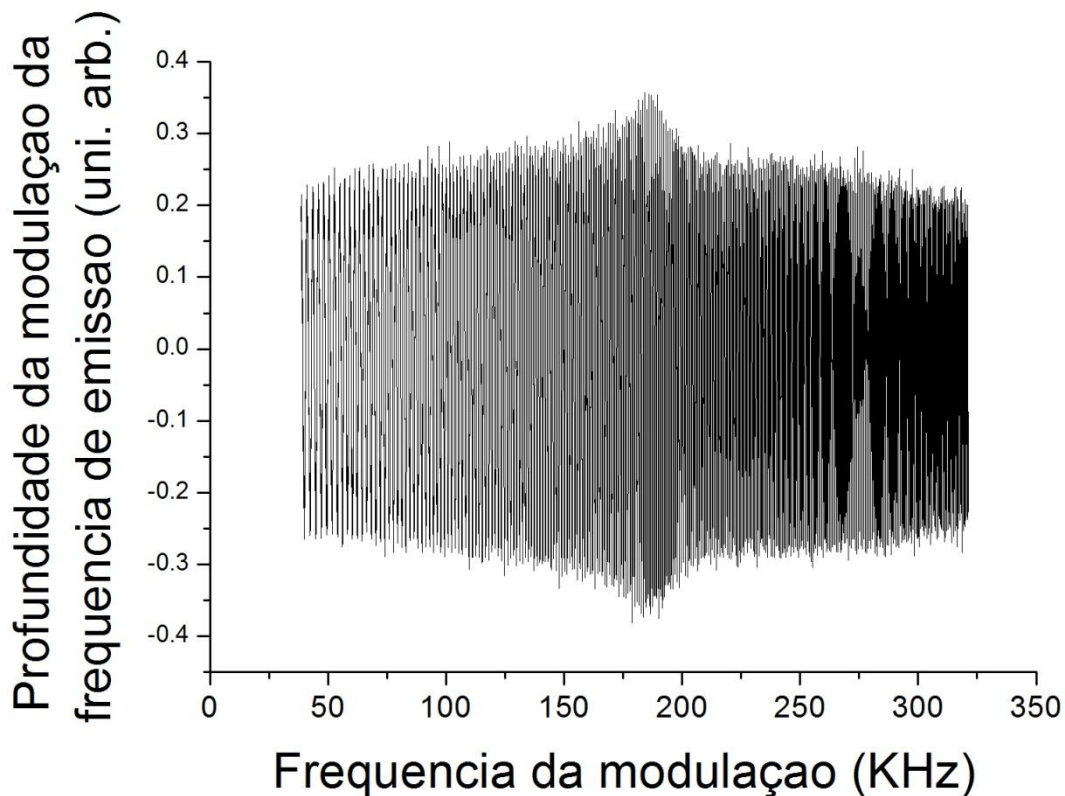


Figura 3.13: Intensidade da modulação em corrente como função da frequência.

A montagem experimental é a mesma descrita na Figura 3.7, onde o laser de diodo monomodo, estabilizado em corrente e temperatura, e emitindo em torno de 780 nm é colocado em uma configuração de modo que parte do feixe de saída passa por um filtro espectral (vapor atômico de rubídio), tornando possível a medida da taxa de relaxação térmica do sistema, e depois é re-injetado em sua cavidade. Uma fração do feixe da realimentação é usada para analisar a resposta absorviva do filtro atômico através de um fotodetector.

Um gerador de funções permite modular a corrente de alimentação do laser, gerando assim uma modulação da frequência de emissão deste. Após travarmos a frequência do laser a meia altura do flanco de derivada positiva do pico de absorção do rubídio, uma pequena modulação foi gerada na corrente do semiconductor e a frequência dessa modulação foi variada lentamente. A amplitude da modulação induzida na frequência de emissão é medida a flanco de Fabry-Pérot, onde é possível fazer a conversão FM-AM. A profundidade da modulação (gerador de função) é mantida constante, com valor igual a 15 mV (cerca de 120 MHz) que, quando aplicada na corrente de alimentação, produz uma resposta em amplitude (conversão AM-FM) de cerca de 25% da amplitude da absorção. Usando um osciloscópio, capturamos o sinal detectado na cavidade F-P e que pode ser visto na Figura 3.13.

Na figura 3.13 podemos observar um pico na profundidade da modulação da frequência de emissão, ou seja, na resposta do laser à perturbação periódica na corrente de injeção. Esse pico ocorre para uma frequência de modulação em torno de 180 kHz, $(\gamma_T)_{exp} \sim 0,2 \mu s^{-1}$ o que corresponde a um tempo característico $(\gamma_T)_{exp}^{-1} = 5,5 \pm 0,3 \mu s$. O valor usado no modelo teórico em [1] é $(\gamma_T)_{teor} \sim 5 \mu s^{-1}$, ou seja $(\gamma_T)_{teor}^{-1} = 0,2 \mu s$. Esse valor é usado em [1] como compromisso entre um valor típico para lasers semicondutores e a otimização do tempo de computação das curvas teóricas, mas é enfatizado que o valor de γ_T deve ser menor, o que de fato observamos.

Encontramos experimentalmente uma taxa de relaxação uma ordem de grandeza menor do que $(\gamma_T)_{teor}$. Seria importante interpretar os resultados experimentais obtidos no nosso estudo, usando o valor $(\gamma_T)_{exp} \sim 0,2 \mu s^{-1}$. A interpretação quantitativa dos nossos resultados experimentais representa então uma etapa natural da continuação do presente trabalho.

Referências do Capítulo 3

- [1] C. Masoller, T. Sorrentino, M. Chevrolier, and M. Oriá, “Bistability in Semiconductor Lasers With Polarization-Rotated Frequency-Dependent Optical Feedback”, *IEEE Journal of Electronics*, **43**, 3 (2007).

Capítulo 4: Dinâmica em frequência de um laser semiconductor sob realimentação ótica ortogonal, filtrada por uma grade de difração

Neste capítulo descrevemos e discutimos alguns resultados experimentais realizados com lasers de diodo sob realimentação ótica com polarização ortogonal ao campo laser. Utilizamos uma grade de difração como seletor em frequência (filtro na realimentação) com dupla motivação. Ao contrário da linha atômica (ver Capítulo 3) que tem ressonância bem definida pela transição atômica, a resposta da grade só depende do alinhamento. A largura espectral desse novo filtro é bem maior que a do filtro atômico. Aqui descrevemos então as medidas onde usamos uma grade de difração como filtro espectral na realimentação, observando o esperado deslocamento em frequência e um novo comportamento na frequência do laser semiconductor que utilizamos no experimento: oscilações multifrequência (talvez caótica) da frequência laser. Iniciamos caracterizando a curva de transmissão da grade de difração que foi introduzida em seguida no caminho do feixe de realimentação. Na terceira seção detalhamos o comportamento não esperado (modulação da frequência), estudando particularmente, sua dependência com a potência de realimentação. Por fim, na seção 4.4 mostramos medidas para a taxa dessas “oscilações”, procurando eventual componente dominante no seu espectro de frequências.

4.1: A grade de difração

Como a grade de difração é um elemento essencial na dinâmica da frequência do laser que estudamos nesse capítulo, vamos revisar alguns conceitos básicos sobre esse dispositivo. A grade de difração é um componente óptico com estrutura periódica (linhas), que refrata a luz em várias componentes que viajam em direções diferentes, como resultado de interferências múltiplas. As direções destas

componentes dependem do espaçamento entre linhas da grade e do comprimento de onda da luz.

A relação entre a separação entre as linhas e os ângulos do feixe incidente e difratado da luz é conhecida como a equação de grade [1].

$$d(\sin\theta_i + \sin\theta_m) = m\lambda \quad (4.1)$$

Aplicando o princípio Huygens-Fresnel, em que todo ponto de uma frente de onda inicial pode ser considerado como fonte pontual de ondas esféricas secundárias, formando uma nova frente de onda, obtemos a intensidade resultante. Ou seja, em qualquer ponto subsequente pode ser encontrado a nova amplitude, somando-se as contribuições das amplitudes de cada uma destas fontes pontuais individuais.

Para aplicações práticas, note que grades de difração têm um 'modo de ordem zero' (em que $m = 0$ na equação 4.1, acima), no qual a difração do raio de luz incidente se comporta-se de acordo com as leis da reflexão e refração de maneira análoga a um espelho ou a uma lente.

