



Universidade Federal da Paraíba
Centro de Ciências Exatas e da Natureza
Departamento de Física

**Dinâmica em Frequência de Lasers Semicondutores sob
Realimentação Ótica Ortogonal e Aplicação: Chaveamento
Todo-Ótico em Frequência**

TACIANO AMARAL SORRENTINO

Dissertação de Mestrado

João Pessoa - Paraíba
Junho de 2010

**Dinâmica em Frequência de Lasers Semicondutores sob Realimentação
Ótica Ortogonal e Aplicação: Chaveamento Todo-Ótico em Frequência**

por

Taciano Amaral Sorrentino

*Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação
em Física do Departamento de Física da Universidade Federal da
Paraíba como requisito parcial para obtenção do título de Mestre em
Física.*

Área de Concentração: *Física Atômica e Molecular*

Banca Examinadora:

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

Prof.^a Dr.^a Martine Patricia Arlette Chevrollier - DF/UFPB

Prof. Dr. José Roberto Rios Leite - DF/UFPE

S714d Sorrentino, Taciano Amaral.
Dinâmica em frequência de lasers semicondutores sob
realimentação ótica ortogonal e aplicação: chaveamento
todo-ótico em frequência / Taciano Amaral Sorrentino.- João
Pessoa, 2010.
153f. : il.
Orientador: Marcos César Santos Oriá
Dissertação (Mestrado) – UFPB/CCEN
1. Física. 2. Lasers semicondutores. 3. Realimentação
ótica. 4. Dinâmica em frequência. 5. Chaveamento ótico.

UFPB/BC

CDU: 539.1(043)

**Dinâmica em Frequência de Lasers Semicondutores sob Realimentação
Ótica Ortogonal e Aplicação: Chaveamento Todo-Ótico em Frequência**

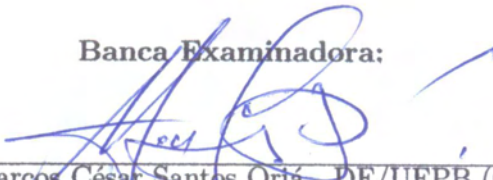
por

Taciano Amaral Sorrentino

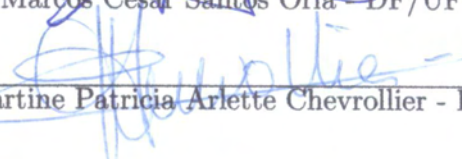
*Dissertação aprovada como requisito parcial para obtenção
do título de Mestre em Física no Programa de Pós-Graduação
em Física do Departamento de Física da Universidade Federal da
Paraíba.*

Aprovada em 30 de junho de 2010

Banca Examinadora:



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



Prof.ª Dr.ª Martine Patricia Arlette Chevrollier - DF/UFPB

Prof. Dr. José Roberto Rios Leite - DF/UFPE

Dedicatória

Este trabalho é dedicado a meus pais Aroaldo e Marlene, à minha madrastra Maria do Socorro, e a meus irmãos Tatiana e Tiago.

Agradecimentos

Agradeço aos professores Marcos Oriá e Martine Chevrollier pela orientação, apoio e incentivo, e por tudo o que fizeram pelo meu desenvolvimento acadêmico, desde os primeiros anos da graduação até o término do presente trabalho.

Agradeço aos colegas de pós-graduação Weliton Soares, César Soares e Valdeci Mestre pelo companheirismo e amizade que sempre me ofereceram durante o desenvolvimento do presente trabalho e no período em que cursamos disciplinas.

Agradeço aos técnicos Manoel Brasileiro, Eduardo Macedo, Yuri Cavalcanti e Bruno César pelo suporte e ajuda que me prestaram sempre que necessitei.

Agradeço ao colega Bruno Farias pela ajuda e pelos conhecimentos transmitidos quando comecei a trabalhar no LFAL, na linha de pesquisa em que ele à época trabalhava, e por todo o período em que trabalhamos juntos.

Agradeço aos professores Orlando Di Lorenzo, Luimar de Oliveira, Diógenes Ardila, Luciara Barbosa, Thierry Passerat e Itamar Vidal e aos colegas Dayana Ferreira, Mayara Grilo, Caio Correia, Thiago Silva, Fabiano Queiroga, Gilson Francisco, Samuel Bezerra e Gabriel Basso, bem como os acima citados, pela boa convivência que muito contribuiu para que eu tivesse um agradável ambiente de trabalho.

Agradeço ao gentil colega Eduardo Rafael por sua impagável ajuda com o Latex num momento crítico da concepção deste trabalho e por seu companheirismo e bom humor quando cursamos juntos disciplinas.

Agradeço ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) pelo apoio financeiro, essencial para a realização desse trabalho

Agradeço a Patrícia Moraes por todo o seu incentivo e compreensão durante a fase final desse trabalho.

Agradeço a minha família por todo o amor, apoio e motivação de todos os momentos.

Resumo

Estudamos a dinâmica em frequência da radiação emitida por lasers semicondutores submetidos a diferentes condições de realimentação ótica e demonstramos como é possível o controle da frequência de emissão pelo uso das diferentes configurações exploradas. No primeiro sistema estudado, um laser semiconductor é realimentado por luz com polarização ortogonal à de saída, filtrada espectralmente por vapor atômico de césio. Além de apresentar uma técnica efetiva para estabilização da frequência laser e redução de largura de linha, esse foi o primeiro sistema a exibir regimes de biestabilidade e multiestabilidade ótica exclusivamente em sua frequência, ou seja, com amplitude constante. Essa característica única abre caminho para aplicações desta técnica em dispositivos lógicos FM do tipo “tudo ótico”. O aparecimento desses regimes é analisado através de um modelo fenomenológico e, para o caso biestável, construímos também um modelo de equações de taxa, onde levamos em conta efeitos térmicos e de saturação de ganho no laser semiconductor. Como aplicação dessa técnica apresentamos o funcionamento de uma chave em frequência do tipo “tudo-ótico”, a primeira deste gênero. O segundo sistema experimentalmente investigado foi concebido para produzir um comportamento dinâmico da frequência de um laser semiconductor com cavidade estendida quando um filtro atômico é posicionado dentro dessa cavidade. Para diferentes valores da corrente de injeção observamos o travamento da frequência laser na linha atômica, biestabilidade e instabilidades não aleatórias.

Palavras-chave: lasers semicondutores; realimentação ótica; dinâmica em frequência; biestabilidade; chaveamento ótico.

Abstract

We analyze the dynamics of semiconductor lasers radiation frequency when these lasers are subject to different conditions of optical feedback, and we demonstrate how it is possible to control the emission frequency using the different configurations explored. In the first system studied a semiconductor laser is fed back with light which polarization is orthogonal to the output polarization, spectrally filtered by a cesium atomic vapor. This system, besides presenting an effective technique to stabilize the laser frequency and reduce the laser linewidth, was the first to exhibit frequency bistable and multistable optical regimes with amplitude practically constant. This unique feature opens the way for applications in all-optical FM logical devices. The bistable and multistable regimes are interpreted through a phenomenological model, and, for the bistable regime, we discuss a rate equation model, built taking in account thermal effects and gain saturation. We also present an all-optical frequency switch, the first of his kind. The second system is used to investigate the behavior of the emission frequency of a semiconductor laser with an external cavity, inside which is placed an atomic filter. For different values of the injection current we observe the laser frequency locking in the atomic line, bistability and reproducible frequency instabilities.

Keywords: semiconductor lasers; optical feedback; frequency dynamics; bistability; optical switching.

Sumário

1	Introdução	1
2	Lasers Semicondutores e Realimentação Ótica	5
2.1	Lasers Semicondutores	5
2.1.1	Perspectiva Histórica [1, 2]	5
2.1.2	O Laser de Diodo	8
2.1.3	Características do Feixe	15
2.1.4	Condições de Oscilação [3, 4]	15
2.1.5	Equações de Taxa [2, 4, 5]	17
2.2	Lasers de Diodo sob Realimentação Ótica	21
2.2.1	Lasers de Diodo sob Realimentação Ótica Paralela	22
2.2.2	Lasers de Diodo sob Realimentação Ótica Ortogonal	26
2.2.3	Comportamento da Amplitude em Lasers de Diodo sujeitos a Realimentação Ótica Ortogonal	29
3	Biestabilidade Ótica em Intensidade e Chaveamento Todo-Ótico	34
3.1	Breve Histórico da Biestabilidade Ótica em Intensidade	34
3.2	Um Modelo Simples para a Biestabilidade Ótica em Intensidade [6]	36
3.2.1	Biestabilidade Absorsiva em Intensidade	38
3.2.2	Biestabilidade Dispersiva em Intensidade	42
3.3	Chaveamento Ótico em Intensidade [6]	44
4	Experimentos em Dinâmica de Frequência de Lasers de Diodo	49
4.1	Estabilização da Frequência de um Laser de Diodo por Realimentação Ótica Ortogonal Acoplada a uma Linha Atômica	50

4.1.1	Arranjo Experimental	50
4.1.2	Frequência de Emissão e Realimentação Ótica Ortogonal . . .	52
4.1.3	O Filtro Espectral	55
4.1.4	Resultados	58
4.2	Biestabilidade Ótica em Frequência	61
4.2.1	Histerese nos espectros do laser de diodo sob realimentação ótica ortogonal filtrada	62
4.2.2	Modelo para interpretação da resposta histerética do laser . .	65
4.3	Multiestabilidade em Frequência de um Laser Semicondutor	68
4.3.1	Arranjo Experimental	69
4.4	Modelo de equações de taxa para a biestabilidade ótica em frequência	77
4.4.1	O Modelo	77
4.4.2	Resultados Numéricos	80
4.4.3	Novas Medidas Experimentais	84
4.5	Laser semicondutor com cavidade externa e absorvedor atômico in- tracavidade	87
5	Chaveamento Todo-Ótico da Frequência de um Laser de Diodo	93
5.1	Arranjo Experimental	93
5.2	Resultados e Discussão	94
6	Conclusões	102
	Referências Bibliográficas	104
	Anexos: Artigos Publicados	104

Lista de Figuras

2.1	Laser de diodo com heteroestrutura-dupla.	9
2.2	Confinamento simultâneo dos portadores de carga e do modo ótico na região ativa de um laser semiconductor com heteroestrutura dupla. A região central delimitada pelas linhas pontilhadas é a região ativa. .	10
2.3	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.	11
2.4	Ilustração do perfil de ganho e dos modos longitudinais de um laser de diodo (escalas arbitrárias). O laser oscila no modo mais próximo ao pico da curva de ganho. O limiar é atingido quando o ganho se iguala às perdas.	13
2.5	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 oval da radiação.	14
2.6	Representação esquemática de um laser semiconductor.	17
2.7	Densidade de fótons e densidade de portadores como funções da corrente de injeção I . Referência [2].	20
2.8	Possível configuração para um laser de diodo com cavidade externa. .	23
2.9	Laser com cavidade estendida tipo Littrow.	24
2.10	Laser de diodo acoplado a uma cavidade de Fabry-Pérot.	25
2.11	Esquema para realimentação ótica ortogonal usado por Yasaka e Kawaguchi [7].	26

2.12	Ilustração da técnica de realimentação ótica negativa ortogonal pela dependência da refletividade da cavidade Fabry-Pérot em função da frequência ótica [7].	28
2.13	Arranjo experimental para observação da dinâmica em amplitude induzida pela realimentação ótica ortogonal. Amp:Amplificador, ISO: isolador ótico, M: espelho, ML: lentes microscópicas, NDF: atenuador, PBS: polarizador divisor de feixes, TMPol: polarizador ao longo da direção TM, $\lambda/2$: lâmina de meia onda [8].	30
2.14	Potência de saída em função da corrente de injeção para o laser DFB livre (curva sólida cinza), o laser com realimentação ortogonal (modo TM) (curva sólida negra), e o laser com realimentação ótica convencional (modo TE) (curva tracejada) [8].	31
3.1	Dispositivo ótico biestável na forma de um interferômetro de Fabry-Pérot contendo um meio não linear.	37
3.2	Dispositivo ótico biestável na forma de um interferômetro em anel contendo um meio não linear.	40
3.3	Relação entrada-saída para um dispositivo ótico biestável descrito pelas equações (3.14) e (3.15).	41
3.4	Representação esquemática das características de entrada-saída de um sistema exibindo biestabilidade ótica. Em (b) o pontos cheios representam pontos estáveis e o ponto vazado um ponto instável. . . .	42
3.5	Solução gráfica da equação (3.23). A curva oscilatória representa o lado direito dessa equação, e as retas rotuladas de (a) a (c) representam o lado esquerdo, para valores crescentes da intensidade de entrada I_1	44
3.6	Esquema de uma chave completamente ótica na forma de um interferômetro de Mach-Zender contendo um elemento não linear. O sinal de entrada é dirigido para a saída 1 ou 2 dependendo de sua intensidade e/ou da intensidade do campo de controle [6].	45
3.7	Uso da chave da Figura 3.6 (sem campo de controle) como um discriminador de pulsos. Gráfico intensidade versus tempo [6].	46

3.8	Gráfico das relações de transferência descritas pelas equações (3.29) e (3.31).	47
4.1	Esquema do arranjo experimental. Nessa configuração a cavidade Fabry-Pérot é usada como um analisador espectral. O símbolo $\leftrightarrow (\odot)$ representa a polarização do feixe paralela (perpendicular) ao plano do arranjo. LD: laser de diodo, G-F: Polarizador Glan-Foucault, E: Espelho, DV: Divisor de Feixe, IO: Isolador Ótico, FD: Fotodetector, $\lambda/2$: Lâmina de meia onda, MP: Medidor de Potência.	52
4.2	Esquema que ilustra como a potência de realimentação ortogonal altera a frequência de emissão do laser. P_r :potência de realimentação ortogonal, N : densidade de portadores, n : índice de refração, ν : frequência de emissão	53
4.3	Arranjo experimental para a medida do deslocamento em frequência do laser em função da potência de realimentação ortogonal. Nessa configuração a cavidade Fabry-Pérot é usada como um analisador espectral. O símbolo $\leftrightarrow (\odot)$ representa a polarização do feixe paralela (perpendicular) ao plano do arranjo. LD: laser de diodo, G-F: Polarizador Glan-Foucault, E: Espelho, DV: Divisor de Feixe, IO: Isolador Ótico, FD: Fotodetector, $\lambda/2$: Lâmina de meia onda, MP: Medidor de Potência.	53
4.4	Deslocamento da frequência de emissão laser como função da potência de realimentação ortogonal. $\delta = \nu_0 - \nu$	54
4.5	Ressonâncias da cavidade Fabry-Pérot para o laser livre e para o laser realimentado. Linha azul: laser livre, linha vermelha: laser com realimentação.	56
4.6	Realimentação dependente da frequência através de uma forma de linha da absorção como a da transição D_2 do césio.	58
4.7	(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.	59

4.8	Flutuações na frequência de emissão de um laser de diodo. (a) Laser livre e (b) laser sob realimentação ótica ortogonal dependente da frequência.	61
4.9	Observação de histerese na resposta espectral de um laser de diodo submetido à realimentação ótica dependente da frequência. (a) e (c) Linha D_2 do césio. (b) e (d) Picos de transmissão da cavidade Fabry-Pérot. (a) e (b) Laser livre. (c) e (d) laser com nível de realimentação de 2 mW. Em (c) observa-se o ciclo de histerese. As setas indicam o sentido da varredura da frequência livre.	63
4.10	Comportamento do ciclo de histerese em função da potência do feixe de realimentação. Nesta série de medidas $\beta=1$ GHz/mW e a absorção do vapor atômico de 50%. O ciclo de histerese surge a partir de uma potência de realimentação em torno de 0,8 mW . Para valores de potência acima deste valor de limiar o ciclo de histerese alarga-se com o aumento da potência de realimentação.	65
4.11	Resposta espectral do laser sob realimentação. (a) Espectro experimental, (b) Espectro teórico (ver texto).	67
4.12	Frequência da emissão laser ν calculada como função da frequência livre ν_0 , para $\beta = 1GHz/mW$, $\alpha = 4,2 \times 10^{-18}Hz^{-2}$. (a) Laser sem realimentação. (b) Laser com nível de realimentação constante $\kappa_0 = 20 \times 10^{-3}$ e $\epsilon = 0$. (c) Laser com realimentação ótica filtrada $\kappa_0 = 55 \times 10^{-3}$ e $\epsilon = 0,5$. (d) Perfil espectral do filtro.	67

- 4.13 Esquema do arranjo experimental. O símbolo $\leftrightarrow (\odot)$ representa a polarização do feixe paralela (perpendicular) ao plano do arranjo. DL: laser de diodo, G-F: Polarizador Glan-Foucault, M: Espelho, BS: Divisor de Feixe, OI: Isolador Ótico, PD: Fotodetector, L: Lente, MA: Abertura micrométrica, $\lambda/2$: Lâmina de meia onda, MP: Medidor de Potência. O feixe de realimentação é analisado por um fotodetector (PD1) e por uma abertura de 3mm, seguido de outro fotodetector (PD2). Vê-se à esquerda os espectros correspondentes, sem realimentação. PD3 mede a transmissão da célula sonda (fora do circuito de realimentação). 70
- 4.14 Frequência do laser acoplado em função da frequência do laser livre. Os filtros espectrais: (a) absorptivo, (b) dispersivo. (c) Evolução da frequência do laser sob realimentação filtrada, como função da frequência do laser livre. As setas indicam “saltos” da frequência, evitando regiões instáveis, quando o caminho seguido pelo sistema é a curva absorptiva (I) ou a dispersiva (II). Os coeficientes experimentais usados para construção das curvas em (b) foram $\beta = 1,5$ GHz/mW, $\epsilon_a=0,35$ (caso absorptivo), $\epsilon_d=0,32$ (caso dispersivo), $\alpha_f = 5,8 \times 10^{-18} Hz^{-2}$ (célula interna) e $\kappa_0 = 5,4 \times 10^{-2}$ 71
- 4.15 (a) Curva de multistabilidade obtida com a célula de Cs fora do circuito de realimentação. (b) Espectro teórico, frequência do laser analisada por um discriminador de frequência de forma gaussiana $\alpha_p = 5,8 \times 10^{-18} Hz^{-2}$ (usado para o ajuste). A largura das setas grandes leva em conta as instabilidades na frequência do laser (jitter) e indicam as regiões onde os saltos ocorrem. Os parâmetros experimentais bem como as posições no espectro (indicadas por letras maiúsculas) são as mesma da Figura 4.14. Um pequeno fator de escala foi usado para ajustar a escala horizontal do espectro (b) em relação à escala do espectro (a) (ver texto). 73

4.16	Ciclos histeréticos quando ambos os efeitos absorptivo e dispersivo são importantes. (a), (b) Diferentes ciclos observados quando se limita a varredura em torno do salto de frequência BC. $\beta = 1,3 \text{ GHz/mW}$, $\alpha_f = 6,56 \times 10^{-18} \text{ Hz}^{-2}$, $\kappa_0 = 5,4 \times 10^{-2}$; $\epsilon_a = 0,3$. (c) Ciclo completo. (d) Superposição dos ciclos (a)-(c). Detalhe, espectro calculado.	74
4.17	Ciclo histerético biestável como função da potência de realimentação. Esquerda, transmissão da célula sonda; direita, espectros calculados, com $\beta = 0,8 \text{ GHz/MW}$ e $\epsilon_a = 0,34$.	75
4.18	Ciclo histerético multiestável como função da potência de realimentação. Esquerda, transmissão da célula sonda; direita, espectros calculados, onde as linhas pontilhadas indicam saltos da frequência.	76
4.19	Resposta do filtro versus frequência de emissão do laser livre. A intensidade de realimentação κ_0 é (a) 0; (b) 0,01; (c) 0,02; (d) 0,03.	81
4.20	Nas curvas acima a intensidade de realimentação κ_0 é 0, 0,01, 0,02 e 0,03, de cima para baixo em (a) e (d), e de baixo para cima em (b) e (c). (a) Potência de saída como função da frequência livre; (b) Densidade de portadores normalizada ao valor de transparência; (c) Temperatura normalizada à temperatura ambiente; (d) Frequência de emissão.	82
4.21	Absorção para alta potência de realimentação. (a) $\kappa_0 = 0,04$, a resposta do filtro depende da frequência instantânea (linha negra), e a resposta do filtro depende da frequência média (a média sobre um intervalo de 0,1 ns, linha cinza). (b) $\kappa_0 = 0,2$ (linha negra) e $\kappa_0 = 0,25$ (linha cinza, deslocada para cima por clareza.)	83
4.22	Histerese na ausência de realimentação ortogonal, para diferentes velocidades da rampa de corrente. Varre-se a corrente de injeção em ida e volta para varrer a frequência do laser em torno da frequência de ressonância do filtro, em um intervalo de tempo $\Delta T = 144$ (a), 72 (b) e 36 μs (c).	83

4.23	Montagem experimental. O feixe laser é enviado a um polarizador (G-F): o campo com polarização TE ($\longleftrightarrow$) é transmitido, filtrado e mandado de volta ao laser com a polarização girada por uma lâmina de atraso de fase $\frac{\lambda}{2}$. O polarizador G-F reflete apenas a componente TM ($\odot$). Um medidor de potência (PM) mede a potência do feixe de realimentação. Outros elementos: BS, divisor de feixe; M, espelho; OI, isolador ótico.	84
4.24	Espectros experimentais de absorção para baixa potência de realimentação $\mathcal{P}_f$. Os valores de $\mathcal{P}_f$ estão indicados no alto de cada espectro. $\beta = 0,54GHz/mW$	85
4.25	Espectros experimentais de absorção para alta potência de realimentação $\mathcal{P}_{fi}$. Os valores de $\mathcal{P}_f$ estão indicados no alto em cada espectro. $\beta = 1,23GHz/mW$	85
4.26	Largura da região de biestabilidade em função da potência de realimentação. A curva de cima corresponde à série da Figura 4.25 e a curva de baixo à série da Figura 4.24. As inclinações diferentes se devem aos diferentes valores de β	86
4.27	Espectros de absorção da célula de análise sem realimentação. As frequências de varredura são: (a) 1 Hz, (b) 10 Hz e (c) 30 Hz.	87
4.28	Esquema da montagem experimental: uma junção semicondutora (SJ) é o meio de ganho da cavidade laser com um filtro atômico intracavidade (vapor de Cs aquecido). AVC, célula com vapor atômico; OI, isolador ótico; L, lente; DG-PZT, grade de difração girada por um dispositivo piezoelétrico; F-P, interferômetro de Fabry-Pérot sintonizável; M, espelho; BS, divisor de feixe; PD, fotodetector.	88

4.29	(a-c) Espectros com comprimento do FP fixo, variando-se a frequência do laser. (d), (e) Espectros tomados enquanto varria-se o comprimento do FP, numa frequência fixa do laser. A absorção da emissão laser pela célula externa (sinal de PD1) como função da frequência do laser desacoplado é mostrada em (a) sem e (c) com a célula intracavidade. A origem da escala horizontal coincide com o centro do pico da absorção atômica (ν_{at}). (b), (d), e (e): transmissão do Fabry-Pérot (sinal de PD2). A frequência do laser é (d) fora de ressonância e (e) em ressonância com o filtro atômico. (b) e (c) são tomados simultaneamente.	90
4.30	Transmissão da célula de análise (sinal de PD1) como função da frequência do laser livre. (a) Laser sem absorvedor. (b) Laser com célula intracavidade, onde identificamos três regimes: região A, a frequência está travada; região B, o laser tem sua frequência modificada mais rapidamente com a voltagem do PZT da grade; região C, varredura normal, como em (a). (c) Biestabilidade em frequência. As setas indicam o sentido da varredura.	91
4.31	Absorção da célula de análise quando o laser está acoplado ao filtro intracavidade ressonante e varrido (ida-e-volta) em torno da linha Doppler para diferentes valores da corrente de polarização. (a) Frequência laser com regiões de travamento e instabilidades. O primeiro espectro está superposto ao espectro de referência (laser sem absorvedor). (b) Instabilidades da frequência laser com irregularidades e (c) com instabilidades “periódicas”.	92

5.1	Arranjo experimental. A frequência do laser de chaveamento é tornada biestável pela realimentação ortogonal filtrada. O laser de controle opera a chave pela manipulação da transparência do filtro atômico na frequência do laser de chaveamento. DL, laser de diodo; BS espelho divisor de feixe; PM, medidor de potência; G-F, polarizador Glan-Foucault; M, espelho; OI, isolador ótico; $\lambda/2$, lâmina de atraso de fase de meia onda; PD, fotodetector; F-P, interferômetro de Fabry-Pérot. Polarização do feixe: $\Leftrightarrow$, TE; $\odot$, TM.	94
5.2	Biestabilidade em frequência do feixe de chaveamento. (a) Perfil espectral gaussiano do filtro. (b) Frequência de emissão do laser como função da frequência do laser livre [equação (5.1)], para $\beta = 1,5$ GHz/mW, $\epsilon = 0,32$, e $\kappa_0 = 5,4 \times 10^2$. (c) Absorção do laser de chaveamento pela célula de análise, como função da frequência livre varrida em torno da transição D_2 do césio $6S_{1/2}F = 4 \rightarrow 6P_{3/2}F'$, mostrando comportamento histerético e estados de frequência biestáveis ν_1 e ν_2	96
5.3	Esquema dos níveis de energia do césio envolvidos no processo de chaveamento, com as populações de cada subnível hiperfino do estado fundamental representadas por círculos cujos diâmetros são proporcionais à respectiva população, para algumas configurações dos lasers. (a) As populações de equilíbrio nos subníveis do estado fundamental $F = 3$ e $F = 4$ na ausência de radiação incidente são proporcionais às degenerescências de seus respectivos níveis ($g_4/g_3 = 9/7$). (b), (c), (d) O laser de chaveamento está ressonante com a transição $6S_{1/2}F = 4 \rightarrow 6P_{3/2}F'$. (b) O laser de chaveamento diminui a população do subnível $F = 4$ bombeando átomos para o subnível $F = 3$. (c) O laser de controle, ressonante com a mesma transição $F = 4 \rightarrow F'$, diminui ainda mais a população de $F = 4$, diminuindo a opacidade do meio para o primeiro laser. (d) O laser de controle, ressonante com a transição $F = 3 \rightarrow F'$, garante o re-equilíbrio das populações dos sub-níveis do estado fundamental.	97

- 5.4 Demonstração do chaveamento do estado ν_1 para o estado ν_2 induzido pelo pulso de controle: (a) A amplitude do laser de controle incidente no filtro atômico é modulada por um chopper. Em $t = t_0$, o primeiro pulso faz a frequência do laser de chaveamento saltar do estado ν_1 para o estado ν_2 , como evidenciado em (b) pela variação abrupta da absorção na célula de análise. Após o chaveamento o laser de controle não muda o estado da frequência do laser de chaveamento. 99
- 5.5 Demonstração do chaveamento do estado ν_2 para o estado ν_1 induzido pelo pulso de controle: (a) A amplitude do laser de controle incidente no filtro atômico é pré-modulada por um chopper. Em $t = t_0$, o primeiro pulso faz a frequência do laser de chaveamento saltar do estado ν_2 para o estado ν_1 , como evidenciado em (b) pela variação abrupta da absorção na célula de análise. Após o chaveamento o laser de controle não muda o estado da frequência do laser de chaveamento. 100

Lista de Tabelas

4.1	Parâmetros do laser e do filtro.	80
-----	--	----

Capítulo 1

Introdução

Há exatamente cinquenta anos Theodore Maiman legava à humanidade o primeiro laser. Quando de sua obtenção, dizia-se do laser que era “uma solução à procura de um problema”. Passadas cinco décadas, o laser é uma ferramenta que tem aplicação nas mais diversas atividades científicas, médicas, militares, de comunicações, comerciais, industriais, etc., e ainda continua “à procura de problemas” a serem solucionados.

De todos os tipos de lasers, o laser semicondutor é aquele com maior número de aplicações. Características como baixo custo, pequenas dimensões, extensa cobertura espectral, possibilidade de modulação direta e baixo consumo de energia fazem com que os lasers semicondutores estejam muito presentes em nosso cotidiano e sejam indispensáveis à nossa vida contemporânea. São usados como fonte de luz em leitores de código de barras, leitores de CD e DVD, impressoras laser e sistemas de comunicação ótica, para citar alguns exemplos. Para alguns usos científicos, no entanto, que requerem uma fonte de radiação de alta pureza espectral e pequena largura de linha, a priori os lasers semicondutores podem apresentar limitações. Exemplos de atividades em que esses requerimentos são críticos são: comunicação ótica coerente [9], espectroscopia de alta resolução e experimentos de física atômica [10].

Diversas técnicas foram desenvolvidas a fim de melhorar as características espectrais dos lasers semicondutores, de forma a adaptá-los a experimentos de física atômica [11]. Várias técnicas exploram o fato de que os lasers semicondutores são extremamente sensíveis a perturbações externas, elétricas e óticas. É possível enviar

um sinal eletrônico de erro pela corrente de injeção do laser, de forma que esse sinal de erro corrija flutuações na frequência da radiação emitida e reduza a largura de linha do laser [12]. Esse tipo de técnica chama-se realimentação elétrica. Estabilização e redução de largura de linha também podem ser obtidas por técnicas em que se re-injeta parte da luz emitida pelo laser na cavidade laser. A isso chamamos de realimentação ótica.

O uso de realimentação ótica em lasers semicondutores tem recebido especial atenção não apenas por levar aos já mencionados incrementos de performance, mas também por ocasionar uma rica variedade de comportamentos dinâmicos de sua amplitude como caos [13], biestabilidade [14] e multiestabilidade [15]. Em especial, a re-alimentação ótica ortogonal, ou seja, quando a luz que retorna à cavidade laser tem a polarização girada de 90 graus em relação à polarização de saída, tem sido investigada em trabalhos recentes por seu potencial de levar esses lasers a novas aplicações [16], [17], [18]. Essa técnica tem a vantagem de não requerer o controle de fase entre o campo re-injetado e o campo oscilante na cavidade laser, já que os dois são ortogonais e não interferem diretamente entre si. Dessa forma, o campo re-injetado atua apenas na densidade de portadores na região ativa do laser, mudando apenas a frequência da emissão. Quanto maior a intensidade da realimentação mais se diminui a frequência de emissão.

O sinal de re-alimentação ótica pode tornar-se dependente de variações na frequência ótica pelo uso de filtros espectrais, como grades de difração [19], cavidades de Fabry-Pérot [20] e vapores atômicos ressonantes [21]. Dessa forma, usando-se a dependência da frequência de emissão com a intensidade da realimentação ortogonal, se a frequência do laser estiver na região de derivada positiva do filtro espectral, eventuais instabilidades nessa frequência podem ser automaticamente corrigidas pela resultante variação da intensidade da luz re-injetada na cavidade laser.

Pesquisas dos últimos anos realizadas no Laboratório de Física Atômica e Lasers da UFPB investigaram a influência de realimentação ótica ortogonal dependente da frequência, nas quais foi utilizada como filtro espectral uma célula ótica contendo vapor de césio colocada no caminho do feixe de realimentação. Esse sistema apresenta-se como técnica para estabilização da frequência laser [21] além de ter permitido, pela primeira vez, a observação de biestabilidade [22] e multistabilidade ótica [23] exclusivamente em frequência, ou seja, com amplitude praticamente constante.

Com o uso de um segundo laser para modificar a transparência do filtro espectral na frequência do laser biestável, podemos chavear a frequência desse último de forma completamente ótica, no que se constitui como a primeira chave FM do tipo “tudo-ótico” [24], operada com intensidade de saída praticamente constante.

Biestabilidade ótica é definida como sendo a existência de dois estados estáveis para a radiação emitida por uma cavidade ótica, quando associada a um meio não-linear, para um único conjunto de parâmetros do sistema. Devido às potenciais aplicações da biestabilidade ótica (em amplitude) em redes de comunicação ótica e computação ótica (por exemplo, como chave, conversor ou uma memória ótica), este fenômeno tem atraído o interesse de vários grupos de pesquisas, resultando em um grande número de diferentes sistemas óticos nos quais é possível explorar-se comportamentos biestáveis [25].

O fenômeno da multiestabilidade ótica, de forma semelhante à biestabilidade ótica, tem sido observado (na polarização e na amplitude da radiação) e estudado em sistemas óticos onde cavidades são associadas com meios não-lineares. O uso das respostas absorptiva ou dispersiva desses meios têm sido explorado em configurações onde a parte real do índice de refração ou a parte imaginária, ou ainda, ambas, estão na origem do comportamento multiestável observado [26].

A biestabilidade ótica em *frequência* obtida na UFPB abre o caminho para aplicações onde informação ótica digitalizada pode ser produzida com um nível de intensidade constante, usando-se o chaveamento entre dois ramos distintos de frequências. Essa possibilidade completa a analogia, no domínio ótico, com a tecnologia já existente de comunicação FM e AM de radiofrequência.

A biestabilidade ótica apresentada em [22] foi descrita em termos de um modelo fenomenológico simples que leva em conta apenas a forma de linha do filtro espectral e a relação linear empírica do deslocamento da frequência do laser induzido pela realimentação ortogonal com a potência dessa realimentação. Esse modelo permite o cálculo de soluções estacionárias, mas não de soluções dependentes do tempo. Um modelo de equações de taxa foi posteriormente construído conseguindo prever a relação linear entre deslocamento em frequência e potência de realimentação. Seu uso em simulações numéricas reproduz muito bem o comportamento previamente observado [27].

Relatamos na presente dissertação nossas investigações com o sistema referido acima, um laser de diodo com realimentação ortogonal filtrada, com o qual trabalhamos durante a maior parte do programa de mestrado. Reportamos aqui as observações de regimes biestável e multiestável em frequência, suas dependências com os parâmetros do sistema, a transição de um regime a outro, o chaveamento todo-ótico da frequência, e as novas evidências experimentais que confirmaram o modelo teórico apresentado em [27].

A emissão laser em torno de ressonâncias atômicas e moleculares tem recebido atenção de muitos grupos de pesquisa procurando melhorar a resolução e estabilidade de lasers, ou ainda, observar a resposta dinâmica da intensidade da emissão laser [21], [28], [29], [30], [31], [32], [33]. Em particular, lasers semicondutores têm sido estudados em configurações em que são acoplados a um vapor absorvedor saturável inserido entre o laser e um elemento refletor externo [32], [33].

O outro sistema com o qual trabalhamos também foi concebido para investigar o comportamento da frequência de um laser com cavidade externa (do tipo Littrow) com um absorvedor atômico, uma célula ótica contendo vapor de césio, colocada dentro da cavidade laser [34].

Relatamos também nessa dissertação nossos resultados obtidos explorando esse sistema, em que um laser semicondutor cuja face frontal é revestida com um filme anti-refletor é colocado numa configuração de Littrow e um absorvedor atômico é posicionado dentro da cavidade externa. Apresentamos diferentes comportamentos característicos que revelam mecanismos de estabilização, biestabilidade e instabilidade na frequência da emissão laser.

Capítulo 2

Lasers Semicondutores e Realimentação Ótica

Nesse capítulo tratamos alguns conceitos necessários à compreensão de nossas contribuições, apresentadas em capítulos posteriores dessa dissertação. Começamos revisando, na seção 2.1, conceitos básicos sobre lasers semicondutores, nosso objeto principal de trabalho em todos os experimentos. A seção 2.2 trata do comportamento desses lasers quando submetidos à realimentação ótica, em particular à realimentação ótica com polarização ortogonal, técnica que mais desenvolvemos em nossos experimentos.

2.1 Lasers Semicondutores

2.1.1 Perspectiva Histórica [1, 2]

A familiar palavra laser é um acrônimo. Ela significa “light **a**mplification by **s**timulated **e**mission of **r**adiation”, expressão em inglês para aquela que é a mais marcante característica da ação laser, a amplificação da luz por emissão estimulada de radiação. O mecanismo físico responsável por essa amplificação, a emissão estimulada, foi proposto por Einstein em 1917 [35]. O princípio de funcionamento do laser é o mesmo do maser, outro dispositivo baseado na emissão estimulada (substitua luz por microondas na expressão acima), descrito teoricamente por Basov e Prokhorov em 1952 [36].

Já se previa que o laser representaria uma importante conquista científica e

tecnológica mesmo antes de sua realização experimental. Em 1960 T. H. Maiman [37] obteve pela primeira vez o funcionamento de um laser de rubi pulsado. Naquela época este laser foi chamado de maser ótico ou maser infravermelho. Só em meados de 1965 a palavra laser passou a ser genericamente aceita. O primeiro laser de onda contínua foi realizado por Javan et. al. [38] em 1961, com um laser a gás de He-Ne, seguido logo depois pela obtenção de ação laser em regime contínuo em três sistemas sólidos [39, 40, 41]. Os dois anos que se seguiram à realização do laser de rubi de Maiman viram uma intensa e frutífera pesquisa por novos meios lasers.

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 Basov et al. em 1961 [42]. Apenas um ano depois três laboratórios, independentemente, já tinham produzido os primeiros lasers semicondutores [43, 44, 45, 46]. O desempenho desses primeiros lasers era limitado à operação pulsada em temperaturas criogênicas. A performance desses primeiros dispositivos seria radicalmente melhorada pela implementação, em 1969 [47, 48, 49], da sugestão, feita em 1963 [50], de que uma camada de material semicondutor fosse inserida entre duas camadas de outro semicondutor de maior bandgap (um laser de heteroestrutura).

O desenvolvimento após 1962 foi mais lento por várias razões. A principal delas é que uma nova tecnologia de semicondutores era necessária, pois não era possível fazer lasers semicondutores de silício (e continuou não sendo possível até o aparecimento de um laser de silício híbrido em 2005 [51]), material para o qual uma tecnologia de fabricação madura já existia. Esses lasers requerem materiais que tenham bandgap direto, semicondutores compostos, que à época não eram tão bem compreendidos. A introdução das heteroestruturas no fim da década de 1960 diminuiu significativamente as correntes de limiar e o melhor confinamento na região de ganho, tanto de fótons como de portadores de carga, permitiu a operação de onda contínua em temperatura ambiente em 1970 [52, 53].

Dois fatores foram cruciais para que se desse a transformação de dispositivos de laboratório funcionando em temperaturas criogênicas em dispositivos optoeletrônicos práticos de operação contínua a temperatura ambiente. O primeiro foi a excepcional compatibilidade de rede entre *AlAs* e *GaAs*, que permitiu que heteroestruturas formadas por camadas de diferentes composições de $Al_xGa_{1-x}As$ fossem crescidas. O segundo foi a vasta gama de aplicações em optoeletrônica para as quais lasers

semicondutores são unicamente adaptados, por terem o menor tamanho, a maior eficiência e o maior tempo de vida dentre todos os tipos de lasers que existem. Essas qualidades, e o enorme potencial de aplicação 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 por fibras óticas, onde é de particular utilidade o fato de que a potência de um laser semiconductor pode ser modulada simplesmente pela modulação da corrente de injeção. Lasers de *InGaAsP/InP* que emitem em $1,3\ \mu m$ (onde a absorção nas fibras de sílica é mínima), e em $1,55\ \mu m$ (onde a dispersão nas fibras é mínima) foram obtidos na década de 1970. A necessidade de repetidores levou à invenção dos amplificadores laser, a introdução de linhas de comunicação ótica submersas necessitou de melhorias na confiabilidade dos dispositivos, e a multiplexação em frequência das transmissões levou a novos esquemas para estabilização dinâmica da frequência, culminando no desenvolvimento dos lasers tipo DFB (distributed feedback) e DBR (distributed Bragg reflection).

A primeira tentativa de utilizar lasers semicondutores como dispositivos com outras funcionalidades, além de fontes de radiação coerente, foi a proposta de um laser semiconductor biestável por Lasher, já em 1964 [54]. Nathan et al. [55] pouco depois relataram a operação biestável de um laser de GaAs usando a estrutura proposta por Lasher. Basov et al. [56] propuseram lógica ótica usando o diodo biestável de Lasher. Depois desses trabalhos pioneiros não houve mais pesquisa ou desenvolvimento em lasers de diodo biestáveis por uma década. Nesse meio tempo o desenvolvimento da tecnologia de lasers de diodo se deu em função das necessidades de comunicações óticas. Com base nos avanços conseguidos para esses fins, a segunda etapa do estudo de lasers semicondutores biestáveis foi iniciada em 1981 por Kawaguchi e Iwane [57] e por Harder et al [58], que reportaram interessantes características biestáveis em lasers de *InP/InGaAsP* e *GaAs/AlGaAs*, respectivamente.

Há ainda outras aplicações por causa das quais avanços importantes foram feitos. A indústria de memórias óticas (CDs, DVDs, e mais recentemente, discos Blu-ray) provocou uma demanda por lasers semicondutores que contribuiu muito para a redução de seus custos. O padrão Blu-ray só foi possível graças ao desenvolvimento de lasers de diodo que emitem no azul (daí a origem do nome) após décadas de pesquisa [59]. É graças ao menor comprimento de onda desses lasers (405 nm)

que a densidade de informação armazenada nesses discos pode ser tão maior do que nos padrões anteriores. Algumas das outras numerosas aplicações incluem: diodos de alta potência para soldas na indústria; produtos diversos em eletrônica de consumo como impressoras, copiadoras e leitores de códigos de barras; LIDAR (da sigla inglesa *light detection and ranging*) e detecção de gases; aplicações médicas em diagnóstico e terapia; aplicações militares e em sistemas de segurança.

2.1.2 O 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 semicondutor. 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 semicondutor, entre as camadas com dopagem tipo n (dopado para ter excesso de elétrons) e tipo p (dopado para ter excesso de vacâncias de elétrons, os chamados buracos), com polarização direta, este laser semicondutor 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.

Estrutura Física [61]

A junção p-n é a essência de um laser de diodo. Quando são postos em contato um semicondutor tipo p e um semicondutor tipo n se tem então uma junção p-n. Se um laser de diodo é formado por uma junção p-n de um mesmo semicondutor temos um laser de homoestrutura. Se dois semicondutores constituem o laser de diodo, temos um laser de heteroestrutura. Quando um dos lados da região ativa está em contato com um semicondutor diferente, temos um laser de heteroestrutura única. Em

geral, porém, um laser de heteroestrutura tem em sua região ativa um determinado semiconductor dopado inserido entre duas camadas de um semiconductor diferente de maior bandgap e de menor índice de refração, uma com dopagem tipo p e outra com dopagem tipo n. Este é um laser de heteroestrutura dupla (Figura 2.1). A diferença de *bandgap* entre os diferentes semicondutores concorre para o confinamento dos portadores na região ativa e a diferença de índice de refração confina o modo ótico nessa região, que atua como um guia de onda dielétrico. O melhor confinamento ótico e de portadores garantido pelas heteroestruturas duplas (Figura 2.2) permitiu uma diminuição significativa das correntes de limiar e, conseqüentemente, a operação em temperatura ambiente e em onda contínua de lasers semicondutores em 1970 [52, 53].

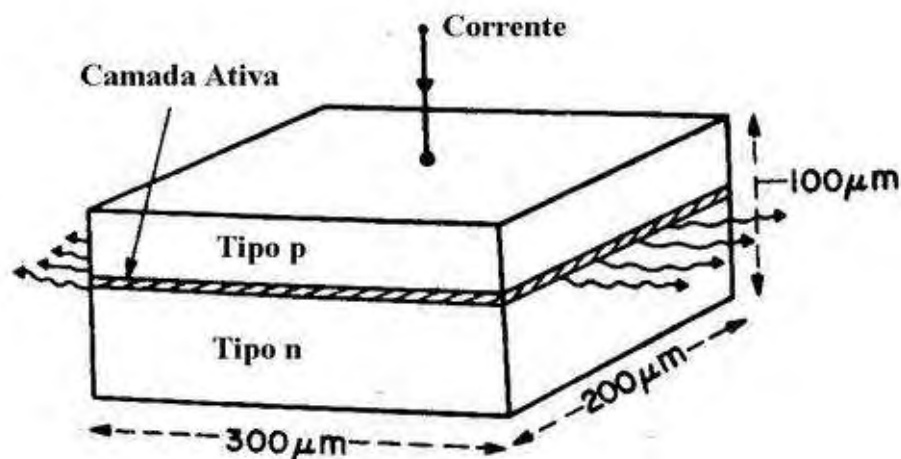


Figura 2.1: Laser de diodo com heteroestrutura-dupla.

O laser esquematicamente mostrado na Figura 2.1 não tem nenhum mecanismo de confinamento ótico ou de portadores na direção paralela ao plano da junção. Esse tipo de laser é chamado de laser de área alargada. O confinamento lateral dos portadores pode ser feito usando-se um contato tipo faixa na região central, limitando a região em que a corrente é conduzida e, portanto, a região de ganho na junção. Esta técnica é chamada de confinamento de ganho. Dessa forma, o modo ótico é confinado pela variação lateral do ganho ótico a uma região próxima à faixa de bombeio elétrico. Lasers com este tipo de confinamento lateral são ditos de ganho guiado. O confinamento lateral do modo ótico na região de ganho também pode ser obtido por variações laterais do índice de refração, e os lasers que se valem desse

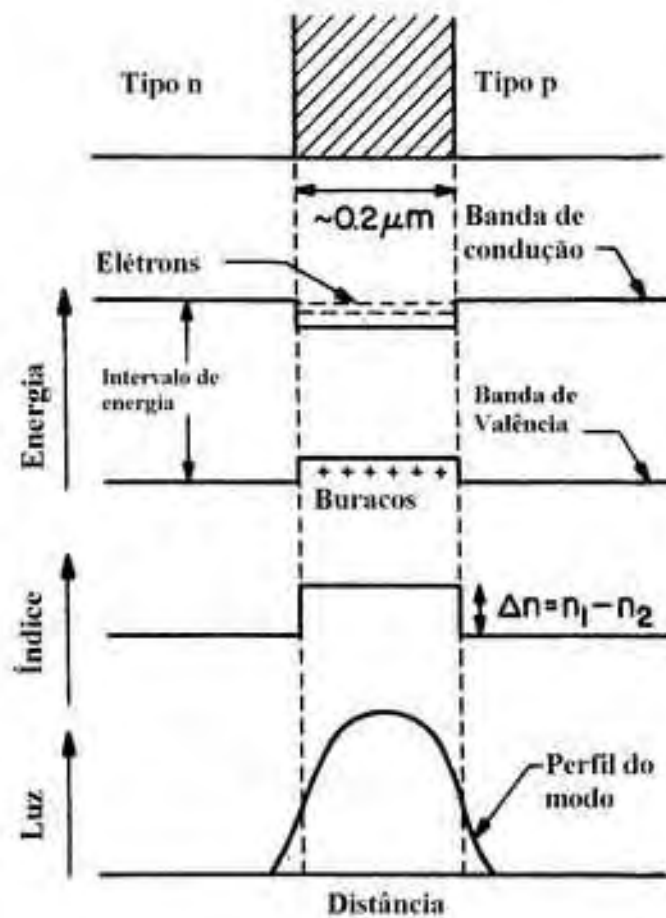


Figura 2.2: Confinamento simultâneo dos portadores de carga e do modo ótico na região ativa de um laser semicondutor com heteroestrutura dupla. A região central delimitada pelas linhas pontilhadas é a região ativa.

recurso são chamados de lasers de índice guiado.

A camada ativa de lasers de heteroestrutura dupla tem tipicamente entre $0,1 \mu\text{m}$ e $0,3 \mu\text{m}$ de espessura. Em alguns lasers, porém, a espessura da camada ativa é menor que o comprimento de de Broglie do elétron. Devido a essa diminuta espessura a natureza quântica dos portadores, comportando-se como ondas de matéria, aparece significativamente. A camada ativa e as camadas adjacentes (*cladding layers*) formam um poço de potencial de pequena largura, e os elétrons e buracos são confinados no poço quântico, de forma que as ondas associadas a essas partículas satisfazem a equação de onda de Schrödinger e condições de contorno. Tais lasers são chamados de lasers de poço quântico e a radiação coerente ocorre por recombinação

estimulada entre elétrons e buracos entre as sub-bandas quantizadas das bandas de condução e valência do semiconductor.

Funcionamento do Laser de Diodo [1, 4, 61]

Em geral, três elementos necessários para a operação de um laser: um meio de ganho, uma fonte de energia externa que produz a inversão de população nesse meio e uma cavidade de oscilação que provê realimentação ótica ao meio de ganho e confina a radiação eletromagnética em modos bem 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 ela 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 $x > y$.

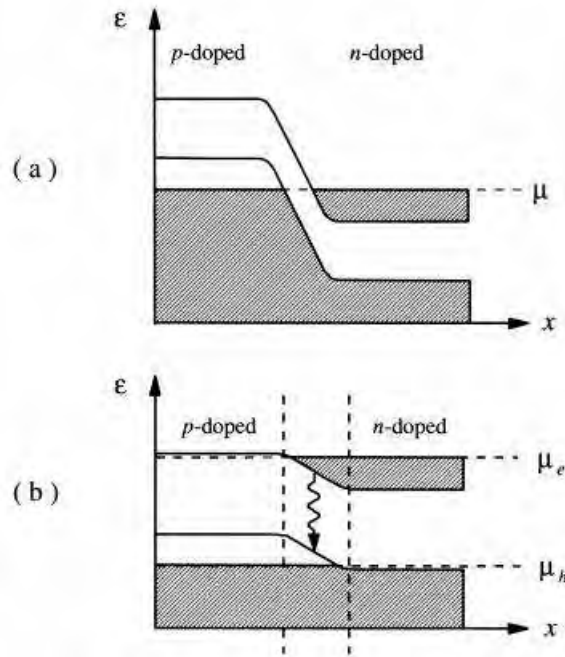


Figura 2.3: Energia eletrônica e ocupação na direção perpendicular à junção p-n. a) sem tensão aplicada e b) tensão aplicada com polarização direta. μ nível de Fermi constante ao longo da junção em equilíbrio. μ_e , nível de Fermi para elétrons, μ_h nível de Fermi para buracos.

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 2.3a). 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 2.3b). Como a Figura 2.3b 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 o que usamos é uma cavidade de 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, são usados revestimentos refletores na face traseira e anti-refletores na face de saída para aumentar a potência de saída do laser de diodo.

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,

$$q \frac{\lambda}{2n} = L. \quad (2.1)$$

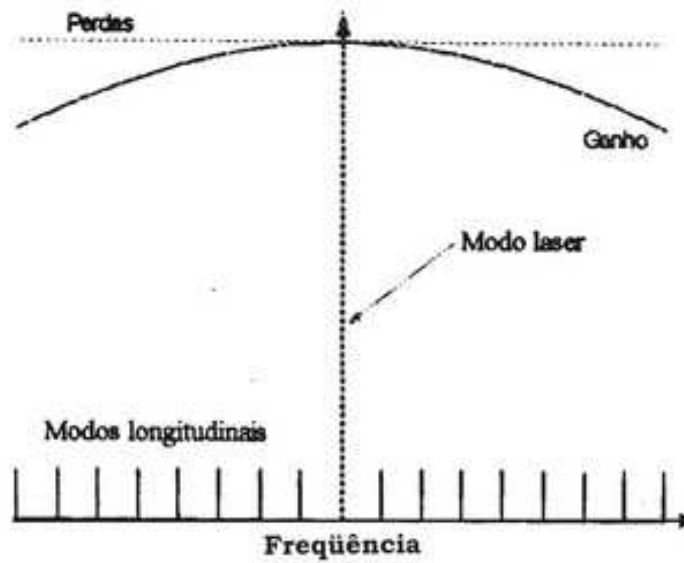


Figura 2.4: Ilustração do perfil de ganho e dos modos longitudinais de um laser de diodo (escalas arbitrárias). O laser oscila no modo mais próximo ao pico da curva de ganho. O limiar é atingido quando o ganho se iguala às perdas.

Como o comprimento da cavidade é bem maior que o comprimento de onda da luz, muitos modos longitudinais podem existir simultaneamente. Para o laser que utilizamos, $n = 3,3$ e $L = 300\mu m$. Se escrevermos λ como $\frac{c}{\nu}$ na equação (2.1), onde ν é a frequência da luz, temos que a separação em frequência entre dois modos consecutivos é dada por

$$\Delta\nu = \frac{c}{2nL}. \quad (2.2)$$

Essa separação é de cerca de 140 GHz para o laser que utilizamos. Por ter uma cavidade muito pequena, a separação entre 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 “gap” de energia do material semiconductor, Figura 2.4.

Além dos modos longitudinais, há também os modos transversais. Esses últimos representam o estado 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.

