

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA ELÉTRICA
DEPARTAMENTO DE MICROONDA E ÓPTICA

"ANÁLISE DE LASERS SEMICONDUTORES
EM CAVIDADES EXTERNAS"

ANTONIO ANDRADE LEAL

Orientador: Prof. Dr. EVANDRO CONFORTI

Tese apresentada à Faculdade de Engenharia Elétrica da Universidade Estadual de Campinas - UNICAMP - como parte dos requisitos exigidos para a obtenção do Título de MESTRE EM ENGENHARIA ELÉTRICA.

BC/91100726

JULHO 1990

Este exemplar corresponde a edição final da tese defendida por Antonio Andrade Leal

e aprovada pela Comissão

Julgadora em 24/07/90

Evandro Conforti
Orientador

À minha companheira, CIDA.
A meus filhos, FREDERICO e ISABEL.
A meus pais.

AGRADECIMENTOS

. Ao Prof Dr. EVANDRO CONFORTI pela orientação e pelo apoio pessoal durante este trabalho.

. Ao Prof. RUBEM GONÇALVES FARIAS pelo auxílio na obtenção de resultados numéricos, pelas valiosas discussões e pela amizade.

. Ao Prof. PAULO HIROSHI SAKANAKA pela assessoria prestada na resolução de problemas numéricos.

. À RITA pelos trabalhos de datilografia.

. À TELEBRÁS, ao CNPq e à FINEP pelo suporte financeiro.

RESUMO

Neste trabalho introduz-se o modelamento de cavidades externas compostas por dispositivos passivos e lineares através de suas matrizes de transmissão, possibilitando, assim, suas análises através do modelo de linha de transmissão proposto por Tromborg et al.

Com base neste formalismo, estuda-se o efeito, sobre o comportamento estacionário do laser semiconductor, provocado pela introdução de uma placa de material dielétrico (etalon) em uma cavidade externa sintonizada por uma grade de difração.

Finalmente, analisa-se a introdução de um interferômetro de Fabry-Perot em uma cavidade externa sintonizada por uma grade de difração. Discute-se a influência da realimentação óptica sobre a estabilidade em frequência, o fator de redução de largura de linha, a potência óptica na saída, a eficiência quântica diferencial e a corrente eletrônica de limiar do laser. São estabelecidos critérios para a escolha da espessura do material dielétrico com o propósito de maximizar o estreitamento do espectro e assegurar a oscilação do laser em um único modo da cavidade externa. É avaliada, ainda, a sintonia fina em frequência propiciada pela presença do interferômetro na cavidade externa.

ABSTRACT

In this work, the representation of external cavities composed of passive and linear devices, through their transmission matrices is introduced, making it possible, to develop an analysis using the transmission line model for the semiconductor laser with optical feedback, as proposed by Tromborg et al.

Using this formalism, the effect on the stationary behavior of the semiconductor laser, caused by the introduction of a dielectric material plate (etalon) in an external cavity tuned by a diffraction grating, is analyzed. The influence of the optical feedback on the frequency stability, the linewidth reduction factor, the output optical power, the differential quantum efficiency and the threshold electronic current of the laser is discussed. Choice criteria for the selection of the dielectric material thickness are stated with the objective of maximizing the spectrum narrowing and of ensuring laser oscillation on a unique external cavity mode. Also, the frequency fine tuning propitiated by the presence of the interferometer in the external cavity is evaluated.

ÍNDICE

CAPÍTULO 1	- INTRODUÇÃO	01
CAPÍTULO 2	- ANÁLISE SEMI-CLÁSSICA DE OPERAÇÃO DO LASER SEMICONDUTOR	
2.1	- Modelo Adiabático	06
2.2	- Modelo Não-Adiabático	13
2.3	- Forças de Langevin	21
CAPÍTULO 3	- PROPRIEDADES ESTÁTICAS E DINÂMICAS DE UM LASER SEMICONDUTOR REALIMENTADO POR UM ESPELHO PLANO	
3.1	- Modelo Estático	32
3.2	- Limites de Biestabilidade	45
3.3	- Modelo Dinâmico e Estabilidade Dinâmica	49
CAPÍTULO 4	- LASER SEMICONDUTOR SINTONIZADO POR UMA GRADE DE DIFRAÇÃO	
4.1	- Laser Semicondutor Sob Realimentação Óptica Forte ..	59
4.2	- Determinação dos Modos Estacionários de Oscilação ..	67
4.3	- Análise do Comportamento Dinâmico	76
CAPÍTULO 5	- ANÁLISE TEÓRICA DE SINTONIA PARA UM LASER SEMICONDUTOR REALIMENTADO POR UM ETALON E UMA GRADE DE DIFRAÇÃO	
5.1	- Introdução	85
5.2	- Teoria Básica	86
5.3	- Derivação da Refletividade Direita	90
5.4	- Laser Semicondutor do Tipo Fabry-Perot Realimentado por uma Grade de Difração	92
5.5	- Laser Semicondutor Realimentado por Cavidade Externa Composta por Etalon e Grade de Difração	92

CAPÍTULO 6	- LASER SEMICONDUTOR REALIMENTADO POR UM INTERFERÔMETRO DE FABRY-PEROT (FPI) E POR UMA GRADE DE DIFRAÇÃO	
6.1	- Introdução	105
6.2	- Modelo para o Interferômetro de Fabry-Perot	105
6.3	- Influência da Realimentação óptica sobre a Corrente Eletrônica de Limiar, a Potência óptica e a Largura de Linha Espectral do Laser Semicondutor	111
6.4	- Comportamento Estacionário do Laser Semicondutor Realimentado - Algumas Considerações Relacionados ao Projeto da Configuração de Cavidade Externa	113
6.5	- Análise de Sintonia, de Estabilidade e de Redução de Largura de Linha para o Modo Fundamental de Oscilação	119
CAPÍTULO 7	- CONCLUSÃO	130
APÊNDICE A	- EQUAÇÃO DE TAXAS PARA O CAMPO ELÉTRICO DE UM LASER SEMICONDUTOR SOB REALIMENTAÇÃO ÓPTICA FORTE	136
APÊNDICE B	- EFEITO DAS MÚLTIPLAS REFLEXÕES NA CAVIDADE EXTERNA SOBRE A ONDA DE REALIMENTAÇÃO	140
APÊNDICE C	- COMPARAÇÃO ENTRE AS EQUAÇÕES DE TAXAS ADOTADAS PARA O CAMPO ELÉTRICO NOS DIFERENTES REGIMES DE REALIMENTAÇÃO ÓPTICA	143
APÊNDICE D	- LISTA DOS PRINCIPAIS SÍMBOLOS	149
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	163

CAPITULO 1

INTRODUCAO

1. INTRODUÇÃO

A maioria dos sistemas de comunicação por fibras ópticas que operam comercialmente utilizam esquemas de detecção direta. Entretanto, os sistemas ópticos coerentes, que empregam multiplexagem em frequência e modulação por chaveamento de frequência (FSK) ou fase (PSK) mostram-se mais atraentes, em casos específicos, que os sistemas ópticos convencionais por apresentarem significativas vantagens quanto à capacidade de transmissão e à qualidade da recepção.

A implementação dos sistemas ópticos coerentes tem como principais dificuldades a largura de linha espectral finita e as instabilidades em frequência dos lasers semicondutores convencionais, as quais os tornam inadequados enquanto fontes para este tipo de sistemas.

Até o início da última década, acreditava-se que a largura de linha nos lasers semicondutores era determinada exclusivamente pelos impulsos provocados pela emissão espontânea sobre a intensidade e a fase do campo elétrico [1]. No entanto, Fleming e Mooradian [2], através de cuidadosas medições, encontraram um valor para a largura de linha de lasers semicondutores, dezenas de vezes superior ao resultado previsto pela fórmula modificada de Schawlow-Townes [3], a qual leva em conta apenas o efeito do ruído quântico. Este maior valor da largura espectral experimental, em relação à teoria existente para lasers semicondutores, foi explicado por Henry [4], que o atribuiu ao acoplamento entre as flutuações de amplitude e fase (parâmetro α) dos campos na cavidade do laser.

Uma das soluções que tem apresentado melhores resultados e constantes progressos, no sentido de estabilizar o laser semiconductor e elevar a pureza do seu espectro (neutralizando o efeito do acoplamento entre as flutuações de amplitude e fase), consiste em posicioná-lo em uma cavidade externa. A onda refletida externamente realimenta o diodo e exerce forte influência sobre suas propriedades estacionárias (intensidade, fase, eficiência quântica, etc) e dinâmicas (ruído, largura de linha e oscilações de relaxação) [5].

Por outro lado, é sabido que a realimentação óptica espúria, proveniente, por exemplo, de um acoplamento imperfeito entre os componentes ópticos do sistema de comunicação, pode atuar sobre a fonte no sentido de deteriorar suas características de ruído e estabilidade [6,7].

Neste sentido, o emprego de um determinada configuração de cavidade externa para realimentar um laser semiconductor exige respostas, dentre outras, às seguintes questões:

- . De que forma a realimentação altera a frequência de oscilação do dispositivo?
- . Sob que condições o dispositivo apresenta saltos descontínuos na frequência de oscilação?
- . Qual é a ordem da redução de largura de linha que pode ser obtida?
- . Em que condições o espectro em frequência do campo elétrico apresenta picos satélites laterais, degradando as características de ruído e largura de linha do diodo?

Um dos objetivos desta Tese é obter o aprofundamento teórico necessário à compreensão dos fenômenos físicos associados às questões supracitadas. Além disto, procede-se à simulação computacional de algumas configurações de cavidade externa no intuito de responder a estas questões.

No capítulo 2, apresenta-se a Teoria Semi-Clássica de Ruído para o Laser Semiconductor [8], na qual fundamentam-se as análises expostas nos Capítulos subseqüentes. Neste formalismo, o comportamento do campo elétrico é estudado de acordo com a concepção clássica enquanto que o ruído recebe tratamento quântico e é levado em conta através de forças de Langevin [9-12]. Faz-se a distinção entre a análise adiabática e a análise não-adiabática de operação do dispositivo. As forças de Langevin são abordadas seguindo, tanto quanto possível, o tratamento menos rigoroso e mais intuitivo encontrado na literatura [4], priorizando a compreensão dos fenômenos físicos a elas associadas, em relação ao formalismo matemático.

No Capítulo 3 estuda-se o comportamento de um laser semicondutor realimentado por um espelho plano. Neste caso, a teoria empregada na análise [13] é válida quando a intensidade da onda de realimentação é pequena em relação à intensidade de onda refletida internamente na face do diodo. São apresentadas, separadamente, as análises de comportamento estacionário e de comportamento dinâmico. Definem-se alguns parâmetros básicos e discutem-se fenômenos fundamentais associados à realimentação óptica, de modo que este Capítulo é essencial à compreensão dos Capítulos posteriores.

No Capítulo 4 é apresentada uma teoria de linha de transmissão para o laser semicondutor realimentado [14], válida desde que os dispositivos que compõem a cavidade externa sejam passivos e lineares. As propriedades do laser realimentado são derivadas a partir das refletividades efetivas direita e esquerda em um plano de referência convenientemente escolhido. Com base neste formalismo, simula-se o comportamento de um laser semicondutor sintonizado por uma grade de difração.

No Capítulo 5 introduz-se o tratamento de configurações da cavidades compostas por elementos passivos e lineares através de matrizes de transmissão. Deriva-se o coeficiente de reflexão efetivo direito, no plano de referência adotado, a partir da matriz de transmissão da cavidade externa. Com base nisto, qualquer cavidade externa passiva e linear pode ser estudada de acordo com o formalismo de Tromborg et al [14]. Em particular, simula-se o comportamento de uma cavidade externa composta por etalon e grade de difração [15].

No Capítulo 6, empregando-se o formalismo teórico introduzido no Capítulo anterior, procedeu-se à análise do comportamento de uma cavidade externa composta por um interferômetro de Fabry-Perot e por uma grade de difração.

CAPITULO 2

ANALISE SEMI-CLASSICA DE OPERACAO DO LASER SEMICONDUTOR

2. ANÁLISE SEMI-CLÁSSICA DE OPERAÇÃO DO LASER SEMICONDUTOR

Neste capítulo, apresentam-se os dois principais tratamentos teóricos do ruído em lasers semicondutores.

No modelo adiabático admite-se que foi estabelecido um equilíbrio entre o campo elétrico da luz e a densidade de portadores. Desta forma, a polarização do meio ativo é considerada como uma função não-linear da amplitude do campo elétrico. Conseqüentemente, a aplicação do modelo restringe-se a tempos de observação maiores que o tempo de relaxação dos portadores.

No modelo não-adiabático, a dependência da polarização do meio ativo com a densidade dos portadores é levada em conta. A inclusão da dinâmica dos portadores possibilita a aplicação deste modelo em uma faixa de frequências mais ampla que a aproximação adiabática; com isto os diversos espectros de ruído são obtidos em sua estrutura fina.

As flutuações na polarização do meio ativo, introduzidas pela emissão espontânea, assim como as flutuações na injeção dos portadores são representadas, em ambos os formalismos, através de forças de Langevin.

2.1. Modelo Adiabático

Idealmente, o campo elétrico de um oscilador laser monomodo teria variação harmônica temporal. No entanto, pequenas flutuações aleatórias ocorrem na amplitude e na fase do campo, tornando a largura de linha espectral finita.

Há várias origens possíveis para estas flutuações, e dentre elas, pode-se destacar: a variação do comprimento da cavidade interna do laser (devida a mudanças na temperatura) e flutuações na corrente de alimentação. Estes problemas vem sendo minimizados com o uso de circuitos eletrônicos que compensam as oscilações de temperatura e com o avanço da tecnologia das fontes de corrente.

Há, entretanto, uma razão para o alargamento espectral que é de origem quântica: a emissão espontânea. Neste fenômeno, fótons são emitidos com fases e frequências aleatórias, distorcendo o campo elétrico de oscilação do laser.

A fórmula modificada de Schawlow-Townes [3] prevê que o espectro em frequência do campo elétrico em um laser monomodo tem formato Lorentziano e que a largura de linha é inversamente proporcional à potência de saída. Para lasers semicondutores, no entanto, a largura de linha medida experimentalmente [2] é significativamente maior que a prevista pela fórmula modificada de Schawlow-Townes.

A análise apresentada a seguir é, fundamentalmente, baseada no trabalho de Vahala e Yariv [8], e atribui o alargamento supracitado do espectro do campo em lasers semicondutores ao acoplamento entre as flutuações da amplitude e da fase do campo (conversão AM-FM).

As equações de Maxwell podem ser escritas na forma seguinte para o meio ativo do laser:

$$\nabla \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\mu \frac{\partial \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \sigma \vec{E}(\vec{r}, t) + \epsilon \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} [\vec{P}(\vec{r}, t) + \vec{p}(\vec{r}, t)] \quad (2.2)$$

onde:

μ : é a permeabilidade magnética

σ : é a condutividade atribuída ao meio ativo, associada às perdas

ϵ : é a permissividade elétrica não-ressonante, isto é, intrínseca do material

Na fórmula acima, a polarização do meio ativo foi separada em duas componentes: um termo determinístico, $\vec{P}(\vec{r}, t)$, associado às emissões estimuladas; e um termo aleatório, $\vec{p}(\vec{r}, t)$, relacionado às emissões espontâneas.

