



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

Pós-Graduação em Física

**DINÂMICA EM LASER DE DIODO COM
CAVIDADE EM ANEL**

Edison Javier Rosero Salazar

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

Recife
Novembro de 2011

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

Edison Javier Rosero Salazar

DINÂMICA EM LASER DE DIODO COM CAVIDADE EM ANEL

Trabalho apresentado ao Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre em Física.

Orientador: *José Roberto Rios Leite*

Recife
Novembro de 2011

Catálogo na fonte
Bibliotecária Joana D'Arc L. Salvador, CRB 4-572

Salazar, Edison Javier Rosero.
Dinâmica em laser de Diodo com cavidade em
anel / Edison Javier Rosero Salazar. – Recife: O
Autor, 2011.
xii, 80 f.: fig. tab.

Orientador: José Roberto Rios Leite.
Dissertação (Mestrado) - Universidade Federal de
Pernambuco. CCEN. Física, 2011.

Inclui bibliografia.

1. Óptica não-linear. 2. Lasers semicondutores. 3. Caos
nos sistemas. 4. Diodos. I. Leite, José Roberto Rios
(orientador). II. Título.

535.2 (22. ed.)

FQ 2011-049



Universidade Federal de Pernambuco
Departamento de Física – CCEN
Programa de Pós-Graduação em Física
Cidade Universitária - 50670-901 Recife PE Brasil
Fone (+55 81) 2126-8449/2126-9450 - Fax (+55 81) 3271-0359
<http://www.df.ufpe.br/pg> e-mail: posgrad@df.ufpe.br

cer da Banca Examinadora de Defesa de Dissertação de Mestrado

Edison Javier Rosero Salazar

NÂMICA EM LASER DE DIODO COM CAVIDADE EM ANEL

a Banca Examinadora composta pelos Professores José Roberto Rios Leite (Presidente e Orientador), Lúcio Hora Acioli, ambos do Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco e Hugo L. D. S. Cavalcanti, do Departamento de Física da Universidade Federal da Paraíba, consideram o candidato:

Aprovado Reprovado Em exigência

Esta decisão foi tomada em reunião da Comissão de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física do Centro de Ciências Exatas e da Natureza da Universidade Federal de Pernambuco em 28 de março de 2011.

Prof. José Roberto Rios Leite
Presidente e Orientador

Prof. Lúcio Hora Acioli

Prof. Hugo Leonardo Davi de Souza
Cavalcante

AGRADECIMENTOS

Muitas pessoas contribuíram direta e indiretamente para a realização deste trabalho. Em primeiro lugar gostaria de agradecer ao Professor Rios o qual sempre compartilhou comigo sua sabedoria com paciência e dedicação. Além de ser meu orientador, ganhei um grande amigo que me ensinou a rir fazendo Física com a frase: “Não perca uma boa piada”, frase esta que amenizou os dias de trabalho. Agradeço também ao Professor Jorge Tredicce por sua contribuição constante na realização deste trabalho, a quem sempre vi como um exemplo de profissional em Física. Agradeço enormemente ao pessoal da Oficina de Eletrônica o Marcos e a Priscila que contribuíram no desenho e na implementação de muitos equipamentos utilizados neste trabalho. Ao professor Lúcio Acioli pelas sugestões e a paciência. Ao Murilo Sodré que foi meu companheiro de estudo e amigo me ajudando em diversas situações. A angelica Melo pelas experiências, os sorrisos e o carinho constante. Aos meus colegas de curso estiveram sempre presente: Albert, Wendson, Gustavo, Heloísa, Hugo, Pablo e Denise. Aos meus companheiros Colombianos em especial Janeth, Alejandra, Hans, Miguel Zorro, Miguel Duran e Juan Piña. Agradeço o CNPq e a Facepe-Pronex projeto número APQ 1639:05.06, pelo suporte financeiro, sem o qual seria impossível a realização deste trabalho.

RESUMO

Nesta dissertação, estudamos experimentalmente a dinâmica de um laser de diodo operando com uma cavidade ótica externa implementada numa configuração tipo anel. A cavidade externa tem um comprimento efetivo de 3 metros para uma oscilação ótica. A cavidade é composta por três espelhos que permitem um controle e caracterização dos modos de emissão. Verificou-se que os dois modos contrapropagantes funcionaram travados em frequência para valores de corrente abaixo do limiar do laser sem cavidade externa e apresentaram flutuações de baixa frequência acima deste valor. Instabilidades em função do alinhamento da cavidade e da corrente de bombeio também foram observadas. Um sistema de detecção de pulsos com características caóticas e duração na escala de nanosegundos foi montado com fotodetectores com respostas em frequências de 2 GHz. Séries numéricas destas pulsações foram estudadas em suas composições espectrais. Um tratamento das equações para a estabilidade de cavidades óticas foi realizado e a comparação dos espectros de frequência dos modos não longitudinais observados apresenta concordância com os cálculos feitos. Modelos teóricos para a dinâmica dos pulsos, com equações de taxas e incluindo a competição dos modos foram tratados numericamente e comparados com os experimentos. A inclusão de efeitos de absorvedor saturável, devido as regiões da camada da junção diodo que não atinge o limiar de amplificação, foi testada nos modelos teóricos. A dinâmica observada experimentalmente está em concordância com o modelo proposto.

Palavras-chave: Cavidade em anel, Diodo semiconductor, LFF, Pulsações, Caos.

ABSTRACT

This dissertation describes experiments on the dynamics of a semiconductor diode laser operating with an external optical ring cavity. The cavity had a 3 m round trip length and was composed of three mirrors adjustable for characterization of the emission modes. With pump current below and near the solitary threshold the counter propagating modes were observed to be locked in frequency. Just above this threshold bidirectional instabilities appear with chaotic power drops typical of the Low Frequency Fluctuation that occur in Fabry-Perot laser with feedback. Tilted alignment of the external cavity along with appropriate pump current changed the nature of the pulsed instability of higher order cavity modes. Up to 2 GHz frequency composition of the pulsed instabilities were characterized. Optical spectra and radio frequency spectra of pulsed power time series were obtained to compare with theoretical models. A model for ring cavity stability, predicting the expected optical frequency composition of the pulses was solved numerically. Good comparison was shown between the experimental observations and the calculation for the fundamental longitudinal and the first transverse accepted modes of the cavity. A theoretical model for the pulsed dynamics, using rate equations, was also done and compared well with the observations. The model included the effects of saturated absorption due to the junction regions that do not attain the amplifying condition but are visited by the light beam created under external cavity operation.

Keywords: Ring Cavity, Self-Pulsation, Low Frequency Fluctuations, Chaotic pulsations.

SUMÁRIO

Capítulo 1—Introdução	1
Capítulo 2—Ótica de cavidades	4
2.0.1 Feixe gaussiano	6
2.0.2 Interação de feixe gaussiano com lentes	9
2.0.3 Modos de ordem superior tipo Hermite-Gaussiano	11
2.0.4 Cavidades laser	12
2.0.5 Modos em cavidades óticas: Fase de Gouy	17
2.0.6 Análise de raios	19
2.0.7 Matriz de transferencia de raios	19
2.0.8 Laser em anel	24
Capítulo 3—Lasers de semicondutor	26
3.1 Princípios de operação	26
3.1.1 Junção p-n	27
3.2 Interação radiação-matéria num material semicondutor	30
3.3 Descrição fenomenológica do laser de semicondutor	35
3.3.1 Ganho	35
3.3.2 O parâmetro α	36
3.3.3 Equações de taxa	37
3.4 Laser em anel	40
3.4.1 Competição de dois modos	43
Capítulo 4—Experimentos no laser com cavidade em anel	45
4.1 Cavidade externa tipo anel	45
4.2 Implementação do laser com cavidade externa	48
4.3 Modos da cavidade	53
4.4 Operação bidirecional do Laser	54
4.5 Oscilações auto-sustentadas na potência do Laser	58
4.5.1 Modelo teórico	68
4.5.2 Equações de taxa	68

Capítulo 5—Discussão dos experimentos e modelos	71
5.1 Operação bidirecional do laser	71
5.2 Oscilações auto-sustentadas na potência do laser	73
Capítulo 6—Conclusões	76
Referências Bibliográficas	78

LISTA DE FIGURAS

2.1	Figura esquemática que mostra os detalhes da análise proposta	5
2.2	Distribuição da amplitude de campo para o raio gaussiano ou modo fundamental.	7
2.3	Propagação de um feixe gaussiano: Indica-se a cintura do feixe onde as frentes de onda ficam planas. Mostra-se a difração de campo distante para o modo fundamental onde as frentes de onda ficam esféricas com variação hiperbólica da intensidade ao longo do eixo z	8
2.4	Mostra-se o parâmetro confocal z_0 do feixe gaussiano.	11
2.5	Configuração modal criada na cavidade pelo confinamento da radiação. Destaca-se o tempo de ida e volta e a constante de perdas κ associada com o fator Q . A emissão laser monomodo é estabelecida quando um destes modos é selecionado da larga faixa de frequências que possui a curva de ganho emitida pelo material.	15
2.6	Cavidade ótica composta por dois espelhos de diferente raio de curvatura. Mostra-se o contorno do feixe e a localização da cintura.	16
2.7	Raio paraxial passando através de um elemento ótico. A saída do raio depende das condições de entrada e as propriedades óticas do elemento. Para raios paraxiais as quantidades na saída x_2 e x'_2 são linearmente dependentes das quantidades na entrada.	20
2.8	Matrizes de raios para 4 elementos óticos simples empregados neste trabalho. De cima para abaixo da esquerda para direita são mostrados a transferência do raio numa distância d ; a transferência através de uma lente delgada com distância focal f ; combinação de dos dois elementos anteriores e por último é mostrada a matriz de transferência de raios para um espelho esférico de raio de curvatura R	20
2.9	Esquema ilustrativo para a compreensão física da equação 2.67, desenvolvida na referência [1]	22
2.10	Laser em anel Bidirecional	25
3.1	Descrição pictórica das bandas de energia de uma junção p-n	28
3.2	Bandas de energia de uma junção p-n quando se aplica uma voltagem	29
3.3	Estrutura básica para um laser de diodo de dupla hetero-estrutura	30
3.4	Cavidade ótica tipo Fabry-Perot	33
3.5	Análise de estabilidade para dois modos operando num meio como função da constante de acoplamento C . $T_i = \alpha_i/\theta_{ij}$, $O_i = \alpha_i/\beta_{ij}$ e O_3 a solução bidirecional.	44

4.1	Configuração passiva do ressonador em anel construído. 1 Espelho plano. 2 Lente convergente, distância focal $f = 3\text{mm}$. 3 Espelho esférico, raio de curvatura $R = 1.44\text{m}$. 4 Espelhos planos refletividade 99% e 70%. $\theta \approx 16^\circ$.	45
4.2	Esquema de raios para a cavidade em anel com o meio de ganho, o laser de semiconductor. A ótica do anel exterior pode ser configurada para fazer o anel no mesmo plano ou ortogonal ao o plano de junção. Observa-se também os detectores das ondas contrapropagantes.	46
4.3	Cintura do feixe no espelho plano número 1 depois de uma oscilação na cavidade. Calculado segundo a equação 2.78. Região de valores de L para os quais a condição de estabilidade 2.66 é válida.	48
4.4	Nesta figura é apresentado o cálculo do quociente entre o tamanho de abertura do laser e o diâmetro do feixe no plano tangencial e sagital expressado porcentualmente. O tamanho da saída no laser é de $3\mu\text{m} \times 1\mu\text{m}$. Portanto, maiores acoplamentos são atingidos quando o parâmetro L atinge valores acima dos 76 cm.	49
4.5	Curva Potência da luz/Corrente e Bombeio para o laser solitário e o laser com realimentação óptica. Os valores obtidos para a corrente do limiar no caso do laser sem cavidade e do laser operando com a cavidade em anel foram de $14,5\text{mA}$ e $12,9\text{mA}$. Por conseguinte achamos um ξ de 11% para uma distância L da cavidade externa igual a 0.735m	50
4.6	Montagem experimental. 1. Barras de material invar formando uma estrutura rígida, constituem o suporte para a cavidade. Os principais elementos que precisam da estabilidade mecânica e térmica são acoplados a esta. 2. O laser de semiconductor no suporte e o controle da temperatura mediante o circuito que inclui o módulo Peltier. Na frente, é possível ver a lente colimadora anti-reflexão colocada na saída do laser. Esta última foi controlada através de suporte micrométrico em todas as direções espaciais, usando um suporte <i>ULTRAlignTM</i> da Newport. 3. Espelho esférico com recobrimento de ouro, montado no interior do suporte. Parafusos micrométricos controlam o alinhamento do feixe de ida e volta. É colocado um piezoelétrico neste espelho com o objetivo de examinar pequenas diferenças na dinâmica com aumento ou diminuição do comprimento da cavidade. 4. Espelhos planos ortogonais os quais criam o caminho em anel.	52
4.7	Fases de Guoy tangencial e sagital Φ_T e Φ_S em função do comprimento L da cavidade, calculadas a partir da equação 2.69	53
4.8	Transformada rápida de Fourier da serie temporal obtida experimentalmente, no detetor CW mostrado na figura 4.2. 17 mA de corrente.	54
4.9	Transformada rápida de Fourier da serie temporal obtida experimentalmente, no detetor CW mostrado na figura 4.2. 33 mA de corrente. A comparação dos espectros de frequência dos modos não longitudinais observados apresenta concordância com os cálculos feitos.	54

- 4.10 Operação bidirecional. A escala da primeira figura é de $5mV/div$ e a segunda foi mudada para $20mV/div$. O zero do nível DC está definido na parte superior da tela como o indica a seta azul. A cavidade laser em anel começa a operar acima de $12mA$ de corrente. É possível registrar o incremento na potência da luz com um fotodetector polarizado inversamente. Devido a este fato, o nível DC do sinal na tela do osciloscópio se desloca negativamente para potências maiores. O sinal amarelo na figura a direita e a transformada rápida de Fourier do sinal azul, mostrando claramente a aparição das flutuações de baixa frequência, acima de $15.5mA$ de corrente aplicada, o qual indica dominancia dos efeitos da retroalimentação sob os efeitos resultantes da cavidade com configuração em anel. 55
- 4.11 Nível DC medido no regime bidirecional. Sentido horário (clockwise CW) e antihorário (counter-clockwise CCW). As duas ondas contrapropagantes têm a mesma intensidade, medida em dois detetores iguais, colocados a distâncias iguais da saída de luz na cavidade. 56
- 4.12 Espectro ótico que caracteriza a emissão do laser bidirecional construído, no intervalo de $13mA$ a $15mA$, para as duas direções de propagação, sentido horário e antihorário. A emissão bidirecional foi monomodo ótico dentro da resolução do espectromêtro utilizado (*Ocean Optics HR4000*, 0.02 nm resolução ótica). As dinâmicas dos modos da cavidade não foram medidas e portanto não foi possível garantir emissão monomodo da cavidade laser em anel. 57
- 4.13 Acima de $15mA$ de corrente observa-se LFF (Low Frequency Fluctuations) nas duas direções de propagação. 57
- 4.14 Curva Potencia da luz em função da corrente e Bombeio para o laser solitário e o laser com realimentação ótica. Os valores obtidos para a corrente do limiar no caso do laser sem cavidade e do laser operando com a cavidade em anel foram de $14,5mA$ e $14mA$. Por conseguinte achamos um valor de ξ de 3,5% para uma distância L da cavidade externa igual a $73,5m$ 59
- 4.15 Pulsação estacionária obtida durante o processo de alinhamento do laser em anel, $I = 14.3mA$. Mostra-se somente a componente AC da pulsação, levando em conta que existe uma componente DC associada. Largura de banda do detetor de 500 MHz. Utilizo-se além do detetor um amplificador operacional de baixo ruído com largura de banda de aproximadamente 3 GHz. 60
- 4.16 Outra forma da pulsação estacionária obtida durante o processo de alinhamento do laser em anel, $I = 14.3mA$. Mostra-se somente a componente AC da pulsação, levando em conta que existe uma componente DC associada. Largura de banda do detetor foi aproximadamente de 2 GHz. Utilizou-se além do detetor um amplificador operacional de baixo ruído com largura de banda de aproximadamente 3 GHz. 60

4.17	Mesma pulsação estacionária da figura 4.15, $I = 14.3mA$. Neste caso, a largura de banda do detetor é de 2 GHz. Utilizo-se além do detetor um amplificador operacional de baixo ruído com largura de banda de aproximadamente 3 GHz.	61
4.18	Transformada rápida de Fourier da série temporal da figura 4.15. É possível observar a frequência dominante de 32 MHz, indicando possíveis batimentos dos modos transversais.	61
4.19	Transformada rápida de Fourier da série temporal da figura 4.16. É possível observar frequências dominantes de 22 MHz e 50 MHz.	62
4.20	Transformada rápida de Fourier da série temporal da figura 4.17. É possível observar a frequência dominante de 50 MHz e múltiplos dela. Esta frequência corresponde a um modo da cavidade quando o alinhamento não corresponde a um caminho em anel e sim, a uma cavidade tipo Fabry-Perot.	62
4.21	Espectro óptico estacionário correspondente ao estado reportado nas gráficas 4.17, 4.20, 4.15, 4.18. Durante a pulsação do laser o espectro mantém a forma e a frequência, portanto se consegue uma emissão estável.	63
4.22	Fenômeno de oscilação resultante quando a lente de acoplamento número 2 na figura 4.1 foi trocada por uma lente 06 GLC 001 [2] da <i>MELLES – GRIOTTM</i> com uma distância focal de 6.5mm e uma distância de trabalho de 0.78mm. $I = 25mA$	63
4.23	Transformada rápida de Fourier da série temporal da figura 4.22. É possível observar a frequência dominante de 50MHz.	64
4.24	Intensidade das oscilações para diferentes valores de corrente.	66
4.25	Frequências medidas experimentalmente para cada valor mostrado na figura 4.24	67
4.26	Comparação da solução numérica obtida pelas equações de taxa propostas para o valor da intensidade do campo $ E ^2$ e o resultado obtido experimentalmente. No cálculo, foi usado o fator de retroalimentação baixo (1.5%), e o tempo de retardo de nosso experimento (10 ns). Outras constantes foram: $T_{12} = 2.65$, $T_{21} = 1.6$, $T_1 = 1.5$ e $T_2 = 1.3$ [3], $\kappa = 0.015 = 1.5\%$, $i = 22mA$, $\xi_1 = 4.28 \times 10^4$, $\xi_2 = 2.70 \times 10^4$, $\Gamma_1 = 0.1834$, $\Gamma_2 = 0.1748$	70
4.27	Solução numérica das equações de taxa propostas para os valores das populações nas duas regiões N_1 , N_2	70
5.1	Solução do modelo de Yamada sem retroalimentação de luz. Esta figura permite a interpretação do fenômeno das pulsações que foi explicada no parágrafo acima	73
5.2	Compara-se o resultado da figura 4.26 com o cálculo das equações sem relacioná-los com a difusão. Os parâmetros usados foram mantidos com objetivo de estabelecer a diferença entre a simulação dos comportamentos com e sem a difusão de portadores.	74
5.3	Comparação de resultados quando se varia o tempo de difusão entre regiões. 75	75

LISTA DE TABELAS

- 4.1 Parâmetros usados no calculo numerico. Na referência [4] são discutidos a origem e o significado físico de alguns parâmetros que foram usados. . . 69

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Os lasers semicondutores têm gerado uma grande revolução tecnológica desde a sua aparição em 1962, sendo a principal fonte de radiação coerente empregada em comunicações óticas. Isto deve-se ao fato de que este elemento pode ser acoplado com fibras óticas e consegue atingir uma rápida resposta da luz a modulações elétricas. Os processos de fabricação são implementados em grande escala garantindo lasers de rápida manipulação e operação, já que não apresentam elementos óticos susceptíveis a desalinhamento. Entre as inúmeras aplicações encontra-se o estudo do laser de semicondutor em presença de uma cavidade externa. Neste caso é possível construí-la com elementos óticos [5] ou uma parte do mesmo laser pode ser usado como uma segunda cavidade através de processos de fabricação adequados [6]. Usando diversos tipos de cavidade tais como Fabry-Perot e anel se consegue diversas dinâmicas quando parte da luz emitida é reinjetada na cavidade do laser de semicondutor. Estas configurações são de grande importância do ponto de vista tecnológico como também do ponto de vista da pesquisa da dinâmica não-linear. Tal realimentação afeta o comportamento da emissão laser, tendo diferentes comportamentos para diferentes níveis de realimentação e diversas configurações de cavidade externa [7].

Lasers de semicondutor acoplados com cavidades externas são sistemas inicialmente projetados com o objetivo de fornecer estabilidade na emissão e frequência única com um alto grau de supressão de modos secundários. Adicionalmente, o uso de cavidades externas permitem ajustar o comprimento de onda ao longo de um determinado intervalo. Existem duas configurações básicas implementadas: a cavidade externa de grande comprimento, na qual a diferença de frequência $\Delta\nu$ entre os modos da cavidade chega a ser menor ou comparável às frequências de relaxação do laser (criadas na cavidade interna, devido a ressonâncias intrínsecas pela não-linearidade do meio de ganho, onde as populações de elétrons e fótons oscilam antes de atingir os seus valores estacionários), com valores na faixa de megahertz, ou seja, tempos de ida e volta da cavidade maiores a $1ns$. Na configuração de cavidade curta, o espaçamento entre frequências modais da cavidade externa chega a ser maior que a frequência das oscilações de relaxação, conseqüentemente $\Delta\nu$ fica na faixa de gigahertz, com tempos de ida e volta menores a $1ns$.

Se a cavidade externa for implementada com uma configuração em anel, então é possível ter duas direções de propagação para a luz laser gerada no material semiconductor. A interação destes modos na região de ganho do laser semiconductor, pode resultar em operação bidirecional ou unidirecional, com frequências iguais para as duas direções. Este tipo de sistema possui um grande potencial de aplicações na área tecnológica, já que é possível quebrar a degenerescência nas frequências de propagação da luz para as duas direções, simplesmente pela rotação sob um eixo perpendicular ao plano do anel. As duas direções chegam a possuir frequências de propagação diferentes cuja diferença será proporcional com a frequência de rotação (Efeito Sagnac). Então, um laser em anel bidirecional têm aplicação imediata na construção de giroscópios com um alto grau de sensibilidade.

Um laser em anel com meio semiconductor usado para construção de um giroscópio pode ser mais simples, comparado com outros giroscópios ópticos (usando lasers de gás ou lasers de estado sólido). Isto é evidente dado que dispositivos semicondutores podem chegar a ser fabricados em massa com um baixo custo e com a vantagem de fácil integração monolítica com outros tipos de dispositivos eletrônicos semicondutores. Além disso, lasers com configuração em anel usando semicondutores são objeto de estudo, já que podem ser aplicados como portas lógicas em sistemas ópticos de comutação em computação, quando é usado o fato de que apresentam regimes de operação tais como bidirecional, unidirecional e comportamentos caóticos determinísticos dependendo de parâmetros que podem ser controlados de diversas formas.

Este número de aplicações relevantes justifica o estudo deste tipo de sistemas e constitui a motivação principal para a projeção e implementação da primeira cavidade laser em anel funcionando no grupo de Dinâmica de Lasers do Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco (UFPE). Esta dissertação é portanto, o primeiro trabalho experimental e teórico no nosso grupo nesta linha de pesquisa. Temos como objetivo fornecer as bases para o desenvolvimento de pesquisas básicas e avançadas no sistema de lasers em anel semicondutores. Esta dissertação está organizada da seguinte forma: no primeiro capítulo introduzimos alguns conceitos básicos sobre a ótica de cavidades, os quais serão usados para a projeção e estudo da cavidade laser montada experimentalmente. Estudamos o comportamento da luz quando é confinada e os critérios de estabilidade para cavidades usadas na construção de um laser. No segundo capítulo encontra-se uma revisão de conceitos básicos sobre o laser semiconductor. Finalmente mostramos no

terceiro capítulo o resultado experimental da primeira tentativa de construção e operação inicial de um laser de semicondutor com cavidade em anel. Neste capítulo são apresentados os métodos e materiais empregados, além de medições de modos da cavidade e estabilidade de operação em comparação com estudos teóricos realizados. Feito isto, é mostrado como resultado o funcionamento do laser nas duas direções com frequências iguais travadas em fase. Estudaram-se os comportamentos dinâmicos conhecidos como auto-pulsações do laser devido a desalinhamento da cavidade. Foram feitas simulações para explicar tais comportamentos e comparadas com os resultados achados experimentalmente. No capítulo dedicado a discussão avalia-se os resultados obtidos.

ÓTICA DE CAVIDADES

Em geral, para qualquer cavidade ótica construída para um sistema laser, é observado que a luz no interior mantém uma distribuição de campo que permanece ao redor e perto do eixo do sistema, com uma frente de onda não planar. Então, é preciso procurar as soluções da equação de onda, as quais satisfazem os anteriores requerimentos. Feito isto, é necessário avaliar estas soluções para fazê-las compatíveis com uma dada estrutura de cavidade. Apresentaremos aqui o formalismo para estabilidade de modos em cavidades óticas, principalmente baseados nas referencias [8], [9], [10], [11], [12]. Após a descrição de modelos para cavidades tipo Fabry-Perot, tratamos a configuração em anel e com vistas ao entendimento dos modos observados em nossos experimentos com meio amplificador de junção diodo semiconductor.

Considera-se uma onda monocromática e a aproximação paraxial, na qual os campos eletromagnéticos são uniformes e circular ou linearmente polarizados. O campo elétrico pode ser descrito por uma quantidade escalar

$$E(x, y, z, t) = \tilde{E}(x, y, z, t) \exp(i\omega t) \quad (2.1)$$

a equação de onda para qualquer componente do campo ou potencial de uma onda eletromagnética é:

$$\nabla^2 \tilde{E} + k^2 \tilde{E} = 0. \quad (2.2)$$

Uma solução para a amplitude do campo pode ser obtida usando a integral de Fresnel-Kirchhoff, que enuncia que para uma dada distribuição $\tilde{E}(x_1, y_1, z_1)$ no plano $z = z_1$, a distribuição resultante do campo $\tilde{E}(x, y, z)$, do plano que fica numa coordenada z na direção de propagação da onda, é dada pela seguinte equação [8]

$$\tilde{E}(x, y, z) = \frac{i}{\lambda} \iint \tilde{E}(x_1, y_1, z_1) \frac{\exp(-ikr)}{r} \cos\zeta dx_1 dy_1 \quad (2.3)$$

com r sendo a distância entre o ponto com coordenadas (x_1, y_1) e o ponto P com coordenadas (x, y) , ζ é o angulo entre a linha que leva ao ponto P e a normal ao plano. A

integral dupla é feita sobre a superfície de abertura arbitrária, localizada no plano z_1 , λ é o comprimento de onda.