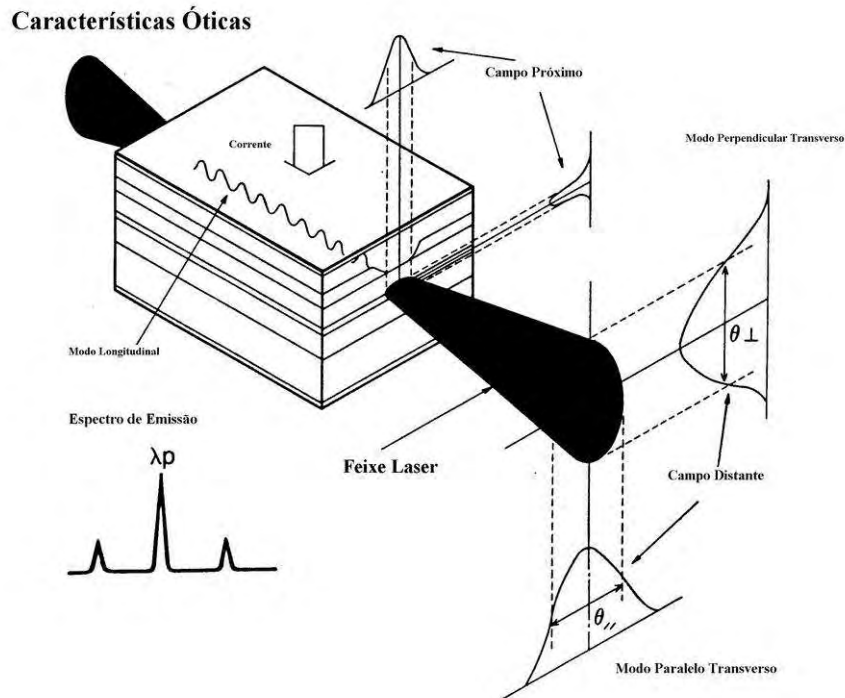


Figura 2.5: Espectro de emissão do laser de diodo e perfil espacial do feixe de saída do laser. A forma retangular da região de ganho leva a um padrão oval da radiação.

2.1.3 Características do Feixe

Como a área lateral da região ativa, a partir de onde a radiação é emitida, é retangular e de pequenas dimensões da ordem de $1\ \mu\text{m}$ por $3\ \mu\text{m}$ (pelo uso de confinamento perpendicular e paralelo ao plano da camada ativa) o feixe da saída de um laser de diodo diverge fortemente, tanto na direção paralela, quanto na perpendicular. Um feixe de saída típico (largura a meia altura em intensidade) tem um ângulo de divergência de 30° na direção perpendicular e 10° na direção paralela (figura 2.5). A colimação do feixe de saída é geralmente feita com lentes de pequena distância focal. Se o laser operar com um único modo transversal, o feixe colimado será elíptico [11]. Um perfil mais simétrico pode ser obtido com o uso de lentes especiais.

2.1.4 Condições de Oscilação [3, 4]

Como discutimos acima, 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 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), α_{int} o fator que representa as perdas de propagação por unidade de comprimento da onda guiada devido a absorção e espalhamento, e sejam R_f e R_t as refletividades das faces frontal e traseira, respectivamente. Então, a condição para que a amplitude absoluta da onda após um volta completa pela cavidade seja igual a amplitude inicial é dada por

$$R_f R_b \exp [2 (\Gamma g - \alpha_{int}) L] = 1, \quad (2.3)$$

ou seja, devemos ter,

$$\Gamma g = \alpha_{int} + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_f R_t} \right). \quad (2.4)$$

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

$$2\beta(\omega) L = 2\pi q \quad (2.5)$$

As frequências angulares ω_q que satisfazem a condição acima são as frequências angulares dos modos longitudinais que aparecem na Figura 2.4, cuja separação em frequência é dada pela equação (2.2).

O primeiro e o segundo termos que aparecem do lado direito da equação (2.4) representam a perda interna (durante a propagação na cavidade) e a perda devida ao escape de potência ótica pelas faces do laser, respectivamente. A equação indica que um ganho efetivo capaz de compensar essas perdas é requerido para haver oscilação. A condição de fase (2.5), sendo uma condição de realimentação positiva ou uma condição de ressonância, indica que a frequência de oscilação é limitada às frequências discretas dos modos longitudinais, com uma separação dada por (2.2). A oscilação laser só acontece para ondas óticas que satisfaçam ambas as condições. 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 (2.4), a oscilação começa com esse modo. Note-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 (2.4), é chamado de ganho de limiar. A corrente de limiar pode ser encontrada determinando a corrente de injeção para a qual g_{max} iguala o ganho de limiar.

2.1.5 Equações de Taxa [2, 4, 5]

A Figura 2.6 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.

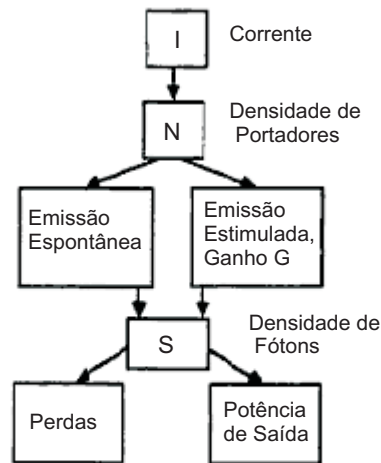


Figura 2.6: Representação esquemática de um laser semiconductor.

Com base nesse diagrama, e no balanço entre densidade de portadores e densidade de fótons, podemos escrever duas equações de taxa 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

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{qV} - G(N)ST - \frac{N}{\tau_N}. \quad (2.6)$$

O ganho $G(N)$ é o ganho líquido por unidade de tempo, $G(N) = g\nu_g$, com ν_g a velocidade de grupo da luz no laser. A dependência temporal da densidade de fótons pode ser descrita por

$$\frac{dS}{dt} = G(N)ST - \frac{S}{\tau_f} + \beta_{sp} \frac{N}{\tau_r}. \quad (2.7)$$

No lado direito da equação (2.7) o primeiro termo é o termo de recombinação estimulada. Para cada recombinação estimulada tem-se um fóton a mais na região ativa, de forma que este é o mesmo termo que aparece na equação de taxa para a densidade de portadores só que com sinal positivo. Parte dos fótons é perdida, e isso é descrito pelo tempo de vida dos fótons τ_f . O último termo é devido à emissão espontânea. Uma fração β_{sp} de todas as recombinações espontâneas que ocorrem fornece um fóton para o modo oscilante. As equações (2.6) e (2.7) constituem um conjunto de duas equações não-lineares acopladas.

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

$$G(N) = A(N - N_0), \quad (2.8)$$

onde A é o coeficiente de ganho diferencial.

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

$$\frac{1}{\tau_N} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}}. \quad (2.9)$$

O tempo de vida de recombinação radiativa τ_r é determinado pela emissão espontânea e não é afetado pela emissão estimulada. O tempo de vida de recombinação não-radiativa τ_{nr} é relacionado às recombinações que ocorrem pela interação

com defeitos ou impurezas, ou recombinação Auger (onde a energia é transferida para um terceiro portador), onde não há emissão de luz.

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

$$\frac{1}{\tau_f} = \frac{c}{n_r} \left(\alpha_{int} + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_f R_t} \right), \quad (2.10)$$

onde n_r é o índice de refração efetivo, L é o comprimento da cavidade e c é a velocidade da luz no vácuo. O primeiro termo do lado direito em (2.10) é devido a perdas internas e o segundo termo é devido às perdas nas faces do laser, de refletividades R_f e R_t .

As equações de taxa podem ser usadas para entender muitas das características da potência de saída como função da corrente de injeção. No caso de operação em onda contínua a uma corrente constante I , as derivadas temporais nas equações (2.6) e (2.7) 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 numa corrente para a qual $G(N)\Gamma\tau_f = 1$. A densidade de portadores é então fixada no valor de limiar N_{th} . Se usarmos a função de ganho linear (2.8), a densidade de portadores de limiar se torna

$$N_{th} = N_0 + \frac{1}{(A\Gamma\nu_g\tau_f)}. \quad (2.11)$$

A corrente de limiar é então dada por

$$I_{th} = \frac{qV N_{th}}{\tau_N} = \frac{qV}{\tau_N} \left(N_0 + \frac{1}{A\Gamma\nu_g\tau_f} \right) \quad (2.12)$$

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

$$S = \frac{\tau_f}{qV} (I - I_{th}). \quad (2.13)$$

A Figura 2.7 mostra as curvas características da densidade de fótons e da densidade de portadores como função da corrente de injeção. Sem o termo de emissão espontânea em (2.6) e em (2.7), uma transição absolutamente abrupta ocorreria no limiar; contudo, devido ao termo de emissão espontânea, obtém-se uma emissão espontânea amplificada, mesmo abaixo do limiar, resultando numa transição não tão abrupta em torno do limiar, que depende da quantidade de emissão espontânea nos modos laser.

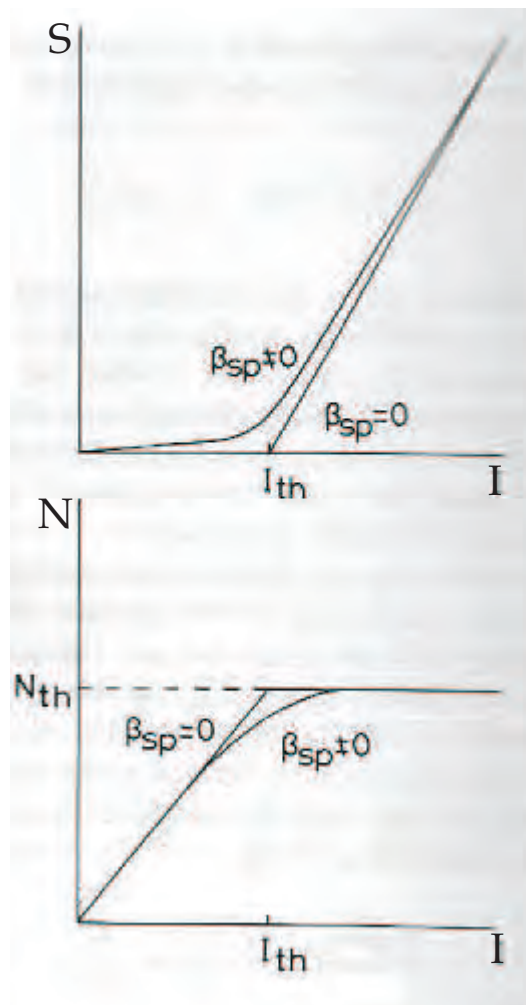


Figura 2.7: Densidade de fótons e densidade de portadores como funções da corrente de injeção I . Referência [2].

2.2 Lasers de Diodo sob Realimentação Ótica

Como apresentado na seção anterior, lasers de diodo são fontes de radiação coerente práticas e relativamente baratas. Seu desenvolvimento foi impulsionado sobretudo pelas necessidades da indústria optoeletrônica. Para muitas outras aplicações, também na área acadêmica e na pesquisa básica, sua praticidade e baixo custo os tornaram atraentes. Contudo, para aplicações que demandam grande pureza espectral, ou seja, pequena largura de linha e grande estabilidade da frequência da luz emitida, tais como experimentos em física atômica (resfriamento e aprisionamento de átomos, por exemplo [62]) e espectroscopia de alta resolução [63], as características espectrais de lasers de diodo usuais (tipo Fabry-Pérot) precisam ser melhoradas. Afim de poder substituir caros lasers de estado sólido e pouco práticos lasers de corante por lasers de diodo simples e baratos em atividades desse tipo, muitas técnicas foram desenvolvidas para reduzir a largura de linha e aumentar a estabilidade em frequência de lasers de diodo.

As técnicas óticas de realimentação e injeção ótica se aproveitam de uma característica marcante dos lasers de diodo: a extrema sensibilidade à entrada de luz externa em sua cavidade ótica. Essa sensibilidade tem origem na combinação de três fatores [11]. Primeiro, a curva de ganho do laser como função do comprimento de onda é muito larga; segundo, a finesse da cavidade é muito baixa; terceiro, a cavidade é muito pequena. Como resultado, o ganho total do sistema tem uma dependência extremamente fraca com o comprimento de onda, e existem relativamente poucos fótons na cavidade. Desta forma, a frequência central da emissão laser, bem como a sua largura de linha espectral são facilmente perturbadas pela re-injeção de radiação eletromagnética em geral, e particulamente de radiação laser.

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

grandeza. O aumento do fator de qualidade da cavidade laser pode ser obtido pelo uso apenas de um espelho externo, ou de uma fibra ótica. No caso da utilização do método de realimentação ótica para a estabilização da frequência da emissão laser, é necessário um discriminador de frequência (ou filtro espectral) para modular o feixe de realimentação. O discriminador de frequência torna a intensidade do feixe de realimentação dependente da frequência e produz uma realimentação ótica negativa, que garante a estabilização da frequência. Quando o feixe de realimentação passa por um filtro espectral, tal realimentação é dita filtrada.

A realimentação ótica pode ser paralela ou ortogonal. É paralela 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, ou ortogonal, 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 assim interferência entre os dois. A realimentação ótica é dita incoerente quando o tempo de atraso do circuito ótico é maior que o tempo de coerência do laser. Em algumas referências o termo incoerente também é usado para descrever a realimentação ortogonal.

A técnica de realimentação elétrica se utiliza do fato de que o laser de diodo pode ter sua frequência da emissão modulada diretamente pela modulação da corrente de injeção [12]. Assim, um sinal eletrônico de realimentação pode ser adicionado à corrente de injeção do laser, para a correção de flutuações na frequência ótica.

Além de ser usada para o melhoramento das características espectrais, a realimentação, ótica e/ou elétrica, também pode dar origem a uma gama de comportamentos dinâmicos da amplitude, polarização e frequência da luz emitida [2, 64, 65]. Nesta seção discutiremos brevemente o uso de realimentação ótica em lasers de diodo, dando mais ênfase à realimentação ótica com polarização ortogonal, mais usada em nossos experimentos.

2.2.1 Lasers de Diodo sob Realimentação Ótica Paralela

Na realimentação ótica com polarização paralela uma fração do feixe de saída do laser é re-injetada na cavidade do laser 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 realizada pelo uso de alguns elementos óticos como espelhos [66], cavidades [20], grades de difração [67], fibras óticas [68], e ainda espelhos conjugadores de fase [69]. O sistema resultante do laser com um elemento ótico externo é descrito como um laser que possui uma cavidade ótica composta, onde as faces finais do laser de diodo e o elemento ótico criam a estrutura de um oscilador ótico para o meio de ganho semiconductor.

Entretanto, no caso do laser de diodo possuir coberturas anti-refletoras sobre uma ou sobre suas duas faces finais, os elementos da ótica externa providenciam a cavidade ótica do laser. O laser em tal configuração é dito laser com cavidade externa. Nesse caso, os elementos refletores externos são necessários para que haja oscilação, pois a única cavidade existente é a cavidade externa. As faces revestidas do diodo não são capazes de prover realimentação ótica ao meio de ganho. A ótica externa ao laser pode conter elementos seletivos em frequência como uma grade de difração [67] ou uma cavidade [20], sendo mais comum o uso da grade de difração.

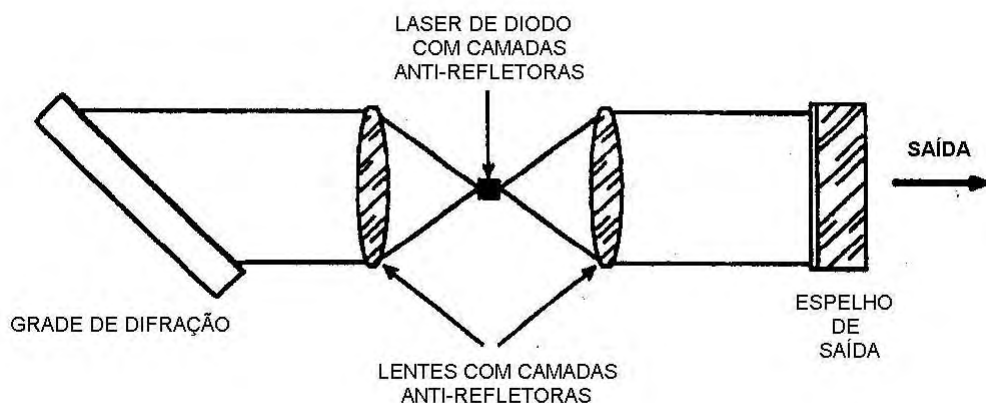


Figura 2.8: Possível configuração para um laser de diodo com cavidade externa.

A figura 2.8 [67] mostra uma possível configuração para um laser de diodo com cavidade externa. Na figura, as camadas anti-refletoras no laser fazem com que a cavidade seja formada pela grade de difração e pelo espelho de saída. A grade seleciona o comprimento de onda de oscilação e é montada em uma configuração de Littrow, onde o feixe difratado de primeira ordem é refletido colinear com o feixe

incidente e re-injetado sobre a face esquerda do laser. As lentes coletam a radiação do diodo e colimam sobre a grade e o espelho de saída parcialmente refletor.

Numa configuração de cavidade externa com grade saltos de modos são eliminados e a faixa espectral para o deslocamento da frequência ótica é aumentada, sendo também possível forçar um laser multimodo a operar em regime monomodo. Para um laser no sistema da Figura 2.8 a largura de linha espectral (1,5 MHz) foi reduzida por um fator de 40 em relação ao laser solitário (60 MHz) [67].

Uma configuração mais usual, para lasers que emitem apenas por uma das faces, e que funciona razoavelmente mesmo quando não há revestimento anti-refletor nessa face, é ilustrada na Figura 2.9. Quando não há revestimento anti-refletor na face do laser essa configuração é chamada de cavidade estendida, pois o laser é capaz de oscilar sem a realimentação vinda do elemento refletor externo.

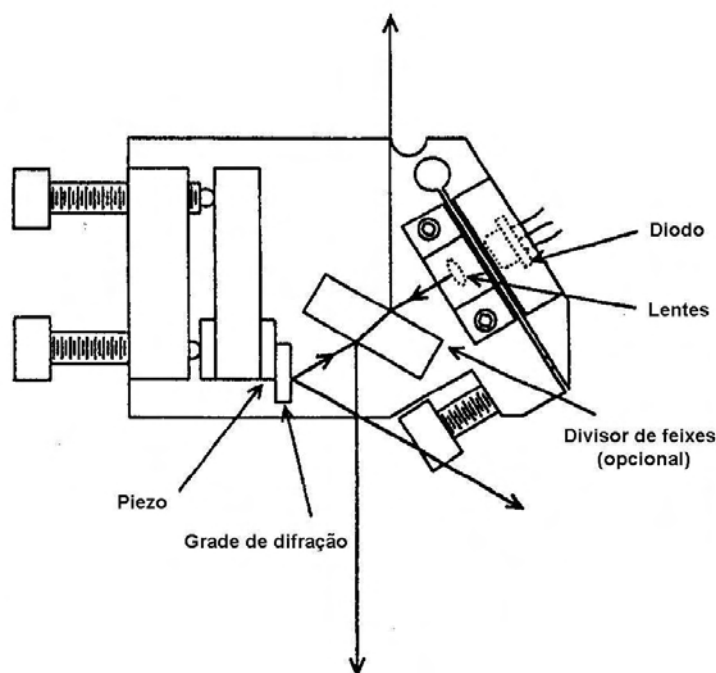


Figura 2.9: Laser com cavidade estendida tipo Littrow.

Na configuração mostrada na Figura 2.9 a grade de difração em uma configuração de Littrow forma uma cavidade com a face direita do laser. Nesse arranjo também se obtém uma maior faixa espectral sintonizável livre de saltos de modo. Para lasers com revestimento anti-refletor nessa configuração a largura de linha pode ser da

ordem de 100 kHz ou menor [11].

Um outro método eficiente é o acoplamento ótico da saída do laser a uma cavidade de Fabry-Pérot (Figura 2.10). Nesse sistema o laser é submetido à realimentação ótica apenas quando a frequência do laser casa no pico da ressonância da cavidade Fabry-Pérot [20, 70]. Como resultado, o sistema laser mais cavidade tem menos perdas na ressonância da cavidade Fabry-Pérot o que leva a frequência do laser a travar-se à frequência de ressonância da cavidade. Assim, a estabilidade da frequência central do laser é determinada pela cavidade externa. Devido à alta finesse da cavidade Fabry-Pérot (resultando em um maior fator de qualidade Q para o sistema acoplado em relação ao laser livre) a largura de linha do laser pode ser reduzida para alguns kHz. Contudo, ao contrário dos métodos que se utilizam de grades, nesse método não há um aumento da faixa espectral da emissão que pode ser varrida sem saltos de modo.

Na Figura 2.10 temos o sistema de travamento do laser de diodo a uma cavidade Fabry-Pérot confocal. A realimentação ótica ocorre apenas quando a frequência do laser está em ressonância com a cavidade. Na geometria do esquema mostrado, o feixe de saída do laser de diodo é enviado para a cavidade fora do eixo, de maneira que o feixe de acoplamento a partir da cavidade seja apenas o feixe transmitido (tipo II) pela mesma (retorno máximo na ressonância da cavidade). Isso evita o retorno do feixe diretamente refletido pela cavidade (tipo I) (reflexão mínima na ressonância da cavidade).

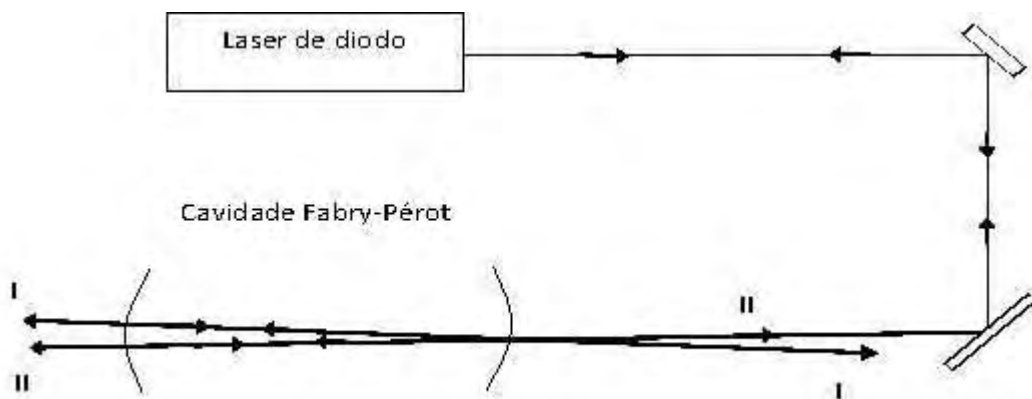


Figura 2.10: Laser de diodo acoplado a uma cavidade de Fabry-Pérot.

O laser de diodo também pode ter sua pureza espectral melhorada pelo acopla-

mento ótico a uma transição atômica [29].

Embora os métodos que se utilizam da realimentação com polarização paralela apresentem bons resultados na redução da largura de linha e na estabilização da frequência ótica, possuem uma grande desvantagem em relação aos métodos elétricos e aos óticos nos quais a polarização é girada de 90° . Devido ao campo re-injetado no laser possuir a mesma polarização do modo oscilante na cavidade semicondutora, esses interferem dentro da cavidade semicondutora e, dependendo da fase entre os campos, produzem-se mudanças nas características espectrais do laser. Em algumas situações, são necessários sistemas de controle para se evitar flutuações na posição dos elementos da ótica externa ao laser de diodo devidas, por exemplo, a variações térmicas.

A largura de banda da realimentação ótica com polarização paralela é limitada pelo tempo de atraso no circuito ótico externo ou pelo tempo de resposta do filtro espectral.

2.2.2 Lasers de Diodo sob Realimentação Ótica Ortogonal

A realimentação ótica ortogonal de lasers de diodo foi proposta e realizada pela primeira vez por Yasaka e Kawaguchi [7], em 1988. O arranjo experimental usado por eles é mostrado na Figura 2.11.

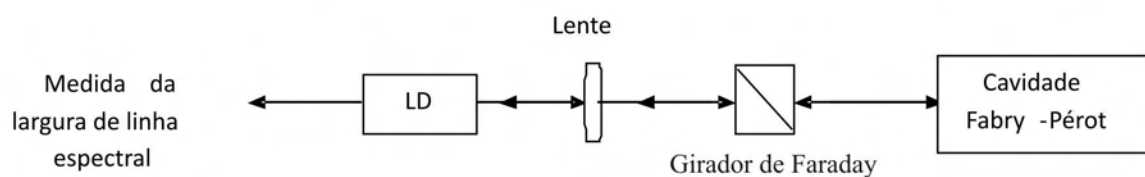


Figura 2.11: Esquema para realimentação ótica ortogonal usado por Yasaka e Kawaguchi [7].

Neste experimento é usado um laser de diodo de InGaAsP/InP, DFB operando em $1.55 \mu m$, que emite por ambas as faces. O feixe de saída do laser é colimado por lentes com índice de refração gradual, e em seguida inserido no girador de polarização de Faraday. A rotação do ângulo de polarização pelo girador de Faraday é de 45° por passagem. Após passar pelo girador de Faraday o feixe incide numa cavidade

Fabry-Pérot que é usada como filtro espectral. Como o feixe refletido do Fabry-Pérot passa mais uma vez pelo girador de Faraday, temos um feixe de realimentação com a polarização girada de 90° em relação à luz emitida pelo laser. Note que o efeito Faraday (assimétrico) garante que as rotações na polarização sejam adicionadas e não compensadas.

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 do meio semiconductor e portanto o índice de refração, o que resulta em uma mudança na frequência ótica. De certa forma podemos dizer que essa técnica é equivalente à realimentação elétrica, porém atuando na faixa ótica de frequência.

Em termos gerais a dependência da frequência de emissão com a potência de realimentação ortogonal pode ser entendida da seguinte forma: realimentando-se o laser aumenta-se o número de fótons na cavidade e se induz mais recombinação estimulada; o aumento da taxa de recombinação estimulada faz a densidade de portadores diminuir (vide equação (2.6)); o índice de refração efetivo dentro da cavidade depende da densidade de portadores e, quando essa diminui, o índice de refração aumenta; o aumento do índice de refração aumenta o caminho ótico dentro da cavidade e faz a frequência de oscilação diminuir. Logo, quanto maior for a potência de realimentação, mais se diminui a frequência do laser realimentado em relação à frequência do laser livre. Essa dependência é linear (ver Capítulo 4).

O controle dinâmico da frequência é obtido se tornamos a potência do feixe de realimentação convenientemente dependente da frequência ótica, e é esse o papel do Fabry-Pérot (filtro espectral) no experimento de Yasaka e Kawaguchi. A Figura 2.12 mostra a dependência da refletividade da cavidade Fabry-Pérot com a frequência da luz incidente. Quando a frequência do laser é fixada na região de derivada positiva do filtro a realimentação negativa corrige eventuais derivas da frequência do laser. Quando a frequência ótica desloca-se para o lado de alta frequência, a refletividade da cavidade Fabry-Pérot cresce e a intensidade da luz de realimentação no laser também cresce. Isto reduz a densidade de portadores e o índice de refração na cavidade do laser aumenta. Assim, a frequência ótica desloca-se para um menor valor compensando a deriva original do laser. Caso a frequência do laser se desloque

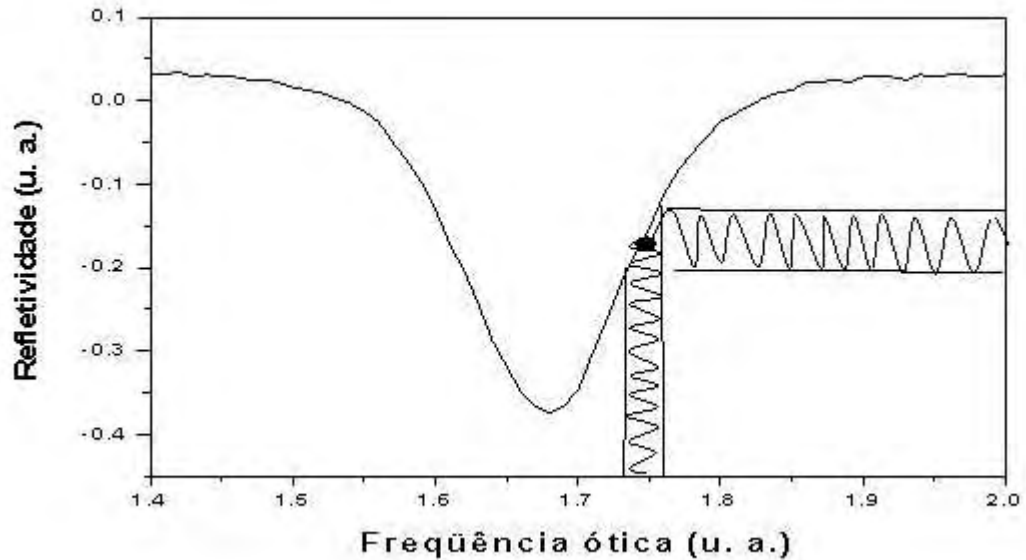


Figura 2.12: Ilustração da técnica de realimentação ótica negativa ortogonal pela dependência da refletividade da cavidade Fabry-Pérot em função da freqüência ótica [7].

no sentido de baixas freqüências, o comportamento inverso ocorre, e o feixe refletido pela cavidade Fabry-Pérot, agora com menor intensidade, fará com que a freqüência ótica aumente. Desta forma, a realimentação ótica negativa ortogonal é obtida, levando a uma redução da largura de linha espectral e à estabilização da freqüência da emissão laser. Se a freqüência do laser for fixada na região de derivada negativa da forma de linha do filtro, qualquer variação da freqüência ótica será imediatamente amplificada pela variação na intensidade do feixe refletido pela cavidade Fabry-Pérot. Desta forma, o flanco de derivada negativa desse filtro é uma região de instabilidade para a freqüência do laser.

A combinação da reflexão a partir da cavidade Fabry-Pérot com a polarização ortogonal da luz possibilita a modulação do índice de refração sem a necessidade de modulação da corrente de injeção do laser. Ou seja, tem-se um controle optoeletrônico com banda passante na faixa de 10^{14} Hz. A largura de banda da realimentação nesse sistema pode ser limitada pelo tempo de trânsito de fótons no circuito de realimentação ou pela resolução da cavidade Fabry-Pérot. No sistema da Figura 2.11 o tempo de trânsito no circuito ótico de realimentação era de $1,3 \times 10^{-9}$

s. Uma vez que a resolução do filtro espectral era de 200 MHz, este tempo de 5 ns definiu a frequência de corte da realimentação.

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. As flutuações na frequência ótica de 140 MHz para o laser sem realimentação foram reduzidas para menos de 10 MHz, significando um incremento na estabilidade do laser por um fator maior que 14. Esta técnica é mais estável que a realimentação ótica paralela e mais simples que a realimentação elétrica.

A partir do trabalho de Yasaka e Kawaguchi surgiram várias aplicações para a realimentação com polarização ortogonal. Essas aplicações incluem a geração de pulsos óticos de picosegundos com alta taxa de repetição [71], supressão de saltos entre os modos longitudinais do laser [18] e supressão da formação de pulso múltiplo [72]. Dependendo das condições paramétricas do sistema ótico, a luz com polarização ortogonal re-injetada no laser pode induzir uma variedade de comportamentos dinâmicos, tal como multiestabilidade e caos [73, 74, 75]. A existência de caos induzido pela realimentação ótica ortogonal no laser de diodo tem estimulado recentemente estudos para a utilização desse tipo de realimentação na sincronização de osciladores caóticos para aplicações em comunicações com alta privacidade [76, 77].

2.2.3 Comportamento da Amplitude em Lasers de Diodo sujeitos a Realimentação Ótica Ortogonal

Um trabalho de caracterização da dinâmica em amplitude de lasers semicondutores submetidos à realimentação ótica com polarização ortogonal foi realizado por Heil e colaboradores [8]. O objetivo era estudar a dinâmica induzida pela realimentação com polarização girada de 90° e compará-la com a dinâmica induzida com a realimentação paralela, visando futuras aplicações para frequências portadoras caóticas em sistemas de comunicação.

A dinâmica em amplitude observada no trabalho de Heil *et al* foi caracterizada em função de dois parâmetros chaves, a saber, o nível de realimentação e a corrente de injeção. O arranjo experimental para esta caracterização é apresentado na Figura 2.13.

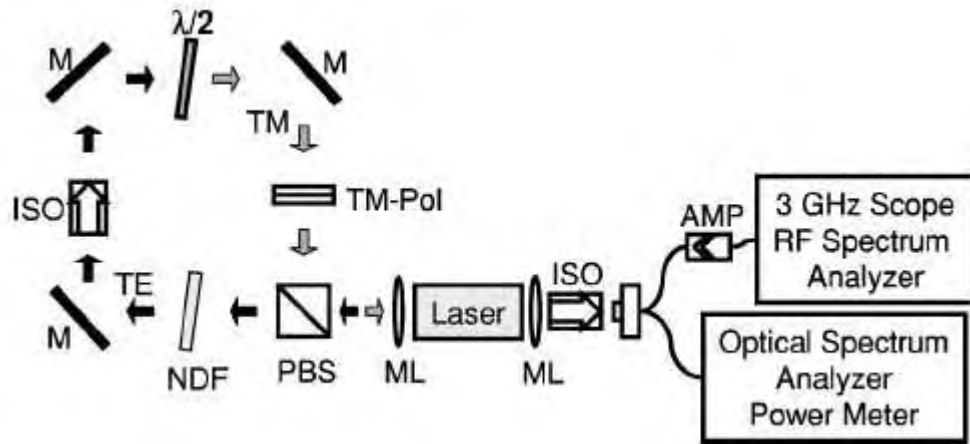


Figura 2.13: Arranjo experimental para observação da dinâmica em amplitude induzida pela realimentação ótica ortogonal. Amp: Amplificador, ISO: isolador ótico, M: espelho, ML: lentes microscópicas, NDF: atenuador, PBS: polarizador divisor de feixes, TMPol: polarizador ao longo da direção TM, $\lambda/2$: lâmina de meia onda [8].

O estudo foi realizado com dois tipos diferentes de lasers de diodo: um laser DFB (distributed-feedback) monomodo, com um comprimento de onda de operação de 1537 nm e uma corrente limiar de 9,8 mA; e um laser Fabry-Pérot (FP) (como os que usamos em nossos experimentos, vistos na seção 2.1) multimodo emitindo em 1460 nm, e com uma corrente de limiar de 25 mA. O laser DFB e o laser FP (sem realimentação), apresentavam uma razão entre o modo de emissão transversal elétrico (TE) e o modo transversal magnético (TM) de 1000 e 750, respectivamente.

Como passo inicial para o estudo da dinâmica em amplitude, mediu-se a dependência da potência de saída do laser como função da corrente de injeção (curva P-I), para as situações em que o laser estava sem realimentação, com realimentação ótica convencional, e sob realimentação ótica ortogonal (Figura 2.14). No caso do laser com realimentação, usou-se o mesmo nível de realimentação ótica convencional e realimentação ótica ortogonal.

A Figura 2.14 mostra a potência média da emissão laser.

A curva P-I para o laser sob realimentação ótica convencional apresenta uma típica redução de 20% no valor da corrente de limiar em relação à curva P-I para o laser livre. Além disso, existe um valor de corrente a partir do qual a derivada da curva P-I sofre uma mudança. Neste ponto de mudança da derivada da curva P-I

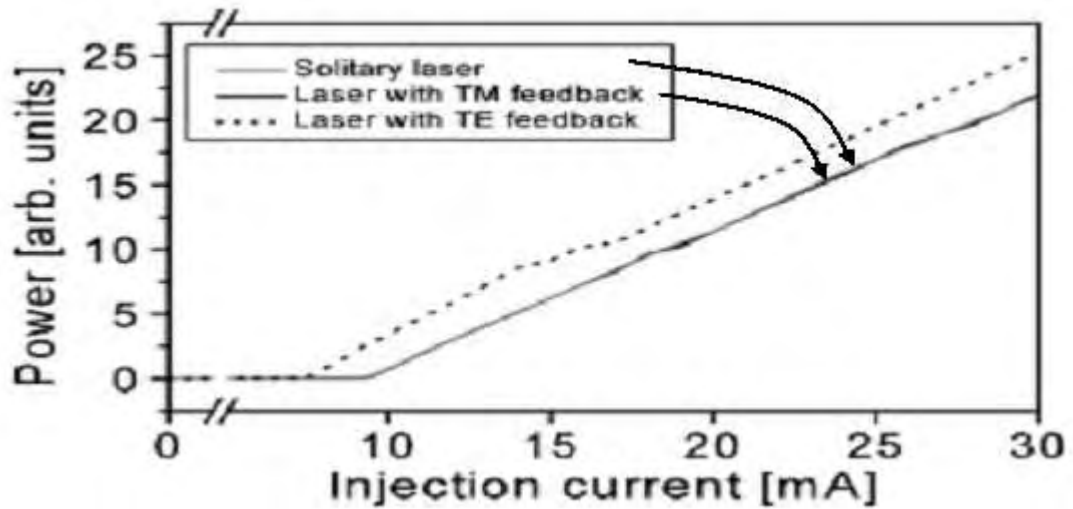


Figura 2.14: Potência de saída em função da corrente de injeção para o laser DFB livre (curva sólida cinza), o laser com realimentação ortogonal (modo TM) (curva sólida negra), e o laser com realimentação ótica convencional (modo TE) (curva tracejada) [8].

iniciam-se as flutuações caóticas induzidas pela realimentação ótica convencional. Para a realimentação ortogonal a curva P-I é similar à do laser livre, pois não existe redução da corrente de limiar e quase nenhuma mudança na derivada. Assim, a média temporal da intensidade do laser quase não foi afetada pela realimentação com polarização ortogonal. No entanto, quando observou-se a variação temporal da intensidade, foram encontradas instabilidades induzidas pela realimentação ortogonal.

O estudo das instabilidades induzidas pela realimentação ortogonal foi primeiro realizado como função da corrente de injeção. Neste estudo, o perfil temporal do laser DFB foi analisado para diferentes valores da corrente de injeção. Em tal análise, observou-se um comportamento característico da dependência da amplitude das instabilidades induzidas pela realimentação ortogonal com a corrente de injeção. A amplitude das instabilidades, as quais já são observada em $1,15I_{th}$, cresce com a corrente de injeção até um valor máximo em $1,3I_{th}$, e a partir desse valor as instabilidades diminuem com a corrente de injeção, desaparecendo totalmente para correntes superiores a $2,5I_{th}$.

Outro parâmetro básico usado para a análise das instabilidades induzidas pela realimentação ortogonal foi o nível de realimentação. Observou-se que com o aumento

do nível de realimentação as instabilidades sempre crescem. Concluiu-se também que é necessário um nível muito alto de realimentação ortogonal para induzir instabilidades no laser, diferentemente do que ocorre com a realimentação ótica paralela, onde baixíssimos níveis de realimentação são suficientes para induzir instabilidades no laser.

Para investigar a influência do tipo de estrutura do laser sobre as instabilidades induzidas pela realimentação ortogonal todas as medidas e análises feitas anteriormente com o laser DFB foram reproduzidas com o laser tipo FP multimodo. Conclui-se que, qualitativamente, ambos os tipos de laser apresentam o mesmo comportamento. Usando-se o laser FP altos níveis de realimentação ótica ortogonal também são requeridos para a produção de instabilidades no laser. Além disso, o comportamento das instabilidades na intensidade ótica em função da corrente foi semelhante ao já descrito para o laser DFB, sendo o valor de corrente para o qual as instabilidades desaparecem de $2I_{th}$.

Em outro estudo, realizado por Houlihan e colaboradores [78], sobre a dinâmica de um laser semiconductor (um laser edge emitting SDL 5410-C) submetido à re-injeção de luz com polarização girada de 90° , novamente não se observou redução de limiar na curva da potência de emissão versus corrente de injeção (curva P-I), o que é geralmente observado para a realimentação ótica convencional devido aos efeitos coerentes entre a luz re-injetada e o campo da cavidade ótica. Porém, observou-se uma monótona diminuição da derivada da curva P-I com o acréscimo do nível de realimentação. De forma geral esse grupo obtém resultados em concordância com os da referência [8], apresentados acima.

Nesse experimento também foram observadas duas regiões de instabilidade na dinâmica temporal do laser. A primeira, observada na região de baixas frequências, está associada com o aumento do ruído de partição modal (*mode partition noise*), causado pelas flutuações de intensidade dos modos de um laser Fabry-Pérot enquanto competem entre si pela mesma população de portadores injetados na região ativa. A segunda está ligada à oscilação de relaxação e ao tempo de atraso do feixe de re-injeção no circuito de realimentação. As flutuações em baixa frequência foram observadas apenas para correntes de injeção menores do que $1,5I_{th}$. A faixa de correntes para as quais ocorreram as flutuações de altas frequências não foi precisamente informada. Contudo, dá-se a entender que essas flutuações em altas frequências não

ocorrem para altos valores de corrente.

A importância desses dois trabalhos que exploraram a dinâmica em amplitude dos lasers de diodo sob realimentação ortogonal está na observação da estabilidade dessa amplitude para altos valores de corrente. Foi nessas condições que operamos nossos lasers para os estudos da dinâmica em frequência, descritos adiante nos capítulos 4 e 5.

Capítulo 3

Biestabilidade Ótica em Intensidade e Chaveamento Todo-Ótico

Nesse capítulo introduzimos e exemplificamos o conceito de biestabilidade ótica e seu possível uso para armazenagem e tratamento de informação binária. Após um breve histórico da pesquisa nesse campo apresentamos na Seção 3.1, um modelo simples para a biestabilidade ótica em intensidade, na Seção 3.2, analisado em dois casos limite: o caso puramente absoritivo e o caso puramente dispersivo. Apresentamos depois na Seção 2.3 um exemplo simples de chaveamento todo-ótico em intensidade em um interferômetro Mach-Zender contendo um meio não linear.

3.1 Breve Histórico da Biestabilidade Ótica em Intensidade

Biestabilidade ótica é a propriedade de um sistema ótico exibir dois possíveis estados estáveis para a radiação de saída associados a um único estado de entrada. Quando há mais de dois estados estáveis de saída, se diz que o sistema exibe multiestabilidade ótica. Em geral, o termo biestabilidade ótica tem sido usado na literatura para descrever a possibilidade de haver dois níveis da intensidade de saída para uma certa intensidade de entrada. O sistema mais simples a exibir biestabilidade ótica na intensidade é uma cavidade de Fabry-Pérot preenchida com uma material cujo índice de refração seja dependente da intensidade. Esse interferômetro não linear pode exibir ganho diferencial, ou seja, para uma mudança na entrada a saída apresenta uma mudança maior, bem como apresentar comportamento de histerese. Esse disposi-

tivo pode ser operado com dois feixes tal que um deles controle o ganho do outro, constituindo-se em um “transistor ótico” de três portas. Utilizando biestabilidade, uma memória ótica e funções lógicas podem também ser realizadas.

Os princípios por trás destes elementos lógicos para “circuitos óticos” foram abordados pela primeira vez por Szöke e colaboradores em 1969 [79]. Em seu artigo eles previram que a biestabilidade ocorreria exatamente na ressonância de uma cavidade de Fabry-Pérot preenchida com um absorvedor saturável, no qual o coeficiente de absorção fosse uma função decrescente da intensidade local. Em intensidades baixas, a interferência - que seria construtiva na ressonância - é evitada pela absorção. Na ausência de interferência na cavidade a intensidade intracavidade I_C se relaciona com a intensidade incidente I_I por

$$I_T \cong T I_C \cong I_I T^2 \quad (3.1)$$

onde T é a transmissividade dos espelhos da cavidade e I_T é a intensidade transmitida. Essas condições serão satisfeitas enquanto $I_C < I_S$, onde I_S é a intensidade de saturação do absorvedor saturável.

A interferência construtiva pode ocorrer para altas intensidades de entrada $I_C > I_S$ implicando efetivamente $I_I = I_T$ e, aproximadamente, $I_C = I_I/T$ [80]. As condições $I_S > I_I T$ (interferência impedida) e $I_S < I_I/T$ (interferência permitida) podem existir simultaneamente se $I_I = I_S$, e então o comportamento biestável é possível. Fisicamente, mais intensidade pode entrar na cavidade sob condições de interferência construtiva de forma que uma intensidade externa menor pode manter a saturação do meio absorvedor uma vez que ela é estabelecida. Szöke e colaboradores apresentaram resultados para uma cavidade contendo SF_6 irradiada por um laser de CO_2 emitindo em $10,6 \mu m$. Foi mostrado comportamento não-linear, mas a biestabilidade não foi demonstrada. Ficou claro depois que esta biestabilidade absorpsiva é bastante difícil de se obter. Outras tentativas de observá-la se seguiram. Austin e De Shazer [81] estudaram a transmissão de um laser de rubi monomodo por etalons contendo corantes orgânicos. Apesar de serem vistas não linearidades marcantes, o “branqueamento” do meio (transmissão devida à forte saturação) não foi possível e a biestabilidade não foi observada.

O primeiro estudo numérico da biestabilidade absorpsiva por McCall [82] foi o

passo inicial para a primeira observação por Gibbs *et al* [83] de biestabilidade ótica usando vapor de sódio. O experimento mostrou ser dependente de um mecanismo dispersivo até então desconhecido, e esclarecido posteriormente por Felber e Marburger [84].

Não linearidade e realimentação formam a base da biestabilidade ótica. Tipicamente, a primeira é provida pelo meio intracavidade e a última pelos espelhos da cavidade ou pelo uso de algum circuito eletrônico externo. No caso em que o feedback é completamente ótico, se diz que o dispositivo exibe uma biestabilidade *intrínseca*. Se a potência de saída é medida e uma voltagem proporcional a esse sinal é aplicada a um cristal, uma não-linearidade “artificial” é criada: tais dispositivos são chamados de *híbridos*. Dispositivos híbridos foram propostos por Kastal’skii [85] e foram construídos pela primeira vez por Smith e Turner [86] usando um cristal eletro-ótico dentro de uma cavidade.

A biestabilidade ótica em um semicondutor (tipo dispersiva) foi observada pela primeira vez também por H. M. Gibbs *et al.* [87] com uma cavidade biestável formada de um sanduíche GaAlAs-GaAs-GaAlAs, e com as faces finais do semicondutor revestidas para obtenção de uma refletividade de 90%.

É importante destacar que todos os sistemas descritos anteriormente são passivos, ou seja, não existe inversão de população no meio não-linear. A operação biestável em lasers (dispositivos ativos - onde há inversão de população para que o meio não-linear torne-se um meio de ganho), foi demonstrada usando bombeamento inomogêneo da corrente de injeção em lasers de diodo [57], [58], injeção ótica [88] e em lasers com cavidades acopladas [89].

3.2 Um Modelo Simples para a Biestabilidade Ótica em Intensidade [6]

A Figura 3.1 ilustra esquematicamente o tipo de dispositivo descrito pelos primeiros trabalhos em biestabilidade ótica, um meio não linear colocado dentro de uma cavidade de Fabry-Pérot. A_1 denota a amplitude do campo da onda incidente, A'_1 denota a amplitude da onda refletida, A_2 e A'_2 são as amplitudes das ondas propagando-se para frente e para trás dentro do interferômetro. A_3 denota a amplitude da onda

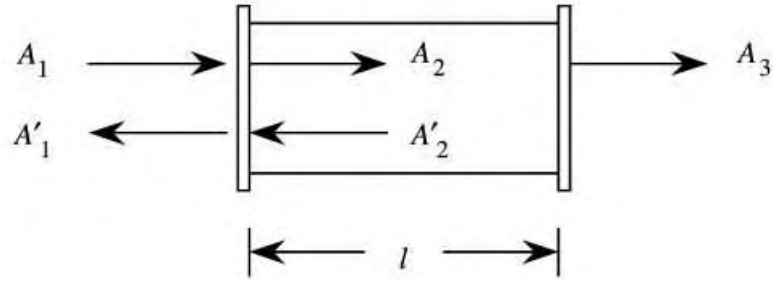


Figura 3.1: Dispositivo ótico biestável na forma de um interferômetro de Fabry-Pérot contendo um meio não linear.

transmitida. Supõe-se que os espelhos da cavidade são idênticos e não causam perdas, com reflectância ρ e transmitância τ em amplitude, que se relacionam com a reflectância R e transmitância T em intensidade por

$$R = |\rho|^2, \quad (3.2)$$

$$T = |\tau|^2 \quad (3.3)$$

com

$$R + T = 1 \quad (3.4)$$

O campo incidente e o campo interno são relacionados por condições de contorno da forma

$$\begin{aligned} A'_2 &= \rho A_2 e^{(2ikl - \alpha l)}, \\ A_2 &= \tau A_1 + \rho A'_2. \end{aligned} \quad (3.5)$$

Nessas equações assume-se que as amplitudes dos campos são medidas na superfície interna do espelho esquerdo. A constante de propagação $k = n\omega/c$ e o coeficiente de absorção α são tomados como quantidades reais, o que leva em conta suas contribuições lineares e não lineares. Quando escrevemos as equações (3.5) fazemos implicitamente uma aproximação de campo médio - ou seja, assumimos que as quantidades k e α são espacialmente invariantes; se não fosse esse o caso,

o expoente teria de ser substituído por $\int_0^l dz[2ik(z) - \alpha(z)]$, para propagação na direção z . Para simplificar, também assumimos que o material não linear dentro da cavidade e o meio externo possuem os mesmos índices de refração lineares.

As equações (3.5) podem ser resolvidas algebricamente eliminando-se A'_2 para obter

$$A_2 = \frac{\tau A_1}{1 - \rho^2 e^{2ikl - \alpha l}}, \quad (3.6)$$

que é conhecida como equação de Airy e que descreve as propriedades de um interferômetro de Fabry-Pérot. Se k ou α (ou ambos) é uma função suficientemente não linear da intensidade da luz dentro do interferômetro, essa equação prevê biestabilidade na intensidade da onda transmitida. Em geral, tanto k como α exibem comportamento não linear; contudo, podemos ter um melhor entendimento da biestabilidade ótica considerando separadamente os casos limite em que a contribuição absorpsiva ou dispersiva predomina.

3.2.1 Biestabilidade Absorsiva em Intensidade

Vamos primeiro tratar o caso em que só o coeficiente de absorção α depende não linearmente da intensidade do campo. A magnitude do vetor de onda k é suposta constante. Para simplificar a análise, vamos assumir que a separação entre os espelhos l é ajustada de tal forma que a cavidade é sintonizada para estar em ressonância com o campo incidente; nesse caso o fator $\rho^2 e^{2ikl}$ no denominador em (3.6) é igual à quantidade real R . Vamos assumir também que $\alpha l \ll 1$, tal que podemos ignorar a variação espacial do campo dentro da cavidade, o que justifica o uso da aproximação de campo médio. Sob essas condições, a equação de Airy (3.6) se reduz a

$$A_2 = \frac{\tau A_1}{1 - R(1 - \alpha l)}. \quad (3.7)$$

A equação análoga que relaciona as intensidades $I_i = 2n\epsilon_0 |A_i|^2$ (n é o índice de refração e ϵ_0 a permissividade elétrica do vácuo) incidente e circulante é dada por

$$I_2 = \frac{TI_1}{[1 - R(1 - \alpha l)]^2}. \quad (3.8)$$

Essa equação pode ser simplificada introduzindo-se o parâmetro adimensional C (conhecido como número de cooperação),

$$C = \frac{R\alpha l}{1 - R}, \quad (3.9)$$

e, como,

$$1 + C = \frac{1 - R + R\alpha l}{1 - R} = \frac{[1 - R(1 - \alpha l)]}{T}, \quad (3.10)$$

temos,

$$I_2 = \frac{1}{T} \frac{I_1}{(1 + C)^2}. \quad (3.11)$$

Vamos supor agora que o coeficiente de absorção α e, logo, o parâmetro C , dependem da intensidade da luz dentro do interferômetro. Por simplicidade, vamos assumir que o coeficiente de absorção obedece à relação válida para um absorvedor saturável de dois níveis,

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + I/I_S}, \quad (3.12)$$

onde α_0 denota o coeficiente de absorção não saturado, I a intensidade local, e I_S a intensidade de saturação. Também por simplicidade, vamos ignorar o caráter de onda estacionária do campo dentro do interferômetro e tomar I como igual a $I_2 + I'_2 \approx 2I_2$. É apenas aproximadamente válido ignorar os efeitos de onda estacionária para o interferômetro da Figura 3.1 (ver [90]), mas é estritamente válido para o interferômetro de cavidade em anel da Figura 3.2, com uma onda progressiva.