Aplicando-se o rotacional em ambos os membros de (2.1) e substituindo-se em (2.2), obtém-se:

$$\left[\nabla^2 - \mu\sigma \frac{\partial}{\partial t} - \mu\epsilon \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] \vec{E}(\vec{r}, t) - \nabla [\nabla \cdot \vec{E}(\vec{r}, t)] = \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} [\vec{P}(\vec{r}, t) + \vec{p}(\vec{r}, t)] \quad (2.3)$$

Considerando-se desprezível o efeito da variação da distribuição espacial dos portadores tem-se:

$$\nabla (\nabla \cdot \vec{E}(r, t)) \approx 0 \quad (2.4)$$

Assume-se, agora, que o campo elétrico e a polarização podem ser expandidos em um conjunto de modos espaciais ortonormais, constituído pelas soluções da equação de onda homogênea na ausência de perdas. Desta forma, tem-se:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \sum_n E_n(t) \vec{e}_n(\vec{r}) \quad (2.5)$$

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \sum_n P_n(t) \vec{e}_n(\vec{r}) \quad (2.6)$$

$$\vec{p}(\vec{r}, t) = \sum_n p_n(t) \vec{e}_n(\vec{r}) \quad (2.7)$$

Substituindo-se (2.4-7) em (2.3) e usando a condição de ortonormalidade obtém-se:

$$\ddot{E}_n(t) + \frac{1}{\tau_p} \dot{E}_n(t) + \omega_n^2 E_n(t) = \frac{-1}{\epsilon} \left[\ddot{P}_n(t) + \dot{p}_n(t) \right] \quad (2.8)$$

onde

$\frac{1}{\tau_p} = \frac{\sigma}{\epsilon}$: é a taxa de desaparecimento dos fótons, devido às perdas na cavidade do laser, incluindo, os efeitos de absorção no meio ativo e de emissão através das faces e

ω_n : é a frequência de ressonância do enésimo modo da cavidade do laser

A equação (2.8) é válida tanto para a aproximação adiabática, como para a teoria não-adiabática. Assumindo-se que foi estabelecido um regime entre a densidade de portadores e o campo elétrico, a polarização do meio ativo, no caso de oscilação monomodo, pode ser dada por [16]:

$$P_n(t) = \epsilon_0 \left[X^{(1)} + X^{(3)} |E_n|^2 \right] E_n(t) \quad (2.9)$$

onde $X^{(1)}$ e $X^{(3)}$: são os coeficientes de ordem zero e dois, respectivamente, da expansão em série de Taylor da susceptibilidade elétrica em função do campo.

A ausência de termos de saturação na Equação (2.9) torna-a exata apenas para a condição de limiar da emissão laser, na qual a intensidade de corrente é a mínima que permite a oscilação do dispositivo. No entanto, trata-se de uma aproximação razoável para intensidades até 20% acima deste nível [16]. A parte real do termo não-linear da susceptibilidade elétrica, dado por $X_r^{(3)}$, é responsável pela dependência que o índice de refração do meio ativo apresenta em relação à intensidade.

A parte imaginária de $X^{(3)}$, dada por $X_i^{(3)}$, causa a dependência do ganho com a intensidade do campo.

Considerando-se que o campo elétrico da fonte monocromática tem comportamento aproximadamente harmônico no tempo, pode-se escrever:

$$E_n(t) = \left[A_s + \delta A(t) \right] \cdot e^{j(\omega_s t + \phi(t))} \quad (2.10)$$

onde A_s : é a amplitude do campo estacionário,
 ω_s : é a frequência de oscilação, e
 $\delta A(t)$ e $\phi(t)$: são pequenas perturbações na amplitude e na fase do campo, respectivamente. Essas perturbações variam lentamente no tempo.

A potência total de um dipolo radiante é proporcional à segunda derivada temporal da polarização e o espectro da emissão espontânea é, essencialmente, branco em torno da frequência de oscilação. Desta forma, modelou-se a envoltória da segunda derivada temporal da parcela aleatória da polarização por forças de Langevin [8]. Introduziu-se, assim, a grandeza Δ , dada por [8].:

$$\Delta \equiv \frac{-1}{\epsilon} p_n(t) \cdot e^{-j\omega_s t} \quad (2.11)$$

Substituindo-se (2.9-11) em (2.8), e, tomando-se a média temporal, obtém-se:

$$A_s^2 = \frac{\frac{n_0^2}{\omega_s \cdot \tau_p} - X_i^{(1)}}{X_i^{(3)}} \quad (2.12)$$

$$\omega^2 = \frac{\omega_n^2}{1 + \frac{1}{n_0^2} \left[X_r^{(1)} + A_s^2 \cdot X_r^{(3)} \right]} \quad (2.13)$$

A análise para pequenas perturbações permite reescrever a parte temporalmente variante de (2.8) através de:

$$\dot{\delta A} - \frac{A_s^2 \cdot \omega_s \cdot X_i^{(3)}}{n_0^2} \cdot \delta A \equiv \frac{\Delta_i}{2 \cdot \omega_s} = F_E(t) \quad (2.14)$$

$$\dot{\phi} + \frac{\omega_s \cdot X_r^{(3)} \cdot A_s}{n_0^2} \cdot \delta A = - \frac{\Delta_r}{2 \cdot \omega_s \cdot A_s} = F_\phi(t) \quad (2.15)$$

onde

Δ_r e Δ_i : são, respectivamente, as partes real e imaginária de Δ ,

$F_E(t)$ e $F_\phi(t)$: nesta ordem, são as forças de Langevin associadas à amplitude e à fase do campo, e

n_0 : é o índice de refração não-ressonante, isto é, na ausência de polarização externa.

Considerou-se, ainda, nas expressões acima que:

$$\frac{2 \cdot A_s^2 \cdot X_r^{(3)}}{n_0^2} \ll 1 \quad (2.16)$$

A equação (2.14) assemelha-se à descrição da velocidade de uma partícula sob movimento browniano. O termo diretamente proporcional a δA funciona como a força viscosa, tendendo a levar a amplitude do campo ao seu valor estacionário, restringindo suas flutuações. Esta força viscosa está, portanto, relacionada ao fenômeno de saturação do ganho. O termo de Langevin, no lado direito da Eq. (2.14), corresponderia, nesta analogia, a uma força externa perturbando o movimento browniano da partícula.

Observando-se a Eq. (2.15), verifica-se que a evolução temporal das flutuações na fase é afetada pelas flutuações na amplitude. Este acoplamento entre a fase e a amplitude do campo faz com que a largura de linha espectral em lasers semicondutores seja significativamente maior do que prevê a fórmula modificada de Schawlow-Townes.

As forças de Langevin, como será visto na Seção 2.3, obedecem a:

$$\langle F_{\phi}(t) \rangle = \langle F_E(t) \rangle = \langle F_{\phi}(t+\tau) \cdot F_E(t) \rangle = 0 \quad (2.17)$$

$$\langle F_{\phi}(t+\tau) \cdot F_{\phi}(t) \rangle = \frac{W}{4 \omega_s^2 \cdot A_s^2} \cdot \delta(\tau) \quad (2.18)$$

$$\langle F_E(t+\tau) \cdot F_E(t) \rangle = \frac{W}{4 \omega_s^2} \cdot \delta(\tau) \quad (2.19)$$

onde

$\delta(t)$: é a função delta de Dirac, e,

$$W = \frac{4h \cdot \omega_s^3 \cdot R}{\epsilon \cdot V} \quad (2.20a)$$

em que:

h : é a constante de Planck modificada,

R : é a taxa de emissão espontânea,

V : é o volume do modo de oscilação, o qual é dado por [8]:

$$V = \int |\vec{e}_n|^2 d\vec{r} \quad (2.20b)$$

O volume modal, conforme definido na Eq. (2.20b), em geral, difere do volume da região ativa do laser, visto que, o campo elétrico não se encontra totalmente confinado no meio ativo [8]. Em algumas estimativas feitas posteriormente aproximou-se o volume modal pelo volume da região ativa.

O sistema formado pelas Eqs. (2.14-15) é, agora, resolvido para funções amostras $\delta E(t)$, $\phi(t)$, $F_E(t)$ e $F_{\phi}(t)$. Obtém-se, em seguida, as autocorrelações necessárias para, usando o teorema de Wiener-Khintchine, calcular o espectro do campo, o espectro de ruído FM e o espectro de ruído AM [8], dados, respectivamente, por:

$$S_{\omega}(\omega) = \frac{A_s^2 \cdot \Delta\omega}{\left(\omega - \omega_s\right)^2 + \left(\frac{\Delta\omega}{2}\right)^2} \quad (2.21)$$

$$S_{\phi}(\Omega) = \frac{W}{4 \cdot \omega_s^2 \cdot A_s^2} (1 + \alpha^2) \quad (2.22)$$

$$S_{\Delta P}(\Omega) = \frac{A_s^2 \cdot \epsilon^2 \cdot V^2 \cdot r^2 \cdot W}{4 \cdot \omega_s^2 \cdot \left(\Omega^2 + \omega_1^2\right)} \quad (2.23)$$

onde

r : é a taxa de perdas na face,

$$\omega_1 \equiv - \frac{X_i^{(3)} \cdot A_s \cdot \omega_s}{n_0^2} \quad (2.24)$$

$$\alpha \equiv - \frac{X_r^{(3)}}{X_i^{(3)}} \quad (2.25)$$

$$\Delta\omega = \frac{W}{4\omega_s^2 A_s^2} (1 + \alpha^2) \quad (2.26)$$

Sendo que, $\Delta\omega$ é a largura de linha espectral de meia-potência do espectro do campo.

O espectro FM obtido nesta análise é branco em torno de ω_s ; visto que assumiu-se que a emissão espontânea tem distribuição em frequência uniforme em torno de ω_s .

A potência de saída do laser pode ser expressa através de [3]:

$$P_o = \frac{\nu_g \cdot \ln \left(\frac{1}{r_1^2} \right) \cdot \epsilon \cdot V \cdot A_s^2}{4\ell} \quad (2.27)$$

onde

ν_g : é a velocidade de grupo,

l : é o comprimento da cavidade do laser

r_1 : é a refletividade, para a amplitude do campo, da face

Substituindo-se (2.20) e (2.27) em (2.26), obtém-se uma importante fórmula para a largura de linha espectral em lasers semicondutores:

$$\Delta\omega = \frac{\hbar \cdot \omega_s \cdot R \cdot \nu_g \cdot \ln \left[\frac{1}{2r} \right] \cdot (1 + \alpha^2)}{4 \cdot P_o \cdot l} \quad (2.28)$$

Para $\alpha=0$, a Eq (2.28) resulta na fórmula modificada de Schawlow-Townes. Para laser semicondutores, α , normalmente, varia entre 3 e 10 [17].

Desta análise pode-se concluir que o espectro de ruído AM não é alterado pelo acoplamento entre as flutuações de amplitude e fase em lasers semicondutores. Isto pode ser explicado através do efeito da saturação do ganho, que funciona como uma força restauradora, minimizando as flutuações de amplitude.

O espectro de ruído FM, no entanto, é sensivelmente ampliado por causa do compromisso entre o ganho (que depende da parte imaginária da susceptibilidade) e o índice de refração (que depende da parte real da susceptibilidade).

Este modelo não leva em conta a dinâmica dos portadores. Portanto, sua validade restringe-se a frequências dentro de uma banda, em torno de ω_g , cuja largura é menor que o inverso do tempo de relaxação dos portadores.

2.2. Modelo Não-Adiabático

Na secção anterior, através do formalismo semiclássico, chegou-se à equação (2.8) que descreve a evolução temporal do campo elétrico em lasers semicondutores. Na aproximação adiabática desprezou-se o transiente associado à dinâmica dos portadores. Agora, a polarização macroscópica do meio ativo será representada, de forma mais geral, através de:

$$P_n(t) = \epsilon_o \cdot X(N(t)) \cdot E_n(t) \quad (2.29a)$$

onde

$N(t)$: é a densidade instantânea dos portadores,

$X(N(t))$: é a susceptibilidade elétrica.

Para a susceptibilidade utiliza-se a linearização:

$$X(N(t)) \simeq X(N_{th}) + \frac{\partial X}{\partial N} \delta N(t) \quad (2.29b)$$

onde

$X(N_{th})$: é a susceptibilidade na condição de limiar de oscilação, e

$\delta N(t)$: é uma pequena flutuação na densidade de portadores

Assim, o parâmetro de acoplamento entre as oscilações de fase e amplitude pode ser de forma equivalente à Seccção anterior, definido através de [17]:

$$\alpha = - \left[\frac{\partial X_r}{\partial N} \right] / \left[\frac{\partial X_i}{\partial N} \right] \quad (2.29c)$$

A evolução temporal da densidade dos portadores é expressa através da equação de taxas:

$$\frac{dN(t)}{dt} = - G(N(t)) \cdot \frac{I(t)}{V} - \frac{N(t)}{\tau_s} + \frac{J}{e \cdot d} + F_N(t) \quad (2.30)$$

onde

$G(N(t)) = v_g g(N(t))$: é o ganho modal por segundo,

v_g : é a velocidade de grupo,

$g(N(t))$: é o ganho linear, por unidade de comprimento,

I_s : é a intensidade do campo elétrico na saída do laser,

N/τ_s : é a taxa de recombinação espontânea radioativa ou não entre elétrons e lacunas na região ativa,

V : é o volume modal,

J : é a densidade de corrente,

e : é a carga eletrônica,

d : é a espessura da camada ativa, e

$F_N(t)$: é uma força de Langevin associada aos portadores.

A Eq. (2.30) é clássica e tem interpretação física imediata: a densidade de portadores aumenta quando são injetados portadores na região ativa; diminui caso ocorra a recombinação espontânea ou estimulada de pares elétrons-lacunas.

As recombinações espontâneas entre elétrons e lacunas, cuja taxa, na Eq. (2.30), é dada por N/τ_s , dão-se com a emissão de fótons em modos radioativos ou não. A parcela destas emissões espontâneas (sem coerência de fase) que ocorre no modo de oscilação do laser semiconductor é responsável pelo ruído quântico. Por outro lado, defeitos e/ou impurezas na região ativa introduzem a presença de barreiras de potenciais ("gaps") distintas daquela associada ao modo de oscilação do dispositivo. Algumas destas barreiras de potenciais caracterizam transições indiretas entre níveis de energia, de modo que, neste caso, a emissão de fótons ocorre simultaneamente à liberação de fonons (energia térmica). Isto significa que o modelamento do comportamento do laser semiconductor, empregando-se a Eq. (2.30), exige o conhecimento da eficiência quântica interna do diodo (a qual não deve, necessariamente, ser unitária).