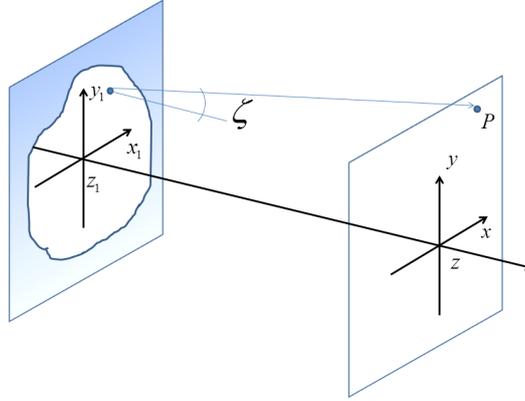


Figura 2.1 Figura esquemática que mostra os detalhes da análise proposta

Escrevendo $r = \sqrt{(z - z_1)^2 + (x - x_1)^2 + (y - y_1)^2}$ e considerando a aproximação paraxial, onde se cumpre que $|x - x_1|, |y - y_1| \ll |z - z_1|$ e $\cos\zeta \cong 1$, então

$$r \cong (z - z_1) + \frac{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2}{2(z - z_1)}, \quad (2.4)$$

substituindo 2.4 na equação 2.3 temos que

$$\tilde{E}(x_1, y_1, z_1) = \frac{i \exp(-ik(z - z_1))}{\lambda(z - z_1)} \int \int \tilde{E}(x_1, y_1, z_1) \exp(-ik \frac{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2}{2(z - z_1)}) dx_1 dy_1. \quad (2.5)$$

A equação 2.5 é a integral de Huygens-Fresnel-Kirchhoff na aproximação de Fresnel. É conhecido que as soluções simples da equação de onda 2.2 independente do tempo são ondas planas transversais. Contudo, estas soluções simples não são adequadas quando tratamos com um feixe laser real ao interior de uma cavidade. As soluções que descrevem um comportamento mais próximo da realidade estão relacionadas com as ondas planas, mas as amplitudes irão variar transversalmente ao eixo de propagação. Para luz viajando na direção do eixo z temos uma possível solução dentro da aproximação paraxial, onde a onda viaja a pequenos ângulos ζ na direção z

$$\tilde{E}(x, y, z) = \psi(x, y, z) \exp(-ikz) \quad (2.6)$$

onde ψ é uma função complexa de variação lenta e leva em conta a distribuição de

intensidade não-uniforme: a expansão do raio com a distância de propagação e a curvatura das frentes de fase. Inserindo equações 2.6 em 2.2 e desprezando a segunda derivada de ψ com z temos a solução para a amplitude do campo E na forma diferencial:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} - 2ik \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0. \quad (2.7)$$

Se substituirmos a equação 2.6 na 2.5, então é possível achar a solução para o campo E, na forma integral e dentro dos limites da aproximação paraxial.

$$\psi(x, y, z) = \frac{i}{\lambda(z - z_1)} \iint \psi(x_1, y_1, z_1) \exp(-ik \frac{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2}{2(z - z_1)}) dx_1 dy_1 \quad (2.8)$$

as equações 2.7 e 2.8, são completamente equivalentes e fornecem a mesma solução para a amplitude do campo dentro da aproximação paraxial.

2.0.1 Feixe gaussiano

Uma solução de 2.7, pode ser escrita como:

$$\psi(x, y, z) = \exp[-i(P(z) + \frac{k}{2q(z)} r^2)] \quad (2.9)$$

onde $r^2 = x^2 + y^2$ é a distância ao eixo de propagação. $P(z)$ representa um fator de fase complexo, associado com a propagação do feixe, e $q(z)$ é um parâmetro complexo descrevendo uma variação de tipo esférica das frentes de fase perto do eixo de propagação. Este tipo de solução não é a única para a equação 2.2, contudo a solução 2.9 é a mais importante, sendo conhecida como *modo fundamental*. Substituindo a equação 2.9 na 2.2, temos que $\dot{P} = \frac{-i}{q}$, $\dot{q} = 1$. Para entender o significado físico e as propriedades do modo fundamental, é conveniente introduzir dois parâmetros reais R e w , relacionados ao parâmetro complexo q através de

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - \frac{i\lambda}{\pi w^2} \quad (2.10)$$

quando calculamos a intensidade do feixe dada pela equação uu^* , e substituímos 2.10 achamos que

$$uu^* = \exp\left(\frac{-2r^2}{w^2}\right) \quad (2.11)$$

e então, a equação 2.11 mostra claramente a dependência gaussiana da intensidade com a distância r . O significado físico de $w(z)$ é uma medida do decaimento da amplitude de campo com a distância ao eixo z . Em outras palavras, $w(z)$ é a distância ao eixo z onde a intensidade diminui $\frac{1}{e^2}$ do seu valor máximo sobre o eixo, conseqüentemente sua amplitude diminui $\frac{1}{e}$ do seu valor axial. O valor $2w(z)$ é conhecido como o diâmetro do feixe. $R(z)$ é o raio de curvatura das frentes de onda que cortam o eixo z . O feixe gaussiano atinge um diâmetro mínimo $2w_0$ em um ponto conhecido como a cintura do feixe. Nesta posição a frente de fase das ondas é plana. Usando equação 2.10 vemos que em $2w_0$ o raio de curvatura R é infinito portanto temos que:

$$q_0 = i \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \tag{2.12}$$

a uma distância z longe da cintura temos que o parâmetro q é $q = q_0 + z = i \frac{\pi w_0^2}{\lambda} + z$. Então usando este fato e novamente a equação 2.10, temos para os parâmetros R e w

$$w^2(z) = w_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right] \tag{2.13}$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right] \tag{2.14}$$

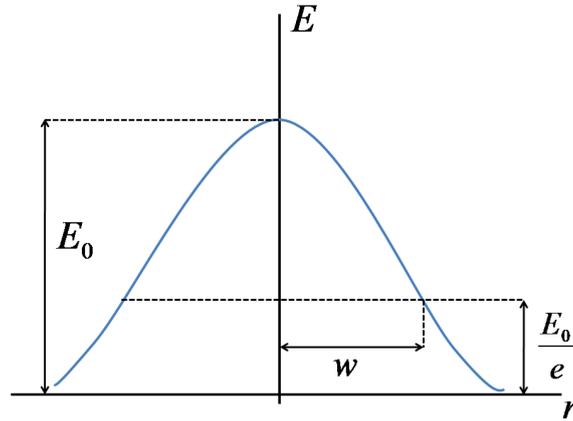


Figura 2.2 Distribuição da amplitude de campo para o raio gaussiano ou modo fundamental.

Das equações 2.13 2.14 fica claro que $w(z)$ se expande com a distância z seguindo uma hipérbole com assíntotas inclinadas em relação ao eixo de propagação, fazendo um ângulo $\theta = tg^{-1} \frac{\lambda}{\pi w_0}$. Se a divergência não for muito grande, então $\theta = \frac{\lambda}{\pi w_0}$. A figura 2.3,

esquematisa estas propriedades.

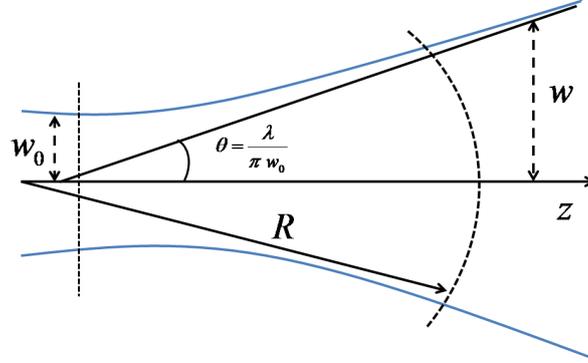


Figura 2.3 Propagação de um feixe gaussiano: Indica-se a cintura do feixe onde as frentes de onda ficam planas. Mostra-se a difração de campo distante para o modo fundamental onde as frentes de onda ficam esféricas com variação hiperbólica da intensidade ao longo do eixo z .

As equações 2.13, 2.14, podem ser aproveitadas para expressar w_0 e z em termos de w e R

$$w_0^2(z) = \frac{w^2}{\left(1 + \left(\frac{\pi w^2}{\lambda R}\right)^2\right)} \quad (2.15)$$

$$z = \frac{R}{\left(1 + \left(\frac{\pi w^2}{\lambda R}\right)^2\right)} \quad (2.16)$$

a fase complexa existente a uma distância z da cintura do feixe pode ser calculada nesta sequência. Para isto é possível usar o fato de que $q = q_0 + z = \frac{i\pi w_0^2}{\lambda} + z$ com a equação resultante da solução 2.9 $\dot{P} = \frac{-i}{q}$, resultando em

$$\dot{P} = \frac{-i}{\frac{i\pi w_0^2}{\lambda} + z} \quad (2.17)$$

integrando temos que

$$iP(z) = \ln\left(\sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right)^2}\right) - itg^{-1}\left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right) \quad (2.18)$$

a parte real de P representa uma diferença de fase ϕ entre o feixe gaussiano e uma onda plana ideal, enquanto a parte imaginária produz um fator de amplitude $\frac{w_0}{w}$ que resulta na diminuição da intensidade no eixo devido a expansão do feixe. Com estes resultados

o feixe gaussiano fundamental pode ser escrito na forma:

$$u(r, z) = \frac{w_0}{w} \exp(-i(kz - \phi) - r^2(\frac{1}{w^2} + \frac{ik}{2R})) \quad (2.19)$$

$$\phi = \text{tg}^{-1}\left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right) \quad (2.20)$$

2.0.2 Interação de feixe gaussiano com lentes

Uma lente pode ser usada para focalizar um feixe de laser, ou para produzir um feixe de diâmetro e curvatura da frente de fase adequado para injeção em uma determinada estrutura ótica. Uma lente ideal deixa a distribuição do campo transversal de um modo inalterado. Um feixe de entrada em modo gaussiano atravessará a lente e continuará sendo gaussiano. Então uma lente ideal mudará somente o raio de curvatura do feixe gaussiano quando este o atravessa. O feixe gaussiano é caracterizado principalmente pelo parâmetro complexo q . Se o feixe passa através de um meio isotrópico e homogêneo, então o parâmetro q varia de acordo com as equações anteriormente descritas. Uma lente ideal delgada de distância focal f transforma uma onda esférica incidente com raio de curvatura R_1 imediatamente à esquerda da lente, em uma onda esférica com raio de curvatura R_2 imediatamente à direita deste, em seguida temos

$$\frac{1}{R_2} = \frac{1}{R_1} - \frac{1}{f} \quad (2.21)$$

a lente transforma as frentes de fase do raio e modifica os raios de curvatura. O diâmetro do raio w permanece o mesmo (na aproximação de lente fina) **imediatamente** depois de passar pela lente, por consequência da equação 2.10 os parâmetros q das ondas incidente e transmitida estão relacionados por

$$\frac{1}{q_2} = \frac{1}{q_1} - \frac{1}{f} \quad (2.22)$$

se depois de atravessar a lente, os parâmetros q_1 e q_2 , são medidos a distâncias d_1 e d_2 então

$$\frac{1}{q_2 - d_2} = \frac{1}{q_1 - d_1} - \frac{1}{f} \quad (2.23)$$

para o valor do parâmetro q_2

$$q_2 = \frac{\left(1 - \frac{d_2}{f}\right) q_1 + \left(d_1 + d_2 - \frac{d_1 d_2}{f}\right)}{\frac{-q_1}{f} + \left(1 - \frac{d_1}{f}\right)} \quad (2.24)$$

se a lente é colocada na posição z onde fica a cintura do feixe w_{01}

$$\frac{1}{q_1 + d_1} = -i \frac{\lambda}{\pi w_{01}^2} \quad (2.25)$$

o parâmetro q depois de atravessar a lente nestas condições é

$$\frac{1}{q_2 - d_2} = -i \frac{\lambda}{\pi w_{01}^2} - \frac{1}{f} \quad (2.26)$$

reorganizando os termos se chega a

$$\frac{1}{q_2} = \frac{(d_2 - f) + \left(\frac{\lambda f}{\pi w_{01}^2}\right)^2 d_2 - i \frac{\lambda f}{\pi w_{01}^2}}{(d_2 - f)^2 + (\lambda f d_2)} \quad (2.27)$$

pela condição $Re\left(\frac{1}{q_2}\right) = 0$ é possível achar a nova cintura do feixe após percorrer a lente. Fazendo isto na equação 2.27

$$(d_2 - f) + \left(\frac{\lambda f}{\pi w_{01}^2}\right)^2 d_2 = 0 \quad (2.28)$$

$$d_2 = \frac{f}{1 + \left(\frac{\lambda f}{\pi w_{01}^2}\right)^2} \quad (2.29)$$

a quantidade $\left(\frac{\pi w_{01}^2}{\lambda}\right)$ é conhecida como parâmetro confocal z_0 , e mede a distância axial dentro da qual o raio do feixe permanece dentro de um fator de $\sqrt{2}$ do seu valor mínimo w_0 .

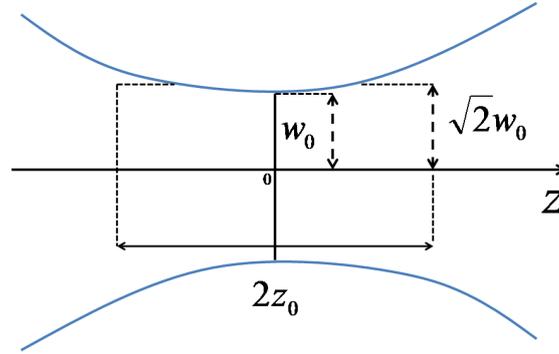


Figura 2.4 Mostra-se o parâmetro confocal z_0 do feixe gaussiano.

Se o parâmetro confocal for muito menor que a cintura do feixe, depois de passar pela lente, estará perto do ponto focal da lente. O diâmetro w_{02} deste feixe, é dado pela análise da parte imaginária da equação 2.27

$$w_{02} = \frac{w_{01}}{\left(1 + \left(\frac{z_0}{f}\right)^2\right)^{\frac{1}{2}}} \quad (2.30)$$

se a lente não é colocada na cintura do feixe incidente w_{01} , o novo diâmetro do feixe, depois de ser focalizado, pode ser achado pela seguinte equação (não será demonstrado)

$$w_{02} = \frac{w_{01}}{\left(1 + \left(\frac{\pi w_{01}}{\lambda R_1}\right)^2\right)^{\frac{1}{2}}} \quad (2.31)$$

com w_{01} sendo o diâmetro do feixe na entrada da lente e R_1 o seu raio de curvatura na entrada da lente. Se a lente estiver colimada (ondas planas) sobre a superfície da lente (onde w_{01} seria o raio da lente). Usando 2.31 a nova cintura do feixe é

$$w_{02} \approx \frac{\lambda f}{w_{01} \pi} \quad (2.32)$$

2.0.3 Modos de ordem superior tipo Hermite-Gaussiano

Na seção anterior apenas uma solução de 2.2 foi discutida. O chamado modo fundamental, que é um feixe de luz com a propriedade de que em cada seção transversal o perfil de intensidade é dado pela distribuição gaussiana. A largura deste perfil muda

conforme o feixe se propaga ao longo de seu eixo. Entretanto, existem outras soluções de 2.2 com propriedades similares. Essas soluções formam um conjunto completo e ortogonal de funções e são chamados de *modos de propagação*. Cada distribuição arbitrária de luz monocromática pode ser expandida em termos desses modos. A solução

$$\psi = g\left(\frac{x_1}{w}\right) \cdot h\left(\frac{y_1}{w}\right) \exp(-i(P + \frac{k}{2q}(x_1^2 + y_1^2))) \quad (2.33)$$

pode ser substituída na 2.2

$$\frac{d^2 H_m}{dx^2} - 2x \frac{dH_m}{dx} + 2mH_m = 0 \quad (2.34)$$

$$g \cdot h = H_m\left(\sqrt{2} \frac{x_1}{w_x}\right) H_n\left(\sqrt{2} \frac{y_1}{w_y}\right) \quad (2.35)$$

finalmente a equação 2.33 fica como:

$$\psi(x_1, y_1, z_1) = H_m\left(\sqrt{2} \frac{x_1}{w_x}\right) H_n\left(\sqrt{2} \frac{y_1}{w_y}\right) \exp(-i(P + \frac{k}{2q}(x_1^2 + y_1^2))). \quad (2.36)$$

Estas funções próprias particulares da equação de onda, podem ser expressas então como o produto dos polinômios de Hermite H_l e a função gaussiana. m e n são números inteiros que indicam modos transversais. Para conhecer a diferença de fase, temos que levar em conta que o parâmetro R é o mesmo para todos os modos, implicando que a curvatura da frente de fase é a mesma, e muda do mesmo jeito para todos os modos, sem importar a ordem do modo. A diferença de fase ϕ é uma função do número de modo

$$\phi(m, n; z) = (m + n + 1) \operatorname{tg}^{-1}\left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right) \quad (2.37)$$

2.0.4 Cavidades laser

Diversos materiais nos quais se obtém processos de emissão de radiação mediante bombeio óptico ou elétrico numa certa largura espectral, podem ser usados na construção de um laser. Mas, para que a radiação emitida, seja de tipo coerente e unidirecional, é preciso colocar o meio no interior de uma cavidade ótica, a qual permitirá realimentação e amplificação dos processos de emissão pela contínua passagem da luz através do meio. Além disso, a cavidade permite o processo de saturação do ganho ótico gerado pelo material, estabilizando assim a intensidade de saída e permitindo selecionar uma largura

de banda em frequências muito mais estreitas do que a largura de banda do ganho. Desse jeito é possível obter uma emissão laser monomodo altamente coerente. No caso mais simples, o ressonador ou cavidade ótica consiste de dois espelhos planos (tipo Fabry-Perot) ou esféricos que proporcionam repetidas reflexões da luz e confinamento na região entre os dois espelhos, resultando numa estrutura de modos ópticos (ou frequências óticas, quando temos presença do meio de ganho).

Um ressonador ótico passivo é definido como aquele que é descrito quando o meio de ganho não está presente. O ressonador mais comum usado na construção de um laser é a configuração em aberto (sem confinamento lateral). Uma propriedade importante dos ressonadores abertos é o baixo fator de qualidade para os modos que interagem com a superfície do espelho com um ângulo diferente de 90, assim a luz que se encontra oscilando nesta configuração modal chega a escapar do ressonador e, portanto chega a ter um baixo fator de qualidade Q durante a passagem por este. Os únicos modos com pouca porcentagem de perda são os chamados modos longitudinais, os quais são estabelecidos quando a luz pode ser refletida e viajar de um espelho a outro sem sair da cavidade. Para dimensões finitas do ressonador, portanto, os únicos modos que podem ter fatores de qualidade altos são os modos longitudinais. Deste modo se consegue uma discriminação e uma diminuição de modos disponíveis para emissão laser monomodo neste tipo de ressonadores abertos. Numa primeira aproximação e para espelhos com refletividade de 1 os modos longitudinais são ondas estacionárias; de modo que para ter frequências ressonantes implica a condição de que a longitude da cavidade deve ser igual a um número inteiro da metade do comprimento de onda. A anterior é uma condição necessária para satisfazer a condição de contorno, que implica um campo elétrico nulo na superfície dos espelhos. As frequências ressonantes, portanto, são dadas pela equação

$$v = q \frac{c}{2L}. \quad (2.38)$$

Com isto, a diferença da frequência entre dois modos longitudinais consecutivos é $\Delta v = \frac{c}{2L}$ para um ressonador com espelhos paralelos (esféricos ou planos) tipo Fabry-Perot. A maioria dos lasers usa este tipo de cavidade, embora esta seja susceptível a retroalimentação de luz na cavidade. Se algum elemento ótico reflete luz em direção da cavidade do laser esta pode desestabilizar a dinâmica interna do material e emissão multimodo ou instabilidades na potência de saída.

Um modo de uma cavidade pode-se definir como uma configuração do campo eletro-

magnético auto consistente [9]. Isto implica que a distribuição do campo ótico se reproduz depois de uma ida e volta no ressonador.

Uma característica universal de qualquer modo de cavidade é seu fator de qualidade Q , definido como:

$$Q = \nu \times \frac{\text{Energia media armazenada}}{\text{Energia dissipada}} \quad (2.39)$$

Com isto o fator Q é uma quantidade definida para estimar o valor das perdas por unidade de tempo, pela reflexão nos espelhos, o espalhamento da luz e a difração. Para uma cavidade ótica ressonante, um alto valor do fator Q implica baixas perdas para o modo óptico associado. Contudo, é importante ressaltar que a introdução do fator Q como parâmetro que caracteriza a eficiência de uma cavidade tem a ver com o chamado tempo de vida do fóton, que por sua vez é definido como o tempo de ida e volta do raio na cavidade, representado por $\tau = \frac{2L}{c}$, para uma cavidade Fabry-Perot, dividido pelas perdas totais por volta na cavidade, as quais foram agrupadas na constante κ . O tempo de vida na cavidade fica então

$$\tau_c = \frac{2L}{c\kappa}, \quad (2.40)$$

mas pela equação 2.39, a energia armazenada é $\phi h\nu$, sendo ϕ o número total de fotons em um dado modo da cavidade num tempo t . A energia dissipada por ciclo é $h\nu(-\frac{d\phi}{dt})(\frac{1}{\nu})$. Usando o anterior e as definições para Q , ϕ e 2.39 temos que

$$Q = 2\pi\nu\tau_c \quad (2.41)$$

Depois de passado um tempo τ , a intensidade da luz inicial ϕ_0 assume o valor reduzido $\phi(t) = e^{-\frac{t}{\tau_c}}\phi_0$ e o comportamento do campo elétrico em qualquer ponto no interior do ressonador e dentro da aproximação escalar pode-se escrever como

$$E(t) = E(t) e^{-\frac{t}{2\tau_c} + i\omega t} \quad (2.42)$$

o espectro de potência do campo elétrico vem dado pela transformada de Fourier do campo resultando numa lorentziana com largura de linha $\Delta\nu_c = \frac{1}{2\pi\tau_c}$. Finalmente o fator Q pode ser interpretado em termos do quociente da frequência de ressonância de um modo em particular e a largura de linha daquele modo é associada diretamente com as perdas. Na figura 2.5 se esquematiza esta situação

$$Q = \frac{\nu}{\Delta\nu_c} \quad (2.43)$$

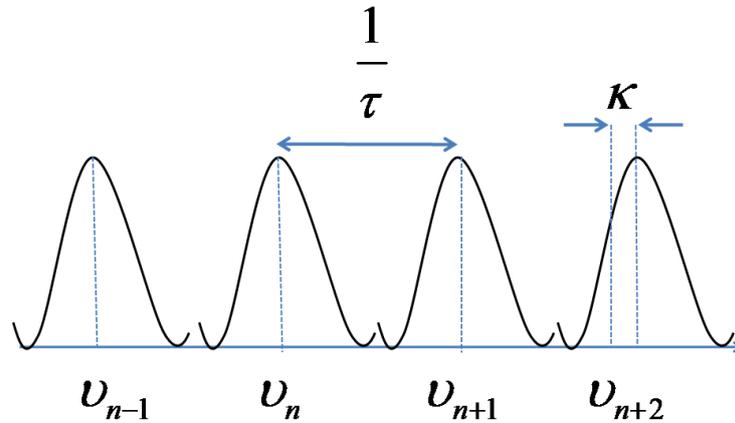


Figura 2.5 Configuração modal criada na cavidade pelo confinamento da radiação. Destaca-se o tempo de ida e volta e a constante de perdas κ associada com o fator Q . A emissão laser monomodo é estabelecida quando um destes modos é selecionado da larga faixa de frequências que possui a curva de ganho emitida pelo material.

Os ressonadores mais comuns são compostos por dois espelhos planos ou esféricos. Para entender a formação de modos na cavidade é importante considerar a natureza ondulatória da luz, sendo isto feito, quando se estudam os feixes de tipo gaussiano propagando-se entre os espelhos. Vamos supor que as dimensões dos espelhos são maiores que o diâmetro do feixe considerado, Em caso contrário os efeitos da difração teriam que ser considerados. O modo de um ressonador é definido como uma configuração de campo autoconsistente no sentido de que os parâmetros que caracterizam o feixe têm que ser os mesmos depois de fazer uma oscilação completa na cavidade, começando num plano arbitrário da cavidade. Esta condição é usada para calcular os parâmetros associados com os modos da cavidade

O caso mais geral de um ressonador aberto é aquele construído com dois espelhos que não têm o mesmo raio de curvatura. Dada uma posição dos espelhos, definida pela distância entre eles d , queremos achar a posição da cintura no feixe que se encontra confinado por esta estrutura. Para fazer isto consideremos a equação 2.16, expressada

em função do raio de curvatura

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right) \quad (2.44)$$

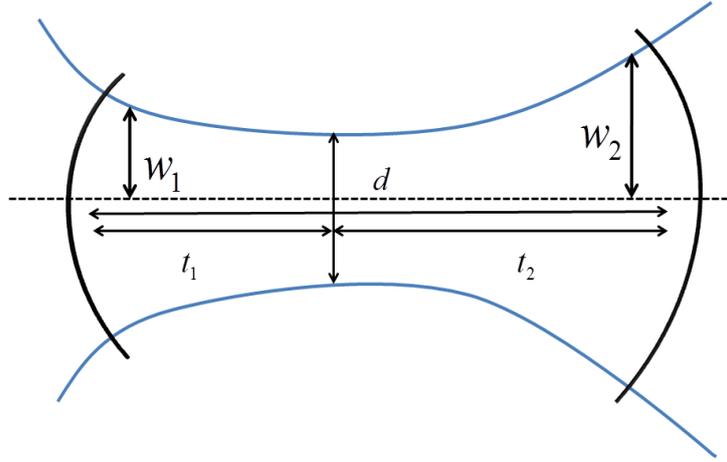


Figura 2.6 Cavidade ótica composta por dois espelhos de diferente raio de curvatura. Mostra-se o contorno do feixe e a localização da cintura.

o sistema de referência é colocado na posição da cintura do feixe, e as distâncias ao longo do eixo z são medidas desde dito ponto. Então temos que

$$R(z) = -z_1 \left(1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z_1} \right)^2 \right) \quad (2.45)$$

$$R(z) = z_2 \left(1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z_2} \right)^2 \right) \quad (2.46)$$

manipulando algebricamente equações 2.45 e 2.46, obtemos equações quadráticas, que resolvemos para obter o mínimo tamanho de feixe possível.

$$z_1 = -\frac{R_1}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{R_1^2 - 4 \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda} \right)^2} \quad (2.47)$$

$$z_2 = \frac{R_2}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{R_2^2 - 4 \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda} \right)^2} \quad (2.48)$$

mas, enxergando a figura 2.6 sabemos que $d = z_1 + z_2$, usando este fato temos uma equação com a qual é possível encontrar a cintura mínima de feixe na cavidade e os diâmetros nos espelhos

$$w_0^4 = \left(\frac{\lambda}{\pi} \right)^2 \frac{d(-R_1 - d)(R_2 - d)(R_2 - R_1 - d)}{(R_2 - R_1 - 2d)^2} \quad (2.49)$$

$$w_1^4 = \left(\frac{\lambda R_1}{\pi} \right)^2 \frac{(R_2 - d)}{(-R_1 - d)} \frac{d}{(R_2 - R_1 - d)} \quad (2.50)$$

$$w_2^4 = \left(\frac{\lambda R_2}{\pi} \right)^2 \frac{(-R_1 - d)}{(R_2 - d)} \frac{d}{(R_2 - R_1 - d)} \quad (2.51)$$

se escolhermos $g_1 = 1 - \frac{d}{R_1}$, $g_2 = 1 - \frac{d}{R_2}$, as equações anteriores tomam a forma

$$w_0 = \left(\frac{d\lambda}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)}{(g_1 + g_2 - 2g_1 g_2)^2} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (2.52)$$

$$w_1 = \left(\frac{d\lambda}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{g_2}{g_1(1 - g_1 g_2)} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (2.53)$$

$$w_2 = \left(\frac{d\lambda}{\pi} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{g_1}{g_2(1 - g_1 g_2)} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (2.54)$$

das equações anteriores é possível deduzir que para ter soluções reais e finitas para o parâmetro do raio e os diâmetros do feixe, os parâmetros incluídos g_1, g_2 , ficam confinados a uma região de estabilidade definida por:

$$0 \leq g_1 g_2 \leq 1 \quad (2.55)$$

sendo assim, a cavidade constitui um sistema estável que focaliza o raio de igual maneira em cada período (o equivalentemente, a cada ida e volta na cavidade).