Considerando que o coeficiente de absorção depende da intensidade dos campos internos de acordo com (3.12), com $I = 2I_2$, o parâmetro C é dado por

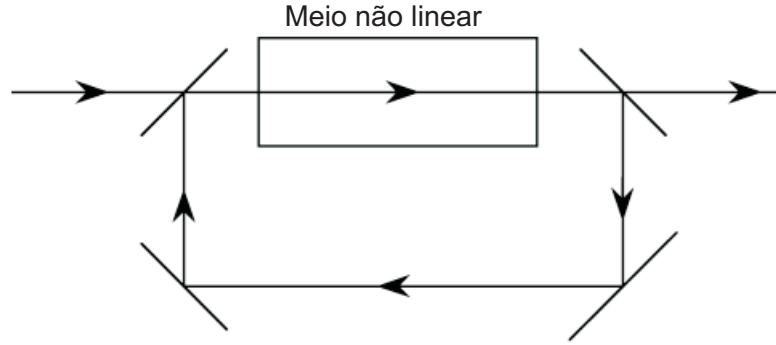


Figura 3.2: Dispositivo óptico biestável na forma de um interferômetro em anel contendo um meio não linear.

$$C = \frac{C_0}{1 + 2I_2/I_S}, \quad (3.13)$$

com $C_0 = R\alpha_0 l / (1 - R)$. A relação entre I_1 e I_2 dada por (3.11) pode ser reescrita usando esta expressão para C como

$$I_1 = TI_2 \left(1 + \frac{C_0}{1 + 2I_2/I_S} \right)^2, \quad (3.14)$$

Então, a intensidade de saída I_3 é relacionada com I_2 por

$$I_3 = TI_2. \quad (3.15)$$

A relação entrada-saída implicada por pelas equações (3.14) e (3.15) são ilustradas graficamente na Figura 3.3 para vários valores do parâmetro de campo fraco C_0 . Para C_0 maior que 8, mais de uma intensidade de saída pode ocorrer para certos valores da intensidade de entrada, o que mostra que o sistema possui soluções múltiplas.

As características de entrada-saída de um sistema que exibe biestabilidade ótica são mostradas esquematicamente na Figura 3.4(a). A porção da curva que tem derivada negativa é mostrada por uma linha pontilhada. Essa porção corresponde ao ramo da solução da equação (3.14) para o qual a intensidade de saída aumenta com a diminuição da intensidade de entrada. Como poderíamos esperar intuitivamente,

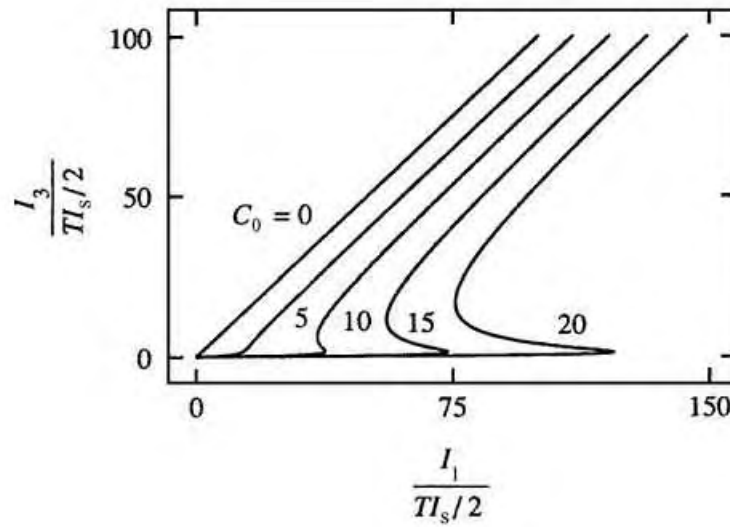


Figura 3.3: Relação entrada-saída para um dispositivo ótico biestável descrito pelas equações (3.14) e (3.15).

esse ramo da solução é instável; se o sistema está inicialmente nesse estado, ele vai rapidamente “saltar” para uma das soluções estáveis pela rápida amplificação de pequenas perturbações.

A solução mostrada na Figura 3.4(a) exibe histerese no seguinte sentido. Consideremos que a intensidade I_1 é inicialmente zero e é aumentada lentamente. Enquanto I_1 é aumentada de zero até I_h (o ponto de salto de alta intensidade), a intensidade de saída é dada pelo ramo de menor intensidade da solução - isto é, o segmento compreendido entre os pontos a e b . À medida que a intensidade de entrada aumenta, a intensidade de saída salta para o ponto c e percorre a porção da curva entre os pontos c e d . Se a intensidade é agora lentamente diminuída, o sistema permanecerá no ramo de maior intensidade e a intensidade de saída será dada pelo segmento $e - d$ da curva. Quando a intensidade passa pelo valor I_l (o ponto de salto de baixa intensidade), o sistema salta para o ponto f e percorre o segmento $f - a$ à medida que a intensidade continua a diminuir.

A parte (b) da Figura 3.4 mostra a utilização desse dispositivo como uma chave ótica. Se a intensidade de entrada é mantida constante num valor I_b (a intensidade de polarização), os dois estados de saída indicados pelos pontos cheios são possíveis. O estado do sistema pode ser usado, por exemplo, para armazenar informação binária. Pode-se forçar o sistema a fazer uma transição para o estado superior injetando um

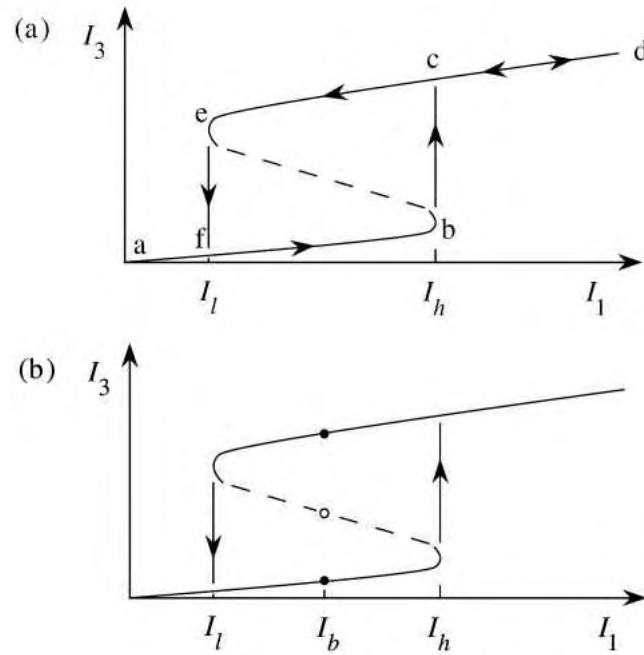


Figura 3.4: Representação esquemática das características de entrada-saída de um sistema exibindo biestabilidade ótica. Em (b) o pontos cheios representam pontos estáveis e o ponto vazado um ponto instável.

pulso de luz tal que a intensidade de entrada total exceda I_h ; a transição para o estado inferior pode ser forçada bloqueando-se momentaneamente o feixe de entrada.

3.2.2 Biestabilidade Dispersiva em Intensidade

Consideremos agora o caso em que o coeficiente de absorção se anula, mas no qual o índice de refração n depende não linearmente da intensidade ótica. Se $\alpha = 0$ a equação (3.6) torna-se

$$A_2 = \frac{\tau A_1}{1 - \rho^2 e^{2i\delta}} = \frac{\tau A_1}{1 - R e^{i\delta}}. \quad (3.16)$$

Para obter-se a segunda forma dessa equação escrevemos ρ^2 em termos de sua amplitude e fase como

$$\rho^2 = R e^{i\phi} \quad (3.17)$$

e introduzimos o deslocamento de fase δ adquirido após uma volta completa na cavidade. Esse deslocamento na fase é a soma (note que $k = n\omega/c$ e $n = n_0 + n_2I$)

$$\delta = \delta_0 + \delta_2 \quad (3.18)$$

de uma contribuição linear

$$\delta_0 = \phi + 2n_0 \frac{\omega}{c} l \quad (3.19)$$

e uma contribuição não linear

$$\delta_2 = 2n_2 I \frac{\omega}{c} l, \quad (3.20)$$

onde

$$I = I_2 + I_2' \cong 2I_2 \quad (3.21)$$

Com a equação 3.16 podemos relacionar as intensidades $I_i = 2n\epsilon_0 c |A_i|^2$ dos campos incidente e interno:

$$\begin{aligned} I_2 &= \frac{TI_1}{(1 - Re^{i\delta})(1 - Re^{-i\delta})} = \frac{TI_1}{1 + R^2 - 2R \cos \delta} \\ &= \frac{TI_1}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2 \frac{1}{2} \delta} = \frac{TI_1}{T^2 + 4R \sin^2 \frac{1}{2} \delta} \\ &= \frac{I_1/T}{1 + (4R/T^2) \sin^2 \frac{1}{2} \delta}, \end{aligned} \quad (3.22)$$

mostrando que

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{1/T}{1 + (4R/T^2) \sin^2 \frac{1}{2} \delta}, \quad (3.23)$$

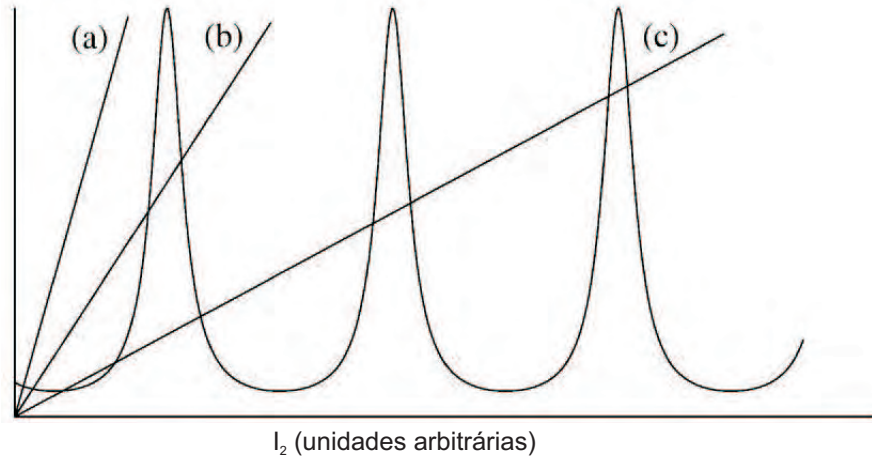


Figura 3.5: Solução gráfica da equação (3.23). A curva oscilatória representa o lado direito dessa equação, e as retas rotuladas de (a) a (c) representam o lado esquerdo, para valores crescentes da intensidade de entrada I_1 .

onde, de acordo com as equações de (3.18) a (3.21), a mudança na fase é dada por

$$\delta = \delta_0 + (4n_2\omega l/c) I_2. \quad (3.24)$$

As condições para as quais a biestabilidade ocorre podem ser determinadas resolvendo-se as equações (3.23) e (3.24) para a intensidade interna I_2 como função da intensidade incidente I_1 . Se traçarmos simultaneamente as curvas correspondentes a ambos os lados da equação (3.23) como funções de I_2 , obtemos graficamente as soluções, mostradas na Figura 3.5. Podemos observar que o sistema possui uma, três, cinco, ou mais soluções dependendo do valor de I_1 . Para o caso em que existem três soluções para o intervalo de valores de I_1 disponível, um gráfico de I_3 em função de I_1 é muito parecido com os gráficos mostrados na Figura 3.4 e a discussão da seção anterior é aplicável a esse caso também. Um tratamento mais detalhado pode ser encontrado nas referências [91], [92].

3.3 Chaveamento Ótico em Intensidade [6]

Vamos analisar agora um protótipo de uma chave completamente ótica, ilustrado na Figura 3.6, presente na referência [6]. Nessa análise, por simplicidade, vamos

assumir que apenas o campo do sinal é aplicado no dispositivo; vamos mostrar que esse feixe do sinal é direcionado a uma porta de saída ou outra a depender de sua intensidade. Essa aplicação é mostrada na Figura 3.7. Uma situação mais geral, em que ambos os campos, sinal e controle, são aplicados ao dispositivo, pode ser tratada por um cálculo similar, porém mais detalhado, com a conclusão de que a presença do campo de controle pode ser usada para dirigir o feixe do sinal para uma porta ou outra.

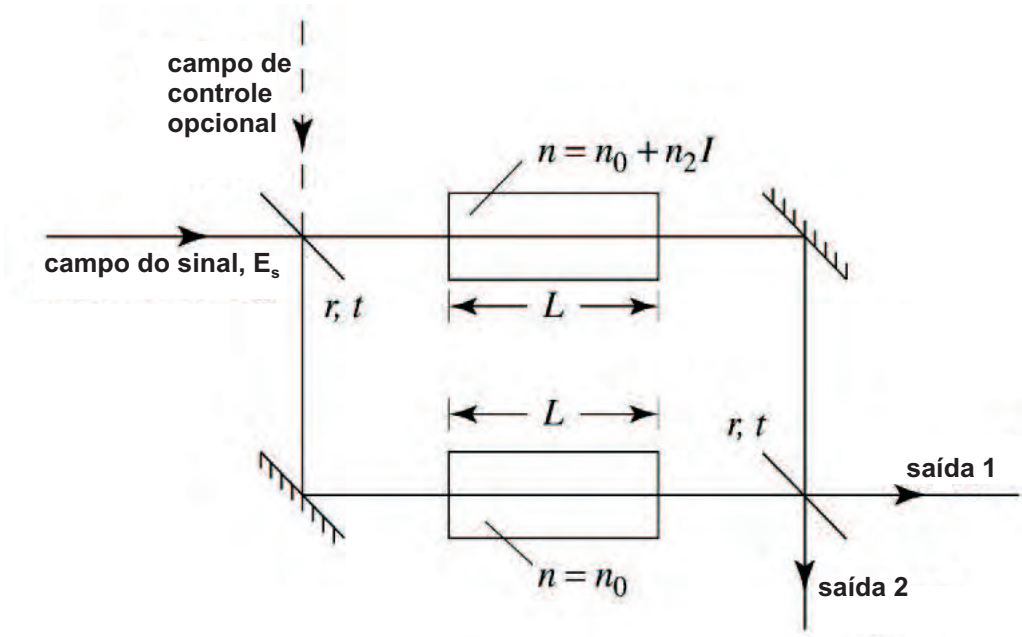


Figura 3.6: Esquema de uma chave completamente ótica na forma de um interferômetro de Mach-Zender contendo um elemento não linear. O sinal de entrada é dirigido para a saída 1 ou 2 dependendo de sua intensidade e/ou da intensidade do campo de controle [6].

Assumimos que um campo (sinal) de amplitude E_s incide no dispositivo e que os divisores de feixe são simétricos (têm os mesmos coeficientes de reflexão e transmissão em amplitude para feixes incidentes por ambos os lados) com coeficientes dados por

$$\begin{aligned} r &= i\sqrt{R}, \\ t &= \sqrt{T} \end{aligned} \quad (3.25)$$

com

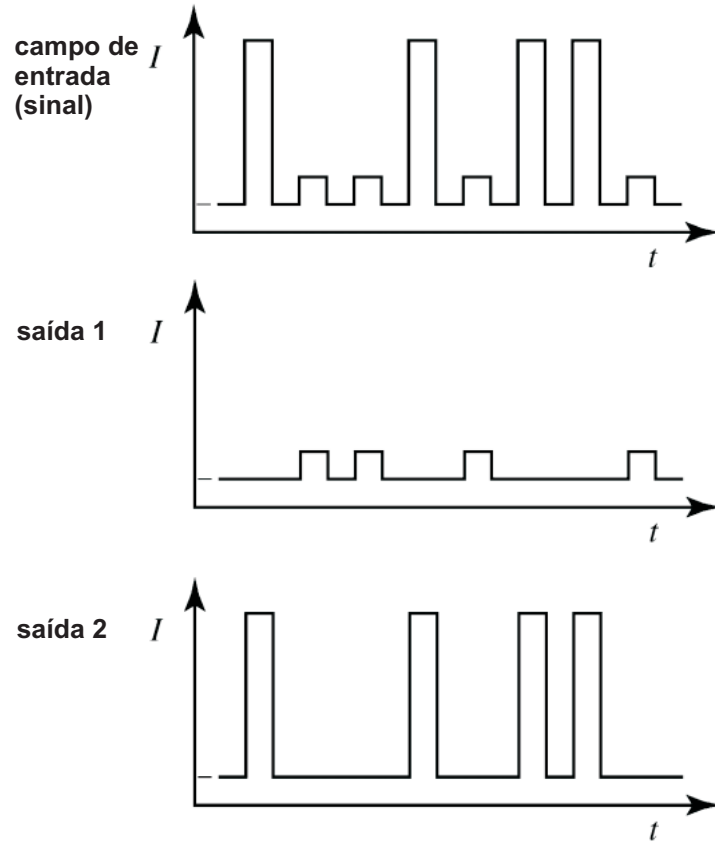


Figura 3.7: Uso da chave da Figura 3.6 (sem campo de controle) como um discriminador de pulsos. Gráfico intensidade versus tempo [6].

$$R + T = 1 \quad (3.26)$$

O campo na saída 1 é então dado por

$$E_1 \propto E_S (rt + rte^{i\phi_{NL}}) \quad (3.27)$$

onde

$$\phi_{NL} = n_2(\omega/c)IL = n_2(\omega/c) |t|^2 (2n_0\epsilon_0 c) |E_S|^2 L, \quad (3.28)$$

com $I = 2n_0\epsilon_0 c |E|^2$ e $E = tE_S$ a amplitude do campo incidente no material não linear. A intensidade na saída 1 é então proporcional a

$$\begin{aligned}
 |E_1|^2 &= |E_S|^2 |r|^2 |t|^2 (1 + e^{i\phi_{NL}}) (1 + e^{-i\phi_{NL}}) \\
 &= 2 |E_S|^2 RT (1 + \cos\phi_{NL}).
 \end{aligned}
 \tag{3.29}$$

De forma similar, o campo na saída 2 é dado por

$$E_2 \propto E_S (r^2 + t^2 e^{i\phi_{NL}}) \tag{3.30}$$

com uma intensidade proporcional a

$$|E_2|^2 = |E_S|^2 [R^2 + T^2 - 2RT \cos\phi_{NL}] \tag{3.31}$$

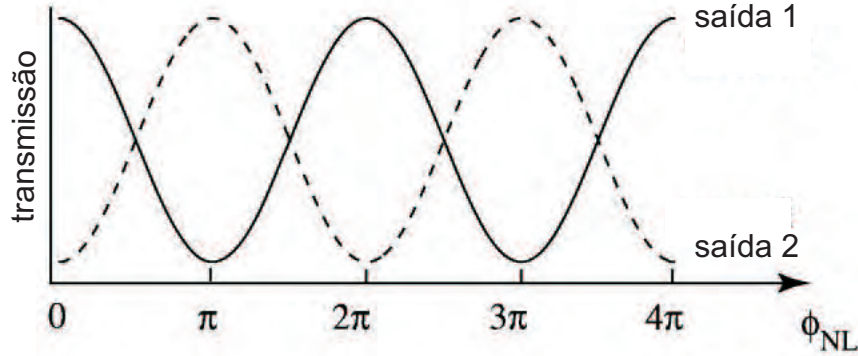


Figura 3.8: Gráfico das relações de transferência descritas pelas equações (3.29) e (3.31).

Note-se que

$$|E_1|^2 + |E_2|^2 = |E_S|^2 \tag{3.32}$$

como requer a conservação da energia.

Como funções do deslocamento de fase não linear ϕ_{NL} (que por sua vez cresce linearmente com a intensidade que incide sobre o material não linear) as intensidades nas saídas 1 e 2 são defasadas de π radianos, como mostra a Figura 3.8. Se a intensidade do pulso de entrada for muito baixa, de forma que o deslocamento

de fase não linear seja próximo de zero, a transmissão na saída 1 será máxima, enquanto a transmissão na saída 2 será mínima. Contudo, se a intensidade for alta o suficiente para gerar um deslocamento de fase de π radianos a transmissão da saída 2 será maximizada e a da saída 1 minimizada. Das equações (3.29) e (3.31) temos que, no caso específico em que $R = T = 0,5$, para $\phi_{NL} = 0$ temos uma intensidade proporcional a $|E_1|^2 = |E_S|^2$ na saída 1 e intensidade nula na saída 2 e, por outro lado, para $\phi_{NL} = \pi$, para quaisquer valores de R e T (sujeitos à equação (3.26)), temos intensidade nula na saída 1 e uma intensidade proporcional a $|E_2|^2 = |E_S|^2$ na saída 2. Assim, vemos que as relações expressas por (3.29) e (3.31), ilustradas na Figura 3.8, levam ao comportamento mostrado qualitativamente na Figura 3.7. Observando a Figura 3.8 vemos também que o melhor contraste no chaveamento é obtido quando o pulso mais intenso gera um deslocamento de fase não linear de π radianos (considerando que o pulso menos intenso é fraco o suficiente para não gerar um deslocamento de fase não linear significativo).

Mesmo com o tratamento muito simplificado apresentado acima (consideramos apenas um feixe de entrada), ilustramos aqui uma questão de grande importância, qual seja, um deslocamento de fase não linear de π radianos é necessário para produzir chaveamento ótico com alto contraste. Essa é uma exigência que tem de ser atendida em uma ampla gama de dispositivos para chaveamento ótico em intensidade e que impõe sérias restrições quanto aos possíveis materiais a serem usados.

No capítulo 4 estudaremos um sistema que exhibe biestabilidade (e multiestabilidade) ótica em frequência e, no capítulo 5, veremos como esse sistema pode ser usado para realizar chaveamento ótico em frequência.

Capítulo 4

Experimentos em Dinâmica de Frequência de Lasers de Diodo

Nesse capítulo descrevemos a dinâmica em frequência observada em dois sistemas em que lasers semicondutores são submetidos à realimentação ótica filtrada por vapores atômicos ressonantes. O primeiro destes sistemas possibilitou pela primeira vez a obtenção de biestabilidade e multiestabilidade óticas exclusivamente no domínio de frequência, com amplitude praticamente constante, graças ao uso de realimentação ortogonal. Os estudos realizados com esse sistema são abordados nas quatro primeiras seções deste capítulo. Na seção 4.1 apresentamos uma técnica bem conhecida para redução de largura de linha e estabilização em frequência de um laser de diodo com realimentação ótica ortogonal acoplada a uma linha atômica. A seção 4.2 descreve a observação de biestabilidade ótica na frequência de emissão do sistema descrito na seção 4.1. Essas duas primeiras seções tratam de trabalhos desenvolvidos por estudantes do Laboratório de Física Atômica e Lasers anteriores a mim e que foram os primeiros a trabalhar nessa linha de pesquisa e obtiveram os primeiros resultados, descritos nas referências [21] e [22], importantes para a compreensão do trabalho desenvolvido por mim a seguir. Na seção 4.3 relatamos a nossa observação de multiestabilidade ótica em frequência nesse sistema [23]. Na seção 4.4 apresentamos nosso modelo de equações de taxa para interpretar as observações experimentais da biestabilidade em frequência apresentadas na seção 4.2, presente na referência [27]. Na seção 4.5, que trata do nosso segundo sistema, mostramos os resultados do nosso experimento para investigar o comportamento da frequência de emissão de um laser de diodo com revestimento antirefletor, com cavidade externa, dentro

da qual se coloca uma célula ótica contendo um vapor atômico ressonante que age como absorvedor saturável [34].

4.1 Estabilização da Frequência de um Laser de Diodo por Realimentação Ótica Ortogonal Acoplada a uma Linha Atômica

Na sub-seção 2.2.2, do Capítulo 2, vimos como, no primeiro trabalho da literatura a propor o uso de realimentação ótica ortogonal, Yasaka e Kawaguchi usaram esse tipo de realimentação filtrada espectralmente por uma cavidade de Fabry-Pérot para reduzir a largura de linha e estabilizar a frequência de um laser de diodo. Esse método é mais estável que os métodos óticos com polarização paralela, pois não demanda o controle da fase do retorno e mais simples que o método de realimentação elétrica, pois não necessita de circuitos complexos operando com banda passante na faixa de GHz e exigindo-se ainda o conhecimento do espectro de ruído do laser, para se realizar as correções na faixa de alta frequência, levando-se em conta a curva de inversão de fase da resposta do laser.

Nessa seção apresentaremos resultados de estabilização da frequência ótica, assim como redução da largura de linha espectral, de um laser de diodo (tipo Fabry-Pérot) submetido à realimentação ótica com polarização ortogonal filtrada espectralmente, onde o filtro espectral utilizado é a linha atômica D_2 do césio. Esse sistema permitiu as primeiras observações de biestabilidade e multiestabilidade em frequência com amplitude constante, que serão tratadas nas seções posteriores.

4.1.1 Arranjo Experimental

O arranjo experimental utilizado para observação da biestabilidade ótica em frequência é mostrado na Figura 4.1. Um laser de diodo $AsAlGa$ (SDL-5401-G1) monomodo é estabilizado em corrente e temperatura e emite em torno de 852 nm. Esse laser é colocado em uma configuração em que uma fração do feixe de saída do laser é espectralmente filtrada, tem sua polarização girada de 90 graus e é re-injetada na cavidade laser. O laser é usado com suas características originais, isto é, nenhum tratamento especial (refletor ou anti-refletor) foi realizado nas suas faces. O feixe de

saída é colimado por uma lente de pequena distância focal ($d = 4 \text{ mm}$) resultando em um feixe com diâmetro de cerca de 2 mm. A polarização do feixe de saída do laser é ligeiramente elíptica e a razão entre as intensidades nos dois eixos ortogonais é de 800:1. O feixe de saída é enviado através de um 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. O isolador ótico é usado para que se evitem retornos óticos com polarização TE, particularmente os provenientes da cavidade Fabry-Pérot de análise. O isolador ótico garante também que o circuito ótico tenha um sentido único de realimentação. A cavidade de Fabry-Pérot é usada para análise espectral da frequência ótica. Uma célula contendo vapor atômico ressonante (césio) é introduzida no caminho do feixe de realimentação para filtrá-lo espectralmente. Uma fração muito pequena deste feixe de realimentação é usada para analisar a resposta absorptiva do filtro atômico. 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, o máximo de acoplamento ótico no laser de diodo depende de um alinhamento bastante delicado. O modo do feixe evolui durante o trajeto, depois de passar pelos vários elementos e dispositivos óticos, o que pode representar uma real limitação nas tentativas de reenviar o máximo da potência do feixe de re-injeção dentro da cavidade. Desta forma, 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.

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

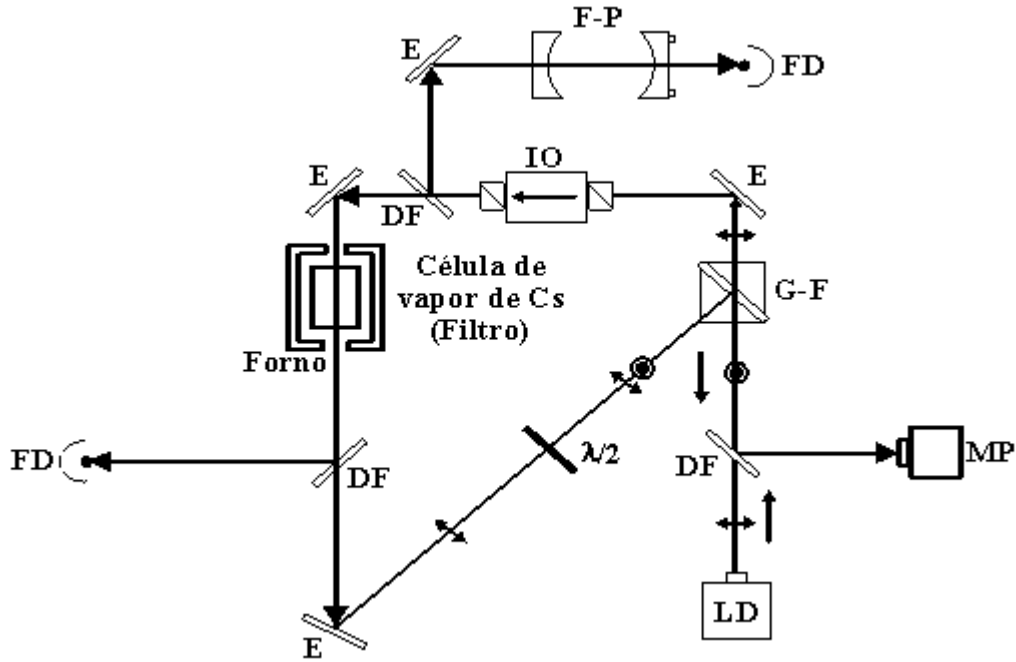


Figura 4.1: Esquema do arranjo experimental. Nessa configuração a cavidade Fabry-Pérot é usada como um analisador espectral. O símbolo $\leftrightarrow$ ($\odot$) representa a polarização do feixe paralela (perpendicular) ao plano do arranjo. LD: laser de diodo, G-F: Polarizador Glan-Foucault, E: Espelho, DV: Divisor de Feixe, IO: Isolador Óptico, FD: Fotodetector, $\lambda/2$: Lâmina de meia onda, MP: Medidor de Potência.

4.1.2 Frequência de Emissão e Realimentação Ótica Ortogonal

Frequência de Emissão versus Nível de Realimentação Ótica Ortogonal

A resposta do laser à realimentação ótica ortogonal, apresentada na referência [7] e discutida na subseção 2.2.3, é tal que um acréscimo na potência de realimentação leva a uma diminuição da densidade de portadores na região ativa do semiconductor gerando um aumento do índice de refração o que resultará no deslocamento para um menor valor da frequência. Este resultado pode ser representado no esquema da Figura 4.2, onde as setas indicam o sentido de variação da grandeza física, crescente ($\uparrow$) ou decrescente ($\downarrow$).

Com o objetivo de estabelecer de que forma evolui o deslocamento da frequência do laser ($\delta = \nu_0 - \nu$) com o aumento da potência do feixe re-injetado P_r , mediu-se $\nu_0 - \nu$ como função de P_r . O aparato experimental para esta medida está mostrado na Figura 4.3. ν_0 é a frequência do laser sem realimentação (livre) que tem uma

$$P_r \uparrow \Rightarrow N \downarrow \Rightarrow n \uparrow \Rightarrow \nu \downarrow$$

Figura 4.2: Esquema que ilustra como a potência de realimentação ortogonal altera a frequência de emissão do laser. P_r : potência de realimentação ortogonal, N : densidade de portadores, n : índice de refração, ν : frequência de emissão

dependência linear com a corrente de injeção acima do limiar [61] dada por:

$$\nu_0 - \nu_{th} = K (I - I_{th}) \quad (4.1)$$

onde ν_{th} e I_{th} são respectivamente a frequência e a corrente no limiar, e $K = -3,75$ GHz/mA em nosso sistema.

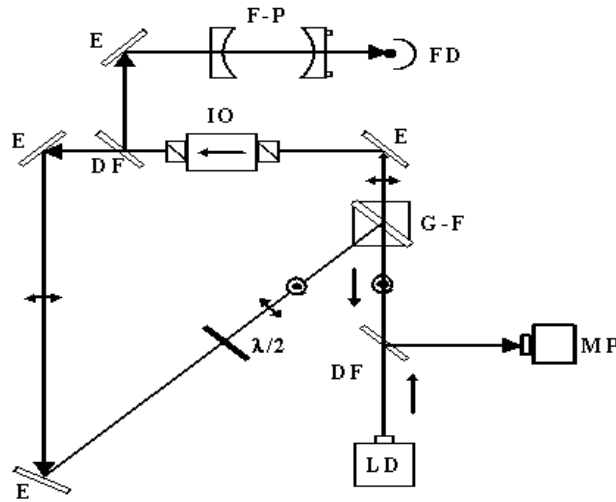


Figura 4.3: Arranjo experimental para a medida do deslocamento em frequência do laser em função da potência de realimentação ortogonal. Nessa configuração a cavidade Fabry-Pérot é usada como um analisador espectral. O símbolo $\leftrightarrow (\odot)$ representa a polarização do feixe paralela (perpendicular) ao plano do arranjo. LD: laser de diodo, G-F: Polarizador Glan-Foucault, E: Espelho, DV: Divisor de Feixe, IO: Isolador Ótico, FD: Fotodetector, $\lambda/2$: Lâmina de meia onda, MP: Medidor de Potência.

A medida do deslocamento em frequência como função da potência da realimentação ortogonal mostrada na Figura 4.4 foi realizada com uma corrente de injeção $I \cong 100$ mA e uma potência de saída em torno de 40 mW. A potência ótica efetiva que retorna à cavidade laser é associada com o valor medido de P_r através

de um fator geométrico que não foi determinado, pois não se mediu diretamente quanto do sinal re-injetado atua na região ativa do laser.

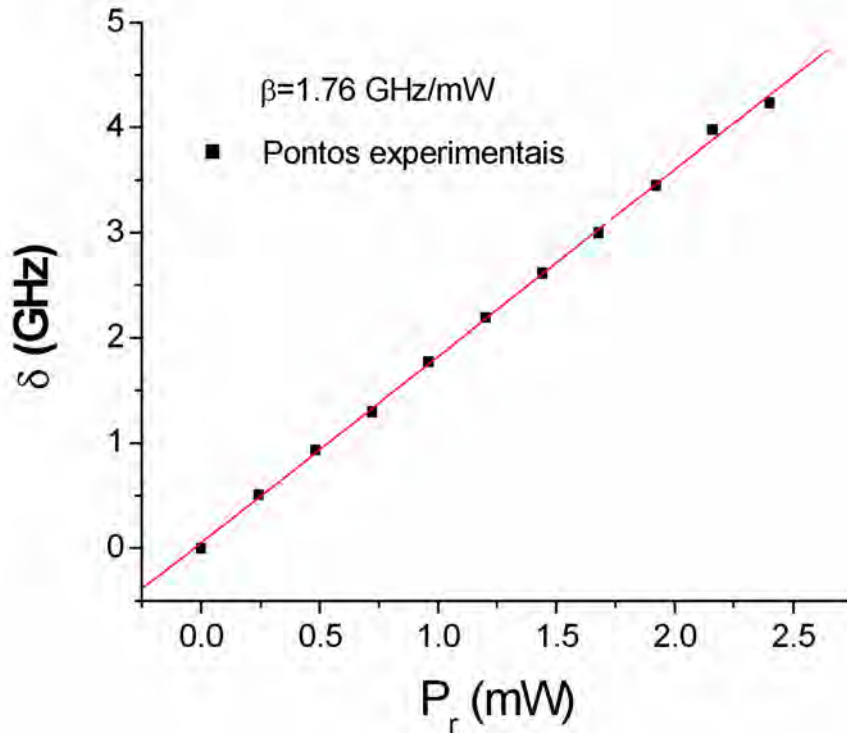


Figura 4.4: Deslocamento da frequência de emissão laser como função da potência de realimentação ortogonal. $\delta = \nu_0 - \nu$

Da Figura 4.4 vemos uma dependência linear de $\delta = \nu_0 - \nu$ com P_r que escrevemos como

$$\delta = \beta P_r \quad (4.2)$$

onde β é o coeficiente de proporcionalidade entre o deslocamento em frequência e a variação de potência de realimentação. Nesta medida se obteve $\beta = 1,76 \text{ GHz/mW}$ e se realizou um deslocamento máximo de 10 GHz com um nível de realimentação de - 7,7 dB.

A dependência linear e o sentido do deslocamento da frequência (para o vermelho no espectro eletromagnético) observados na Figura 4.4 nos levam à conclusão de

que a realimentação ótica ortogonal é um mecanismo de controle da frequência de emissão equivalente ao controle pela corrente de injeção na junção p-n do material semiconductor, com a clara vantagem deste mecanismo ser ótico.

Utilização da Cavidade de Fabry-Pérot como Analisador Espectral

Todas as medidas de deslocamento em frequência em função da potência de realimentação 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 Fabry-Pérot em relação à situação em que o laser está livre (Figura 4.5). Esse deslocamento pode ser obtido em unidades de frequência pela utilização do valor de referência do espaçamento entre dois picos de transmissão consecutivos (faixa espectral livre). A separação em frequência entre dois picos consecutivos da cavidade Fabry-Pérot que utilizamos (confocal simétrica) pode ser determinada pela expressão:

$$\Delta\nu_{FP} = \frac{c}{4nL} \quad (4.3)$$

onde c é a velocidade da luz, n o índice de refração no interior da cavidade e L o comprimento da cavidade. A cavidade que utilizamos tem uma faixa espectral livre de $\Delta\nu_{FP} = 1,5$ GHz, finesse de aproximadamente 10, e resolução de $\cong 150$ MHz.

As derivas em frequência provocadas pela própria cavidade Fabry-Pérot devido a efeitos térmicos são monitoradas e para cada medida do deslocamento em frequência para um dado valor da potência de realimentação faz-se a aquisição dos picos de transmissão da cavidade Fabry-Pérot com o laser livre. Isso garante a qualidade da referência espectral, fazendo com que deslocamentos em frequência observados com os picos de ressonância devidos a alterações na própria cavidade sejam eliminados.

4.1.3 O Filtro Espectral

Na sub-seção anterior vimos que se pode deslocar a frequência do laser realimentando-o com luz ortogonalmente polarizada. Contudo, para que possamos utilizar essa realimentação ótica ortogonal para estabilizar a frequência e reduzir a largura de linha

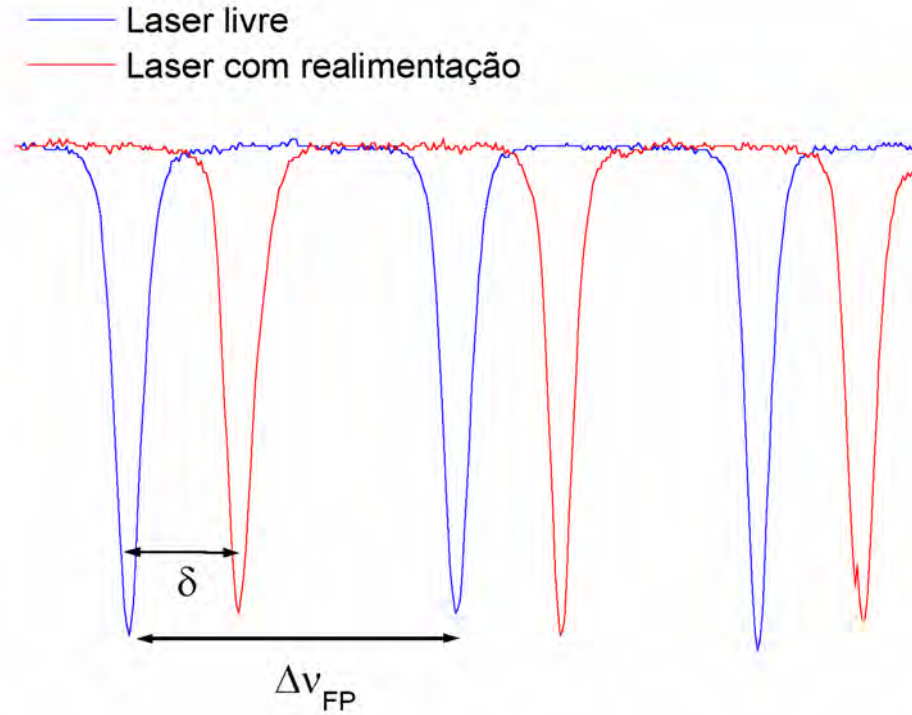


Figura 4.5: Ressonâncias da cavidade Fabry-Pérot para o laser livre e para o laser realimentado. Linha azul: laser livre, linha vermelha: laser com realimentação.

do laser de diodo precisamos de algum dispositivo que torne a intensidade do feixe de realimentação 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 utilizado em nosso sistema é 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 vantagem deste tipo de filtro é que ele é uma frequência de referência absoluta para o processo de estabilização, onde a frequência de emissão do laser é travada em relação à frequência central da transição atômica. Evidentemente tal referência é limitada na presente experiência pela largura Doppler da linha do césio. Outra razão para utilização deste tipo de filtro em nosso experimento, é o fato de sua resolução espectral ser de aproximadamente 500 MHz o que permite a filtragem efetiva do feixe laser de realimentação, que tem uma largura de linha de 40 MHz.

A Figura 4.6 mostra uma forma de linha absorpsiva tal qual a da transição D_2 do cézio com alargamento Doppler sendo usada como filtro espectral, que tem um comportamento análogo ao da cavidade de Fabry-Pérot usada no experimento de Yasaka e Kawaguchi descrito na subseção 2.2.3. 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, isso levará automaticamente a um aumento da intensidade da luz transmitida e por consequência a um acréscimo na potência de realimentação. Isso fará com que a frequência de emissão diminua. Assim, a deriva será corrigida pela realimentação ortogonal. O mesmo mecanismo ocorre se a deriva ocorrer no sentido de diminuir a frequência. Esta região de derivada positiva no filtro providencia a realimentação negativa que gera a estabilização da frequência de emissão. Por outro lado, estando a frequência laser na região de derivada negativa do filtro, qualquer deriva na frequência será amplificada pela realimentação. Ou seja, esta é uma região de forte instabilidade, que será evitada pelo laser, que “saltará” cada vez que chegar nessa região de derivada negativa.

A realimentação ótica ortogonal espectralmente filtrada possibilita a modulação do índice de refração da região ativa do laser de diodo em condições estáveis da corrente de injeção. Sob realimentação ortogonal, apenas a densidade de portadores na região ativa é afetada. 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.

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

$$P_r = \kappa_0 (1 - \epsilon f(\nu)) P_S \quad (4.4)$$

onde κ_0 é a fração da potência de saída P_S que retorna para o laser (sem a atuação do filtro), ϵ é o coeficiente de absorção no centro da linha, $f(\nu)$ é a forma de linha

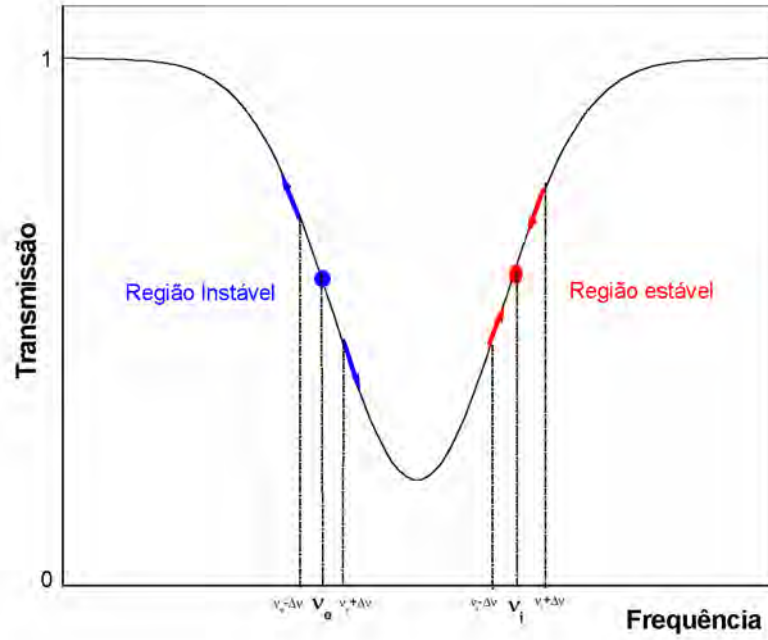


Figura 4.6: Realimentação dependente da frequência através de uma forma de linha da absorpsiva como a da transição D_2 do cério.

da absorção normalizada em amplitude, tomada como tendo um perfil gaussiano,

$$f(\nu) = e^{-\alpha(\nu - \nu_{at})^2} \quad (4.5)$$

onde ν_{at} é a frequência central da transição e $\alpha = \frac{\ln 2}{(\Delta\nu_{Doppler}/2)^2}$, onde $\Delta\nu_{Doppler}$ é a largura à meia altura da linha de absorção Doppler.

4.1.4 Resultados

Os efeitos da realimentação ortogonal filtrada por uma linha atômica na frequência de emissão do laser são evidenciados no espectro de absorção da transição D_2 do Cs (medido com o fotodetector posicionado após a célula com o vapor no esquema da Figura 4.1), bem como nos picos de ressonância da cavidade Fabry-Pérot em função da corrente de injeção, para o laser livre e para o laser realimentado (Figura 4.7).

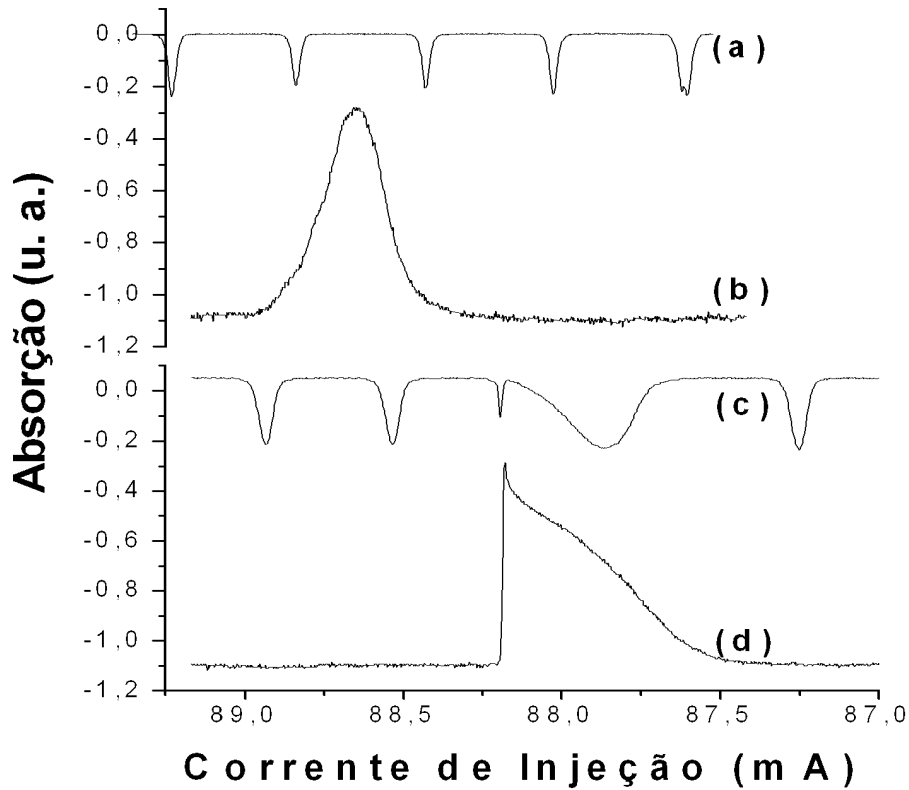


Figura 4.7: (a) e (c) Picos de transmissão do Fabry-Pérot. (b) e (d) Espectro de absorção da linha D_2 do Cs. (a) e (b) Laser livre. (c) e (d) Laser com realimentação.

A Figura 4.7(b) mostra o espectro de absorção da linha D_2 do célio, com o laser livre. Nesse caso, como $\nu = \nu_0$, a forma de linha $f(\nu)$ é a da equação (4.5), usando a equação (4.1). Quando o laser é submetido à realimentação óptica ortogonal, o efeito desta realimentação sobre a frequência é claramente observado no espectro de absorção (Figura 4.7(d)), pois este espectro é deslocado em relação à absorção sem realimentação. Isto ocorre porque a realimentação altera a frequência de emissão do laser fazendo com que a ressonância com o vapor atômico que era obtida em uma corrente I com o laser livre, passe a ser obtida em um valor de corrente $I - \Delta I$ do laser com realimentação. ΔI é a variação de corrente correspondente ao deslocamento em frequência $\Delta\nu$, provocado pela realimentação no laser. O sinal menos decorre do fato da frequência do laser ser deslocada para um menor valor (pela realimentação) o que demanda uma variação na corrente do laser que produza um deslocamento em frequência no sentido oposto para se atingir a frequência de ressonância.

Os picos de transmissão do Fabry-Pérot também deixam em evidência os efeitos

da realimentação ortogonal, e se pode notar que o pente de picos no caso do laser realimentado (Figura 4.7(c)) está deslocado em relação à situação onde o laser está livre (Figura 4.7(a)).

Observando na Figura 4.7(d) a forma de linha da ressonância atômica vemos uma drástica alteração no perfil da absorção com relação à Figura 4.7(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. Em oposição, 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 4.7(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.

Para 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 no flanco de derivada positiva. As medidas são feitas a flanco de um pico do Fabry-Pérot, porque nesta região as flutuações na intensidade tem uma relação aproximadamente linear com as flutuações na frequência, possibilitando assim determinar-se a amplitude das flutuações na frequência, medindo flutuações de intensidade.

Para a situação em que o laser não foi submetido à realimentação ótica filtrada, encontramos uma largura média na frequência ótica de aproximadamente 100 MHz, que passa a ser de 23 MHz para um nível de realimentação ótica negativa de -5.3 dB Figura (4.8). Tais medidas foram realizadas com tempos amostrais de décimos de segundos, sendo este tempo limitado por derivas térmicas na cavidade FP e por variações de temperatura na célula ótica.

Comparando os dois espectros de larguras médias em frequência (eixo vertical na Figura 4.8), pode-se concluir que com o uso da realimentação ótica ortogonal

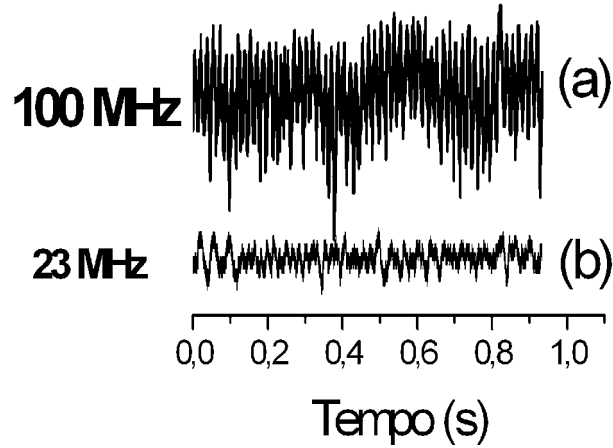


Figura 4.8: Flutuações na frequência de emissão de um laser de diodo. (a) Laser livre e (b) laser sob realimentação ótica ortogonal dependente da frequência.

filtrada, consegue-se uma diminuição das flutuações na frequência de emissão de um laser de diodo por um fator de 4 [21]. Esse fator pode ser melhorado, controlando-se a inclinação do flanco do pico do filtro espectral e otimizando-se o nível de realimentação.

4.2 Biestabilidade Ótica em Frequência

Em lasers de diodo uma vasta gama de fenômenos dinâmicos, tais como biestabilidade ótica e caos, pode ser obtida através de diferentes mecanismos externos para perturbação e controle de cavidades com meios não-lineares e lasers. Nestes últimos os mecanismos são: a injeção ótica, a realimentação ótica e a realimentação elétrica [93].

O comportamento biestável da radiação emitida por um laser semiconductor pode ser evidenciado na polarização [94], na intensidade [14], [95] ou na frequência ótica [96], [97],[22]. Entre os trabalhos que tratam de biestabilidade em frequência, o de Li e Chen [96] descreve a obtenção de uma biestabilidade inter-modal, em que para um mesmo conjunto de parâmetros o laser pode operar em dois modos diferentes, com frequências distintas. No trabalho de Xu e colaboradores [97] a biestabilidade observada ocorre entre duas frequências dentro de um mesmo modo, uma biestabil-

idade intra-modal. Nesses dois trabalhos as duas diferentes frequências de emissão possíveis ocorrem com amplitudes de saída distintas.

Nessa seção apresentamos as primeiras observações de biestabilidade na frequência ótica para um único modo (intra-modal) e em um nível constante de intensidade de um laser semiconductor, ou seja, biestabilidade ótica exclusivamente em frequência [22], realizadas no Laboratório de Física Atômica e Lasers do DF/UFPB. O arranjo experimental é essencialmente o mesmo da Figura 4.1, utilizado para a estabilização e frequência e redução da largura de linha.

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

Na Figura 4.7(d) da subseção 4.1.4 mostrou-se a resposta espectral do laser de diodo quando sujeito à realimentação ótica [21]. Naquelas experiências, a varredura da corrente de injeção do laser (ou varredura na escala de frequência do laser livre) é realizada em um único sentido. Quando se faz a varredura da corrente do laser (frequência livre) nos dois sentidos (crescente e decrescente) observamos um ciclo de histerese na resposta espectral do laser (Figura 4.9(c)) devido a seu acoplamento à realimentação ótica com polarização ortogonal e filtrada pela linha atômica.

O acoplamento do laser à 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 4.9(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 [14] em diferentes valores da frequência livre, dependendo do sentido da varredura do laser. Uma consequência da existência dessa histerese é a existência de biestabilidade.

Para o laser sem realimentação o perfil de absorção (Figura 4.9(a)), não apresenta nenhuma modificação em função da varredura da frequência livre.