A intensidade média do campo elétrico pode ser normalizada em relação ao número médio de fótons na cavidade do laser, obtendo-se a expressão [3]:

$$I_s = \frac{\epsilon \cdot V}{2h \cdot \omega_s} \cdot |E_n|^2 \quad (2.31)$$

Considera-se neste modelo que o ganho modal relaciona-se com a susceptibilidade através de [3]:

$$G(N) = \frac{\omega_s \cdot X_i(N)}{n_o^2} \quad (2.32)$$

Substituindo-se a Eq. (2.29) na Eq. (2.8) e as Eqs. (2.31-32) na Eq. (2.30) e utilizando-se análise para pequenas perturbações, obtém-se para os termos estacionários:

$$\omega_s^2 = \frac{\omega_n^2}{1 + \frac{X_r(N_{th})}{n_o^2}} \quad (2.33)$$

$$I_s = \frac{N_{th} \cdot V \cdot \tau_p}{\tau_s} \cdot \left[\frac{J \cdot \tau_s}{e \cdot d \cdot N_{th}} - 1 \right] \quad (2.34)$$

$$g(N_{th}) = \frac{1}{v_g \cdot \tau_p} \quad (2.35)$$

A parte temporalmente variante do sistema de equações formado pela Eq. (2.8) e pela Eq. (2.30) pode ser reescrita através de:

$$\dot{\delta A}(t) + \frac{A_s}{n_o^2} \cdot \left(\frac{\partial X_r}{\partial N} \right) \cdot \delta N(t) - \frac{\omega_s \cdot A_s}{2n_o^2} \cdot \left(\frac{\partial X_i}{\partial N} \right) \cdot \delta N(t) = \frac{\Delta_i}{2\omega_s} = F_E(t) \quad (2.36)$$

$$\dot{\phi}(t) + \frac{1}{n_o^2} \cdot \left(\frac{\partial X_i}{\partial N} \right) \cdot \delta N(t) + \frac{\omega_s}{2n_o^2} \cdot \left(\frac{\partial X_r}{\partial N} \right) \cdot \delta N(t) = \frac{\Delta_r}{2\omega_s \cdot A_s} = F_\phi(t) \quad (2.37)$$

$$\dot{\delta N}(t) + \frac{1}{\tau_R} \cdot \delta N(t) + \frac{2n_o^2 \cdot \omega_R^2}{A_s \cdot \omega_s \cdot \left(\frac{\partial X_i}{\partial N} \right)} \cdot \delta A(t) = F_N(t) \quad (2.38)$$

onde:

$\delta A(t)$, $\phi(t)$ e $\delta N(t)$: são respectivamente, pequenas perturbações aleatórias na amplitude do campo, na fase do campo e na densidade de portadores.

Utilizaram-se, ainda, as seguintes definições:

$$\omega_R^2 = \frac{G_N \cdot I_s}{\tau_P \cdot V} \quad (2.39)$$

$$G_N = \nu_g \cdot \left(\frac{\partial g}{\partial N} \right) \Big|_{N = N_{th}} \quad (2.40)$$

$$\frac{1}{\tau_R} = \frac{1}{\tau_s} + \tau_P \cdot \omega_R^2 \quad (2.41)$$

onde

ω_R : é a frequência de relaxação e

τ_R : é o tempo de relaxação dos portadores.

As oscilações de relaxação são decorrentes da dependência entre a amplitude do campo e a densidade de portadores. Um crescimento na amplitude do campo causa uma redução na densidade de portadores, devido ao crescimento da taxa de emissão estimulada (vide Eq. (2.30)). Por outro lado, o decréscimo na densidade de portadores reduz o ganho (vide Fig. 2.1), provocando uma queda na sua amplitude, levando à oscilação de relaxação.

As forças de Langevin, conforme será visto na próxima Secção, satisfazem as relações:

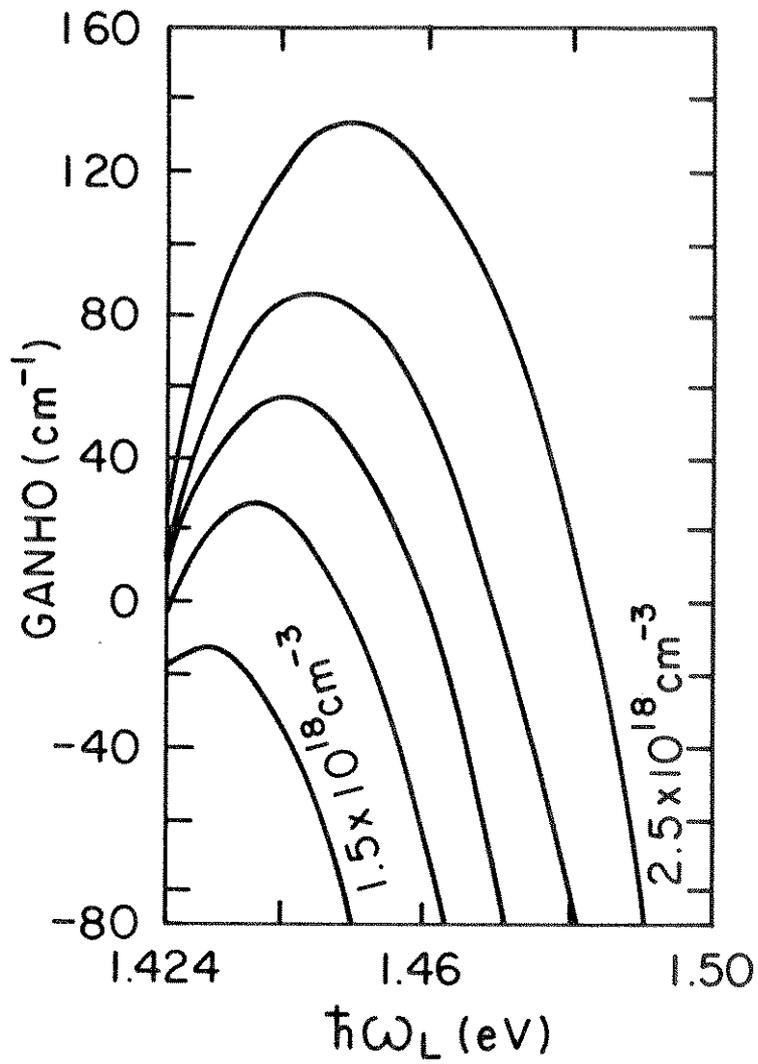


Fig.2.1- Dependência entre a curva de ganho e a densidade de portadores para um laser de GaAs [18].

$$\langle F_E(t+\tau) \cdot F_\phi(t) \rangle = \langle F_\phi(t+\tau) \cdot F_N(t) \rangle = 0 \quad (2.42a)$$

$$\langle F_E(t) \rangle = \langle F_\phi(t) \rangle = \langle F_N(t) \rangle = 0 \quad (2.42b)$$

$$\langle F_\phi(t+\tau) \cdot F_\phi(t) \rangle = \frac{W}{4 \cdot \omega_s^2 \cdot A_s^2} \delta(\tau) \quad (2.43)$$

$$\langle F_E(t+\tau) \cdot F_E(t) \rangle = \frac{W}{4 \cdot \omega_s^2} \cdot \delta(\tau) \quad (2.44)$$

$$\langle F_E(t+\tau) \cdot F_N(t) \rangle = W_1 \cdot \delta(\tau) \quad (2.45)$$

$$\langle F_N(t+\tau) \cdot F_N(t) \rangle = W_2 \cdot \delta(\tau) \quad (2.46)$$

onde

ω : é dado pela Eq. (2.20),

$$W_1 = - \frac{\omega_s \cdot A_s}{V_c} \cdot (R + R') \quad (2.47)$$

$$W_2 = \frac{I_s}{V_c} \cdot (R + R') + \frac{N_{th}}{V_c \cdot \tau_s} \quad (2.48)$$

sendo que, R' é a taxa de absorção espontânea de fótons e V_c é o volume ocupado pelos portadores, o qual, mediante a hipótese de que a distribuição espacial dos portadores é uniforme, assumida na Eq. (2.4), coincide com o volume da região ativa do laser.

Integrando-se a Eq. (2.36) no domínio do tempo, e, utilizando-se a Eq. (2.42), obtém-se:

$$\delta A(t) + \left[\frac{\partial X_r}{\partial N} \right] \cdot \frac{A_s}{n_0^2} \cdot \delta N(t) = \frac{A_s}{n_0^2} \cdot \left[\frac{\partial X_r}{\partial N} \right] \delta N(0) \quad (2.49)$$

onde, se considerou $\frac{\delta A(0)}{A_s} \ll 1$.

Substituindo-se a Eq. (2.49) na (2.38) chega-se a:

$$\delta \dot{N}(t) + \frac{1}{\tau_R} \cdot \delta N(t) = F_N(t) \quad (2.50)$$

onde, considerou-se:

$$\frac{1}{\tau_R} \gg \frac{2 \cdot \alpha \cdot \omega_R^2}{\omega_s} \quad (2.51)$$

A solução da equação homogênea associada à Eq. (2.50) é trivial, sendo dada por:

$$\delta N(t) = \delta N(0) \cdot e^{-t/\tau_R} \quad (2.52)$$

A aproximação expressa na Eq. (2.52) permite a interpretação física do tempo de relaxação como sendo a constante de decaimento exponencial das perturbações, em relação ao valor de regime, na densidade de portadores.

Utilizando-se as Eqs. (2.36-38) e as Eqs. (2.42-46) e adotando-se o mesmo procedimento indicado na Secção anterior, obtém-se o espectro de ruído AM, o espectro de ruído FM e o espectro do campo, dados, respectivamente, por:

$$S_{\Delta P}(\Omega) = A_s^2 \cdot \epsilon^2 \cdot V^2 \cdot r_1^2 \cdot \left[\frac{W}{4\omega_s^2} \cdot \left(\Omega^2 + \frac{1}{\tau_R^2} \right) + \frac{W_1 A_s}{2n_0 \cdot \tau_R} \left(\frac{\partial X_1}{\partial N} \right) + \frac{\omega_s^2 \cdot W_2 \cdot A_s^2}{4n_0^2} \cdot \left(\frac{\partial X_1}{\partial N} \right) \right] \cdot \left[\frac{\Omega^2}{\tau_R^2} + \left(\Omega^2 - \omega_R^2 \right)^2 \right] \quad (2.53)$$

$$S_{\phi}^*(\Omega) = \frac{W}{4\omega_s^2 \cdot A_s^2} + \frac{\left[\frac{\alpha^2 \cdot \omega_R^4 \cdot W}{4\omega_s^2 \cdot A_s^2} + \frac{\Omega^2 \cdot \omega_s^2 \cdot W_2}{4n_0^2} \cdot \left(\frac{\partial X_r}{\partial N} \right) \right]}{\left[\left(\Omega^2 - \omega_R^2 \right)^2 + \frac{\Omega^2}{\tau_R^2} \right]} \quad (2.54)$$

$$S_{\epsilon}(\omega) = A_s^2 \cdot \Delta\omega \cdot \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} \left[\frac{e^{-a} \cdot I_n(a)}{\left(\omega - \omega_s - n \cdot \omega_R \right)^2 + \left(\frac{\Delta\omega}{2} \right)^2} \right] \quad (2.55)$$

onde

$$a \equiv \frac{\alpha^2 \cdot \tau_R \cdot W}{8\omega_s^2 \cdot A_s^2} \cdot \left(1 - \frac{1}{\omega_R^2 \cdot \tau_R^2} \right) + \frac{\left(\frac{\partial X_1}{\partial N} \right) \cdot \tau_R \cdot \alpha^2 \cdot \omega_s^2 \cdot W_2}{8n_0^4 \cdot \omega_R^2} \quad (2.56)$$

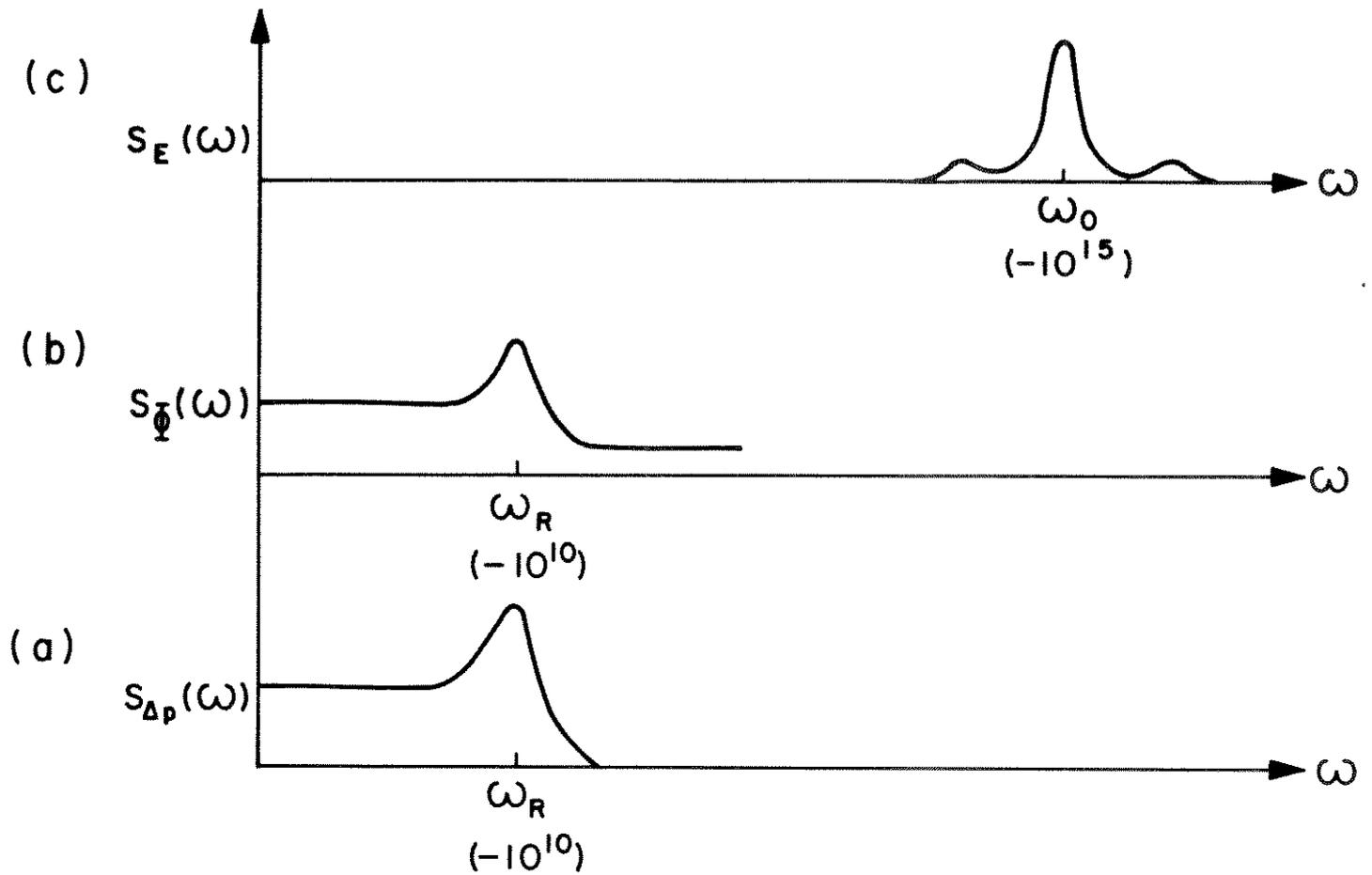


Fig.2.2- Esboço Qualitativo dos vários espectros do laser semiconductor obtidos através da análise não adiabática.

- a) Espectro de ruído AM ;
- b) Espectro de ruído FM ;
- c) Espectro do campo.