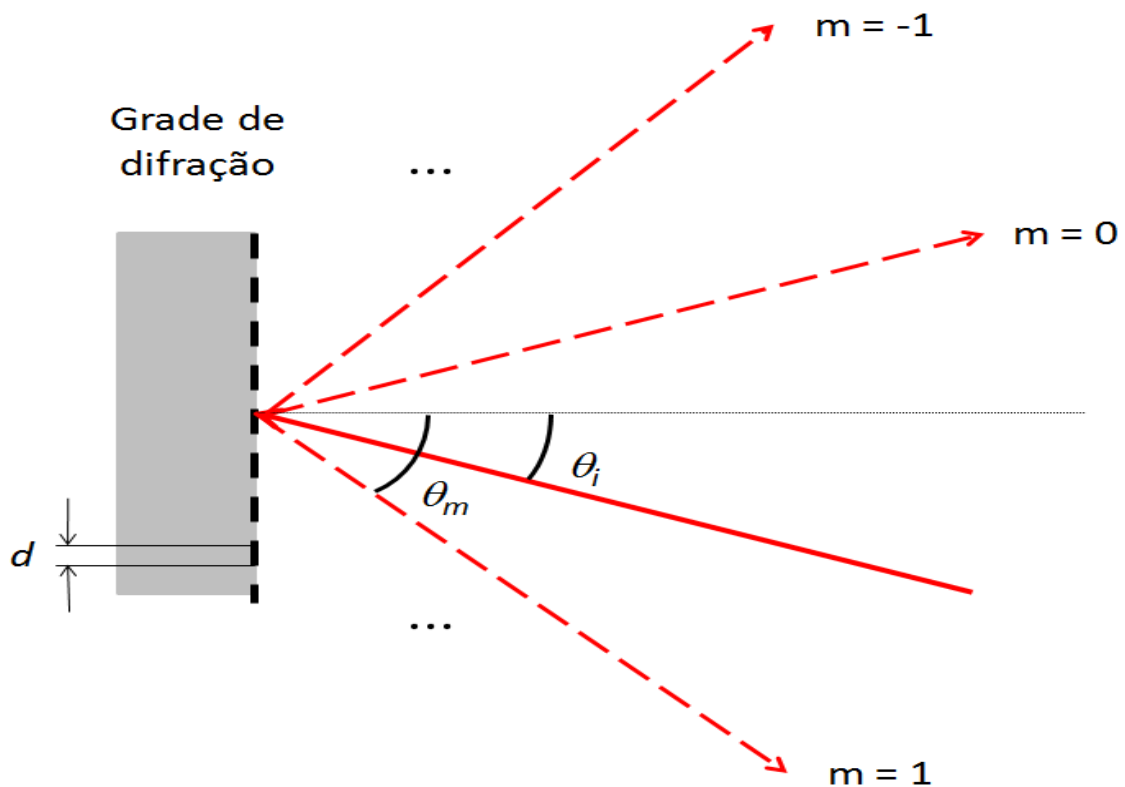


Figura 4.1: Ilustração da difração produzida por uma grade de difração com o espaçamento entre linhas igual a d .

Uma grade de difração pode ser descrita como um conjunto de fendas (linhas) espaçadas por uma distância d , que devem ser da mesma ordem de grandeza que o comprimento de onda de interesse, para causar difração apreciável. Quando uma onda plana de comprimento de onda λ incide na grade, cada fenda atua como uma fonte pontual a partir da qual a luz se propaga em todas as direções. A intensidade da radiação difratada em qualquer ponto do espaço é dada pelo efeito de interferência, ou seja, a soma das amplitudes de cada componente. Quando a diferença de caminho do ponto de observações e duas fontes separadas da distancia d é igual a:

$$\Delta l = \lambda \left(n + \frac{1}{2} \right) \quad (4.2)$$

(onde n é um número inteiro) as ondas estarão completamente fora de fase, criando assim pontos de interferência destrutiva (intensidade mínima). De maneira análoga, quando a diferença de caminho é um numero inteiro de comprimento de onda ($n\lambda$), as ondas estarão em fase, levando a interferência construtiva (Figura 4.1). Os máximos irão ocorrer em ângulos θ_m , que satisfazem a relação (4.1) onde θ_m é o ângulo entre o raio difratado e a direção normal ao plano da grade, d é a distância do centro de uma fenda para o centro da fenda adjacente, e m é um número inteiro que representa o modo de propagação de interesse (ordem).

4.2: Caracterização do filtro espectral

Antes de analisar e caracterizar a dinâmica espectral obtida para o laser sob realimentação ótica ortogonal filtrada pela grade de difração, vamos caracterizar esse filtro espectral a ser utilizado em nosso experimento. Ou seja, procuramos obter a curva de resposta espectral da grade para um certo ângulo de difração. A idéia aqui é usar como filtro espectral para a realimentação ortogonal um dispositivo que não imponha uma frequência de ressonância absoluta como a linha atômica. No caso da grade de difração a resposta a variações de frequência é dada por uma mudança espacial na direção do feixe difratado para os modos de ordem diferentes de zero, portanto mais fácil de trabalhar sem necessidade de sintonizar o laser em uma frequência absoluta.

Definindo-se uma direção usando uma abertura micrométrica ('pinhole') e uma lente, medimos a curva de transmissão da luz laser como função da frequência. Na experiência de realimentação a própria entrada da cavidade laser define o ângulo de difração.

4.2.1: Montagem experimental

A Figura 4.2 mostra a montagem experimental montada para caracterizar a curva de transmissão da luz laser através do pinhole como função da frequência livre. O laser utilizado, emitindo em 780nm, é estabilizado em corrente e temperatura e colocado em uma configuração tal que o feixe de saída passa por um polarizador tipo Glan-Foucault e um isolador ótico. Do isolador o feixe laser incide na grade de difração alinhada de modo que sua ordem $m = 1$ está em direção ao fotodetector (PD) para ser analisada. Essa montagem é feita estabelecendo para a grade um ângulo próximo daquele a ser usado quando da realimentação laser. Antes do fotodetector, o feixe laser passa por uma lente de distância focal igual a 5 cm que focaliza o feixe no centro do 'pinhole', simulando a seleção espacial da cavidade ótica na realimentação. Uma rampa é aplicada na corrente da junção, para produzir a varredura em frequência necessária e assim permitir a análise espectral do nosso filtro.

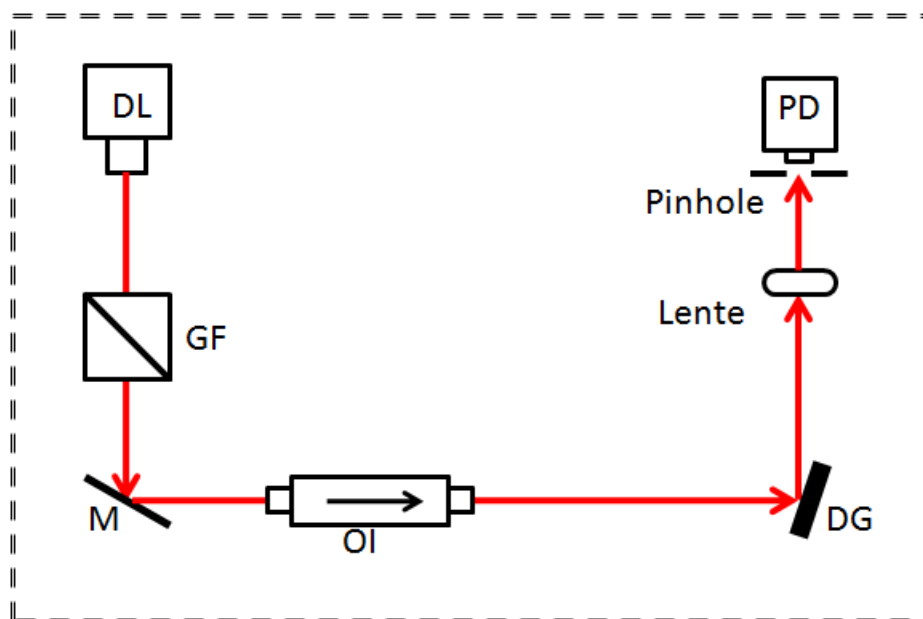


Figura 4.2: Montagem experimental para medir a curva de transmissão da luz laser por um pinhole. DL: Laser de diodo, GF: Polarizador Glan-Foucault, M: Espelho, IO: Isolador Ótico, DG: Grade de difração, PD: Fotodetector.

4.2.2: Medida da largura de linha da curva de transmissão

Apresentaremos a seguir (Figura 4.3) as medidas para a largura de linha do perfil de transmissão do feixe quando difratado por uma grade de difração laser de ordem $m=1$ como função da frequência livre do laser.

Para medirmos essa curva de transmissão submetemos o laser de diodo semiconductor a uma varredura na corrente. Usando um gerador de funções na entrada da fonte de corrente. Lembramos aqui que o laser responde linearmente a variações da corrente.

Como foi descrito anteriormente, os modos da grade de ordem diferentes de zero apresentam em suas direções de ejeção uma dependência com a frequência descrita pela equação (4.1). Então, a medida que variamos a frequência livre da luz laser a direção do feixe difratado muda e sua intensidade diminui, pois o feixe não mais se encontra devidamente alinhado com o “pinhole” devido a essas variações com a frequência. A Figura 4.3 mostra a curva de transmissão normalizada como função da frequência para uma grade de difração de 1800 linhas/mm, usando um pinhole de 5 μm para simular a cavidade laser.

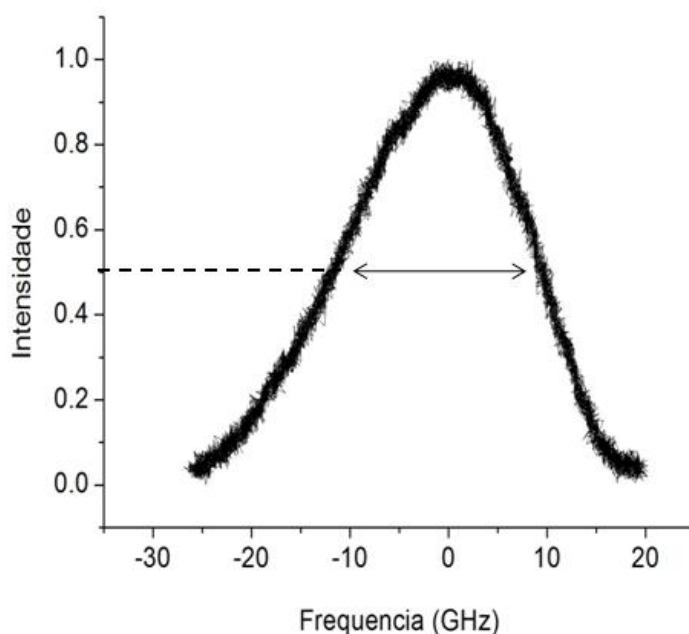


Figura 4.3: Curva de transmissão normalizada como função da frequência para uma grade de difração de 1800 linhas/mm.