Observando-se a Figura 4.9(d), vemos que na região de ressonância também ocorre uma histerese para os picos de transmissão da cavidade Fabry-Pérot, ou seja, os picos são percorridos por caminhos distintos para os diferentes sentidos da varredura do laser. Note-se que esses picos nos quais observamos uma histerese, quando o laser esta sob realimentação, estão posicionados na região de derivada

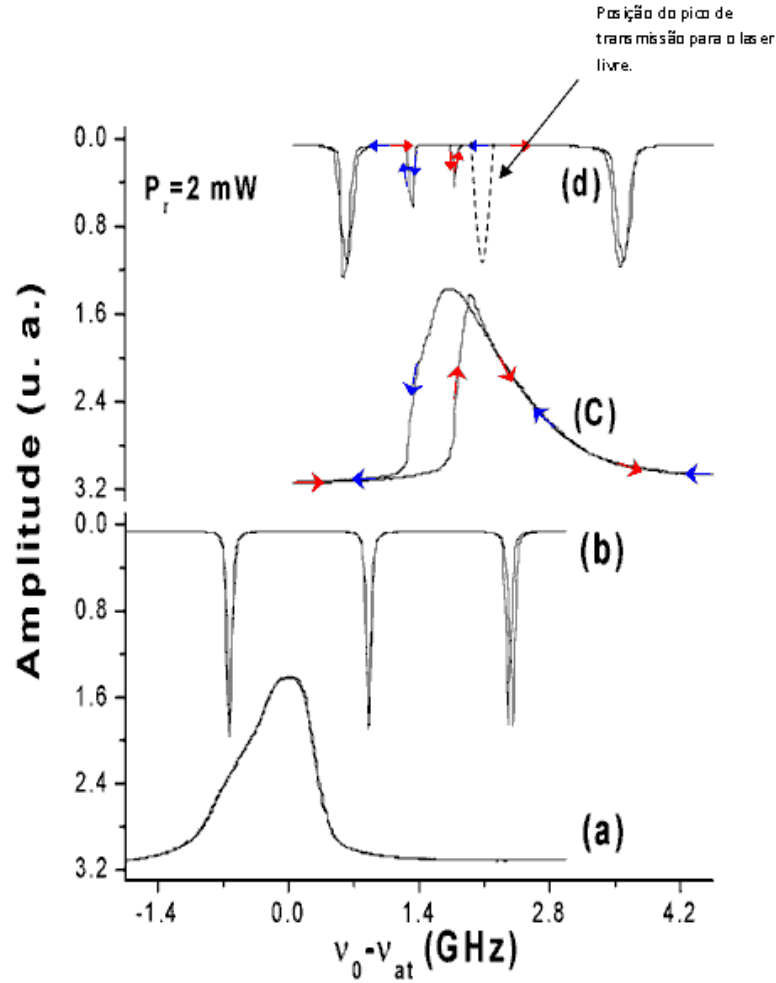


Figura 4.9: Observação de histerese na resposta espectral de um laser de diodo submetido à realimentação ótica dependente da frequência. (a) e (c) Linha D_2 do césio. (b) e (d) Picos de transmissão da cavidade Fabry-Pérot. (a) e (b) Laser livre. (c) e (d) laser com nível de realimentação de 2 mW. Em (c) observa-se o ciclo de histerese. As setas indicam o sentido da varredura da frequência livre.

negativa do perfil de absorção. A histerese observada nos picos de transmissão do Fabry-Pérot, assim como a histerese no perfil de absorção, 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 (representada pelas setas vermelhas) logo que o laser entra em ressonância a região instável é atingida e o laser percorre rapidamente algumas das frequências que compõem o espectro do pico Fabry-Pérot não completando a varredura do mesmo (razão pela qual esse pico

de transmissão tem amplitude menor do que os picos fora da ressonância). Esse salto é executado pelo laser para evitar sua passagem pela região de instabilidade. Para a varredura decrescente da frequência livre (representada pelas setas azuis) 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 frequência é contra-balançado pela realimentação ótica na cavidade do laser (ver seção 4.1). 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. Note-se que novamente a amplitude do pico Fabry-Pérot na ressonância é diferente do que ocorre fora da ressonância.

Mostramos na Figura 4.10 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 (4.5)).

Com o aumento de P_r , a frequência de emissão diminui. 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 se pode observar nos outros espectros da Figura 4.10. O sinal da derivada do espectro de absorção determina a resposta do laser à realimentação ortogonal, de tal modo que se varrendo o flanco positivo da absorção ($dP_r/d\nu < 0$) tem-se instabilidade e o flanco negativo, estabilidade [21]. 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 [8]. A varredura de ida-e-volta permite a observação do ciclo histerético mostrado na Figura 4.10. Nesse regime a potência do laser é praticamente constante e os ruídos em amplitude e frequência são comparáveis ao do laser livre, isto é, sem um discriminador de frequência não podemos distinguir entre esses dois estados desta biestabilidade. Também não há efeito observável na polarização de emissão, que poderia ser facilmente detectado na saída do laser, através do polarizador Glan. A largura da histerese é controlada através do nível de realimentação κ_0 e do coeficiente de absorção ϵ .

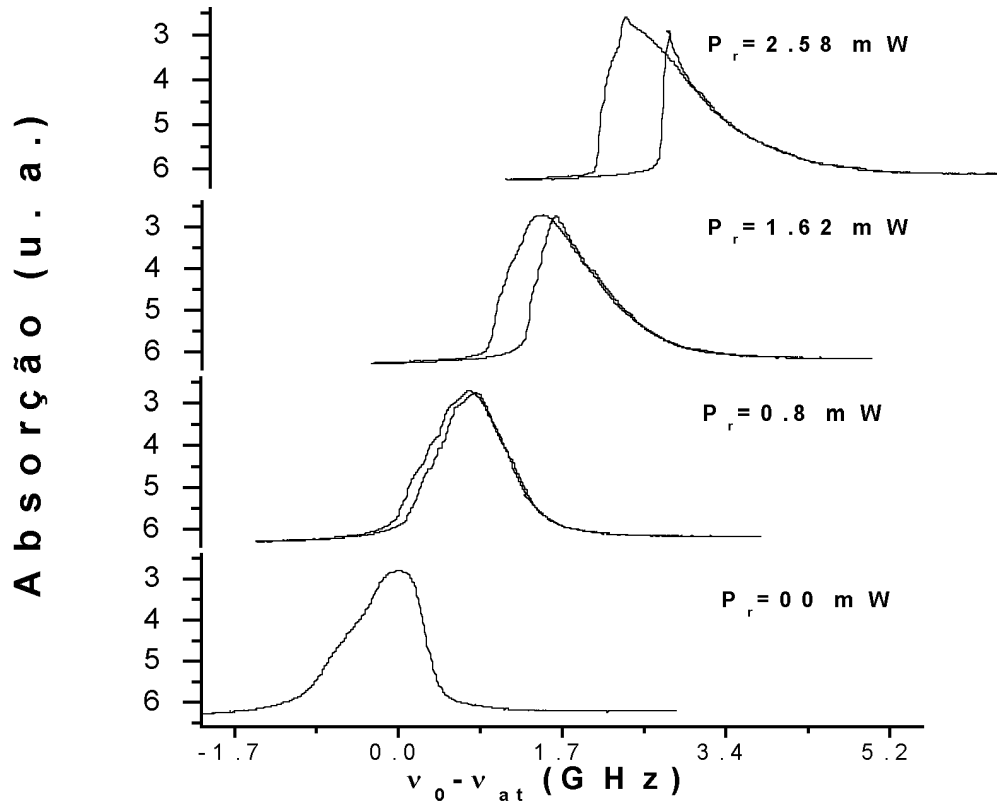


Figura 4.10: Comportamento do ciclo de histerese em função da potência do feixe de realimentação. Nesta série de medidas $\beta=1$ GHz/mW e a absorção do vapor atômico de 50%. O ciclo de histerese surge a partir de uma potência de realimentação em torno de 0,8 mW. Para valores de potência acima deste valor de limiar o ciclo de histerese alarga-se com o aumento da potência de realimentação.

4.2.2 Modelo para interpretação da resposta histerética do laser

Para descrever a histerese levamos em conta que, para valores de corrente longe do limiar e na presença de realimentação ortogonal, a potência do laser é praticamente constante. Como vimos na seção anterior, (equação (4.2)) sua frequência é deslocada linearmente com a potência de realimentação. Então, das Equações (4.2) e (4.4), podemos escrever a frequência do laser com realimentação ortogonal filtrada como:

$$\nu = \nu_0 - \beta \kappa_0 [1 - \epsilon f(\nu)] P \quad (4.6)$$

Usando a equação (4.5), 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 (4.6) como

$$\nu_0 - \nu_{at} = \nu - \nu_{at} + \beta\kappa_0 [1 - \epsilon e^{-\alpha(\nu - \nu_{at})}] P \quad (4.7)$$

Na Figura 4.11 apresentamos a resposta espectral experimental do laser realimentado com o respectivo espectro teórico obtido através da Equação (4.7), utilizando-se um método gráfico. Nos dois espectros, como indicado pelas setas, a resposta espectral do laser evolui de um ponto A, onde se inicia a varredura da frequência livre, para um ponto B de onde executa um salto para um maior valor de absorção no ponto C, evitando 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.

Comparando as Figuras 4.11(a) e 4.11(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-se que o espectro teórico é obtido sem parâmetros de ajustes, a partir de medidas dos diversos parâmetros envolvidos. Além disso, o perfil gaussiano atribuído ao filtro espectral na equação (4.5) não reproduz tão precisamente o perfil experimental, conforme podemos observar na Figura 4.9(a). Isto demonstra um bom grau de precisão do modelo apresentado.

Para o melhor entendimento do fenômeno provocado pela realimentação que leva a existência do ciclo de histerese na frequência ótica, fazemos o mapeamento da Equação (4.7) no espaço de frequências $\nu \times \nu_0$, ou seja, determinamos a frequência do laser com realimentação em função da frequência do laser livre (Figura 4.12).

Na Figura 4.12 temos a evolução da frequência do laser com realimentação como função da frequência do laser livre para diferentes configurações dos parâmetros do sistema. Para facilitar a visualização desta evolução inserimos no eixo vertical do gráfico $\nu \times \nu_0$, a Figura 4.12(d) com um perfil gaussiano. A curva linear da Figura 4.12(a) representa a evolução da frequência do laser sem realimentação, ou seja, $\kappa = 0$ e $\nu = \nu_0$. Evidentemente temos uma reta com derivada unitária, no eixo de simetria do quadrante (x, y). Para um valor constante de realimentação

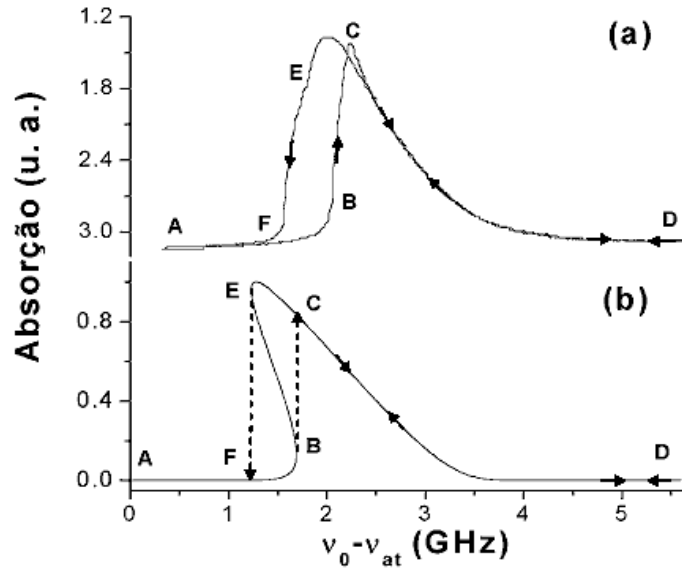


Figura 4.11: Resposta espectral do laser sob realimentação. (a) Espectro experimental, (b) Espectro teórico (ver texto).

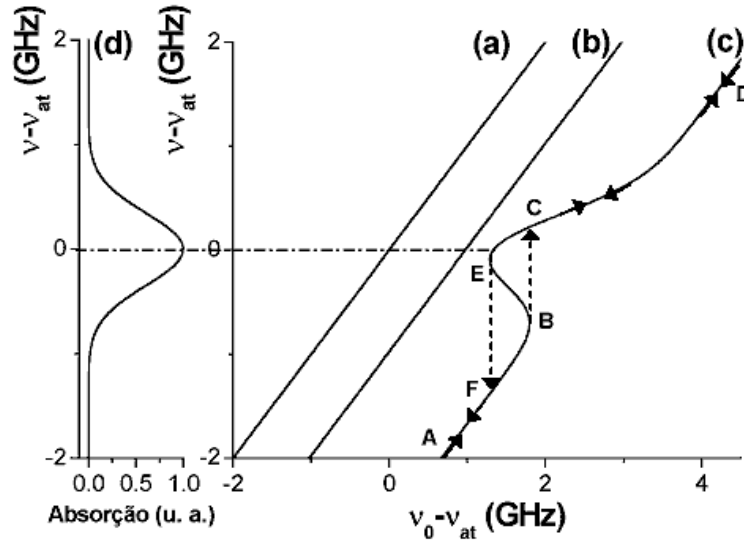


Figura 4.12: Frequência da emissão laser ν calculada como função da frequência livre ν_0 , para $\beta = 1\text{GHz}/\text{mW}$, $\alpha = 4,2 \times 10^{-18}\text{Hz}^{-2}$. (a) Laser sem realimentação. (b) Laser com nível de realimentação constante $\kappa_0 = 20 \times 10^{-3}$ e $\epsilon = 0$. (c) Laser com realimentação ótica filtrada $\kappa_0 = 55 \times 10^{-3}$ e $\epsilon = 0, 5$. (d) Perfil espectral do filtro.

diferente de zero $\kappa_0 = \kappa$ e $\epsilon = 0$ a curva linear é deslocada de uma quantidade constante $\beta\kappa_0 P$ (Figura 4.12(b)). Finalmente, a curva da Figura 4.12(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 4.11, porém no espaço $\nu \times \nu_0$. Na curva da Figura 4.12(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 onde $\left(\frac{d\nu}{d\nu_0} < 0\right)$, que é “evitada” através do salto da frequência, do ponto B para o ponto 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 de retorno. 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 nos pontos B e C ou E e F. Ou seja, para um mesmo conjunto de parâmetros físicos do sistema (corrente de injeção, temperatura, intensidade de realimentação, ...) ele apresenta duas possíveis respostas em frequência, que dependem, única e exclusivamente, da sua história. 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 [15]. Isto ocorre porque, para a corrente de injeção do laser de $2I_{th}$ na qual o sistema entra em ressonância, não existem flutuações temporais na intensidade da emissão do laser, conforme apresentado no estudo de T. Heil e colaboradores [8] (ver seção 2.2 do capítulo 2), ou seja, temos uma emissão laser estável em amplitude.

4.3 Multiestabilidade em Frequência de um Laser Semicondutor

Nesta seção apresentaremos um sistema no qual observamos recentemente, pela primeira vez, comportamento multiestável da frequência de um laser de diodo com a intensidade do seu feixe de saída constante.

4.3.1 Arranjo Experimental

O arranjo experimental que utilizamos para observação de multiestabilidade ótica em frequência é mostrado na Figura 4.13 e é semelhante ao da Figura 4.1. Em relação ao esquema já visto, acrescentamos uma célula fora do circuito de realimentação, que serve exclusivamente como analisador de frequência. Medimos o sinal de transmissão do filtro diretamente (absorção) e através de uma abertura de 3 micrômetros (pin-hole), que nos permite sondar a resposta dispersiva do sinal de realimentação filtrado. Para garantir uma boa focalização do feixe transmitido na abertura utilizamos uma objetiva de microscópio com foco de 2 cm. A inserção da célula externa no nosso arranjo experimental se deve ao fato que com essa célula é possível realizar a observação da dinâmica em frequência do sistema de forma independente do circuito de realimentação. Dessa maneira podemos distinguir mais claramente as respostas absorpsiva e dispersiva do filtro espectral do circuito de realimentação. Note-se que a absorção do vapor ressonante na célula externa está em um regime linear em relação à intensidade do laser. Essa célula é mantida a temperatura ambiente e o feixe sonda é não saturante.

Em certas condições o filtro espectral colocado no circuito de realimentação, como discutido na sessão anterior, pode exibir seu caráter dispersivo, além do absorpsivo. Nós observamos uma resposta multiestável da frequência do laser semicondutor quando esses dois efeitos são atuantes. Este comportamento multiestável é facilmente observável com uma relação sinal/ruído muito boa e é completamente descrito considerando-se a resposta linear da frequência do laser à potência de realimentação ortogonal e a não-linearidade da modulação dessa realimentação.

Quando a realimentação ortogonal é espectralmente filtrada, a frequência de saída do laser é dada pela equação (4.6) da seção anterior, que reescrevemos como

$$\nu = \nu_0 - \beta\kappa_0 [1 - \epsilon_i f_i(\nu)] P \quad (4.8)$$

onde o índice i indica a forma de linha do filtro espectral. Vimos na seção anterior o caso em que o caráter absorpsivo é explorado, e a função $f_i(\nu) = f_a(\nu)$ tem uma forma de linha gaussiana.

Para um filtro com forma de linha mais complexa, espera-se uma resposta mais

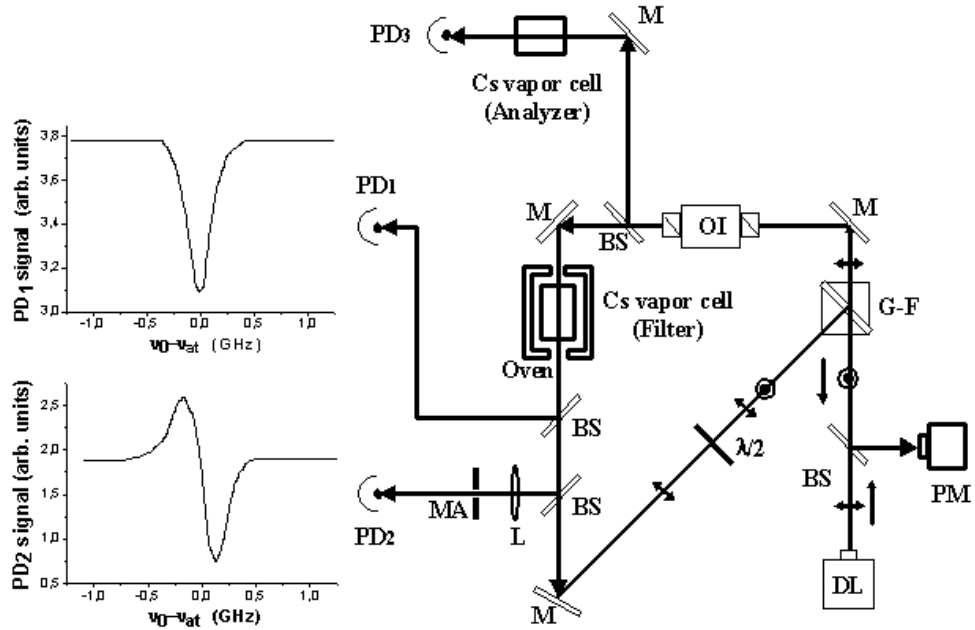


Figura 4.13: Esquema do arranjo experimental. O símbolo $\leftrightarrow (\odot)$ representa a polarização do feixe paralela (perpendicular) ao plano do arranjo. DL: laser de diodo, G-F: Polarizador Glan-Foucault, M: Espelho, BS: Divisor de Feixe, OI: Isolador Ótico, PD: Fotodetector, L: Lente, MA: Abertura micrométrica, $\lambda/2$: Lâmina de meia onda, MP: Medidor de Potência. O feixe de realimentação é analisado por um fotodetector (PD1) e por uma abertura de 3mm, seguido de outro fotodetector (PD2). Vê-se à esquerda os espectros correspondentes, sem realimentação. PD3 mede a transmissão da célula sonda (fora do circuito de realimentação).

rica do laser. Por exemplo, calculamos a frequência do laser com realimentação ortogonal quando o feixe de realimentação é filtrado não apenas por uma forma de linha gaussiana $f_a(\nu) = \exp[-\alpha_f(\nu - \nu_{at})]^2$, mas também por uma resposta dispersiva $f_d(\nu) = (\nu - \nu_{at}) \exp[-\alpha_f(\nu - \nu_{at})]^2$. As trajetórias no espaço de frequências estão representadas pelos caminhos I e II na Figura 4.14, respectivamente para o filtro absorptivo e dispersivo.

Nas expressões acima, ν_{at} é a frequência central da transição atômica e $\alpha_f = (4 \ln 2) / (\Delta\nu_{Doppler})^2$ é o coeficiente de largura gaussiana para o filtro, com $\Delta\nu_{Doppler}$ a largura Doppler à meia-altura.

Seguindo-se os caminhos I ou II, as regiões de derivada negativa são evitadas e o sistema faz uma transição para o ramo onde se tem uma resposta estável (derivada positiva). Esses saltos estão na origem dos ciclos histeréticos que resultam em bi-

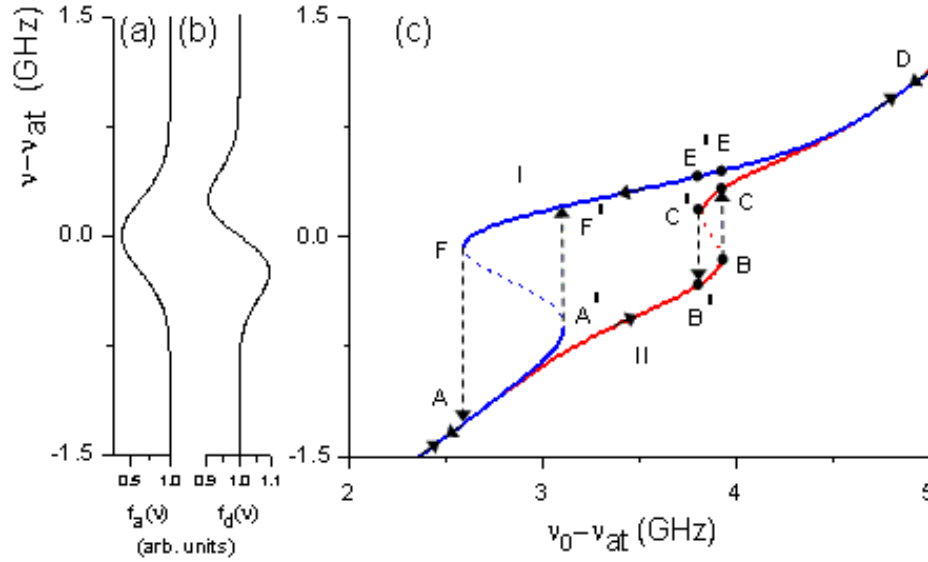


Figura 4.14: Frequência do laser acoplado em função da frequência do laser livre. Os filtros espectrais: (a) absorptivo, (b) dispersivo. (c) Evolução da frequência do laser sob realimentação filtrada, como função da frequência do laser livre. As setas indicam “saltos” da frequência, evitando regiões instáveis, quando o caminho seguido pelo sistema é a curva absorptiva (I) ou a dispersiva (II). Os coeficientes experimentais usados para construção das curvas em (b) foram $\beta = 1,5 \text{ GHz/mW}$, $\epsilon_a = 0,35$ (caso absorptivo), $\epsilon_d = 0,32$ (caso dispersivo), $\alpha_f = 5,8 \times 10^{-18} \text{ Hz}^{-2}$ (célula interna) e $\kappa_0 = 5,4 \times 10^{-2}$.

estabilidade ou multiestabilidade da frequência de emissão.

Com tal descrição, usando-se uma forma de linha puramente absorptiva (curva I) e puramente dispersiva (curva II), somos capazes de reproduzir os espectros observados. Esta concordância indica que os dois regimes de biestabilidade coexistem e que o sistema segue a condição mais favorável para o equilíbrio.

No sistema aqui discutido, pode-se obter estados biestáveis devido à modulação da realimentação ortogonal tanto pela curva I como pela curva II na Figura 4.14 ou obter múltiplos estados de saída envolvendo ambas. A biestabilidade devida à resposta absorptiva do filtro ocorre em condições em que o sistema segue a curva I e foi discutida na seção anterior. Ela corresponde ao caminho AA'F'DF'FA na Fig. 4.14. De outra forma, começando fora de ressonância (ponto A) o sistema pode também evoluir pela curva II até o ponto B e então saltar para C. Retornando

por CC' a varredura da frequência caracteriza um ciclo biestável devido a resposta dispersiva do filtro atômico. De modo diverso, seguindo por C para o ponto comum D o sistema vai retornar pelo ramo I, e na região EE' ele terá uma terceira frequência de saída para os mesmo parâmetros de entrada que em BB' e CC'. Permanecendo no ramo I a frequência salta em F, retornando para o ponto inicial fora de ressonância, em A.

A modulação da potência de realimentação é determinada pela atenuação ou por efeitos de propagação no filtro (respectivamente, a resposta absorviva ou dispersiva do filtro atômico). Para ter a potência de realimentação modulada pela propagação do feixe pelo meio ressonante, é necessário um discriminador espacial entre o filtro e o laser. A principal desvantagem do uso de filtros espaciais (lente objetiva e abertura micrométrica) é a importante perda de potência. Felizmente, não precisamos de um filtro espacial externo se o laser de diodo e sua lente de saída estão muito bem alinhados. Nesta condição observamos que as dimensões submicrométricas da entrada da cavidade semicondutora agem como um conveniente discriminador espacial, nos permitindo observar os efeitos do filtro dispersivo na frequência do laser, como mostrado na Figura 4.14 e discutido abaixo.

Na montagem experimental da Figura 4.13 monitoramos as partes real e imaginária do índice de refração por dois fotodetetores: PD1 nos dá a transmissão direta da célula e PD2 mede a transmissão de uma abertura micrométrica (MA), reproduzindo a filtragem espacial da entrada do laser, uma vez que a MA é localizada à mesma distância do filtro que o DL (ver os espectros do filtro na Figura 4.13, obtidos quando o feixe de realimentação é bloqueado antes de atingir o DL). Essas informações sobre as formas de linha absorviva e dispersiva dadas por PD1 e PD2 respectivamente, são usadas na equação (4.8) para reproduzir os espectros obtidos experimentalmente.

Medindo a transmissão da célula externa ao circuito de realimentação (célula sonda), obtemos espectro típicos como o da Figura 4.15(a). A reprodução dessa curva, calculada usando-se a equação (4.8) para um discriminador de frequência gaussiano, é apresentada na Figura 4.15(b), onde ambas as respostas, absorviva e dispersiva, do filtro atômico são exploradas e onde consideramos os parâmetros experimentais da Figura 4.14 para a célula filtro e para o acoplamento da realimentação, com apenas um pequeno ajuste na escala horizontal. As regiões de insta-

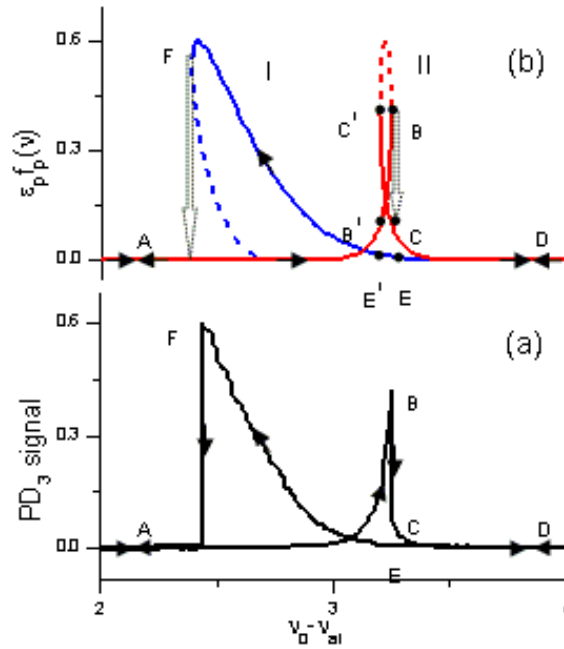


Figura 4.15: (a) Curva de multistabilidade obtida com a célula de Cs fora do circuito de realimentação. (b) Espectro teórico, frequência do laser analisada por um discriminador de frequência de forma gaussiana $\alpha_p = 5,8 \times 10^{-18} \text{Hz}^{-2}$ (usado para o ajuste). A largura das setas grandes leva em conta as instabilidades na frequência do laser (jitter) e indicam as regiões onde os saltos ocorrem. Os parâmetros experimentais bem como as posições no espectro (indicadas por letras maiúsculas) são as mesma da Figura 4.14. Um pequeno fator de escala foi usado para ajustar a escala horizontal do espectro (b) em relação à escala do espectro (a) (ver texto).

bilidade (linhas pontilhadas) são evitadas, resultando em uma repentina mudança na frequência de operação (saltos BC e FA). O pico de alta frequência é associado à curva II (dispersiva) e predomina durante a varredura de ida (sentido crescente da frequência). De maneira reversa, a curva I (absorsiva) é seguida na varredura de volta (sentido decrescente da frequência).

Se limitarmos a varredura logo após o salto BC, podemos observar diferentes ciclos de histerese [espectros (a) e (b) na Figura 4.16] evoluindo de acordo com as curvas I e II da Figura 4.14. A superposição dessas curvas com o ciclo correspondente à varredura completa da forma da ressonância [ABCDEFA na Figura 4.15, veja Figura 4.16(c)] é mostrada na Figura 4.16(d), onde se pode identificar três frequências de operação nas regiões B'B, C'C e E'E (ver detalhe na Figura 4.16).

Ou seja, esse sistema apresenta três frequências para a emissão de saída do laser para um dado conjunto de parâmetros de operação.

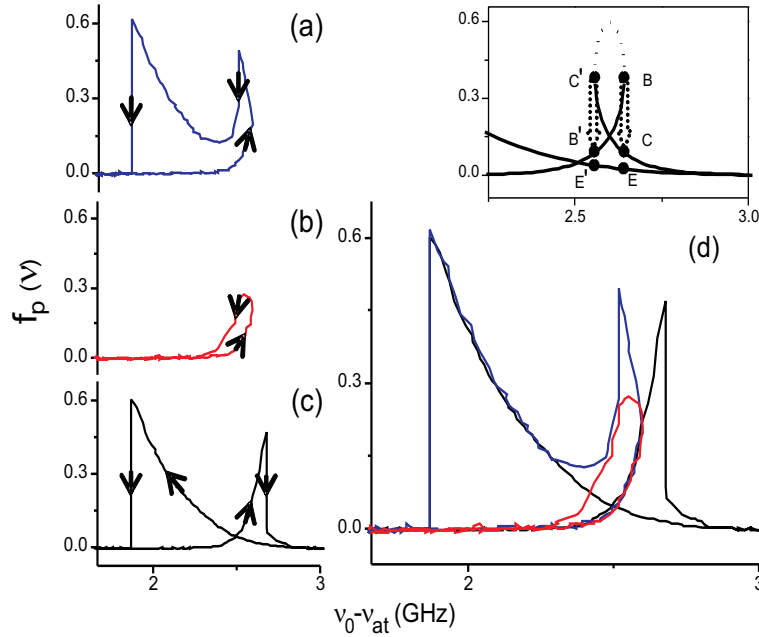


Figura 4.16: Ciclos histeréticos quando ambos os efeitos absorptivo e dispersivo são importantes. (a), (b) Diferentes ciclos observados quando se limita a varredura em torno do salto de frequência BC. $\beta = 1,3 \text{ GHz/mW}$, $\alpha_f = 6,56 \times 10^{-18} \text{ Hz}^{-2}$, $\kappa_0 = 5,4 \times 10^{-2}$; $\epsilon_a = 0,3$. (c) Ciclo completo. (d) Superposição dos ciclos (a)-(c). Detalhe, espectro calculado.

O sistema pode evoluir ao longo da curva absorptiva e exibir um comportamento biestável ou incluir a curva dispersiva em seu caminho e exibir o comportamento multiestável (biestabilidades múltiplas) mostrado na Figura 4.16. Para qual trajetória o sistema vai seguir depende da importância relativa do efeito dispersivo em relação ao efeito absorptivo do filtro, para um determinado nível de realimentação, regime de saturação, e, sobretudo, alinhamento do feixe de realimentação.

Para analisar esse último parâmetro, primeiro otimizamos o acoplamento da realimentação, pela maximização do coeficiente β , determinado pelo maior deslocamento em frequência fora de ressonância para uma dada potência de realimentação. Nessa condição observamos uma curva multiestável como a da Figura 4.15(a), onde o sistema evolui seguindo quase que independentemente a curva absorptiva ou a curva dispersiva ou saltando de uma para outra. Podemos evidenciar o papel isolado da ab-

sorção quando procedemos segundo a seguinte técnica empírica: em torno da posição central ótima do feixe de realimentação retornando ao laser de diodo, desalinhamos o feixe de modo que o valor de β caia cerca de 30%. Nessa condição, independentemente da direção em que se desalinha o feixe, observamos que os efeitos absorptivos se tornam predominantes sobre os dispersivos, nos dando os espectros vistos na Figura 4.17, onde o sistema segue a curva I (ver Figuras 4.14 e 4.15), resultando num comportamento biestável em frequência.

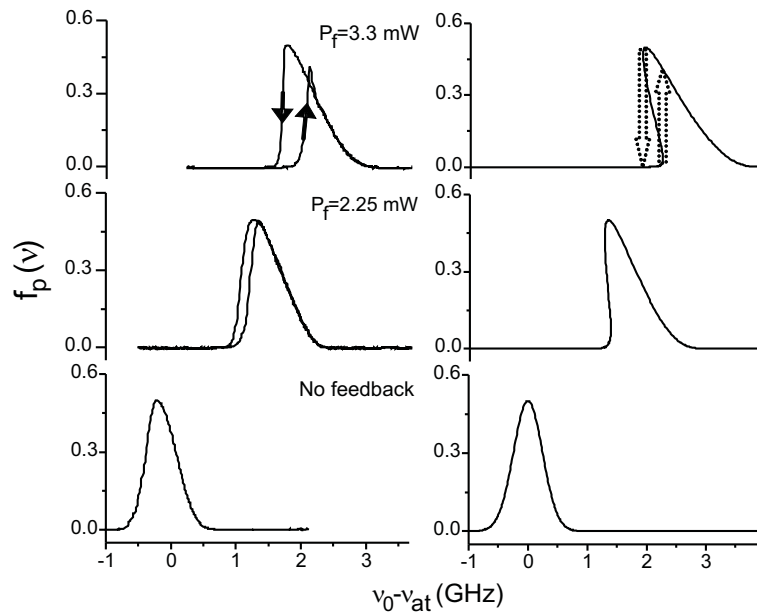


Figura 4.17: Ciclo histerético biestável como função da potência de realimentação. Esquerda, transmissão da célula sonda; direita, espectros calculados, com $\beta = 0,8 \text{ GHz/MW}$ e $\epsilon_a = 0,34$.

Nessas condições de funcionamento “absorptivo” a resposta biestável muda como função de P_f , a potência de realimentação (Figura 4.17), mas não exibe a estrutura multiestável. Essa estrutura mais complexa aparece na posição central ótima do feixe de retorno, e sua evolução com a potência de realimentação é mostrada na Figura 4.18: esses espectros são distintos dos biestáveis.

O efeito do alinhamento na importância relativa dos efeitos dispersivo/absorptivo pode ser interpretado da seguinte maneira. No alinhamento ótimo, central, o efeito dispersivo é evidenciado pelo efeito de filtragem espacial da entrada da cavidade do laser. Num alinhamento mais “lateral” esse efeito espacial é compensado e o caráter absorptivo do filtro é dominante.

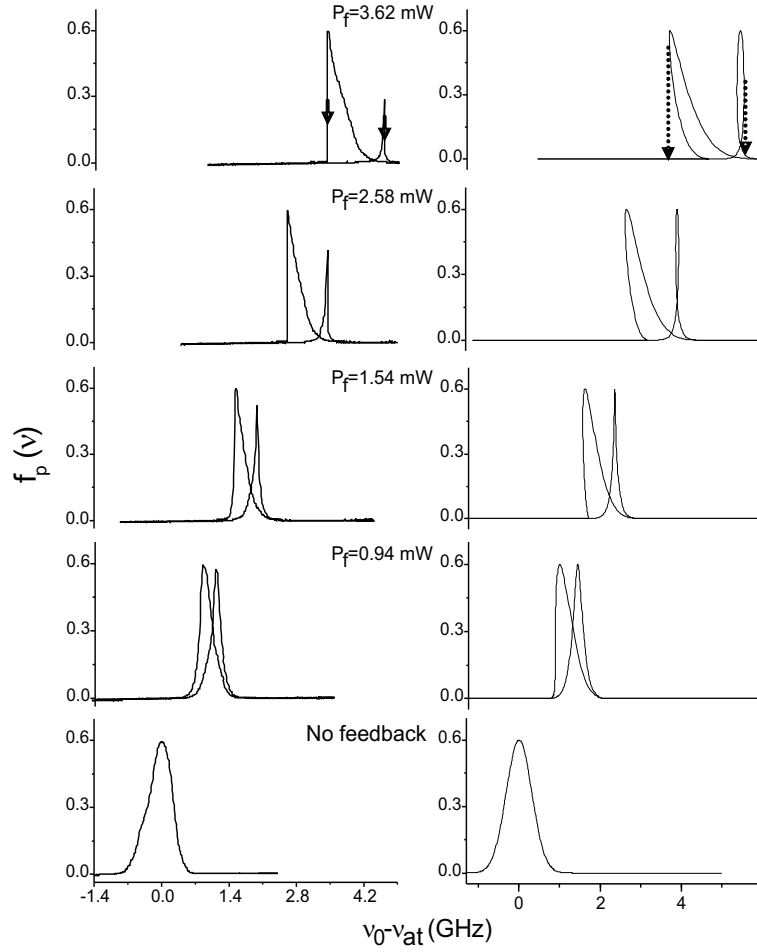


Figura 4.18: Ciclo histerético multiestável como função da potência de realimentação. Esquerda, transmissão da célula sonda; direita, espectros calculados, onde as linhas pontilhadas indicam saltos da frequência.

Os resultados mostrados nas Figuras 4.17 e 4.18 demonstram nosso controle destes ciclos histeréticos; podemos reproduzir sua evolução para diferentes níveis de intensidade de realimentação, e seus correspondentes teóricos (colunas à direita nas Figuras 4.17 e 4.18) estão em excelente concordância. A perfeita correspondência entre os espectros experimentais e os calculados demanda um pequeno ajuste no parâmetro α para o filtro e para a célula sonda. Isso, porém, não é inesperado dada a simplificação que introduzimos em nossos cálculos, ignorando a estrutura complexa da linha D_2 (estrutura hiperfina de ambos os estados, excitado e fundamental) e aproximando a forma de linha do filtro por um perfil gaussiano e negligenciando efeitos de saturação.

4.4 Modelo de equações de taxa para a biestabilidade ótica em frequência

Na seção 4.2 apresentamos nossos resultados investigando o comportamento bi-estável da frequência de um laser semiconductor submetido à realimentação ótica ortogonal dependente da frequência. Essa biestabilidade foi entendida em termos de um modelo simples que leva em conta apenas o deslocamento linear da frequência do laser com a potência de realimentação e a forma de linha do filtro espectral.

Apresentamos agora um modelo de equações de taxa que, levando em conta efeitos térmicos e de saturação de ganho, prevê uma variação linear da frequência do laser com a intensidade da realimentação. Esse modelo permite estudar soluções temporais, e em particular a transição entre os dois estados coexistentes. Simulações numéricas usando esse modelo reproduzem bem a dinâmica previamente observada e apresentamos observações experimentais adicionais em boa concordância com as previsões do modelo.

4.4.1 O Modelo

A amplitude complexa que varia lentamente para o campo intra-cavidade com polarização TE, $\mathcal{E}$, a densidade de portadores, $\mathcal{N}$, e a temperatura do diodo, $\mathcal{T}$, são descritas por um conjunto de equações de taxa [98], [99], estendidas para levar em conta a realimentação ótica ortogonal:

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = ik\theta\mathcal{E} + k(1 + i\alpha)(\Gamma G - 1)\mathcal{E}; \quad (4.9a)$$

$$\frac{d\mathcal{N}}{dt} = -\gamma_N [\mathcal{N} - J + G(\mathcal{P} + \mathcal{P}_f)]; \quad (4.9b)$$

$$\frac{d\mathcal{T}}{dt} = -\gamma_T (\mathcal{T} - 1 - Z\mathcal{N} - PJ^2). \quad (4.9c)$$

Aqui as variáveis estão normalizadas de modo que $\mathcal{E}$ é adimensional, $\mathcal{N}$ é normalizado ao valor de transparência e $\mathcal{T}$ é normalizado à temperatura ambiente. $\mathcal{E}$, $\mathcal{N}$ e $\mathcal{T}$ têm taxas de decaimento k , γ_N e γ_T , respectivamente. Na equação do campo, θ é uma dessintonização que varia linearmente com a temperatura:

$$\theta = \theta_0 - \epsilon(\mathcal{T} - 1), \quad (4.10)$$

onde ϵ é a intensidade do acoplamento entre o campo ótico e a temperatura. A equação (4.10) incorpora o principal efeito do aquecimento em dispositivos semi-condutores: a mudança no índice de refração e daí uma mudança das ressonâncias da cavidade. Outros parâmetros na equação (4.9a) são: o fator de aumento da largura de linha, α , o fator de confinamento ótico na região ativa, Γ , e o ganho, que a princípio supomos linear, $G(\mathcal{N}) = \mathcal{N} - 1$. Mostraremos que para explicar o deslocamento em frequência induzido pela realimentação observado nas Seções 4.2 e 4.3 será necessário incluir termos de saturação de ganho. Na equação da densidade de portadores, a densidade de corrente é $J = \frac{I}{\gamma_N e N_0 V}$, com I sendo a corrente de polarização, V o volume da região ativa, N_0 a densidade de transparência e a carga do elétron, e . O termo $\mathcal{P}$ representa a densidade de fótons com polarização TE, $\mathcal{P}(t) = |\mathcal{E}(t)|^2$, e o termo $\mathcal{P}_f$ a densidade de fótons com polarização TM,

$$\mathcal{P}_f(t) = \kappa |\mathcal{E}(t - \tau)|^2, \quad (4.11)$$

onde κ é a intensidade de realimentação e $\tau = \frac{2L}{c}$, o tempo de atraso, sendo o comprimento da cavidade externa L e c a velocidade da luz. Quando um filtro sensível à frequência é colocado no caminho do feixe de realimentação, a intensidade de realimentação depende da frequência ω_τ do campo retardado,

$$\kappa = \kappa_0 [1 - f(\omega_\tau)], \quad (4.12)$$

onde κ_0 quantifica a atenuação nos componentes óticos do circuito de realimentação quando ω_τ não é ressonante com o filtro. Na equação da temperatura, $Z\mathcal{N}$ e PJ^2 descrevem o aquecimento devido a recombinação não radiante e devido ao efeito Joule, respectivamente.

Procuramos primeiro por soluções estacionárias da forma $\mathcal{E}(t) = Ee^{i\omega t}$, $\mathcal{N}(t) = N$ e $\mathcal{T}(t) = T$. Substituindo em (4.9) e usando $\mathcal{P}_f = \kappa |E|^2$, temos:

$$\Gamma G = 1; \quad (4.13a)$$

$$N = 1 + \frac{1}{\Gamma}; \quad (4.13b)$$

$$|E|^2 = \frac{\Gamma(J - N)}{1 + \kappa}; \quad (4.13c)$$

$$T = 1 + ZN + PJ^2; \quad (4.13d)$$

$$\omega = k\theta = k\theta_0 - k\epsilon(ZN + PJ^2). \quad (4.13e)$$

A expressão obtida em (4.13e) não corresponde ao que se observa experimentalmente, (já que em (4.13b) N não depende da potência de realimentação) (ver seção 4.2):

$$\omega - \omega_{\text{sol}} = -2\pi\beta\mathcal{P}_f, \quad (4.14)$$

onde ω é a frequência de emissão do laser sob realimentação ortogonal, ω_{sol} é a frequência de emissão do laser livre, e β é o coeficiente que pelos experimentos depende do alinhamento preciso do feixe de realimentação. Vamos mostrar que levando em conta efeitos de saturação de ganho a relação linear em (4.14) é prevista pelo modelo. Consideremos um ganho da forma

$$G(\mathcal{N}, \mathcal{P}, \mathcal{P}_f) = \frac{\mathcal{N} - 1}{1 + \epsilon_1\mathcal{P} + \epsilon_2\mathcal{P}_f}, \quad (4.15)$$

Onde ϵ_1 e ϵ_2 são os coeficientes de auto-saturação e de saturação cruzada, respectivamente. As soluções estacionárias verificam $\Gamma G = 1$ e, então, a densidade de portadores estacionária é

$$N = 1 + \frac{1 + (\epsilon_1 + \epsilon_2 k) |E|^2}{\Gamma}. \quad (4.16)$$

De (4.13e), o deslocamento em frequência induzido pela realimentação é,

$$\omega - \omega_{\text{sol}} = -k\epsilon Z (N - N_{\text{sol}}), \quad (4.17)$$

onde N_{sol} é a densidade de portadores sem realimentação. Para calcular N e N_{sol} precisamos resolver (4.13c) e (4.16), o que nos dá

$$|E|_{\text{sol}}^2 = \frac{\Gamma (J - J_{\text{th}})}{1 + \epsilon_1}; \quad (4.18)$$

$$N_{\text{sol}} = J - \frac{|E|_{\text{sol}}^2}{\Gamma}; \quad (4.19)$$

$$|E|^2 = \frac{\Gamma (J - J_{\text{th}})}{1 + \epsilon_1 + \kappa (1 + \epsilon_2)}; \quad (4.20)$$

$$N = J - \frac{(1 + \kappa) |E|^2}{\Gamma}. \quad (4.21)$$

Substituindo em (4.17), o deslocamento em frequência induzido pela realimentação fica

$$\begin{aligned} \omega - \omega_{\text{sol}} &= -k\epsilon Z \frac{-(1 + \kappa) |E|^2 + |E|_{\text{sol}}^2}{\Gamma} \\ &= -\frac{k\epsilon Z \kappa (\epsilon_2 - \epsilon_1)}{\Gamma (1 + \epsilon_1)} |E|^2 \\ &= -\frac{k\epsilon Z (\epsilon_2 - \epsilon_1)}{\Gamma (1 + \epsilon_1)} \mathcal{P}_f, \end{aligned} \quad (4.22)$$

e pode-se ver que varia linearmente com a fração da potência enviada de volta ao laser, $\mathcal{P}_f$, concordando com as observações experimentais (Seções 4.2 e 4.3). Notamos que o coeficiente $\beta = k\epsilon Z \frac{\epsilon_2 - \epsilon_1}{\Gamma(1 + \epsilon_1)}$ é independente da corrente de polarização, também em boa concordância com o observado. Também notamos que $\beta > 0$ se $\epsilon_2 > \epsilon_1$.

4.4.2 Resultados Numéricos

Como nos experimentos, nas simulações a intensidade de realimentação κ depende da frequência do campo de realimentação, $\kappa = \kappa_0 [1 - f(\omega_\tau)]$, e a forma espectral do filtro é tida como gaussiana,

$$f(\omega) = \epsilon_0 e^{-\alpha_0(\omega - \omega_{at})^2}, \quad (4.23)$$

onde α_0 mede a largura da gaussiana e ϵ_0 é o coeficiente de absorção na ressonância.

Valor	Parâmetro	Descrição
300ns ⁻¹	k	Taxa de decaimento do campo na cavidade
1ns ⁻¹	γ_N	Taxa de decaimento dos portadores
0.005ns ⁻¹	γ_T	Taxa de decaimento da temperatura
6ns	τ	Tempo de atraso do circuito ótico
3	α	Fator de aumento da largura de linha
0.9	Γ	Fator de confinamento ótico
0.3	Z	Aquecimento por recombinação não radiativa
0.0005	P	Aquecimento Joule
200	ϵ	Taxa de dessintonização térmica
0.01	ϵ_1	Coeficiente de auto-saturação
0.019	ϵ_2	Coeficiente de saturação cruzada
0.5	ϵ_0	Coeficiente de absorção na ressonância
7.7GHz ⁻²	α_0	Coeficiente de largura gaussiana

Tabela 4.1: Parâmetros do laser e do filtro.

Os valores para os parâmetros utilizados nas simulações são sumarizados na Tabela 4.1, a menos que outros sejam especificamente indicados. As taxas de decaimento e o fator α têm valores típicos para lasers semicondutores; os outros parâmetros foram escolhidos para corresponderem à situação experimental em que se observou a biestabilidade ótica em frequência (ver seção 4.2).

A Figura 4.19a mostra a absorção do filtro $f(\omega)$ na ausência de realimentação, e Figura 4.19b-d mostram $f(\omega)$ para três níveis de realimentação crescentes. Uma nítida região de biestabilidade pode ser vista, cujo tamanho aumenta com o nível de

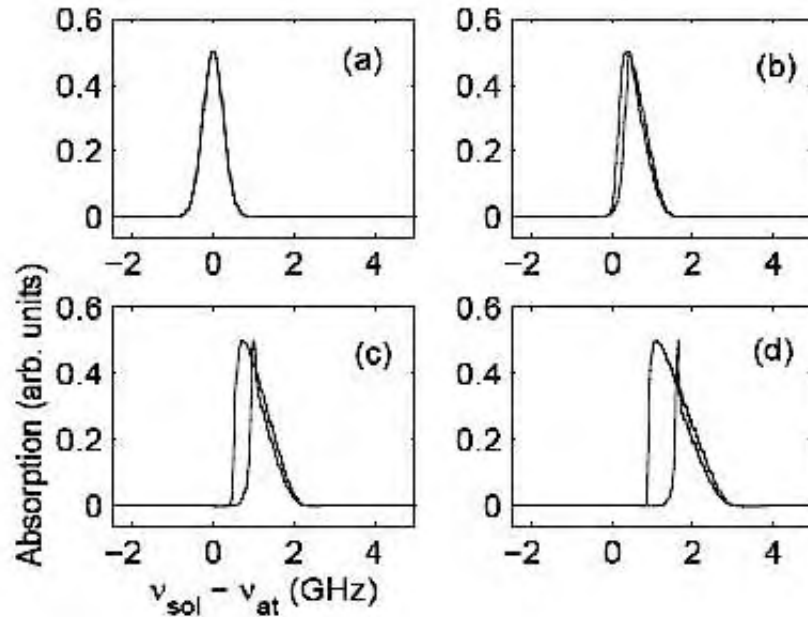


Figura 4.19: Resposta do filtro versus frequência de emissão do laser livre. A intensidade de realimentação κ_0 é **(a)** 0; **(b)** 0,01; **(c)** 0,02; **(d)** 0,03.

realimentação. A Figura 4.20 mostra a evolução correspondente da potência de saída (Figura 4.20a), densidade de portadores (Figura 4.20b), temperatura (Figura 4.20c) e frequência de emissão (Figura 4.20d). Quando a frequência do laser é varrida em torno da ressonância do filtro há um salto de frequência de $\approx 1\text{GHz}$ (para $\kappa_0 = 0,03$), acompanhado por uma pequena variação de $\mathcal{P}$ e praticamente não há variação observável de $\mathcal{N}$ e $\mathcal{T}$. Estes resultados estão em concordância muito boa com as observações reportadas na seção 4.2.

Para níveis de realimentação maiores, instabilidades aparecem e há oscilação das variáveis do laser, não apenas quando a corrente de injeção varia no tempo, mas também quando J é constante. A instabilidade se origina da dependência da frequência com a potência de realimentação: uma saída estável é observada para os valores de J e κ se κ for independente de ω . Note-se que na equação (4.23) a intensidade da realimentação depende apenas da frequência instantânea do campo de realimentação, o qual pode apresentar flutuações rápidas para realimentação suficientemente intensa, mas se incluirmos fenomenologicamente uma “resposta lenta” do filtro atômico, deixando que a absorção dependa da média temporal da frequência ótica, então as instabilidades desaparecem e uma saída estável é observada mesmo

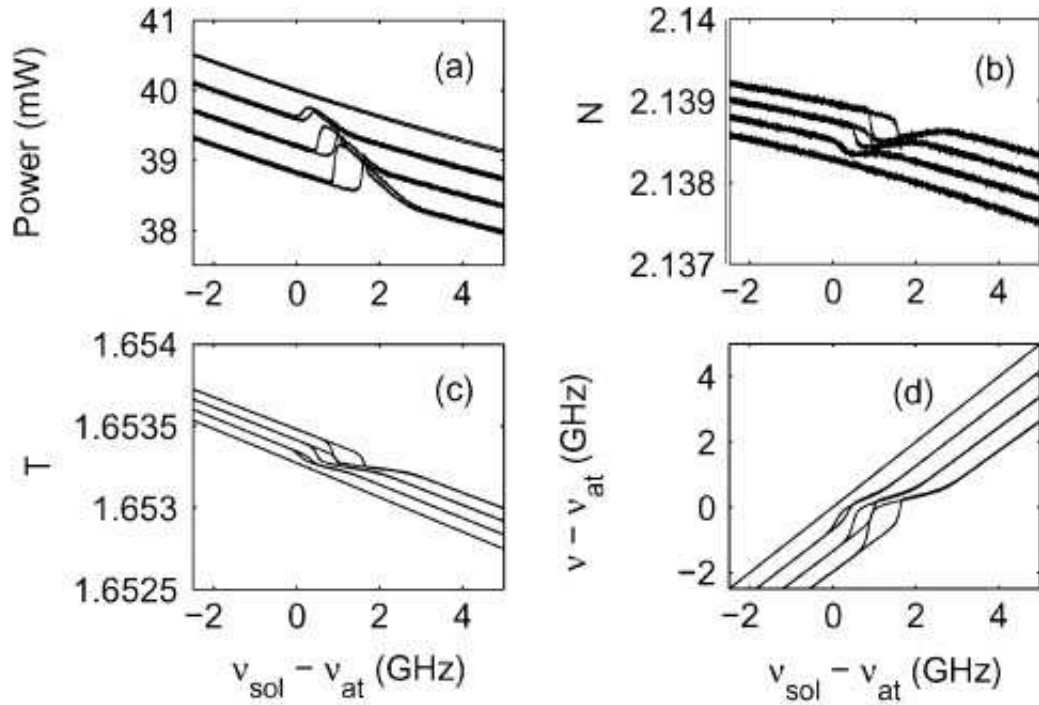


Figura 4.20: Nas curvas acima a intensidade de realimentação κ_0 é 0, 0,01, 0,02 e 0,03, de cima para baixo em **(a)** e **(d)**, e de baixo para cima em **(b)** e **(c)**. **(a)** Potência de saída como função da frequência livre; **(b)** Densidade de portadores normalizada ao valor de transparência; **(c)** Temperatura normalizada à temperatura ambiente; **(d)** Frequência de emissão.

para altas intensidades de realimentação, como mostrado na Figura 4.21. Para uma intensidade de realimentação maior a ressonância se move para a direita e se a varredura da corrente não for longa o suficiente, o ponto de salto não é alcançado e a ressonância não é vista; o filtro atômico se torna transparente, como mostrado pela linha cinza na Figura 4.21b (deslocada verticalmente para melhor visualização).