Esta análise prevê uma ressonância em ω_R no espectro de ruído AM (vide Fig. (2.2a)). Isto ocorre por causa do compromisso entre as flutuações da amplitude do campo e da densidade de portadores. Há, também, uma ressonância em ω_R no espectro de ruído FM (vide Fig. (2.2b)), a qual decorre do acoplamento entre as flutuações de amplitude e fase.

A relação dada pela Eq. (2.55) é válida apenas para oscilações de relaxação de baixa intensidade [8]. Neste caso, o espectro do campo é formado pela soma de infinitas Lorentzianas (vide Fig (2.2c)), cada uma com largura de linha espectral $\Delta\omega$, sendo que o fator de contribuição de cada Lorentziana é dado pela função de Bessel modificada, $I_n(a)$.

A largura de linha espectral é inversamente proporcional à potência de saída do laser. Assim, operando-se em níveis de potência mais elevados, pode-se minimizar o efeito das oscilações de relaxação.

2.3. Forças de Langevin

Os modelos de operação do laser semiconductor abordados nesta Tese baseiam-se na Teoria Semi-clássica de interação da radiação eletromagnética com a matéria. Neste formalismo assume-se que os átomos obedecem às leis da Mecânica Quântica. Entretanto, o campo elétrico segue um comportamento clássico, o qual é descrito através das equações de Maxwell [16].

Segundo a Teoria semi-clássica, a polarização do meio ativo do laser pode ser dividida em suas parcelas: macroscópica (determinística) e microscópica (aleatória). O termo macroscópico da polarização corresponde ao valor médio da soma estatística entre os momentos de dipolo induzidos, de acordo com as leis da Mecânica Quântica, pelo campo elétrico no meio ativo do laser. Por outro lado, o termo microscópico da polarização está associado às flutuações aleatórias em torno deste valor médio causadas, essencialmente, pelo fenômeno de emissão espontânea de fótons no modo de oscilação do laser [4]. Finalmente, a polarização total do meio, que é dada pela soma entre as duas parcelas citadas acima, atua como fonte na geração do campo elétrico nas equações de Maxwell.

Este procedimento é compatível com a análise do laser semicondutor através de um modelo de reservatório. Neste tipo de modelo, um sistema em análise é dividido, conforme o interesse de estudo, em suas partes principais denominadas "sistemas", e secundárias, intituladas "reservatórios". Os modelos de reservatórios são comumente utilizados em Óptica Quântica, pois, em geral, deseja-se conhecer o campo elétrico e não se está interessado no que acontece com os átomos.

Na Fig. 2.3 mostra-se um modelo de reservatório para o laser semicondutor. Nesta representação os "sistemas" (portadores e campo elétrico) estão acoplados entre si através dos processos de emissão e absorção de fótons. Por outro lado, ainda na Fig. 2.3, os reservatórios recombinação espontânea elétron-lacuna, corrente de injeção eletrônica e perdas na cavidade do diodo atuam sobre os "sistemas" como fontes ou sumidouros de fótons e portadores.

Na Fig. 2.3 estão também representadas as contribuições macroscópicas (médias) dos "reservatórios" aos "sistemas", onde, N/τ_s é a taxa de desaparecimento de portadores ativos devido às recombinações espontâneas entre elétrons e lacunas. Essas recombinações dão-se com emissões de fótons em modos, radioativos ou não, em geral, distintos do modo de oscilação do dispositivo. Além disto, $J/e.d$ é a taxa de bombeamento eletrônico de portadores, I_s/τ_p é a taxa de desaparecimento de fótons devido aos efeitos de perdas por absorção e de emissão para o meio externo e, $E_{cv} I_s$ e $E_{vc} I_s$ são, respectivamente, as taxas de emissão e absorção estimuladas no modo de oscilação do laser.

O ruído em lasers semicondutores deve-se, fundamentalmente, ao fenômeno de emissão espontânea no modo de oscilação. Desta forma, as transições átomos-fótons, na interação entre os sistemas de portadores e campo, devem ser tratadas de forma estatística, isto é, são eventos aos quais estão associadas probabilidades de ocorrência [9]. As contribuições dos reservatórios representados na Fig. 2.3 são consideradas de forma determinística, o que corresponde a desprezar os ruídos a elas inerentes em relação ao ruído quântico.

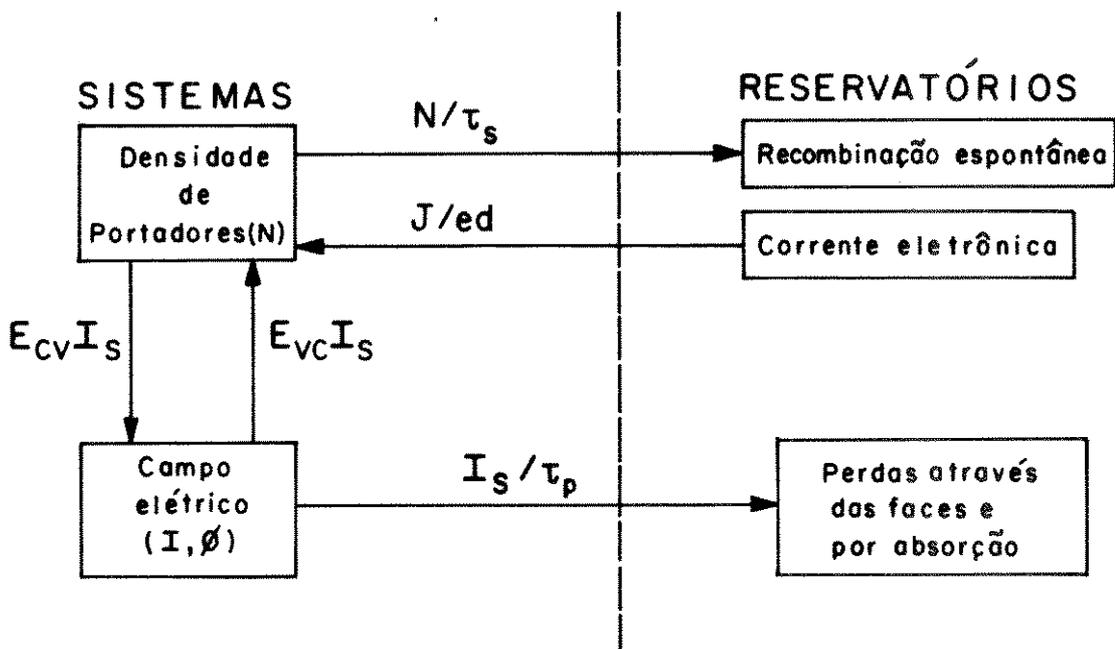


Fig.2.3-Modelo de Reservatório para o laser semicodutor

Existem dois procedimentos que permitem analisar um sistema através da Teoria de Reservatório que são: o Método do Operador Densidade e o Método do Operador de Ruído. O Método do Operador Densidade é, em geral, mais adequado ao tratamento numérico dos problemas, pois facilita a obtenção da polarização total do meio ativo do laser através da soma estatística entre os momentos de dipolo individuais, induzidos pelo campo elétrico [16]. Entretanto, o Método do Operador de Ruído consagrou-se no estudo de lasers semicondutores por possuir uma interpretação física mais imediata, decorrente da comparação com o problema clássico de uma partícula sob movimento Browniano, e, por sua formulação ser mais adequada a um tratamento simplificado do campo elétrico no laser, através da Teoria Semi-Clássica.

Neste método, o comportamento estacionário do sistema é derivado considerando-se apenas o efeito da contribuição média de cada processo de interação entre as partes que o compõem. Por outro lado, as flutuações apresentadas pelo sistema em torno de sua configuração de regime são avaliadas tratando-se as interações entre suas partes como processos estatísticos. Este procedimento é feito incorporando-se a cada contribuição um termo aleatório com média nula, denominado força de Langevin. Portanto, as forças de Langevin atuam sobre o sistema como fontes de ruído que provocam incertezas nas variáveis que caracterizam seu comportamento estacionário.

O comportamento do laser semicondutor pode ser descrito por um conjunto de três variáveis, composto pela intensidade do campo, pela fase do campo e pela densidade de portadores no meio ativo. Desta forma, no tratamento dos problemas de radiação do laser pelo Método do Operador de Ruído, as flutuações destas variáveis em torno de seus valores estacionários devem satisfazer um sistema de equações diferenciais de primeira ordem que incluem as forças de Langevin, vide as Eqs. (2.36-38), ocasionadas pelo fenômeno da emissão espontânea de fótons no modo de oscilação do dispositivo [4,10].

No caso do laser semicondutor, assume-se que o sistema composto por estas três variáveis é Markoffiano, isto é, as forças de Langevin não têm memória e a correlação de seus produtos é uma função delta de Dirac. Assim sendo, se F_i e F_j são as forças de Langevin associadas às variáveis i e j , respectivamente, então é válida a seguinte relação:

$$\langle F_i(t) \cdot F_j(t') \rangle = 2D_{ij} \delta(t-t') \quad (2.57)$$

onde

o símbolo $\langle \rangle$: indica média estatística,

$\delta(t)$: é função delta de Dirac, e

$2D_{ij}$: é denominado coeficiente de difusão associado às variáveis i e j .

A emissão de um fóton só interfere sobre outro durante o tempo de transição atômica, o qual é da ordem de 10^{-19} s. Este tempo é suficientemente pequeno em relação aos diversos intervalos de observação envolvidos na análise do laser semiconductor [12]. Desta forma, a hipótese de que o sistema é Markoffiano é válido para o caso do laser semiconductor, onde a principal fonte de ruído é a emissão espontânea no modo de oscilação do dispositivo.

Para o caso dos modelos que fazem a eliminação adiabática da densidade de portadores na descrição do comportamento do laser semiconductor, isto é, quando não são levadas em conta as oscilações de relaxação, é válido o tratamento proposto por Henry [4]. Este tratamento, apresentado a seguir, permite obter de forma simples e intuitiva os coeficientes de difusão das forças de Langevin associadas à intensidade e à fase do campo.

A intensidade média do campo elétrico, que coincide com o número médio de fótons no modo de oscilação, é definida através de [3]:

$$I_s \equiv \frac{\epsilon \cdot A_s^2 \cdot V}{2h \cdot \omega_s} \quad (2.58)$$

onde

ϵ : é a permissividade elétrica não-ressonante (intrínseca) do material semiconductor,

V : é o volume modal,

ω_s : a frequência estacionária de oscilação, e

A_s : é o valor médio temporal da amplitude (real) do campo elétrico no interior do diodo.

Define-se a amplitude complexa normalizada do campo elétrico, ξ , de modo que uma alteração unitária no valor desta grandeza corresponda à emissão de um fóton dentro da cavidade do diodo. Assim sendo, é válida a relação [4]:

$$\xi = I^{1/2} \exp(j\phi) \quad (2.59)$$

onde

$I(t)$ e $\phi(t)$: representam, respectivamente, a intensidade e a fase do campo.

Desta forma, as flutuações na intensidade e na fase do campo em lasers semicondutores são analisadas como um fenômeno ondulatório, isto é, são explicadas através do ruído de fase provocado por sucessivas emissões espontâneas (as quais não possuem coerência de fase) no modo de oscilação do laser [4].

Na Fig. 2.4 mostram-se, esquematicamente, as variações provocadas na fase e na intensidade do campo pela emissão espontânea de um fóton com fase $\phi + \theta_n$, onde θ_n é uma variável aleatória com distribuição uniforme no intervalo $[0, 2\pi)$.

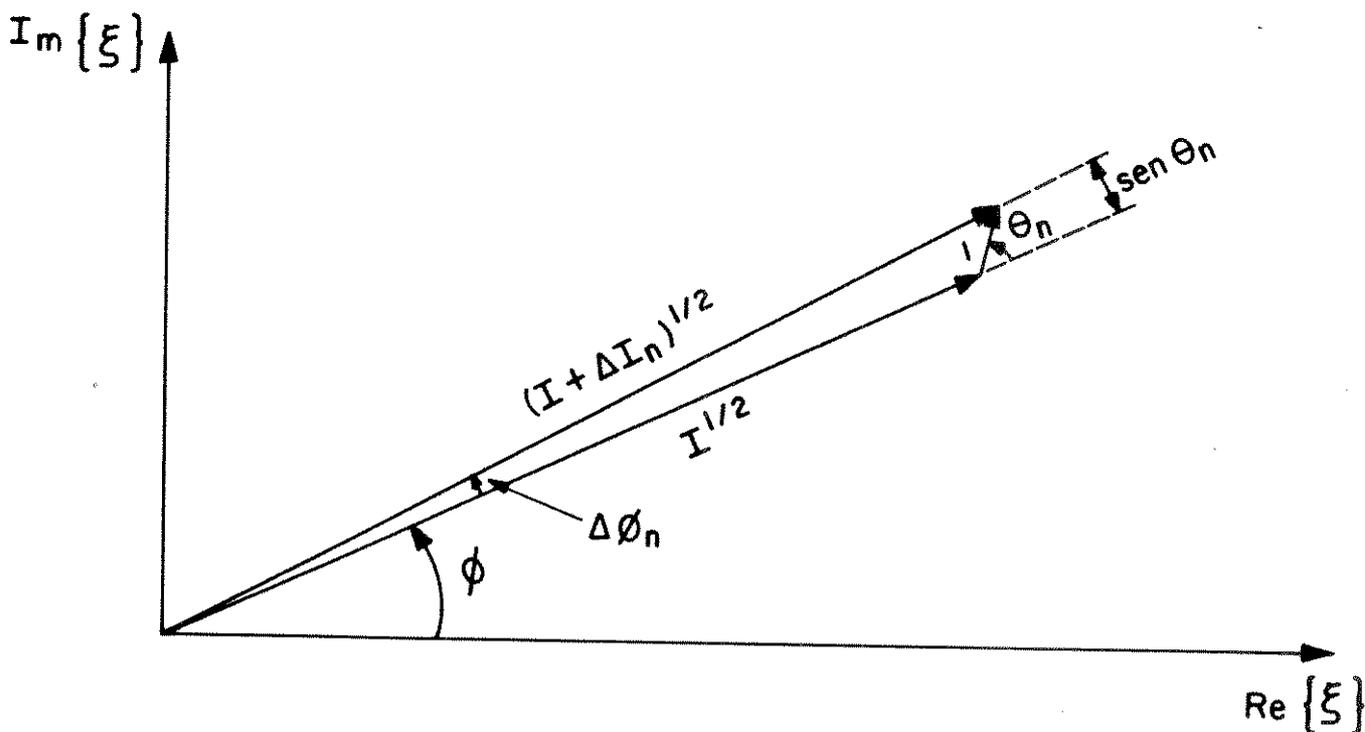


Fig.2.4 - Modificações na fase e na intensidade do campo devido ao n-ésimo evento de emissão espontânea.