Como podemos observar na Figura 4.3 a “forma de linha” da grade de difração é bem mais larga (cerca de 20 GHz) do que a de uma transição atômica (tipicamente de 1 GHz de largura Doppler), que gera a dinâmica descrita no capítulo anterior.

Nota-se ainda, que a curva de resposta da grade é de transmissão, ou seja, o sinal é inicialmente zero, cresce na “ressonância” com o sistema “espectrômetro” e decai em seguida. Lembramos que o filtro atômico atenua, na ressonância, o feixe transmitido através da célula ótica. Isso significa que os flancos de estabilidade e instabilidade ficam invertidos nas duas experiências.

4.3: Curvas de transmissão com (e sem) realimentação

Dadas as características da curva de transmissão mostrada na Figura 4.3, nós podemos usar a grade de difração para filtrar a realimentação e observar a resposta a esse filtro e eventualmente comparar com os resultados obtidos com o uso da linha atômica descritos anteriormente no (Capítulo 3).

4.3.1: Análise teórica para a curva de transmissão com realimentação filtrada

Para a curva de transmissão obtida na seção anterior vamos fazer uma aproximação de sua forma de linha por uma curva Gaussiana, para analisarmos analiticamente a resposta do laser a essa filtragem espectral. A potência que retorna na junção pode ser então escrita na forma (ver Capítulo 2):

$$P_f(\nu) = \kappa_0 \exp(-\alpha(\nu - \nu_{cent})^2) P \quad (4.3)$$

onde κ_0 é a fração da potência de saída que retorna na cavidade na ausência do filtro espectral, o fator α está associado a largura a meia altura da forma de linha, ν_{cent} é a frequência central de transmissão da grade, ou seja, onde a realimentação

é máxima. Lembramos que ν_{sol} é a frequência do laser sem realimentação como definido no capítulo 2. Neste caso,

$$\nu_{sol} - \nu_{cent} = \nu - \nu_{cent} + \beta\kappa_0 \exp(-\alpha(\nu - \nu_{cent})^2)P \quad (4.4)$$

Definindo-se $x = \nu - \nu_{cent}$ e $y = \nu_{sol} - \nu_{cent}$ as mudanças esperadas na forma de linha (aparecimento da histerese) ocorre quando os valores para a derivada dx/dy ficam negativos [1]. Os valores para que essa condição seja satisfeita são dados pela equação:

$$1 - 2\alpha\beta\kappa_0Px\exp(-\alpha x^2) < 0 \quad (4.5)$$

$$2\alpha\beta\kappa_0Px > \exp(-\alpha x^2) \quad (4.6)$$

O surgimento da histerese (aparecimento no lado de flanco instável) ocorre quando

$$2\alpha\beta\kappa_0P > e^{\frac{1}{2}}\sqrt{2\alpha}. \quad (4.7)$$

que é obtido quando resolvemos para x a equação (4.6).

Usando nessa análise teórica $\alpha = 1.0 * 10^{-8}MHz^{-2}$, temos $\beta\kappa_0P = 11658$ MHz, ou seja, para termos efeitos perceptíveis (histerese particularmente) na emissão do laser devemos ter para o produto $\beta\kappa_0P \approx 10^4$, para este valor do parâmetro α . A curva mostrada na Figura (4.4), (4.5) e (4.6) simula o perfil de transmissão com realimentação usando três valores diferentes para $\beta\kappa_0P$, ou seja, três níveis diferentes de realimentação, usando $\alpha = 1.0 * 10^{-8}MHz^{-2}$.

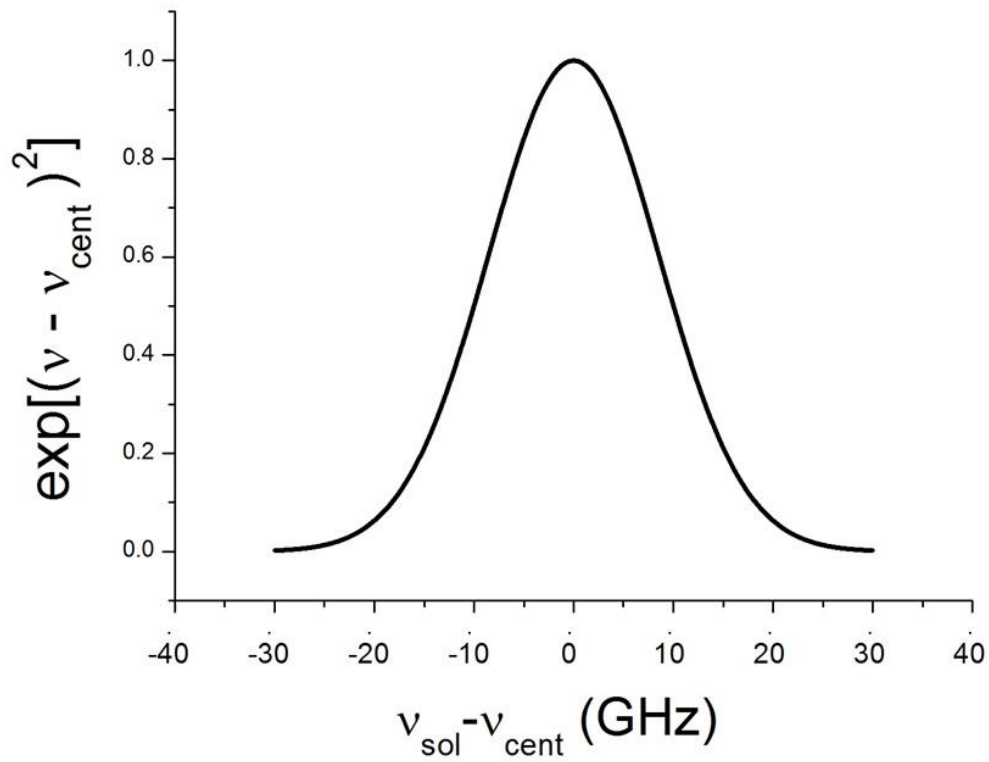


Figura 4.4: Simulação do perfil de transmissão para $\beta\kappa_0 P = 400$ MHz e $\alpha = 1.0 * 10^{-8} \text{MHz}^{-2}$

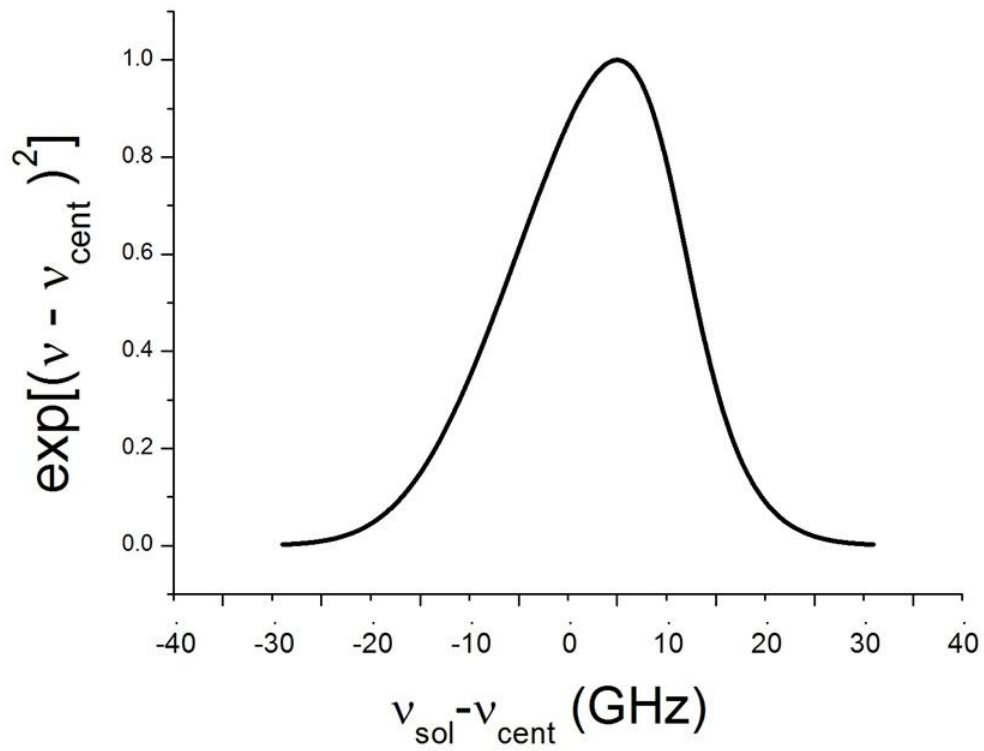


Figura 4.5: Simulação do perfil de transmissão para $\beta\kappa_0 P = 4000$ MHz e $\alpha = 1.0 * 10^{-8} \text{MHz}^{-2}$