Investiguemos agora a influência do parâmetro β que mede o deslocamento em frequência induzido pela realimentação. A Figura 4.22 mostra resultados para vários β , que reproduzem as diferentes condições experimentais, demonstrando a robustez das características induzidas pela realimentação observadas acima.

Mencionemos também que as simulações claramente mostram a existência de um efeito de histerese mesmo na ausência de realimentação ortogonal. A histerese é devida à dinâmica dos efeitos térmicos: a lenta variação da temperatura com a

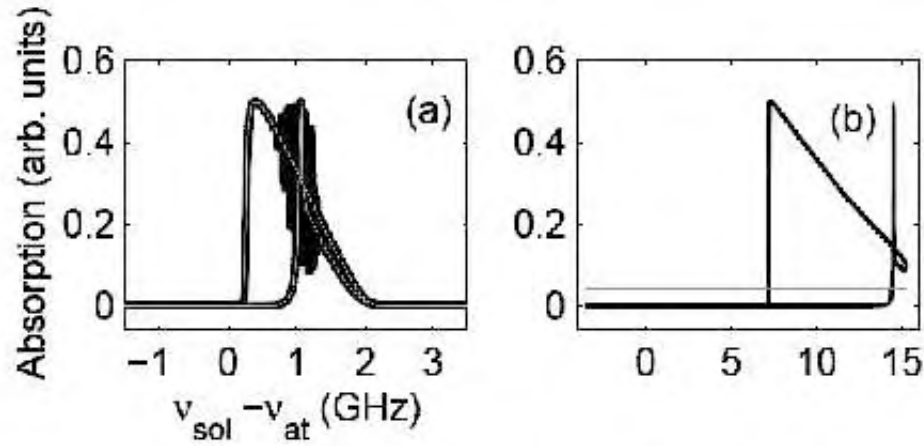


Figura 4.21: Absorção para alta potência de realimentação. **(a)** $\kappa_0 = 0,04$, a resposta do filtro depende da frequência instantânea (linha negra), e a resposta do filtro depende da frequência média (a média sobre um intervalo de 0,1 ns, linha cinza). **(b)** $\kappa_0 = 0,2$ (linha negra) e $\kappa_0 = 0,25$ (linha cinza, deslocada para cima por clareza.)

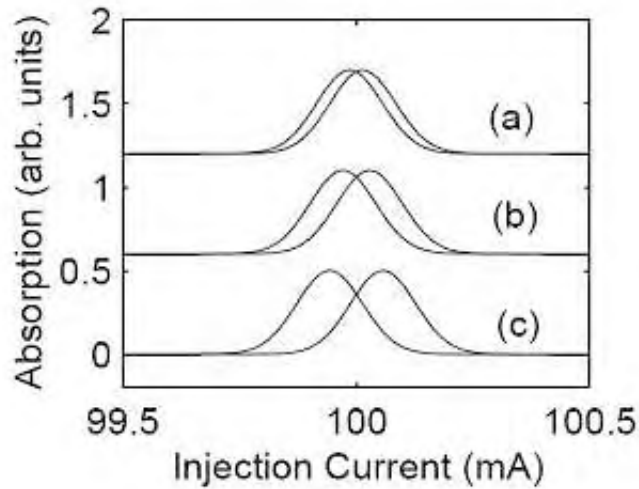


Figura 4.22: Histerese na ausência de realimentação ortogonal, para diferentes velocidades da rampa de corrente. Varre-se a corrente de injeção em ida e volta para varrer a frequência do laser em torno da frequência de ressonância do filtro, em um intervalo de tempo $\Delta T = 144$ **(a)**, 72 **(b)** e 36 μs **(c)**.

corrente de injeção quando a corrente é varrida em ida-e-volta evita que a frequência de emissão atinja seu estado estacionário de equilíbrio; então, o valor de ω para um dado J quando a corrente está aumentando difere do valor de ω para o mesmo J quando a corrente está diminuindo, dando origem às curvas de absorção deslocadas

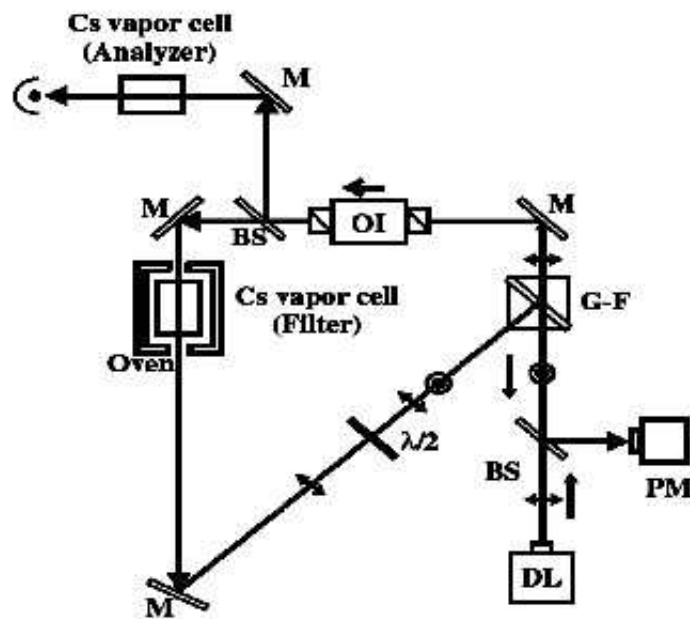


Figura 4.23: Montagem experimental. O feixe laser é enviado a um polarizador (G-F): o campo com polarização TE ($\longleftrightarrow$) é transmitido, filtrado e mandado de volta ao laser com a polarização girada por uma lâmina de atraso de fase $\frac{\lambda}{2}$. O polarizador G-F reflete apenas a componente TM ($\odot$). Um medidor de potência (PM) mede a potência do feixe de realimentação. Outros elementos: BS, divisor de feixe; M, espelho; OI, isolador ótico.

para J aumentando e diminuindo, como mostrado na Figura 4.22. Como esperado, o ciclo de histerese depende da velocidade da rampa de corrente. Enfatizamos, que nos experimentos controlar a temperatura do laser não suprime necessariamente a histerese, porque, como mencionado acima, as variações de temperatura envolvidas neste efeito são muito pequenas, e sobretudo, localizadas na junção, e podem ocorrer mesmo em dispositivos com temperatura controlada (a depender da precisão e da dinâmica dos controles de refrigeração).

4.4.3 Novas Medidas Experimentais

O arranjo experimental usado para verificar o modelo apresentado acima é praticamente o mesmo apresentado na seção 4.2, com a diferença de que nas medidas utilizamos uma célula fora do circuito de realimentação, como já tínhamos feito nas medidas apresentadas na seção 4.3. As características da montagem são as mesmas já descritas na seção 4.2. Exibimos esse arranjo na Figura 4.23.

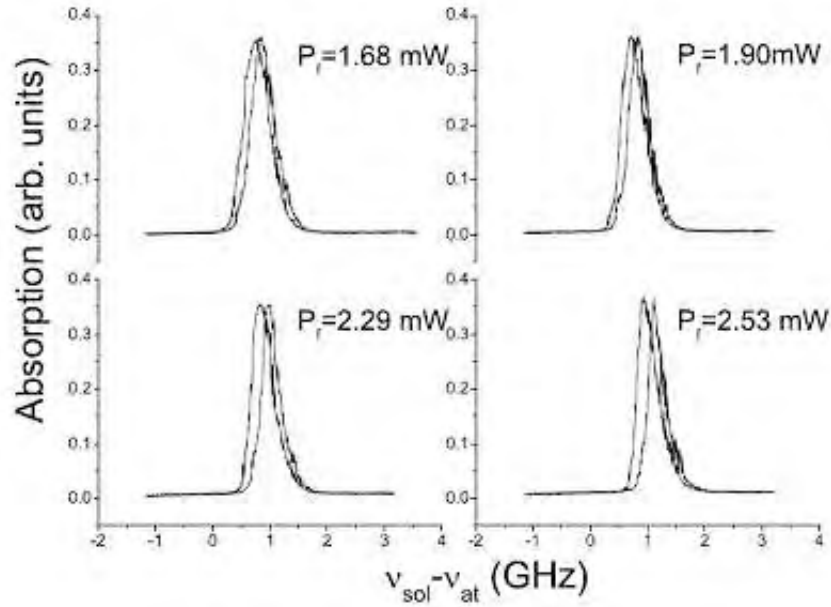


Figura 4.24: Espectros experimentais de absorção para baixa potência de realimentação $\mathcal{P}_f$. Os valores de $\mathcal{P}_f$ estão indicados no alto de cada espectro. $\beta = 0,54 \text{ GHz/mW}$.

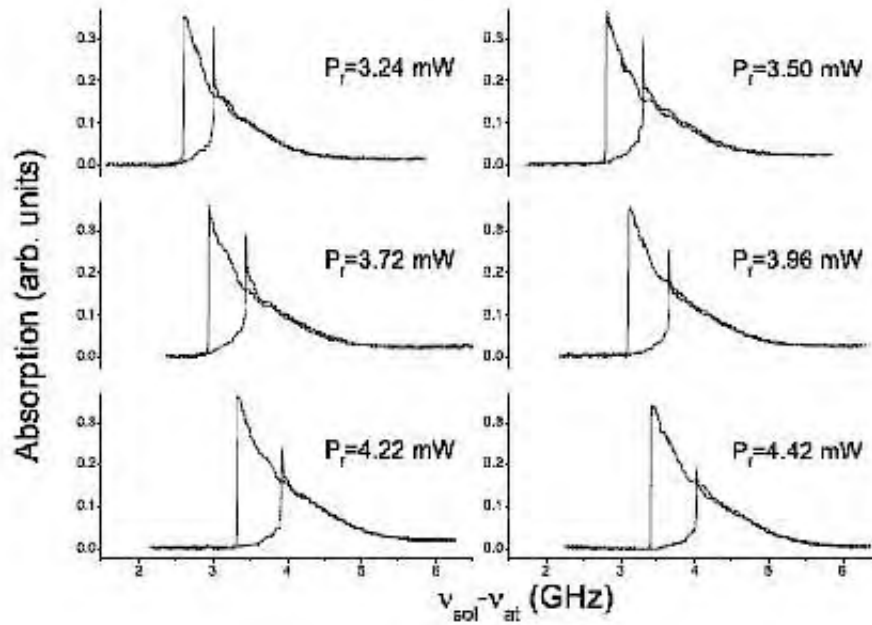


Figura 4.25: Espectros experimentais de absorção para alta potência de realimentação $\mathcal{P}_f$. Os valores de $\mathcal{P}_f$ estão indicados no alto em cada espectro. $\beta = 1,23 \text{ GHz/mW}$.

Nas Figuras 4.24 e 4.25, apresentamos espectros de absorção da célula de análise para diferentes níveis da potência de realimentação ortogonal. Em ambas as séries os espectros mostram formas de linha e larguras de histerese em boa concordância com as calculadas (ver Figura 4.22). Note-se que o acoplamento do feixe de retorno com o volume de ganho do laser é diferente nas duas séries, o que é bem reproduzido nos espectros calculados (ver Figuras 4.19 e 4.22). Enfatizamos que o coeficiente de acoplamento é obtido experimentalmente medindo-se o deslocamento da frequência como função da potência de realimentação. O controle experimental deste acoplamento é feito através da manipulação sensível, mas precisa e reproduzível, do alinhamento do feixe que retorna à junção semicondutora. Este controle também tem um papel importante nas formas de linha multiestáveis, como discutido na seção 4.3.

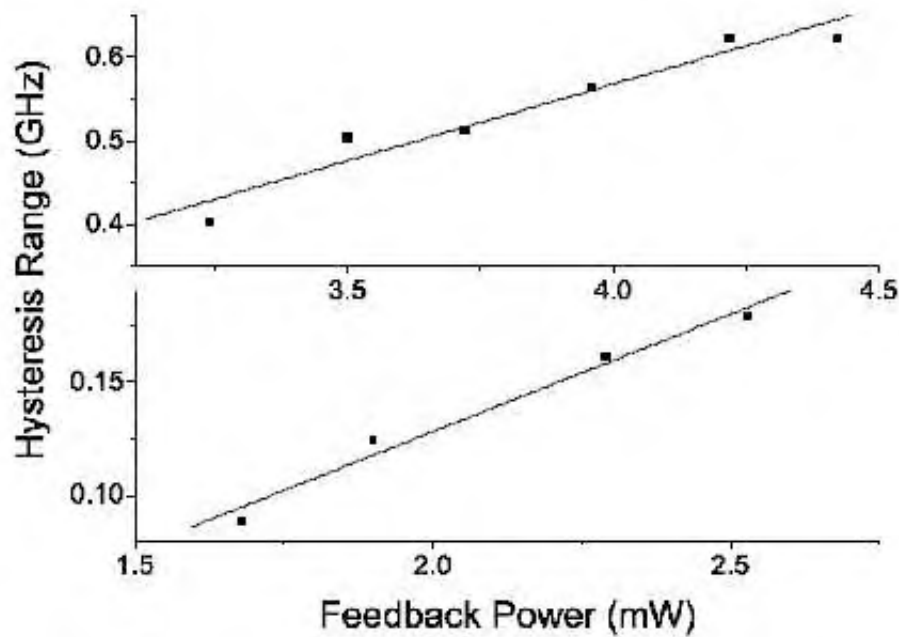


Figura 4.26: Largura da região de biestabilidade em função da potência de realimentação. A curva de cima corresponde à série da Figura 4.25 e a curva de baixo à série da Figura 4.24. As inclinações diferentes se devem aos diferentes valores de β .

Na Figura 4.26 exibimos, como função da potência de realimentação ortogonal, a largura da região de biestabilidade. O aumento na região de histerese é linear, como esperado pelo modelo apresentado, porque o salto na frequência depende da posição em que a forma de linha do filtro muda de derivada, esta posição sendo linearmente

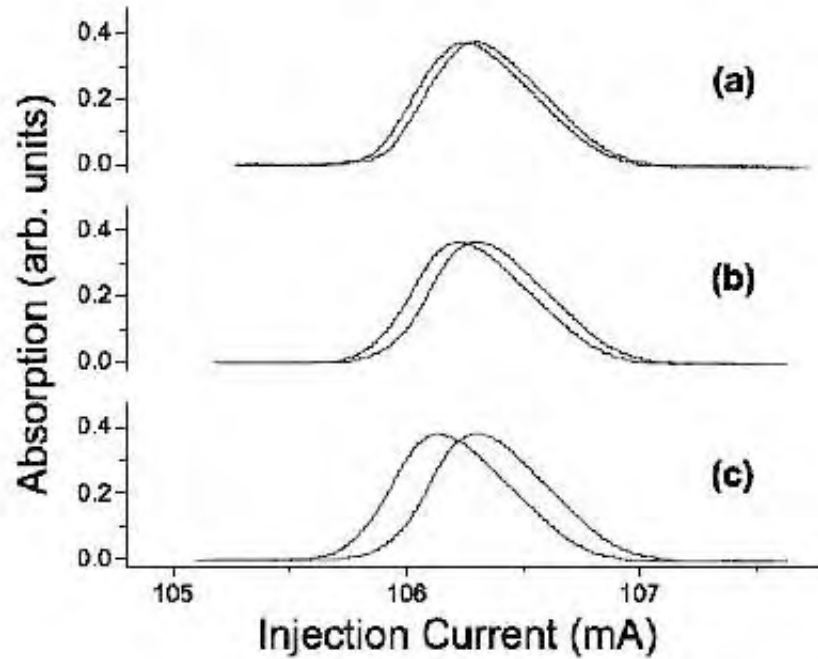


Figura 4.27: Espectros de absorção da célula de análise sem realimentação. As frequências de varredura são: **(a)** 1 Hz, **(b)** 10 Hz e **(c)** 30 Hz.

deslocada com a potência de realimentação (ver equação (4.22)).

Na análise dos dados experimentais eliminamos a histerese intrínseca de varredura, devida aos efeitos térmicos incluídos no modelo apresentado acima. Para quantificar sua contribuição, fizemos medidas de varredura de ida-e-volta, sem realimentação, usando diferentes velocidades de varredura. Os espectros obtidos (Figura 4.27) mostram o aumento na separação dos dois picos quando a varredura se torna mais rápida. Este comportamento confirma a importância de efeitos térmicos na dinâmica em frequência do laser, corroborando o modelo aqui desenvolvido.

4.5 Laser semiconductor com cavidade externa e absorvedor atômico intracavidade

A operação de lasers em torno de ressonâncias atômicas e moleculares têm sido há muito investigada com o objetivo de se melhorar a resolução e estabilidade desses lasers ou de se estudar a resposta dinâmica da emissão laser. Em função disso, muitas

técnicas óticas foram desenvolvidas, pois o controle ótico é intrinsecamente rápido e de simples operação [21], [28], [29], [30], [31], [32], [33]. Mais especificamente, lasers semicondutores têm sido estudados em configurações em que são acoplados a um vapor absorvedor saturável colocado entre o laser e um refletor externo, [32], [33].

Nesta seção apresentamos o estudo experimental do comportamento da frequência de um laser semiconductor cuja face frontal recebeu revestimento anti-refletor, tendo sua realimentação ótica assegurada por uma grade de difração, com um filtro atômico posicionado dentro da cavidade externa, ou seja, um verdadeiro sistema laser com absorvedor intracavidade usando como meio amplificador uma junção semicondutora [34]. O arranjo experimental é mostrado na Figura 4.28.

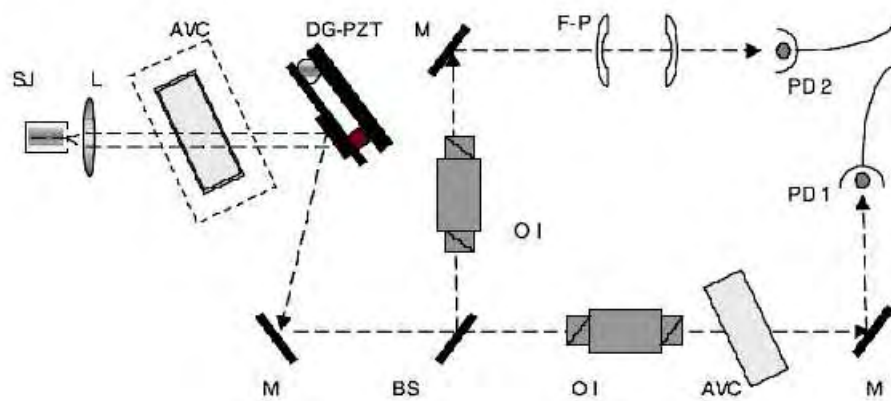


Figura 4.28: Esquema da montagem experimental: uma junção semicondutora (SJ) é o meio de ganho da cavidade laser com um filtro atômico intracavidade (vapor de Cs aquecido). AVC, célula com vapor atômico; OI, isolador óptico; L, lente; DG-PZT, grade de difração girada por um dispositivo piezoelétrico; F-P, interferômetro de Fabry-Pérot sintonizável; M, espelho; BS, divisor de feixe; PD, fotodetector.

Como a face frontal do laser possui um revestimento com refletividade $\leq 5 \times 10^{-4}$ um elemento refletor é necessário para produzir oscilação laser. Construímos uma cavidade laser com cerca de 12 cm de comprimento fechada por uma grade de difração com 1200 linhas/mm. Apenas uma pequena região da grade é iluminada pelo campo intracavidade, tal que a seletividade de frequência da cavidade é relativamente pobre e pode-se observar tanto emissão multimodo como monomodo, dependendo finamente da corrente na junção. O laser é sintonizado variando-se o ângulo da grade, controlado por dispositivo piezoelétrico de baixa voltagem (PZT). Como o ponto de rotação é localizado aproximadamente no eixo da cavidade, o

comprimento da cavidade é pouco afetado durante a pequena varredura realizada e nenhum esforço adicional é feito no sentido de sincronizar a rotação e o deslocamento da grade. Uma célula de 20 mm contendo vapor de césio, aquecida a 80°C ($\approx 10^{12}$ átomos/cm³), é colocada a um ângulo de aproximadamente de 20° com o eixo da cavidade para evitar reflexões múltiplas e subcavidades. Nestas condições a absorção da potência circulando na cavidade (≈ 100 mW) pelo vapor ressonante é muito pequena, mas a filtragem do campo laser resulta em modulação espectral da emissão laser que analisamos usando um interferômetro de Fabry-Pérot e/ou uma célula ressonante à temperatura ambiente, cada um deles isolado do laser por um isolador ótico. Varrendo a voltagem do PZT da grade, e com isso o ângulo da grade, varremos a frequência do laser em torno da linha com alargamento Doppler $6S_{1/2} - 6P_{3/2}$ do Cs, para dois modos ressonantes do laser, ocorrendo a 123 e 145mA para nossa particular temperatura da junção. A Figura 4.29a mostra um espectro de absorção da célula externa de análise na ausência de vapor na cavidade laser. A linha com alargamento Doppler mostrada na Figura 4.29 é, na realidade, composta por três transições hiperfinas, que não são resolvidas aqui. Com o filtro atômico dentro da cavidade laser, ainda podemos observar oscilação laser, mas a frequência do laser agora depende finamente da sintonização da corrente de polarização da junção em torno dos dois valores ressonantes mencionados acima. Espectros típicos são mostrados nas Figuras 4.29c, 4.30 e 4.31

No espectro de transmissão do FP mostrado na Figura 4.29b, pode-se observar a dramática mudança quando o laser é sintonizado em torno da linha atômica, evidenciando que o laser se torna monomodo e muito mais estreito em frequência quando em ressonância com o vapor atômico intracavidade. Explorando cada situação separadamente, mostramos o espectro de transmissão do FP (sinal de PD2) em casos em que o laser é ressonante (Figura 4.29e) ou não (Figura 4.29d) com a linha atômica. Na ressonância, a transmissão do FP é estreita, com espaçamento definido pela distância espectral livre da cavidade de análise (1,5GHz). Uma medida direta da largura de linha do pico nos dá uma largura à meia altura de cerca de 80MHz quando o laser está fora de ressonância (Figura 4.29d) e menos de 30MHz quando o laser está acoplado à linha atômica (Figura 4.29e). Além disso, fora da ressonância a emissão é multimodo e a potência do laser está distribuída entre vários modos de oscilação (Figura 4.29d). A condição de operação estável do laser (Figura 4.29e) é obtida

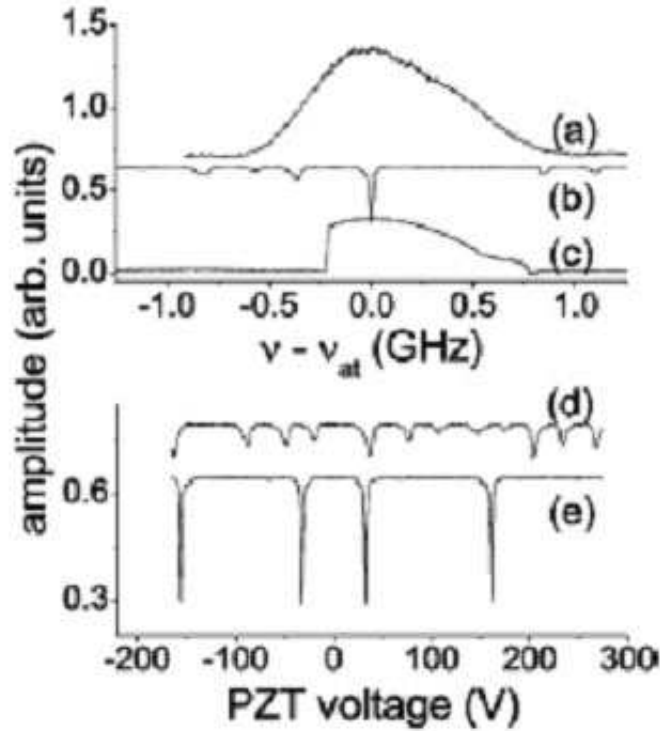


Figura 4.29: **(a-c)** Espectros com comprimento do FP fixo, variando-se a frequência do laser. **(d), (e)** Espectros tomados enquanto varria-se o comprimento do FP, numa frequência fixa do laser. A absorção da emissão laser pela célula externa (sinal de PD1) como função da frequência do laser desacoplado é mostrada em (a) sem e (c) com a célula intracavidade. A origem da escala horizontal coincide com o centro do pico da absorção atômica (ν_{at}). (b), (d), e (e): transmissão do Fabry-Pérot (sinal de PD2). A frequência do laser é (d) fora de ressonância e (e) em ressonância com o filtro atômico. (b) e (c) são tomados simultaneamente.

para valores otimizados da corrente de polarização da junção do diodo. Para uma combinação particular da temperatura da célula dentro da cavidade, da corrente de operação da junção, e alinhamento da grade de difração (ou seja, otimização do acoplamento do feixe que retorna ao volume do semiconductor), podemos também observar o travamento do laser na linha atômica (região A na Figura 4.30b). Quando travado, a frequência do laser não é mais varrida pela grade de difração, ficando em um valor fixo, enquanto o PZT opera um giro na grade de difração equivalente a uma varredura do laser desacoplado de 150MHz.

Relembramos que a varredura mostrada nos espectros na Figuras 4.29a, 4.29b, e 4.30 é efetuada pela rotação da grade de difração, em um valor fixo da corrente

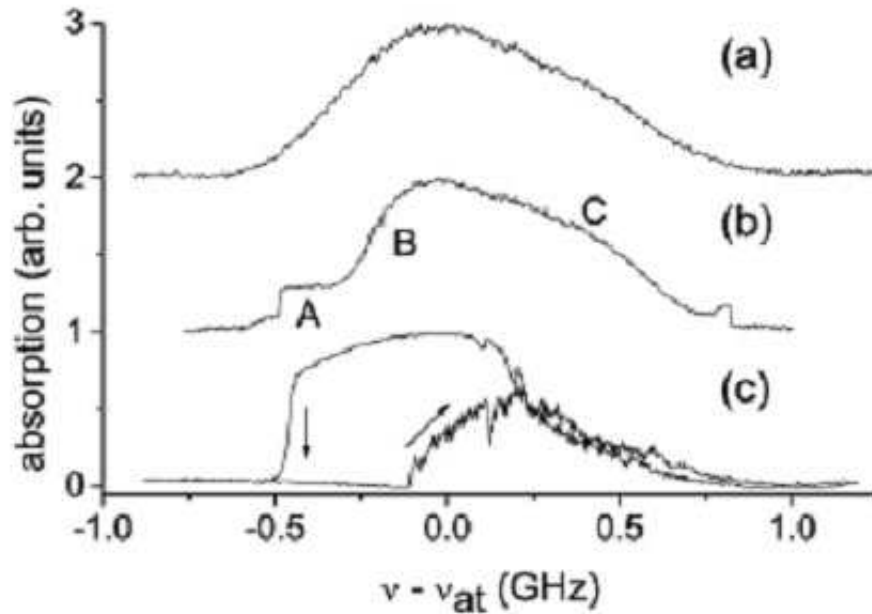


Figura 4.30: Transmissão da célula de análise (sinal de PD1) como função da frequência do laser livre. **(a)** Laser sem absorvedor. **(b)** Laser com célula intracavidade, onde identificamos três regimes: região A, a frequência está travada; região B, o laser tem sua frequência modificada mais rapidamente com a voltagem do PZT da grade; região C, varredura normal, como em (a). **(c)** Biestabilidade em frequência. As setas indicam o sentido da varredura.

de polarização. Mudando-se este valor de cerca de 1mA, a frequência do laser é ainda ressonante com o vapor atômico, mas a transmissão da célula de análise exibe histerese e, portanto, biestabilidade (ver Figura 4.30c). A célula de análise que funciona como um discriminador de frequência, permite identificar os dois estados de frequência ocorrendo para os mesmos parâmetros de operação do laser. O espectro da Figura 4.30c mostra que a largura de biestabilidade (intervalo de frequência onde os dois estados biestáveis ocorrem) é comparável com a largura da ressonância atômica com alargamento Doppler, mas ainda observamos no lado azul do espectro uma região de varredura comum, o que significa que esta biestabilidade está também relacionada com condições particulares da resposta do vapor atômico. Está muito provavelmente relacionada com o mecanismo de travamento descrito acima e com a multiressonância da transição com alargamento Doppler D_2 do Cs.

Mudando-se mais a corrente de polarização (de uma fração de mA a alguns mA), instabilidades na frequência do laser aparecem como função da varredura da grade

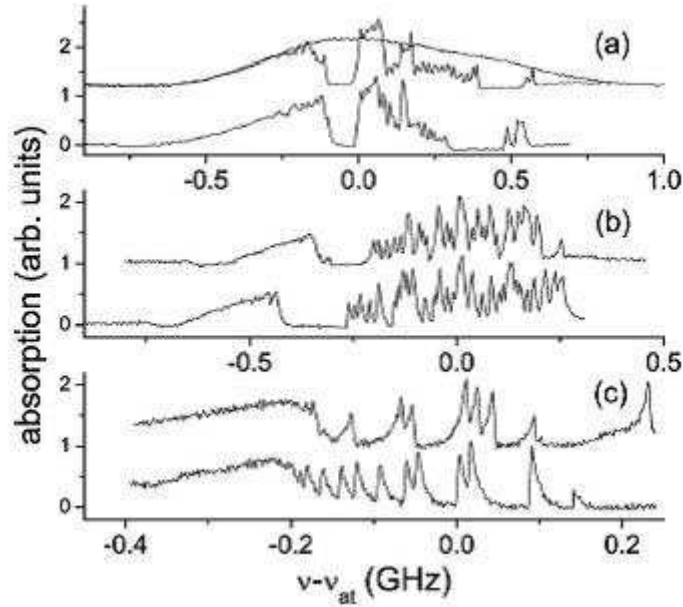


Figura 4.31: Absorção da célula de análise quando o laser está acoplado ao filtro intracavidade ressonante e varrido (ida-e-volta) em torno da linha Doppler para diferentes valores da corrente de polarização. **(a)** Frequência laser com regiões de travamento e instabilidades. O primeiro espectro está superposto ao espectro de referência (laser sem absorvedor). **(b)** Instabilidades da frequência laser com irregularidades e **(c)** com instabilidades “periódicas”.

de difração, como mostrado na Figura 4.31. Devido a nossa montagem estar fixada diretamente em nossa mesa ótica de fabricação própria, sem estabilização mecânica, pode-se especular que as instabilidades na frequência do laser advenham de instabilidades mecânicas e vibrações. No entanto, os resultados mostrados na Figura 4.31 são pares de espectros das varreduras de ida e das varreduras de volta, e são bem reproduzíveis. Além disso, em situações como as da Figura 4.31c, as oscilações na frequência sugerem regularidade na posição dos picos, que estão separados de 12 – 18MHz. Por outro lado, na Figura 4.31b vemos que a oscilação da frequência como uma função da varredura da cavidade laser é muito mais irregular. Portanto, a reprodutibilidade global destes espectros indica que as instabilidades não são devidas a flutuações aleatórias da cavidade laser, mas antes o resultado de um comportamento previsível, devido à adaptação da fase campo ao índice de refração complexo do filtro ressonante.

Capítulo 5

Chaveamento Todo-Ótico da Frequência de um Laser de Diodo

A observação de biestabilidade ótica na frequência de um laser de diodo com amplitude constante, descrita no capítulo 4, abre caminho para o desenvolvimento de dispositivos lógicos completamente óticos que operem no domínio de frequência. Esse capítulo é dedicado à aplicação do sistema biestável em frequência estudado no capítulo 4 para a realização de uma chave ótica em frequência com amplitude estável [24]. Um segundo laser (laser de controle) é usado para mudar a transmissão do filtro atômico e mudar o nível de realimentação, induzindo o deslocamento da frequência até a região instável da forma de linha do filtro espectral, onde ela salta entre os dois estados estáveis.

5.1 Arranjo Experimental

O arranjo experimental é semelhante aos esquemas já descritos e é mostrado na Figura 5.1. Ao esquema apresentado na seção 4.1, acrescenta-se o laser de controle, que vai induzir a mudança entre os estados da frequência do laser biestável (que chamaremos aqui de laser de chaveamento), e uma célula de césio de análise, externa ao circuito de realimentação. O controle da chave em frequência é realizado por um laser AsAlGa tipo DBR, cw e monomodo, estabilizado em corrente e temperatura com sua frequência de emissão ajustada em torno de 852 nm, em ressonância com um dos níveis hiperfinos da transição D_2 do césio. Uma fração do feixe de controle é enviada a uma célula de césio de referência (não mostrada na Figura 5.1 para monitorar sua

sintonização com a transição hiperfina de interesse. Um feixe de algumas dezenas de miliwatts, modulado por um chopper, é enviado ao filtro atômico, fazendo um pequeno ângulo com o feixe do laser de chaveamento de forma a maximizar o volume de interação com os átomos atenuando o feixe.

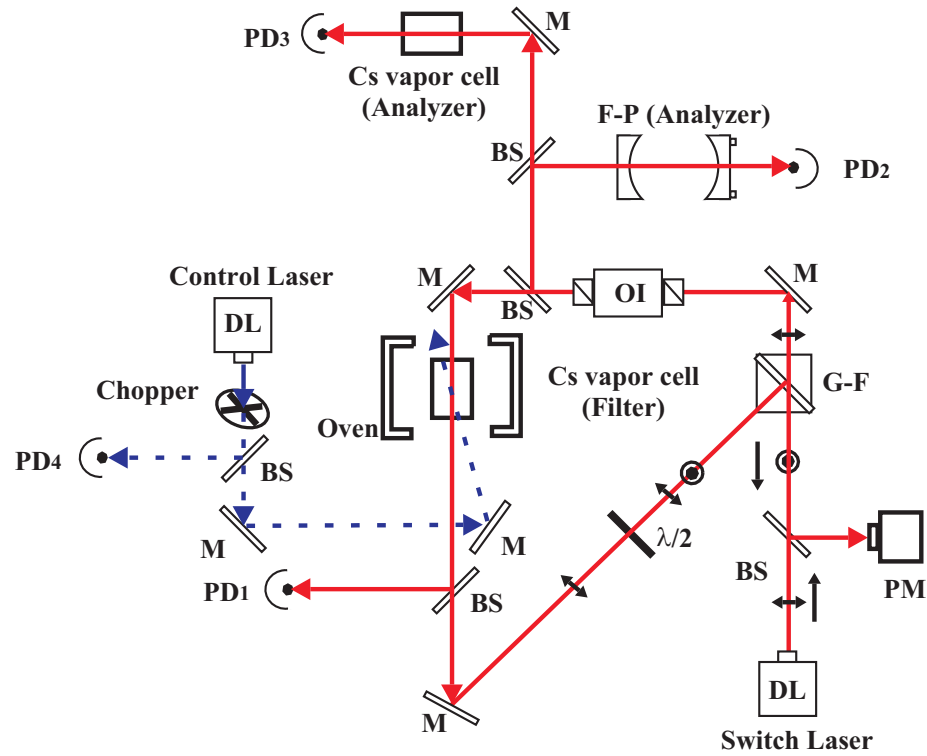


Figura 5.1: Arranjo experimental. A frequência do laser de chaveamento é tornada bi-estável pela realimentação ortogonal filtrada. O laser de controle opera a chave pela manipulação da transparência do filtro atômico na frequência do laser de chaveamento. DL, laser de diodo; BS espelho divisor de feixe; PM, medidor de potência; G-F, polarizador Glan-Foucault; M, espelho; OI, isolador óptico; $\lambda/2$, lâmina de atraso de fase de meia onda; PD, fotodetector; F-P, interferômetro de Fabry-Pérot. Polarização do feixe: $\Leftrightarrow$, TE; $\odot$, TM.

5.2 Resultados e Discussão

Quando levamos em conta o deslocamento linear da frequência de emissão do laser de chaveamento com a potência de realimentação (quanto maior a potência de realimentação, maior o deslocamento para o vermelho) e a modulação dessa potência de realimentação pelo filtro espectral, a frequência do laser de chaveamento com reali-

mentação em função da frequência livre ν_0 (frequência do laser sem realimentação), é dada pela equação (4.6), (ver seções 4.1 e 4.2),

$$\nu = \nu_0 - \beta\kappa_0 [1 - \epsilon f(\nu)] P. \quad (5.1)$$

Trabalhando num regime biestável, o caráter absorutivo do filtro espectral é predominante (como vimos nas seções 3.2 e 3.3) e assumimos que o filtro espectral tem uma forma de linha gaussiana $f(\nu) = \exp[-\alpha(\nu - \nu_{at})^2]$, onde $\alpha = (4\ln 2) / \Delta\nu_{Doppler}^2$ com $\Delta\nu_{Doppler}$ a largura à meia altura da gaussiana. Com essa forma de linha do filtro [mostrada na Figura 5.2(a)] a frequência do laser com realimentação calculada usando-se valores típicos das variáveis experimentais é mostrada na Figura 5.2(b) como função da frequência livre ν_0 , varrida em torno da frequência central da linha atômica ν_{at} .

Varrendo a frequência do laser de chaveamento em torno da linha D_2 do césio (por meio de sua corrente de injeção) para um regime biestável de operação [ver Figura 5.2], a frequência desse laser segue uma das duas ramificações (soluções de 5.1) de frequência [ramificação I na Figura 5.2(b)] durante a varredura crescente e a outra (ramificação II) durante a varredura decrescente. Na Figura 5.2(b) pode-se ver que a frequência salta entre as duas ramificações evitando a região instável ($d\nu/d\nu_0 < 0$, parte pontilhada da curva em “S”) onde a realimentação ortogonal amplifica instabilidades na frequência (realimentação positiva). Começando no ponto C, comum à varreduras crescente e decrescente, aumentar a frequência livre ν_0 faz o sistema evoluir pelo ramo I até o ponto B, onde salta para o ponto B’, e continua até C’. A partir de C’, diminuído-se ν_0 , o sistema retorna pelo ramo II e, no ponto A’, salta para A e volta à frequência inicial no ponto C. A Figura 5.2(c) mostra um espectro biestável da absorção na célula de análise, com pontos correspondendo àqueles da Figura 5.2(b). Parando a varredura no ponto ν_1 , podemos acessar o estado ν_2 deslocando a frequência do laser para o vermelho, alcançando o ponto em que o sistema salta “para baixo”. De maneira análoga uma vez no ponto ν_2 um deslocamento para o azul força o sistema a saltar “para cima” de volta ao estado ν_1 .

Uma maneira simples de se induzir os deslocamentos em frequência necessários para chavear entre os dois estados do laser de chaveamento é mudar a transmissão do filtro atômico, modificando a potência de realimentação retornando ao feixe de

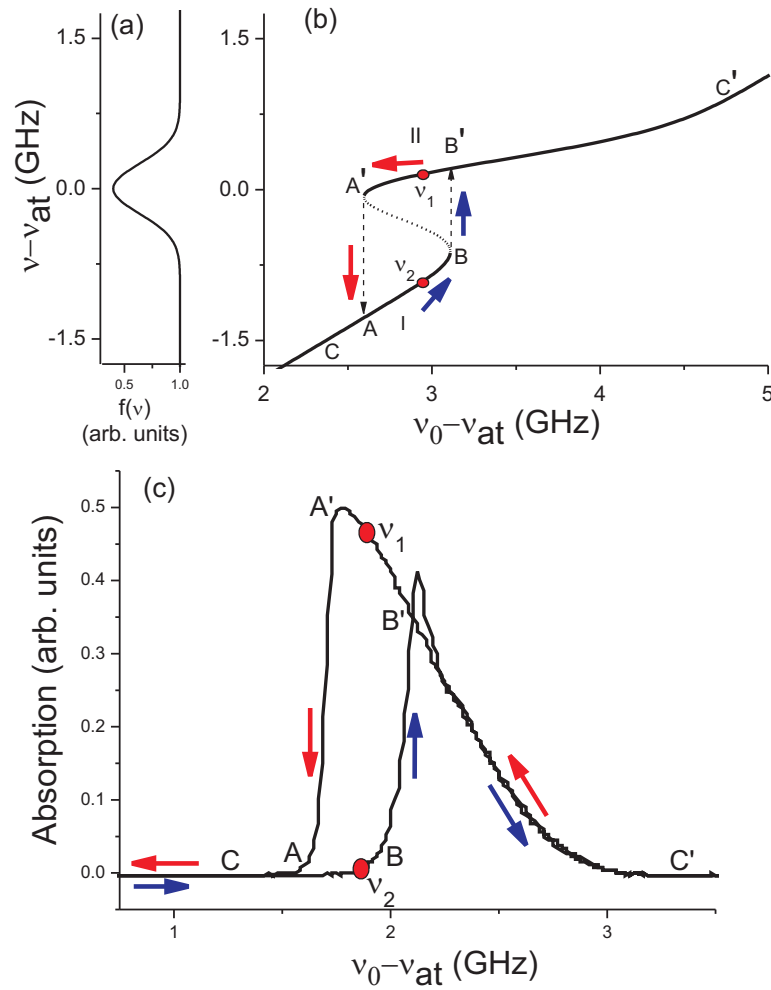


Figura 5.2: Biestabilidade em frequência do feixe de chaveamento. (a) Perfil espectral gaussiano do filtro. (b) Frequência de emissão do laser como função da frequência do laser livre [equação (5.1)], para $\beta = 1,5$ GHz/mW, $\epsilon = 0,32$, e $\kappa_0 = 5,4 \times 10^2$. (c) Absorção do laser de chaveamento pela célula de análise, como função da frequência livre varrida em torno da transição D_2 do césio $6S_{1/2}F = 4 \rightarrow 6P_{3/2}F'$, mostrando comportamento histerético e estados de frequência biestáveis ν_1 e ν_2 .

chaveamento. Isso pode ser feito de maneira completamente ótica por meio do laser de controle, quando este está sintonizado no nível hiperfino conveniente da linha D_2 do césio. A Figura 5.3(a) mostra os subníveis envolvidos no processo de chaveamento.

Assumindo que o laser de chaveamento está no estado ν_1 da transição hiperfina $F = 4 \rightarrow F' = 3, 4, 5$, se o laser de controle estiver ressonante com a mesma

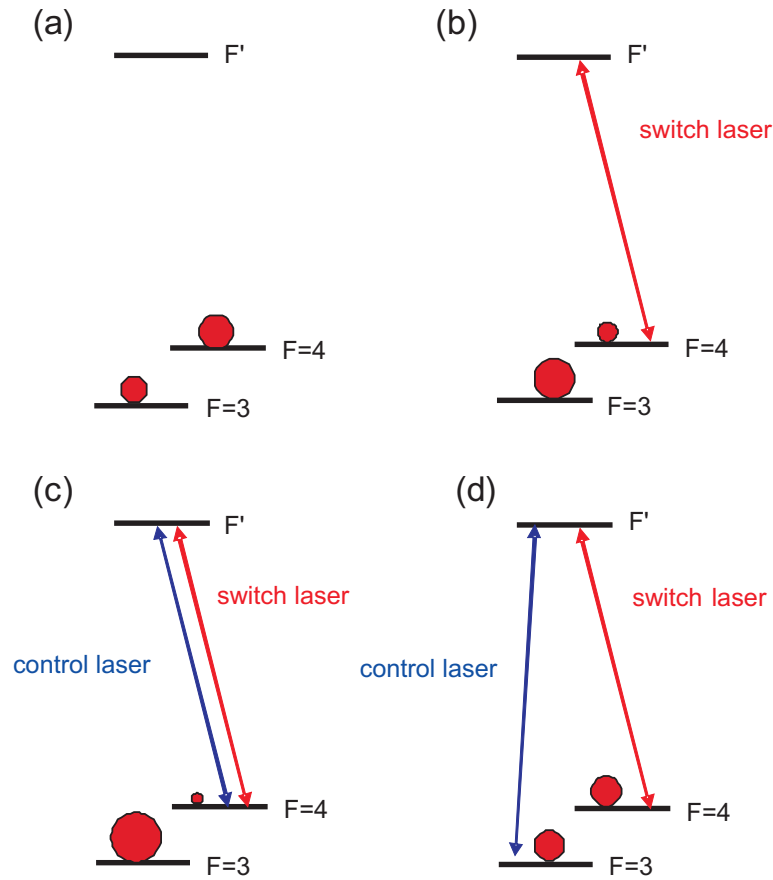


Figura 5.3: Esquema dos níveis de energia do césio envolvidos no processo de chaveamento, com as populações de cada subnível hiperfino do estado fundamental representadas por círculos cujos diâmetros são proporcionais à respectiva população, para algumas configurações dos lasers. (a) As populações de equilíbrio nos subníveis do estado fundamental $F = 3$ e $F = 4$ na ausência de radiação incidente são proporcionais às degenerescências de seus respectivos níveis ($g_4/g_3 = 9/7$). (b), (c), (d) O laser de chaveamento está ressonante com a transição $6S_{1/2}F = 4 \rightarrow 6P_{3/2}F'$. (b) O laser de chaveamento diminui a população do subnível $F = 4$ bombeando átomos para o subnível $F = 3$. (c) O laser de controle, ressonante com a mesma transição $F = 4 \rightarrow F'$, diminui ainda mais a população de $F = 4$, diminuindo a opacidade do meio para o primeiro laser. (d) O laser de controle, ressonante com a transição $F = 3 \rightarrow F'$, garante o re-equilíbrio das populações dos sub-níveis do estado fundamental.

transição hiperfina [Figura 5.3(c)], um pulso desse laser momentaneamente diminui a população disponível a absorver a luz do laser de chaveamento graças ao mecanismo de bombeamento ótico. Então, a transmissão do filtro aumenta, a potência de realimentação aumenta, e a frequência do laser de chaveamento é deslocada para o vermelho, fazendo com que ela salte entre os pontos A e C. Quando o pulso se vai,

a frequência livre ν_0 do laser de chaveamento [eixo horizontal nas Figuras 5.2(b) e 5.2(c)] retorna ao seu valor inicial, que agora corresponde ao estado ν_2 , ou seja, a outro valor da frequência do laser com realimentação [eixo vertical na Figura 5.2(b)]. O salto de frequência se dá num único sentido, e uma vez realizado a frequência do laser de chaveamento não pode ser mais afetada pelos pulsos do laser de controle, já que os desvios para o vermelho não podem mais induzir o retorno ao estado anterior [veja Figuras 5.2(b) e 5.2(c)]. Agora, se o laser de chaveamento estiver no estado ν_2 e o laser de controle estiver ressonante com a transição $F = 3 \rightarrow F' = 2, 3, 4$ [Figura 5.3(d)], o laser de controle bombeia óticamente átomos do nível hiperfino $F = 3$ para o $F = 4$, aumentando o número de átomos disponíveis para absorver a luz do laser de chaveamento e assim diminuindo a transmissão do filtro. A diminuição na intensidade da realimentação ortogonal resultante desloca a frequência do laser de chaveamento para o azul e induz o salto para o ponto B', indo para o estado ν_1 depois que o efeito do pulso de controle acaba.

A Figura 5.4 mostra o chaveamento todo-ótico do laser de chaveamento do estado ν_1 para o estado ν_2 , quando ambos laser de chaveamento e laser de controle estão ressonantes com a transição $F = 4 \rightarrow F'$. A Figura 5.5 mostra o chaveamento de ν_2 para ν_1 , quando o laser de chaveamento está ressonante com a transição $F = 4 \rightarrow F'$ e o laser de controle está ressonante com a transição $F = 3 \rightarrow F'$. Os espectros superiores nas Figuras 5.4 e 5.5 exibem a modulação em amplitude do feixe de controle pelo chopper, como detectada pelo fotodetector PD4 mostrado na Figura 5.1. Em $t = t_0$ o feixe do laser controle, inicialmente bloqueado, é liberado para interagir com o filtro. Os espectros inferiores nas Figuras 5.4 e 5.5 mostram a absorção do laser de chaveamento pela célula de césio de análise, medida simultaneamente, como registrada pelo fotodetector PD3. Na Figura 5.4 (Figura 5.5) observamos que, quando o laser de controle é liberado, a absorção pela célula de análise muda abruptamente, refletindo o chaveamento do estado de frequência ν_1 para ν_2 (ν_2 para ν_1). Após o salto da frequência, nota-se que a modulação continuada do laser de controle ainda perturba ligeiramente (8%-20% nas medidas nas Figuras 5.4 e 5.5) a frequência do laser de chaveamento mas não pode mudar o estado da frequência. A modulação residual observada nas Figuras 5.4(b) e 5.5(b), enquanto a transparência do vapor pelo laser de controle continua, corresponde à modulação da absorção quando a frequência do laser de chaveamento é variada em torno de ν_1 ou ν_2 . Para

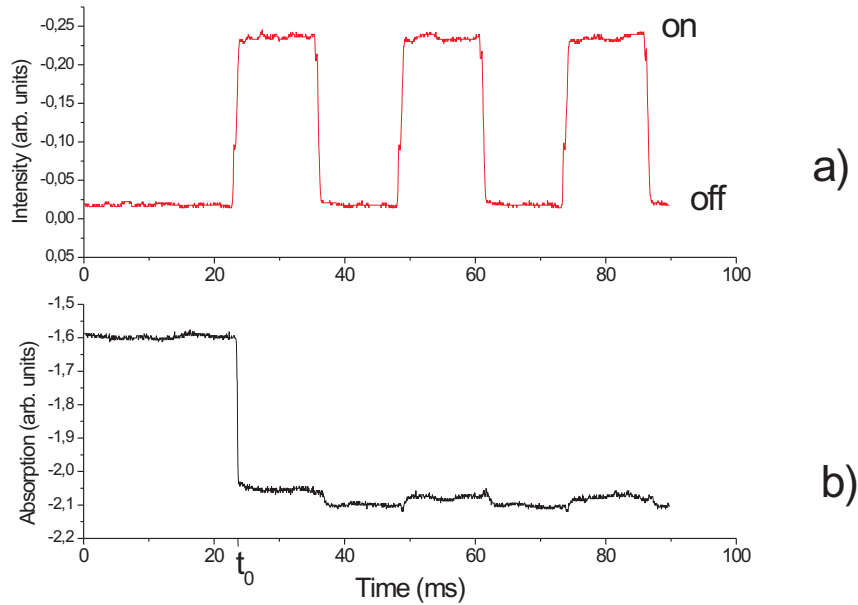


Figura 5.4: Demonstração do chaveamento do estado ν_1 para o estado ν_2 induzido pelo pulso de controle: (a) A amplitude do laser de controle incidenteno filtro atômico é modulada por um chopper. Em $t = t_0$, o primeiro pulso faz a frequência do laser de chaveamento saltar do estado ν_1 para o estado ν_2 , como evidenciado em (b) pela variação abrupta da absorção na célula de análise. Após o chaveamento o laser de controle não muda o estado da frequência do laser de chaveamento.

diminuir essa modulação, a intensidade do laser de controle deve ser apenas suficiente para mudar a transparência do vapor de forma que a mudança na frequência do laser chaveamento seja ligeiramente maior que $(\nu_1 - \nu_{A'})$ ou $(\nu_B - \nu_2)$, acionando o chaveamento. Por outro lado, altas intensidades são necessárias para diminuir o tempo de bombeio ótico: a intensidade do laser de controle deveria ser otimizada para reconciliar tempos de bombeio ótico curtos com baixa modulação FM durante o processo de chaveamento. As medidas nas Figuras 5.4 e 5.5 foram feitas sob condições ($I_{controle} > I_{sat}$) em que a variação da frequência é muito maior que a necessária para operar a chave. Contudo, em condições normais de operação (pulso de controle para ativar a chave), o laser de controle é bloqueado ou desligado após o pulso, tal que o laser de chaveamento opera no estado ν_1 ou ν_2 , sem modulação de frequência adicional, relaxando a necessidade de uma intensidade de controle baixa. A necessidade de uma alta intensidade de controle é balanceada pelo fato de que o

tempo de chaveamento é limitado principalmente pelo tempo de resposta do laser à realimentação ótica ortogonal: usando um modulador acústico-ótico e um detetor rápido o tempo de resposta do sistema foi medido com e sem o vapor atômico. Os tempos de subida e descida se mostraram da ordem de $10 \mu s$ em ambos os casos e podem ser atribuídos ao laser semiconductor.