Na Fig. 2.4, ΔI_n e $\Delta\phi_n$ são, respectivamente, os desvios na intensidade e na fase do campo devido ao n-ésimo evento de emissão espontânea. A modificação na fase é obtida diretamente da Fig 2.4, sendo dada por:

$$\Delta\phi_n = I^{-1/2} \text{sen}\theta_n \quad (2.60)$$

Por outro lado, utilizando-se a lei dos cossenos, obtém-se, para a variação na intensidade do campo, a seguinte expressão:

$$\Delta I_n = 1 + 2I^{1/2} \text{cos}\theta_n \quad (2.61)$$

Conforme foi visto, as forças de Langevin atuam como fontes de flutuações saletórias, com médias nulas, nas equações de taxas que descrevem o comportamento do laser. Essas forças devem englobar efeito de todos os eventos ocorridos durante o intervalo de observação sobre as variáveis às quais estão associadas. Conseqüentemente, as forças de Langevin associadas à fase e à intensidade do campo podem ser dadas, respectivamente, por:

$$F_\phi(t) = \sum_{n=1}^{R.t} \Delta\phi_n \delta(t-t_n) = \sum_{n=1}^{R.t} I^{-1/2} \text{sen}\theta_n \delta(t-t_n) \quad (2.62)$$

$$F_I(t) = \sum_{n=1}^{R.t} \Delta I_n \delta(t-t_n) - R = \sum_{n=1}^{R.t} 2I^{1/2} \text{cos}\theta_n \delta(t-t_n) \quad (2.63)$$

onde

t_n : é o instante em que ocorreu o n-ésimo evento,

t : é o instante de observação e a função delta de Dirac, centrada em t_n , corresponde à hipótese de que o sistema formado por

I e ϕ é Markoffiano.

Finalmente, das equações (2.57), (2.62) e (2.63), são obtidos os coeficientes de difusão para as forças de Langevin, os quais são dados por:

$$2D_{II} = 2 R \cdot I_s \quad (2.64)$$

$$2D_{I\phi} = 0 \quad (2.65)$$

$$2D_{\phi\phi} = \frac{2 R}{I_s} \quad (2.66)$$

No modelo adiabático de Vahala e Yariv [8], apresentado na Secção 2.1, o comportamento dinâmico do laser é descrito em termos das flutuações na fase e na amplitude (real) do campo elétrico. No entanto, é mais usual caracterizar o sistema através da fase e da intensidade do campo. Para proceder à mudança de variáveis, utilizam-se as Eqs. (2.58), (2.14) e (2.15), de modo que pode-se escrever:

$$\dot{\delta I} - \left[\frac{A_s^2 \cdot \omega_s \cdot X_i^{(3)}}{n_o^2} \right] \cdot \delta I = \left[\frac{\epsilon \cdot V \cdot A_s}{\hbar \cdot \omega_s} \right] \cdot F_E(t) = F_I(t) \quad (2.67)$$

$$\dot{\phi} + \frac{\alpha}{2} \left[\frac{A_s^2 \cdot \omega_s \cdot X_i^{(3)}}{n_o^2} \right] \cdot \delta I = F_\phi(t) \quad (2.68)$$

onde assumiu-se que a intensidade do campo, $I(t)$, pode ser dada por:

$$I(t) = I_s + \delta I \quad (2.69)$$

sendo que, I_s é o número médio de fótons (intensidade média) no modo de oscilação do dispositivo.

O coeficiente de δI em (2.67) corresponde à diferença entre o ganho modal no ponto de operação do laser e o ganho modal de limiar. Assim sendo, comprova-se a equivalência entre o modelo adiabático, adotado por Henry [4,12], e aquele apresentado por Vahala e Yariv [8]. Além disto, a partir das Eqs. (2.67-68) é simples demonstrar que os coeficientes de difusão $2D_{II}$, $2D_{EE}$, $2D_{I\phi}$ e $2D_{E\phi}$ relacionam-se através de:

$$D_{II} = D_{EE} \left[\frac{\epsilon \cdot V \cdot A_s}{\hbar \omega_s} \right]^2 \quad (2.70)$$

$$D_{I\phi} = D_{E\phi} \left(\frac{\epsilon \cdot V}{\hbar \omega_s} \right) \quad (2.71)$$

Desta forma, as correlações entre as forças de Langevin associadas à amplitude do campo, ou à parcela aleatória da polarização do meio ativo, estabelecidas nas Eqs. (2.17-19), podem ser obtidas diretamente dos coeficientes de difusão $2D_{II}$, $2D_{I\phi}$ e $2D_{\phi\phi}$.

No modelo não-adiabático, as equações de taxas (2.36-38), as quais descrevem as flutuações, em relação aos valores estacionários, das variáveis que caracterizam o laser semiconductor, devem incluir uma força de Langevin associada à densidade de portadores. A emissão espontânea de um fóton faz desaparecer um portador. Por outro lado, cada evento de absorção de fóton adiciona uma unidade ao número de portadores. Desta forma, a força de Langevin associada à densidade de portadores é dada por [8]:

$$F_N(t) = \frac{1}{V_c} \sum b_n \delta(t-t_i) \quad (2.72)$$

onde V_c é o volume ocupado pelos portadores e o termo b_n deve ser igual a ± 1 , sendo que o sinal faz a distinção entre os eventos de emissão espontânea (-1) e absorção espontânea (+1).

No formalismo sugerido por Henry [4], o ruído em lasers semicondutores é analisado como um fenômeno ondulatorio, sendo interpretado como o ruído decorrente da emissão espontânea de fótons, sem coerência de fase, no modo de oscilação do dispositivo. Resulta desta análise uma representação simples para as forças de Langevin associadas às variáveis que caracterizam o sistema (vide Eqs. (2.62), (2.63) e (2.72)). No entanto, a obtenção dos coeficientes de difusão associadas à densidade de portadores a partir deste procedimento, é muito difícil [12].

Adotando-se os métodos de Lax [11], em que as correlações entre as forças de Langevin são calculadas através do Método do Operador Densidade, obtém-se os coeficientes de difusão relacionados à densidade de portadores [12], os quais são dados por:

$$2D_{NN} = \frac{N}{V_c \tau_s} + \frac{I_s}{V_c^2} (R+R') \quad (2.73)$$

$$2D_{NI} = \frac{-2.R.I_s}{V_c} \quad (2.74)$$

$$2D_{N\phi} = 0 \quad (2.75)$$

De forma análoga ao procedimento adotado para o caso adiabático pode-se mostrar que os coeficientes de difusão $2D_{NE}$ e $2D_{NI}$ relacionam-se através de:

$$D_{NI} = D_{NE} \cdot \left(\frac{\epsilon \cdot V}{\hbar \cdot \omega_s} \right) \quad (2.76)$$

Desta forma, as correlações entre as forças de Langevin relacionadas à densidade de portadores para o caso do modelo não-adiabático de Vahala e Yariv [8], vide Eqs. (2.42), (2.45) e (2.46), podem ser derivadas diretamente a partir das Eqs. (2.73-76).

Segundo Lax [10], as correlações entre as forças de Langevin não se alteram se as variáveis que caracterizam o sistema são acopladas de forma determinística, isto é, se os seus coeficientes nas equações de taxas não possuem caráter aleatório. Dentro desta concepção, pode-se imaginar a passagem do modelo adiabático para o modelo não adiabático como sendo um acoplamento entre sistema composto pela fase e pela amplitude (ou intensidade) do campo (vide Eqs. (2.14-15)) e o sistema formado pela densidade de portadores no meio ativo do diodo. O sistema resultante (vide Eqs. (2.36-38)) apresenta, nas equações de taxas para a amplitude (ou intensidade) e para a fase do campo, termos que possuem uma dependência determinística (no caso, coeficientes constantes) em relação às flutuações na densidade de portadores. Desta forma, os coeficientes de difusão relacionados estritamente à fase e à intensidade, $2D_{II}$, $2D_{I\phi}$ e $2D_{\phi\phi}$, devem ser os mesmos nos dois modelos. Entretanto, a resposta do sistema, em geral, se modifica na presença de um acoplamento, determinístico ou não. Para exemplificar, basta lembrar que o espectro do campo obtido através do modelo adiabático é uma Lorentziana, enquanto que o modelo não-adiabático prevê a existência de picos satélites nas harmônicas da frequência de relaxação do laser (vide Fig. 2.2c)

CAPITULO 3

PROPRIEDADES ESTATICAS E DINAMICAS DE UM LASER
SEMICONDUCTOR REALIMENTADO POR UM ESPELHO PLANO

3. PROPRIEDADES ESTÁTICAS E DINÂMICAS DE UM LASER SEMICONDUTOR REALIMENTADO POR UM ESPELHO PLANO

Neste capítulo aborda-se a realimentação óptica em sua configuração mais simples: quando a cavidade externa é terminada por um espelho plano, cuja refletividade é independente da frequência da onda incidente. A análise apresentada segue, principalmente, o formalismo introduzido por Osmundsen [13], aplicável quando a potência óptica que realimenta o diodo é pequena em relação a potência refletida internamente em suas faces.

Objetiva-se introduzir os parâmetros fundamentais, os mecanismos de análise e a compreensão de fenômenos básicos associados à realimentação.

Os modos estacionários de oscilação são determinados a partir de um modelo que leva em conta as múltiplas reflexões na cavidade externa [13].

As oscilações de relaxação, e sua dependência com nível de realimentação e com o comprimento da cavidade externa, são estudadas a partir de um modelo dinâmico baseado na teoria não-adiabática.

Finalmente, são discutidos aspectos estáticos e dinâmicos de estabilidade para o laser semiconductor submetido à realimentação óptica.

3.1. Modelo Estático

A configuração básica da cavidade externa a ser analisada está mostrada na Fig. 3.1, onde r_1 e r_2 são as refletividades das faces, r_g é a refletividade do espelho externo, l é o comprimento da região ativa do diodo.

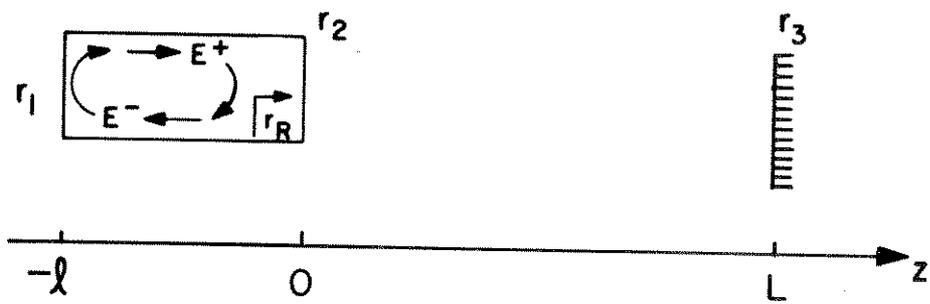


Fig.3.1-Representação Esquemática de um laser com cavidade externa terminada por um espelho plano

O laser realimentado é analisado através de um laser equivalente cujas faces tem refletividades iguais a r_1 e $r_R(\omega)$, onde o coeficiente de reflexão efetivo, $r_R(\omega)$, traduz a influência da cavidade externa sobre o diodo, sendo dado por [19] (vide Apêndice B):

$$r_R(\omega) = \frac{r_2 + r_3 e^{-j\omega\tau}}{1 + r_2 r_3 e^{-j\omega\tau}} \quad (3.1)$$

onde τ é o tempo que a onda eletromagnética gasta para dar uma volta completa na cavidade externa ("round trip time").

Como se pode ver de (3.1), o coeficiente de reflexão efetivo, $r_R(\omega)$, depende do comprimento da cavidade externa, situando-se entre os limites:

$$r_{R \text{ mínimo}} = \left| \frac{r_2 - r_3}{1 - r_2 r_3} \right|, \text{ quando } \omega\tau = 2\pi p + \pi \quad (3.2a)$$

$$r_{R \text{ máximo}} = \frac{r_2 + r_3}{1 + r_2 r_3}, \text{ quando } \omega\tau = 2\pi p \quad (3.2b)$$

Considerando-se que $E^+(z,t)$ e $E^-(z,t)$ são as amplitudes das ondas propagantes para a direita e para a esquerda, respectivamente, no interior do laser e $E^+(z,\omega)$ e $E^-(z,\omega)$ sua respectivas transformadas de Fourier, desprezando-se o efeito do ruído quântico, pode-se escrever:

$$E^+(-l,\omega) = r_1 E^-(-l,\omega) \quad (3.3a)$$

$$E^+(0,\omega) = E^+(-l,\omega) \cdot e^{-jkl} \quad (3.3b)$$

$$E^-(0,\omega) = r_R(\omega) E^+(0,\omega) \quad (3.3c)$$

$$E^-(-l,\omega) = E^-(0,\omega) \cdot e^{-jkl} \quad (3.3d)$$

onde as equações (3.3a) e (3.3c) correspondem às condições de contorno nas faces do laser equivalente, enquanto (3.3b) e (3.3d) são condições de propagação.

Na Eq. (3.3), a constante de propagação no meio ativo é considerada em sua forma complexa, de modo a representar um meio com ganho (e/ou perdas). Sua expressão é dada por:

$$k = k_r + jk_i = \frac{\omega \cdot n(\text{ND})}{c} + j \frac{1}{2} \left[g(\text{ND}) - \alpha_i \right] \quad (3.4)$$

sendo que, $n(\text{ND})$ é o índice de refração (real) do meio ativo, $g(\text{ND})$ é o ganho linear por unidade de comprimento e α_i é o coeficiente de absorção por unidade de comprimento no interior do laser.

A condição para a existência de modos estacionários (condição de oscilação) é, então, obtida diretamente da Eq. (3.3), sendo dada por:

$$r_R(\omega) \cdot r_1 e^{-j2k\ell} = 1 \quad (3.5)$$

Define-se, agora, o seguinte parâmetro de realimentação [13]:

$$\Gamma = \frac{r_2}{r_R(\omega)} = e^{\gamma_r + j\gamma_i} \quad (3.6)$$

Deste modo, a condição de oscilação pode ser dividida em:

$$\text{condição de fase: } 2k_r \ell = 2\pi q - \gamma_i \quad (3.7a)$$

$$\text{condição de ganho: } 2k_i \ell = (g(\text{ND}) - \alpha) \cdot \ell = \frac{1}{\ell} \ln \left(\frac{1}{r_1 r_2} \right) + \frac{1}{\ell} \gamma_r \quad (3.7b)$$

onde q é a ordem do modo de oscilação do diodo.

Para o laser solitário $r_R(\omega_0) = r_2$, $\Gamma = 1$ e $\gamma_r = \gamma_i = 0$. Assim, $-\gamma_i$ é o alteração na fase do campo elétrico após as múltiplas reflexões no espelho externo.

Por outro lado, γ_r/ℓ é a modificação correspondente ocorrida no ganho de limiar do laser devido a realimentação óptica.

Substituindo-se a Eq. (3.1) na (3.6) e separando-se as partes real e imaginária, obtém-se:

$$\gamma_r = \ln |\Gamma| = \frac{1}{2} \ln \left| \frac{1 + r_2^2 \cdot r_3^2 + 2r_2 \cdot r_3 \cdot \cos \omega T}{1 + \left(\frac{r_3}{r_2} \right)^2 + \frac{2r_3}{r_2} \cdot \cos \omega T} \right| \quad (3.8a)$$

$$\gamma_i = -\text{Arg} \left\{ r_R(\omega) \right\} = \text{Arctan} \left[\frac{r_3 \cdot (1-r_2^2) \cdot \text{sen}\omega\tau}{r_2 \left(1+r_3^2\right) + r_3 \left(1+r_2^2\right) \cdot \text{cos}\omega\tau} \right] \quad (3.8b)$$

De (3.8a) conclui-se que, se o laser oscila em uma frequência natural da cavidade externa ($\omega\tau=2p\pi$), a alteração no ganho de limiar é mínima, sendo dada por:

$$\gamma_{r\text{min}} = \ln \left| \frac{1 + r_2 \cdot r_3}{1 + \frac{r_3}{r_2}} \right| \quad (3.9)$$

A situação descrita acima é denominada, na literatura, condição de ganho ótimo. Como $\gamma_{r\text{min}}$ é sempre negativo, os modos que satisfazem a condição de ganho ótimo da cavidade externa possuem menor ganho de limiar que os modos de oscilação do laser solitário. Neste caso, a realimentação, provoca, conseqüentemente, uma redução no valor de corrente elétrica necessária para polarizar o dispositivo.