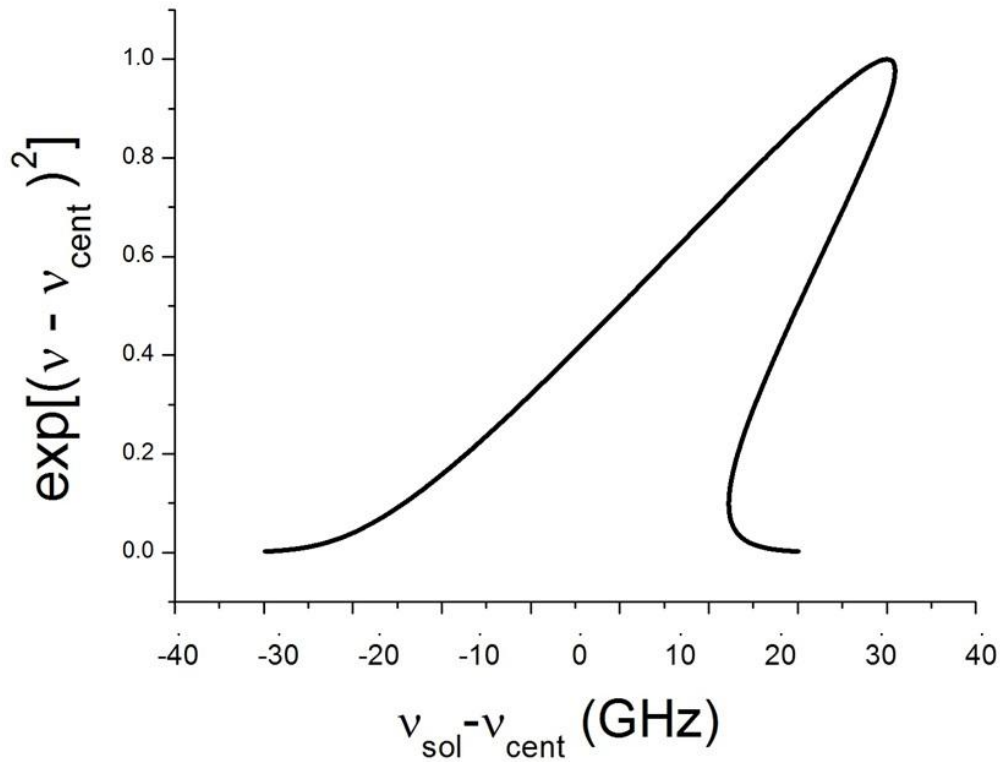


Figura 4.6: Simulação do perfil de transmissão para $\beta\kappa_0P = 40000$ MHz e $\alpha = 1.0 * 10^{-8} \text{MHz}^{-2}$

4.3.2: Resultados experimentais para realimentação filtrada por uma grade de difração.

Montagem experimental

Semelhante a montagem experimental usada para medir as curvas de absorção do Rb mostrada no Capítulo 2, a Figura 4.7 apresenta o laser de diodo monomodo, estabilizado em corrente e temperatura quando colocado em uma configuração para a realimentação filtrada pela grade de difração. Seguindo o contorno ótico a radiação laser incide diretamente na grade de difração de onde o modo de ordem $m=1$ é alinhado a realimentação. Esse modo atravessa uma lâmina de meia onda que gira a polarização do feixe (controle da intensidade re-injetada) e, por fim, o polarizador Glan-Foucault permite que a luz laser polarizada ortogonalmente retorne no laser. Um divisor de feixe (calibrado) foi colocado no caminho da realimentação com o objetivo de enviar parte da luz laser a um medidor de potência que nos informa a intensidade da radiação injetada na cavidade pela

realimentação óptica ortogonal. Parte do sinal de saída é enviado a uma lente que focaliza o feixe no centro de um ‘pinhole’ e daí segue para o fotodetector que vai medir a curva de transmissão como função da frequência.

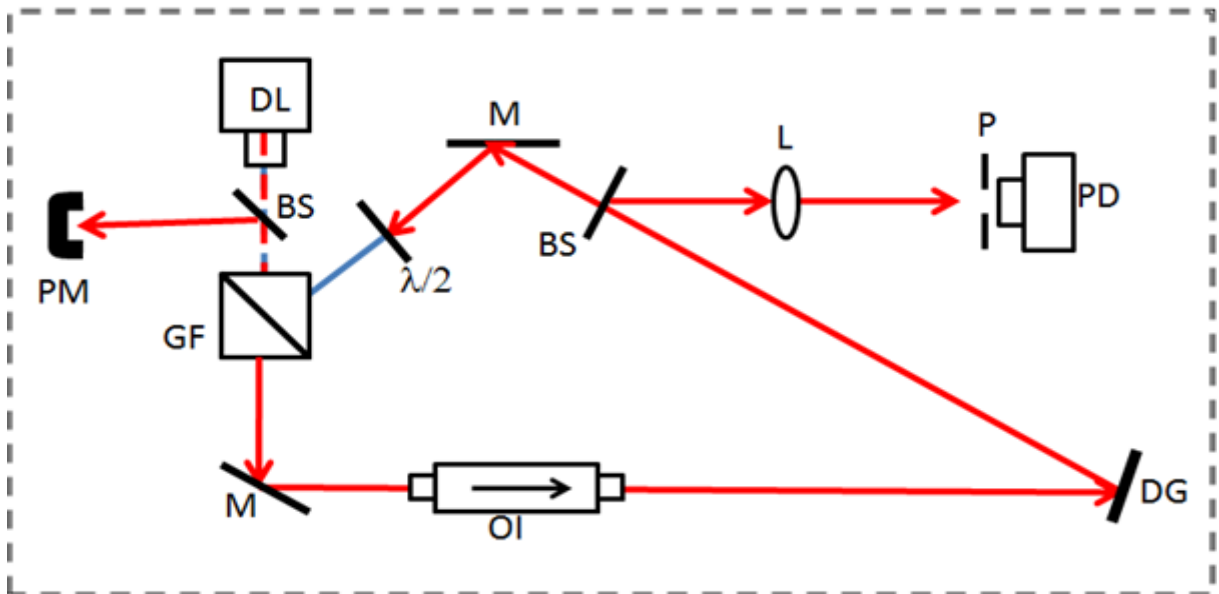


Figura 4.7: Montagem experimental para a medida da curva de transmissão. DL: laser de diodo, GF: Polarizador Glan-Foucault, M: Espelho, BS: Divisor de Feixe, OI: Isolador Óptico, $\lambda/2$: Lâmina de meia onda, P: Pinhole, L: Lente, PD: Fotodetector, MP: Medidor de Potência. A cor vermelha (azul) representa o feixe com polarização paralela (perpendicular) ao plano do arranjo.

Esse sistema de detecção e análise nos permite estudar modificações na forma de linha em função da realimentação.

Resultados

A Figura 4.8 mostra as curvas de transmissão da luz laser através do sistema de análise (‘pinhole’ + detector) com e sem realimentação. Nessa figura podemos observar um deslocamento da curva de transmissão devido à resposta linear da frequência do semiconductor como função da potência de realimentação.

Na Figura 4.8 nós observamos um deslocamento em frequência de aproximadamente $\delta = 7.4$ GHz, que nos leva a uma potência de realimentação de $P_f = 6,85$ mW.

A Figura 4.3 mostra a curva de transmissão normalizada e a largura a meia dessa curva pode ser estimada em 21 GHz, que nos leva a

$$\alpha = \frac{4\ln 2}{\gamma^2} = 6,3 * 10^{-3} \text{GHz}^{-2} \quad (4.8)$$

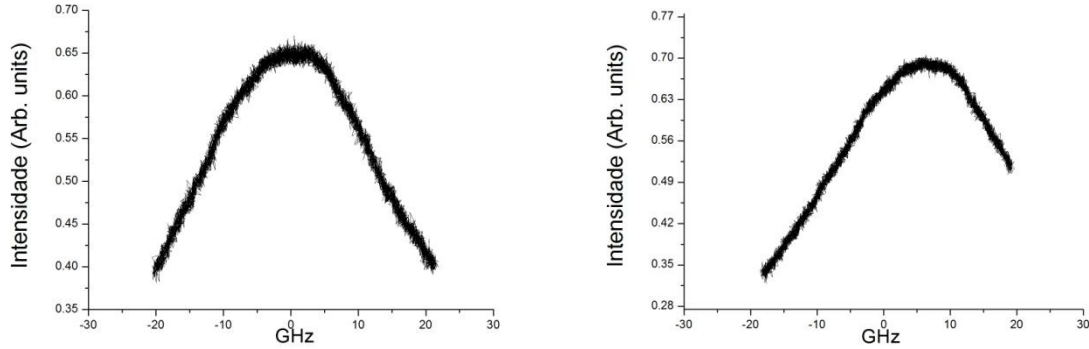


Figura 4.8: Curvas de transmissão da grade de difração com e sem realimentação. As curvas aparecem “truncadas”, pois para obter as curvas de transmissão a amplitude da varredura deveria ser alta (filtro espectral largo) e para maiores amplitude o laser passava a apresentar comportamento indesejado (saltos de modos de frequência).

Os efeitos da biestabilidade (flancos de instabilidade e estabilidade) aparecem se a condição dada pela equação (4.7) for satisfeita. Usando-se o valor obtido em (4.8), temos:

$$e^{\frac{1}{2}}\sqrt{2\alpha} = 0.185 \text{ GHz}. \quad (4.9)$$

Por outro lado sabemos que $2\alpha\beta\kappa_0P = 0.093 \text{ GHz}$, desta forma a condição necessária para que os efeitos de histerese desejados possam existir não é satisfeita. A modificação na curva de transmissão do filtro é apenas perceptível. Sendo assim, os efeitos não podem ser observados experimentalmente como acabamos de verificar. De fato, como vimos na análise teórica da seção anterior, precisamos de muito mais potência de realimentação para utilizar esse filtro, que é espectralmente muito largo.