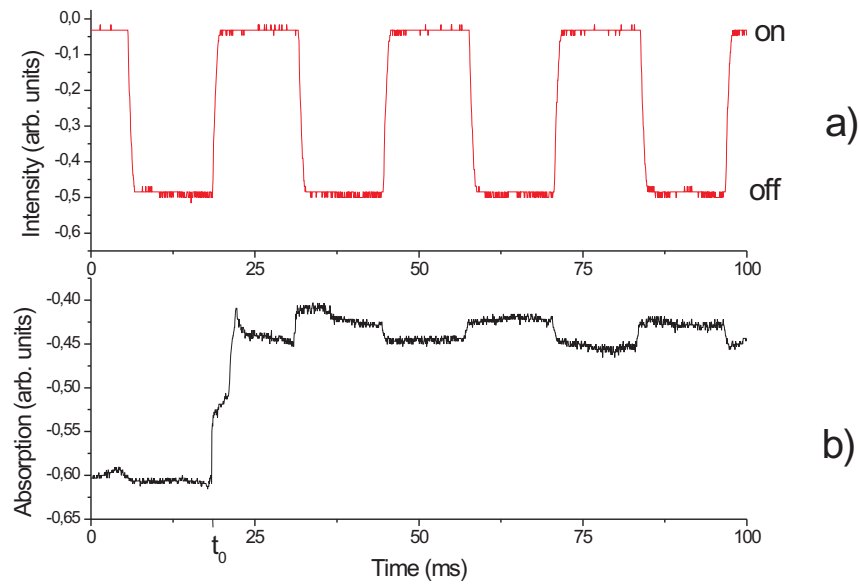


Figura 5.5: Demonstração do chaveamento do estado ν_2 para o estado ν_1 induzido pelo pulso de controle: (a) A amplitude do laser de controle incidente no filtro atômico é pré-modulada por um chopper. Em $t = t_0$, o primeiro pulso faz a frequência do laser de chaveamento saltar do estado ν_2 para o estado ν_1 , como evidenciado em (b) pela variação abrupta da absorção na célula de análise. Após o chaveamento o laser de controle não muda o estado da frequência do laser de chaveamento.

A intensidade do laser de chaveamento tem de ser suficiente para que se retorne à cavidade aproximadamente -20 dB da intensidade de saída com um bom contraste na absorção pelo filtro (absorção de 50% é típica). A potência do laser de chaveamento incidente no filtro foi de cerca de 20 mW, e do laser de controle de cerca de 44 mW, ambos os feixes com diâmetro de 2 mm. A intensidade de saturação na ressonância da transição D_2 do césio é de $\approx 1 \text{ mW/cm}^2$.

Das Figuras 5.4 e 5.5 podemos ver um bom contraste entre os estados de saída [mais de 1 GHz de separação; veja Figura 5.2(b)]. Ao contrário de outros dispositivos

de chaveamento que funcionam com uma entrada modificando o nível da amplitude de saída, temos aqui uma amplitude de entrada (com uma frequência específica) levando a um sinal de frequência na saída, com amplitude constante. Temos satisfeitas então duas condições para escalabilidade da chave: (i) variações na amplitude de entrada não afetam a amplitude da saída (*signal level restoration*) e (ii) a saída não pode agir sobre a entrada (isolamento entrada-saída). A condição remanescente para que a chave tenha escalabilidade é aquela que exige que o dispositivo tenha uma potência de saída suficiente para acionar as entradas de pelo menos dois dispositivos iguais (*cascadability*). Contudo, na presente configuração, a questão de se ter a frequência de controle correta ainda precisa ser tratada.

Capítulo 6

Conclusões

Durante o mestrado investigamos a dinâmica em frequência de lasers semicondutores submetidos a realimentação ótica. Conseguimos controlar óticamente a frequência de um laser semicondutor realimentando-o com uma fração de sua luz com polarização girada de 90 graus e filtrada espectralmente. Obtivemos regimes de biestabilidade e multiestabilidade em frequência com potência praticamente constante, facilmente controláveis e reproduzíveis. Por suas características únicas, este sistema permite considerar aplicações em dispositivos lógicos FM totalmente óticos, que funcionem por meio de chaveamento ótico entre os estados biestáveis de frequência. Esse chaveamento foi demonstrado usando um segundo laser para mudar a transparência do filtro atômico de maneira completamente ótica, realizando assim a primeira chave FM completamente ótica, operada com uma intensidade de saída constante. Uma boa descrição dos regimes biestáveis e multiestáveis é conseguida através de um modelo fenomenológico simples.

Apresentamos um modelo de equações de taxa para descrever a biestabilidade ótica em frequência que, levando em conta efeitos térmicos e de saturação de ganho, prevê a relação linear do deslocamento em frequência com a potência de realimentação observada experimentalmente. Simulações numéricas empregando este modelo reproduzem bem os espectros experimentais. Para uma intensidade de realimentação suficientemente grande as simulações mostram que a filtragem espectral introduz instabilidade oscilatória, que não aparece quando a potência de realimentação é independente da frequência. Se considerarmos que o filtro responde a uma média no tempo da frequência laser e não a seu valor instantâneo, as oscilações

desaparecem e o sistema exibe uma saída estável. É numericamente previsto, e experimentalmente verificado, que efeitos térmicos causam uma histerese mesmo na ausência de realimentação, cuja largura depende da velocidade com que se varre a frequência laser em torno da frequência do filtro.

Demonstramos também o controle da frequência de um laser com revestimento anti-refletor numa cavidade externa dentro da qual se colocou um absorvedor atômico. Observamos um rico comportamento da frequência laser, que exibe efeitos de estreitamento de linha devidos à ressonância com o filtro atômico; “travamento” na linha atômica; biestabilidade durante varredura em torno da ressonância; e instabilidades não aleatórias.

Referências Bibliográficas

- [1] W. W. Chow and S. W. Koch, *Semiconductor-Laser Fundamentals*. Springer-Verlag, 1999.
- [2] H. Kawaguchi, *Bistabilities and Nonlinearities in Laser Diodes*. The Artech House Optoelectronics Library, Artech House, 1994.
- [3] T. Suhara, *Semiconductor Laser Fundamentals*. Optical Engineering, Marcel Dekker, 2004.
- [4] T. Numai, *Fundamentals of Semiconductor Lasers*. Springer Series in Optical Sciences, Springer-Verlag, 2004.
- [5] J. Buus, *Single Frequency Semiconductor Lasers*. SPIE Optical Engineering Press, 1991.
- [6] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*. Academic Press, 2008.
- [7] H. Yasaka and H. Kawaguchi, “Linewidth reduction and optical frequency stabilization of a distributed feedback laser by incoherent optical negative feedback,” *Applied Physics Letters*, vol. 53, no. 15, pp. 1360–1362, 1988.
- [8] 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.
- [9] S. Saito, O. Nilsson, and Y. Yamamoto, “Oscillation center frequency tuning, quantum FM noise, and direct frequency characteristics in external grating loaded semiconductor lasers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 18, p. 961, 1982.

- [10] M. de Labachellerie, C. Latrasse, P. Kemssu, and P. Cerez, "The frequency control of laser diodes," *J. Phys. III*, p. 1557, 1992.
- [11] C. E. Wieman and L. Hollberg, "Using diode lasers for atomic physics," *Review of Scientific Instruments*, vol. 62, pp. 1–20, Jan. 1991.
- [12] S. Saito, O. Nilsson, and Y. Yamamoto, "Frequency modulation noise and linewidth reduction in a semiconductor laser by means of a negative frequency feedback technique," *Applied Physics Letters*, vol. 46, p. 3, 1985.
- [13] J. Ye, H. Li, and J. G. McInerney, "Period-doubling route to chaos in a semiconductor laser with weak optical feedback," *Physical Review A*, vol. 47, p. 2249, 1993.
- [14] 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.
- [15] 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.
- [16] T. C. Yen, J. W. Chang, J. M. Lin, and R. J. Chen, "High-frequency optical signal generation in a semiconductor laser by incoherent optical feedback," *Optics Communications*, vol. 150, p. 158, 1998.
- [17] D. L. Cheng, T. C. Yen, J. W. Chang, and J. K. Tsai, "Generation of high-speed single-wavelength optical pulses in semiconductor lasers with orthogonal-polarization optical feedback," *Optics Communications*, vol. 222, p. 363, 2003.
- [18] D. Cheng, T. C. Yen, E. C. Liu, and K. L. Chuang, "High-speed picosecond pulse generation in semiconductor lasers with incoherent optical feedback," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, p. 1435, 2004.
- [19] J. J. Maki, N. S. Campbell, C. M. Grande, R. P. Knorpp, and D. H. McIntyre, "Stabilized diode-laser system with grating feedback and frequency-offset locking," *Optics Communications*, vol. 102, p. 251, 1993.

- [20] P. Laurent, A. Clairon, and C. Bréant, “Frequency noise analysis of optically self-locked diode lasers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 25, p. 1131, 1989.
- [21] A. F. A. da Rocha, P. C. S. Segundo, M. Chevroliier, and M. Oriá, “Diode laser coupled to an atomic line by incoherent optical negative feedback,” *Applied Physics Letters*, vol. 84, p. 179, Jan. 2004.
- [22] B. Farias, T. P. de Silans, M. Chevroliier, and M. Oriá, “Frequency bistability of a semiconductor laser under a frequency-dependent feedback,” *Physical Review Letters*, vol. 94, pp. 173902–1, May 2005.
- [23] M. Oriá, B. Farias, T. Sorrentino, and M. Chevroliier, “Multistability in the emission frequency of a semiconductor laser,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 24, pp. 1867–1873, Aug. 2007.
- [24] T. Sorrentino, O. Di Lorenzo, L. C. de Oliveira, M. Chevroliier, and M. Oriá, “All-optical frequency-controlled frequency switch,” *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 27, pp. 1458–1463, July 2010.
- [25] P. Das, *Lasers and Optical Engineering*. New York: Springer-Verlag, 1991.
- [26] A. Joshi and M. Xiao, “Optical multistability in three-level atoms inside an optical ring cavity,” *Physical Review Letters*, vol. 91, pp. 143904–1, 2003.
- [27] C. Masoller, T. Sorrentino, M. Chevroliier, and M. Oriá, “Bistability in semiconductor lasers with polarization-rotated frequency-dependent optical feedback,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 43, pp. 261–268, Mar. 2007.
- [28] N. Cyr, M. Breton, M. Têtu, and S. Theriault, “Laser-diode frequency control by resonant phase-conjugate reflection from an atomic vapor,” *Optics letters*, vol. 16, p. 1298, 1991.
- [29] M. Kozuma, M. Kourogi, M. Ohtsu, and H. Hori, “Frequency stabilization, linewidth reduction, and fine detuning of a semiconductor laser by using velocity-selective optical pumping of atomic resonance line,” *Applied Physics Letters*, vol. 61, p. 1895, 1992.

- [30] W. D. Lee and J. Campbell, “Optically stabilized AlGaAs/GaAs laser using magnetically induced birefringence in Rb vapor,” *Applied Physics Letters*, vol. 58, p. 995, 1991.
- [31] R. N. Li, S. T. Jia, D. Bloch, and M. Ducloy, “Frequency-stabilization of a diode laser with ultra-low power through linear selective reflection,” *Optics Communications*, vol. 146, p. 186, 1998.
- [32] F. Di Teodoro, E. Cerboneschi, D. Hennequin, and E. Arimondo, “Multistability for an extended-cavity diode laser with intracavity atomic absorber,” *Quantum and Semiclassical Optics*, vol. 9, p. 867, 1997.
- [33] C. J. Cuneo, J. J. Maki, and D. H. McIntyre, “Optically stabilized diode laser using high-contrast saturated absorption,” *Applied Physics Letters*, vol. 64, p. 2625, 1994.
- [34] L. B. Barbosa, T. Sorrentino, D. N. Ferreira, D. R. Ardila, M. Chevrollier, and M. Oriá, “Semiconductor laser with extended cavity and intracavity atomic filter,” *Optics Letters*, vol. 32, pp. 1869–1871, July 2007.
- [35] A. Einstein, “Quantentheorie der strahlung,” *Physikalische Zeitschrift*, vol. 18, pp. 121–128, 1917.
- [36] “Maser,” June 2010. <http://www.newworldencyclopedia.org/entry/Maser>.
- [37] T. Maiman, “Stimulated optical radiation in ruby,” *Nature*, vol. 187, pp. 493–494, Aug. 1960.
- [38] 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*, vol. 6, pp. 106–110, Feb. 1961.
- [39] L. Johnson, G. D. Boyd, K. Nassau, and R. Soden, “Continuous operation of the $\text{CaWO}_4 : \text{Nd}^{3+}$ optical maser,” in *Proceedings of the IRE*, vol. 50, p. 213, 1962.
- [40] D. F. Nelson and W. S. Boyle, “A continuously operating ruby optical maser,” *Applied Optics*, vol. 1, no. 2, pp. 181–183, 1962.

- [41] 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 $\text{CaF}_2 : \text{U}^{3+}$," *Physical Review Letters*, vol. 8, pp. 269–272, Apr. 1962.
- [42] N. G. Basov, O. N. Krokhin, and Y. M. Popov, "Production of negative temperature states in p-n junctions of degenerate semiconductors," *J. Exptl. Theoret. Phys. (U.S.S.R.)*, vol. 40, pp. 1879–1880, June 1961.
- [43] 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*, vol. 9, pp. 366–368, Nov. 1962.
- [44] 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*, vol. 1, pp. 62–64, Nov. 1962.
- [45] 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*, vol. 1, pp. 91–92, Dec. 1962.
- [46] N. Holonyak and S. F. Bevacqua, "Coherent (visible) light emission from $\text{Ga}(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)$ junctions," *Applied Physics Letters*, vol. 1, pp. 81–83, Dec. 1962.
- [47] H. Kressel and H. Nelson, "Close-confinement gallium arsenide pn junction lasers with reduced optical loss at room temperature," *RCA Review*, vol. 30, pp. 106–113, Mar. 1969.
- [48] I. Hayashi, M. B. Panish, and P. W. Foy, "A low-threshold room-temperature injection laser," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-5, pp. 211–212, Apr. 1969.
- [49] 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*, vol. 3, pp. 1107–1110, Mar. 1970.
- [50] H. Kroemer, "A proposed class of hetero-junction injection lasers," in *Proc. IEEE*, vol. 51, pp. 1782–1783, 1963.

- [51] H. Park, A. Fang, S. Kodama, and J. Bowers, “Hybrid silicon evanescent laser fabricated with a silicon waveguide and III-V offset quantum wells,” *Optics Express*, vol. 13, no. 23, pp. 9460–9464, 2005.
- [52] I. Hayashi, M. B. Panish, and P. W. Foy, “Junction lasers which operate continuously at room temperature,” *Applied Physics Letters*, vol. 17, pp. 109–111, Aug. 1970.
- [53] 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*, vol. 4, pp. 1573–1575, Mar. 1971.
- [54] G. J. Lasher, “Analysis of a proposed bistable laser,” *Solid-State Electronics*, vol. 7, pp. 707–716, 1964.
- [55] M. I. Nathan, J. C. Marinace, R. F. Rutz, A. E. Michel, and G. L. Lasher, “GaAs injection laser with novel mode control and switching properties,” *Journal of Applied Physics*, vol. 36, pp. 473–480, Feb. 1965.
- [56] N. G. Basov, W. H. Culver, and B. Shah, *Application of lasers to computers*, vol. 1 of *Laser Handbook*, pp. 1649–1693. 1972.
- [57] H. Kawaguchi and G. Iwane, “Bistable operation in semiconductor lasers with inhomogeneous excitation,” *Electronics Letters*, vol. 17, pp. 167–168, Feb. 1981.
- [58] C. Harder, K. Y. Lau, and A. Yariv, “Bistability and pulsations in cw semiconductor lasers with a controlled amount of saturable absorption,” *Applied Physics Letters*, vol. 39, pp. 382–384, Sept. 1981.
- [59] “Nichia’s Shuji Nakamura: Dream of the blue laser diode.” online, 2000. http://archive.sciencewatch.com/jan-feb2000/sw_jan-feb2000_page3.htm. Acesso em junho/2010.
- [60] V. Gribkovskii, “Injection lasers,” *Progress in Quantum Electronics*, vol. 19, no. 1, pp. 41–88, 1995.

- [61] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, *Long-Wavelength Semiconductor Lasers*. Van Nostrand Reinhold Electrical/Computer Science and Engineering Series, Van Nostrand Reinhold, 1986.
- [62] 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.
- [63] 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.
- [64] D. M. Kane, K. A. Shore, *et al.*, *Unlocking Dynamical Diversity - Optical Feedback Effects on Semiconductor Lasers*. John Wiley and Sons, 2005.
- [65] R. Lang and K. Kobayashi, “External optical feedback effects on semiconductor laser properties,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-16, pp. 347–355, 1980.
- [66] 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*, vol. 18, p. 555, 1982.
- [67] M. W. Fleming and A. Mooradian, “Spectral characteristics of external-cavity controlled semiconductor lasers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 17, p. 44, 1981.
- [68] J. Harrison and A. Mooradian, “Linewidth and offset frequency locking of external cavity GaAlAs lasers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 25, p. 44, 1989.
- [69] K. Vahala, K. Kyuma, and A. Yariv, “Narrow linewidth, single frequency semiconductor laser with a phase conjugate external cavity mirror,” *Applied Physics Letters*, vol. 49, p. 1563, 1986.
- [70] H. Patrick and C. E. Wieman, “Frequency stabilization of a diode laser using simultaneous optical feedback from a diffraction grating and a narrowband Fabry–Perot cavity,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 62, p. 2593, 1991.

- [71] 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.
- [72] H. Kawaguchi, T. Igarashi, and Y. Takahashi, “Suppression of multiple pulse formation in actively mode-locked laser diodes by gain quenching,” *Optics Letters*, vol. 20, pp. 895–897, Apr. 1995.
- [73] F. Rogister, A. Locquet, D. Pieroux, M. Sciamanna, O. Deparis, P. Mégret, 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.
- [74] 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.
- [75] 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.
- [76] D. W. Sukow, K. L. Blackburn, A. R. Spain, K. J. Babcock, J. V. Bennett, and A. Gavrielides, “Experimental synchronization of chaos in diode lasers with polarization-rotated feedback and injection,” *Optics Letters*, vol. 29, p. 2393, 2004.
- [77] D. W. Sukow, A. Gavrielides, T. McLachan, G. Burner, J. Amonette, and J. Miller, “Identity synchronization in diode lasers with unidirectional feedback and injection of rotated optical fields,” *Physical Review A*, vol. 74, p. 023812, 2006.
- [78] J. Houlihan, G. Huyet, and J. G. McInerney, “Dynamics of a semiconductor laser with incoherent optical feedback,” *Optics Communications*, vol. 199, pp. 175–179, 2001.
- [79] A. Szöke, V. Daneu, J. Goldhar, and N. A. Kurnit, “Bistable optical element and its applications,” *Applied Physics Letters*, vol. 15, pp. 376–379, 1969.

- [80] E. Abraham and S. D. Smith, “Optical bistability and related devices,” *Reports on Progress in Physics*, vol. 45, pp. 815–885, 1982.
- [81] J. W. Austin and D. Shazer, “Optical characteristics of a saturable absorber inside a fabry-perot interferometer,” *Journal of the Optical Society of America*, vol. 61, p. 650, 1971.
- [82] S. L. McCall, “Instabilities in continuous-wave light propagation in absorbing media,” *Physical Review A*, vol. 9, pp. 1515–1523, 1974.
- [83] H. M. Gibbs, S. L. McCall, and T. N. C. Venkatesan, “Differential gain and bistability using a sodium-filled fabry-perot interferometer,” *Physical Review Letters*, vol. 36, pp. 1135–1138, 1976.
- [84] F. S. Felber and J. H. Marburger, “Theory of nonresonant multistable optical devices,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 38, pp. 731–733, 1976.
- [85] A. A. Kastal’skii *Sov. Phys. Semicond.*, vol. 7, no. 645, 1973.
- [86] P. Smith and E. H. Turner, “A bistable Fabry–Perot resonator,” *Appl. Phys. Lett*, vol. 30, no. 280-281, 1977.
- [87] H. M. Gibbs, S. L. McCall, T. N. C. Venkatesan, A. C. Gossard, A. Passner, and W. Wiegman, “Optical bistability in semiconductors,” *Applied Physics Letters*, vol. 35, pp. 451–453, 1979.
- [88] K. Otsuka and S. Kobayashi, “Optical bistability and nonlinear resonance in a resonant-type semiconductor laser amplifier,” *Electronics Letters*, vol. 19, p. 262, 1983.
- [89] N. A. Olsson, W. T. Tsang, R. A. Logan, I. P. Kaminow, and J. Ko, “Spectral bistability in coupled cavity semiconductor lasers,” *Applied Physics Letters*, vol. 44, p. 375, 1984.
- [90] L. A. Lugiato and F. Prati, “Difference differential equations for a resonator with a very thin nonlinear medium,” *Physical Review Letters*, vol. 104, p. 233902, 2010.
- [91] H. M. Gibbs, *Optical Bistability*. New York: Academic Press, 1985.

- [92] L. A. Lugiato, *II Theory of Optical Bistability*, vol. 21 of *Progress in Optics*, ch. 2, pp. 69–216. Elsevier, 1984.
- [93] F. Y. Lin and J. M. Liu, “Nonlinear dynamical characteristics of an optically injected semiconductor laser subject to optoelectronic feedback,” *Optics Communications*, vol. 221, pp. 173–180, June 2003.
- [94] Y. Hong, K. Shore, A. Larsson, M. Ghisoni, and J. Halonen, “Pure frequency-polarisation bistability in vertical cavity surface-emitting semiconductor laser subject to optical injection,” *Electronics Letters*, vol. 36, pp. 2019–2020, Nov. 2000.
- [95] M. Giudici, L. Giuggioli, C. Green, and J. R. Tredicce, “Dynamical behavior of semiconductor lasers with frequency selective optical feedback,” *Chaos, Solitons and Fractals*, vol. 10, pp. 811–818, Apr. 1999.
- [96] G. Li and J. Chen, “Staircase-like and bistable frequency response of self-pulsating laser diodes with optoelectronic feedback,” *Electronics Letters*, vol. 33, p. 1559, 1997.
- [97] L. Xu, B. C. Wang, V. Baby, I. Glesk, and P. Prucnal, “Optical spectral bistability in a semiconductor fiber ring laser through gain saturation in an SOA,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 14, p. 149, 2002.
- [98] A. J. Scroggie, J. M. McSloy, and W. J. Firth, “Self-propelled cavity solitons in semiconductor microcavities,” *Physical Review E*, vol. 66, p. 036607, 2002.
- [99] L. Spinelli *et al.*, “Thermal effects and transverse structures in semiconductor microcavities with population inversion,” *Physical Review A*, vol. 66, p. 023817, 2002.

Anexos: Artigos Publicados

Bistability in Semiconductor Lasers With Polarization-Rotated Frequency-Dependent Optical Feedback

C. Masoller, T. Sorrentino, M. Chevrollier, and M. Oria

Abstract—Bistability in the emission frequency of a semiconductor laser subject to orthogonal-polarization optical feedback was recently observed experimentally by Farias *et al.* in 2005. A frequency-sensitive filter (Cs-vapor cell) was placed in the way of the feedback beam to spectrally modulate the feedback power. Two different emission frequencies with the same output power were observed. This observation was understood in terms of a model that took into account the line shape of the filter and the empirical linear relation between the feedback-induced frequency shift and the feedback intensity. The model allowed to calculate steady states but not time-varying solutions. Here we present a rate-equation model that takes into account thermal and gain-saturation effects, and predicts a linear variation of the laser frequency with the feedback strength, together with a small power modulation. This model allows to study time-dependent solutions, and in particular, the transition between the two coexisting states. We show that numerical simulations using this model correctly reproduce the previous observed dynamics, and we present new experimental results in good agreement with our model for the laser response under orthogonal feedback.

Index Terms—Bistability, optical feedback, semiconductor lasers.

I. INTRODUCTION

SEMICONDUCTOR lasers are key elements of today's optical communications technology and have immense importance in consumer electronics, being used in CD and DVD players, printers, scanners, etc. Under external perturbations, such as optical feedback, optical injection and modulation, these lasers often present instabilities in their optical output. The influence of optical feedback has received specific attention, because it can lead either to an improved performance (mode-hopping suppression and linewidth reduction), or to unstable emission (in the form of low-frequency fluctuations and coherence collapse) [1]–[3].

Recent work has focused on the influence of orthogonal feedback, because it can lead to novel applications [4]–[7]. In this

scheme the polarization state of the feedback light is rotated 90 degrees such that the natural laser mode (which we refer to as TE), is coupled to the orthogonal unsupported mode (which we refer to as TM). Antiphased square-wave oscillations of the intensities of the two orthogonal polarizations were recently observed by Gavrielides and co-workers [8]. Polarization self-modulation can have applications for the generation of optical pulses at high-repetition rates (not limited by the relaxation oscillation frequency) without the need for high-speed electronics, as already reported by Loh *et al.* in 1990 [9], [10]. Based on a rate-equation model that considers the amplitudes of both orthogonal modes, Gavrielides *et al.* [8] found that these oscillations appear for a broad range of parameters, provided that the feedback is strong and the differential losses in the unsupported TM mode are small. In vertical-cavity surface-emitting lasers (VCSELs) the dominant polarization mode and the orthogonal mode have similar losses (because of the cylindrical transverse geometry), and thus VCSELs are good candidates for generation of high-speed polarization self-modulation [11]. The synchronization of two lasers with orthogonal feedback and/or orthogonal coupling has also been studied by several groups [12]–[16], and it was reported that it has the advantage, with respect to the case of conventional optical feedback, that it does not require a careful matching of the emission frequencies of the two lasers.

Recently, Oria and co-workers [17], [18] studied the influence of frequency-selective orthogonal feedback, placing a frequency-sensitive filter (Cs-vapor cell) in the way of the feedback beam to spectrally modulate the feedback power. Two different emission frequencies with almost the same output power were observed (less than 1% amplitude modulation was observed). This frequency bistability can have potential applications for all-optical logic gates and optical digital information technologies. The bistability found was understood in terms of a model that took into account the line shape of the filter and the empirical linear relation between the feedback-induced frequency shift and the feedback intensity. The model allowed to calculate steady-states but not time-varying solutions.

In this paper we present a rate-equation model that, taking into account thermal and gain-saturation effects, predicts a linear variation of the laser frequency with the feedback strength. The model allows to study time-dependent solutions, and in particular, the transition between the two coexisting states. We show that numerical simulations using this model correctly reproduce the previous observed dynamics, and we present additional experimental observations that are in good agreement with the predictions of the model.

Manuscript received August, 2006; revised November, 2006. This work was supported in part by the Brazilian agencies FINEP under the Fenix Project, CAPES-COFECUB under Project 456/04, and CNPq. The work of C. Masoller was supported in part by the "Ramon and Cajal" Program (Spain).

C. Masoller is with the Departament de Física i Enginyeria Nuclear, Universitat Politècnica de Catalunya, E-08222 Terrassa, Spain (e-mail: cristina.masoller@upc.edu).

T. Sorrentino, M. Chevrollier, and M. Oria are with the Laboratório de Física Atômica e Lasers, Universidade Federal da Paraíba, 58051-970 João Pessoa-PB, Brazil (e-mail: oria@otica.ufpb.br).

Digital Object Identifier 10.1109/JQE.2006.889647

This paper is organized as follows. Section II presents the model equations. It is shown that, by including thermal and gain saturation effects in the conventional laser rate equations, the model predicts a linear frequency shift of the emission frequency with the orthogonal feedback strength. Results of numerical simulations are presented in Section III. It is shown that when the feedback strength is frequency-dependent, there is bistability for large enough feedback, and the size of the bistable region increases with the feedback strength, in good agreement with observations of [18]. Moreover, it is shown that thermal effects lead to an intrinsic hysteresis cycle, which is observed even in the absence of orthogonal feedback. Section IV presents additional experimental measurements that confirm the predictions of the model. Section V presents a summary and the conclusions.

II. MODEL

The slowly varying complex amplitude of the laser intracavity field with TE polarization, $\mathcal{E}$, the carrier density $\mathcal{N}$, and the lattice temperature $\mathcal{T}$ are described by a set of rate equations [19], [20], extended to account for orthogonal optical feedback

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

$$\frac{d\mathcal{N}}{dt} = -\gamma_N[\mathcal{N} - J + G(\mathcal{P} + \mathcal{P}_f)] \quad (2)$$

$$\frac{d\mathcal{T}}{dt} = -\gamma_T(\mathcal{T} - 1 - Z\mathcal{N} - PJ^2). \quad (3)$$

Here the variables are normalized such that $\mathcal{E}$ is dimensionless, $\mathcal{N}$ is normalized to the transparency value and $\mathcal{T}$ is normalized to the ambient temperature. $\mathcal{E}$, $\mathcal{N}$, and $\mathcal{T}$ decay rates are k , γ_N and γ_T , respectively.

In the field equation, θ is a detuning that varies linearly with the temperature

$$\theta = \theta_0 - \epsilon(\mathcal{T} - 1) \quad (4)$$

where ϵ is the coupling strength between the optical field and the temperature. Equation (4) incorporates the main effect of heating in semiconductor devices: a change in the background refractive index and hence a shift in the cavity resonances. Other parameters in (1) are the linewidth enhancement factor, α , the optical confinement factor to the active region Γ and the gain, which for the moment we assume to be linear $G(\mathcal{N}) = \mathcal{N} - 1$. We will show below that, in order to explain the feedback-induced frequency shift observed in [18], it will be necessary to include gain saturation terms.

In the carrier density equation, $J = I/(\gamma_N e N_0 V)$ is the current density, with I being the bias current, V the volume of the active region, N_0 the transparency density and e the electron charge. The term $\mathcal{P}$ represents the density of photons with TE polarization, $\mathcal{P}(t) = |\mathcal{E}(t)|^2$, and the term $\mathcal{P}_f$ represents the density of photons with TM polarization

$$\mathcal{P}_f(t) = \kappa|\mathcal{E}(t - \tau)|^2, \quad (5)$$

where κ is the feedback strength and τ is the delay time, $\tau = 2L/c$, with L being the length of the external cavity and c the

velocity of light. When a frequency-sensitive filter is placed in the way of the feedback beam, the feedback strength depends on the frequency ω_τ of the delayed field

$$\kappa = \kappa_0[1 - f(\omega_\tau)], \quad (6)$$

where κ_0 stands for the attenuation in the different optical elements of the feedback loop when ω_τ is nonresonant with the filter resonance frequency ω_{at} which is equal to the reference frequency ω_0 used for making the slowly varying amplitude approximation. The delayed frequency is calculated self-consistently from the condition $\omega_\tau = \text{Im}[E(t - \tau)/E(t - \tau)]$.

In the temperature equation, the terms $Z\mathcal{N}$ and PJ^2 describe the heating of the device due to nonradiative recombination and due to the Joule effect, respectively.

We begin by searching for steady-state solutions of the form $\mathcal{E}(t) = Ee^{i\omega t}$, $\mathcal{N}(t) = N$, $\mathcal{T}(t) = T$. Substituting in (1)–(3) and using $\mathcal{P}_f = \kappa|E|^2$ gives

$$\Gamma G = 1 \quad (7)$$

$$N = 1 + 1/\Gamma \quad (8)$$

$$|E|^2 = \frac{\Gamma(J - N)}{1 + \kappa} \quad (9)$$

$$T = 1 + ZN + PJ^2, \quad (10)$$

$$\omega = k\theta = k\theta_0 - k\epsilon(ZN + PJ^2). \quad (11)$$

We see that the TE photon density decreases with increasing feedback strength while the carrier density, the lasing threshold, $J_{\text{th}} = 1 + 1/\Gamma$, the temperature, and the emission frequency are not modified by the feedback.

However, in the experiments [18] it is observed that orthogonal feedback modifies the emission frequency of the laser, and moreover, there is a linear dependence of the frequency shift with the fraction of the power sent back to the laser $\mathcal{P}_f$

$$\omega - \omega_{\text{sol}} = -2\pi\beta\mathcal{P}_f \quad (12)$$

where ω is the emission frequency of the laser under orthogonal feedback, ω_{sol} is the emission frequency of the solitary laser, and β is a coefficient that in the experiments [18] was found to depend on the precise alignment of the feedback ($\beta = 1.76$ GHz/mW when $\mathcal{P}_f$ is measured in milliwatts).

Next, let us show that when gain saturation effects are taken into account, the model predicts the linear relation of the frequency shift versus the feedback strength, (12). We consider an optical gain of the form

$$G(\mathcal{N}, \mathcal{P}, \mathcal{P}_f) = (\mathcal{N} - 1)/(1 + \epsilon_1\mathcal{P} + \epsilon_2\mathcal{P}_f) \quad (13)$$

where ϵ_1 and ϵ_2 are self- and cross-saturation coefficients, respectively. Self-saturation takes into account various effects such as spectral and spatial hole burning, cross-saturation is mainly due to spatial effects and it is determined by the spatial overlap of the feedback transverse optical profile and the carrier profile in the active region of the laser.

The steady-state solutions verify $\Gamma G = 1$, and thus, the steady-state carrier density is

$$N = 1 + [1 + (\epsilon_1 + \epsilon_2\kappa)|E|^2]/\Gamma. \quad (14)$$

TABLE I
LASER AND FILTER PARAMETERS

Value	Parameter	Description
300 ns ⁻¹	k	Cavity decay rate
1 ns ⁻¹	γ_N	Carrier decay rate
0.005 ns ⁻¹	γ_T	Temperature decay rate
6 ns	τ	Delay time
3	α	Linewidth enhancement factor
0.9	Γ	Optical confinement factor
0.3	Z	Nonradiative recombination heating
0.0005	P	Joule heating
200	ϵ	Detuning thermal rate
0.01	ϵ_1	Self-saturation coefficient
0.019	ϵ_2	Cross-saturation coefficient
0.5	ϵ_0	Absorption coefficient at resonance
7.7 GHz ⁻²	α_0	Gaussian width coefficient

From (11), the feedback-induced frequency shift is

$$\omega - \omega_{\text{sol}} = -k\epsilon Z(N - N_{\text{sol}}) \quad (15)$$

where N_{sol} is the carrier density without feedback. To calculate N and N_{sol} we need to solve (9) and (14), which give

$$|E|_{\text{sol}}^2 = \frac{\Gamma(J - J_{\text{th}})}{1 + \epsilon_1} \quad (16)$$

$$N_{\text{sol}} = J - |E|_{\text{sol}}^2/\Gamma \quad (17)$$

$$|E|^2 = \frac{\Gamma(J - J_{\text{th}})}{1 + \epsilon_1 + \kappa(1 + \epsilon_2)} \quad (18)$$

$$N = J - (1 + \kappa)|E|^2/\Gamma. \quad (19)$$

Substituting in (15), the feedback-induced frequency shift is

$$\begin{aligned} \omega - \omega_{\text{sol}} &= -k\epsilon Z[-(1 + \kappa)|E|^2 + |E|_{\text{sol}}^2]/\Gamma \\ &= -\frac{k\epsilon Z\kappa(\epsilon_2 - \epsilon_1)}{\Gamma(1 + \epsilon_1)}|E|^2 \\ &= -\frac{k\epsilon Z(\epsilon_2 - \epsilon_1)}{\Gamma(1 + \epsilon_1)}\mathcal{P}_f \end{aligned} \quad (20)$$

and it can be noticed that it varies linearly with the fraction of the power sent back to the laser, $\mathcal{P}_f$, in agreement with the experimental observations [18]. We notice that the coefficient $\beta = k\epsilon Z(\epsilon_2 - \epsilon_1)/\Gamma(1 + \epsilon_1)$ is independent of the bias current, also in good agreement with the observations. We also note that $\beta > 0$ if $\epsilon_2 > \epsilon_1$.

III. NUMERICAL RESULTS

In this section, we show that for a reasonable choice of parameter values our model gives results that are in good agreement with the observations of [18]. Unless otherwise stated the parameters are those summarized in Table I: the decay rates k , γ_N , γ_T , and the α factor are typical values for semiconductor lasers; the other parameters are chosen as described below, to fit the experimental situation in [18].

To use the experimental value $\beta = 1.76$ GHz/mW in (20), first we have to convert the dimensionless photon density, $\mathcal{P}_f$, to power measured in milliwatts. This can be done using the linear relation between the output power and the bias current less the

threshold current, $I - I_{\text{th}}$. In [18] the output power for a bias current of $I \sim 2.3I_{\text{th}}$ is ~ 40 mW. Thus

$$\begin{aligned} \mathcal{P}(\text{mW}) &= \frac{40 (\text{mW})}{1.3I_{\text{th}}}(I - I_{\text{th}}) \\ &= \frac{40 (\text{mW})}{1.3J_{\text{th}}}(J - J_{\text{th}}) \\ &= \frac{40 (\text{mW})(1 + \epsilon_1)}{1.3J_{\text{th}}\Gamma}\mathcal{P}(\text{adim}) \end{aligned} \quad (21)$$

where we have used (16). Substituting in (12) and comparing with (20) we have

$$k\epsilon Z(\epsilon_2 - \epsilon_1) = 2\pi\beta 40 (\text{mW})(1 + \epsilon_1)^2/(1.3J_{\text{th}}). \quad (22)$$

To find adequate parameters we also have to take into account that in [18] the solitary emission frequency varies linearly with the bias current

$$\omega_{\text{sol}} - \omega_{\text{th}} = -2\pi K(I - I_{\text{th}}) \quad (23)$$

with $K = 3.75$ GHz/mA. To use this value of K we need to convert the bias current I measured in mA to dimensionless current density $J = I/(\gamma_N e N_0 V)$. $N_0 V$ can be estimated by making the threshold condition predicted by the model, $J_{\text{th}} = 1 + 1/\Gamma$, agree with the experimental value, $I_{\text{th}} = 43.5$ mA. With $\Gamma = 0.9$, $\gamma_N = 1\text{ns}^{-1}$ and $e = 1.6 \times 10^{-19}\text{C}$ we obtain $N_0 V = 1.29 \times 10^8$.

From (11) we have

$$\begin{aligned} \omega_{\text{sol}} - \omega_{\text{th}} &= -k\epsilon [Z(N_{\text{sol}} - N_{\text{th}}) + P(J^2 - J_{\text{th}}^2)] \\ &= -k\epsilon \left[\frac{Z\epsilon_1}{1 + \epsilon_1}(J - J_{\text{th}}) + P(J^2 - J_{\text{th}}^2) \right] \end{aligned} \quad (24)$$

where we have used $N_{\text{th}} = J_{\text{th}}$ and (16) and (17). Due to Joule heating, the curve ω_{sol} versus J is linear only over a limited current range. The nonlinearity is however small, as typically $P \ll Z$ [19], [20]. The parameters (ϵ , Z , P , ϵ_1 , ϵ_2) given in Table I correspond to $\beta = 1.76$ GHz/mW and $K = 3.75$ GHz/mA, and are used in all the simulations, unless otherwise stated.

As in the experiments, in the simulations the feedback strength κ depends of the frequency of the feedback field, $\kappa = \kappa_0[1 - f(\omega_{\text{f}})]$, and the spectral shape of the filter is assumed to be Gaussian

$$f(\omega) = \epsilon_0 \exp[-\alpha_0(\omega - \omega_{\text{at}})^2], \quad (25)$$

where α_0 measures the width of the Gaussian and ϵ_0 is the absorption coefficient at resonance. The filter resonance frequency, ω_{at} , is equal to the solitary laser frequency when the injection current is 100 mA. To scan the laser frequency up-down near the resonance, the bias current was modulated by a triangular signal, varying from 97 to 101 mA. The total time interval of the scan is $\Delta t = 72 \mu\text{s}$, unless otherwise stated. While in the experiments a slower current ramp was employed (as discussed in the next section), numerically we observe similar results using a slower ramp and a slower variation of the temperature. In other words, the numerical results do not change when

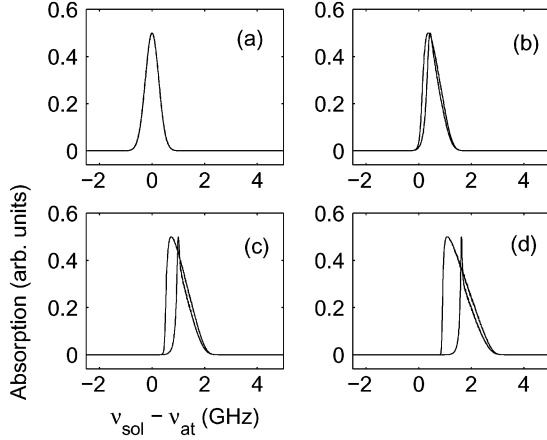


Fig. 1. Filter response versus the solitary laser emission frequency. The feedback strength κ_0 is (a) 0, (b) 0.01, (c) 0.02, and (d) 0.03.

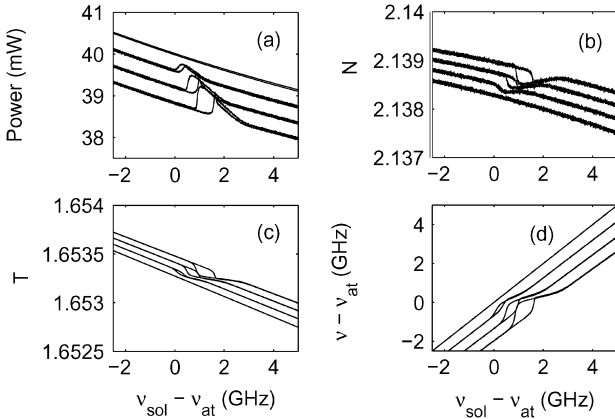


Fig. 2. (a) Laser output power versus the solitary laser emission frequency. The feedback strength is (from top to bottom) 0, 0.01, 0.02, and 0.03. (b) Carrier density normalized to the transparency value N_0 . (c) Temperature normalized to the ambient temperature T_0 . (d) Emission frequency.

using larger Δt and smaller γ_T . To avoid long time-consuming simulations, we choose the value of γ_T presented in Table I. A further fine tuning of parameters for achieving better agreement with the experiments does not appear to be useful, since there are several unknown parameters. Therefore, we prefer to demonstrate the robustness of the observed features assuming reasonable parameters.

Fig. 1(a) displays the filter absorption $f(\omega)$ in the absence of feedback, and Fig. 1(b)–(d) displays $f(\omega)$ for three increasing feedback levels. A clear bistability domain can be seen, whose size increases with the feedback strength. Fig. 2 displays the corresponding evolution of the output power Fig. 2(a), carrier density Fig. 2(b), temperature Fig. 2(c) and emission frequency Fig. 2(d). When the laser frequency is scanned up-down the filter resonance there is a frequency jump of ~ 1 GHz (for $\kappa_0 = 0.03$), accompanied by a small variation of $\mathcal{P}$ and there is almost no observable variation of $\mathcal{N}$ and $\mathcal{T}$. These results are in very good agreement with the observations of [18].

In Fig. 2(c), it can be noticed that the value of the operating temperature, about 1.6 times the ambient temperature, is unrealistically high. However, simulations show that the temperature can be decreased to more realistic values by the simultaneous

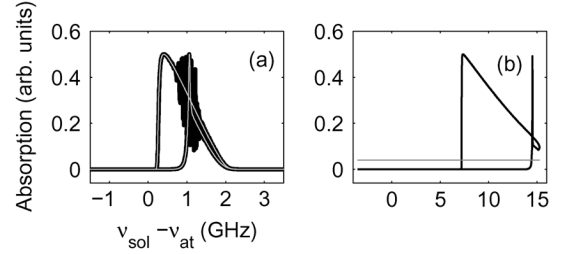


Fig. 3. Absorption for strong feedback. (a) $\kappa_0 = 0.04$, the response of the filter depends on the instantaneous frequency (black line), and the response of the filter depends on the average frequency (averaged over an interval of 0.1 ns, gray line). (b) $\kappa_0 = 0.2$ (black line) and $\kappa_0 = 0.25$ (gray line, shifted vertically for clarity).

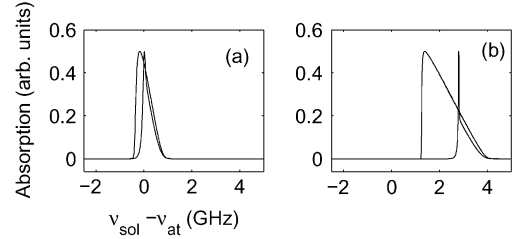


Fig. 4. Absorption for (a) $\beta = 0.54$ GHz/mA and $\mathcal{P}_f = 2.41$ mW ($\kappa_0 = 0.063$). $\epsilon_2 = 0.013$, other parameters are as in Table I. (b) $\beta = 1.23$ GHz/mA and $\mathcal{P}_f = 4$ mW ($\kappa_0 = 0.11$). $\epsilon_2 = 0.016$, other parameters are as in Table I.

variation of other parameters, such as ϵ in (4), the field decay rate k in (1) and the thermal decay rate γ_T in (3). Notice that the relevant temperature variations are very small, therefore, the laser operates at an almost constant temperature, in good agreement with the experiments.

For stronger feedback, instabilities arise and there are oscillations of the laser variables, not only when the injection current varies in time, but also when J is constant. The instability originates on the frequency dependence of the feedback strength: a stable output is observed for these values of J and κ if κ is independent of ω . Notice that in (25) the feedback strength depends on the *instantaneous* frequency of the feedback field, which can present fast fluctuations for strong enough feedback, but if we include phenomenologically a “slow response” of the atomic filter, by allowing the absorption to depend on the *time averaged* optical frequency, then the instabilities disappear and a stable output is observed even for large feedback strengths, as shown in Fig. 3. For stronger feedback the resonance moves to the right and if the current scan is not long enough the switching point is not reached and the resonance is not seen; the atomic filter becomes transparent, as shown by the gray line in Fig. 3(b) (shifted vertically for clarity).

Let us now investigate the influence of the parameter β that measures the feedback-induced frequency shift. Fig. 4 displays results for various β , that reproduce the different experimental conditions presented in the following, experimental section, demonstrating the robustness of the above observed feedback-induced features.

Finally, let us mention that the simulations clearly show the existence of a hysteresis cycle even in the absence of orthogonal feedback. The hysteresis is due to thermal effects: the slow variation of the temperature with the injection current when the

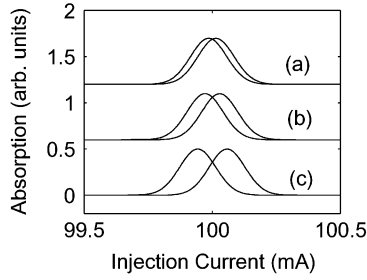


Fig. 5. Hysteresis in the absence of orthogonal feedback, for different velocities of the current ramp. The injection current is varied, to scan the laser frequency up-down across the filter resonance frequency, in a time interval $\Delta T =$ (a) 144, (b) 72, and (c) 36 μ s.

current is scanned up-down, prevents the emission frequency to reach its equilibrium steady-state value; therefore, the value of ω for a given J when J is increasing differs from the value of ω for the same J when J is decreasing, giving rise to shifted absorption curves for increasing and decreasing J , as shown in Fig. 5. As expected, the hysteresis cycle depends on the velocity of current ramp, the faster the current ramp, the larger the hysteresis cycle, and vice-versa, the slower the current ramp, the closer the frequency is to its equilibrium value, and thus, there is only a small hysteresis. The hysteresis cycle is expected only in a restricted range of current ramp frequencies, such that the ramp is fast enough to prevent the emission frequency to reach its equilibrium value, but is slow enough to allow for diffusion processes and temperature variations. We remark however that, in experiments, controlling the laser temperature does not necessarily suppress the hysteresis, because, as mentioned above, the temperature variations involved in this effect are very small and might take place even in temperature-controlled devices (depending on the precision of the cooling system).

IV. EXPERIMENTAL MEASUREMENTS

The experimental setup, displayed in Fig. 6, is essentially the same as described in [18] and we remind here its main aspects: part of the output power of a laser (Fabry-Pérot type, AsAlGa junction) is sent back into the semiconductor cavity with its polarization rotated 90 deg. A polarizer (Glan-Foucault, rejection of 50 dB) guarantees that the feedback beam is orthogonal to the outgoing beam. The power sent back into the laser is modulated by a resonant filter, the Doppler broadened D_2 line of a warm cesium atomic vapor. When the laser frequency is scanned around the atomic transition we observe a frequency behavior as theoretically described above.

Let us emphasize other characteristics of the experimental setup.

- The atomic resonance is observed with a laser operation current around 100 mA, corresponding to an output power of 40 mW, essentially in the main polarization of the laser (TE mode). The intensity in the orthogonal direction (TM mode) is 800 times lower.
- The feedback loop is almost 2 m long giving a delay time of 6 ns.
- The vapor density of the 20-mm-long cell is controlled by the temperature of the cell reservoir, and densities are

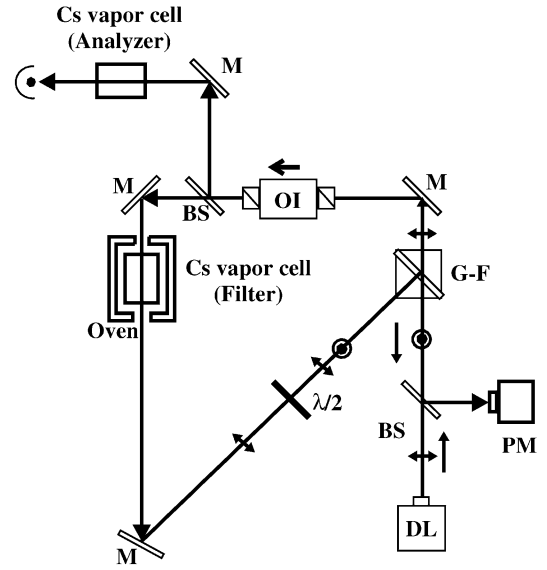


Fig. 6. Experimental setup. The laser beam is sent through a polarizer (G-F): the TM-polarization field ($\odot$) is transmitted, filtered, and sent back into the laser with a polarization rotated by a half-wave plate ($\lambda/2$). The G-F polarizer only reflects the TE component ($\otimes$). A power meter (PM) measures the power of the feedback beam. Other elements—BS: beam splitter; M: mirror; OI: optical isolator.

varied around 10^{13} atoms/cm³. It allows a good filtering for relatively high powers of the feedback beam (up to 5 mW).

- Around the operation current the laser output power is stable (within 10^{-3}) even in the presence of feedback, which opens the way to explore exclusive dynamical behavior in the frequency domain.
- A second Cs-vapor cell is used, in order to probe the frequency of the laser emission. This frequency Analyzer (see Fig. 6) is out of the optical feedback loop.
- The laser temperature (at around 18 °C) is controlled within a precision of 10^{-4} .

In Figs. 7 and 8, we present spectra of the analyzer transmission for different levels of the orthogonal feedback power. In both series the spectra present lineshapes and hysteresis ranges that are in good agreement with the calculated ones (see Fig. 4). Notice that the coupling of the feedback beam and the laser gain volume is different in the two series, which are well reproduced by the calculated spectra (see Figs. 1 and 4). We recall that the coefficient is experimentally obtained by measuring the frequency shift as a function of the feedback power. The experimental control of this coupling was done through a very sensitive, but precise and reproducible manipulation in the alignment of the beam returned into the semiconductor junction. This control has also an important role in the multistability lineshapes, as discussed in [25].