2.0.5 Modos em cavidades óticas: Fase de Gouy

Existe um fenômeno associado com a propagação de um raio gaussiano, que consiste no fato de que quando este atravessa a região da cintura é adicionada uma fase, conhecido como efeito Guoy. Para o raio gaussiano da figura 2.3, escolhendo como $z = 0$ a posição

do foco do raio, podemos calcular a diferença de fase axial relativa a este ponto. O resultado é dado pela equação

$$\phi(z) = tg^{-1} \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (2.56)$$

com z_0 sendo o parâmetro confocal. O efeito total dessa diferença de fase para o raio gaussiano fundamental, é adicionar uma fase acumulativa de $\frac{\pi}{2}$ sobre qualquer dos lados da cintura do feixe ou uma fase total adicionada de π quando se passa através da cintura. A fase de Guoy indo de um plano z_1 a um plano z_2 , ao interior do ressonador, é então dada por

$$\phi(z)_{1,2} = \phi(z_2) - \phi(z_1) = tg^{-1} \left(\frac{z_2}{z_0} \right) - tg^{-1} \left(\frac{z_1}{z_0} \right) \quad (2.57)$$

a fase Guoy Φ adquirida na ida e volta para o modo de um ressonador, pode ser achada, escolhendo um plano de referência arbitrário dentro do ressonador. O procedimento consiste em calcular a partir de um plano de referência, e logo acompanhar o raio ao plano de um dos dois espelhos, localizado em z_2 , depois indo na direção oposta e chegando ao espelho no outro plano z_1 , para finalmente chegar de novo no plano de referência escolhido. Suponha que escolhemos o plano de referência que corresponde a posição da cintura mínima, vamos chamá-lo z_0 , já que ele fica no interior, do parâmetro confocal.

$$\Phi = (\phi(z_2) - \phi(z_0)) + (-\phi(z_1) + \phi(z_2)) + (\phi(z_0) - \phi(z_1)) \quad (2.58)$$

no contexto de um ressonador, e segundo a equação 2.55, este constitui um sistema estável quando os seus modos próprios têm dimensões transversais finitas nos espelhos. Então para conhecer os modos próprios do ressonador mais geral esquematizado na figura 2.6, precisamos que a curvatura das frentes de onda e a curvatura dos espelhos coincidam. Quando isso acontece, o parâmetro confocal e as posições dos espelhos 1 e 2, estão determinadas pelo comprimento da cavidade $d = z_2 - z_1$ e os raios de curvatura dos espelhos R_1 e R_2 . Segundo a equação 2.57, para calcular a fase Guoy, precisamos conhecer os quocientes $\frac{z_2}{z_0}$, $\frac{z_1}{z_0}$. Portanto se usamos as equações 2.52 , 2.53 , 2.54 , concluímos que

$$\frac{z_{1,2}}{z_0} = \frac{g_{2,1}(1 - g_{1,2})}{\sqrt{g_1 g_2 (1 - g_1 g_2)}} \quad (2.59)$$

usando 2.59 em conjunto com 2.58, conseguimos achar a fase de Guoy para uma ida e volta da luz na cavidade descrita, composta por dois espelhos esféricos de diferentes raios de curvatura.

$$\Phi = 2 \cos^{-1}(\pm \sqrt{g_1 g_2}). \quad (2.60)$$

Modos Hermite-Gauss de ordem superior são caracterizados por serem múltiplos inteiros da fase de Gouy fundamental. Para um modo Hermite-Gaussiano com índices de modo transversal m e n , a fase de Gouy de ida e volta é dada por

$$\Phi_{mn} = (m + n + 1)\Phi \quad (2.61)$$

finalmente é possível descrever as frequências próprias de uma cavidade composta por dois espelhos esféricos, incluindo componente axial e transversal

$$\nu_{q,mn} = \frac{c}{2d} \left(q + \frac{\Phi_{mn}}{2\pi} \right) \quad (2.62)$$

o espectro resultante consiste, para cada índice de modo longitudinal q , de pentes de frequências equidistantes, onde a distância entre as frequências é o espaçamento do modo transversal $\Delta\nu_T = \frac{c}{2d} \frac{\Phi}{2\pi}$. Os modos que têm igual índice longitudinal q e igual soma dos índices de modo transversal ($m + n$), têm a mesma frequência. Portanto, para cada q há um ($m + n + 1$) vezes degenerada "família" de modos transversais.

2.0.6 Análise de raios

O modelo de raios paraxiais usado na propagação de luz através das várias estruturas óticas que formam um ressonador revela importantes propriedades deste tipo de sistemas, tais como a sua estabilidade e níveis de perda. Este modelo é descrito em termos de matrizes de transferência de raios.

2.0.7 Matriz de transferencia de raios

Um raio paraxial numa seção transversal ao eixo óptico de um sistema, caracteriza-se pela distância x e a derivada em relação a z ; x' , ambas medidas a partir do eixo óptico z . A aproximação paraxial é válida sempre que x' for pequeno.

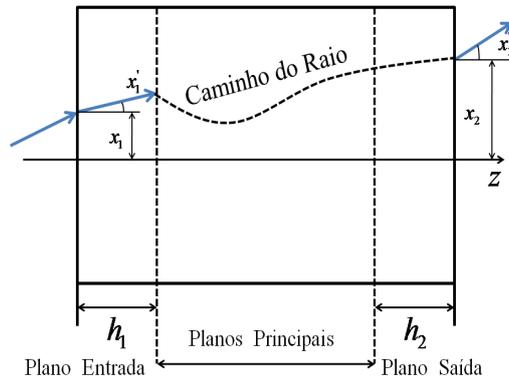


Figura 2.7 Raio paraxial passando através de um elemento óptico. A saída do raio depende das condições de entrada e as propriedades óticas do elemento. Para raios paraxiais as quantidades na saída x_2 e x_2' são linearmente dependentes das quantidades na entrada.

A relação entre os parâmetros de entrada e saída é dado pela matriz

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ x_2' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ x_1' \end{pmatrix}$$

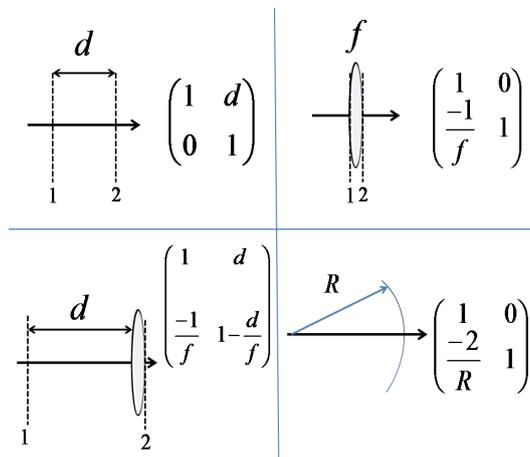


Figura 2.8 Matrizes de raios para 4 elementos ópticos simples empregados neste trabalho. De cima para abaixo da esquerda para direita são mostrados a transferência do raio numa distância d ; a transferência através de uma lente delgada com distância focal f ; combinação de dos dois elementos anteriores e por último é mostrada a matriz de transferência de raios para um espelho esférico de raio de curvatura R .

é possível então, fazer uma sequencia periódica de sistemas ópticos que represente uma cavidade e descrever o seu comportamento usando o formalismo da matriz ABCD para

cada elemento do sistema. O teorema de Sylvester [10] assegura que para uma sequência de N elementos temos que:

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ x_2' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}^N \begin{pmatrix} x_1 \\ x_1' \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}^N = \frac{1}{\text{sen}[\Theta]} \begin{bmatrix} A\text{sen}[N\Theta] - \text{sen}[(N-1)\Theta] & B\text{sen}[N\Theta] \\ C\text{sen}[N\Theta] & D\text{sen}[N\Theta] - \text{sen}[(N-1)\Theta] \end{bmatrix}$$

$$\cos\Theta = \frac{1}{2} [A + D] \quad \text{sen}\Theta = \sqrt{1 - \frac{1}{4} [A + D]^2}. \quad (2.63)$$

Estes tipos de arranjos ópticos podem focalizar um raio que se propaga paraxialmente através do sistema. Sempre que este tipo de sequência mantém o raio se propagando no seu interior, afirma-se que o sistema é estável. Das equações anteriores é possível deduzir a condição de estabilidade. Para um raio que sai do sistema temos que:

$$x_2 = \frac{1}{\text{sen}\Theta} \left([A\text{sen}N[\Theta] - \text{sen}[N-1]\Theta] x_1 + B\text{sen}N[\Theta] x_1' \right). \quad (2.64)$$

De acordo com a equação 2.64, se o ângulo Θ for real, então x_2 oscila como função dos elementos ópticos que atravessa, e portanto a estrutura tem a capacidade de focalizar o raio enquanto percorre o sistema completo. Mas, se Θ chega a ser imaginário então $\text{sen}\Theta$ chega a ser uma função hiperbólica e pela equação 2.64 o raio chega a divergir cada vez mais longe do eixo óptico quando se propaga pelo sistema. A condição para Θ ser real e o $\text{sen}\Theta$ permanecer oscilatório é obtida através da equação:

$$|\cos\Theta| \leq 1, \quad (2.65)$$

$$\left| \frac{1}{2} [A + D] \right| \leq 1. \quad (2.66)$$

A matriz ABCD pode ser usada para descrever a propagação de uma onda dentro da aproximação paraxial em um sistema óptico, considerando 2.8, que enuncia a equação integral de Huygens-Fresnel relacionando os campos de entrada e saída nos planos z_1 e z respectivamente, tal como pode ser visto na figura 2.9 e pode ser expressa segundo a

referência [1]

$$\psi(x, y, z) = \frac{i}{B\lambda} \int \int \psi(x_1, y_1, z_1) \exp\left[-ik\left(\frac{A(x_1^2 + y_1^2 + D(x^2 + y^2) - 2x_1x - 2y_1y)}{2B}\right)\right] \quad (2.67)$$

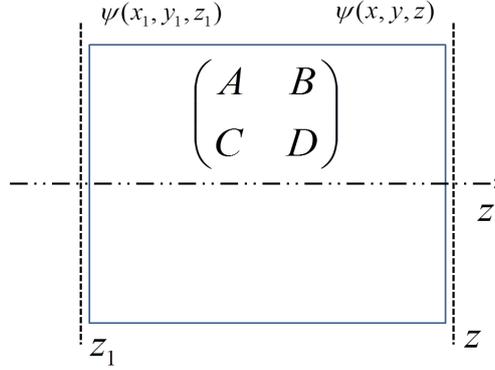


Figura 2.9 Esquema ilustrativo para a compreensão física da equação 2.67, desenvolvida na referência [1]

Referindo-nos ao ressonador composto pelos espelhos esféricos com diferente raio de curvatura e caracterizado pelos parâmetros já definidos, g_1 e g_2 . Escolhendo o espelho (M_1) como plano de referência a propagação de um espelho esférico ao outro uma distância igual ao comprimento do ressonador d é dada pela

$$M_d = \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix},$$

enquanto o efeito dos espelhos M_1 e M_2

$$M_{1,2} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-2}{R_{1,2}} & 1 \end{bmatrix}$$

A matriz ABCD para uma ida e volta da luz no interior da cavidade é igual a

$$M_1 M_d M_2 M_d = \begin{bmatrix} -1 + 2g_2 & 2dg_2 \\ 2\frac{2g_1g_2 - g_1 - g_2}{d} & 4g_1g_2 - 2g_2 - 1 \end{bmatrix},$$

e usando a condição de estabilidade 2.55, os autovalores desta matriz são

$$\lambda_{1,2} = 2g_1g_2 - 1 \pm 2i\sqrt{g_1g_2 - g_1^2g_2^2}. \quad (2.68)$$

Usando a expressão 2.60 e a anterior equação concluímos que

$$\lambda_{1,2} = \exp(\pm i\Phi). \quad (2.69)$$

logo, o cálculo da matriz ABCD para um sistema óptico nos permite conhecer diretamente a fase de Guoy e por consequência, as frequências próprias. Este fato será usado para avaliar nosso experimento. A condição anterior pode ser calculada em geral fazendo a análise da equação 2.67, mas isto não será descrito nesta dissertação.

Usaremos matrizes ABCD assumindo que os modos de tipo *Hermite-Gaussiano* são característicos da cavidade ótica. A condição anterior requer que o parâmetro complexo q fique inalterado depois de uma ida e uma volta ao interior da cavidade. Começando no plano correspondente ao primeiro elemento óptico em z_0 , e impomos a condição de autoconsistência sobre o parâmetro do raio.

$$M_T q = q. \quad (2.70)$$

Em termos de propagação de raios, nós estamos procurando pelas frentes de onda esféricas cujo raio de curvatura não é afetado pela circulação do raio na cavidade. Aplicando a lei ABCD temos que

$$q(z_0) = \frac{Aq(z_0) + B}{Cq(z_0) + D} \quad (2.71)$$

então, resolvendo para um q arbitrário a equação 2.71

$$Cq^2 + Dq = Aq + B \quad (2.72)$$

$$B \left(\frac{1}{q}\right)^2 + 2 \left(\frac{A-D}{2}\right) \left(\frac{1}{q}\right) - C = 0 \quad (2.73)$$

$$\frac{1}{q} = -\frac{A-D}{2B} \pm \frac{1}{B} \sqrt{\left(\frac{A-D}{2}\right)^2 + BC} \quad (2.74)$$

o sistema ótico só é estável se for imposta a condição de que $AD - BC = \frac{n_1}{n_2}$, onde n identifica o índice de refração do meio que o raio percorre. Não é possível, portanto criar um funil ótico que transforme um diâmetro de um feixe em um diâmetro menor sem

uma conseqüente diminuição da energia do feixe. Usando este fato a equação 2.74 fica

$$\frac{1}{q} = -\frac{A-D}{2B} - i\frac{\sqrt{1 - \left(\frac{A+D}{2}\right)^2}}{B}. \quad (2.75)$$

Pela definição de $\frac{1}{q}$

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - \frac{i\lambda}{\pi w^2}, \quad (2.76)$$

o raio de curvatura e o diâmetro do feixe no plano z_0 são dados por

$$R(z_0) = \frac{-2B}{A-D}, \quad (2.77)$$

$$w^2(z_0) = \frac{\lambda}{\pi} \frac{|B|}{\sqrt{1 - \left(\frac{A+D}{2}\right)^2}}. \quad (2.78)$$

2.0.8 Laser em anel

Um tipo importante de cavidade é construído fazendo que o caminho dos raios percorra um circuito fechado ou configuração em anel. Neste caso, novamente as frequências de ressonância ou modos longitudinais, podem ser calculadas impondo a condição de que a diferença de fase total ao longo do caminho em anel L (perímetro total do anel). Deve ser igual a um número inteiro de 2π

$$\nu = q\frac{c}{L}. \quad (2.79)$$

Em ressonadores lineares, a interferência das duas ondas contrapropagantes, gera uma modulação da intensidade ao longo do eixo óptico. Devido à saturação do ganho no material isso resulta em uma distribuição de ganho modulada axialmente, referido na literatura tal como *spatial holeburning*. A modulação de frequência depende da ordem do modo axial. O *spatial holeburning* induz a uma competição entre modos axiais, porque diferentes modos são amplificados em diferentes áreas do meio de ganho. Isso pode levar à oscilação multimodo com saltos aleatórios entre modos axiais. Além disso, apresenta-se menor eficiência de extração para os mínimos de intensidade e conseqüentemente, uma diminuição da potência de saída, a menos que um elevado número de modos axial possa coexistir. Para atingir o modo axial único e operação com alta potência de saída é necessário evitar o *spatial holeburning*.

Uma configuração mais robusta frente a este tipo de problema é a cavidade em anel. Em contraste com uma cavidade linear onde a luz oscila longitudinalmente na cavidade criando uma onda estacionária, a geometria de cavidades em anel permite que a luz circule em torno da cavidade, o que gera uma onda viajante. Esta onda transita em ambas as direções ao redor da cavidade, tanto no sentido horário quanto no anti-horário.

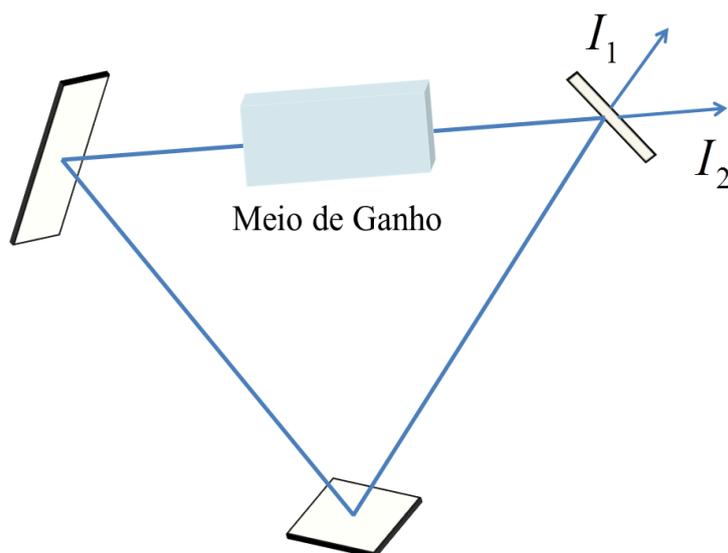


Figura 2.10 Laser em anel Bidirecional

A dinâmica deste tipo de laser onde dois modos em diferentes direções podem oscilar simultaneamente ou independentemente, depende da natureza da interação quando os modos competem pelo ganho, em consequência, devem ser estudados levando em conta o tipo do meio de ganho e suas propriedades. O anterior será discutido na próxima seção.

CAPÍTULO 3

LASERS DE SEMICONDUTOR

Este capítulo tem como objetivo fazer uma revisão dos conceitos básicos da teoria do laser de semicondutor. Os conceitos são apresentados baseados na referência [13], [14]. Em termos gerais, um laser é um oscilador bombeado externamente, composto de um meio de ganho que é colocado no interior de uma cavidade ótica para produzir realimentação e amplificação de luz. Nos lasers de semicondutor, um material semicondutor é bombeado eletricamente usando uma junção p-n polarizada diretamente para injetar portadores de carga na região ativa da junção, fornecendo então, o ganho óptico necessário. O confinamento da radiação neste tipo de lasers é possível devido ao fato de que as faces que limitam a região de ganho são polidas fazendo que atuem como um par de espelhos para formar uma cavidade tipo Fabry-Perot. A densidade de corrente injetada J controla o bombeio externo e determina o limiar do laser. O último é atingido quando J alcança um valor crítico J_{th} , onde o ganho óptico supera o conjunto das perdas óticas na cavidade.

Materiais semicondutores podem ser usados como meio de ganho na construção de um laser. Para proporcionar ganho óptico um laser de semicondutor precisa ser bombeado externamente. Embora o bombeio elétrico seja o mais comum, existe a possibilidade de bombeio óptico. O confinamento ótico é feito pela introdução de um material dielétrico que atua como guia de onda.

3.1 PRINCÍPIOS DE OPERAÇÃO

Três ingredientes básicos são necessários para a ação laser: O mecanismo de ganho para a radiação, dado pela recombinação elétron-buraco na região da junção p-n. O mecanismo de bombeio mantendo a inversão de população na junção, fornecido pela injeção de corrente elétrica dentro da junção p-n. O mecanismo de realimentação, dado pelas faces polidas nas laterais do bloco semicondutor, formando uma cavidade Fabry-Perot.

3.1.1 Junção p-n

Os elétrons num semiconductor estão distribuídos em bandas de energia, compostas de um conjunto grande de níveis de energia. Estas bandas quando são completamente ocupadas denominam-se bandas de valência. As bandas de condução correspondem a faixas de energia não ocupadas(ou parcialmente ocupadas) pelos elétrons. Os elétrons nesta banda podem mover-se pelo semiconductor. A separação entre esta banda de valência e a banda de condução denomina-se o gap de energia, não existindo nenhum nível de energia dentro desta zona, quando o cristal é perfeito. Transições radiativas podem existir entre as duas bandas quando e bombeia o material eléctricamente. O buraco deixado na banda de valência se comporta como uma partícula de carga positiva. A distribuição de Fermi-Dirac descreve a distribuição de elétrons e buracos através do estado de energia E :

$$f(E) = \frac{1}{\exp\left[\frac{E-E_f}{kT}\right] + 1} \quad (3.1)$$

Onde k é a constante de Boltzman, T é a temperatura absoluta e E_f é o nível de energia de Fermi, que identifica a fronteira entre estados vazios e estados cheios no limite $T \rightarrow 0$. Deve-se notar que a energia de Fermi não corresponde a alguma energia própria de um elétron no cristal. Se o cristal semiconductor não tem defeitos, a energia de Fermi está localizada no centro do gap de energia entre as bandas, portanto, todos os estados da banda de valência estão ocupados, enquanto os estados da banda de condução estão vazios. Quando um semiconductor é dopado com doadores ou aceptores, a população de elétrons ou buracos aumenta, ocupando estados na banda de condução ou gerando buracos na banda de valência, mesmo no limite $T \rightarrow 0$. Neste caso o nível de Fermi pode ser deslocado para a banda de condução (para materiais dopados com doadores) ou para a banda de valência (para materiais dopados com aceptores). Quando o semiconductor não está em equilíbrio térmico devido ao fluxo de corrente ou a uma outra foto-excitação, quasi-níveis de Fermi são usados para cada uma das bandas ao invés de usar um nível de Fermi único. Esta descrição é válida sempre que o tempo de espalhamento dos portadores dentro de uma banda seja muito mais curto que o tempo necessário para o equilíbrio entre as bandas, o qual é sempre verdade para a grande densidade de portadores envolvida na junção p-n. A escala de tempo para relaxação intra-banda é $\approx 10^{-14}$ [s], enquanto para a recombinação elétron buraco é $\approx 10^{-9}$ s.

Uma junção p-n é formada pela união entre um bloco semiconductor tipo p (com impurezas aceptoras) e um tipo n (com impurezas doadoras). Quando eles ficam inicialmente em contato, os seus níveis de Fermi não são iguais devido a eles não estarem em equilíbrio.

O equilíbrio é rapidamente conseguido através da difusão de elétrons do lado n para o lado p, enquanto o processo inverso acontece para os buracos. Aqueles elétrons e buracos difundidos recombinaem-se na junção. Após um transiente, um equilíbrio é alcançado e o campo elétrico gerado na junção, originado pelos aceitadores carregados negativamente do lado p e doadores carregados positivamente no lado n, evita uma nova difusão de elétrons e buracos. O nível de Fermi fica contínuo na junção p-n, como é mostrado na figura onde é apresentado o diagrama de bandas de energia para uma homo-junção p-n.

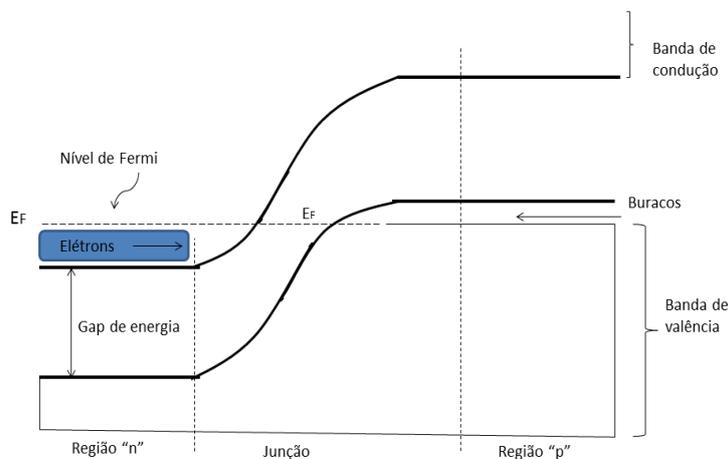


Figura 3.1 Descrição pictórica das bandas de energia de uma junção p-n

Quando se conecta o pólo positivo de uma voltagem externa no lado p e pólo negativo no lado n de uma junção p-n, se estabelece um fluxo de corrente através da junção p-n. esta voltagem cria portadores de carga extra na junção (elétrons e buracos), diminuindo a barreira de potencial. Como podemos ver na figura, há uma pequena região dentro da junção, onde os elétrons e buracos estão presentes simultaneamente e podem recombinar-se mediante mecanismos radiativos ou não radiativos. Durante uma recombinação radiativa, são emitidos fótons, cuja frequência ν ou comprimento de onda λ satisfaz a relação de conservação da energia $h\nu = \frac{hc}{\lambda} \geq E_g$. E_g é a energia do gap entre as bandas de valência e de condução, aproximadamente igual à energia liberada pelos pares elétron-buraco. No entanto, estes fótons também podem ser absorvidos através de um processo inverso gerando pares elétron-buraco. Existe um nível de corrente, fluindo no bloco, no qual a emissão estimulada tem a mesma probabilidade de acontecer que a absorção, este valor de corrente é chamado *transparência*. Para correntes abaixo da

transparência o sistema se comporta como um absorvedor, para correntes acima deste valor a junção p-n consegue amplificar a radiação eletromagnética. Para correntes acima do valor de transparência, uma condição conhecida como a inversão da população é conseguida, e o sistema começa a apresentar ganho óptico. A emissão de radiação pode ser emissão espontânea ou emissão estimulada. No primeiro caso os fótons são emitidos em direções aleatórias sem nenhuma relação de fase entre eles, produzindo luz incoerente. Na emissão estimulada o processo é iniciado por um fóton já existente. A característica importante neste caso é que o fóton emitido tem a mesma fase, frequência e direção de propagação que o fóton inicial, e dessa maneira pode ser gerada luz coerente.