4.4: Dinâmica espectral

Como discutimos acima, a grade de difração é um dispositivo ótico que responde a variações em frequência mudando a direção espacial do feixe de saída

da grade para os modos de ordens diferentes de $m=0$. Também sabemos, quando submetidos à realimentação ótica, lasers semicondutores respondem com uma mudança na sua frequência de emissão que depende da potência de realimentação. Portanto, a idéia do experimento é fazer uso da grade de difração para realimentar o laser e usar as características citadas acima para procurar um comportamento da frequência de emissão laser.

4.4.1: Montagem experimental

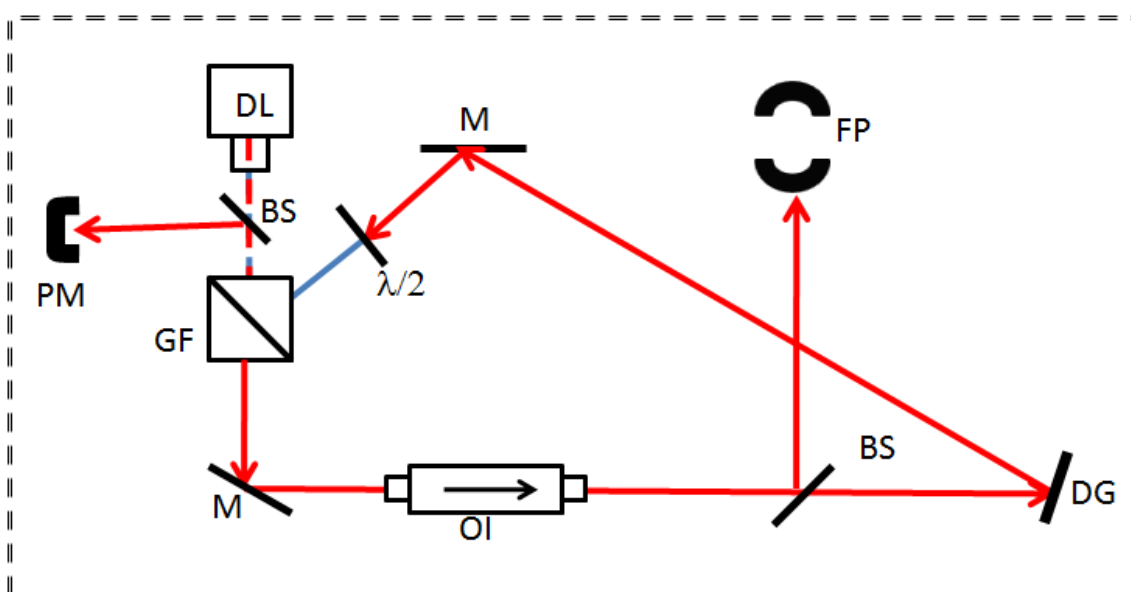


Figura 4.9: Montagem experimental para a medida da curva de transmissão. DL: laser de diodo, GF: Polarizador Glan-Foucault, M: Espelho, BS: Divisor de Feixe, OI: Isolador Ótico, F-P: Fabry-Pérot, $\lambda/2$: Lâmina de meia onda, MP: Medidor de Potência. A cor vermelha (azul) representa o feixe com polarização paralela (perpendicular) ao plano do arranjo.

A montagem experimental usada é mostrada na Figura 4.9. Esta configuração é semelhante à utilizada anteriormente para medir a curva de transmissão quando submetemos o laser a realimentação ortogonal. Neste caso, vamos usar uma cavidade Fabry-Pérot para monitorar finamente a frequência de emissão.

Retiramos a modulação na corrente usada para medir a curva de transmissão, de modo que toda a dinâmica aqui observada deve-se, única e exclusivamente, a composição da resposta da grade a variações de frequência e da resposta do semicondutor a realimentação ortogonal filtrada.

4.4.2: Observação de dinâmica em frequência

Quando submetidos à realimentação ótica ortogonal filtrada por uma grade de difração, o laser passa a apresentar uma dinâmica completamente nova em relação ao que observamos regularmente com o filtro atômico. A Figura 4.10 mostra os picos do Fabry-Pérot da radiação laser em condições em que bloqueamos (ou não) a realimentação ótica ortogonal filtrada. Nesta figura, podemos observar um comportamento peculiar nos picos da cavidade F-P, os picos parecem oscilar em torno de uma frequência central.

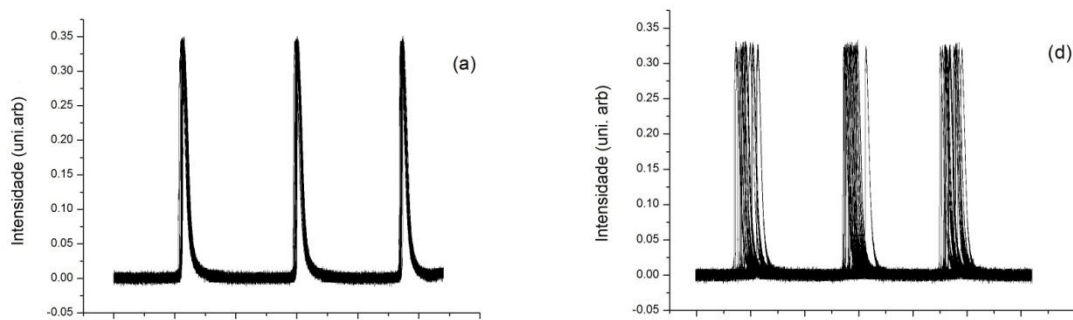


Figura 4.10: Deriva dos picos do Fabry-Pérot para (a) laser livre e (d) laser realimentado com potência de realimentação igual a $P_f = 10,9$ mW.

Varrendo-se o Fabry-Pérot de análise não é uma técnica adaptada para o estudo da dinâmica em frequência da emissão laser, posto que fazemos varreduras relativamente lentas desse analisador. As curvas mostradas na Figura 4.10 são superposições de 20 medidas dos picos de transmissão da cavidade F-P adquiridas consecutivamente e o intervalo de tempo entre duas medidas adjacentes é de 0.5 segundo. Essas curvas mostram a deriva em frequência dos picos do Fabry-Pérot e determinam a existência dessas oscilações.

Observamos que a profundidade dessas oscilações em frequência depende da potência de realimentação ótica. Na Figura 4.11 mostramos a deriva dos picos do F-P para diferentes níveis de realimentação ótica, onde à medida que a potência de realimentação cresce a profundidade dessa oscilação também cresce. Embora

esses resultados mostrem claramente a existência de uma dinâmica na frequência do laser, quando em presença da realimentação filtrada pela grade, eles não permitem uma análise detalhada dessa dinâmica.

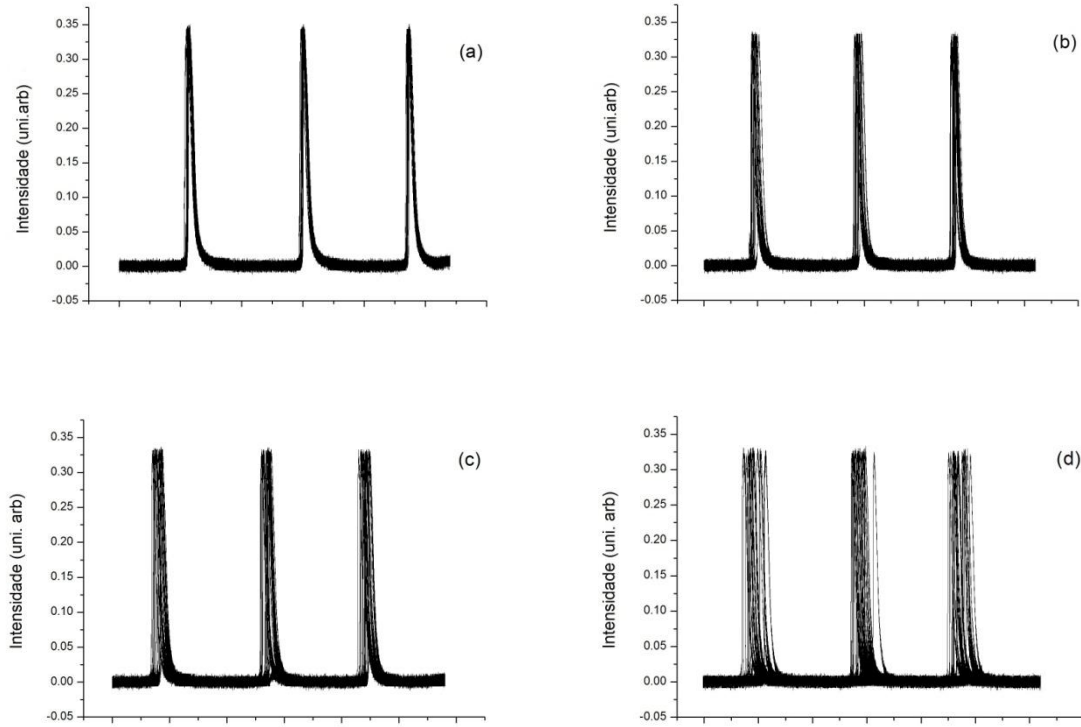


Figura 4.11: Deriva dos picos do Fabry-Pérot para (a) laser livre de realimentação, (b) laser realimentado com $P_f = 0,78$ mW, (c) $P_f = 5$ mW e (d) $P_f = 10,9$ mW.

4.4.3: Medida da frequência de oscilação

Visto que o pente de frequência, obtido através do espectro do Fabry-Pérot, oscila em torno de uma frequência central, vamos tentar medir a frequência dessa oscilação, caso a frequência do laser oscile periodicamente, ou determinar se essa flutuação espectral é aleatória.