Por outro lado, os modos que obedecem a condição de anti-resonância da cavidade externa ($\omega\tau=2p\pi+\pi$) possuem máximo acréscimo no valor do ganho de limiar, sendo esta alteração dada por:

$$\gamma_{r\text{máx}} = \ln \left| \frac{r_2 \left(1-r_2 \cdot r_3\right)}{r_2 - r_3} \right| \quad (3.10)$$

As Figs. 3.2 e 3.3 mostram, respectivamente, a dependência do coeficiente de reflexão efetivo e da alteração no ganho de limiar do laser com a refletividade do espelho externo na condição de antiresonância da cavidade.

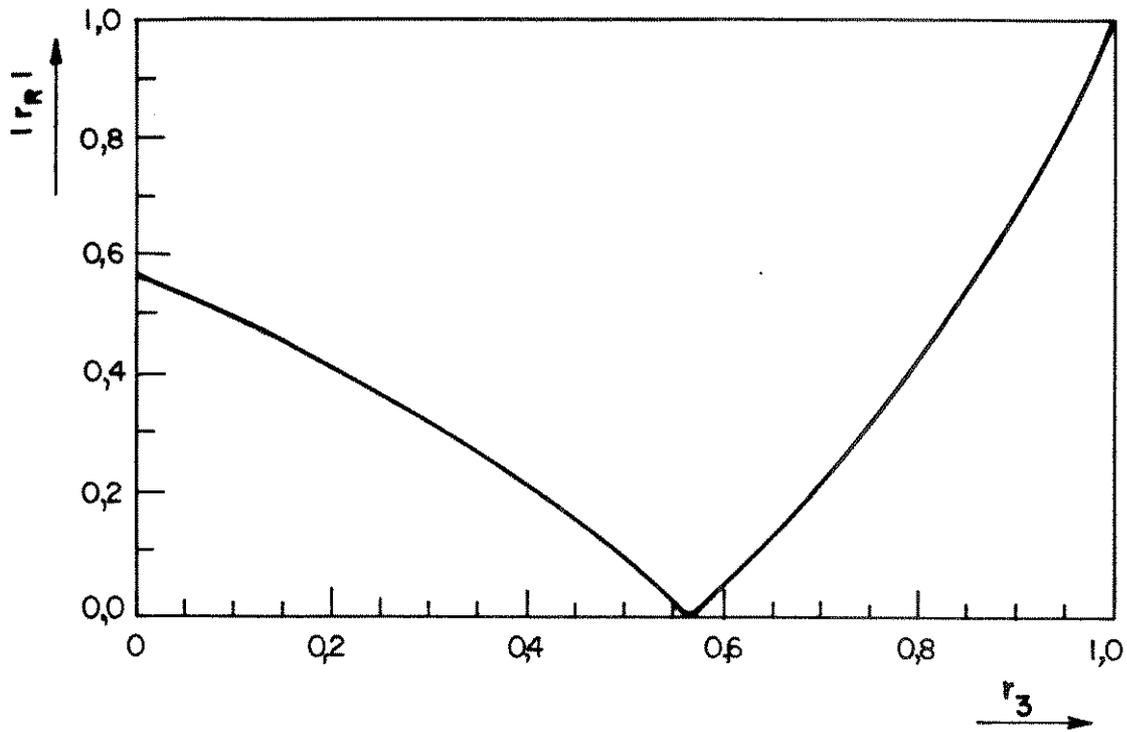


Fig. 3.2 — Coeficiente de reflexão efetivo mínimo na saída do laser
($r_2 = 0,565$, $\omega\tau = \pi$).

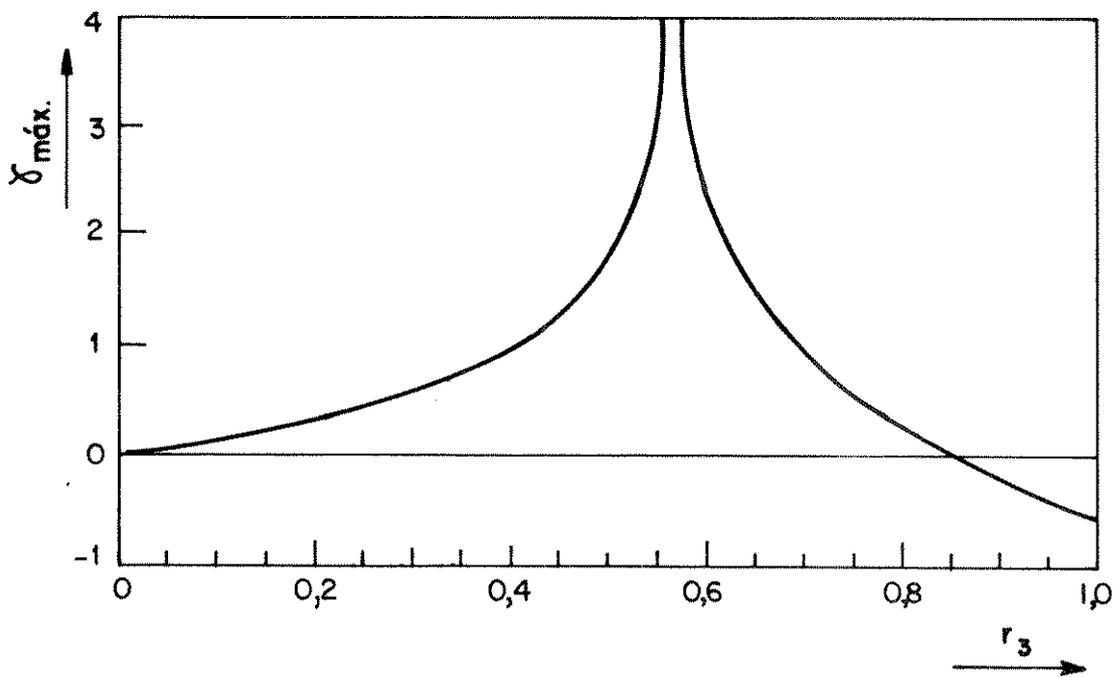


Fig. 3.3 — Máxima alteração introduzida pela realimentação no ganho de limiar do laser .

Na Fig. 3.2, observa-se que o coeficiente de reflexão efetivo na saída do laser, $r_R(\omega)$, anula-se quando a refletividade do espelho externo iguala-se à da face do diodo. Além disto, na Fig. 3.3, verifica-se que, neste caso, o ganho necessário à oscilação torna-se infinito.

Mantendo-se fixa a corrente de polarização e variando-se o comprimento da cavidade externa, a condição de ganho ótimo da cavidade pode ser identificada, na prática, através da máxima potência na saída do laser. Por outro lado, na condição de anti-ressonância da cavidade externa, a potência de saída é mínima. Se, em particular, $r_1 = r_2$ e $\omega\tau = \pi + 2p\pi$, o laser não mais oscila. Esta situação é denominada de transparência da cavidade externa, visto que, o coeficiente de reflexão efetivo $r_R(\omega)$ é nulo, vide Fig. 3.2, e a alteração necessária, em relação ao laser solitário, no ganho de limiar para manter a oscilação é infinita, vide Fig. 3.3.

A frequência de oscilação do laser solitário é obtida a partir da condição de Fabry-Perot [20], sendo dada por:

$$\omega_\ell^{(ND)} = \frac{c}{2n_{ef}l} \cdot 2\pi q \quad (3.11)$$

onde q é a ordem do modo de oscilação do diodo e o índice de refração efetivo no meio ativo do laser, n_{ef} , é dado através de [3]:

$$n_{ef} = n_o \left[1 + \frac{X_r^{(ND)}}{2n_o^2} \right] \quad (3.12)$$

Utilizou-se para o ganho o mesmo modelo adotado no Capítulo anterior (Eq. (2.32)). Nesta análise, o ganho e o índice de refração efetivo são modelados por funções que dependam apenas da densidade de portadores. Sendo que o meio ativo é considerado não dispersivo e os índices de refração efetivo, n_{eq} , e de grupo, n_g , são equivalentes. Esta consideração é válida quando o dispositivo opera próximo ao pico de sua curva de ganho.

Combinando-se (3.7a) e (3.11) a condição de fase assume a seguinte forma:

$$\omega - \omega_\ell = -f_D \gamma_i \quad (3.13)$$

onde f_D é o espaçamento de frequência entre os modos de oscilação do laser solitário, sendo dado por:

$$f_D = \frac{c}{2 n_{ef} l} \quad (3.14)$$

O laser semiconductor realimentado deve oscilar com uma densidade de portadores próxima ao valor de limiar [13]. Assim, a frequência de oscilação pode ser expandida linearmente em torno da frequência de oscilação de limiar do laser solitário, $\omega_o = \omega_{\ell}^{(N_{th})}$; adotando este procedimento obtém-se [13]:

$$\omega_{\ell}^{(N)} = \omega_o - \frac{\omega_o}{n_{ef} n_o} \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{\partial X_r}{\partial N} \left(N - N_{th} \right) \quad (3.15)$$

Uma expansão semelhante pode ser utilizada para o ganho modal, resultando em [13]:

$$G(N) = G(N_{th}) + \Delta G = \frac{\omega_o \cdot X_i(N_{th})}{n_o \cdot n_{ef}} + \frac{\omega_o}{n_o \cdot n_{ef}} \cdot \left(\frac{\partial X_i}{\partial N} \right) \cdot \left(N - N_{th} \right) \quad (3.16)$$

A alteração no ganho modal, por segundo, provocada pela realimentação óptica pode ser escrita através de:

$$\text{condição de ganho : } \Delta G = v_g \frac{\gamma_r}{l} = 2f_D \gamma_r \quad (3.17)$$

onde v_g é a velocidade de grupo no meio ativo do laser.

Substituindo-se (3.14-17) em (3.13) obtém-se

$$\text{condição de fase : } \omega_o - \omega = f_D \left(\gamma_i - \alpha \gamma_r \right) \quad (3.18)$$

A realimentação óptica altera as condições de ganho e fase do laser. A alteração no ganho de limiar faz com que a frequência de oscilação mude de ω_o para ω_{ℓ} , conforme se pode deduzir a partir da Eq. (3.13) e da Eq. (3.18). Este desvio na frequência ocasionado pelo ganho se explica através do acoplamento entre as flutuações de fase e de amplitude do campo elétrico em lasers semicondutores.

As condições de oscilação, representadas pela Eq. (3.18), podem ser mais facilmente resolvidas se forem colocadas em função da modificação, introduzida pela realimentação sobre a fase do campo elétrico [13]. Neste intuito, define-se o seguinte parâmetro:

$$y \equiv \omega \tau - p.2\pi \quad (3.19)$$

de modo que, y é o valor principal da fase do campo, refletido no espelho plano, que retorna ao interior do laser e p é, conseqüentemente, a ordem do modo de oscilação da cavidade externa.

Em seguida define-se o parâmetro:

$$\theta \equiv \omega_0 \tau - p.2\pi \quad (3.20)$$

onde θ é a fase do campo refletido, quando a frequência de oscilação é ω_0 . A fase, neste caso, não é dada em valor principal, sendo que, θ é o mesmo inteiro que aparece na Eq. (3.19). Assim sendo, o ângulo θ pode assumir valores maiores que 2π (correspondendo a uma mudança na ordem do modo de oscilação, provocada pela realimentação óptica).

Na análise de uma determinada configuração de cavidade externa é fundamental definir-se um parâmetro adequado para avaliar o nível de realimentação empregado. Este parâmetro deve relacionar a intensidade da onda de realimentação com a intensidade do campo refletido internamente na face do laser. Para o caso de realimentação óptica fraca por um espelho plano, define-se o fator de realimentação [13], F.R., através do quociente entre a amplitude do campo que retorna ao diodo após a primeira volta completa na cavidade externa e a amplitude do campo refletido internamente na face r_2 do laser. Assim sendo, este termo é dado por:

$$F.R. \equiv \frac{r_3 \cdot (1-r_2)^2}{r_2} \quad (3.21)$$

Quando a cavidade externa é terminada por um espelho plano, caso o nível de realimentação ultrapasse um certo valor crítico, ocorre o fenômeno de saturação da redução de largura de linha, isto é, um pequeno acréscimo no valor do nível de realimentação provoca um abrupto crescimento na largura de linha espectral do diodo. Este fato, apesar de haver sido previsto por Osmundsen [13], não é explicado através de seu modelo dinâmico linear (apresentado na próxima Secção). Por outro lado, este efeito restringe a aplicação prática desta configuração simples de cavidade externa ao caso de realimentação óptica fraca. Neste regime de realimentação a refletividade do espelho

plano, r_g , deve ser muito menor que a unidade e a potência acoplada de volta ao interior do laser pode ser considerada como sendo proveniente apenas da primeira volta completa na cavidade externa. Desta forma, as modificações na condição de fase e ganho do laser podem ser aproximadas por:

$$\gamma_i \cong (F.R) \operatorname{sen}\omega\tau \quad (3.22)$$

$$\gamma_r \cong (F.R) \operatorname{cos}\omega\tau \quad (3.23)$$

Finalmente, após algumas manipulações algébricas simples sobre as Eqs. (3.17-23) podem-se escrever as condições de oscilação nas seguintes forma:

$$\text{condição de ganho : } \Delta G = -2z \operatorname{cos}y \quad (3.24)$$

$$\text{condição de fase: } \begin{cases} \theta = y + C \operatorname{sen}(y+\varphi) & (3.25) \\ \theta = \omega_0 \tau - p2\pi & (3.26) \end{cases}$$

onde

$$z = (F.R) \cdot f_D \quad (3.27.a)$$

$$C \equiv z\tau \sqrt{1+\alpha^2} \quad (3.27.b)$$

$$\varphi = \operatorname{arctan}(\alpha) \quad (3.27.c)$$

Os modos estacionários podem, então, ser determinados graficamente no plano $\theta \times y$, Fig. 3.4, a partir da intersecção entre a família de retas horizontais que representa a equação (3.26) e a curva (3.25). Não é necessário traçar a Eq. (3.26), visto que o modo fundamental, sendo aquele que requer menor ganho de limiar, é dado pela solução estacionária mais próxima do eixo $y = 0$ no plano $\theta \times y$.