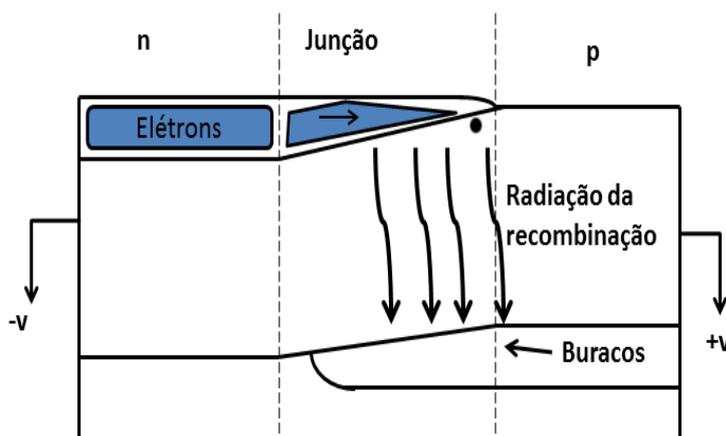


Figura 3.2 Bandas de energia de uma junção p-n quando se aplica uma voltagem

As recombinações não radiativas não são úteis para a ação laser, e, sempre é procurado minimizar a sua ocorrência, portanto há vários mecanismos de recombinação não radiativa, entre eles os mais conhecidos são as recombinações Auger, recombinações nos defeitos e recombinações na superfície. No processo Auger, a energia liberada na recombinação por um par elétron-buraco é absorvida por um portador de carga (elétron ou buraco) o qual excita-se a um estado de maior energia dentro da banda. Este elétron ou buraco relaxa ao seu estado inicial liberando energia na forma de vibrações da rede (fônons). O efeito Auger é o mecanismo não radiativo mais dominante em lasers de pequenos gap de energia, especialmente em altas temperaturas. Além dos mecanismos de perdas internas, o ganho óptico para uma homojunção é limitado devido ao pequeno tamanho da região ativa ($\approx 0.01\mu m$), sendo numa porção desta região, onde elétrons e buracos coexistem, que acontece a inversão de população, e não há um mecanismo para confinar os portadores de carga. Os primeiros lasers de diodo, baseados neste tipo de estrutura, tinham valores enormes no limiar de corrente e eles funcionavam pulsa-

dos a temperatura ambiente. O problema do confinamento dos portadores é solucionado usando uma hetero-junção p-n. A figura para um laser de dupla hetero-estrutura, onde uma camada ativa, cuja espessura pode variar entre $0.1 - 0.3\mu m$, é colocada entre duas camadas, uma tipo p e outra tipo n. Esta camada ativa tem um gap de energia menor que as duas outras camadas. Os elétrons e buracos podem-se mover livremente para a região ativa sob uma voltagem externa. No entanto, uma vez que estes portadores estão dentro da região ativa, eles não podem atravessar para o outro lado devido a que existe uma barreira de potencial originada pela diferença entre os gaps de energia das camadas. Além de confinar os portadores injetados na camada ativa, a hetero-estrutura também pode prover o confinamento lateral da radiação. A diferença no índice de refração entre as camadas pode criar um guia de onda dielétrico que confina, por reflexão interna total, os fótons nos arredores da região ativa. As estruturas mais eficientes são baseados nas hetero-estruturas duplas e nas hetero-estruturas de paredes quânticas [13] e grande parte dos lasers semicondutores modernos são construídos usando essas duas técnicas, cujas descrições detalhadas ficam além do objetivo desta dissertação e podem ser encontradas na literatura [13]

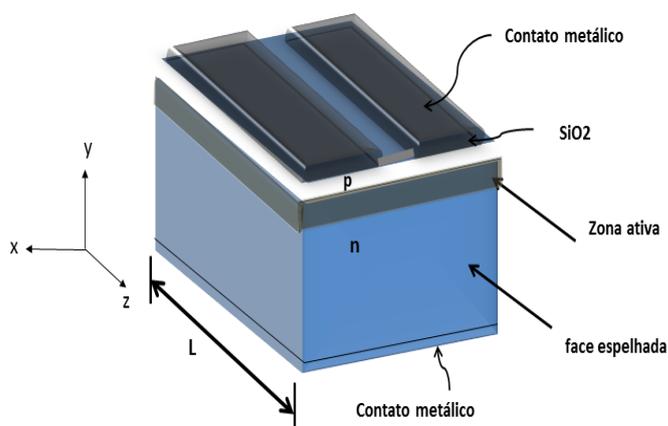


Figura 3.3 Estrutura básica para um laser de diodo de dupla hetero-estrutura

3.2 INTERAÇÃO RADIAÇÃO-MATÉRIA NUM MATERIAL SEMICONDUTOR

A equação de onda para o campo eletromagnético, propagando-se num meio semicondutor, pode ser escrita como [15]:

$$\nabla^2 \tilde{E} - \sigma \mu_0 \frac{\partial \tilde{E}}{\partial t} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \tilde{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (3.2)$$

sendo \tilde{E} o vetor de campo elétrico, P a polarização macroscópica, σ a condutividade do material, ϵ_0 e μ_0 são, respectivamente, a permitividade e permeabilidade no vácuo, relacionadas com a velocidade da luz no vácuo, c , por meio da relação $\epsilon_0\mu_0 = \frac{1}{c^2}$. A polarização P está relacionada com o operador momento de dipolo elétrico da mecânica quântica, \hat{p} , por meio da equação:

$$\mathbf{P} = Tr [\hat{\rho} \cdot \hat{p}] \quad (3.3)$$

onde $\hat{\rho}$ é o operador matriz densidade e a soma (Tr) é feita sobre todos os estados de energia do meio. Na aproximação de dipolo para a interação, a evolução dinâmica do operador densidade é dado por:

$$\frac{d\hat{\rho}}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [\hat{H}_0 - \hat{p} \cdot \tilde{E}, \hat{\rho}] - \frac{1}{2} (\hat{\gamma}\hat{\rho} + \hat{\rho}\hat{\gamma}) + \hat{\Lambda} \quad (3.4)$$

onde \hat{H}_0 é o operador Hamiltoniano não perturbado do meio, $\hat{\gamma}$ é o operador decaimento considerando todos os mecanismos de decaimento, e $\hat{\Lambda}$ considera a fonte de excitações novas devido ao bombeio externo. Solucionar a equação de onda 3.2 para o campo eletromagnético e a equação da matriz densidade para o meio material envolve o seguinte procedimento auto-consistente:

Considerando a mecânica quântica (equação 3.4), um campo eletromagnético \mathbf{E} induz um momento de dipolo elétrico p_i em cada átomo (ou sistema de dois níveis) do meio amplificador. Uma média estatística, usando o operador matriz densidade 3.3, leva a uma polarização macroscópica P , e esta última atua como uma fonte na equação 3.2. Esta equação tem como solução \mathbf{E} , e de novo é seguido todo o procedimento. Só quando $\tilde{E} = \mathbf{E}$ a interação radiação-matéria é descrita consistentemente.

Para campos ópticos com variações temporais harmônicas, escritos como:

$$\tilde{E} = \frac{1}{2} \mathbf{E}(\mathbf{r}) e^{i\omega t} + c.c. \quad (3.5)$$

$$\tilde{P} = \frac{1}{2} \mathbf{P}(\mathbf{r}) e^{i\omega t} + c.c. \quad (3.6)$$

sendo ω a frequência angular ótica a equação 3.2 se reduz a:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - i \frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega} \right) \mathbf{E} = - \frac{\omega^2}{c^2 \epsilon_0} \mathbf{P} \quad (3.7)$$

sobre condições de estado estacionário a resposta do meio ao campo elétrico é relacionado

pela susceptibilidade elétrica χ :

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi(\omega) \mathbf{E} \quad (3.8)$$

Geralmente χ é um tensor de segunda ordem, mas só vamos considerar o caso de meios isotrópicos, onde χ é um escalar e não depende da posição. Ao tratar com materiais semicondutores é conveniente separar a susceptibilidade complexa, $\chi = \chi' - i\chi''$, em duas partes:

$$\chi(\omega) = \chi_0(\omega) + \chi_b(\omega) \quad (3.9)$$

com $\chi_0(\omega)$ é a susceptibilidade do meio na ausência de bombeio externo e $\chi_b(\omega)$ é a contribuição à susceptibilidade causada pelo bombeio externo. Em geral, $\chi_0(\omega)$ e $\chi_b(\omega)$ são complexos. Escrevendo novamente a equação de onda independente do tempo 3.7 e usando as equações 3.8 e 3.9, obtemos:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \epsilon(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E} = 0 \quad (3.10)$$

$\epsilon(\omega)$ é a função dielétrica complexa dada pela expressão

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_m(\omega) + \chi_b(\omega) - i \left[\chi_0''(\omega) + \frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega} \right] \quad (3.11)$$

e $\epsilon_m(\omega) = 1 + \chi_0'(\omega)$ é a constante dielétrica do meio sem bombeio externo.

Os modos do oscilador laser são as soluções estacionárias da equação de onda 3.10 que satisfazem as condições de contorno impostas pela estrutura do laser específico. A estrutura básica para um laser semiconductor consiste de uma camada ativa fina colocada entre duas camadas diferentes (dopadas) como mostrado na figura e neste caso o seu campo elétrico \mathbf{E} é uma função de x, y, z . Para operação multimodo os seus modos ópticos são denotados como E_{qmn} , onde os sub-índices q, m, n indicam os modos longitudinal ou axial (na direção z), lateral (na direção x , paralela à camada ativa) e transversal (na direção y , perpendicular à camada ativa) respectivamente. Uma compreensão do número de modos e as distribuições do campo resultante é essencial para o seu controle, quando se deseja construir um laser que emita luz num só modo longitudinal. Para simplificar a descrição do laser, ao invés de considerar o caso tridimensional, analisaremos só a dependencia longitudinal z de um laser semiconductor de comprimento L , como é mostrado na figura, onde a região central fina fornece o ganho óptico. As faces formam a cavidade, onde a luz viajando na direção z é parcialmente transmitida e refletida em cada face, permitindo assim a realimentação ótica.

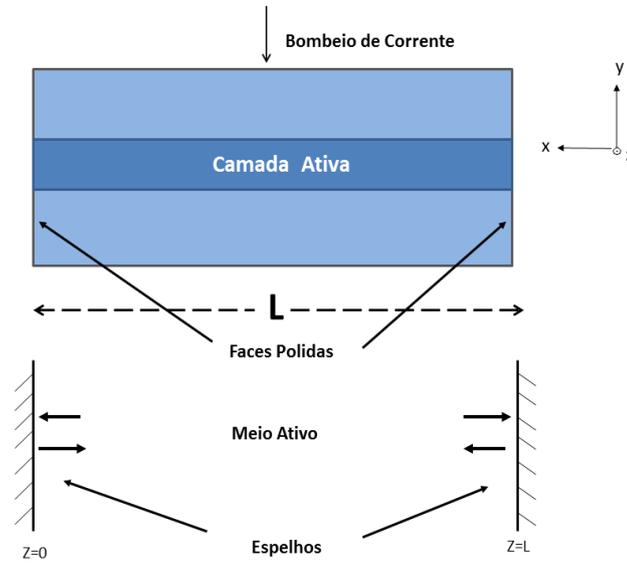


Figura 3.4 Cavidade ótica tipo Fabry-Perot

Considerando uma onda plana propagando-se na direção z :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{ikz} \quad (3.12)$$

sendo \mathbf{E}_0 é a amplitude constante do campo elétrico, a equação 3.10 fornece

$$k = n \frac{\omega}{c} + \frac{1}{2} i \alpha_{abs}, \quad (3.13)$$

onde k é a constante de propagação dop vetor de onda complexo, n é o índice de refração e α_{abs} é o coeficiente de absorção de potência. Nos semicondutores usualmente $\alpha_{abs} \ll n \frac{\omega}{c}$, e n e α_{abs} estão relacionados com a função dielétrica complexa 3.11 pela equação:

$$n = \sqrt{\epsilon_m + \chi_b'}, \quad (3.14)$$

$$\alpha_{abs} = \frac{\omega}{cn} (\chi_0'' + \chi_b'' + \frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega}). \quad (3.15)$$

As equações 3.14, 3.15 mostram que o índice de refração n e o coeficiente de absorção α_{abs} são afetados pelo bombeio externo devido ao termo χ_b . Geralmente $\chi_b \ll \epsilon_m$ e a

equação 3.14 pode ser aproximada por

$$n = n_m + \Delta n_b = n_m + \frac{\chi'_b}{2n_m}, \quad (3.16)$$

sendo $n_m = \sqrt{\epsilon_m}$ o índice de refração do material sem bombeio e $\Delta n_b = \frac{\chi'_b}{2n_m}$ a variação do índice de refração na presença de portadores de carga. Usualmente χ'_b é negativo, portanto Δn_b também será negativo. Embora a redução do índice de refração seja frequentemente menor que 1%, isto afeta significativamente a estática, a dinâmica e as características espectrais dos lasers semicondutores. Isto é contrario ao que acontece em outros lasers, por exemplo lasers de gás, onde $\Delta n_b \approx 0$. O coeficiente α_{abs} , dado pela equação 3.15, tem três contribuições que resultam de diferentes fontes. O termo χ''_0 está relacionado as perdas do material, enquanto χ''_b é responsável pela redução destas perdas com o bombeio externo. É conveniente descrever o efeito combinado das perdas do material e sua redução devido ao bombeio externo como o ganho óptico:

$$g = -\frac{\omega}{cn_b}(\chi''_0 + \chi''_b). \quad (3.17)$$

O último termo de equação 3.15, $\alpha_{int} = \frac{\sigma}{\epsilon_0\omega}$, considera as perdas internas devido a diferentes mecanismo, tais como absorção de portadores livres e espalhamento na interfaces da hetero-estrutura. Portanto, o coeficiente da absorção pode ser escrito como:

$$\alpha_{abs} = -\Gamma g + \alpha_{int}, \quad (3.18)$$

com Γ sendo introduzido fenomenologicamente para levar em conta a fração da energia do modo contida na região ativa, representando então o fator de confinamento. Quando o bombeio externo compensa as perdas internas e as perdas do material, tal que $\alpha_{abs} = 0$, obtemos a condição de transparência do material. A condição limiar do laser, requer que o campo óptico 3.12 seja o mesmo depois de uma ida e uma volta dentro da cavidade de comprimento L . Se R_1 e R_2 são as refletividades nas faces polidas, e supondo operação monomodo, separando parte real e imaginária, resultam as condições:

$$\sqrt{R_1 R_2} e^{-\alpha_{abs} L} = 1, \quad (3.19)$$

$$\text{sen}\left(\frac{2n\omega L}{c}\right) = 0. \quad (3.20)$$

O ganho óptico no limiar do laser, portanto, é dado por:

$$g_{opt} = \Gamma g = \alpha_{int} + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right). \quad (3.21)$$

O segundo termo na equação 3.21 é conhecido como as perdas dos espelhos (neste caso faces polidas), α_e . Usando a condição 3.19 as frequências do laser, correspondentes às frequências de ressonância da cavidade são

$$\nu_j = j \frac{c}{2n_g L} \quad (3.22)$$

j em um inteiro e $\nu_j = \frac{\omega_j}{2\pi}$ é o j -ésimo modo longitudinal da cavidade Fabry-Perot. A separação entre modos é dado por $\Delta\nu = \frac{c}{2n_g L}$, onde $n_g = n + \nu\left(\frac{\partial n}{\partial \nu}\right)$ é o índice de refração para a velocidade de grupo do material semiconductor dispersivo. Este índice, responsável pela propagação de pulsos de luz no meio é o índice que impõe a condição de ressonância.

Uma característica importante em lasers semicondutores é que as frequências do modo longitudinal e a sua separação variam com o bombeio externo, devido às variações do índice de refração como é inferido da equação 3.14. Além do ganho no limiar, existe uma quantidade de interesse prática muito importante na caracterização de todos os lasers semicondutores. É a corrente de laser para obter o limiar de ganho, chamada corrente do limiar. Para relacionar o ganho e a densidade de corrente injetada, precisamos considerar a resposta do material semiconductor ao campo óptico, ou seja, precisamos voltar a equação 3.4 e obter uma expressão para a susceptibilidade χ . A equação 3.4 é muito complicada para lasers semicondutores, devido ao fato de que o operador decaimento γ envolve processos interbanda (decaimento radiativo e o não radiativo, acontecendo numa escala temporal da ordem de $1ns$) e processos intrabanda (espalhamento elétron-elétron ou elétron-buraco, acontecendo na região temporal correspondente aproximadamente a $0.1[ps]$). Um outro problema é que a estrutura de banda e a densidade de estados nas bandas é necessária para escrever o Hamiltoniano H_0 .

3.3 DESCRIÇÃO FENOMENOLÓGICA DO LASER DE SEMICONDUTOR

3.3.1 Ganho

Uma maneira simplificada de solucionar o problema do ganho é considerar a dependência deste com a densidade de portadores de forma empírica, e substituir esta dependência na equação do laser que descreve a interação radiação-matéria. Uma aproximação fenomenológica, usada com sucesso nos lasers semicondutores, é baseada no fato

de que o ganho calculado na frequência de operação do laser (correspondente ao valor em que o espectro do ganho apresenta um pico para uma dada densidade de corrente J) varia quase que linearmente com o número de portadores injetados, N , para todos os valores de J . O ganho é dado por

$$g(N) = \frac{\partial g}{\partial N}(N - N_0), \quad (3.23)$$

onde N_0 é o número de portadores na transparência ($g(N_0 = 0)$), $N_0 \cong 10^{18} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, e $\frac{\partial g}{\partial N}$ é o coeficiente do ganho. O termo ($\frac{\partial g}{\partial N} N_0$) corresponde ao coeficiente de absorção do material na ausência de bombeio externo. Para completar a descrição fenomenológica, o índice de refração também é tomado variando quase linearmente com o número de portadores injetados:

$$n(N) = n_m + \frac{\partial n}{\partial N} N. \quad (3.24)$$

Onde $\frac{\partial n}{\partial N}$ é uma constante, frequentemente determinada experimentalmente [16] Comparando as equações 3.23 e 3.24 com 3.16 e 3.17 pde-se notar que, nesta aproximação fenomenológica, a susceptibilidade complexa induzida pelo bombeio, χ_b , varia linearmente com o número de portadores N :

$$\chi_b = n_m \left(2 \frac{\partial n}{\partial N} + i \frac{c}{\omega} \frac{\partial g}{\partial N} \right) N \quad (3.25)$$

3.3.2 O parâmetro α

Um parâmetro muito importante na teoria dos lasers de semicondutores é a razão entre a parte real e a parte imaginária da susceptibilidade induzida pelo bombeio externo, χ_b , e é dado por:

$$\alpha = -\frac{\chi_b'}{\chi_b''} = -2 \frac{c}{\omega} \frac{\frac{\partial n}{\partial N}}{\frac{\partial g}{\partial N}} \quad (3.26)$$

Devido a $\frac{\partial n}{\partial N}$ ser sempre negativo, α é um número positivo adimensional. Este parâmetro marca a principal diferença entre os lasers semicondutores daqueles lasers de dois níveis. Qualquer mudança na parte real da susceptibilidade (mudança na frequência) deve estar acompanhada de uma mudança na parte imaginária (ganho) [15]. Portanto, o fator α depende da dessintonização entre a frequência do campo óptico e a frequência no pico de ganho do material. Para o sistema de dois níveis este fator é nulo na ressonância. Isto não acontece para materiais semicondutores, onde este parâmetro varia entre os valores de

dois a seis [17], [18]. A origem de α está ligada à curva de ganho do material semiconductor. Devido à presença de bandas de energia ao invés de dois níveis de energia, a curva de ganho é assimétrica e seu pico está numa frequência para a qual o índice de refração induzido pelos portadores não é nulo. Isto não ocorre para lasers de dois níveis, onde a curva de ganho tem uma forma simétrica, Lorentziana, e onde não existem efeitos dispersivos na curva de ganho. O fator α tem um forte impacto nas propriedades espectrais do laser e também na sua estabilidade quando o laser é perturbado por mecanismos externos. A largura de linha do campo do laser, $\Delta\omega_0$, é dado pela equação [17]

$$\Delta\omega_0 \propto \frac{\Gamma_0}{P}(1 + \alpha^2), \quad (3.27)$$

onde Γ_0 é a taxa de decaimento do fóton (inverso do tempo de vida do fóton), P é o número médio de fótons presente no modo. Da equação 3.27 podemos notar que a largura de linha do laser é alargado por um fator de $(1 + \alpha^2)$, e devido a isto o parâmetro α é conhecido na literatura como o fator de aumento ou ampliação da largura de linha (*linewidth enhancement factor*)

3.3.3 Equações de taxa

Para completar a descrição fenomenológica é necessário uma relação entre a densidade de portadores N e a densidade de corrente J . Isto pode ser feito através de uma equação de taxa que considere todos os mecanismos nos quais os portadores de carga são gerados ou perdidos dentro do meio ativo. Assumindo uma neutralidade de carga, para garantir que a equação de taxa para os buracos possa ser derivada daquela para os elétrons, em forma geral a equação de taxa para densidade de portadores (pares elétron-buraco) pode ser escrita como:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D(\nabla^2 N) + \frac{J}{qd} - R(N) \quad (3.28)$$

D é o coeficiente de difusão do número de portadores. O segundo termo da equação 3.28 considera a taxa de injeção dos portadores através da corrente de bombeio externo; q é a carga do elétron e d é a espessura da camada ativa. O último termo, $R(N)$, está relacionado com as perdas de portadores devido a diferentes processos de recombinação (radiativos e não radiativos). Para a maioria dos lasers semicondutores as dimensões da camada ativa são muito menores que o comprimento da difusão. Então, nesta região a densidade de portadores N não varia significativamente e pode ser considerado constante.

Assim, o termo de difusão na equação 3.28 pode ser desprezado. Com esta aproximação N é independente do espaço ($\nabla^2 N = 0$) e a derivada parcial $\frac{\partial N}{\partial t}$ pode ser substituída pela derivada ordinária $\frac{dN}{dt}$. No estado estacionário, ($\frac{dN}{dt} = 0$), obtemos que a densidade de corrente é dada por $J = qdR(N)$. O termo $R(N)$ pode ser separado em duas partes, a primeira parte descrevendo as perdas da população devidas à emissão estimulada e a segunda parte considerando todas as outras perdas (emissão espontânea ou processos não radiativos):

$$R(N) = R_{est}N_f + \frac{N}{\tau_e(N)} \quad (3.29)$$

o tempo de decaimento espontâneo, $\tau_e(N)$ é dado por [19]

$$\frac{1}{\tau_e(N)} = A_{nr} + BN + CN^2 \quad (3.30)$$

A_{nr} considera as recombinações não radiativas devido a defeitos (ou impurezas) na camada ativa, com um valor típico de $0.1ns^{-1}$. BN tem em conta as recombinações radiativas espontâneas, com valores na faixa de $0.5ns^{-1}$, e CN^2 está relacionado aos processos de recombinação Auger, com valores típicos na faixa de $0.2ns^{-1}$. O primeiro termo $R_{est}N_f$ da equação 3.30 é devido a recombinação estimulada que dá origem à emissão estimulada de luz. Este termo é diretamente proporcional ao número de fótons dentro da cavidade. A taxa de emissão estimulada, R_{est} , é dado por [13]

$$R_{est} = v_g g(N) \quad (3.31)$$

sendo $g(N)$ o ganho óptico dado pela equação 3.23 e $v_g = \frac{c}{n_g}$ é a velocidade de grupo do modo longitudinal. Este modelo fenomenológico considera que os coeficientes A_{nr} , B e C não dependem da injeção de corrente, mas esta é uma pobre aproximação, devido a que é conhecido a dependência de B com a densidade de portadores e C depende do aquecimento Joule provocado pelo fluxo de corrente. Usando as equações 3.28 e 3.21 podemos achar uma relação para a corrente limiar do laser, J_{lim}

$$J_{lim} = \frac{qdN_{lim}}{\tau_e(N_{lim})} \quad (3.32)$$

sendo N_{lim} a densidade de portadores no limiar, dado por:

$$N_{lim} = N_0 + \frac{\alpha_e + \alpha_{int}}{\Gamma \frac{\partial g}{\partial N}} \quad (3.33)$$

Para correntes acima de J_{lim} , o número de fótons por unidade de volume dentro da cavidade, N_f , está relacionado com a corrente de bombeio por meio da equação

$$N_f = \eta_i \left(\frac{\tau_p}{qd} \right) (J - J_{lim}) \quad (3.34)$$

onde η_i , com valor entre 0 e 1, é a eficiência quântica interna introduzida fenomenologicamente e τ_p é o tempo de vida do fóton dentro da cavidade, que está relacionado com a velocidade de grupo v_g por meio de:

$$\frac{1}{\tau_p} = v_g (\alpha_e + \alpha_{int}) \quad (3.35)$$

A equação 3.35 mostra que uma vez atingido o limiar de operação, o número de fótons dentro da cavidade aumenta linearmente com a densidade de corrente J . A potência emitida pelo laser semiconductor por uma de suas faces é dada por:

$$P_{out} = \frac{1}{2} h\nu v_g \alpha_e V N_f \quad (3.36)$$

onde $V = L\omega d$ é o volume do meio ativo. Portanto, a potência total do laser é dada em função da corrente de bombeio I , por meio da relação:

$$P_{out} = \frac{h\nu}{2q} \frac{\eta_i \alpha_i}{\alpha_e + \alpha_{int}} (I - I_{lim} - \Delta I_L) \quad (3.37)$$

O termo ΔI_L considera aquela parte da corrente que não passa pela camada ativa. Da equação 3.37 podemos notar que, caso I_{lim} e ΔI_L não varie de forma linear com I , a potência do laser não cresce linearmente com a corrente de bombeio. Existem três possíveis mecanismos de saturação do processo de amplificação com o crescimento do bombeio: (i) O termo ΔI_L pode aumentar de forma não linear com a corrente I , (ii) O valor de I_{lim} pode também não depender linearmente da corrente e aumentar com I . Um possível mecanismo é o aquecimento na junção que pode diminuir o tempo de recombinação τ_e enquanto se aumenta a potência do laser. (iii) As perdas internas α_{int} aumentam com I . A aproximação fenomenológica descreve bastante bem as características da emissão de um laser de semiconductor, sendo possível descrever a dinâmica do laser observada experimentalmente. Solucionando as equações 3.7 e 3.8 junto com as aproximações 3.23 , 3.24 obtemos as equações de taxa para o laser de semiconductor:

$$\dot{E} = \frac{1 + i\alpha}{2} \left[G(N) - \frac{1}{\tau_p} \right] \quad (3.38)$$

$$\dot{N} = \frac{J}{qd} - A_{nr}N + BN^2 + CN^3 - G(N)|E|^2 \quad (3.39)$$

onde o ganho linear, $G(N)$, é dado por:

$$G(N) = G_0 \frac{N - N_0}{1 + a|E|^2} \quad (3.40)$$

sendo a o coeficiente de ganho não linear introduzido fenomenologicamente para considerar a saturação do ganho. O coeficiente $G_0 = \frac{\partial G}{\partial N}$ representa o ganho modal. Separando em amplitude (P) e fase (ϕ) a variação lenta do campo elétrico E , podemos substituir as equações 3.39 por:

$$\dot{P} = \left[G_0 \frac{N - N_0}{1 + a|E|^2} - \frac{1}{\tau_p} \right] P \quad (3.41)$$

$$\dot{\phi} = \frac{\alpha G_0}{2} \frac{N - N_0}{1 + a|E|^2} \quad (3.42)$$

Inicialmente existe uma equação para a polarização \mathbf{P} , resultante da equação da matriz densidade. A taxa de decaimento de \mathbf{P} depende dos fenômenos intrabanda (defasamento de coerência quântica), que têm uma escala de tempo muito mais curta que os tempos de vida dos fótons e dos portadores. Portanto, esta equação de taxa para a polarização foi eliminada adiabaticamente ($\dot{P} = 0$). Ficam assim as equações 3.39-3.42 estabelecidas como as equações de taxa que descrevem um laser monomodo de junção diodo de semiconductor. Modificações destas equações podem ser feitas para descrever a injeção de radiação externa. Esta radiação pode ser de um outro laser ou da realimentação da própria radiação emitida e refletida no exterior.