A montagem experimental é mostrada na Figura 4.12 e análoga a Figura 4.9 com a diferença que no lugar no Fabry-Pérot nós usamos a linha atômica do Rb como discriminador de frequência fazendo a conversão AM-FM, o sinal de saída da célula de Rb é captado por um fotodetector e adquirido no osciloscópio digital. Fazemos uso da linha atômica como discriminador de frequência na aquisição, pois o Fabry-Pérot é lento e, desta forma, não poderíamos observar altas taxas para a

modulação dessas oscilações. Para a aquisição do sinal nós usamos dois tipos diferentes de fotodetectores: um cobre a faixa que vai de 0 a 100 kHz e outro para frequências mais altas, analisando o espectro de Fourier até 10 MHz.

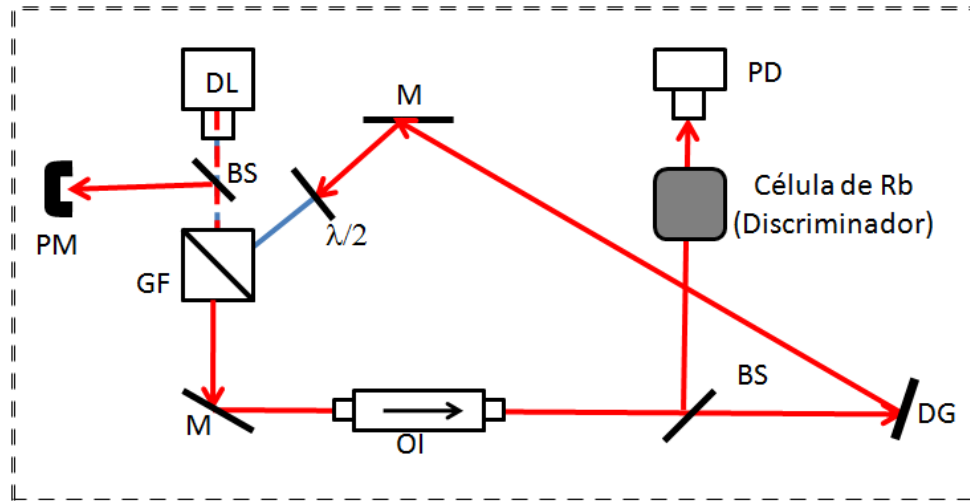


Figura 4.12: Montagem experimental para a medida da frequência de oscilação.

Resultados

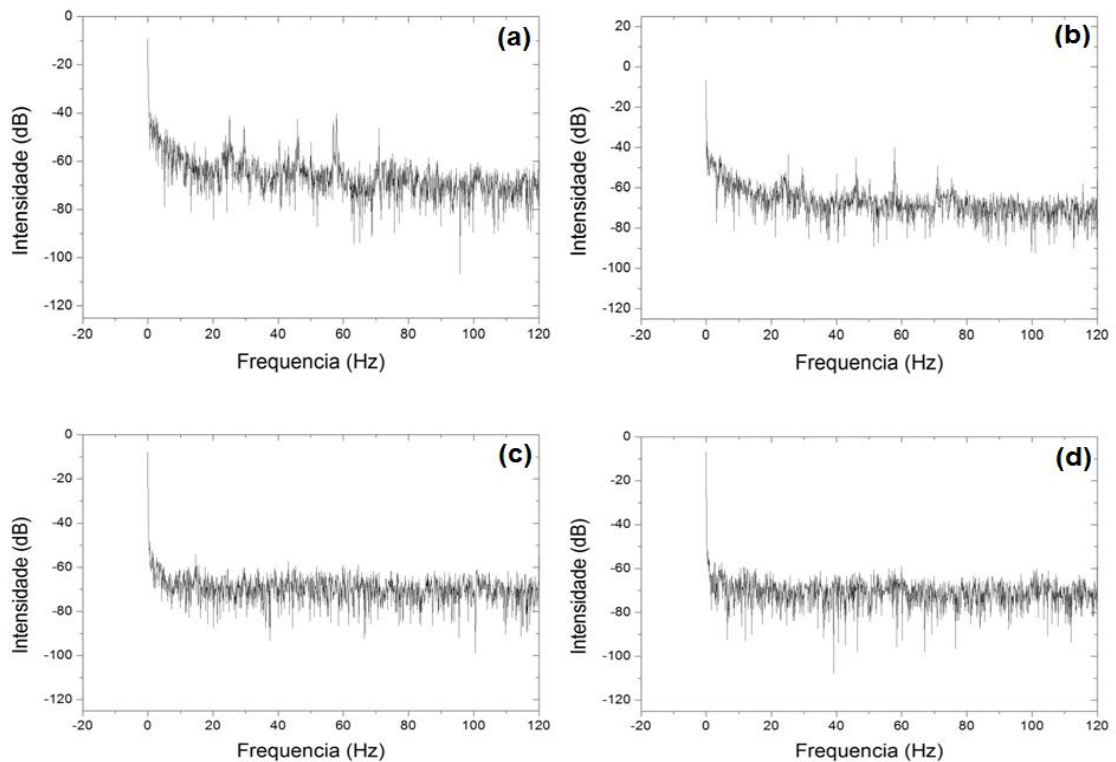


Figura 4.13: Espectro de Fourier do sinal de saída na faixa de 0 a 120Hz (a) e (b) com realimentação e (c) e (d) sem realimentação.

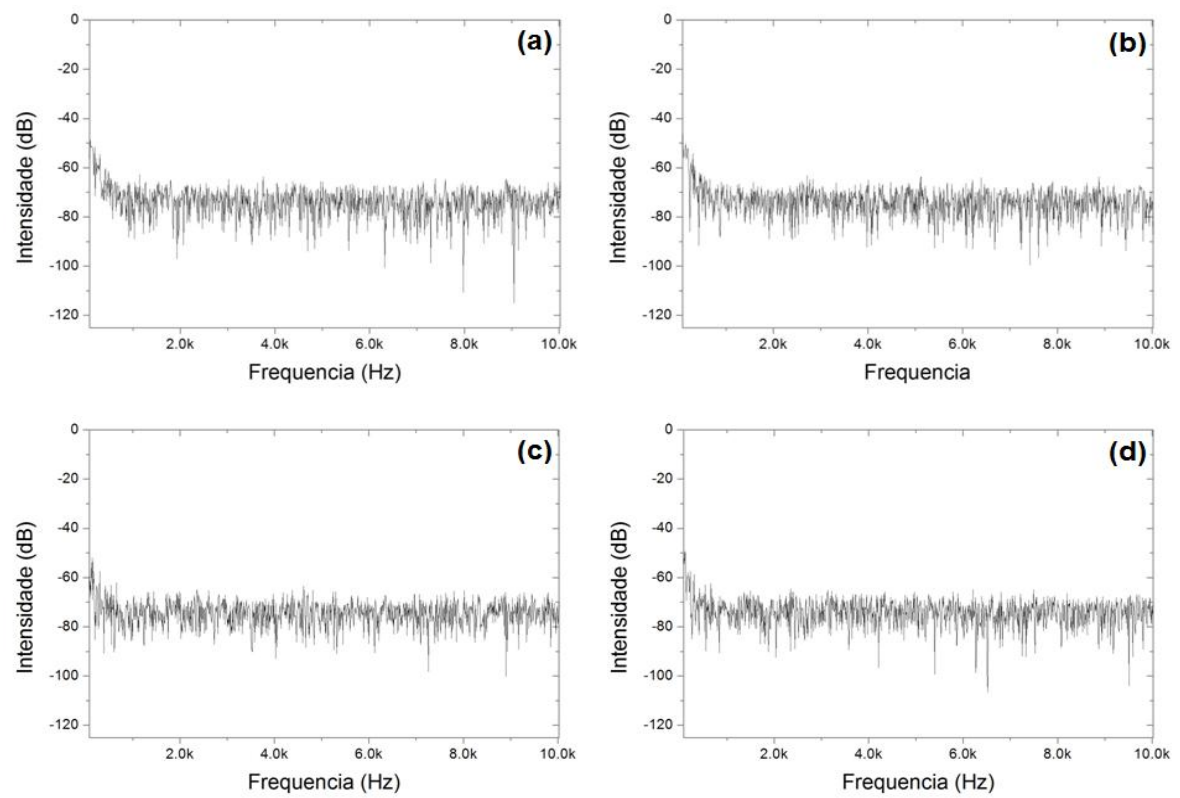


Figura 4.14: Espectro de Fourier do sinal de saída na faixa de 100 a 10k Hz (a) e (b) com realimentação e (c) e (d) sem realimentação