De (3.25) conclui-se facilmente que:

$$\theta(\pi) - \theta(-\pi) = 2\pi \quad (3.28)$$

Desta forma, para a existência de múltiplas soluções da condição de fase, é necessário (e suficiente) que a função $\theta(y)$ admite um máximo global. Derivando-se (3.25) em relação a y obtém-se

$$\frac{d\theta}{dy} = 1 + C \operatorname{cos}(y+\varphi) \quad (3.29)$$

Das Eqs. (3.28-29) pode-se então deduzir que se $C < 1$, a função $\theta(y)$ não possui pontos críticos em $(-\pi, \pi)$ e a condição de fase admite solução única, sendo esta situação denominada regime mono-estável de oscilação. Por outro lado, caso $C=1$ a derivada $\frac{d\theta}{dy}$ anula-se em $\theta=y-\pi-\varphi$, mas este é o ponto de inflexão e, portanto, o limite para a unicidade de solução da condição de fase.

Finalmente, se ocorrer $C > 1$, a função $\theta(y)$ admite um máximo global no ponto:

$$y_{\text{máx}} = \arccos\left(\frac{-1}{C}\right) - \varphi \quad (3.30a)$$

$$\theta_{\text{máx}} = \theta(y_{\text{máx}}) > \pi - C \text{sen} \varphi \quad (3.30b)$$

Neste caso, a máxima variação sofrida pela variável θ no intervalo $(-\pi, \pi)$ é superior a 2π e a curva $\theta(y)$ é interceptada pela família de retas em mais de um ponto.

Na Fig. 3.4 apresenta-se a resolução gráfica da condição de oscilação para diferentes valores do parâmetro C , dentro do regime mono-estável de oscilação. Enquanto que, na Fig. 3.5, os modos estacionários podem ser determinados para valores de C que permitem a oscilação multi-estável.

O caso em que $C < 1$ é de aparente interesse, pois a frequência de oscilação do laser modifica-se suavemente quando se altera a fase do campo refletido. A Fig. 3.6 confirma esta previsão teórica através de resultados experimentais obtidos por Acket et. al. [21]. Por outro lado, quando $C > 1$ a condição de fase admite múltiplas soluções (regime multi-estável de oscilação). Assim sendo, variando-se continuamente a fase do campo refletido (por exemplo, monitorando-se o comprimento da cavidade externa através de um transdutor piezo-elétrico), a frequência de oscilação sofre saltos abruptos.

Deve-se acrescentar que um dos principais objetivos quando se utiliza a realimentação óptica é a redução da largura de linha espectral. Este estreitamento é obtido, minimizando-se as flutuações na frequência de oscilação do laser.

Mantendo-se fixo o comprimento da cavidade externa, pode-se definir o seguinte fator de estabilização da frequência de oscilação:

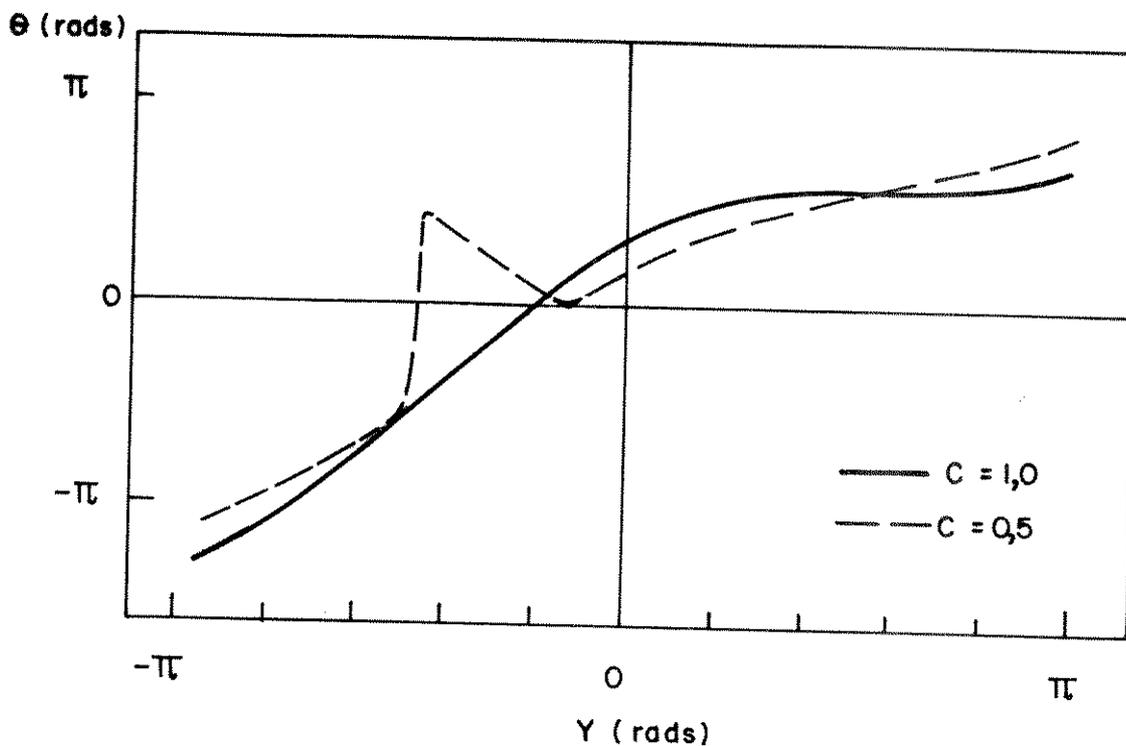


Fig. 3.4 — Determinação dos Modos Estacionários para o laser realimentado operando no regime mono-estável de oscilação.

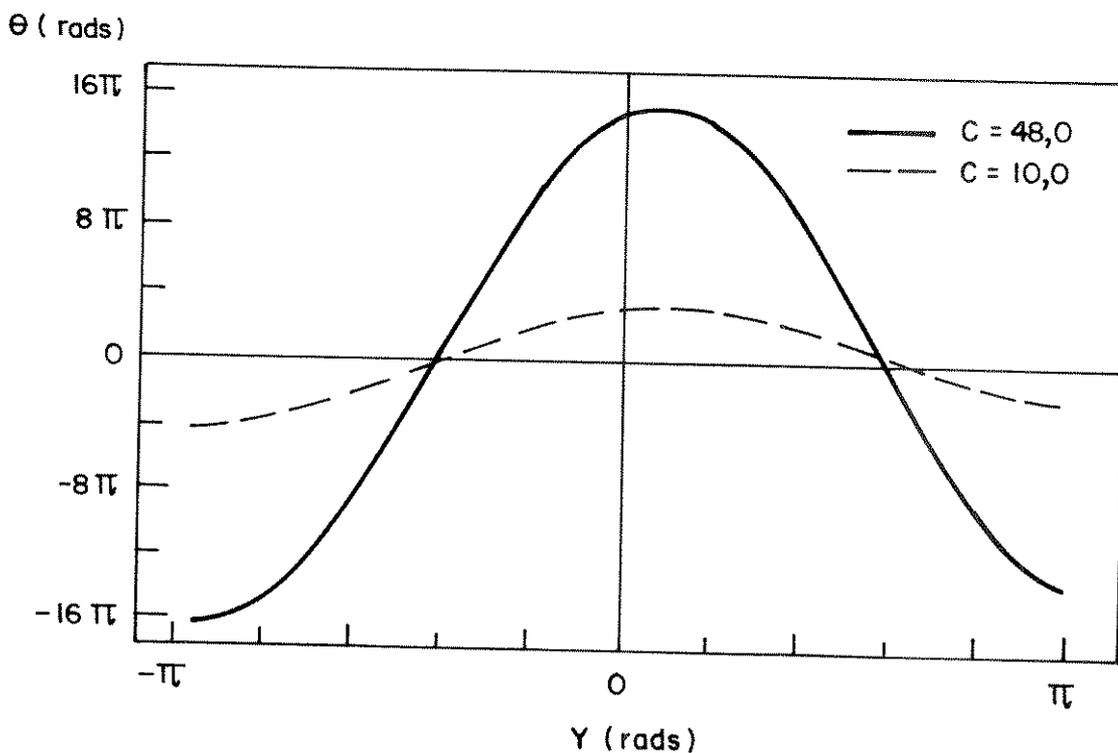


Fig. 3.5 — Determinação dos Modos Estacionários para o laser realimentado operando no regime multi-estável de oscilação.

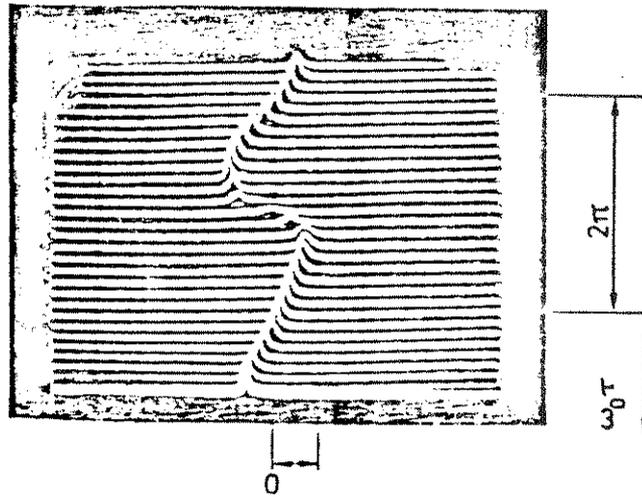


Fig. 3.6 — Freqüência de oscilação do laser semiconductor realimentado versus fase do campo refletido para $C < 1$. Escala horizontal : 250 MHz / divisão.

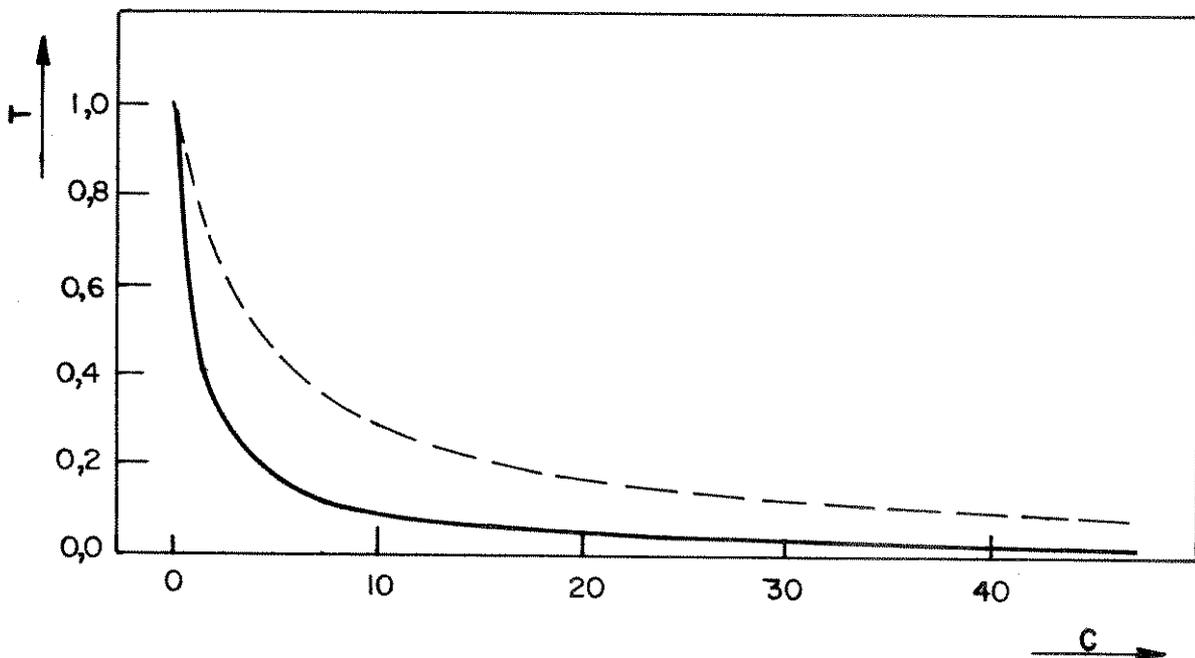


Fig. 3.7 — Redução das flutuações da freqüência de oscilação versus parâmetro de realimentação C . A linha tracejada representa o ganho ótimo e a linha cheia corresponde ao máximo estreitamento espectral.

$$T \equiv \frac{dy}{d\theta} = \frac{d\omega}{d\omega_0} = \frac{1}{1+C\cos(y+\varphi)} \quad (3.31)$$

sendo que o parâmetro T é avaliado no ponto de operação do modo dominante. Da Eq. (3.31) conclui-se que quanto maior for o parâmetro de realimentação C , maior será a redução nas flutuações da frequência de oscilação. Sob este aspecto, cavidades longas e níveis de realimentação elevados são convenientes no intuito de reduzir a largura de linha espectral. Entretanto, restrições de caráter dinâmico, a serem abordados no decorrer deste Capítulo, tornam as cavidades longas inadequadas para a transmissão em altas taxas de bits.

Na Fig. 3.7 mostra-se a dependência entre o fator de redução das flutuações de frequência e o parâmetro de realimentação C , para dois pontos de operação do modo dominante: o ganho ótimo ($y=0$) e a máxima redução teórica da largura de linha ($y = -\varphi$).

Da Fig. 3.7 pode-se concluir que o regime mono-estável de oscilação demonstra pouca eficiência quanto à redução das flutuações da frequência de operação do laser, visto que, para baixos valores de C , o parâmetro T é próximo da unidade.

3.2. Limites de Biestabilidade

O regime de oscilação multi-estável, conforme foi visto na Seção anterior, apresenta melhor desempenho que o regime mono-estável quanto à redução da largura de linha espectral. Entretanto, se a condição de fase admite múltiplas soluções, variações ruidosas ocorridas no comprimento da cavidade externa ou no nível de realimentação podem provocar mudanças bruscas na frequência de oscilação do laser. Estes saltos em frequência se devem a um dos motivos citados a seguir: *o modo de oscilação atual deixa de satisfazer a condição de fase ou de outro modo da cavidade externa apresenta ganho menor que o presente modo de oscilação*. O ponto de operação, em que estes dois modos estacionários coexistem, denomina-se limite de biestabilidade.

Determina-se a seguir, para o laser semiconductor realimentado, os limites de biestabilidade e sua relação com o parâmetro de realimentação C , o qual engloba os efeitos do nível de realimentação e do comprimento da cavidade externa.

Um limite de biestabilidade para o modo dominante de oscilação, é atingido quando uma das retas da família representada pela Eq. (3.26.b) tangencia a curva dada por (3.26.a) no seu ponto de máximo (vide Fig. 3.8).

Desta forma, deve-se ter:

$$\frac{d\theta}{dy} = 1 + C\cos(y+\varphi) = 0 \quad (3.32.a)$$

$$\frac{d^2\theta}{dy^2} = -C\sin(y+\varphi) < 0 \quad (3.32.b)$$

E, no plano $Cx\theta$ pode-se representar este limite de estabilidade através de:

$$\begin{cases} C_{lim} = -\sec(y+\varphi) & (3.33.a) \\ \theta_{lim} = y - \tan(y+\varphi) & (3.33.b) \\ \frac{\pi}{2} - \varphi < y < \pi - \varphi & (3.33.c) \end{cases}$$

Se este limite é atingido aumentando-se o valor da fase θ , então a frequência do modo dominante salta para outro modo de oscilação da cavidade externa, porque o atual modo deixa de satisfazer a condição de fase. Caso este limite de estabilidade seja atingido através da redução do valor de θ , surge uma nova solução para a condição de fase, que apresenta menor ganho de limiar que o modo atual. Deste modo, dá-se o salto na frequência devido à condição de ganho.