3.4 LASER EM ANEL

Ressonadores laser tipo anel, conseguem operar com ressonâncias separadas e independentes em duas direções opostas ao longo do perímetro do anel. Unidirecionalidade é atingida quando, por exemplo, é colocado um diodo óptico no interior da cavidade ou uma das direções é retroalimentada para gerar travamento num modo só. Contudo, é ainda mais importante, determinar o comportamento dinâmico do laser quando os modos contrapropagantes estão presentes simultaneamente no meio de ganho. Interferência entre estas duas ondas, produzirá efeitos de batimentos e padrões de onda estacionária na intensidade ótica. Estes efeitos de interferência por sua vez produziram modulações

temporais e espaciais na quantidade de saturação do meio laser. A interferência produzida entre duas ondas que possuem mesma frequência, mas que viajam em diferentes direções, pode produzir efeitos de *spatial hole burning*, que modifica a saturação de cada onda induzindo efeitos de grade ótica quando as populações são moduladas, o qual pode gerar um acoplamento adicional entre as duas ondas. Considera-se uma situação geral na qual duas ondas propagando-se com amplitudes complexas \tilde{E}_1 e \tilde{E}_2 , frequências ω_1 e ω_2 e vetores de propagação β_1 e β_2 , estão simultaneamente presentes no meio atômico. A intensidade total $I(z, t)$, em qualquer ponto z , num tempo t do meio de ganho pode ser escrita como:

$$I(z, t) = |E(z, t)|^2 = \left| \tilde{E}_1(z, t) \right| + \left| \tilde{E}_2(z, t) \right| + \tilde{E}_1^*(z, t) \tilde{E}_2(z, t) e^{i[(\omega_2 - \omega_1)t - (\beta_2 - \beta_1)z]} + c.c \quad (3.43)$$

A interferência entre dois sinais com diferentes frequências produzirá uma variação temporal da intensidade em cada ponto do meio atômico com uma frequência senoidal igual à frequência de pulsação $\omega_{pul} = \beta_2 - \beta_1$. O efeito desta variação temporal da intensidade sobre o meio atômico e, em particular, o efeito sobre a diferença de população $\Delta N(t)$ depende basicamente das taxas de decaimento da população τ . Se a frequência de pulsação for maior que τ , então a variação temporal desta modulação será tão rápida que a diferença de população atômica não responderá a esta frequência.

Em outras situações, é importante por exemplo considerar a polarização das ondas \tilde{E}_1 e \tilde{E}_2 e a sua coerência temporal, já que estas propriedades também determinam a importância do termo de interferência na equação 3.43 e a sua influência sobre a diferença da população. Porém, se a diferença de população chega a ser significativamente modulada pela frequência de pulsação, então a modulação resultante produzirá bandas laterais nas duas frequências iniciais. Por exemplo, a modulação da frequência ótica ω_2 pelas variações temporais a ω_{pul} , resulta em bandas laterais superiores a $\omega_{pul} + \omega_2 = 2\omega_2 - \omega_1$ e bandas laterais inferiores a $\omega_1 - \omega_{pul} = \omega_1$, e de maneira similar para a frequência ótica ω_1 . Conseqüentemente, qualquer tipo de modulação influenciando o meio de ganho de maneira não linear produzirá acoplamentos cruzados entre as duas frequências de operação.

Mesmo se as ondas contrapropagantes no meio de ganho possuem iguais frequências óticas, existirá um acoplamento cruzado por efeitos de variações espaciais no termo de

interferência na equação 3.43. Estabelecendo estes fatos na equação 3.43 temos que:

$$I(z, t) = I_1(z) + I_2(z) + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos [(\beta_2 - \beta_1)z + \phi] \quad (3.44)$$

Se o padrão de intensidade da equação 3.44 se apresenta por exemplo num meio atômico que satura homoganeamente, provavelmente produzirá uma variação espacial da saturação da forma

$$\frac{\Delta N(z)}{\Delta N_0} = \frac{1}{1 + \frac{I_z}{I_{sat}}} = \frac{1}{1 + \frac{I_1(z) + I_2(z) + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos[\Delta\beta z]}{I_{sat}}} \quad (3.45)$$

Este tipo de variação espacial da saturação do ganho dado pela equação 3.45 é conhecido como *spatial hole burning*. Os efeitos de acoplamento espacial ou **efeitos de grade**, entre as duas direções de propagação num laser com configuração em anel podem chegar a ser importantes e influenciar fortemente o comportamento dinâmico. No laser de anel, duas ondas planas podem circular em direções opostas num meio material. Se assumimos que o ganho do meio material satura homoganeamente, então cria-se uma onda estacionária com franjas de intensidade cujo período é igual a metade do comprimento da onda. Se este padrão de interferência ocorre no interior do meio, o resultado total é gerar um maior grau de saturação nos máximos do perfil de intensidade e um grau menor de saturação nos mínimos. Se usamos a equação 3.2 unidimensional usando a notação anterior

$$\frac{d^2 \tilde{E}(z)}{dz^2} + \beta^2 \tilde{E}(z) = -\omega^2 \mu \tilde{P}(z) \quad (3.46)$$

usando a equação 3.8 onde a susceptibilidade χ_b'' em qualquer ponto será saturada a um valor dado pela expressão

$$\chi_b'' = \frac{\chi_0''}{1 + \frac{I_z}{I_{sat}}} \quad (3.47)$$

a aproximação matemática $\frac{1}{1 + \frac{I_z}{I_{sat}}} \approx 1 - \frac{I_z}{I_{sat}}$ (válida para valores de corrente perto do limiar) deve ser feita para diminuir a complexidade dos cálculos. Substituindo agora a equação 3.43 na equação 3.49 temos que

$$\begin{aligned}
& \left[\frac{d^2 \tilde{E}_1}{dz^2} - 2i\beta \frac{d\tilde{E}_1}{dz} \right] e^{-i\beta z} + \left[\frac{d^2 \tilde{E}_2}{dz^2} + 2i\beta \frac{d\tilde{E}_2}{dz} \right] e^{i\beta z} \approx \\
& -\beta^2 \chi_0'' \left[1 - \frac{|\tilde{E}_1| + |\tilde{E}_2| + \tilde{E}_1^* \tilde{E}_2 e^{2i\beta z} + \tilde{E}_1 \tilde{E}_2^* e^{-2i\beta z}}{I_{sat}} \right] \times \\
& \qquad \qquad \qquad \left[\tilde{E}_1 e^{-i\beta z} + \tilde{E}_2 e^{-i\beta z} \right]
\end{aligned} \tag{3.48}$$

a aproximação de variação temporal lenta é usada para desprezar os termos com derivadas de ordem superior. Além disso, são desprezados os termos que tem a ver com acoplamentos cruzados depois da terceira ordem na equação não linear. Em termos das intensidades e aplicando as anteriores aproximações a equação 3.49 temos que:

$$\begin{aligned}
\frac{dI_1}{dz} & \approx \pm 2\alpha_{m0} \left[1 - \frac{I_1 + 2I_2}{I_{sat}} \right] I_1 \\
\frac{dI_2}{dz} & \approx \mp 2\alpha_{m0} \left[1 - \frac{2I_1 + I_2}{I_{sat}} \right] I_2
\end{aligned} \tag{3.49}$$

Com $\alpha_{m0} = \frac{1}{2}\beta\chi_0''$. Segundo este resultado, o excesso deste efeito de saturação cruzada (duplamente maior que auto-saturação), não é uma saturação adicional causada pela outra onda, mas resulta num efeito de retroespalhamento tipo grade. Isto é, em termos físicos, as ondas opostas viajam no meio de ganho e apresentam interferência que criam uma onda estacionária, que por sua vez criam uma grade de difração pelas modulações da saturação no meio de ganho. Esta grade possui o espaçamento certo de modo que a onda 1 retroespalha na onda 2 e vice-versa.

3.4.1 Competição de dois modos

Quando dois modos operam acima do limiar num laser em anel as variações temporais da amplitude para os dois modos são expressadas pelas equações [20]:

$$\begin{aligned}
\frac{dI_1}{dt} & = [\alpha_1 - \beta_1 I_1 - \theta_{12} I_2] I_1 \\
\frac{dI_2}{dt} & = [\alpha_2 - \beta_2 I_2 - \theta_{21} I_1] I_2
\end{aligned} \tag{3.50}$$

Os coeficientes α_1 e α_2 representam o parâmetro de bombeio (ganho menos perda), enquanto que os coeficientes β_i e θ_{ij} representam os coeficientes de saturação cruzada e

auto-saturação. Portanto, no estado estacionário, para estas equações existem três tipos de soluções, dois de operação unidirecional e uma de operação bidirecional: **Unidirecional** $I_1 = \frac{\alpha_1}{\beta_1}$, $I_2 = 0$. **Unidirecional** $I_2 = \frac{\alpha_2}{\beta_2}$, $I_1 = 0$. **Bidirecional** $I_1 = (\alpha_1 - (\theta_{12}/\beta_2)\alpha_2)/(1-C)\beta_1$, $I_2 = (\alpha_2 - (\theta_{21}/\beta_1)\alpha_1)/(1-C)\beta_2$. Onde C é um fator de acoplamento adimensional dado por $C = \theta_{12}\theta_{21}/\beta_1\beta_2$. A análise de estabilidade feita na referência [21] mostra que para acoplamentos fracos $C < 1$, existe uma solução estável contra pequenas perturbações na qual ambos modos podem oscilar simultaneamente, compartilhando o meio de ganho. Por outro lado, existe também uma solução para acoplamento forte $C > 1$, na qual ambas soluções unidirecionais podem acontecer e são estáveis contra perturbações, todavia a solução bidirecional é possível mas tem um caráter instável.

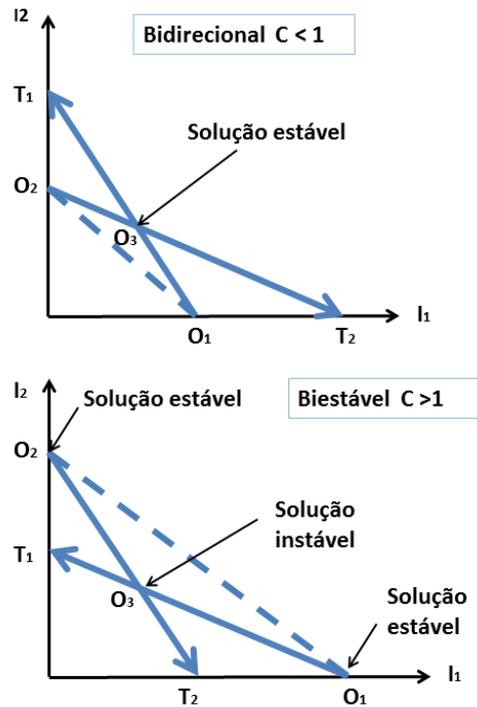


Figura 3.5 Análise de estabilidade para dois modos operando num meio como função da constante de acoplamento C . $T_i = \alpha_i/\theta_{ij}$, $O_i = \alpha_i/\beta_{ij}$ e O_3 a solução bidirecional.

EXPERIMENTOS NO LASER COM CAVIDADE EM ANEL

4.1 CAVIDADE EXTERNA TIPO ANEL

A primeira proposta da cavidade que usamos no presente trabalho é apresentada esquematicamente na figura 4.1

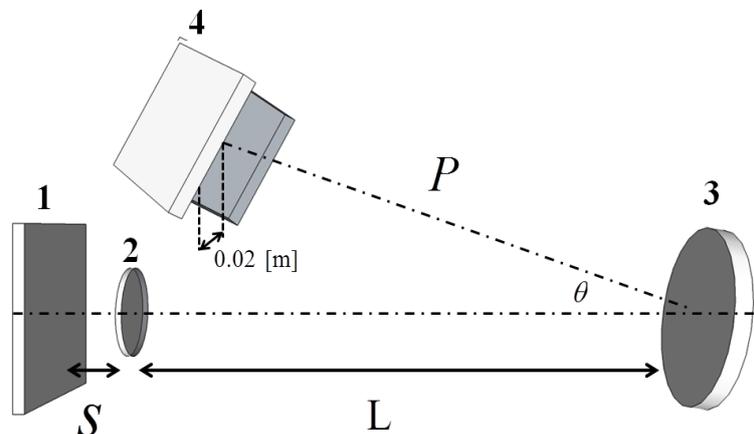


Figura 4.1 Configuração passiva do ressonador em anel construído. 1 Espelho plano. 2 Lente convergente, distância focal $f = 3\text{mm}$. 3 Espelho esférico, raio de curvatura $R = 1.44\text{m}$. 4 Espelhos planos refletividade 99% e 70%. $\theta \approx 16^\circ$.

O primeiro espelho à esquerda, representa o espelho do fundo da cavidade interna do laser de semiconductor. A lente (numero 2), projeta uma imagem da saída do laser sobre o espelho esférico(numero 3), e focaliza a radiação que volta sobre a entrada do laser. O foco da lente afeta a eficiência do retorno da luz proveniente da cavidade externa, e, portanto, também parâmetros do laser tais como a largura de linha e a estabilidade do modo emitido. O espelho esférico recebe um raio divergente da lente, a uma distância L , a qual permite que os raios saiam colimados para os espelhos (numero4). É importante dizer que os raios divergentes provenientes da lente 2 chegam no espelho esférico, com

um tamanho menor ($\approx 4\text{cm}$) que o diâmetro do espelho ($\approx 7,1\text{cm}$). A configuração de espelhos (número 4) têm refletividades altas. Os últimos, são dispostos em uma configuração ortogonal, alinhados em relação ao centro do eixo óptico, a uma distância P do espelho esférico. Os espelhos planos na posição marcada como 4 na figura, têm como função, criar o percurso em anel quando o raio que vêm do espelho esférico bate nos espelhos e se formam as duas direções de propagação. Na figura 4.2 se apresentam o esquema da propagação dos raios na cavidade.

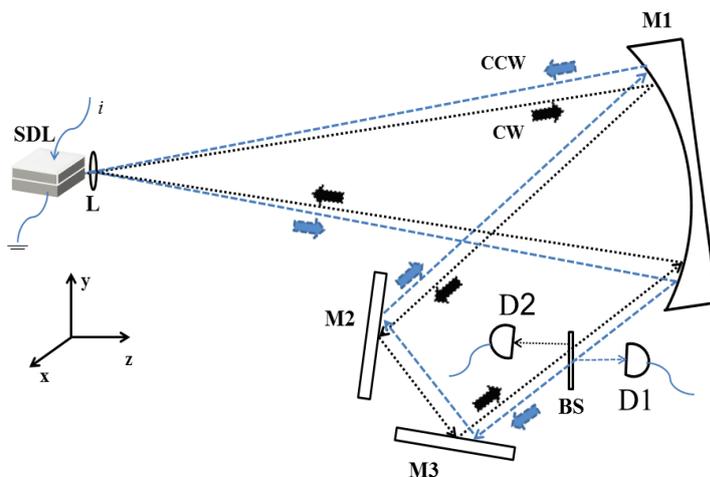


Figura 4.2 Esquema de raios para a cavidade em anel com o meio de ganho, o laser de semiconductor. A ótica do anel exterior pode ser configurada para fazer o anel no mesmo plano ou ortogonal ao o plano de junção. Observa-se também os detectores das ondas contrapropagantes.

Devido à incidência não normal no espelho inclinado, o raio de curvatura efetiva desse espelho, e, portanto, o poder focal, serão diferentes para planos contendo o eixo óptico. No entanto, é suficiente considerar o comportamento em dois planos perpendiculares, ambos contendo o eixo óptico, chamados de planos principais. O primeiro deles é o plano definido pelo eixo y e o eixo óptico. Neste plano chamado de tangente, o raio efetivo de curvatura esta dado pela

$$R_T = R \cos \alpha \quad (4.1)$$

Neste caso $\theta = 2\alpha$, assim, quando o ângulo θ aumenta, R_T diminuirá e, portanto, o efeito de focalização do espelho no plano tangente aumentará. O segundo plano é chamado de plano sagital e ele é perpendicular ao plano tangente, e contem o eixo x e o

eixo óptico. O raio efetivo de curvatura é dado pela

$$R_S = \frac{R}{\cos\alpha}. \quad (4.2)$$

Quando o ângulo θ aumenta, R_S incrementará e, portanto, o efeito de focalização do espelho no plano tangente diminuirá. Como resultado, a potência total em uma viagem de ida e volta através do ressonador depende da análise dos planos tangencial e plano sagital. A consequência direta desta separação é que os modos próprios são astigmáticos de tipo Hermite-Gaussian, com uma seção transversal elíptica. Além disso, em vez de uma única fase de Gouy, nós temos agora duas fases de Gouy, uma para cada plano. As frequências próprias dos modos astigmatismáticos tipo Hermite-Gaussian modos próprios para uma cavidade composta por um espelho esférico inclinado, foram calculadas na referência [11] para um ressonador de tres espelhos onde um deles é esférico e a normal deste inclinada um ângulo α com respecto a direção de incidencia da luz. O anterior ressonador é equivalente ao ressonador pasivo apresentado na figura 4.1, então, ditas frequências tal como foram calculadas na referência [11] são:

$$\nu_{q,mn} = \frac{c}{2\ell} \left[q + (m + \frac{1}{2}) \frac{\Phi_T}{2\pi} + (n + \frac{1}{2}) \frac{\Phi_S}{2\pi} \right], \quad (4.3)$$

onde ℓ representa uma viagem a longo do ressonador, até o centro dos espelhos 4, e 2ℓ então corresponde com o caminho total do anel. Neste caso $\ell = S + L + P$. Φ_T e Φ_S são as fases de Guoy dos planos tangencial e sagital. Em vista disso, estamos em capacidade de calcular os valores das fases de Guoy nos diferentes planos, se conhecemos os autovalores da matriz ABCD para o sistema da 4.1 e resolvemos a equação 2.69.

A matrix ABCD do sistema da figura 4.1 para os planos tangencial T ou sagital S considerando uma viagem na cavidade e igual a

$$M_{T/S} = \begin{bmatrix} 1 & S \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-2}{R_{T/S}} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & P \\ 0 & 1 \end{bmatrix}.$$

A matriz ABCD para uma oscilação da luz na cavidade começando no espelho plano 1 é por conseguinte

$$M_{osc} = M_{T/S} \cdot M_{T/S} \quad (4.4)$$

Usando a condição de auto consistência para um modo e a equação 2.71 que descreve a transformação do parâmetro do raio q e os elementos da matriz ABCD, portanto conhecemos a cintura do feixe e o raio de curvatura. Foram usados os seguintes valores no calculo da matriz ABCD: $S = 3.8 \times 10^{-3}m$, $P = 0.758m$, $f = 3,5 \times 10^{-3}m$, $\alpha = \theta/2 = 2.6^\circ$, $R = 1.47m$.

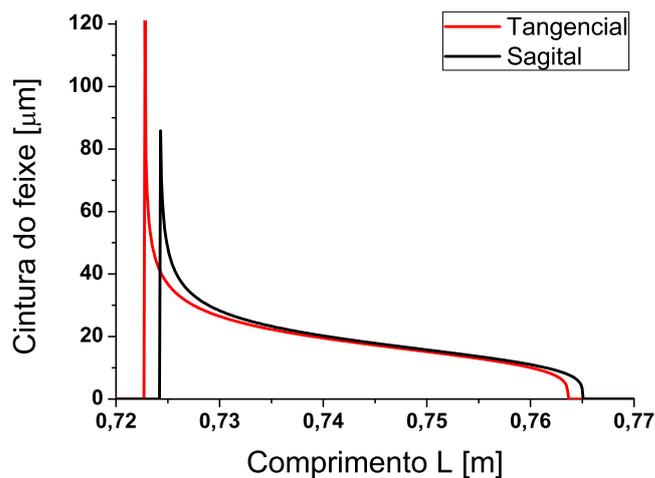


Figura 4.3 Cintura do feixe no espelho plano número 1 depois de uma oscilação na cavidade. Calculado segundo a equação 2.78. Região de valores de L para os quais a condição de estabilidade 2.66 é válida.

4.2 IMPLEMENTAÇÃO DO LASER COM CAVIDADE EXTERNA

Para implementação de uma cavidade laser em anel foi utilizado um laser comercial de semiconductor marca JDS Uniphase SDL-5400, caracterizado pela emissão de um único modo operando em solitario acima da corrente do limiar. Constituído por uma cavidade interna tipo Fabry-Perot, cuja região ativa é feita de *GaAlAs* e o confinamento do campo electromagnético nesta região, é atingido através de uma guia de onda fornecida pela discontinuidade dos índices de refração da região ativa. O confinamento do modo usando a diferença dos índices de refração entre os materiais garante uma emissão laser com alta potencia, baixo astigmatismo, largura espectral estreita e o mais importante, uma configuração de campo espacial distante constituída por um único modo gaussiano. O laser de diodo foi colocado com o plano da junção no plano do plano tangente definido na seção anterior. Então a maior divergencia do raio dada pelo ângulo $\theta_{\perp} = 30^\circ$ fica no plano sagital no plano contendo o eixo x e o eixo óptico. Concluindo, nós implementamos uma cavidade no espaço livre com um laser de semiconductor, usando o espelho do fundo da

cavidade laser (cavidade Fabry-Perot) como espelho ativo da cavidade em anel e conseguimos operar o laser abaixo da sua corrente de limiar sem cavidade. A operação estável e monomodo do laser de semiconductor acoplado com uma cavidade externa, requer um alto grau de estabilidade térmica e mecânica na cavidade externa que é implementada. Em particular, porque o tamanho do feixe (associado principalmente com as propriedades da lente 2 na figura 4.1), não pode ser feito menor que as dimensões transversais da região ativa. Em outras palavras, o acoplamento entre o meio de ganho e a cavidade externa não é fácil de alcançar, devido ao fato de que a área retro-alimentada e o diâmetro do feixe que retorna (feixe que viaja de direita para esquerda na figura 4.2), não têm diâmetros comparáveis, levando a baixo acoplamento da cavidade com o meio de ganho.

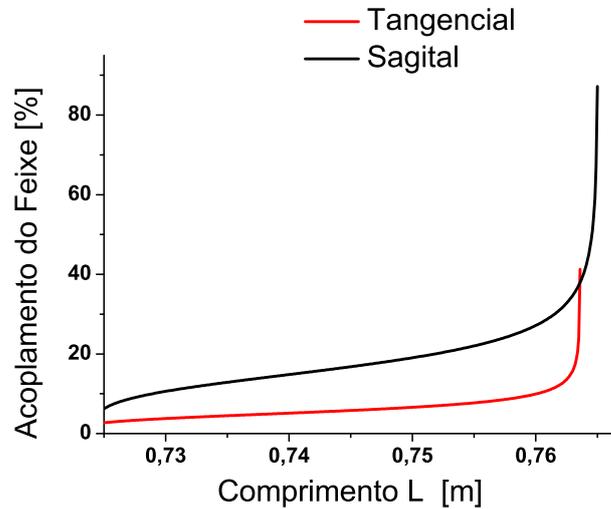


Figura 4.4 Nesta figura é apresentado o cálculo do quociente entre o tamanho de abertura do laser e o diâmetro do feixe no plano tangencial e sagital expressado percentualmente. O tamanho da saída no laser é de $3\mu m \times 1\mu m$. Portanto, maiores acoplamentos são atingidos quando o parâmetro L atinge valores acima dos 76 cm.

Da figura 4.4, vemos a situação anteriormente descrita. Mostra-se a taxa de acoplamento entre o diâmetro do feixe que retorna depois de fazer uma oscilação completa na cavidade, e a entrada do laser usado. O nível de realimentação ou percentagem da luz que retorna ao laser afeta as características de emissão do laser. Quando o laser está sujeito à realimentação ótica, o limiar diminui linearmente com a taxa de realimentação κ . Usando as equações de taxa com um termo de campo reinjetado, temos uma mudança no nível de perdas totais Γ_0 , por tanto temos a nova condição limiar: $G = \Gamma_0 - 2\kappa$ [14]. Definindo $I_{lim,real}$ como a corrente limiar do sistema com realimentação e $I_{lim,sol}$ como a

corrente limiar do laser operando em solitário, temos

$$\frac{I_{lim,sol} - I_{lim,real}}{I_{lim,sol}} = \frac{2\kappa}{\Gamma_0}. \quad (4.5)$$

A equação 4.5 relaciona a redução do limiar com os outros parâmetros usados para quantificar a intensidade da realimentação. Portanto, pode expressar-se o nível de realimentação com a redução do limiar induzida (em porcentagem) ξ :

$$\xi = [100 \times \frac{I_{lim,sol} - I_{lim,real}}{I_{lim,sol}}]\%. \quad (4.6)$$

Devido ao fato de que na equação 4.6 inclui-se o efeito da realimentação sobre o laser, esta medida toma em conta todas as perdas sofridas pela luz na viagem dentro da cavidade externa.

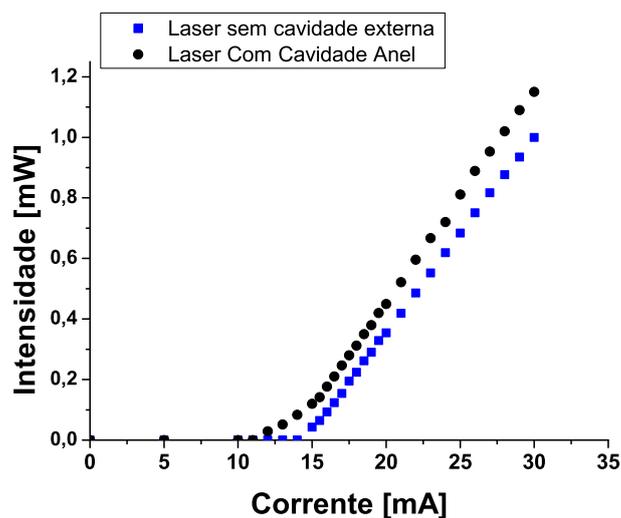


Figura 4.5 Curva Potência da luz/Corrente e Bombeio para o laser solitário e o laser com realimentação óptica. Os valores obtidos para a corrente do limiar no caso do laser sem cavidade e do laser operando com a cavidade em anel foram de $14,5mA$ e $12,9mA$. Por conseguinte achamos um ξ de 11% para uma distância L da cavidade externa igual a $0.735m$.