Using stronger feedback beam, besides the bistability range increasing we observe sharper frequency transitions from the unstable to the stable flanks, as has been qualitatively explained in [17]. Notice that in the absorption spectra shown in Fig. 8 the amplitude of the narrow peak appears to be smaller than the larger one. However, this is an effect of the scanning averaging for this very narrow peak. Slowing the scanning we get higher amplitudes for this peak, as shown in Fig. 9, but at the cost of having noisier spectra. In this figure we show two different conditions (different β and feedback power). In the particular case

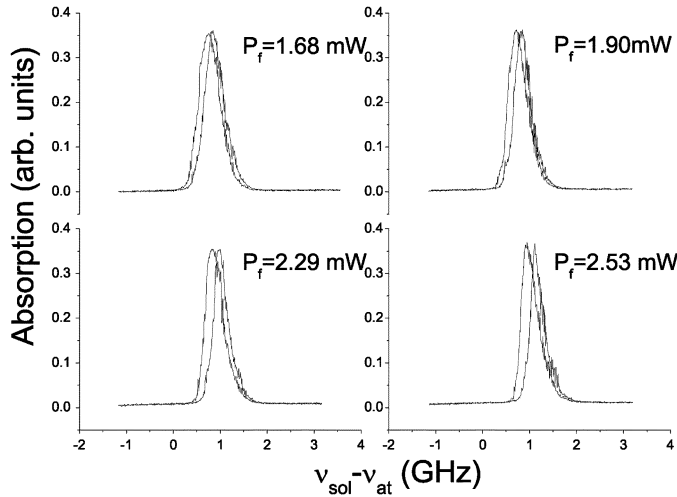


Fig. 7. Absorption spectra for low feedback power $\mathcal{P}_f$. $\mathcal{P}_f$ values are indicated at the top of each spectrum. β is 0.54 GHz/mW.

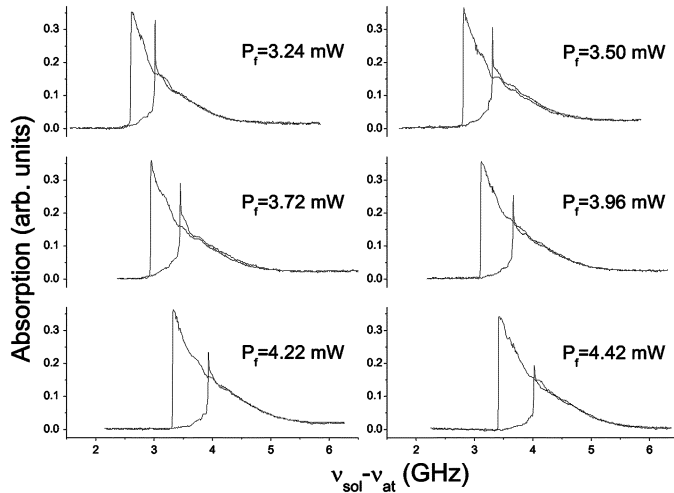


Fig. 8. Absorption spectra for high feedback power $\mathcal{P}_f$. $\mathcal{P}_f$ values are indicated at the top of each spectrum. $\beta = 1.23$ GHz/mW.

of Fig. 9(b), the second peak of the spectrum is not so narrow, but its amplitude is the same as the larger one. In Fig. 9(a), we show a spectrum qualitatively similar to the calculated in Fig. 3(b), which also presents the expected amplitude. All these results are in good agreement with the spectra calculated with the above model.

In Fig. 10 we plot, as a function of the orthogonal feedback intensity, the width of the frequency range of bistability. The increase of the hysteresis region is linear, as expected from the model presented here, because the frequency switch depends only on the position where the filter lineshape changes its derivative, this position being linearly shifted with the feedback power [see (20)]. The linear interpolation was made within less than 5% of the measured data of both axis, notwithstanding the two series are done with two different coupling coefficients.

In the experimental data analysis we eliminated an intrinsic scanning hysteresis, due to the thermal effects included in the model presented above. In order to quantify their contribution we performed measurements of up-down scanning, without

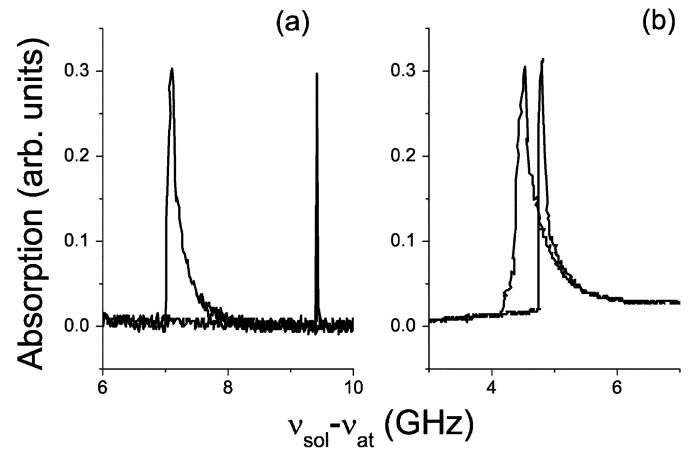


Fig. 9. Absorption spectra obtained with slow scanning of the laser current. The narrow peak has the same amplitude than the large one. (a) $\mathcal{P}_f = 3.2$ mW and $\beta = 2.2$ GHz/mW; (b) $\mathcal{P}_f = 3.5$ mW and $\beta = 1.3$ GHz/mW.

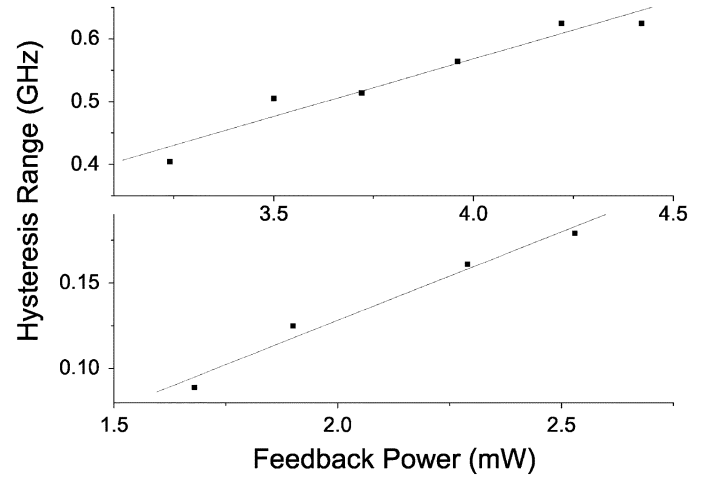


Fig. 10. Range of frequency bistability as a function of the feedback power. The upper curve corresponds to the absorption spectra of Fig. 8, the bottom curve corresponds to the spectra of Fig. 7. The different slopes are due to the different values of β .

feedback, using different rates for the current variation. The spectra obtained (Fig. 11) show a clear increase of the two peak separation when the scanning becomes faster. Comparing them with the theoretical curves of Fig. 5 we get a thermal response time in the time scale of milliseconds. This behavior confirms the importance of thermal effects in the laser frequency dynamics, supporting the model developed here.

It is interesting to establish a comparison between the dynamical response of semiconductor lasers under filtered parallel and orthogonal feedback. In the case of parallel polarization, due to coherent coupling of the feedback field with the one oscillating inside the semiconductor cavity, feedback levels as low as -55 dB are enough to drastically change the laser emission characteristics [21]. This high sensitivity may be used to favor a more stable emission of the diode laser, with a narrower linewidth, but a strict control of the field phase is needed. In the case of filtered coherent feedback [22] practical applications demand a mechanism to keep constant the distance between the laser and the external filter. The feedback limit, first reported in

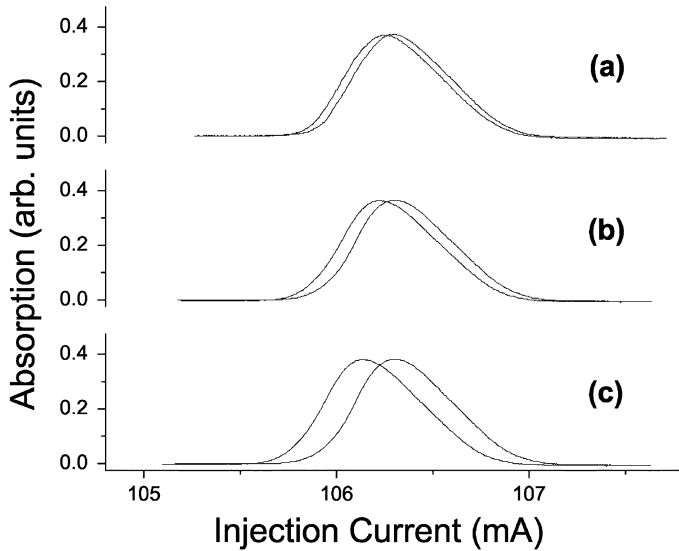


Fig. 11. Transmission spectra of the analysis cell without feedback. Scanning frequencies are: (a) 1 Hz, (b) 10 Hz, and (c) 30 Hz.

[23], of about -30 dB to have stable behavior in the laser emission under parallel filtered feedback was recently confirmed by Yousefi and collaborators [24] that observe that above -26 dB the laser becomes multimode and may present frequency jumps. On the contrary, orthogonal feedback allows frequency change without the need of a precise control of the phase of the returned field, and the supported intensity levels are of the same order of magnitude as the total output power of the laser (for example, in this work the feedback level changes from about -16 to -10 dB).

V. SUMMARY AND CONCLUSION

We formulated a model to describe the dynamics of a single-longitudinal-mode diode laser subject to orthogonal time-delayed optical feedback. The model includes thermal and gain-saturation effects. Thermal effects are taken into account via a rate equation for the lattice temperature, describing Joule heating, carrier heating, and heat dissipation towards the environment. The temperature dynamics is coupled to the TE field dynamics via the linear shift of the cavity resonance (4). Gain saturation effects are taken into account via the usual self- and cross- saturation coefficients (13). The orthogonal feedback, that does not interfere coherently with the lasing TE field, but that depletes the shared carrier reservoir, was taken into account through a time delayed term in the carrier rate equation. The strength of the feedback was modulated by a frequency-dependent Gaussian filter.

Within the framework of this model we proposed an explanation for the origin of the linear relation between feedback-induced frequency shift and the feedback strength, observed experimentally in [18]. The model is tested by reproducing new experimental conditions, particularly exploring the coupling strength of the orthogonal feedback field.

The numerical simulations show that orthogonal feedback leads to a region of frequency bistability with almost constant

output power, and an increase of the feedback strength increases the size of the bistability domain, also in good agreement with the observations.

For large enough feedback the frequency-dependent filter introduces an oscillatory instability, which is not present if the feedback strength is independent of the frequency of the feedback beam. The numerical simulations show that the oscillatory instability disappears and the laser output is stable if the filter responds to the time-averaged frequency instead of the instantaneous frequency of the feedback field.

By using an atomic filter with a larger width, it would be possible to increase the frequency bistability range, without having as a drawback the increase of the output power modulation and the laser instabilities. This opens the possibility of applications to optical switching [26] and to coherent communications requiring precise carrier frequencies [27], [28], which may be obtained by frequency-locking the laser on to stable references such as atomic or molecular transitions.

It is also predicted numerically and verified experimentally that the presence of thermal effects introduces hysteresis in the absorption spectrum even in the absence of orthogonal feedback, the hysteresis region depending on the velocity of the scan of the laser frequency across the filter frequency.

REFERENCES

- [1] D. Lenstra, B. H. Verbeek, and A. J. Denboef, "Coherence collapse in single-mode semiconductor-lasers due to optical feedback," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 21, no. 6, pp. 674–679, Jun. 1985.
- [2] J. Mork, B. Tromborg, and J. Mark, "Chaos in semiconductor-lasers with optical feedback-theory and experiment," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 28, no. 1, pp. 93–108, Jan. 1992.
- [3] J. Ohtsubo, E. Wolf, Ed., *Progress in Optics*. Amsterdam, The Netherlands: North-Holland, 2002, vol. 44, ch. 1.
- [4] T.-C. Yen, J.-W. Chang, J.-M. Lin, and R.-J. Chen, "High-frequency optical signal generation in a semiconductor laser by incoherent optical feedback," *Opt. Commun.*, vol. 150, pp. 158–162, 1998.
- [5] R. Ju and P. S. Spencer, "Dynamic regimes in semiconductor lasers subject to incoherent optical feedback," *J. Lightw. Tech.*, vol. 23, no. 8, pp. 2513–2523, Aug. 2005.
- [6] D.-L. Cheng, T.-C. Yen, J.-W. Chang, and J.-K. Tsai, "Generation of high-speed single-wavelength optical pulses in semiconductor lasers with orthogonal-polarization optical feedback," *Opt. Commun.*, vol. 222, pp. 363–369, 2003.
- [7] D.-L. Cheng, T.-C. Yen, E.-C. Liu, and K.-L. Chuang, "Suppressing mode hopping in semiconductor lasers by orthogonal-polarization optical feedback," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 16, no. 6, pp. 1435–1437, Jun. 2004.
- [8] A. Gavrielides, T. Erneux, D. W. Sukow, G. Burner, T. McLachlan, J. Miller, and J. Amonette, "Square-wave self-modulation in diode lasers with polarization-rotated optical feedback," *Opt. Lett.*, vol. 31, pp. 2006–2009, 2007.
- [9] W. H. Loh, A. T. Schremer, and C. L. Tang, "Polarization self-modulation at multigigahertz frequencies in an external-cavity semiconductor-laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 2, pp. 467–469, 1990.
- [10] W. H. Loh, Y. Ozeki, and C. L. Tang, "High-frequency polarization self-modulation and chaotic phenomena in external cavity semiconductor-lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 56, pp. 2613–2615, 1990.
- [11] M. Sciamanna, F. Rogister, O. Deparis, P. Megret, M. Blondel, and T. Erneux, "Bifurcation to polarization self-modulation in vertical-cavity surface-emitting lasers," *Opt. Lett.*, vol. 27, pp. 261–263, 2002.
- [12] Y. H. Hong, M. W. Lee, P. S. Spencer, and K. A. Shore, "Synchronization of chaos in unidirectionally coupled vertical-cavity surface-emitting semiconductor lasers," *Opt. Lett.*, vol. 29, pp. 1215–1217, 2004.
- [13] R. Ju, P. S. Spencer, and K. A. Shore, "Polarization-preserved and polarization-rotated synchronization of chaotic vertical-cavity surface-emitting lasers," *IEEE J. Quantum. Electron.*, vol. 41, no. 12, pp. 1461–1467, Dec. 2005.

- [14] D. W. Sukow, K. I. Blackburn, A. R. Spain, K. J. Babcock, J. V. Bennett, and A. Gavrielides, "Experimental synchronization of chaos in diode lasers with polarization-rotated feedback and injection," *Opt. Lett.*, vol. 29, pp. 2393–2395, 2004.
- [15] D. W. Sukow, A. Gavrielides, T. Erneux, M. J. Baracco, Z. A. Parmenter, and K. L. Blackburn, "Two-field description of chaos synchronization in diode lasers with incoherent optical feedback and injection," *Phys. Rev. A*, vol. 74, p. 043818, 2005.
- [16] N. Shibasaki, A. Uchida, S. Yoshimori, and P. Davis, "Characteristics of chaos synchronization in semiconductor lasers subject to polarization-rotated optical feedback," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 42, no. 3, pp. 342–350, Mar. 2007.
- [17] A. F. A. da Rocha, P. C. S. Segundo, M. Chevrollier, and M. Oria, "Diode laser coupled to an atomic line by incoherent optical negative feedback," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 84, pp. 179–181, 2004.
- [18] B. Farias, T. P. de Silans, M. Chevrollier, and M. Oria, "Frequency bistability of a semiconductor laser under a frequency-dependent feedback," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 94, pp. 173902–, 2005.
- [19] A. J. Scroggie, J. M. McSloy, and W. J. Firth, "Self-propelled cavity solitons in semiconductor microcavities," *Phys. Rev. E*, vol. 66, p. 036607, 2002.
- [20] L. Spinelli, G. Tissoni, L. A. Lugiato, and M. Brambilla, "Thermal effects and transverse structures in semiconductor microcavities with population inversion," *Phys. Rev. A*, vol. 66, p. 023817, 2002.
- [21] R. W. Tkach and A. R. Chraplyvy, "Regimes of feedback effects in 1.5m DFB lasers," *J. Lightw. Technol.*, vol. LT-4, no. 11, p. 1655, Nov. 1986.
- [22] H. Erzgruber, B. Krauskopf, D. Lenstra, A. P. A. Fischer, and G. Vemuri, "Frequency versus relaxation oscillations in a semiconductor laser with coherent filtered optical feedback," *Phys. Rev. E*, vol. 73, p. 055201(R), 2007.
- [23] P. Laurent, A. Clairon, and C. Breant, "Frequency noise analysis of optically self-locked diode lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 25, no. 6, pp. 1131–1142, Jun. 1989.
- [24] A. P. A. Fischer, O. K. Andersen, M. Yousefi, S. Stolte, and D. Lenstra, "Experimental and theoretical study of filtered optical feedback in a semiconductor laser," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 36, no. 3, pp. 375–384, Mar. 2000.
- [25] M. Oria, B. Farias, T. Sorrentino, and M. Chevrollier, Submitted to publication, 2006.
- [26] F. Prati, M. Travagnin, and L. A. Lugiato, "Logic gates and optical switching with vertical-cavity surface-emitting lasers," *Phys. Rev. A*, vol. 55, pp. 690–700, 1997.
- [27] M. Tetu, B. Villeneuve, N. Cyr, P. Tremblay, S. Theriault, and M. Breton, "Multiwavelength sources using laser-diodes frequency-locked to atomic resonances," *J. Lightw. Tech.*, vol. 7, no. 10, pp. 1540–1548, Oct. 1989.
- [28] D. Psaltis, "Coherent optical information systems," *Science*, vol. 298, pp. 1359–1363, 2002.

C. Masoller was born in Montevideo, Uruguay, in 1963. She received the M.Sc. degree in physics from the Universidad de la Republica, Montevideo, Uruguay, in 1991 and the Ph.D. degree in physics from Bryn Mawr College, Bryn Mawr, PA, in 1999.

Since 2004, she has been a Ramon and Cajal Researcher at the Universitat Politècnica de Catalunya, Catalunya, Spain. Her research interests include theoretical modelling of nonlinear dynamics of lasers, synchronization and stochastic phenomena, and time-delayed systems.

T. Sorrentino was born in 1983, in Joao Pessoa, Brazil. He is an undergraduate student at the Universidade Federal da Paraíba, where he works with semiconductor laser instrumentation and frequency dynamics under orthogonal optical feedback, in the group of Prof. M. Oria.

M. Chevrollier received the Ph.D. degree in atomic physics from the University of Paris XIII, France, in 1992.

In 1999, she became a Professor at the Universidade Federal da Paraíba, Joao Pessoa, Brazil. Her research interests include interactions between atoms and surfaces, laser spectroscopy, and more recently, frequency dynamics of semiconductor lasers with orthogonal optical feedback.

M. Oria was born in 1958, in Paulo Afonso, Brazil. He received the Ph.D. degree in atomic physics from the University of Paris XIII, France, in 1990.

He became a Professor at the Universidade Federal da Paraíba, Joao Pessoa, Brazil, in 1994. His research interests include interactions between atoms and surfaces, and semiconductor lasers dynamics.

Semiconductor laser with extended cavity and intracavity atomic filter

L. B. Barbosa, T. Sorrentino, D. N. Ferreira, D. Reyes Ardila, M. Chevroliier, and M. Oriá*

Laboratório de Física Atômica e Lasers- DF-Cx Postal 5008, Universidade Federal da Paraíba, 58051-970 João Pessoa, PB, Brazil

*Corresponding author: oria@otica.ufpb.br

Received February 28, 2007; revised April 6, 2007; accepted April 8, 2007;
posted May 1, 2007 (Doc. ID 80462); published June 21, 2007

We report on peculiar dynamic features of laser oscillation in a cavity with a semiconductor junction as the gain medium and an intracavity atomic absorber. The output face of the semiconductor is antireflection coated, and lasing action is achieved by using a diffraction grating to close the laser cavity. The spectral analysis of the laser emission evidences a stable emission with narrow linewidth when the oscillating frequency is resonant with the atomic absorber. We also observe *frequency* bistability and instability. The change between these regimes is controlled through the bias current in a very reproducible way. © 2007 Optical Society of America

OCIS codes: 140.2020, 190.1450.

Semiconductor lasers are important in many technological and scientific areas such as optical communications, metrology, and spectroscopy. Laser operation around atomic and molecular resonances has received attention of many scientific groups searching for methods to improve laser resolution and stability or looking at the dynamic response of laser emission. With these goals, many optical techniques have been developed, because optical control is intrinsically fast and may be relatively simple to operate [1–7]. In particular, semiconductor lasers have been studied in configurations where they are coupled to a saturable absorbing vapor inserted between the laser and an external reflector [6,7].

In this Letter we present our results exploring a technique where a resonant atomic medium is inserted *inside* a laser cavity whose gain medium is a semiconductor junction. We observe in this system a very rich dynamic behavior of the laser frequency, which occurs together with a stable output power, contrary to the usual lasers systems with saturable absorbers, where the dynamic behavior takes place in the field amplitude [8]. We present different characteristic cases of these dynamics, which reveal behaviors of stabilization, hysteresis, and instability in the *frequency* of the laser emission. The modeled description of this dynamic will be presented elsewhere [9].

Our experimental setup is depicted in Fig. 1. The front face of the semiconductor has an antireflection coating (reflectivity $\leq 5 \times 10^{-4}$), so a reflector is needed to produce laser oscillation. This is the essential difference between our configuration and that reported in [6,7]. The laser cavity, about 12 cm long, is closed by a diffraction grating (DG) with 1200 lines/mm, blazed at 750 nm. Only a small region of the DG is illuminated by the intracavity field, thus the cavity frequency selectivity is poor and we can observe either a multimode or a monomode emission, finely depending on the junction current. The laser tuning is done by varying only the DG angle, controlled by a low-voltage piezoelectric device (PZT). As the rotation point is placed nearly at the cavity

axis, the cavity length is affected little during the small scanning that we realized. A 20 mm long Cs-vapor cell, heated up to 80°C ($\sim 10^{12}$ atoms/cm³), is placed at an angle of about 20° with the cavity axis to avoid multiple reflections and subcavities. In these conditions the absorption of the power circulating in the cavity (~ 100 mW) by the resonant vapor is very small, but the filtering of the laser field results in a spectral behavior of the laser emission that we analyze using a Fabry–Perot (FP) interferometer and a room-temperature resonant cell, each isolated from the laser by an optical isolator.

Scanning the grating PZT voltage (and thus rotating the DG), we scan the laser frequency around the $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ Doppler-broadened Cs line for two resonant modes of the laser, occurring at 123 and 145 mA for our particular junction temperature. Figure 2(a) shows a spectrum of the absorption in the external cell of analysis, in the absence of vapor in the laser cavity. The Doppler-broadened line shown in Fig. 2 is actually composed of three [6] hyperfine transitions, which are unresolved here.

With the atomic filter inside the laser cavity we still observe laser oscillation, but the laser frequency now finely depends on the tuning of the bias current

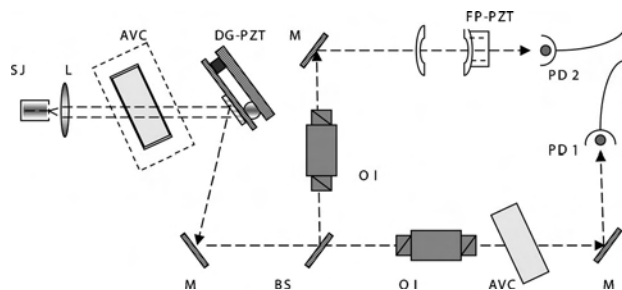


Fig. 1. Experimental setup scheme. A semiconductor junction (SJ) is the gain medium of the cavity laser with an intracavity filter (heated Cs vapor). AVC, atomic vapor cell; OI, optical isolator; L, lens; DG-PZT, diffraction grating, rotated by a piezoelectric device; FP-PZT, tunable Fabry–Perot interferometer; M, mirror; BS, beam splitter; PD, photodiode.

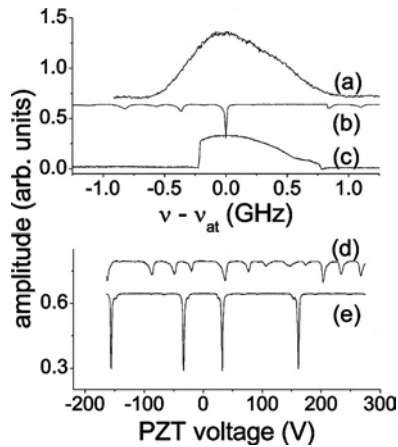


Fig. 2. (a)–(c) Spectra taken at fixed FP length, varying the laser frequency. (d), (e) Spectra taken while scanning the FP length, at a fixed laser frequency. Absorption of the laser emission by the external cell (PD1 signal) as a function of the frequency of the uncoupled laser is shown (a) without and (c) with an intracavity cell. The origin of the horizontal scale coincides with the atomic absorption peak center (ν_{at}). (b), (d), and (e): Fabry–Perot transmission (PD2 signal). The laser frequency is (d) out of resonance with and (e) resonant with the atomic filter. (b) and (c) are taken simultaneously.

around the two resonant values mentioned above. Typical spectra are shown in Figs. 2(c), 3, and 4.

Stabilization: On the spectrum of the FP transmission shown in Fig. 2(b), one can observe the dramatic change when the laser frequency is tuned around the atomic line, evidencing that the laser becomes monomode and much narrower at frequencies in resonance with the intracavity atomic vapor. Exploring each situation separately, we show the transmission spectra of the FP (PD2 signal) in cases where the laser is resonant [Fig. 2(e)] or not [Fig. 2(d)] with the atomic line. At resonance, the FP transmission is narrow, with spacing defined by the free spectral range of the analysis cavity (1.5 GHz). Direct measurement of the peaks' linewidth gives a FWHM of about 80 MHz

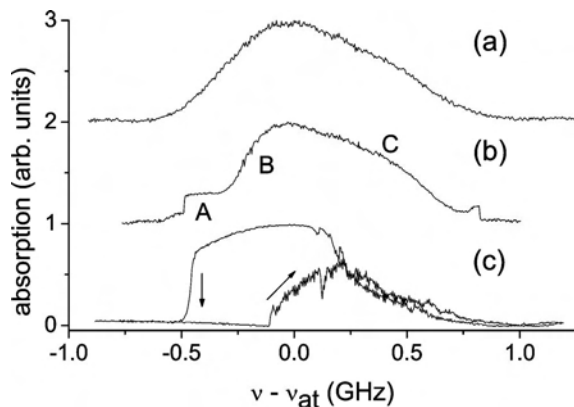


Fig. 3. Analysis cell transmission (PD1 signal) as a function of the free running laser frequency. (a) Laser without absorber. (b) Laser with an intracavity cell, where we identify three regimes: region A, the frequency is locked; region B, the laser has its frequency changed more rapidly with the DG-PZT voltage; region C, ordinary scanning, as in (a). (c) Frequency bistability. Arrows indicate the scanning direction.

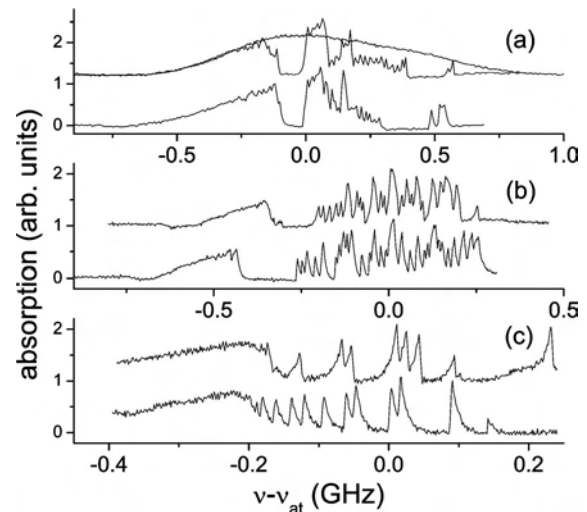


Fig. 4. Absorption of the analysis cell when the laser is coupled to the intracavity resonant filter and scanned (up and down) around the Doppler line for different values of the bias current. (a) Laser frequency with regions of locking and of instabilities. The first spectrum is superimposed on the reference spectrum (laser without absorber). (b) Instabilities of the laser frequency with irregularities and (c) with "periodic" instabilities.

when the laser is out of resonance [Fig. 2(d)] and less than 30 MHz when the laser is coupled to the atomic line [Fig. 2(e)]. Moreover, out of the atomic resonance the emission is multimode and the laser power is distributed among multiple oscillating modes [Fig. 2(d)], resulting in limitations in many applications.

Locking: The stable running condition of the laser [Figs. 2(e)] is obtained at optimized values of the bias current of the diode junction. For a particular combination of the intracavity cell temperature, junction operation current, and alignment of the DG (i.e., optimization of the coupling of the beam returned into the semiconductor volume), we are also able to observe the laser locking on the atomic line [region A in Fig. 3(b)]. When locked, the laser frequency is no longer scanned by the DG but stays at a fixed frequency, while the PZT commands a rotation of the DG equivalent to scanning the uncoupled laser by about 150 MHz.

The main difference between the above results and previous reports on lasers with intracavity absorbers (frequently using CO_2 lasers [8]) is the fact that, in our case, the absorption in the intracavity cell is too small to induce any noticeable perturbation in the laser amplitude but is sufficient to narrow the emission line. Single-mode operation and line narrowing due to an intracavity saturable absorber have been observed in an erbium-doped fiber laser [10], where the mechanism invoked to explain such features is the positive feedback due to the nonlinear wave mixing. In a configuration using the frequency-selective feedback of a phase-conjugate mirror, Lenstra and collaborators also reported the observation of a laser line reduction and stabilization [11]. The low perturbation in the laser gain allows us to compare the observed locking and line narrowing with previous observations using feedback: The locking range we observe is actually equivalent to those obtained by Di

Teodoro *et al.* [6] and Cuneo *et al.* [7], suggesting an analogous role of the filtering in the mechanism of laser narrowing and locking. However, the very specific features of our system (essentially the fact that the intracavity absorber is almost completely saturated so that it only perturbatively modulates the losses in the laser cavity) justify a specific theoretical treatment [9].

Bistability: We recall that the scanning in the spectra shown in Figs. 2(a), 2(b), and 3 is accomplished through the DG rotation at a fixed value of the bias current. Changing this value by nearly 1 mA, the laser frequency is still resonant with the Cs vapor, but the transmission of the analysis cell shows hysteresis and, therefore, bistability [see Fig. 3(c)]. The analysis cell works as a frequency discriminator that allows one to identify the two frequency states occurring for the same operation parameters of the laser. The spectrum of Fig. 3(c) shows that the bistability width (frequency range where the two bistable states occur) is comparable with the Doppler-broadened atomic resonance width, but we still observe in the blue side of the spectrum a region of common scanning, meaning this bistability is also related to particular conditions of the atomic vapor response. It is very likely related to the locking mechanism described above and to the multiresonance of the Doppler-broadened Cs D_2 transition. Frequency bistability with stable power has actually already been obtained but in a quite different configuration of orthogonal polarization feedback [12,13]. Notice again that these results are distinct from amplitude bistability occurring in systems with intracavity absorbers [14].

Instabilities: Changing the bias current further (from a fraction of mA up to a few mA), instabilities in the laser frequency appear as a function of the DG scanning, as shown in Fig. 4. Due to our setup being fixed directly on our homemade optical table, without mechanical stabilization, one may speculate that the laser frequency instabilities come from mechanical instabilities and vibrations. However, the results shown in Fig. 4 are paired spectra of up-down scans and are quite reproducible. Moreover, in situations such as that in Fig. 4(c), the frequency oscillations suggest regularity in the peaks positions, which are separated by 12–18 MHz. On the other hand, in Fig. 4(b) we see that the frequency variations as a function of the laser cavity scanning are much more irregular. Therefore the global reproducibility of these spectra indicates that the instabilities are not due to random fluctuations of the laser cavity but are rather the result of a predictable behavior, due to the adaptation of the field phase to the complex refractive index of the resonant filter. Frequency-dependent instabilities have been discussed by Kunt-

sevich *et al.* [15] but using rate equations for the radiation intensity. However, to consider the different interaction of the forward and backward fields with the atomic vapor, one needs to use rate equations for the field [6] propagating into the cavity [9].

In conclusion, we have used an intracavity atomic filter to control the frequency of an extended-cavity semiconductor laser. A resonant-vapor absorption line provides a frequency-dependent signal, and we show examples of the behavior of this laser frequency: (i) laser line narrowing due to the atomic resonance, (ii) laser locking on the atomic line, (iii) bistability during an up-down scanning, and (iv) reproducible instabilities. All these scenarios open opportunities for this system to be a paradigm for dynamic studies in the frequency space.

This work is supported by Brazilian agencies: Financiadora de Estudos e Projetos-FINEP, Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior-CAPES (CAPES-COFECUB collaboration), Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico CNPq and Fundação de Apoio à Pesquisa da Paraíba-Fapesq-PB.

References

1. A. F. A. da Rocha, P. C. S. Segundo, M. Chevrollier, and M. Oriá, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 179 (2004).
2. N. Cyr, M. Breton, M. Têtu, and S. Theriault, *Opt. Lett.* **16**, 1298 (1991).
3. M. Kozuma, M. Kourugi, M. Ohtsu, and H. Hori, *Appl. Phys. Lett.* **61**, 1895 (1992).
4. W. D. Lee and J. Campbell, *Appl. Phys. Lett.* **58**, 995 (1991).
5. R. N. Li, S. T. Jia, D. Bloch, and M. Ducloy, *Opt. Commun.* **146**, 186 (1998).
6. F. Di Teodoro, E. Cerboneschi, D. Hennequin, and E. Arimondo, *Quantum Semiclass. Opt.* **9**, 867 (1997).
7. C. J. Cuneo, Jeffery J. Maki, and D. H. McIntyre, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 2625 (1994).
8. C. O. Weiss and R. Vilaseca, *Dynamics of Lasers* (VCH, 1991).
9. C. Masoller and M. Oriá are preparing a manuscript entitled "Frequency dynamics of a semiconductor laser with an intracavity filter."
10. M. Horowitz, R. Daisy, B. Fischer, and J. Zyskind, *Electron. Lett.* **30**, 648 (1994).
11. O. Andersen, A. Fischer, I. Lane, E. Louvergneaux, S. Stolte, and D. Lenstra, *IEEE J. Quantum Electron.* **35**, 577 (1999).
12. B. Farias, T. Passerat de Silans, M. Chevrollier, and M. Oriá, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 173902 (2005).
13. C. Masoller, T. Sorrentino, M. Chevrollier, and M. Oriá, *IEEE J. Quantum Electron.* **43**, 261 (2007).
14. O. Qasaimeh, W.-D. Zhou, J. Phillips, S. Krishna, and P. Bhattacharyya, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 1654 (1999).
15. B. Kuntsevich, A. Pisarchik, and V. Kononenko, *Opt. Quantum Electron.* **37**, 675 (2005).

Multistability in the emission frequency of a semiconductor laser

M. Oriá,* B. Farias, T. Sorrentino, and M. Chevrollier

Laboratório de Física Atômica e Lasers-Departamento de Física—CCEN Universidade, Federal da Paraíba—Cx Postal 5008-58051-970-João Pessoa, PB Brazil

**Corresponding author: oria@otica.ufpb.br*

Received October 27, 2006; revised March 26, 2007; accepted April 12, 2007;
posted May 14, 2007 (Doc. ID 76420); published July 19, 2007

We report on the observation of frequency multistability in a semiconductor laser emission. We experimentally study the spectral behavior of a semiconductor laser under a spectrally filtered orthogonal-polarization feedback and show that using a reinjected signal having both absorptive and dispersive lineshapes, we are able to control the laser spectral response exhibiting bistability or multistability. We describe all the observed spectra, considering only the linear response of the laser and both the amplitude and phase filtering of the reinjected orthogonal field. © 2007 Optical Society of America
OCIS codes: 140.2020, 140.3570, 190.1450.

1. INTRODUCTION

The phenomenon of optical multistability has been observed and studied in optical systems where cavities are associated to nonlinear media (see, for example, [1]). The use of the absorptive or the dispersive response of these media has been explored in configurations where the refractive index real [2], imaginary [3], or both [4] parts are at the origin of the observed multistable behavior. In all those works the multiple response of the system to the same parametric conditions manifested itself in the amplitude of the output signal. A first observation of a bistable response exclusively in the frequency of an optical device was recently reported [5], opening the way to explore FM applications of such a system as an optical switch.

Semiconductor lasers have been used in the last few decades as systems specially adapted to explore scenarios of nonlinear dynamics [6,7], and their behavior under feedback has been the object of studies for different conditions of the reinjected field intensity [8], polarization [9], coherence [10], delay [11], etc. Particularly, the use of filtered feedback [12–14] introduces the nonlinearity of the filter in the equations describing the laser behavior under optical feedback, and this filtering is at the origin of new features in the laser emission. For instance, Lenstra and collaborators have recently observed [15] frequency oscillation of a laser emission occurring in a regime of almost constant amplitude, owing to the feedback from an etalon.

Techniques using optical feedback with orthogonal polarization also appear in a crescent number of reports [5,16–22], and one of their main advantages is to avoid the interference of the oscillating field with the reinjected one. In this case the feedback field couples only to the semiconductor carriers. It is therefore possible to observe a more stable behavior of the laser intensity, at least when the junction current is high enough [19], allowing one then to explore new spectral features appearing in

the laser emission. Indeed, the frequency of a diode laser was shown to be controllable by orthogonal feedback without interfering with its emission power and, in [5], an atomic absorptive filter was employed to modulate the intensity sent back to the laser, resulting in a bistable behavior in its frequency, still without amplitude modulation.

In this paper we report on the observation of the multistable response of the laser frequency when the filter in the feedback loop presents both an absorptive and a dispersive character, a behavior only recently observed in the amplitude dynamics of an all-optical setup [4,23]. We point out that in our system no optical phase control is needed; the multistability behavior is easily observed with a very good signal-to-noise ratio and is completely described, as presented below, by considering the linear response of the laser frequency to the orthogonal power and the nonlinearity of the feedback modulation. A theoretical modeling of the dynamic of such a semiconductor laser (Fabry–Pérot type) under orthogonal filtered feedback has been developed [24]. Through a detailed description of the semiconductor parameters, this model successfully describes the observed frequency dynamics of the laser coupled to an orthogonal-polarization feedback field, as well as the temporal dynamics of this system.

For the purpose of interpreting the results presented here we need only to consider that the change in the carrier number (it decreases with the raise of the orthogonal feedback power) results in a linear shift of the laser frequency, without changing the laser intensity [25].

When the orthogonal feedback power is modulated by a spectral filter (Fig. 1), the laser output frequency is given by [5]

$$\nu = \nu_0 - \beta \kappa_0 [1 - \epsilon_i f_i(\nu)] P, \quad (1)$$

where ν_0 is the solitary (without feedback) laser frequency; β is the linear coefficient of the frequency shift as a function of the orthogonal feedback power; κ_0 gives the

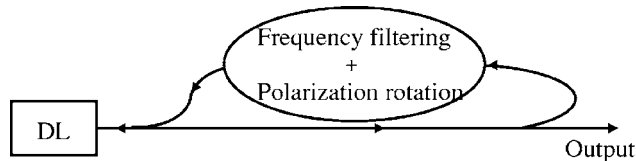


Fig. 1. Scheme of the optical feedback into the diode laser (DL).

maximum fraction (i.e., out-of-resonance) of the optical power P returning into the laser, and ϵ_i is the amplitude coefficient of the normalized lineshape $f_i(\nu)$, where the index i distinguishes the lineshapes ($i=a, d$ for absorptive or dispersive lineshape). Notice that in [14,26], for instance, filtered feedback has been used to control the amplitude and the frequency dynamics but with a feedback polarization parallel to that of the optical oscillator. Here, the filtering mechanism is essential to introduce the nonlinear dependence in the feedback loop, being then responsible for the multistable behavior of the output frequency. However, contrarily to recently observed [15] dynamic behavior in the laser frequency due to a filtered optical feedback with polarization parallel to the laser output, all the results presented here are due to an orthogonal optical feedback. Moreover, in our system the laser operates in a regime known as being of stable amplitude [25].

The feedback filtering may be accomplished by an absorptive filter, with a Gaussian lineshape $f_a(\nu)$, resulting in frequency bistability, as presented in [5]. The dynamic of such a semiconductor laser under filtered orthogonal feedback has been addressed through a rate-equation model, taking into account the thermal and gain-saturation effects of the diode junction [25], giving a complete description of the frequency bistability. For a more complex filter lineshape, one expects a richer laser response. For instance, we calculated the laser frequency under orthogonal feedback when the returned laser beam is filtered not only by an absorptive $f_a(\nu) = \exp[-\alpha_f(\nu - \nu_{at})^2]$ but also by a dispersive $f_d(\nu) = (\nu - \nu_{at})\exp[-\alpha_f(\nu - \nu_{at})^2]$ response, respectively path I and II, in Fig. 2. ν_{at} is

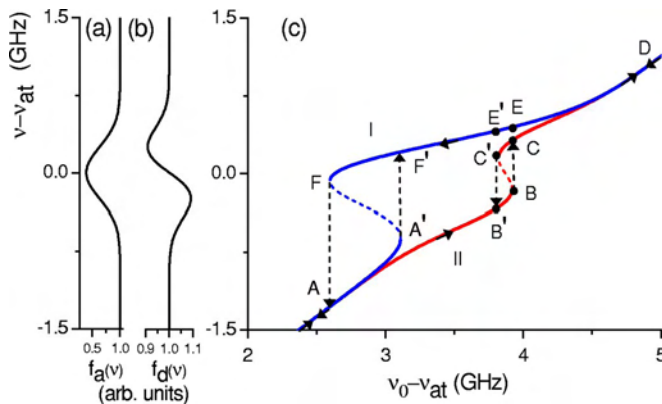


Fig. 2. (Color online) Filter lineshape: (a) absorptive, (b) dispersive. (c) Frequency of the laser under filtered orthogonal-polarization feedback as a function of the solitary laser frequency. The arrows indicate the frequency jumps when the path followed by the system is the absorptive (I) or the dispersive (II) curve (See text). These curves correspond to experimental parameters: $\beta = 1.5$ GHz/mW; $\alpha_f = 5.8 \times 10^{-18}$ Hz⁻² (filter cell); $\epsilon_a = 0.32$ (absorption amplitude coefficient) and $\epsilon_d = 0.37$ (dispersion amplitude coefficient); $\kappa_o = 5.4 \times 10^{-2}$.

the atomic transition central frequency, and α_f is the Gaussian width coefficient for the filter, $\alpha_f = (4 \ln 2)/\Gamma_D^2$, with Γ_D the Doppler full width at half maximum. In Fig. 2 we represent the response of the system as a function of ν_0 .

Following the path I or II, the regions of instability (negative derivative) are avoided [27], and the system makes a transition to the branch giving a stable response (positive derivative). These jumps are at the origin of hysteretic cycles resulting in bi- or multistability of the emitted frequency.

With such a description, using a pure-absorptive (curve I) and a pure-dispersive (curve II) filter lineshape, we are able to reproduce the observed spectra very well. This agreement indicates that the two regimes of bistability coexist and that the system follows the most favorable condition of equilibrium. This construction, where the absorptive and the dispersive effects are considered in an independent way, has been already considered [4] in the analysis of multistability in the amplitude response of an optical ring cavity. Whereas the role of these two mechanisms of filtering needs to be introduced in a complete model of the semiconductor frequency response to orthogonal feedback, one can observe the great consistence of the description obtained through Eq. (1), where we have generalized the filter lineshape $f_a(\nu)$ to consider the effects of both mechanisms of filtering, in the field amplitude and phase, artificially separated. One may extend the model developed in [25] to take into account the dispersive aspects of the orthogonal feedback reported here.

In the system discussed here, one can get frequency bistable states due to the feedback modulation by either curve I or II in Fig. 2 or obtain multiple output states involving both paths. The bistability due to the absorptive filter response occurs in conditions when the system follows curve I and was reported in [5]. It corresponds to the AAF'DFFA path in Fig. 2. Otherwise, starting out-of-resonance (point A) the system may also evolve through branch II up to point B and there jump to C. Returning through CC' the frequency scan characterizes a bistable cycle due to the dispersive response of the atomic filter. On the other hand, following from C to common point D the system will return in branch I, and in region EE' it will have a third frequency output for the same input parameters as in BB' and CC'. Remaining in this branch I the frequency will jump in F, returning then to the initial out-of-resonance frequency, in A. Our observations of such multistable frequencies are described in Section 3.

2. EXPERIMENTAL SETUP

A scheme of the experimental setup is shown in Fig. 3. The diode laser (DL) is a monomode AsAlGa, whose junction is stabilized in current and temperature (both within 10^{-4}). The laser linewidth is 40 MHz, but we observe a jitter of up to 100 MHz. The laser beam is collimated (~ 2 mm diameter) with a single 6 mm lens and has a very small divergence for distances of the order of the feedback loop. At the operation current the output power is about 45 mW. The emission near 852 nm can be scanned around the resonance of the cesium D_2 transition ($6S_{1/2} F=4 \rightarrow 6P_{3/2} F'=3, 4, 5$). The spectral filter is the Doppler-

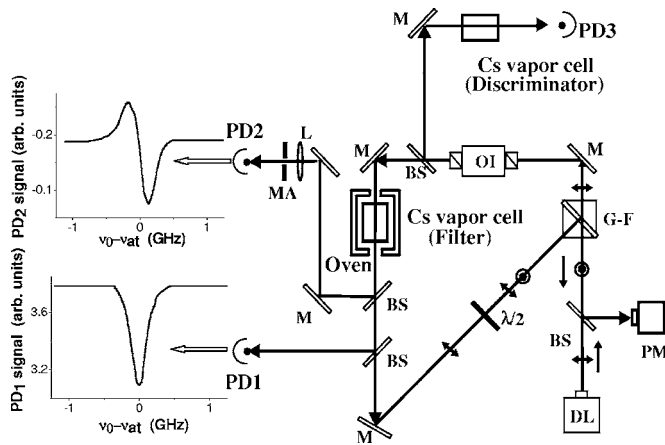


Fig. 3. Scheme of the feedback loop. A beam with orthogonal polarization, filtered by a resonant atomic vapor, is sent back into the diode laser (DL). The feedback beam is analyzed by a photodetector (PD₁), and by a 3 μm aperture (MA) followed by a photodetector (PD₂). See, at left, the respective spectra, without feedback. PD₃ measures the probe cell (out of the feedback loop) transmission. PM, power meter; G-F, Glan-Foucault polarizer; M, mirror; OI, optical isolator; $\lambda/2$, half-wave plate; BS, beam splitter; $\odot$ ($\leftrightarrow$) stands for orthogonal (parallel) laser polarization.

broadened resonance line of a thermal vapor of cesium in a 20 mm long cell heated at $\sim 70^\circ\text{C}$, and we can adjust the absorption level of the laser beam through the vapor atomic density ($\sim 5 \times 10^{12}$ atoms/ cm^3), which is controlled by the temperature of the cell reservoir.

The behavior observed in the laser frequency, as detailed below, is obtained in the following experimental conditions (essentially as in [5]):

(i) The operation current is around 100 mA, i.e., 2.3 times the threshold current [25].

(ii) We scan the laser current around the atomic resonance for different feedback powers (as indicated in each spectrum, Figs. 6 and 7). The small scanning through the Doppler broadening Cs D_2 line is less than 5 GHz for all the explored feedback powers, therefore much less than the longitudinal mode interval (150 GHz) of the laser cavity.

(iii) The solitary laser emission has two orthogonal polarizations: the main, TE in the plane of the setup (see Fig. 3); and the perpendicular one, TM. Their intensity ratio is $(TE/TM) = 800$ at the operation current.

(iv) The Glan-Foucault polarizer, with a rejection level of 55 dB, plays an essential role in the technique described here by filtering the TE polarization of the field, leaving the laser and allowing only a TM field to be reinjected. The half-wave plate allows us to control the feedback power.

(v) The optical isolator guarantees the one-way direction in the optical loop.

(vi) A small part of the filter transmission is sent to a photodetector (PD₁), allowing the direct measure of the absorption lineshape and its effective linewidth, for the cell temperature used.

(vii) The far-field of a beam passing through a cell containing a resonant vapor may suffer a lens effect around the resonance. This focusing/defocusing process may be probed by a spatial filtering (lens together with a hole

smaller than the beam waist). The filter propagation effects are thus probed by a spatial filter (a microscope lens and a 3 μm aperture) that modulates the signal sent to the photodetector PD₂. This measures the focusing/defocusing power of the vapor as a function of the laser frequency around the atomic resonance.

(viii) For the analysis of the frequency dynamics in this system of stable output power, a frequency discriminator is requisite. Experimentally, we use a room-temperature, optically thin external Cs vapor probe cell. This analyzer does not interfere with the experiment. We use the same atomic transition in the probe cell as in the feedback filter so that it can work as a frequency discriminator. Notice that a Fabry-Pérot interferometer may be used for this purpose [27] but in this case the experiment and its interpretation would be less direct. Analytically, the frequency is analyzed using a Gaussian line shape as a frequency discriminator (absorptive lineshape $f_p(\nu) = \epsilon_p \exp[-\alpha_p(\nu - \nu_{at})^2]$ with amplitude coefficient $\epsilon_p = 0.6$ and Gaussian width coefficient $\alpha_p = 8.9 \times 10^{-18} \text{ Hz}^{-2}$; see Fig. 3).

The modulation of the feedback power is determined by the attenuation or by the propagation effects in the filter (respectively, the absorptive or the dispersive response of the atomic medium). In order to have the feedback power modulated by the beam propagation through the resonant medium [28], one needs a spatial discriminator between the filter and the laser. The main drawback in using spatial filters (objective lens and micrometric aperture) is the important loss of power. Fortunately, no external spatial filter is necessary if the DL and its output lens are very well aligned. In this condition we observe that the submicrometric dimensions of the semiconductor cavity entrance act as a convenient spatial discriminator, allowing us to observe the filter dispersive effects in the laser frequency, as shown in Fig. 3 and as discussed below.

We work with feedback intensities corresponding to a saturation parameter $s \sim 200$ as a means to have feedback levels high enough to produce frequency shifts comparable to the atomic Doppler linewidth [the β coefficient in Eq. (1) is of the order of 10^{12} Hz/W] together with a good contrast in the filter resonance ($\epsilon_a \approx 0.3-0.5$ in this work). In these saturation conditions, we monitor the real and imaginary parts of the index of refraction of the atomic vapor through the two before-mentioned photodetectors: PD₁ gives the direct cell transmission and PD₂ measures the transmission of a micrometric aperture (MA), mimicking the spatial filtering of the laser entrance, [29] once the MA is placed at the same distance from the filter than the DL (see the filter spectra in Fig. 3, obtained when the feedback beam is blocked). We emphasize here that this information on the absorptive and dispersive lineshapes, given by PD₁ and PD₂, respectively, is used in Eq. (1) to fit the experimental spectra.

3. RESULTS

Measuring the transmission of the external probe cell, we obtain typical spectra such as that of Fig. 4(a). The fit of this curve, calculated after Eq. (1) for a Gaussian frequency discriminator, [30] is presented in Fig. 4(b), where

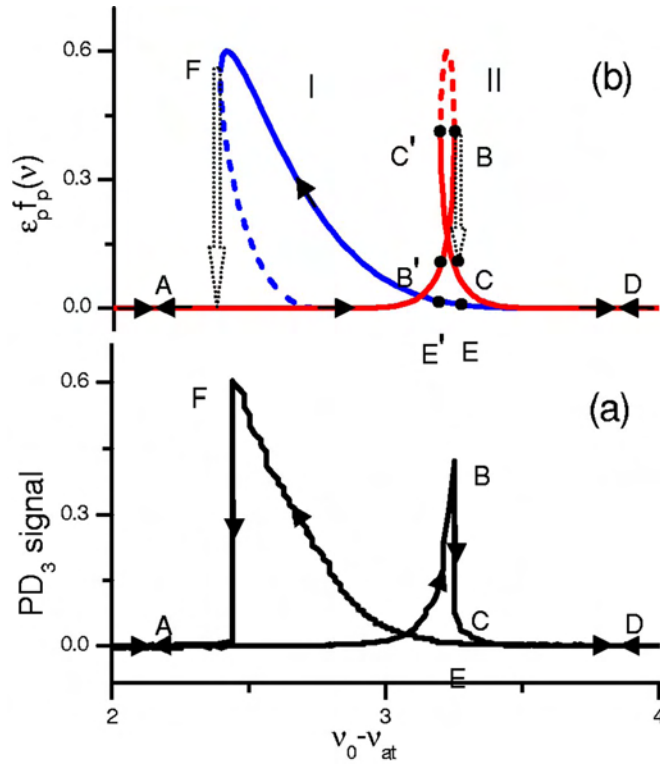


Fig. 4. (Color online) (a) Multistability curve probed by the out-of-the-loop Cs cell; (b) Theoretical fit, laser frequency analyzed by a Gaussian-shaped frequency discriminator ($\alpha_f = 2.1 \times 10^{-17} \text{ Hz}^{-2}$, used for the fit). The width of the large arrows accounts for the laser frequency jitter and indicates regions for the jumps to occur. The experimental parameters as well as the positions in the spectra (indicated by capital letters) are the same as in Fig. 2. A small scaling factor is used to adjust the horizontal scale of the spectrum (b) to the experimental one (a) (see text).

both the absorptive and the dispersive responses of the atomic filter are explored and where we have considered the parameters of Fig. 2 for the filter cell and the feedback coupling, with only a small horizontal scaling. The regions of instability (dotted curves) are avoided, resulting in a sudden change in the operation frequency (BC and FA jumps). The high frequency peak is associated to the curve II (dispersive) and predominates during the up-frequency scanning. Reversely, the curve I (absorptive) is followed in the down-frequency scanning.