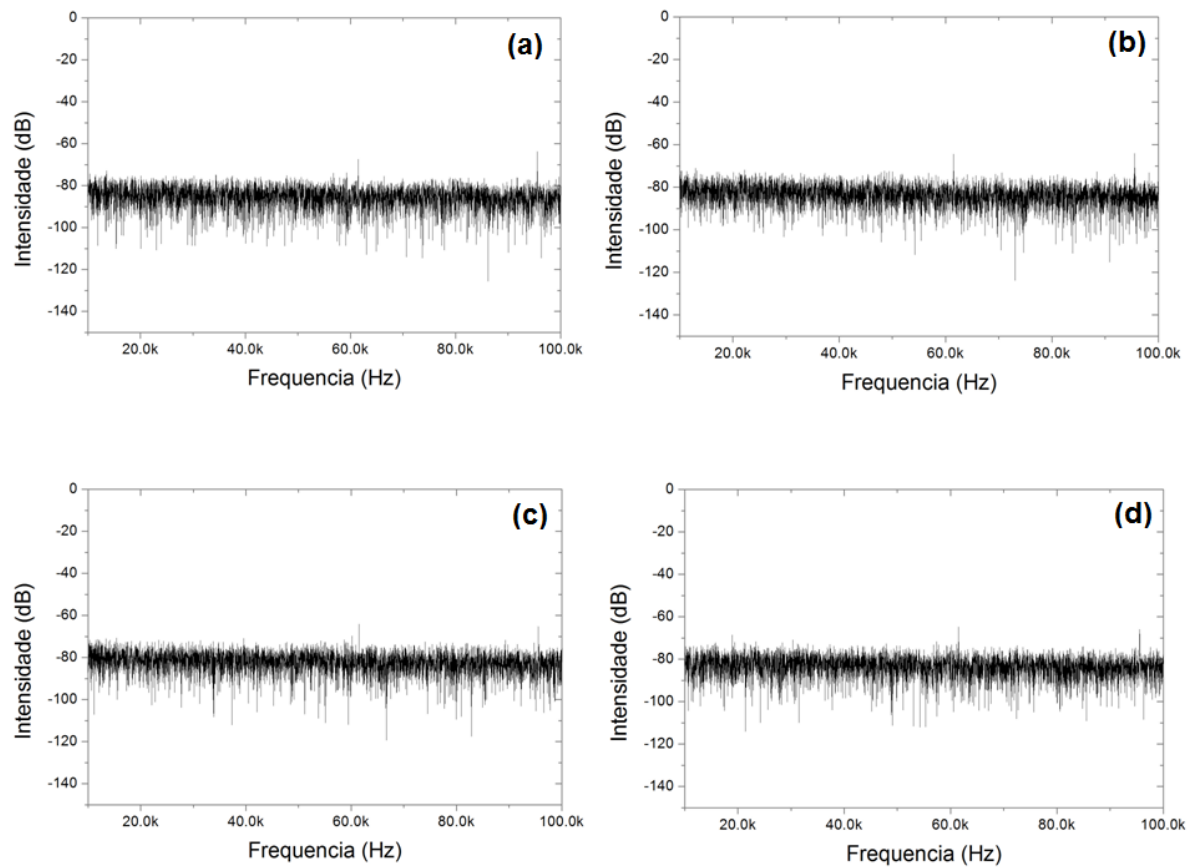


Figura 4.15: Espectro de Fourier do sinal de saída na faixa de 10k a 100k Hz (a) e (b) com realimentação e (c) e (d) sem realimentação

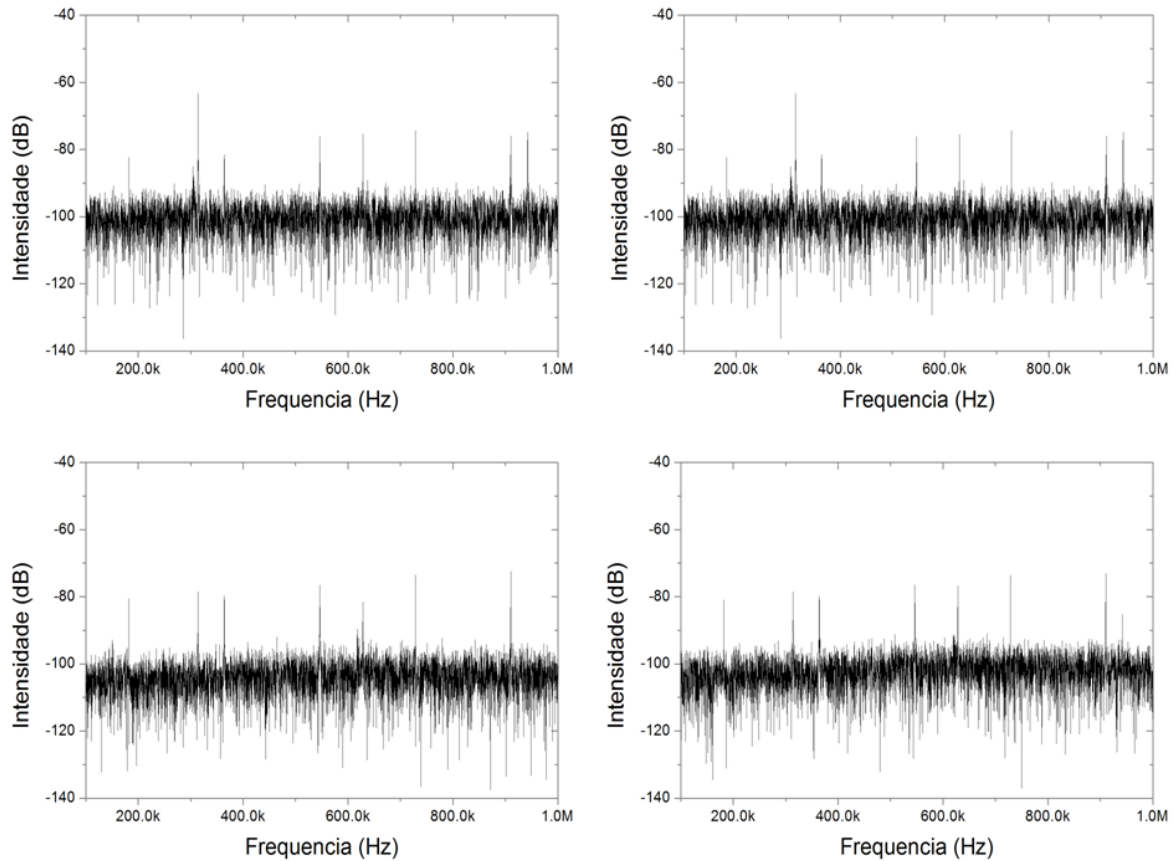


Figura 4.16: Espectro de Fourier do sinal de saída na faixa de 100k a 1M Hz (a) e (b) com realimentação e (c) e (d) sem realimentação.

Nessas medidas nós analisamos a faixa espectral que vai desde 0 a 10 MHz procurando um pico característico no espectro que determine a frequência dessa oscilação. As Figuras 4.13, 4.14, 4.15 e 4.16 mostram as transformadas de Fourier do sinal de saída da célula para quatro faixas de frequências distintas. Na Figura 4.13 temos a transformada de Fourier do sinal para a faixa de frequência 0-120 Hz. Na Figura 4.14 de 100 Hz a 10 kHz. A faixa que vai de 10 kHz até 100 kHz é mostrada na Figura 4.15. Por fim, a última faixa (100 kHz – 1 MHz) pode ser vista na Figura 4.16.

Na faixa que vai de 0 a 120 Hz, podemos observar uma estrutura bem diferente nos espectros de Fourier para o laser com e sem realimentação ótica. A estrutura que pode ser vista nas Figuras 4.13 (a) e (b) são características de oscilações multi-frequências, ou seja, que apresentam mais de duas componentes

de frequência para sua de oscilações. Por outro lado, nos espectros da Figura 4.16 podemos observar a existência de um pico na transformada de Fourier do sinal quando submetido à realimentação ótica ortogonal filtrada pela grade. Esse pico pode ser encontrado próximo a uma frequência de 320 kHz, que é da mesma ordem de grandeza do tempo de relação térmica do sistema (ver seção 3.4.2), o que pode indicar que um dos fatores que governa essas oscilações é a resposta térmica do semicondutor quando submetido à realimentação ótica.

Até o momento não existe um modelo teórico que preveja a existência dessas oscilações. De fato elas não são esperadas no modelo apresentado na seção 4.3.1. Nesta seção mostramos que existe uma grande diferença entre os espectros de Fourier para as medidas com e sem realimentação ótica para as faixas de frequência analisadas.

Referências do Capítulo 4

- [1] Eugene Hecht, 'Optics' 2nd edition, Addison-Wesley Pub. Co. 1987 página 426.

Conclusão

Durante esse programa de mestrado nós investigamos a dinâmica em frequência de um laser semiconductor estabilizado em corrente e temperatura, submetido à realimentação ótica ortogonal espectralmente filtrada. Determinamos a relação entre o deslocamento em frequência como função da potência de realimentação para o laser usado em nossas experiências. Investigamos a redução das flutuações da frequência de emissão laser devido o uso de realimentação ortogonal filtrada por uma linha atômica. Para este caso, os resultados experimentais mostram que existe uma otimização possível para a redução do ruído do laser à medida que variamos os parâmetros de controle do sistema (potência de realimentação e densidade atômica na célula de Rb). Escrevemos a equação que descreve a evolução temporal da frequência e medimos a taxa de relação térmica do sistema. Esta primeira medida experimental para este tempo de resposta do semiconductor está de acordo com as previsões feitas para ajustar curvas de observações de bi- e multi-estabilidade. Também foi analisada a dinâmica em frequência para o uso da grade difração como filtro espectral na realimentação. Neste caso, observamos uma dinâmica completamente nova: observamos oscilações na frequência de emissão. Através de nossas medidas, notamos que a amplitude dessas oscilações depende da potência de realimentação e, usando uma linha atômica como discriminador de frequência, tentamos medir a taxa com que a frequência laser oscila. Um modelo teórico para essas oscilações na frequência de emissão está sendo elaborado considerando-se a difusão térmica de portadores entre a cavidade semicondutora e os volumes adjacentes da junção.