A taxa de realimentação depende dos componentes ópticos dentro da cavidade externa (refletividade do espelho externo, lentes, separadores de feixe, etc.) e também do fator de acoplamento, para o qual influenciam a qualidade do alinhamento e o casamento do modo entre o feixe emitido e retornado. O casamento do modo é controlado pela ação da lente colimadora próxima da cavidade do laser de semicondutor, o alinhamento é controlado pelos parafusos micrométricos que controlam a inclinação do espelho esférico. Enxergando a figura 4.23, notamos que indiretamente pode ser demonstrado que o nível

de realimentação ξ chega a ser de um 11%. Referindo-nos na figura 4.4, vemos que o percentagem da luz que acopla com a entrada do laser no plano sagital e de aproximadamente 13% para esta distância $L = 73,5[m]$, e para o plano sagital ao redor de um 5%. Consequentemente é essencial que a posição do dispositivo possa ser estabilizada com precisão ideal da ordem de um comprimento de onda, para evitar instabilidades no modo. Caso contrário, movimentos laterais do diodo (ou das lentes) no plano focal das lentes, pode resultar em aberrações óticas que levam a mudanças complicadas na eficiência de acoplamento e portanto afetam diretamente a resposta e os comportamentos dinâmicos da emissão. Deslocamentos axiais dos elementos da cavidade, podem perturbar as frequências próprias da cavidade. A posição do diodo e dos elementos é suscetível a perturbações térmicas e mecânicas. Além disso, o espectro de ganho e comprimento do percurso óptico dentro do diodo estão sujeitos a variação com a sua temperatura. Por esta razão, a estabilidade da temperatura do suporte do laser foi controlada usando um Peltier, junto com um sensor de temperatura *LM35* e um termistor. Este sistema foi controlado eletronicamente com uma precisão de $0.01^{\circ}C$, sendo mantido a uma temperatura de $20^{\circ}C$.

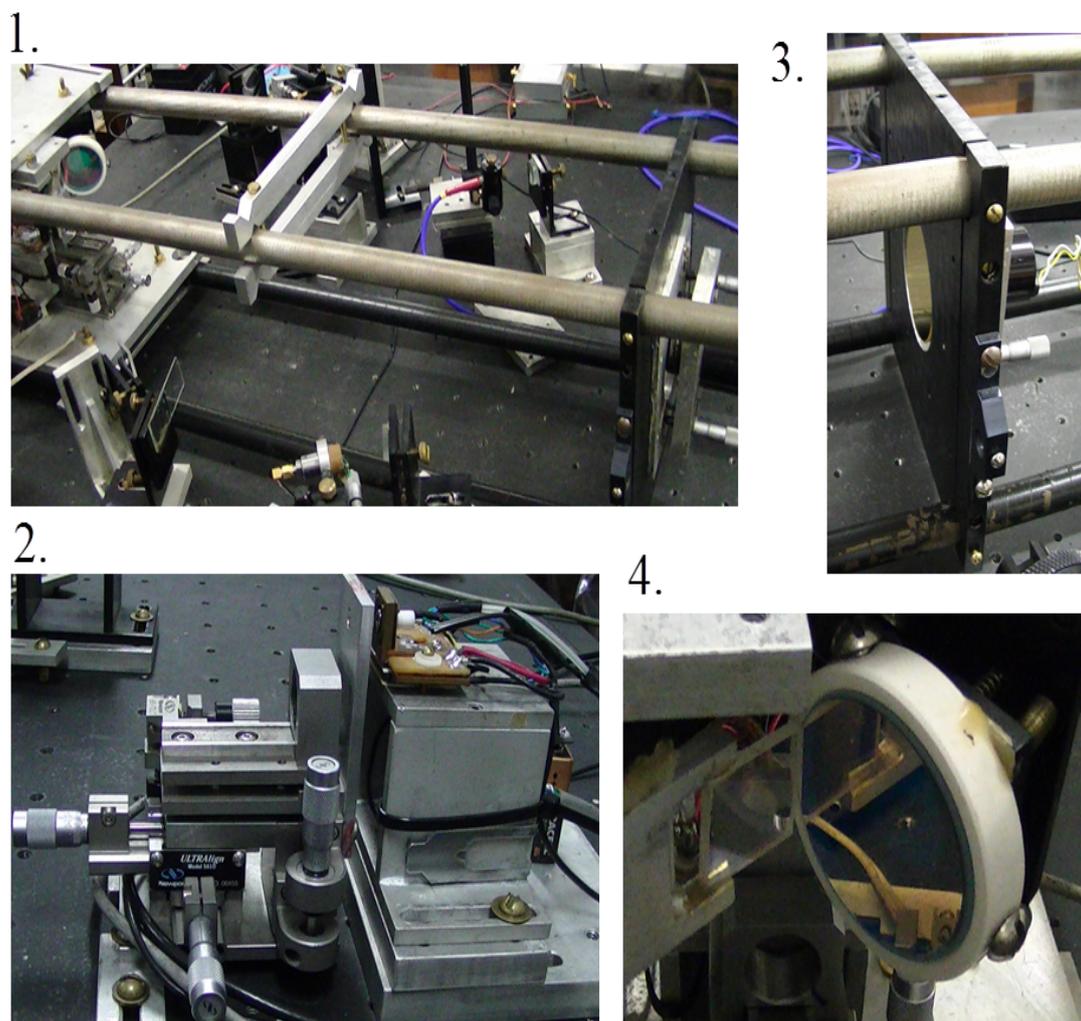


Figura 4.6 Montagem experimental. 1. Barras de material invar formando uma estrutura rígida, constituem o suporte para a cavidade. Os principais elementos que precisam da estabilidade mecânica e térmica são acoplados a esta. 2. O laser de semicondutor no suporte e o controle da temperatura mediante o circuito que inclui o módulo Peltier. Na frente, é possível ver a lente colimadora anti-reflexão colocada na saída do laser. Esta última foi controlada através de suporte micrométrico em todas as direções espaciais, usando um suporte *ULTRAlignTM* da Newport. 3. Espelho esférico com recobrimento de ouro, montado no interior do suporte. Parafusos micrométricos controlam o alinhamento do feixe de ida e volta. É colocado um piezoelétrico neste espelho com o objetivo de examinar pequenas diferenças na dinâmica com aumento ou diminuição do comprimento da cavidade. 4. Espelhos planos ortogonais os quais criam o caminho em anel.

4.3 MODOS DA CAVIDADE

Conhecendo a matrix ABCD do sistema é possível usando a equação 2.69, calcular as frequências próprias da cavidade laser passiva para os modos longitudinais ou axiais e os modos transversais associados. O resultado é mostrado na figura 4.7

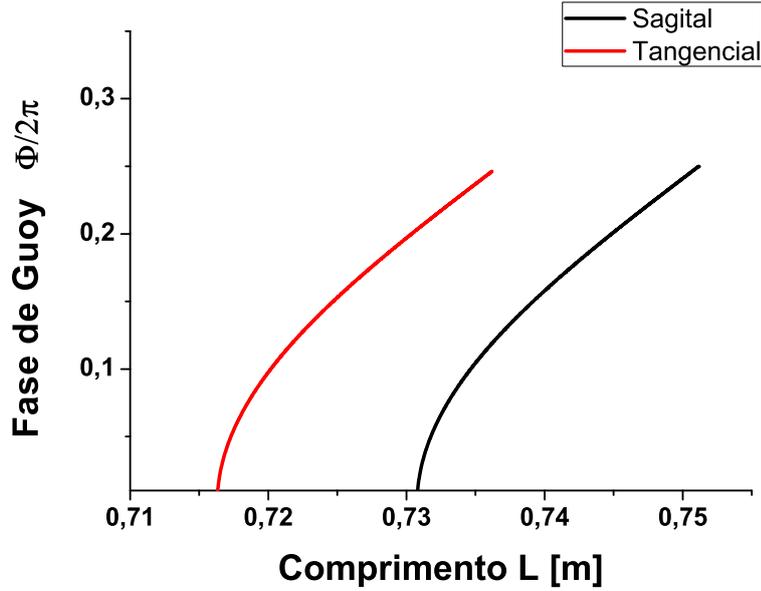


Figura 4.7 Fases de Guoy tangencial e sagital Φ_T e Φ_S em função do comprimento L da cavidade, calculadas a partir da equação 2.69

Para a distância $L = 73,5[m]$, e analisando a figura 4.7, notamos que $\frac{\Phi_S}{2\pi} = 0,10$ e $\frac{\Phi_T}{2\pi} = 0,24$. Em vista disso mostramos o calculo dos modos transversais segundo a equação 2.79, 4.3, para os modos TEM_{00} e TEM_{10} , com $\ell = S + L + P \approx 1,51[m]$

$$\nu_{00} = \frac{c}{2\ell} \left[\left(\frac{1}{2} \right) \times 0,24 + \left(\frac{1}{2} \right) \times 0,10 \right] = \frac{c}{2\ell} \times 0,17 \approx 17MHz \quad (4.7)$$

$$\nu_{10} = \frac{c}{2\ell} \left[\left(1 + \frac{1}{2} \right) \times 0,24 + \left(\frac{1}{2} \right) \times 0,10 \right] = \frac{c}{2\ell} \times 0,41 \approx 41MHz \quad (4.8)$$

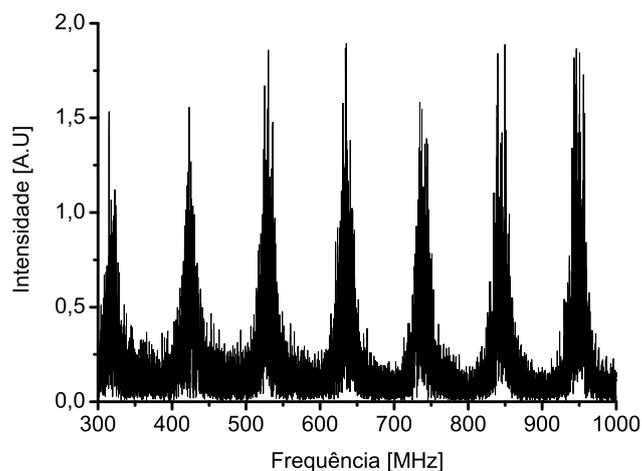


Figura 4.8 Transformada rápida de Fourier da serie temporal obtida experimentalmente, no detetor CW mostrado na figura 4.2. 17 mA de corrente.

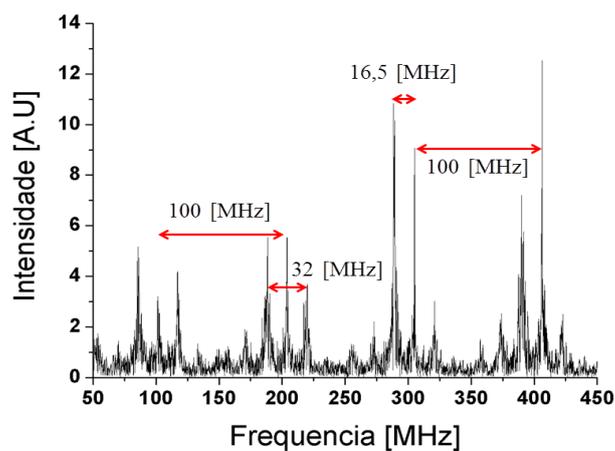


Figura 4.9 Transformada rápida de Fourier da serie temporal obtida experimentalmente, no detetor CW mostrado na figura 4.2. 33 mA de corrente. A comparação dos espectros de frequência dos modos não longitudinais observados apresenta concordância com os cálculos feitos.

4.4 OPERAÇÃO BIDIRECIONAL DO LASER

Um laser He-Ne comercial foi usado para alinhar o laser em anel. Através deste mecanismo o acoplamento máximo obtido para uma distância de 73,5 foi o da figura 4.23 com uma porcentagem de retroalimentação igual a 11%

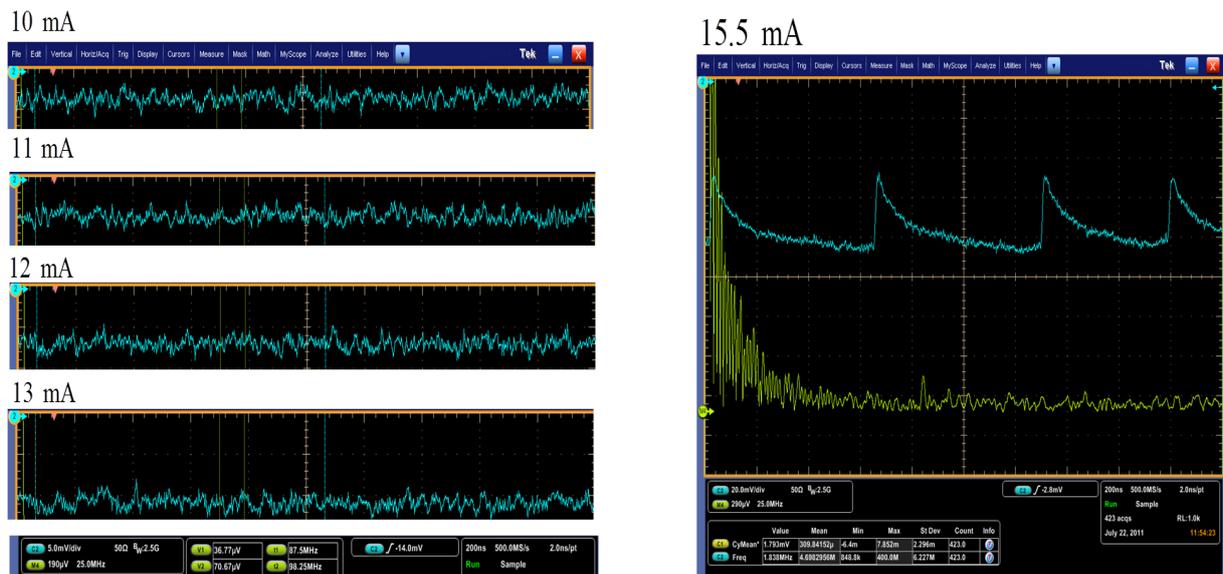


Figura 4.10 Operação bidirecional. A escala da primeira figura é de $5mV/div$ e a segunda foi mudada para $20mV/div$. O zero do nível DC está definido na parte superior da tela como o indica a seta azul. A cavidade laser em anel começa a operar acima de $12mA$ de corrente. É possível registrar o incremento na potência da luz com um fotodetector polarizado inversamente. Devido a este fato, o nível DC do sinal na tela do osciloscópio se desloca negativamente para potências maiores. O sinal amarelo na figura a direita é a transformada rápida de Fourier do sinal azul, mostrando claramente a aparição das flutuações de baixa frequência, acima de $15.5mA$ de corrente aplicada, o qual indica dominância dos efeitos da retroalimentação sob os efeitos resultantes da cavidade com configuração em anel.

O nível DC produzido pelo incremento de luz no regime de operação bidirecional entre 13mA e 15mA foi registrado colocando uma roda dentada no interior da cavidade.

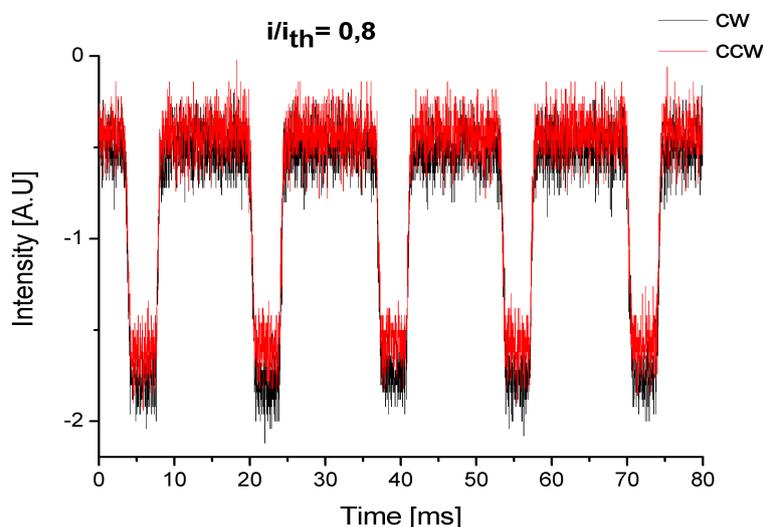


Figura 4.11 Nível DC medido no regime bidirecional. Sentido horário (clockwise CW) e antihorário (counter-clockwise CCW). As duas ondas contrapropagantes têm a mesma intensidade, medida em dois detetores iguais, colocados a distâncias iguais da saída de luz na cavidade.

A retroalimentação de uma cavidade ótica externa tem sido usada para melhorar o rendimento do laser de semiconductor. Como é possível observar dos resultados, as vantagens de usar esta cavidade acoplada ao laser de diodo, permite ter operação estável em frequência unica com largura de linha estreita, sendo além disso, sintonizável pela mudança do acoplamento da retroalimentação. O limiar de operação para o laser operando acoplado com a cavidade laser em anel foi de aproximadamente 13mA , funcionando bidirecionalmente e com uma emissão monomodo ótico como é mostrado na figura 4.12, até uma corrente de 15mA . Quando este limite é superado observamos a manifestação de comportamento dinâmico conhecido como flutuações de baixa frequência. Neste último regime, a emissão do laser sempre é multimodo em contraste com o espectro ótico monomodo achado na operação bidirecional e mostrado na figura (4.12). Enquanto o laser opera com a cavidade externa (13mA - 15mA) os modos são aqueles da cavidade laser com retroalimentação porque o sistema só irá funcionar naqueles modos da cavidade acoplada, já definidos. No entanto, podemos reconhecer dois tipos diferentes de escalas, uma associada com a ida e volta dentro do meio ativo (cavidade interna), que é da ordem de 10ps , e uma segunda associada a ida e volta na cavidade externa, que é da ordem de 10ns . Os modos do laser solitario que tem a ver com a aparição das LFF apresentam dinâmicas de ressonâncias entre modos com frequências de 100GHz associadas a interações na ca-

vidade interna. Consequentemente, quando o laser supera o seu limiar solitario (14.5 mA), modos da cavidade interna irão desestabilizar a emissão monomodo ótico da cavidade externa, gerando assim as flutuações de baixa frequência. O anterior fenômeno foi coerentemente explicado levando em conta este procedimento na referência [22].

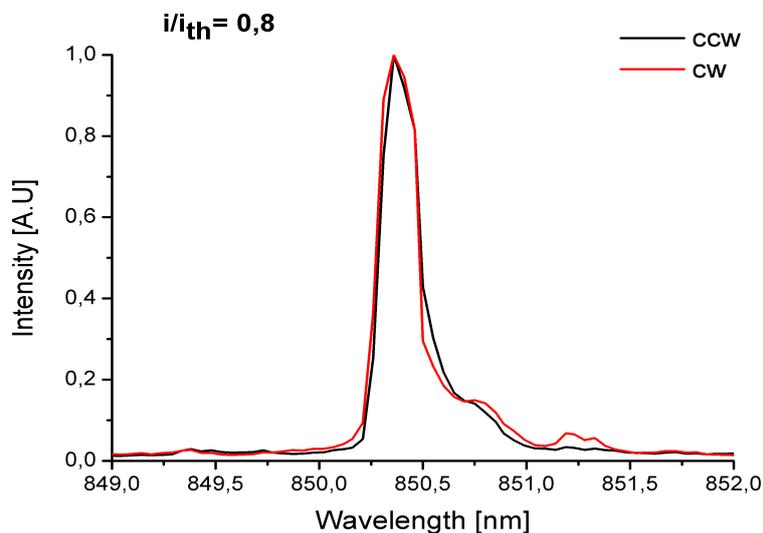


Figura 4.12 Espectro ótico que caracteriza a emissão do laser bidirecional construído, no intervalo de 13mA a 15mA, para as duas direções de propagação, sentido horário e antihorário. A emissão bidirecional foi monomodo ótico dentro da resolução do espectromômetro utilizado (*Ocean Optics HR4000*, 0.02 nm resolução ótica). As dinâmicas dos modos da cavidade não foram medidas e portanto não foi possível garantir emissão monomodo da cavidade laser em anel.

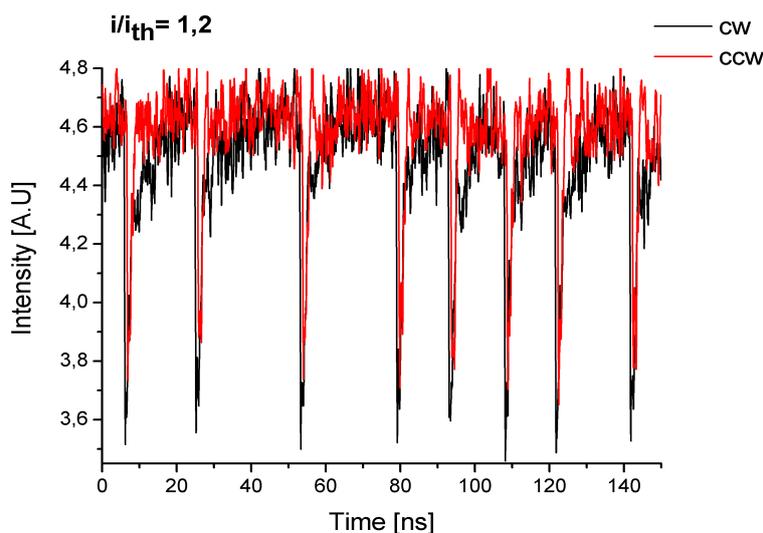


Figura 4.13 Acima de 15mA de corrente observa-se LFF (Low Frequency Fluctuations) nas duas direções de propagação.

É conhecido, que através do efeito Sagnac [23], os lasers com cavidade em anel são sensíveis a rotações, pela manifestação de não reciprocidade em frequência das duas direções de propagação, associado diretamente com a velocidade de rotação aplicada ao sistema. Este fenômeno gera um regime de pulsação pela interferência das ondas contrapropagantes. Sagnac estabeleceu a relação entre a diferença de frequência produzida pela rotação do sistema Ω e a velocidade de rotação através da equação:

$$\Delta f = \frac{4A}{\lambda P} \Omega \quad (4.9)$$

Com A igual a área da cavidade, P é o perímetro e λ é o comprimento da onda. A primeira demonstração de um laser de semicondutor em anel que apresenta a frequência de pulsação Δf e que portanto pode operar como giroscópio, foi feita por Taguchi *et al* [24]. A emissão laser reportada foi multimodo, o qual limitou a precisão da medida na frequência de pulsação. Mignot *et al* [25] em 2009 reportaram a construção de uma cavidade laser em anel com um laser de semicondutor tipo VCSEL operando com uma cavidade externa. Eles conseguiram atingir frequência única devido a uma retroalimentação não perpendicular e observaram a frequência de pulsação comprovando que seu sistema se comporta segundo a equação 4.9. Nós tentamos portanto, achar uma possível manifestação da frequência de batimento. Para isto, as duas ondas contrapropagantes foram focalizadas sobre o mesmo detector. Não foi encontrado um resultado positivo, indicando que as duas direções de propagação do laser em anel possuem características de travamento na fase.

4.5 OSCILAÇÕES AUTO-SUSTENTADAS NA POTÊNCIA DO LASER

Quando os parafusos micrométricos que controlam a posição do espelho esférico são deslocados da posição na qual o laser encontra-se alinhado (maior percentagem de retroalimentação), a saída do laser começa a apresentar comportamentos oscilatórios e instabilidades induzidas pela forma como se distribue o modo óptico no interior do meio de ganho. Em particular, a re-injeção de luz num diodo laser de semicondutor pode gerar flutuações periódicas e aperiódicas relacionadas com as oscilações de relaxação e com as frequências da cavidade externa [26].

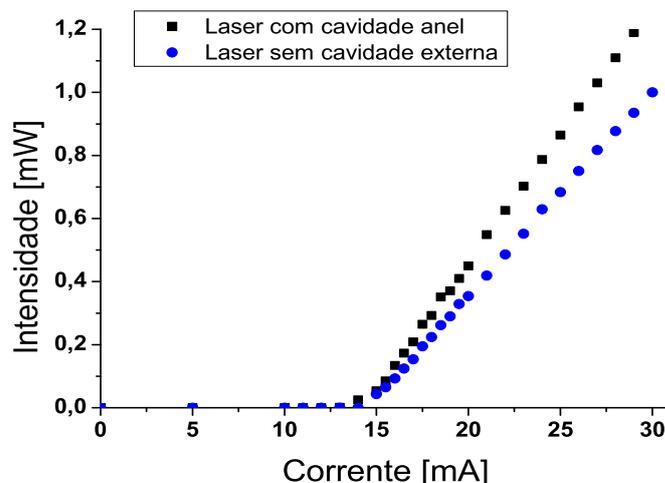


Figura 4.14 Curva Potencia da luz em função da corrente e Bombeio para o laser solitário e o laser com realimentação ótica. Os valores obtidos para a corrente do limiar no caso do laser sem cavidade e do laser operando com a cavidade em anel foram de $14,5\text{mA}$ e 14mA . Por conseguinte achamos um valor de ξ de $3,5\%$ para uma distância L da cavidade externa igual a $73,5\text{m}$.

Nesta situação, o desalinhamento é controlável mudando micrometricamente a posição do feixe. Para correntes abaixo do limiar em correspondência com a figura 4.14, é possível controlar o modo óptico de emissão do laser acoplado com a cavidade. Se a ressonância do laser (o laser solitario) é internamente excitada através da realimentação de luz, então existe uma interação não linear dos modos longitudinais do laser operando com a cavidade o qual poderia dar lugar a pulsação entre dois modos [3]. Nosso laser de semiconductor sem cavidade, emite a uma frequência de 847nm e portanto sempre que foi finamente sintonizada a frequência do laser em anel para que funcionasse justo nesse valor de frequência do laser solitario apresentaram-se pulsações mostradas a continuação:

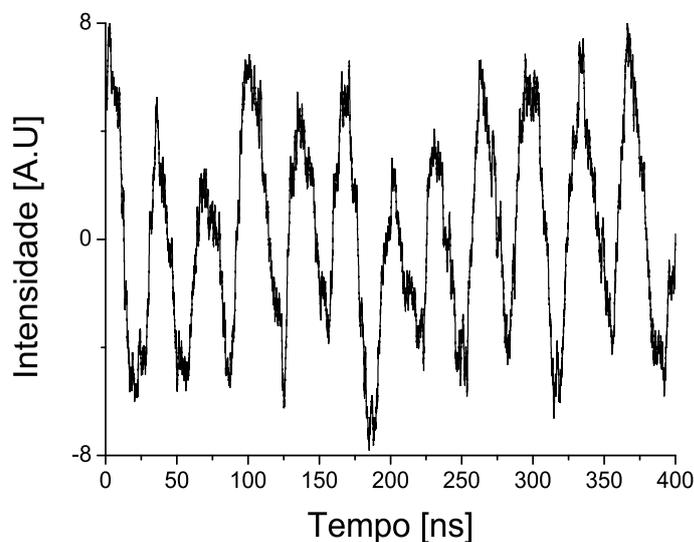


Figura 4.15 Pulsação estacionária obtida durante o processo de alinhamento do laser em anel, $I = 14.3mA$. Mostra-se somente a componente AC da pulsação, levando em conta que existe uma componente DC associada. Largura de banda do detetor de 500 MHz. Utilizo-se além do detetor um amplificador operacional de baixo ruído com largura de banda de aproximadamente 3 GHz.