If we limit the scanning to just after the frequency jump BC, we can observe different cycles of hysteresis [spectra (a) and (b) in Fig. 5] evolving according to the curves I and II of Fig. 2. The superposition of these curves with the large cycle corresponding to full scanning of the resonance shape [ABCDEFA in Fig. 4, see Fig. 5(c)] is displayed in Fig. 5(d), where one can identify three operation frequencies in the B'B, C'C and E'E ranges (see inset in Fig. 5). That is, this system presents three possible frequencies for the laser output for a given set of operation parameters. In fact, we are not able to get a complete cycle of bistability exploring only the dispersive branch (see the "tie" circuit: B'BCC'B', inset in Fig. 5). The limitation in exploring the narrow range of the "tie" is probably due to the laser jitter of about 100 MHz.[27] Therefore only part of the trajectory CC' is clearly explored,

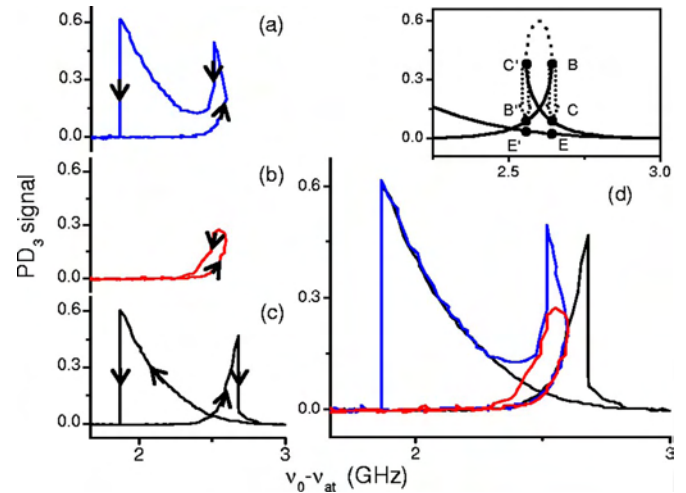


Fig. 5. (Color online) Hysteretic cycles when both absorptive and dispersive effects are important. (a), (b) Different cycles observed when limiting the scanning around the frequency jump BC. $\beta = 1.3 \text{ GHz/mW}$; $\alpha_f = 6.56 \times 10^{-18} \text{ Hz}^{-2}$; $\kappa_o = 46.2 \times 10^{-3}$; $\alpha_a = 0.3$. (c) Complete cycle; (d) Superposition of the (a)–(c) cycles. Inset, Detail of the calculated spectra [33].

reducing the zone of tristability [Fig. 5(d)]. This tristability in the frequency space is distinct from the amplitude one observes in [31], because it is a one-field radiation-atom interaction. Of course, one should expect much more effects and control using a second laser interacting with the nonlinear medium, as in polarization-related optical tristability.[32]

As explained in Section 1, the system may evolve along the absorptive curve and exhibit a bistable behavior [5] or include the dispersive curve in its path and show the multistable behavior displayed in Fig. 5. Whether the bi- or the multistable regime will arise depends on the relative importance of the dispersive to the absorptive effect of the filter, the feedback level, the filter saturation regime, and, above all, on the alignment of the reinjection beam. To

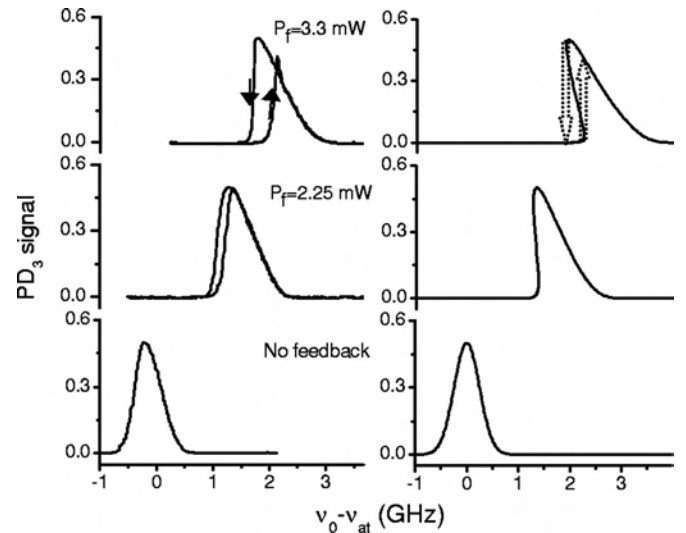


Fig. 6. Bistable hysteresis cycle as a function of the feedback power. Left, probe cell transmission; right, calculated spectra, with $\beta = 0.80 \text{ GHz/mW}$ and $\alpha_a = 0.34$.

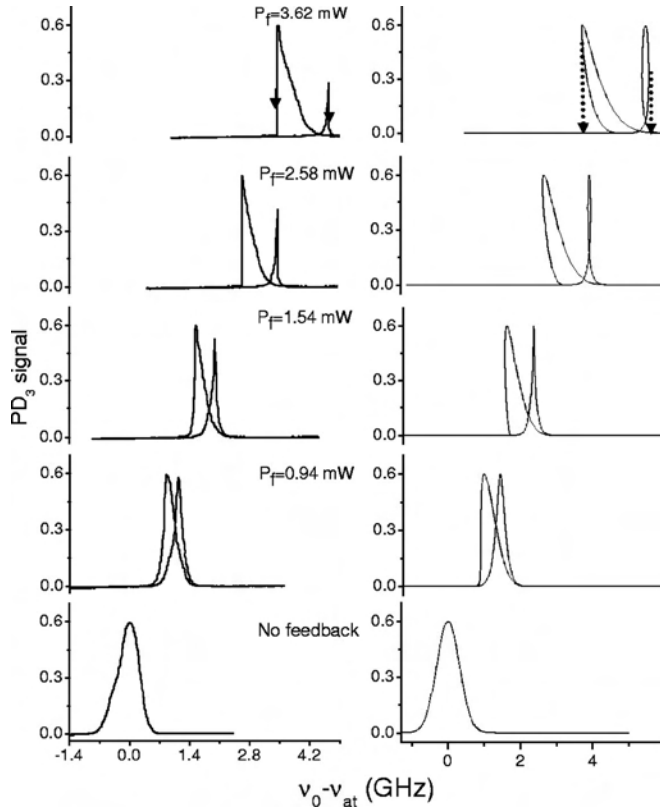


Fig. 7. Multistable hysteric cycle as a function of the feedback power. Left, probe cell transmission; right, calculated spectra, where the dotted lines indicate the frequency jumps.

analyze this last parameter, we first optimize the coupling of the feedback, through the maximization of the β coefficient (the largest out-of-resonance detuning for a given feedback power). In this condition we observe a multistable curve as that of Fig. 4(a), where the system evolves following almost independently the dispersive or the absorptive curve or jumping from one to the other. We are able to evidence the role of the absorption alone when we proceed according to the following empirical technique: Around the optimal central position of the feedback beam toward the diode laser, we misalign the beam such that the β coefficient drops by about 30%. In this condition, independently of the direction of the misalignment, we observe that the absorption effects gradually become predominant over the dispersive ones, giving spectra as those in Fig. 6, where the system follows only the curve I (see Figs. 2 and 6), resulting in a frequency bistable behavior. In these conditions the bistable response changes as a function of P_f , the feedback power (Fig. 6), but does not exhibit the multistability structure. This most complex structure arises at the optimized central position of the returned beam, and its evolution as a function of the feedback power is shown in Fig. 7: these spectra are distinct from the bistability ones. The results shown in Figs. 6 and 7 demonstrate our control of these hysteric cycles; we are able to reproduce their evolution for different levels of the feedback intensity, and their theoretical fits (right column in Figs. 6 and 7) are in excellent agreement. The perfect match between the experimental and the calculated spectra demands a small adjust of the α parameter of

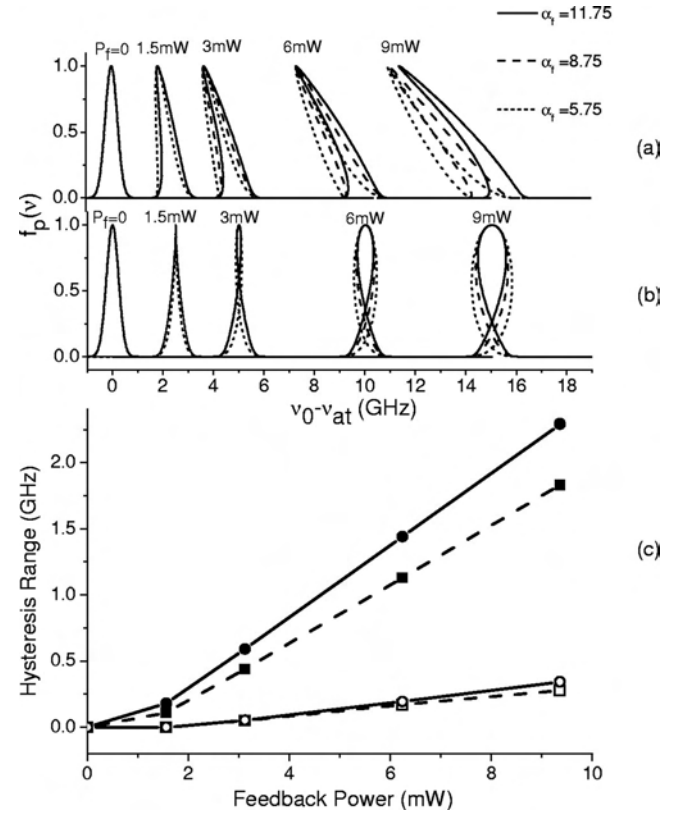


Fig. 8. Calculated spectra for different values of the feedback power and of the filter coefficient α_f due to the (a) imaginary and (b) real parts of the atomic vapor index of refraction. Note the linear displacement of the resonant frequency, related to the free laser ν_0 central resonance. For each power we show three spectra for different values of the α_f coefficient. For clarity, we omitted the arrows indicating the frequency jumps. (c) Hysteresis range [measured in the spectra of (a) and (b)] in the frequency of the laser under orthogonal-polarization filtered-feedback, probed by an absorptive frequency discriminator. The values of the α_f coefficient are 11.75 (circles) and 8.75 (squares) owing to absorptive (full symbols) or dispersive filter response (empty symbols).

both the filter and the probe cells. However, this is not unexpected because of the simplification we introduce in our calculations, ignoring the complex structure of the Cs D_2 line (hyperfine structure of both fundamental and excited states) and approaching the filter line shape by a Gaussian profile and hence neglecting saturation effects.

To find the best fit or have some clues for further experimental results we show in Fig. 8 calculated spectra for different values of the feedback power and of the α_f coefficient. Notice that for both the absorptive [Fig. 8(a)] and the dispersive [Fig. 8(b)] curve series the behaviors are very regular. After a threshold they present hysteresis (then bistability), which increases with the feedback power. We summarize these results in the curves of Fig. 8(c), where we have explored only a range of values of P_f and α_f that we could experimentally investigate. We have also analyzed the behavior of the multistable structure as a function of the atomic vapor density, the saturation power, and the feedback level; all the observations are consistent with the description obtained from Eq. (1) with the line shapes related to the real and imaginary parts of the atomic medium refraction index.

4. CONCLUSION

We have observed a very rich multistable behavior of the emission frequency of a semiconductor laser when submitted to an orthogonally polarized feedback controlled by a filter presenting both the absorptive and dispersive line-shapes of a Doppler-broadened atomic transition. This frequency multistable signal has the same amplitude stability than the laser without feedback, and all the observed spectra are described by a model considering the frequency shift of the laser as a function of the orthogonal feedback transmitted by the atomic filter. The complete description of the observed spectra provides the knowledge and, consequently, the control, of this system, which allows one to consider practical applications of this technique for building all-optical devices in the technological domains of optical communications and computing.

ACKNOWLEDGMENTS

We acknowledge helpful discussions with J. Tredicce. This work is supported by Brazilian agencies: Financiadora de Estudos e Projetos (FÊNIX project), CNPq and Capes (Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior—Comité Français d’Evaluation de la Coopération Universitaire et Scientifique avec le Brésil collaboration, # 456/04).

REFERENCES AND NOTES

1. L. A. Lugiato, “Theory of optical bistability,” in *Progress in Optics*, E. Wolf, ed. (North-Holland, 1984), vol. 21, p. 71, and references therein.
2. H. M. Gibbs, S. L. McCall, and T. N. C. Venkatesan, “Differential gain and bistability using a sodium-filled fabry–perot interferometer,” *Phys. Rev. Lett.* **36**, 1135–1138 (1976).
3. A. T. Rosenberger, L. A. Orozco, and H. J. Kimble, “Observation of absorptive bistability with two-level atoms in a ring cavity,” *Phys. Rev. A* **28**, 2569–2572 (1983).
4. A. Joshi and M. Xiao, “Optical multistability in three-level atoms inside an optical ring cavity,” *Phys. Rev. Lett.* **91**, 143904 (2003).
5. B. Farias, T. Passerat de Silans, M. Chevrolier, and M. Oriá, “Frequency bistability of a semiconductor laser under a frequency-dependent feedback,” *Phys. Rev. Lett.* **94**, 173902 1–4 (2005).
6. G. H. M. Van Tartwijk and D. Lenstra, “Semiconductor lasers with optical injection and feedback,” *J. Opt. B: Quantum Semiclassical Opt.* **7**, 87–143 (1995).
7. R. Lang and K. Kobayashi, “External optical feedback effects on semiconductor injection laser properties,” *IEEE J. Quantum Electron.* **16**, 347–355 (1980).
8. G. Huyet, S. Balle, M. Giudici, C. Green, G. Giacomelli, and J. R. Tredicce, “Low frequency fluctuations and multimode operation of a semiconductor laser with optical feedback,” *Opt. Commun.* **149**, 341–347 (1998).
9. D. W. Sukow, A. Gavrielides, T. Erneux, M. J. Baracco, Z. A. Parmenter, and K. L. Blackburn, “Two-field description of chaos synchronization in diode lasers with incoherent optical feedback and injection,” *Phys. Rev. A* **72**, 043818 (2005).
10. H. Erzgraber, B. Krauskopf, D. Lenstra, A. P. A. Fischer, and G. Vemuri, “Frequency versus relaxation oscillations in a semiconductor laser with coherent filtered optical feedback,” *Phys. Rev. E* **73**, 055201(R) (2006).
11. P. Saboureau, J.-P. Foing, and P. Schanne, “Injection-locked semiconductor lasers with delayed optoelectronic feedback,” *IEEE J. Quantum Electron.* **33**, 1582–1591 (1997).
12. R. Badii, N. Matuschek, T. Pliska, J. Troger, and B. Schmidt, “Dynamics of multimode diode lasers with strong, frequency-selective optical feedback,” *Phys. Rev. E* **68**, 036605 (2003).
13. O. K. Andersen, A. P. A. Fischer, I. C. Lane, E. Louvergneaux, S. Stolte, and D. Lenstra, “Experimental stability diagram of a diode laser subject to weak phase-conjugate feedback from a rubidium vapor cell,” *IEEE J. Quantum Electron.* **35**, 577–582 (1999).
14. M. Giudici, L. Giuggioli, C. Green, and J. R. Tredicce, “Dynamical behavior of semiconductor lasers with frequency selective optical feedback,” *Chaos, Solitons Fractals* **10**, 811–818 (1999).
15. A. P. A. Fischer, M. Yousefi, D. Lenstra, M. Carter, and G. Vemuri, “Filtered optical feedback induced frequency dynamics in semiconductor lasers,” *Phys. Rev. Lett.* **92**, 023901 (2004).
16. A. Gavrielides, T. Erneux, D. W. Sukow, G. Burner, T. McLachlan, J. Miller, and J. Amonettev, “Square-wave self-modulation in diode lasers with polarization-rotated optical feedback,” *Opt. Lett.* **31**, 2006–2008 (2006).
17. R. Ju, Y. Hong, and P. Spencer, “Semiconductor lasers subject to polarization-rotated optical feedback,” *IEEE Proc.: Optoelectron.* **153**, 131–137 (2006).
18. D. Cheng, T. Yen, E. Liu, and K. Chuang, “Suppressing mode hopping in semiconductor lasers by orthogonal-polarization optical feedback,” *IEEE Photonics Technol. Lett.* **16**, 1435–1437 (2004).
19. T. Heil, A. Uchida, P. Davis, and T. Aida, “TE-TM dynamics in a semiconductor laser subject to polarization-rotated optical feedback,” *Phys. Rev. A* **68**, 033811 (2003).
20. J. Houlihan, G. Huyet, and J. G. McInerney, “Dynamics of a semiconductor laser with incoherent optical feedback,” *Opt. Commun.* **199**, 175–179 (2001).
21. H. Yasaka, Y. Yoshikuni, and M. Watanabe, “Measurement of gain saturation coefficient of a DFB laser for lasing mode control by orthogonal polarization light,” *IEEE J. Quantum Electron.* **27**, 2248–2255 (1991).
22. H. Yasaka and H. Kawaguchi, “Linewidth reduction and optical frequency stabilization of a distributed feedback laser by incoherent optical negative feedback,” *Appl. Phys. Lett.* **53**, 1360–1362 (1988).
23. H. Chang, H. Wu, C. Xie, and H. Wang, “Controlled shift of optical bistability hysteresis curve and storage of optical signals in a four-level atomic system,” *Phys. Rev. Lett.* **93**, 213901 (2004).
24. C. Masoller, T. Sorrentino, M. Chevrolier, and M. Oriá, “Bistability in semiconductor lasers with polarization-rotated frequency-dependent,” *IEEE J. Quantum Electron.* **43**, 261–268 (2007).
25. The amplitude stability of the laser under orthogonal feedback occurs for operation above about the double of the threshold current, see [19].
26. M. Yousefi, D. Lenstra, G. Vemuri, and A. Fischer, “Control of nonlinear dynamics of a semiconductor laser with filtered optical feedback,” *IEEE Proc.: Optoelectron.* **148**, 233–237 (2001).
27. A. F. A. da Rocha, P. C. S. Segundo, M. Chevrolier, and M. Oriá, “Diode laser coupled to an atomic line by incoherent optical negative feedback,” *Appl. Phys. Lett.* **84**, 179–181 (2004).
28. J. E. Bjorkholm and A. Ashkin, “cw self-focusing and self-trapping of light in sodium vapor,” *Phys. Rev. Lett.* **32**, 129–132 (1974).
29. See, e.g., T. Ackemann, T. Scholz, Ch. Vorgerd, J. Nalik, L. M. Hoffer, and G. L. Lippi, “Self-lensing in sodium vapor: influence of saturation, atomic diffusion and radiation trapping,” *Opt. Commun.* **147**, 411–428 (1998), and references therein.
30. Equation (1) only gives the new frequency (ν) as a function of the free-laser frequency (ν_0). In order to reproduce the experimental transmission of the analysis filter (absorption cell, external to the feedback loop), which converts the

- emitted frequency ν into an amplitude signal $f_p(\nu)$, we plot the lineshape $f_p(\nu)$ as a function of ν_o .
31. M. Kitano, T. Yabuzaki, and T. Ogawa, "Optical tristability," *Phys. Rev. Lett.* **46**, 926–929 (1981).
 32. S. Cecchi, G. Giusfredi, E. Petriella, and P. Salieri, "Observation of optical tristability in sodium vapors," *Phys. Rev. Lett.* **49**, 1928–1931 (1982).
 33. The hysteresis cycles are either counterclockwise, as in the pure absorptive hysteresis, or clockwise, occurring when the two mechanisms provoking hysteresis are present. See, for instance, A. Joshi, W. Yang, and M. Xiao, "Hysteresis loop with controllable shape and direction in an optical ring cavity," *Phys. Rev. A* **70**, 041802(R) (2004).

All-optical frequency-controlled frequency switch

T. Sorrentino, O. Di Lorenzo, L. C. de Oliveira, M. Chevrollier, and M. Oriá*

*Laboratório de Física Atômica e Lasers, Departamento de Física, Universidade Federal da Paraíba,
Caixa Postal 5086, João Pessoa, Paraíba 58051-900, Brazil*

**Corresponding author: oria@otica.ufpb.br*

Received February 2, 2010; revised April 26, 2010; accepted May 26, 2010;
posted May 27, 2010 (Doc. ID 123729); published June 22, 2010

Orthogonally polarized optical feedback has been proven to act on the frequency of semiconductor lasers. The coupling of this feedback to a nonlinear filter results in bistability for the frequency of the laser output [Phys. Rev. Lett. **94**, 173902 (2005)]. This phenomenon opens the way to the development of all-optical devices such as a switch between frequency states of the optical emission. For demonstrating this particular application we use an AsGaAl monomode laser emitting around 852 nm, together with a warm atomic cesium vapor as a resonant filter. The output frequency state of the switch is determined by two different frequencies of a control laser, with each control frequency changing the switch frequency in only one direction. © 2010 Optical Society of America

OCIS codes: 140.2020, 190.1450, 250.6715, 350.2450.

1. INTRODUCTION

Optical communications and photonic applications with lasers are convenient technologies because of their high frequency characteristics and their insensitivity to electronic noise. It is therefore important to develop schemes where encoded light signals may be changed also by light, avoiding electronic stages in the apparatus. Practical setups to achieve light-controlled light require the intermediation of light-matter interactions, in order to guide or manipulate photons and information. Nonlinear processes in these interactions are at the very origin of the physics of building switches, gates, and other photonic components for optical circuitry [1]. High resonant susceptibilities of atomic and molecular media are therefore adequate for exploring mechanisms and configurations of all-optical network devices [2]. A few proposals and working of switch prototypes have been made with molecules [3–5], while the nonlinear media largely investigated for decades are atomic samples, particularly in experiments exploring the bistable behavior of radiation amplitude [6–8]. Indeed, optical bistability in the literature refers to two states of radiation amplitude for an optical hysteretic system [2]. Since Gibbs and collaborators [6] proposed applications for optical bistability, such as optical amplifiers, memories, limiters, etc., a large number of schemes exploring optical nonlinearities of atomic resonances have been presented. More recently, the goal of building devices for optical computation and communication has been extended to the so-called quantum computation through the promise of optical switches that work within a one-photon input regime. As a result, configurations using atomic media have also been proposed and demonstrated [7,8] to be appropriate for the construction of very low intensity optical switches, whose ultimate aim is to attain the one-photon level required for quantum computation [9]. Thus, a great amount of work has been done on the bistability behavior of light interacting with nonlinear systems [10]. Bistable laser light is a particularly suitable

vehicle to carry binary information in its amplitude as well as in its frequency modulation (FM). However, as already emphasized, the physical variable observed was, invariably, radiation amplitude, which led to the production of amplitude modulation (AM) optical switches, memories, etc.

Recently, the operation of laser in two or more output frequencies in the continuous-wave regime has been demonstrated [11,12]: A semiconductor laser under atomic-filtered orthogonal-polarized feedback can work at various states of its frequency output for the same system input parameters, and laser emission presenting bistable, tristable, or multistable (different loops of bistable) frequencies has been observed. These features occur at a constant level of laser emission power. These unique characteristics make this system a candidate for future applications in all-optical FM logic devices.

Orthogonal optical feedback has actually received a lot of attention due to the possibility of new applications, in particular because it avoids interfering with the oscillatory field inside the cavity of monomode lasers and it does not require phase matching between the re-injected and intracavity fields [13,14], often necessary in other stabilization techniques [15]. In semiconductor lasers, orthogonal feedback has led to the observation of rich dynamical behavior, such as mode-hopping suppression [16], high speed pulses [17,18], and polarization self-modulation in edge-emitting lasers [19,20] and in vertical-cavity surface-emitting (VCSELs) [21–23].

In this paper we explore the semiconductor laser sensitivity to orthogonal feedback and we demonstrate all-optical frequency switching of a diode laser (DL) operating in a bistable frequency regime with a constant output amplitude. Since the laser emission frequency depends on the intensity of feedback to the semiconductor cavity, we use a nonlinear filter to modulate the amplitude of the feedback beam, yielding hysteretic behavior for the laser frequency. The output frequency has therefore two pos-

sible values, which can be set by changing the transmission of the nonlinear filter. For this reason we use a second laser (control laser) to increase/decrease the transmission of the spectral filter. The control input, whose effect is frequency-determined, induces frequency-state switches in only one direction. The two command signals (increasing or decreasing the filter's transmission) work with about the same rise time, operate in a latch mode [24], and no reset is needed. This is, to our knowledge, the first configuration of a FM optical switch.

2. EXPERIMENTAL SETUP

The switch laser is a single-mode AsAlGa DL, stabilized in current and temperature (both within 10^{-4}), emitting around 852 nm, and with no special coating on its faces. An optical setup allows the return of a fraction of the output power back into the semiconductor gain medium, thanks to a high rejection polarizer. The experimental setup is schematically shown in Fig. 1. The polarization of the output beam is slightly elliptical, with an intensity ratio of 800:1 between the transverse electric (TE) and transverse magnetic (TM) components (parallel and perpendicular to the laser junction). The beam is sent through a polarizer that transmits the TE component and laterally reflects the TM one. We use the ejection axis of the polarizer to send back a TM-polarized beam into the DL cavity. The feedback intensity is controlled by a half-wave plate. The power of the feedback beam is measured, but the effective power coupled into the semiconductor cavity is not precisely known due to the asymmetric and subwavelength dimensions of the cavity. As the output frequency of the laser experiences a shift that linearly depends on the orthogonal feedback power [11], we optimize the alignment through maximizing the frequency shift for any given feedback level. The feedback intensity is spectrally filtered by a Doppler-broadened atomic absorption

line when a thermal cesium vapor ($T \approx 50^\circ\text{C}$) in a 20 mm long cell is inserted in the feedback loop. The filter absorption can be modified through the atomic density, which is adjusted by the temperature of the cell reservoir.

In our working conditions [11,12], the current is more than twice the threshold current: As related in [25], orthogonal-feedback-induced instabilities in the intensity of a semiconductor laser disappear at such “high” currents. We observe that the laser output power is essentially independent of the orthogonal feedback, within a residual variation of less than 1%.

In order to spectrally analyze the emission of the switch laser we use a Fabry–Perot (F–P) interferometer and a room-temperature cesium cell (analyzer in Fig. 1), both placed externally to the feedback circuit. To avoid any interference with the experiment, an optical isolator blocks residual reflections (particularly from the F–P of the analysis) as well as assures the one-way character of the feedback loop.

The FM switch control is performed by a distributed Bragg reflector (DBR)-type continuous-wave monomode AsAlGa DL, with a frequency set around 852 nm, in resonance with one of the two hyperfine sublevels of the Cs D_2 transition. A fraction of the control beam is sent through a room-temperature reference cesium cell (not shown in Fig. 1) to monitor the tuning of the control laser around the hyperfine transition of interest. A beam of a few tens of milliwatts, intensity-modulated by a mechanical chopper, is sent through the atomic filter, making a small angle with the switch beam so as to maximize the interaction volume with the atoms attenuating the beam.

3. RESULTS AND DISCUSSION

If one takes into account the linear shift of the laser frequency with the feedback power (the higher is the feedback power, the larger is the redshift) [26] and the modulation of the feedback power by the spectral filter, the frequency ν of the laser with feedback, as a function of the laser frequency ν_0 (i.e., without feedback), can be written as [11]

$$\nu = \nu_0 - \beta \kappa_0 [1 - \epsilon f(\nu)] P, \quad (1)$$

where β is the linear coefficient of the frequency shift as a function of the orthogonal feedback power; κ_0 gives the maximum fraction (out-of-resonance) of the optical power P returning into the switch laser, and ϵ is the amplitude coefficient of the normalized absorptive line shape. This line shape is assumed to be Gaussian, $f(\nu) = \exp[-\alpha(\nu - \nu_{at})^2]$, where $\alpha = (4 \log 2)/\Gamma_D^2$, with Γ_D being the full Gaussian width at half-maximum. With such a filter line shape [shown in Fig. 2(a)] the calculated laser frequency with feedback for typical values of the experimental variables is shown in Fig. 2(b) as a function of the laser frequency ν_0 , scanned around the atomic line center, ν_{at} .

As the switch laser frequency is scanned (by means of its injection current [27]) through the Cs D_2 line, the modulation of the orthogonal feedback field by the atomic line allows the observation of bistable and multistable cycles in the emission frequency [11,12,26]. Working in a bistable regime [see Fig. 2(b)], the switch laser frequency follows one of the two frequency branches [branch I in

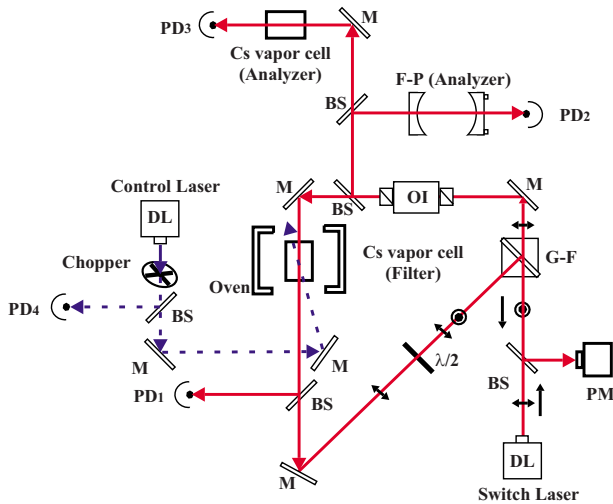


Fig. 1. (Color online) Experimental setup. The switch laser frequency is turned bistable through filtered orthogonally polarized optical feedback. The control laser operates the switch through manipulation of the atomic filter's transparency at the switch laser frequency. DL, diode laser; BS, beam splitter; PM, power meter; G-F, Glan–Foucault polarizer; M, mirror; OI, optical isolator; $\lambda/2$, half-wave plate; PD, photodetector; F-P, Fabry–Perot interferometer. Beam polarization: $\leftrightarrow$, TE; $\odot$, TM.

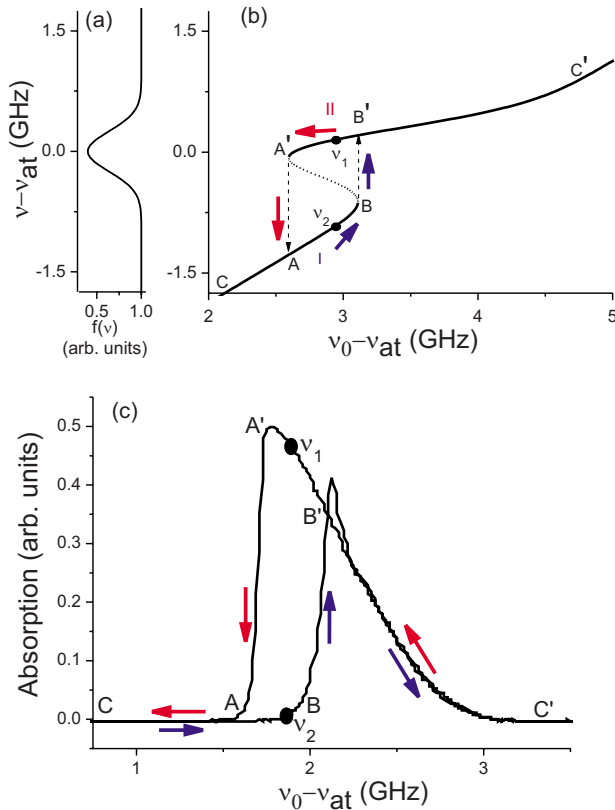


Fig. 2. (Color online) Frequency bistability of the switch laser. (a) Filter Gaussian spectral profile. (b) Laser emission frequency as a function of the solitary frequency [Eq. (1)], for $\beta = 1.5$ GHz/mW, $\epsilon = 0.32$, and $\kappa_0 = 5.4 \times 10^{-2}$. (c) Laser absorption of the switch laser beam by an analysis Cs vapor cell, as a function of the solitary laser frequency scanned around the $6S_{1/2}F=4 \rightarrow 6P_{3/2}F'$ Cs D_2 transition, showing hysteretic behavior and bistable frequency states ν_1 and ν_2 .

Fig. 2(b)] during the up scanning and the other one (branch II) during the down scanning. In Fig. 2(b) one can see that jumps between the two branches occur avoiding the unstable region ($d\nu/d\nu_0 < 0$, dotted part of the “S” curve [11]) of the filter line shape, where the optical orthogonal feedback amplifies frequency instabilities (positive feedback) and where the laser frequency shows runaway behavior [14]. Starting from point C, common to both up and down scans, increasing the laser frequency ν_0 (i.e., decreasing the injection current) makes the system evolve through branch I up to point B, where it jumps to point B' and follows further to point C'. From point C', decreasing the frequency makes the system return through branch II and, in point A', jump to point A and then go back to the initial frequency at point C. Figure 2(c) shows a bistable absorption spectrum in the analysis cell, with points corresponding to the ones shown in Fig. 2(b). Stopping the scan at point ν_1 , we can access state ν_2 by shifting the switch laser frequency to the red, reaching the frequency where the system jumps “downward.” Conversely, once at point ν_2 , a blueshift causes the frequency to jump “upward” back to state ν_1 .

A simple way to induce the frequency shifts necessary to switch between the two states of the switch laser frequency is to change the transmission of the atomic filter, modifying thus the feedback power returning to the

switch laser. It can be all-optically achieved by means of the control laser, when this laser is tuned to the convenient hyperfine level of the Cs D_2 line. Figure 3(a) shows the sublevels involved in the switching process.

Assuming the switch laser is in state ν_1 of the hyperfine transition $F=4 \rightarrow F'=3,4,5$ [28], if the control laser is tuned to the same hyperfine transition as the switch laser [Fig. 3(c)], a pulse from this laser momentarily diminishes the atomic population available to absorb the light of the switch laser due to the mechanism of optical pumping [29]. Hence, the transmission of the filter increases and the switch laser frequency is redshifted, causing it to jump downward and to reach a state between points A and C. When the pulse is gone, the switch laser frequency ν_0 [horizontal axis in Figs. 2(b) and 2(c)] returns to its initial value, which now corresponds to state ν_2 , i.e., to another value of the frequency of the switch laser with feedback [vertical axis in Fig. 2(b)]. The frequency jump is one-way only, and once it is done the switch laser frequency can no longer be affected by control laser pulses since back and forth redshifts cannot induce a return to the previous state [see Figs. 2(b) and 2(c)]. Now, if the switch laser is in state ν_2 and the control laser is tuned to the $F=3 \rightarrow F'=2,3,4$ transition [Fig. 3(d)], the control la-

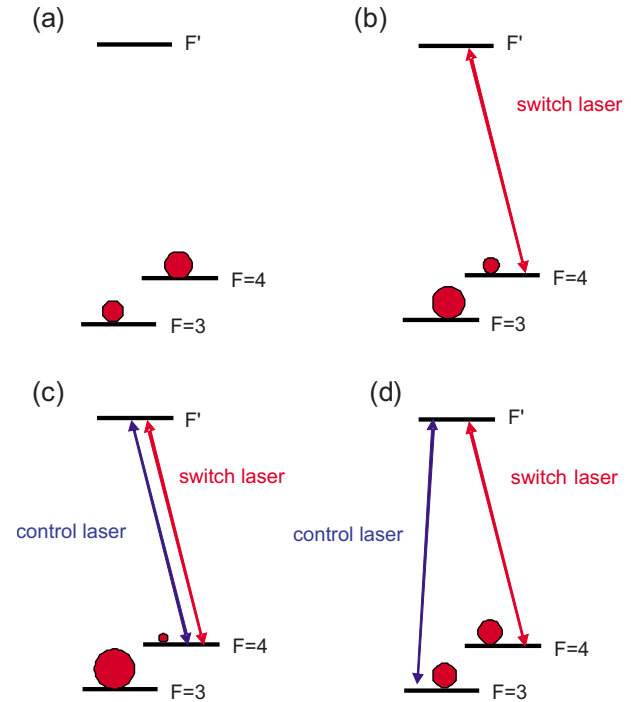


Fig. 3. (Color online) Scheme of the energy levels of Cs involved in the switch process, with the populations of each ground-state hyperfine sublevels represented by dots whose diameters are proportional to the respective population, for a few laser configurations. (a) The equilibrium populations in the fundamental sublevels $F=3$ and $F=4$ in the absence of incident radiation are proportional to their respective level degeneracy ($g_4/g_3=9/7$). (b),(c),(d) The switch laser beam is resonant with the $6S_{1/2}F=4 \rightarrow 6P_{3/2}F'$ transition. (b) The switch laser beam slightly depletes the $F=4$ population in favor of $F=3$ [29]. (c) The control laser beam, resonant with the same $F=4 \rightarrow F'$ transition, further depletes the $F=4$ population, decreasing the medium opacity for the first laser. (d) The control laser beam, resonant with the $F=3 \rightarrow F'$ transition, ensures re-equilibration of the ground sublevel populations [29].

ser optically pumps atoms from the $F=3$ to the $F=4$ hyperfine level, increasing the number of atoms available to absorb the switch laser light and thus lowering the transmission of the filter. The resulting decrease in the orthogonal feedback intensity shifts the switch laser frequency to the blue and induces the upward jump to point B', relaxing to state ν_1 when the control pulse has faded.

Figure 4 shows the all-optical frequency switching of the switch laser from state ν_1 to state ν_2 , when both switch and control lasers are resonant with the $F=4 \rightarrow F'$ transition. Figure 5 shows the ν_2 to ν_1 switch, when the switch laser is resonant with the $F=4 \rightarrow F'$ transition and the control laser is resonant with the $F=3 \rightarrow F'$ transition. The upper figures in Figs. 4 and 5 exhibit the amplitude modulation of the control laser by a mechanical chopper, as detected by photodetector PD4 shown in Fig. 1. At $t=t_0$, the control laser beam, initially blocked, is suddenly allowed to interact with the filter. The bottom figures in Figs. 4 and 5 show the simultaneously measured absorption of the switch laser beam by an analysis cesium vapor cell, as registered by photodetector PD3. In Fig. 4 (Fig. 5) we observe that, when the control laser is released, the absorption of the switch laser by the analysis cell changes abruptly, reflecting the switching from the frequency state ν_1 to ν_2 (ν_2 to ν_1). After the frequency jump, we note that further modulation of the control laser still slightly (8%–20% in the measurements of Figs. 4 and 5) perturbs the switch laser frequency but cannot change the frequency state. The residual modulation in Figs. 4(b) and 5(b), as the vapor transparency modulation by the control laser proceeds, corresponds to the absorption modulation when the switch laser frequency is varied around ν_1 or ν_2 . In order to decrease this modulation, the control intensity should be just sufficient to change the

vapor optical density so that the switch laser frequency change is slightly larger than $(\nu_1 - \nu_{A'})$ (or $\nu_B - \nu_2$), triggering the switch. On the other hand, high intensities are necessary to shorten the optical pumping time: the control laser intensity should therefore be optimized to reconcile short optical pumping times with low FM during the switch process. Figures 4 and 5 were recorded under conditions ($I_{\text{control}} > I_{\text{saturation}}$) where the corresponding frequency variation is much larger than necessary to operate the switch. However, in normal working conditions (control pulse to trigger the switch), the post-pulse control laser intensity is kept off so that the switch laser operates either in state ν_1 or ν_2 , with no further FM, thus reducing the low-intensity requirement. The high-intensity requirement is balanced by the fact that the switching time is mainly limited by the response time of the semiconductor laser to the orthogonal feedback: Using an acousto-optic modulator and a fast photodetector, the time response of the system has been measured with and without the vapor filter. The rising and falling times have shown to be of the order of 10 μs in both cases and have been therefore attributed to the semiconductor itself. As for the switch laser intensity, it has to be sufficient to return to the laser cavity approximately -20 dB of intensity with a sufficient on-/off-resonance contrast (see [11]). The power incident on the filter from the switch laser was ≈ 20 mW and the one from the control laser was ≈ 44 mW, both with a beam diameter of ≈ 2 mm.

The resonant saturation intensity for the Cs D_2 transition is ≈ 1 mW/cm². The absence of the field that causes the switching does not change the output state, meaning that it is a latching switch, and from Figs. 4 and 5 we can see that a large contrast between the two output states is achieved [more than 1 GHz of separation; see Fig. 2(b)].

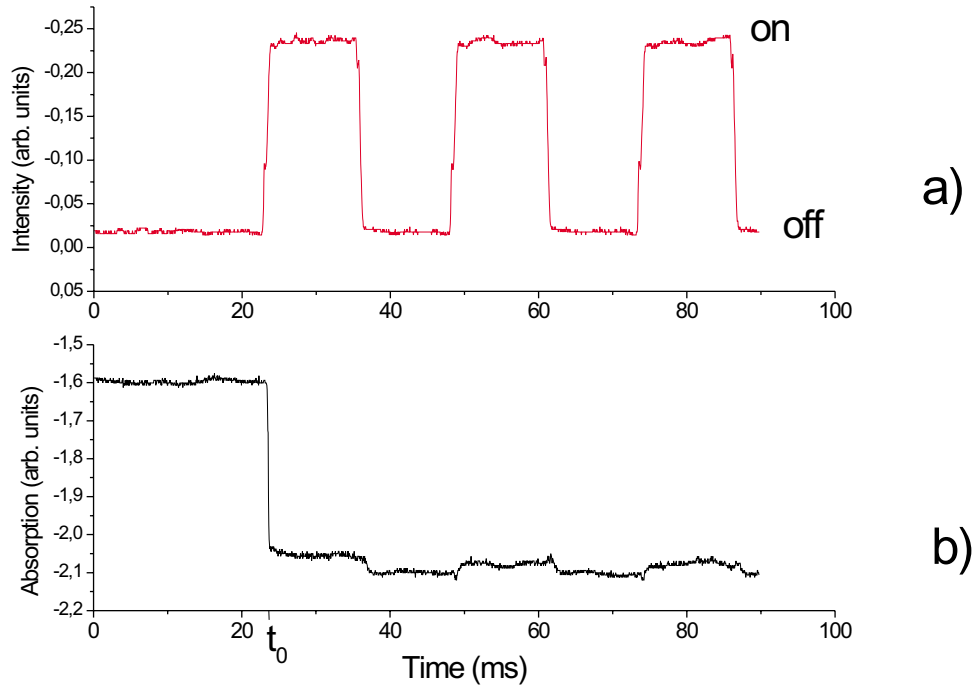


Fig. 4. (Color online) Demonstration of the control pulse-induced switch from state ν_1 to state ν_2 : (a) The control laser amplitude incident on the atomic filter is modulated by a chopper. At $t=t_0$, the first control pulse makes the switch laser frequency jump from state ν_1 to state ν_2 , as evidenced in (b) by the sudden variation of the absorption in the analysis cell. After switching, the control laser does not change the switch laser frequency state.

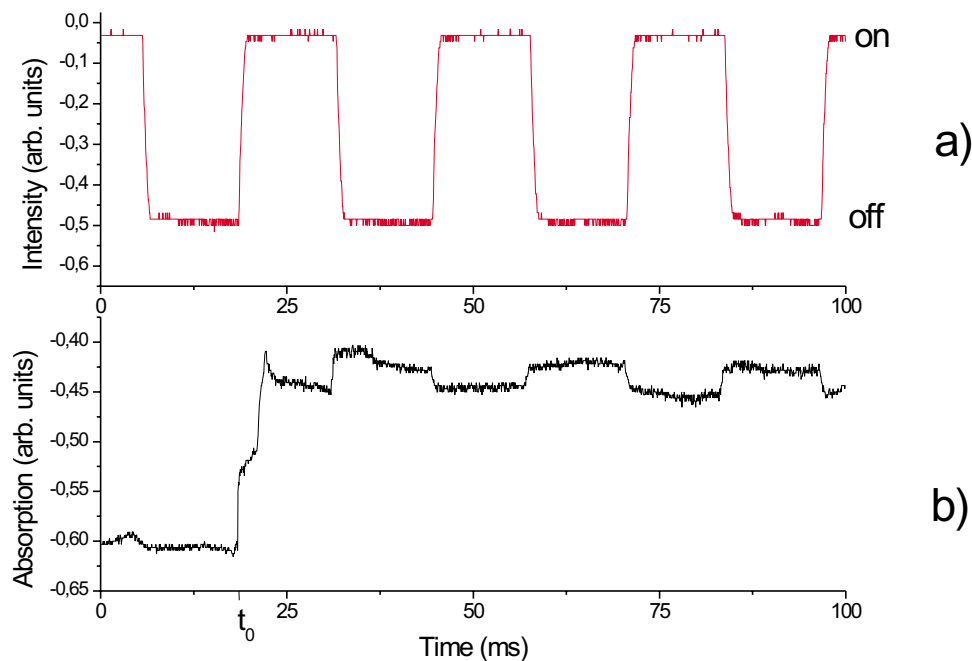


Fig. 5. (Color online) Demonstration of the control pulse-induced switch from state ν_2 to state ν_1 : (a) The control laser amplitude incident on the atomic filter is premodulated by a chopper. At $t=t_0$, the first control pulse makes the switch laser frequency jump from state ν_2 to state ν_1 , as evidenced in (b) by the sudden variation of the absorption in the analysis cell.

Unlike other switches that work based on an input modifying the level of the output amplitude, we have here an amplitude signal input leading to a frequency output signal with a stable amplitude. Hence, we have automatically satisfied two conditions for scalability [30]: (i) input amplitude variations do not affect the output amplitude (signal level restoration) and (ii) the output does not have back-action on the input (input-output isolation). The remaining condition for this switch to be scalable is cascability, i.e., the capacity of the device output having power enough to drive the input of at least two equal devices. However, in the present configuration, the issue of getting the right control frequency needs to be addressed.

4. CONCLUSION

We have experimentally demonstrated the operation of a diode-laser (DL)-based all-optical frequency switch by means of an atomic filter modulating the amount of orthogonally polarized optical feedback into the laser cavity. The switching between two frequencies is triggered by an optical pulse whose frequency unambiguously determines the switch direction. The laser output amplitude is constant throughout the frequency switching processes. This optical device represents the first development of an all-optical FM switch.

REFERENCES AND NOTES

1. S. D. Smith, "Lasers, nonlinear optics and optical computers," *Nature* **316**, 319–324 (1985).
2. H. M. Gibbs, *Optical Bistability: Controlling Light with Light* (Academic, 1985).
3. G. L. Lippi, H. Grassi, T. Ackemann, A. Aumann, B. Schapers, J. P. Seipenbusch, and J. R. Tredicce, "Bistability and transients in CO₂ laser patterns," *J. Opt. B: Quantum Semiclassical Opt.* **1**, 161–165 (1999).
4. E. Arimondo and B. M. Dinelli, "Optical bistability of a CO₂ laser with intracavity saturable absorber: Experiment and model," *Opt. Commun.* **44**, 277–282 (1983).
5. F. M. Raymo and S. Giordani, "All-optical processing with molecular switches," *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **99**, 4941–4944 (2002).
6. H. M. Gibbs, S. L. McCall, and T. N. C. Venkatesan, "Differential gain and bistability using a sodium-filled Fabry–Perot interferometer," *Phys. Rev. Lett.* **36**, 1135–1138 (1976).
7. A. M. C. Dawes, L. Illing, S. M. Clark, and D. J. Gauthier, "All-optical switching in rubidium vapor," *Science* **308**, 672–674 (2005).
8. J. Zhang, G. Hernandez, and Y. Zhu, "All-optical switching at ultralow light levels," *Opt. Lett.* **32**, 1317–1319 (2007).
9. D. Lukin, "Trapping and manipulating photon states in atomic ensembles," *Rev. Mod. Phys.* **75**, 457–472 (2003).
10. A. M. C. Dawes, D. J. Gauthier, S. Schumacher, N. H. Kwong, R. Binder, and A. L. Smirl, "Transverse optical patterns for ultra-low-light-level all-optical switching," *Laser Photonics Rev.* **4**, 221–243 (2010).
11. B. Farias, T. Passerat de Silans, M. Chevrollier, and M. Oriá, "Frequency bistability of a semiconductor laser under a frequency-dependent feedback," *Phys. Rev. Lett.* **94**, 173902 (2005).
12. M. Oriá, B. Farias, T. Sorrentino, and M. Chevrollier, "Multistability in the emission frequency of a semiconductor laser," *J. Opt. Soc. Am. B* **24**, 1867–1873 (2007).
13. H. Yasaka and H. Kawaguchi, "Linewidth reduction and optical frequency stabilization of a distributed feedback laser by incoherent optical negative feedback," *Appl. Phys. Lett.* **53**, 1360–1362 (1988).
14. 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," *Appl. Phys. Lett.* **84**, 179–181 (2004).
15. D. M. Kane and K. A. Shore, eds., *Unlocking Dynamical Diversity: Optical Feedback Effects on Semiconductor Lasers* (Wiley, 2005).
16. D.-L. Cheng, T.-C. Yen, E.-C. Liu, and K.-L. Chuang, "Suppressing mode hopping in semiconductor lasers by orthogonal-polarization optical feedback," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **16**, 1435–1437 (2004).

17. T.-C. Yen, J.-W. Chang, J.-M. Lin, and R.-J. Chen, "High-frequency optical signal generation in a semiconductor laser by incoherent optical feedback," *Opt. Commun.* **150**, 158–162 (1998).
18. D.-L. Cheng, T.-C. Yen, J.-W. Chang, and J.-K. Tsai, "Generation of high-speed single-wavelength optical pulses in semiconductor lasers with orthogonal-polarization optical feedback," *Opt. Commun.* **222**, 363–369 (2003).
19. W. H. Loh, A. T. Schremer, and C. L. Tang, "Polarization self-modulation at multigigahertz frequencies in an external-cavity semiconductor-laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.* **2**, 467–469 (1990).
20. W. H. Loh and C. L. Tang, "Numerical investigation of ultrahigh frequency polarization self-modulation in semiconductor lasers," *IEEE J. Quantum Electron.* **27**, 389–395 (1991).
21. S. Jiang, Z. Pan, M. Dagenais, R. A. Morgan, and K. Kojima, "High-frequency polarization self-modulation in vertical-cavity surface-emitting lasers," *Appl. Phys. Lett.* **63**, 3545–3547 (1993).
22. H. Li, A. Hohl, A. Gavrielides, H. Hou, and K. D. Choquette, "Stable polarization self-modulation in vertical-cavity surface-emitting lasers," *Appl. Phys. Lett.* **72**, 2355–2357 (1998).
23. M. Sciamanna, T. Erneux, F. Rogister, O. Deparis, P. Meéret, and M. Blondel, "Bifurcation bridges between external-cavity modes lead to polarization self-modulation in vertical-cavity surface-emitting lasers," *Phys. Rev. A* **65**, 041801 (2002).
24. G. Langholtz, A. Kandel, and J. Mott, *Foundations of Digital Logic Design* (World Scientific, 1998), p. 340.
25. T. Heil, A. Uchida, P. Davis, and T. Aida, "TE-TM dynamics in a semiconductor laser subject to polarization-rotated optical feedback," *Phys. Rev. A* **68**, 033811 (2003).
26. C. Masoller, T. Sorrentino, M. Chevrolier, and M. Oriá, "Bistability in semiconductor lasers with polarization-rotated frequency-dependent optical feedback," *IEEE J. Quantum Electron.* **43**, 261–268 (2007).
27. The current scanning is small enough to produce any appreciable amplitude modulation.
28. The Doppler full width at half-maximum of the Cs D_2 line shape in a Cs vapor cell is larger than the separation between the excited hyperfine sublevels so that the linear absorption on this transition consists of a single broad line (actually, the sum of three Doppler-broadened hyperfine lines), still reasonably well fitted by a Gaussian curve.
29. Spontaneous emission from the excited F' levels takes place toward $F=4$ and $F=3$ with similar probabilities. In the absence of a mechanism to redistribute the populations between the two ground sublevels, the population piles up in the uncoupled state (optical pumping process). However, in ordinary (glass or metallic) optical cells, a certain amount of population thermalization is achieved through collisions of the atoms with the cell walls. See, for example, H. N. de Freitas, A. F. A. da Rocha, M. Chevrolier, and M. Oriá, "Radiation trapping and spin relaxation of cesium atoms at cell walls," *Appl. Phys. B* **76**, 661–666 (2003).
30. R. W. Keyes, "Information, computing technology, and quantum computing," *J. Phys. Condens. Matter* **18**, S703–S719 (2006).