Apêndice A

Dados sobre o átomo de Rubídio

O átomo de rubídio foi descoberto por Kirchhoff e Bunsen, em 1861, ao notarem a existência de novas linhas espectrais numa amostra de lepidolite. O seu nome deriva do latim *rubidus* (vermelho-escuro), referente à zona onde aparecem as linhas do seu espectro. Puro ele tem aparência brilhante (posto que é um metal) e de cor prateada. Reage quimicamente de forma violenta com a água, mesmo da umidade do ar e deve ser manipulado com muita precaução, preferencialmente sob vácuo.

O rubídio tem número atômico 37 e pertence a família dos alcalinos (1A). Os átomos ditos hidrogenóides (apenas um elétron na última camada) são usados em larga escala nos experimentos de física atômica e ótica quântica. Essas espécies atômicas, com estrutura eletrônica semelhantes ao hidrogênio, têm espectros relativamente simples definidos pelos níveis disponíveis para o elétron de valência. Portanto são mais fáceis de manipular e permitir criar modelos para processos da interação radiação-matéria.

Os dois isótopos de rubídio em maior abundância na natureza são o ^{85}Rb e o ^{87}Rb com proporções de 72,17% e 27,83%, respectivamente. A transição de interesse em nossos estudos é a $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$, entre o estado fundamental e o primeiro estado excitado, que também é denominada linha D_2 , e têm comprimento de onda $\lambda = 780,240 \text{ nm}$. Da teoria quântica para adição de momentos angulares podemos obter as transições hiperfinas que surgem devido ao acoplamento do spin do núcleo (I) com o spin do elétron (S). No caso do Rubídio devemos considerar os spins nucleares dos dois isótopos: $I=5/2$ para o ^{85}Rb e $I=3/2$ para o ^{87}Rb . Para o estado fundamental da transição $5S_{1/2}$ temos $L=0$ e $S=1/2$. Pela adição de momentos angulares ($F = L + S + I$) teremos: $F=2$ ou 3 para ^{85}Rb e $F=1$ ou 2 para ^{87}Rb . Para o estado excitado $5P_{3/2}$ temos $L=1$ e $S=1/2$ que nos dá mais possibilidades para a adição de momentos, resulta em $F'=1,2,3$ ou 4 para ^{85}Rb e $F'=0,1,2$ ou 3 para ^{87}Rb .

Lembramos que pelas regras de transição por elemento de dipolo elétrico do átomo as transições possíveis (permitidas) são aquelas que satisfazem as condições $\Delta F = 0, \pm 1$ e $\Delta m_F = 0, \pm 1$. Apresentamos na Figura A1 o diagrama dos níveis hiperfinos e as transições permitidas para os dois isótopos na linha D_2 .

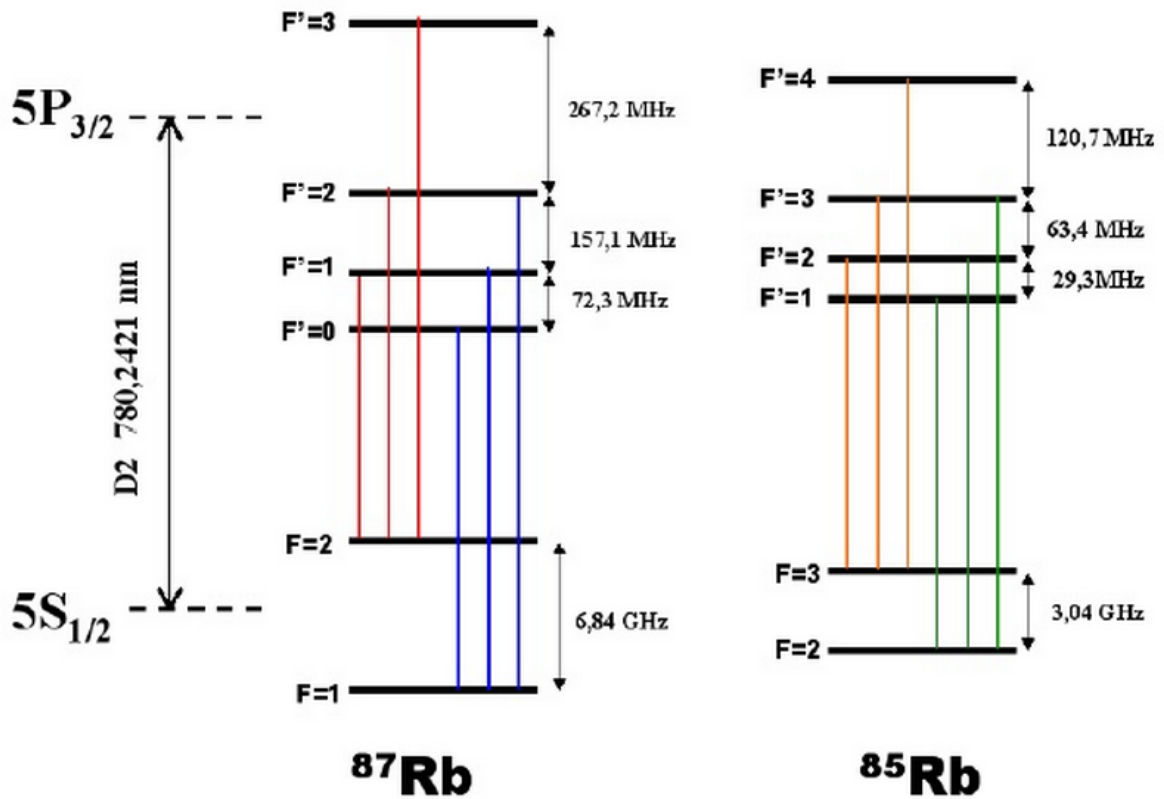


Figura A1: Representação esquemática da estrutura de níveis da linha D₂ para os isótopos 87 e 85 do Rb e das transições permitidas por $\Delta F = 0, \pm 1$ para cada nível hiperfino.

Devido à distribuição de velocidades da amostra atômica, o espectro de cada átomo será influenciado fortemente pelo efeito Doppler. O efeito global sobre o espectro de absorção da amostra será a composição dos perfis de cada átomo, que leva ao alargamento inhomogêneo de cada transição. Para o Rb a temperatura ambiente a largura Doppler da linha D₂ é de aproximadamente 517 MHz.

Neste regime o perfil de absorção de um feixe monocromático que atravessa a amostra revela apenas os perfis das quatro linhas (correspondente a cada nível fundamental) com a largura Doppler e separadas de pelo menos 1 GHz que em ordem crescente de frequência são: ⁸⁷Rb $F = 2 \rightarrow F'$, ⁸⁵Rb $F = 3 \rightarrow F'$, ⁸⁵Rb $F = 2 \rightarrow F'$, e ⁸⁷Rb $F = 1 \rightarrow F'$. A Figura A2 mostra o perfil de absorção das quatro linhas citadas.

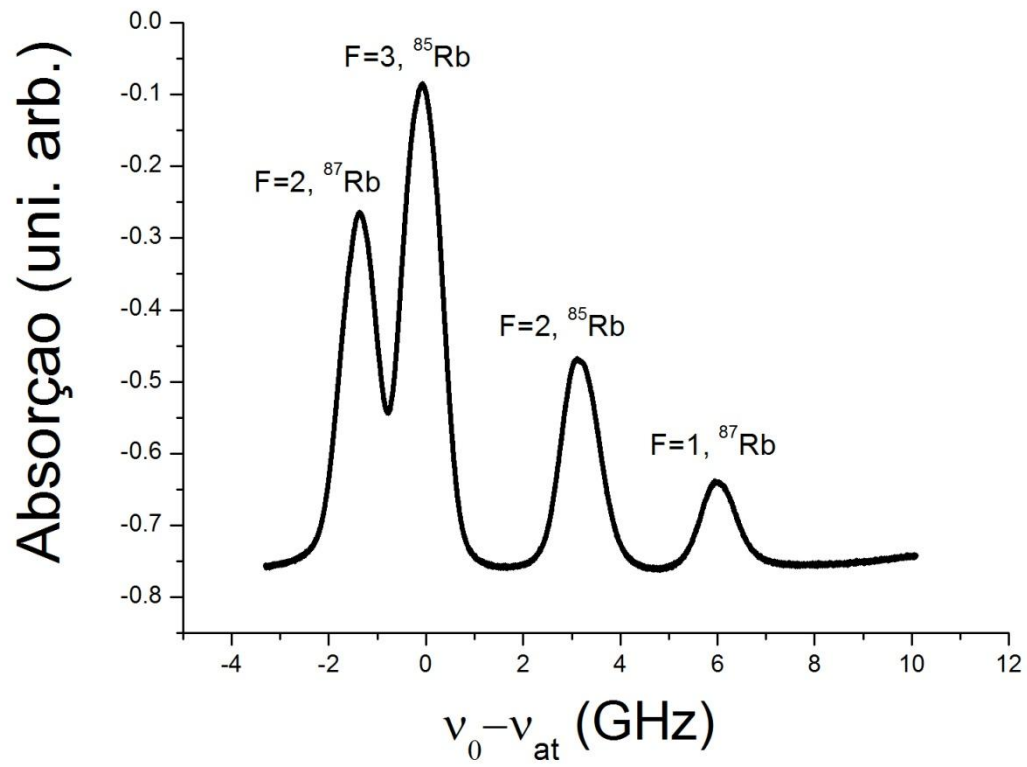


Figura A2: Sinal de absorção com as linhas Doppler dos dois isótopos do Rb: ${}^{87}\text{Rb } F = 2 \rightarrow F'$, ${}^{85}\text{Rb } F = 3 \rightarrow F'$, ${}^{85}\text{Rb } F = 2 \rightarrow F'$, e ${}^{87}\text{Rb } F = 1 \rightarrow F'$.