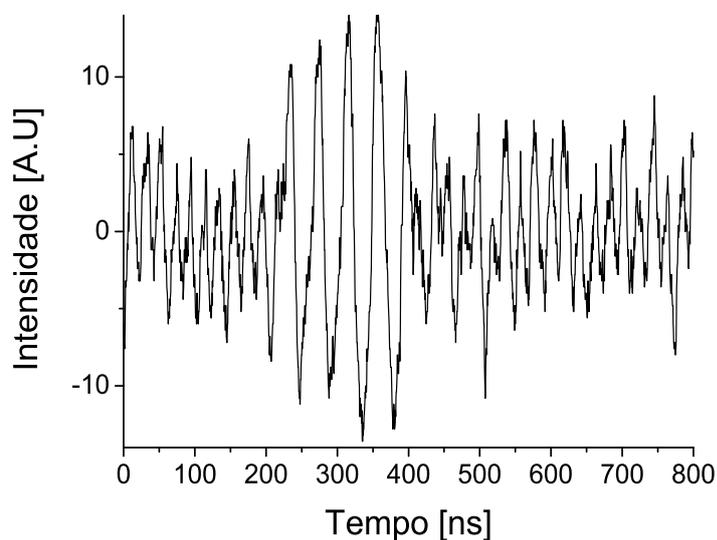


Figura 4.16 Outra forma da pulsação estacionária obtida durante o processo de alinhamento do laser em anel, $I = 14.3mA$. Mostra-se somente a componente AC da pulsação, levando em conta que existe uma componente DC associada. Largura de banda do detetor foi aproximadamente de 2 GHz. Utilizou-se além do detetor um amplificador operacional de baixo ruído com largura de banda de aproximadamente 3 GHz.

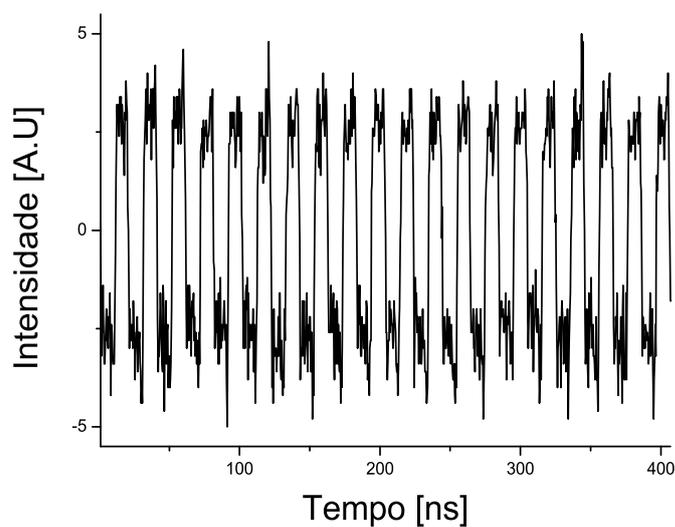


Figura 4.17 Mesma pulsação estacionária da figura 4.15, $I = 14.3mA$. Neste caso, a largura de banda do detetor é de 2 GHz. Utilizo-se além do detetor um amplificador operacional de baixo ruído com largura de banda de aproximadamente 3 GHz.

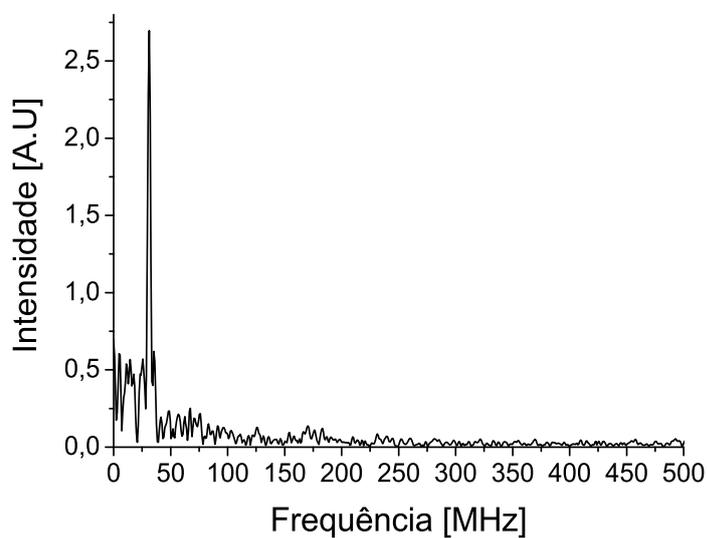


Figura 4.18 Transformada rápida de Fourier da série temporal da figura 4.15. É possível observar a frequência dominante de 32 MHz, indicando possíveis batimentos dos modos transversais.

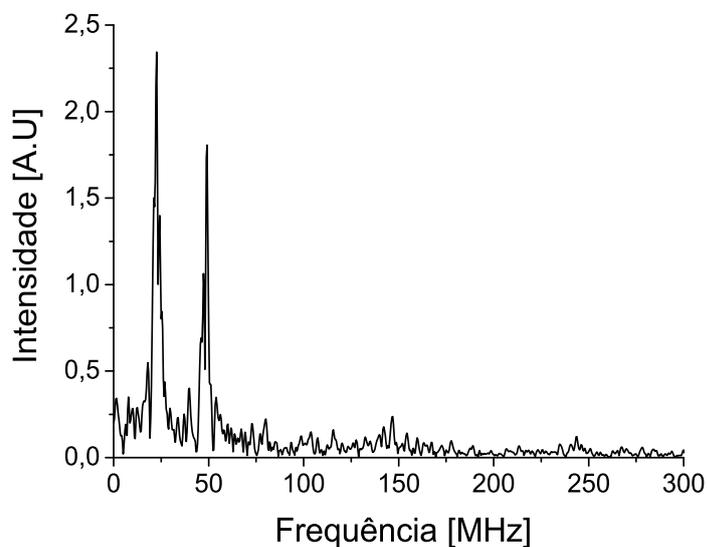


Figura 4.19 Transformada rápida de Fourier da série temporal da figura 4.16. É possível observar frequências dominantes de 22 MHz e 50 MHz .

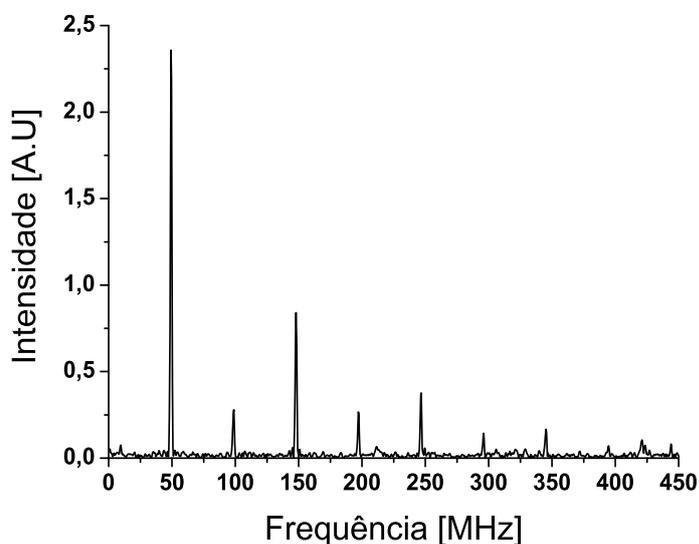


Figura 4.20 Transformada rápida de Fourier da série temporal da figura 4.17. É possível observar a frequência dominante de 50 MHz e múltiplos dela. Esta frequência corresponde a um modo da cavidade quando o alinhamento não corresponde a um caminho em anel e sim, a uma cavidade tipo Fabry-Perot.

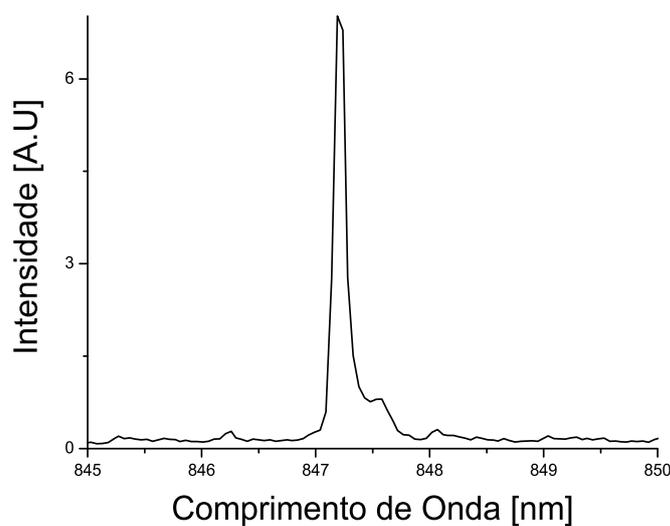


Figura 4.21 Espectro óptico estacionário correspondente ao estado reportado nas gráficas 4.17, 4.20, 4.15, 4.18. Durante a pulsação do laser o espectro mantém a forma e a frequência, portanto se consegue uma emissão estável.

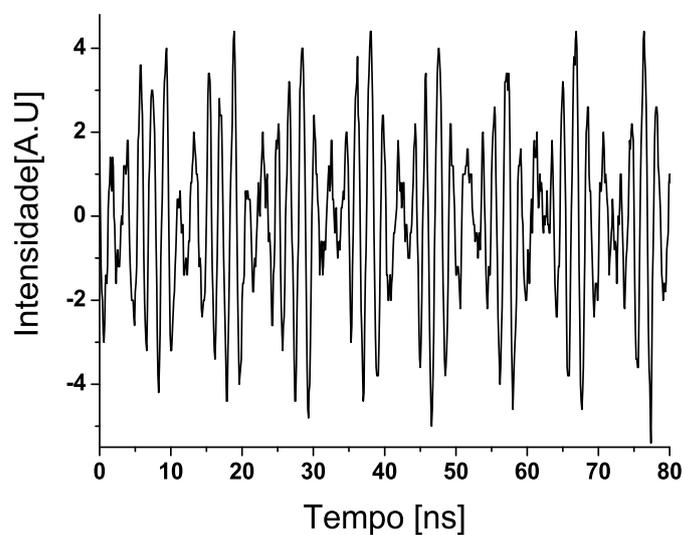


Figura 4.22 Fenômeno de oscilação resultante quando a lente de acoplamento número 2 na figura 4.1 foi trocada por uma lente 06 GLC 001 [2] da *MELLES – GRIOTTM* com uma distância focal de $6.5mm$ e uma distância de trabalho de $0.78mm$. $I = 25mA$

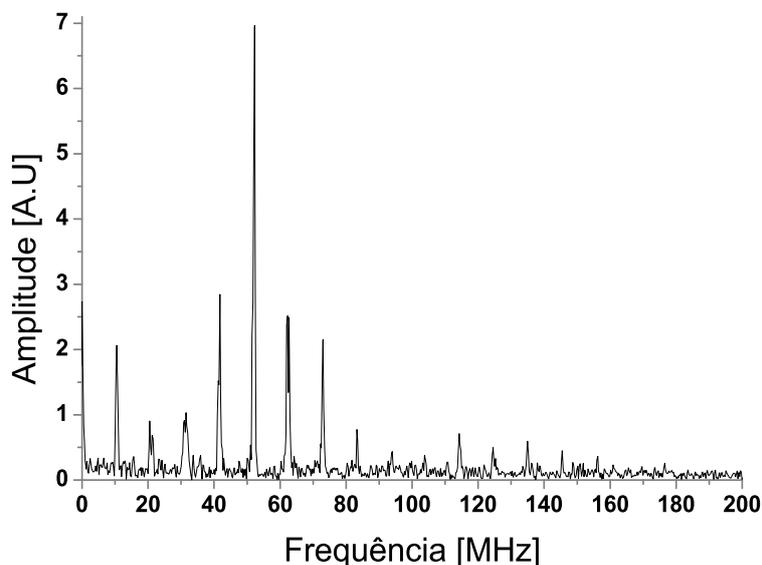


Figura 4.23 Transformada rápida de Fourier da série temporal da figura 4.22. É possível observar a frequência dominante de 50MHz .

Testando a melhor configuração de acoplamento entre a cavidade externa e o laser de semiconductor, a lente de acoplamento número 2 na figura 4.1 foi trocada por uma lente 06 GLC 001 [2], da *MELLES – GRIOTTM*, com uma distância focal de 6.5mm e uma distância de trabalho de 0.78mm . Embora esta lente tenha sido fabricada para acoplamento com lasers de diodo, sua utilização, não levou a melhoras na percentagem de acoplamento, devido ao fato de que este tipo de lente difracta o feixe com um ângulo maior do que a primeira lente usada, e o diâmetro deste fica maior quando chega no espelho esférico gerando assim um alto grau de perdas. Este tipo de lente só foi usada para teste, mas o fenômeno mostrado na figura 4.22 foi registrado quando esta foi colocada.

Na referência [27] foi demonstrado que estes tipos de oscilações nos laser de semiconductor devem acontecer pela ocorrência de duas situações: 1. A ressonância interna (modo característico de emissão do laser solitário) do laser é excitada (no nosso caso pela retroalimentação), através de interação não-linear multimodo causando pulsação em alta frequência na emissão. 2. Defeitos no material ativo atuam como áreas que passam a funcionar como absorvedores saturáveis. Aplicando estas duas últimas afirmações ao nosso experimento e levando em conta que este último fenômeno da figura 4.22 não foi achado pela sintonização da emissão do laser em anel com a ressonância interna do laser de diodo (em contraste com as figuras 4.17, 4.20), é bem provável que o desalinhamento e o baixo acoplamento, façam que para este caso em particular, existam regiões nas camadas ativas

do laser que são bombeadas e outras que passam a operar como absorvedores saturáveis quando a região que é bombeada supera o limiar. Em vista disso, tentaremos explicar este último fato considerando a interação de um modo com dois regiões de ganho, onde uma delas atua como absorvedor saturável.

A continuação se apresenta a observação da mudança na pulsação, mostrada na figura 4.17, quando se variou a corrente de injeção no laser. Note-se como a estrutura da pulsação começa a ser dissipada na série temporal. Se observamos simultaneamente o espectro de frequências de cada sinal, percebemos a progressiva aparição das frequências transversais do modo fundamental que foram calculadas e corroboradas na figura 4.9. A oscilação das frequências óticas nos valores acima de $15mA$ verificou-se multimodo em contraste com a figura 4.21.

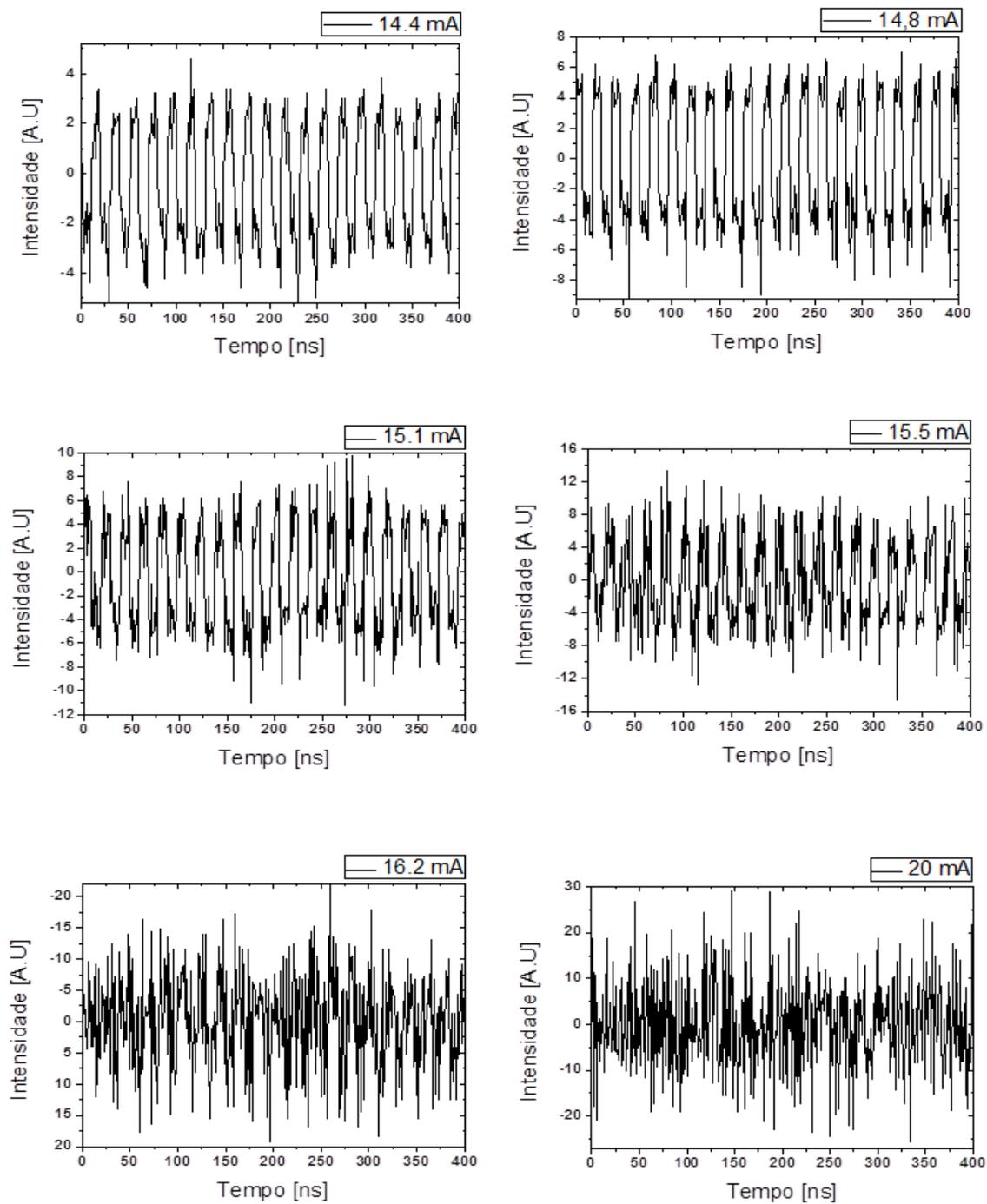


Figura 4.24 Intensidade das oscilações para diferentes valores de corrente.

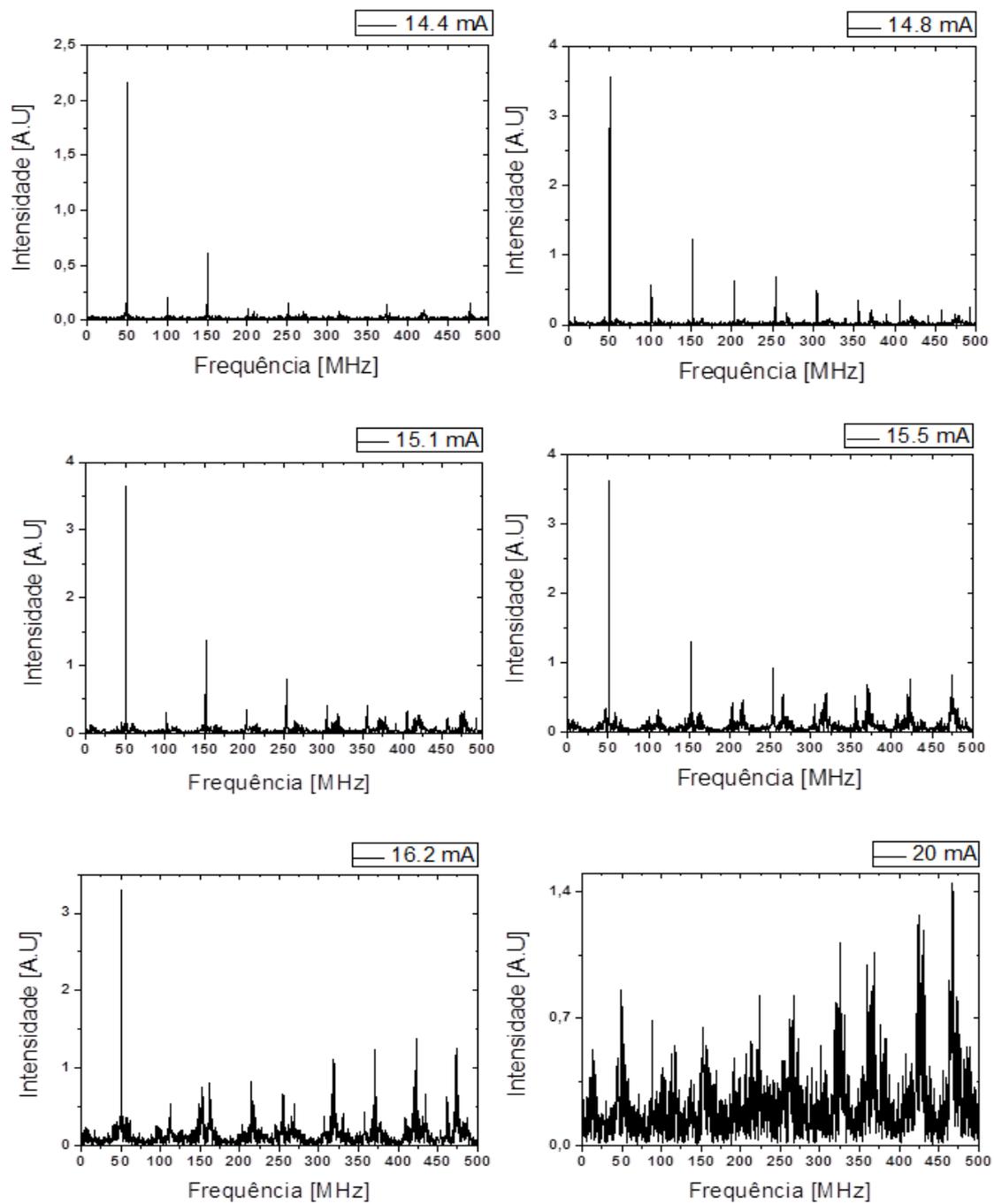


Figura 4.25 Frequências medidas experimentalmente para cada valor mostrado na figura 4.24

4.5.1 Modelo teórico

O fenômeno de pulsações descrito experimentalmente, pode ser explicado com o modelo proposto por Yamada [4], onde considera-se que uma das possíveis maneiras de se obter uma pulsação na saída do laser deve-se ao fato de ter uma região não bombeada no material semiconductor, a qual opera como absorvedor saturável ao longo da direção longitudinal do laser.

No modelo foram assumidas as seguintes condições:

- A distribuição dos elétrons na região ativa é uniforme com densidade de portadores N_1 , baseado no fato de que a largura da faixa ativa é muito mais estreita do que o comprimento de difusão do elétron.
- As formas das distribuições eletrônicas nas regiões absorvedoras são idênticas com as distribuições do campo óptico, contudo elas tem máximos com valor $2N_2$ e valores médios N_2 , já que os elétrons nestas regiões são gerados pela absorção ótica.
- Efeitos de mistura dos elétrons entre as duas regiões devido a difusão de portadores são levados em conta pela introdução de termos proporcionais a $N_1 - N_2$.

4.5.2 Equações de taxa

As equações para a amplitude complexa do campo, o número de portadores na região ativa (região com bombeio) N_1 e o número de portadores na região absorvedora (não bombeada) N_2 com a inclusão de retroalimentação ou *feedback* de luz.

$$\frac{dE}{dt} = \frac{1}{2}[(1 + i\alpha) \Gamma_1 \xi_1 (N_1 - N_{th1}) + (1 + i\alpha) \Gamma_2 \xi_2 (N_2 - N_{th2}) - \Gamma_0] E + \frac{CN_1 V_1}{T_1} + \kappa e^{-i\omega_0 t} E(t - \tau) \quad (4.10)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{I}{e} - \Gamma_1 \xi_1 (N_1 - N_{th1}) |E|^2 - \frac{N_1}{T_1} - \frac{N_1 - N_2}{T_{12}} \quad (4.11)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -\Gamma_2 \xi_2 (N_2 - N_{th2}) |E|^2 - \frac{N_2}{T_2} - \frac{N_2 - N_1}{T_{21}} \quad (4.12)$$

- Con ξ_1 sendo a constante de proporcionalidade entre o coeficiente de ganho e o número de portadores na região i .
- Γ_i são os fatores totais de confinamento óptico na região i .

- N_i é a densidade eletrônica acima da qual o ganho laser chega a ser positivo ou o nível de transparência na densidade eletrônica na região i .
- Γ_0 é a taxa de decaimento da cavidade ou o limiar para o ganho.
- T_i é o tempo de vida dos portadores na região i .
- C é o coeficiente de emissão espontânea que dá a taxa de acoplamento entre o campo espontâneo e o modo laser.
- T_{ij} é o tempo característico da difusão eletrônica da região i para a região j .
- τ é o tempo de retardo da reinjeção. Para nosso caso ele toma um valor de $10ns$.

Tabela 4.1 Parâmetros usados no calculo numerico. Na referência [4] são discutidos a origem e o significado físico de alguns parâmetros que foram usados.

Pâmetro	Valor	Dimensão	Referência
Comprimento Laser [L]	300	μm	[28]
Largura Laser [W]	2-3	μm	[4], [3]
Espessura Laser [d]	0.08	μm	[4], [3]
T_{12}	1.18-2.65	ns	[4], [3]
Γ_0	391	ns^{-1}	[4]
Γ_1	0.1834-0.2235	Adimensional	[3], [4]
Γ_2	0.1748-0.1147	Adimensional	[3], [4]
N_{th1}	6.72×10^7	Adimensional	[3], [4]
N_{th2}	6.54×10^7	Adimensional	[3], [4]
α	2	Adimensional	[4]
C	2.6×10^{-5}	Adimensional	[4], [28]
ξ_1	$6.4 \times 10^4 - 4.28 \times 10^4$	s^{-1}	[4], [3]
ξ_2	$3 \times 10^5 - 2.70 \times 10^4$	s^{-1}	[4], [3]
T_{21}	1.6-1.18	ns	[3], [4]
λ	847	nm	medido

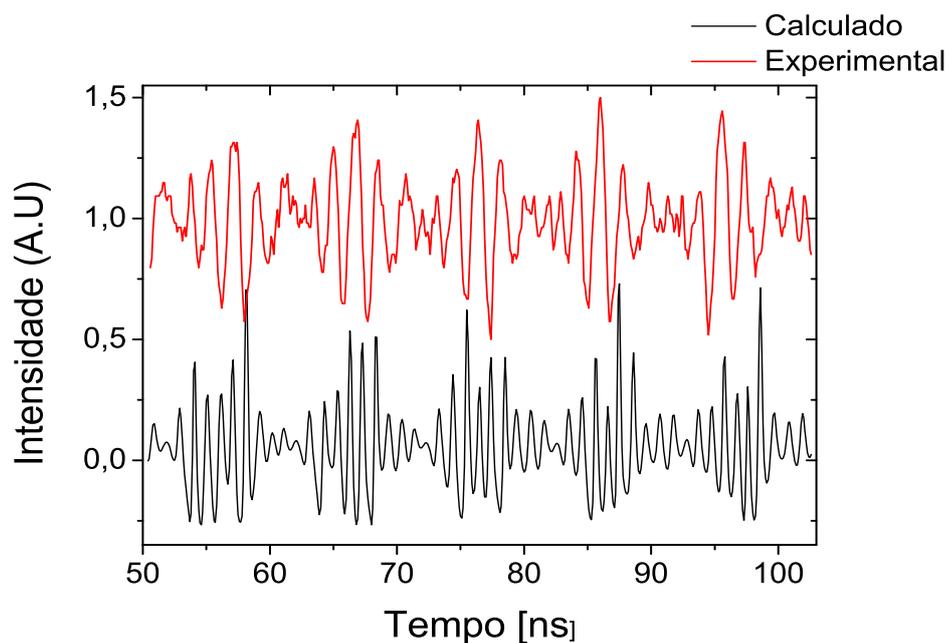


Figura 4.26 Comparação da solução numérica obtida pelas equações de taxa propostas para o valor da intensidade do campo $|E|^2$ e o resultado obtido experimentalmente. No cálculo, foi usado o fator de retroalimentação baixo (1.5%), e o tempo de retardo de nosso experimento (10 ns). Outras constantes foram: $T_{12} = 2.65$, $T_{21} = 1.6$, $T_1 = 1.5$ e $T_2 = 1.3$ [3], $\kappa = 0.015 = 1.5\%$, $i = 22mA$, $\xi_1 = 4.28 \times 10^4$, $\xi_2 = 2.70 \times 10^4$, $\Gamma_1 = 0.1834$, $\Gamma_2 = 0.1748$.

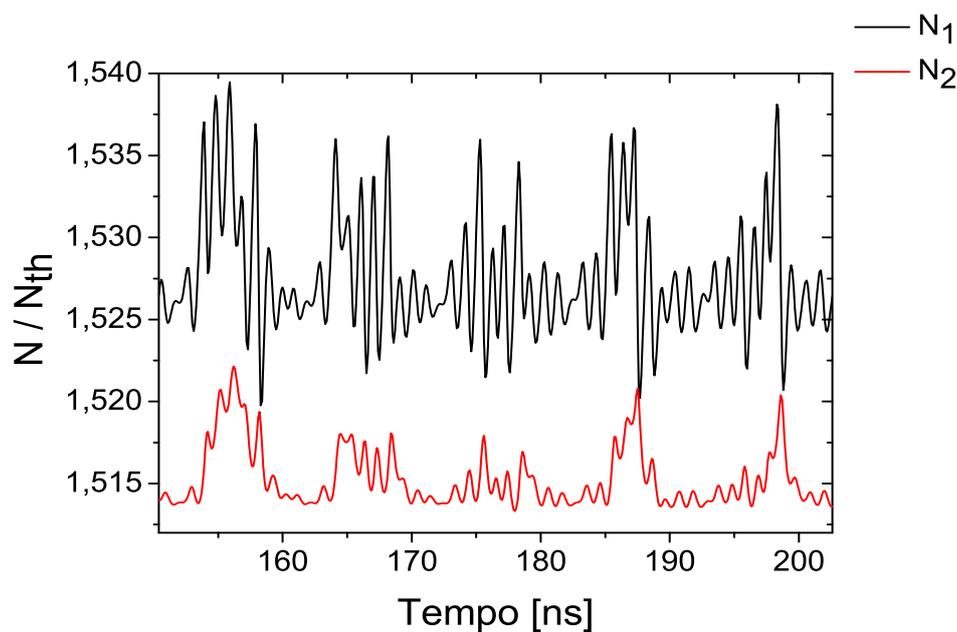


Figura 4.27 Solução numérica das equações de taxa propostas para os valores das populações nas duas regiões N_1 , N_2 .

CAPÍTULO 5

DISCUSSÃO DOS EXPERIMENTOS E MODELOS

5.1 OPERAÇÃO BIDIRECIONAL DO LASER

Devido ao fato de que não se obteve um casamento eficiente entre a área ativa do laser e o modo de cavidade do sistema, não conseguimos atingir os regimes de oscilação particulares deste tipo de sistema [29], [30] (incluindo os caóticos.) . Na referência [25] a área ativa do laser usado e o modo da cavidade são ambos circulares. Tendo diâmetros comparáveis fica favorecido o incremento do fator de qualidade da cavidade.

Se o meio de ganho semiconductor satura com uma largura homogênea, espera-se que a dinâmica do laser em anel, esteja principalmente governada pelas fontes de acoplamento entre os campos em oposição. A determinação dos diferentes regimes de operação implica um estudo das restrições físicas sob as diferentes condições do meio de ganho e da cavidade. Estas restrições estão associadas, principalmente, aos efeitos de competição entre as duas ondas contrapropagantes no meio ativo. Retro-reflexões e interação das ondas via grades de difração (modulação da inversão da população) criadas pela interferência das duas ondas, tal como foi explicado na seção 3.4, igualmente, devem ser inclusas. Do ponto de vista teórico, a reversibilidade do caminho óptico e a ausência de reflexões permitem descrever duas ondas contra-propagantes degeneradas compartilhando o mesmo meio de ganho. Se as duas ondas possuem a mesma frequência, os efeitos de saturação cruzada são maiores por um fator de 2, segundo a equação 3.49, em relação aos efeitos de saturação própria. Um laser de anel operando nestas condições ideais corresponde a um acoplamento grande $C > 1$, situação que foi descrita na figura 3.5 . Este laser deveria funcionar como um sistema biestável (bidirecional instável e unidirecional estável), quando os efeitos de retroespalhamento de uma direção na outra forem desprezíveis. Neste caso as frequências próprias de um laser de anel e as perdas durante um percurso total, são as mesmas para as duas ondas. A não reciprocidade significa que tal invariância é violada, e desta forma as frequências próprias e as perdas chegam a ser diferentes para cada modo, quando as retro-reflexões acoplam os mesmos. No nosso experimento, achamos reciprocidade na região de variação do parâmetro corrente entre $13 - 15mA$. Não foram variados outros tipos de parâmetros como: polarização da luz, temperatura do laser ou

níveis de perda. Quando existem retro-reflexões, elas destroem a invariância rotacional do laser e os modos da cavidade chegam a ser ondas estacionárias não degeneradas [31]. Este efeito, junto com a interação não linear das duas ondas no meio de ganho, resultam numa variedade de regimes, dentre os quais, os bidirecionais de que têm sido reportados para lasers em anel classe B [32] e semicondutores [33]. Também apresenta-se o regime de travamento das frequências, achado em nosso experimento. Contudo, não foi possível achar outros tipos de regimes que incluem fenômenos como: mudanças periódicas na direção de propagação das duas ondas, o regime de pulsação (beat note) e o regime de auto-modulação que tem sido chamado de oscilações alternadas [33]. Neste último as modulações da população criadas pela interferência são de considerável importância. A auto-difração que leva a acoplamentos cruzados e próprios entre os modos, modifica os coeficientes de ganho e perda de cada um, dando lugar a uma oscilação onde se o modo 1 opera, o modo 2 não, para um certo intervalo de tempo e vice-versa. Mas para que este regime entre em operação não deve existir qualquer acoplamento das ondas por efeitos de retroespalhamento de uma onda em direção da outra, já que neste caso o regime estável é sempre aquele que foi observado experimentalmente. Uma das razões para explicar o porque do resultado obtido, está baseado em dois fatos experimentais: primeiro, nosso experimento não conta com elementos ópticos que possuam camadas antirefletoras, porém, não se considera sensivelmente a importância deste fenômeno que dá lugar ao travamento de frequências. Segundo, a incidência paralela dos feixes provenientes da cavidade externa sob a região ativa levam a um baixo acoplamento e favorece as condições para retro-reflexões, gerando o fenômeno de travamento. Na referência [25], onde se consegue o regime de pulsação importante para a aplicação como giroscópio, a incidência do feixe da cavidade externa, foi feita a um ângulo de 45 graus, o qual impede a situação de retro-reflexão e favorece o retro-espalhamento devido a modulações da população entre os dois modos.

É importante considerar que o fato da saturação cruzada ser maior que a auto-saturação quando as duas ondas interagem não linearmente no meio de ganho leva a uma situação onde o regime estável é sempre o unidirecional. Uma maneira de desestabilizar este regime é introduzir acoplamentos adicionais como perdas dependentes da diferença de intensidade entre as duas ondas. Efeitos relacionados a perdas pela manipulação da polarização das intensidades permite fazer isto sem elementos no interior da cavidade [34]. Isto será considerado em pesquisas futuras para melhorar a operação de nossa cavidade.

5.2 OSCILAÇÕES AUTO-SUSTENTADAS NA POTÊNCIA DO LASER

No modelo de Yamada [4], considera-se o setor da região ativa do laser e os setores de semiconductor que não são bombeados elétricamente, de modo que há uma inversão da população positiva (amplificação) e no outro há uma inversão da população negativa (absorvedor). Estes interagem através do campo da cavidade interna (cavidade do laser), e a difusão dos portadores de uma região a outra. Sendo assim, o modelo para explicar as oscilações é entendido em termos de variações do número de fótons e densidades eletrônicas. Abaixo da corrente do limiar, a densidade eletrônica na região 1 é incrementada pela injeção de corrente. Acima do limiar ($N_1 > N_{Th}$), os fótons aparecem e começa a absorção na região 2, conseqüentemente a densidade eletrônica nesta região aumenta. Posteriormente, a taxa de absorção é reduzida pelo incremento de N_2 , portanto o número de fótons incrementa-se muito mais. Logo, a densidade de portadores da região 1 é reduzida pela emissão laser. Nesse momento a operação do laser é concluída, resultando em um número de fótons nulo. Este processo repete-se gerando pulsação na potência emitida pelo laser.

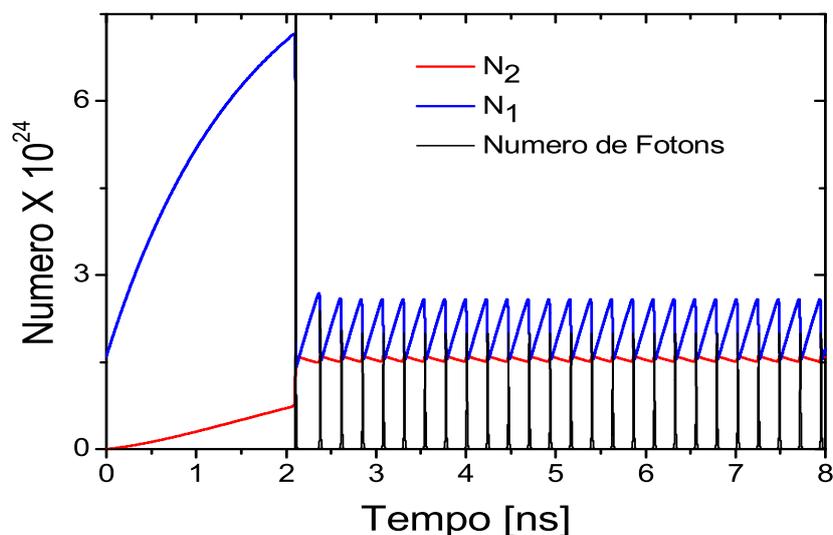


Figura 5.1 Solução do modelo de Yamada sem retroalimentação de luz. Esta figura permite a interpretação do fenômeno das pulsações que foi explicada no parágrafo acima

Segundo os resultados obtidos (Figura 4.27), com retroalimentação ótica, os fundamentos físicos da pulsação parecem ser os mesmos, mas, percebemos que a variação é muito mais complexa e a operação do laser é concluída a cada 10 ns, o qual corresponde a um tempo de ida e volta na nossa cavidade. A figura 4.26 mostra um sinal que oscila um número de vezes a cada 10 ns, cujas características indicam que a intensidade do laser

restabelece muito mais rápido que sua taxa de decaimento (similarmente para o número de portadores nas duas regiões). Na referência [35], foi construído um laser de semicondutor com uma cavidade externa cujo acoplamento não foi otimizado e portanto apresentou regiões que foram bombeadas e regiões absorvedoras dando lugar a pulsações. Eles obtiveram resultados similares aos mostrados na figura 4.26 com frequências na faixa de $20MHz$. Foi sugerido nesta pesquisa que, devido a este fato experimental, as dinâmicas de portadores envolvidas poderiam estar relacionadas principalmente com a difusão. Contudo, eles não confirmaram ditas afirmações. Por esta razão, já que as frequências para este tipo de pulsações achadas em nosso experimento ficaram na faixa de $10 - 100MHz$, prosseguimos em variar os parâmetros T_{12} e T_{21} nas equações de taxa propostas.

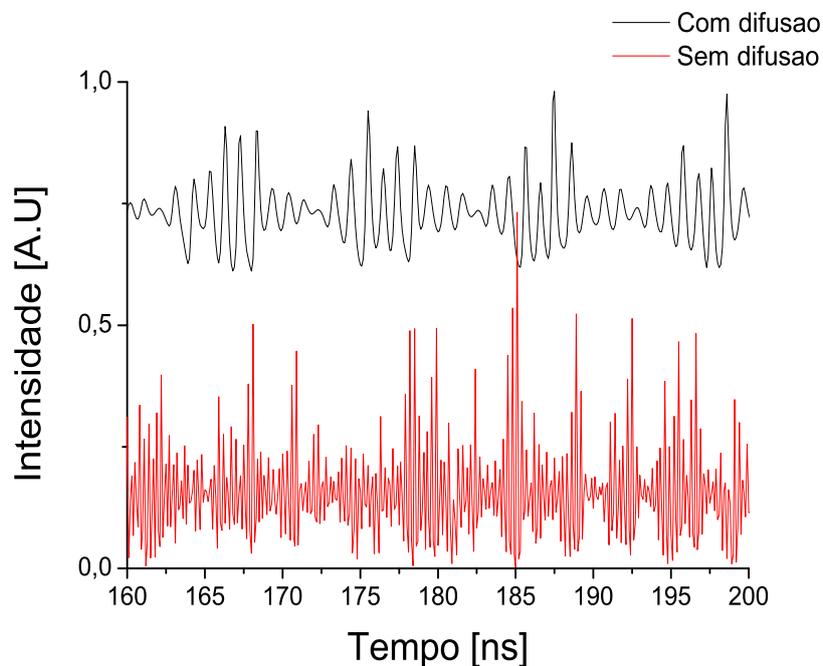


Figura 5.2 Compara-se o resultado da figura 4.26 com o cálculo das equações sem relacioná-los com a difusão. Os parâmetros usados foram mantidos com objetivo de estabelecer a diferença entre a simulação dos comportamentos com e sem a difusão de portadores.

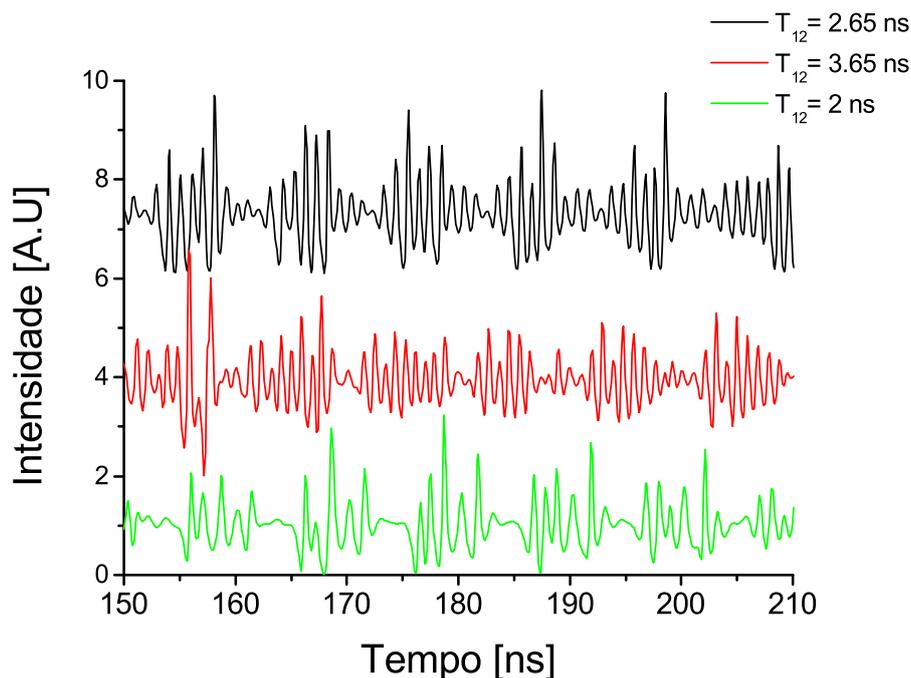


Figura 5.3 Comparação de resultados quando se varia o tempo de difusão entre regiões.

Como se vê na figura 5.3, a frequência das oscilações depende da difusão dos portadores de uma região para outra. A forma das pulsações observadas nos experimentos é verificada pela solução numérica, portanto as frequências dos batimentos têm a mesma ordem de grandeza. Um ajuste quantitativo para os valores das frequências observadas experimentalmente em relação aos do modelo teórico, só seria possível, considerando os parâmetros do laser que foi usado em nosso experimento (laser de semiconductor tipo multi-quantum well). Igualmente, é importante reconhecer que o efeito do volume de absorvedor saturável que interage com a parte do laser que é bombeada é determinante no comportamento das oscilações. Informações quantitativas sobre este parâmetro são desconhecidas e portanto, foram tomadas da referência [4]. Um análise detalhado dos volumes efetivos das regiões e um ajuste quantitativo dos parâmetros correspondentes ao laser, é um trabalho que será desenvolvido posteriormente, que não foi possível incluí-los nesta dissertação.

CONCLUSÕES

Nesta dissertação estudamos um laser de semicondutor acoplado com uma cavidade em configuração anel, quando parte da luz emitida é reinjetada dentro da cavidade laser por meio de três espelhos externos. A primeira parte deste trabalho consistiu na revisão bibliográfica dos principais conceitos na óptica que são usados na implementação de cavidades e as principais características dos lasers de semicondutor. Posteriormente mostramos nossos principais resultados obtidos.

Nossa pesquisa foi principalmente encaminhada a atingir regimes de operação tipo caótico e a possível aplicação do sistema como giroscópio. Conseqüentemente, a maior parte do tempo empregado neste estudo, foi dedicado à montagem experimental incluindo toda a eletrônica e óptica necessária para a implementação e operação deste tipo de sistema, nestes regimes. Embora este não seja o primeiro sistema tipo anel que é construído em nosso laboratório [36], os resultados que esperávamos não foram obtidos já que este é o primeiro a utilizar um meio semicondutor como material na construção do laser. Fizemos múltiplos testes com a óptica e a eletrônica que o laser em anel requer. Finalmente conseguimos realizar regimes bidirecional e de pulsações, explicando os fatos que justificam estes comportamentos. Na parte óptica, observamos e explicamos as frequências observadas na cavidade e estabelecimos as características que poderiam fazer com que o sistema operasse da maneira desejada. Nesse sentido, os acoplamentos entre cavidade do laser e cavidade externa precisam ser melhorados, assim como a estabilidade dos elementos ópticos empregados. Métodos de aperfeiçoamento da cavidade foram sugeridos com o objetivo de ser testados nos próximos meses. Na parte eletrônica, desenvolvemos e compreendemos os elementos eletrônicos necessários para o funcionamento estável do laser e da detecção óptica, atingindo detecções com velocidades altas. Os regimes observados foram explicados baseados em fenômenos simples, todavia não foram explicados outros, tal como a pulsação gerada quando a retroalimentação excita a ressonância interna do laser. Um conhecimento mais profundo da teoria da operação oscilação laser multimodo e fenômenos de óptica não linear ainda não estudados permitirão um posterior desenvolvimento de idéias sobre estes resultados. Uma simulação numérica simples incluindo nossos parâmetros experimentais, usando um modelo já conhecido, permitiu explicar fisicamente

as razões para mostrar um tipo de oscilação encontrada quando a lente de acoplamento entre a cavidade externa e o laser foi trocada. Nós observamos que as características deste regime de oscilação são principalmente definidas pelos tempos de difusão dos portadores entre as regiões consideradas para baixos valores de realimentação de luz.

Esperamos que este trabalho seja uma motivação para continuar estudando a dinâmica do laser de diodo com cavidade em anel. Ainda falta muitas coisas por estudar, sobretudo na parte da interpretação física do sistema, o que levaria a uma melhor implementação do experimento. Estamos interessados em futuramente aproveitar este tipo de configuração para estudar não somente caos e possíveis aplicações tecnológicas, queremos também estudar seus fenômenos dinâmicos como excitabilidade e pulsos gigantes gerados pela introdução de um outro laser atuando como absorvedor saturável.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] S. Collins, “Lens-system diffraction integral written in terms of matrix optics,” *Journal of Optical Society of America*, vol. 60, pp. 1168–1177, 1970.
- [2] G. Melles, *The Practical Application of Light*. Melles Griot, 1999.
- [3] G. Van Tartwijk and M. San Miguel, “Optical Feedback on Self-Pulsating Semiconductor Laser,” *Journal of Quantum Electronics*, vol. 32, pp. 1191–1202, February 1996.
- [4] M. Yamada, “A Theoretical Analysis of Self-Sustained Pulsation Phenomena in Narrow-Stripe Semiconductor Lasers,” *Journal of Quantum Electronics*, vol. 29, pp. 1330–1336, July 1993.
- [5] K. R. Preston, K. C. Wollard, and K. H. Cameron, “External cavity-controlled single-longitudinal-mode laser transmitter,” *Electronics Letters*, vol. 17, pp. 931–932, November 1981.
- [6] L. A. Coldren, B. I. Miller, K. Iga, and J. A. Rentschler, “Monolithic two-section gainasp/inp active-optical resonator devices formed by reactive ion etching,” *Applied Physics Letters*, vol. 38, pp. 315–317, 1981.
- [7] M. Giudici, *Non linear dynamics of a semiconductor laser with optical feedback*. PhD thesis, Institut Non-Linéaire de Nice-France, 1999.
- [8] O. Svelto, *Principles of lasers*. Plenum Press, 1998.
- [9] P. W. Smith, “Mode selection in lasers,” *Proceedings of the IEEE*, vol. 60, pp. 422–440, April 1972.
- [10] Hodgson and Weber, *Optical Resonators, Fundamentals, Advanced Concepts and Applications*. Springer, 1997.
- [11] D. C. Hanna, “Astigmatic gaussian beams produced by axially asymmetric laser cavities,” *Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-5, pp. 483–488, October 1969.
- [12] H. Kogelnik and T. Li, “Laser Beam and Resonators,” *Applied Optics*, vol. 5, pp. 1550–1567, October 1966.
- [13] Hodgson and Weber, *Long-Wavelength Semiconductor Lasers*. Van Nostrand Reinhold, 1986.

- [14] J. F. Avila, “Lasers de Diodo Caóticos por Realimentação Ótica,” Master’s thesis, Universidade Federal de Pernambuco, 2002.
- [15] A. Yariv, *Quantum Electronics*. John Wiley and Sons, 1989.
- [16] J. Manning, R. Olshansky, and C. B. Su, “The Carrier-Induced Index Changes in AlGaAs and $1.3\mu\text{m}$ InGaAsP Diode Lasers,” *Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-19, p. 1525, 1983.
- [17] C. H. Henry, “Theory of the Linewidth of Semiconductor Laser,” *Journal of Quantum Electronics*, vol. QE-18, p. 259, 1982.
- [18] Christoph Harder, Kerry Vahala, and Amnon Yariv, “Measurement of the linewidth enhancement factor α of semiconductor lasers,” *Applied Physics Letters*, vol. 42, p. 328, 1983.
- [19] R. Olshansky, C. Su, J. Manning, and W. Powazinik, “Measurement of radiative and nonradiative recombination rates in InGaAsP and AlGaAs light sources,” *Journal of Quantum Electronics*, vol. 20, no. 838, pp. 838–854, 1984.
- [20] M. Sargent, M. Scully, and W. Lamb, *Laser Physics*. Addison-Wesley, 1974.
- [21] A. Siegman, *Lasers*. University Science Books, 1986.
- [22] G. Huyet, S. Balle, C. Giudici, M. and Green, G. Giacomelli, and J. R. Tredicce, “Low Frequency Fluctuations and Multimode Operation of a Semiconductor Laser with Optical Feedback,” *Optics Communications*, vol. 149, pp. 341–347, April 1998.
- [23] E. J. Post, “Sagnac Effect,” *Reviews Of Modern Physics*, vol. 39, pp. 475–493, April 1967.
- [24] K. Taguchi, K. Fukushima, I. Atsuyuki, and M. Ikeda, “Experimental Investigation of a Semiconductor Ring Laser as an Optical Gyroscope,” *Transactions on Instrumentation and Measurement*, vol. 48, pp. 1314–1318, December 1999.
- [25] P. Mignot, G. Feugnet, S. Schwartz, I. Sagnes, A. Garnache, C. Fabre, and J. Pocholle, “Single-frequency external-cavity semiconductor ring-laser gyroscope,” *Optics Letters*, vol. 34, pp. 97–99, January 2009.
- [26] O. Carrol, Y. Tanguy, J. Houlihan, and G. Huyet, “Dynamics of self pulsing semiconductor lasers with optical feedback,” *Optics communications*, vol. 180, pp. 317–321, June 2000.
- [27] C. Mirasso, G. Van Tartwijk, E. Hernández-García, D. Lenstra, S. Lynch, P. Landais, P. Phelan, J. O’Gorman, M. San Miguel, and W. Elsaber, “Self-Pulsating Semiconductor Lasers: Theory and Experiment,” *Journal of Quantum Electronics*, vol. 35, pp. 764–770, May 1999.

- [28] Y. Arakawa and A. Yariv, “Theory of Gain, Modulation Response, and Spectral Linewidth in AlGaAs Quantum Well Lasers,” *Journal of Quantum Electronics*, vol. 21, pp. 1666–1674, October 1985.
- [29] S. Schwartz, G. Feugnet, E. Lariontsev, and J. Pocholle, “Oscillation Regimes of a Solid-State Ring Laser with Active Beat-Note Stabilization: From a Chaotic Device to a Ring-Laser Gyroscope,” *Physical Review A*, vol. 76, p. 023807, January 2007.
- [30] H. Zeghlache, P. Mandel, N. Abraham, L. Hoffer, G. Lippi, and T. Mello, “Bidirectional ring laser: Stability analysis and time-dependent solutions,” *Physical Review A*, vol. 37, pp. 470–497, January 1988.
- [31] A. Perez-Serrano, J. Javaloyes, and S. Balle, “Bichromatic Emission and Multimode Dynamics in Bidirectional Ring Lasers,” *Physical Review A*, vol. 81, pp. 341–347, 2010.
- [32] N. Kravtsov and E. Lariontsev, “Nonlinear Dynamics of Solid-State Ring Lasers,” *Quantum Electronics*, vol. 36, no. 3, pp. 192–221, 2006.
- [33] M. Sorel, G. Giuliani, A. Scirè, R. Miglierina, S. Donati, and P. J. R. Laybourn, “Operating Regimes of GaAs-AGaAs semiconductor Ring Lasers: Experiment and Model,” *Journal of Quantum Electronics*, vol. 39, pp. 1187–1195, October 2003.
- [34] S. Schwartz, G. Feugnet, P. Bouyer, A. Aspect, E. Lariontsev, and J. Pocholle, “Mode-Coupling Control in Resonant Devices: Application to Solid-State Ring Lasers,” *Physical Review Letters*, vol. 97, pp. 093902–1–093902–4, September 2006.
- [35] Y. Wong, H. Chen, Y. Lai, C. Kiang, and C. Yang, “Self Modulation Phenomena in an External-Cavity Semiconductor Laser,” *Optics Communications*, vol. 239, pp. 429–436, July 2004.
- [36] L. Yudong and J. Rios Leite, “A single mode line tunable CO₂ ring laser,” *Optics Communications*, vol. 88, pp. 391–396, May 1992.