Na prática, estas flutuações na fase do campo refletido são decorrentes de variações aleatórias no comprimento da cavidade externa e no nível de realimentação, possuindo caráter estatístico.

Um outro tipo do limite de biestabilidade ocorre quando duas soluções da condição de fase apresentam mesmo ganho de limiar. Neste caso, uma pequena flutuação na fase do campo refletido provoca o salto, devido à condição de ganho, de um modo para outro. Da Fig. 3.9 observa-se que esta situação ocorre quando as duas soluções y' e y'' satisfazem as relações:

$$y' = -y'' \quad (3.34.a)$$

$$\theta(y') - \theta(y'') = 2\pi \quad (3.34.b)$$

Substituindo-se a Eq. (3.34) na Eq. (3.26) obtém-se

$$y' + C\cos\varphi \operatorname{sen}y' = \pi \quad (3.35)$$

Desta forma, no plano $C \times \theta$, este limite de biestabilidade é dado por:

$$\left\{ \begin{array}{l} C_{lim} = \frac{\pi - y}{\cos\varphi \cdot \text{sen}y} \quad (3.36.a) \\ \theta_{lim} = \pm \pi + C \cdot \text{sen}\varphi \cdot \text{cos}y \quad (3.36.b) \\ 0 < y < \pi \quad (3.36.c) \end{array} \right.$$

O limite de estabilidade descrito acima pode não corresponder ao modo dominante de oscilação. Assim, no intuito de construir-se o diagrama de estabilidade do laser no plano $C \times \theta$ deve-se, para cada solução de (3.36), determinar as outras intersecções da curva $\theta(y)$ com a família de retas paralelas. Para tanto, a solução de (3.36) só deve ser incluída no diagrama de estabilidade se possuir menor ganho de limiar que as demais soluções da condição de fase a ela associadas. Neste sentido devem ser feitas as seguintes restrições:

$$\left\{ \begin{array}{l} \theta_m = \theta_{lim} \pm 2\pi m \quad (3.37.a) \\ \theta_m = y_m + C_{lim} \cdot \text{sen}(y_m + \varphi) \quad (3.37.b) \\ |y_m| > |y| \quad (3.37.c) \\ \text{para } m=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \end{array} \right.$$

O sistema (3.37a-b) é resolvido numericamente, encontrando-se as demais soluções da condição de fase associadas a este limite de biestabilidade. O teste (3.37.c) determina o modo dominante de oscilação para esta dada configuração.

Analisando-se a Eq. (3.36), pode-se concluir que para a existência deste tipo de limite de biestabilidade o parâmetro C deve ser superior a $\sqrt{1 + \alpha^2}$. Por outro lado, observando-se ainda a Eq. (3.36a), e considerando-se que as cavidades longas tendem a operar próximo a sua condição de ressonância ($y=0$), pode-se prever que este tipo de limite seja preponderante para níveis de realimentação elevados.

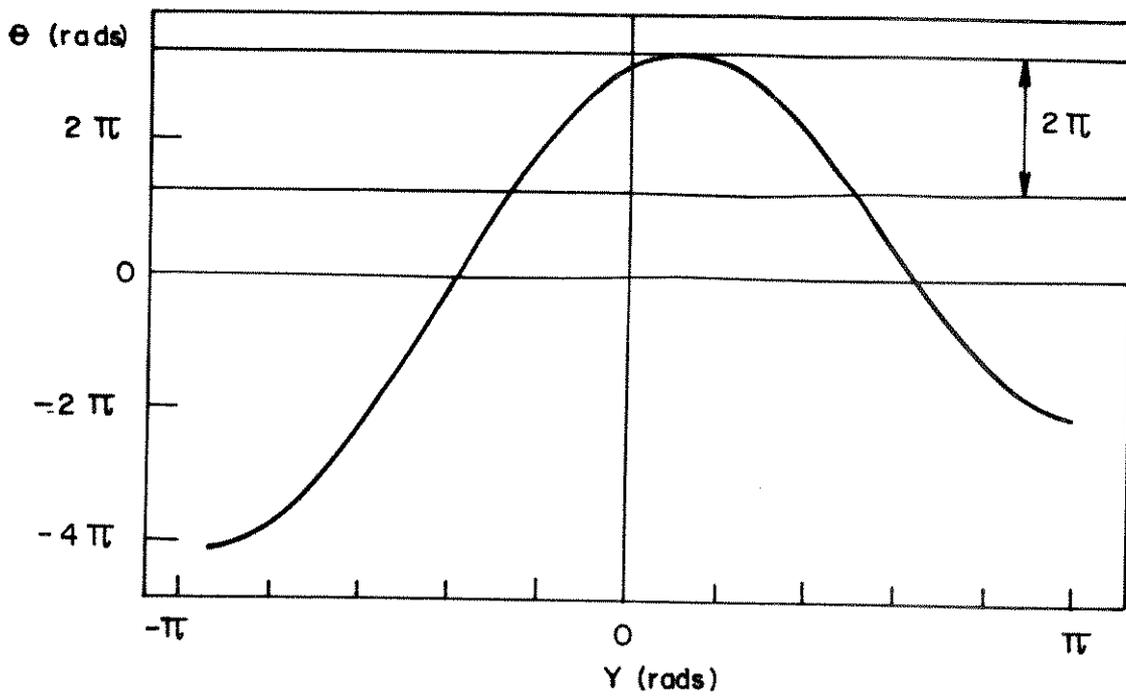


Fig. 3.8 — Limite de Biestabilidade devido à condição de Fase (ou Ganho)

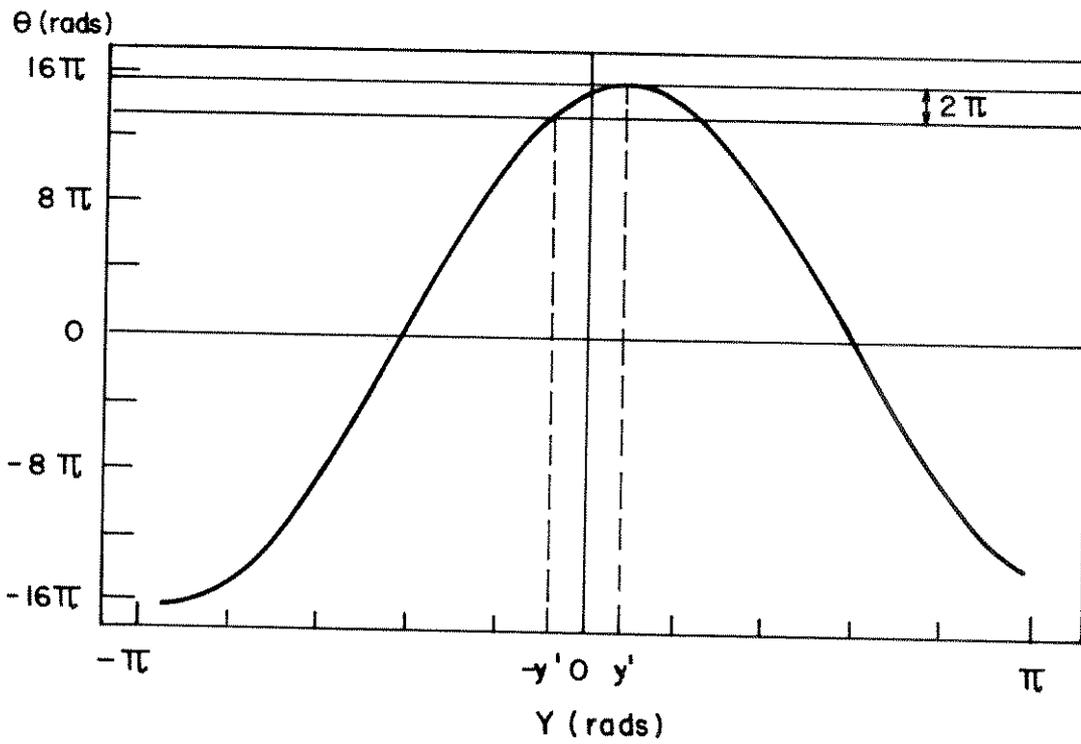


Fig. 3.9 — Limite de Biestabilidade devido à condição de Ganho.

3.3. Modelo Dinâmico e Estabilidade Dinâmica

As oscilações de relaxação introduzem picos secundários no espectro em frequência do campo elétrico, limitando a taxa máxima de bits que pode ser transmitida [22].

Assim sendo, deve-se excluir do diagrama de estabilidade, no plano $Cx\theta$, a região sujeita a pulsações de relaxação.

A análise não-adiabática de oscilação do laser semiconductor completa-se através de duas equações diferenciais: a equação de taxas para a densidade de portadores, Eq. (2.30), e uma outra descrevendo a evolução temporal da amplitude complexa do campo elétrico. A resolução simultânea de ambos, através de técnicas de pequenas perturbações, permite analisar as relações entre as flutuações da fase do campo, da amplitude do campo e da densidade de portadores.

Visto que, neste Capítulo, objetiva-se analisar a realimentação óptica fraca proveniente de um espelho plano, a equação de taxas para o campo elétrico é derivada levando em conta apenas a realimentação decorrente da primeira volta do feixe óptico na cavidade externa [9]. Neste caso, a refletividade do espelho externo é suposta muito menor que a unidade e a Eq. (3.1) pode ser reescrita através de:

$$r_R(\omega) = r_2 + r_3 \cdot \left(1 - r_2^2\right) \cdot e^{-j\omega T} \quad (3.38)$$

Define-se o campo elétrico normalizado como se segue:

$$\xi(t) = \sqrt{\frac{\epsilon \cdot V}{2 \cdot h \cdot \omega_s}} E(t) \quad (3.39)$$

onde V é o volume modal.

Esta definição é feita de modo que uma unidade no campo $\xi(t)$ (adimensional) corresponde à emissão de um fóton na frequência estacionária de oscilação.

Admite-se que o campo na saída do laser tenha envoltória e fase suavemente variantes no tempo. Pode-se portanto escrever:

$$\xi(t) = \left[A_s + \delta A(t) \right] e^{j(\omega_s t + \phi(t))} \quad (3.40)$$

onde A_s é amplitude estacionária do campo normalizado e δA e ϕ são, respectivamente, as flutuações na amplitude e fase do campo, decorrentes do fenômeno de emissão espontânea.

Aplicando-se as condições de contorno, nas faces do diodo, para as ondas propagantes, para a direita e para a esquerda, no interior do laser, deriva-se a seguinte equação de taxas para o campo elétrico normalizado na saída do dispositivo [9,13]:

$$\frac{d\xi(t)}{dt} - \left[j\omega_s + \frac{1}{2} \left[G(N) - \frac{1}{\tau_p} \right] \right] \xi(t) = z\xi(t-\tau) + F_E(t) + jA(t) F_\phi(t) \quad (3.41)$$

onde $F_E(t)$ e $F_\phi(t)$ são as forças de Langevin associadas, respectivamente, à amplitude e à fase do campo elétrico.

Para caso de realimentação óptica fraca e não seletiva em frequência, a oscilação tende a ocorrer próximo ao ótimo da curva de ganho do laser, visto que esta situação requer a mínima corrente elétrica de polarização para uma dada potência de saída. Assim sendo, o ganho é considerado independente do comprimento de onda de operação e pode ser representado através de:

$$G(N) = G_N (N - N_{th}) \quad (3.42)$$

onde G_N é um parâmetro do laser que depende, essencialmente, da temperatura do diodo e N_{th} é a densidade de portadores de limiar para o laser isolado.

Das Eqs. (2.30) e (3.41), utilizando-se análise para pequenas perturbações, e tomando-se a média temporal, obtém-se as seguintes relações para os termos estacionários:

$$\Delta G = G_N (N_s - N_{th}) = -2z \cos \omega \tau \quad (3.43)$$

$$\Delta \omega = \omega_o - \omega_s = z(\alpha \cos \omega \tau + \text{sen} \omega \tau) \quad (3.44)$$

$$I_s = A_s^2 = \frac{\left[I_o - \frac{\tau_p}{\tau_s} (N_s - N_{th}) \right]}{1 + \tau_p \Delta G} \quad (3.45)$$

onde N_s , ω_s e I_s , nesta ordem, são os valores estacionários da densidade de portadores, da frequência de oscilação e do número de fótons para o laser realimentado. Para o laser solitário, estes valores são dados, respectivamente, por N_{th} , ω_0 e I_0 .

Assim sendo, as Eqs. (3.43-45) comparam o comportamento estacionário do laser realimentado com o do laser solitário. As Eqs. (3.43) e (3.44) são equivalentes às condições de ganho e fase derivadas através do modelo estático apresentado na Secção 3.1.

Percebe-se, da Eq. (3.43), que há uma redução na densidade de portadores, e, conseqüentemente, na corrente elétrica de polarização do dispositivo, se a cavidade externa opera na condição de ressonância ($\omega\tau = 2\pi m$). Por outro lado, na anti-ressonância da cavidade externa ($\omega\tau = \pi + 2\pi m$), ocorre um acréscimo na corrente de polarização do laser realimentado em relação ao laser solitário.

No caso de cavidades longas e níveis de realimentação elevados, a condição de fase possui várias soluções e o laser tende a oscilar próximo à condição de ressonância da cavidade externa. Nesta situação (vide Eqs. (3.43-45)) a realimentação reduz o valor da densidade de portadores de limiar e da frequência de oscilação e aumenta a potência de saída do diodo.

A parte temporalmente variante do sistema de equações (composto por (2.30) e (3.41)) pode, usando-se análise para pequenas perturbações, ser reescrita através de [13]:

$$\begin{aligned} \dot{\delta A}(t) + z \cos y [\delta A(t) - \delta A(t-\tau)] + \\ + z A_s \text{seny} [\phi(t) - \phi(t-\tau)] - \frac{1}{2} G_{N_s} A \delta N(t) = F_E(t) \\ \dot{\phi}(t) + z \cos y [\phi(t) - \phi(t-\tau)] - \end{aligned} \quad (3.46a)$$

$$- \frac{z}{A_s} \text{seny} [\delta A(t) - \delta A(t-\tau)] - \frac{1}{2} G_N \alpha \delta N(t) = F_\phi(t) \quad (3.46b)$$

$$\dot{\delta N}(t) + \frac{1}{\tau_R} \delta N(t) + \frac{2A_s}{\tau_P} \delta A(t) = F_N(t) \quad (3.46c)$$

onde

$$\omega_R^2 = \frac{G I_s}{V_T P} \quad (3.47)$$

$$\tau_R^{-1} = \frac{1}{\tau_s} + \tau_P \omega^2 \quad (3.48)$$

Em (3.47-48) verifica-se a dependência da frequência de relaxação e do tempo de relaxação dos portadores com a intensidade do campo na saída, a qual (vide Eq. (3.43)) depende do nível de realimentação e da fase do campo refletido.

A descrição do comportamento dinâmico do dispositivo no domínio da frequência é obtida aplicando-se transformada de Laplace às Eqs. (3.46). Adotando-se este procedimento obtém-se o seguinte sistema de equações [13]:

$$\begin{bmatrix} s+z\cos\gamma(1-e^{-s\tau}) & z.A_s \cdot \text{seny} \cdot (1-e^{-s\tau}) & -\frac{1}{2} \cdot G_N \cdot A_s \\ -\frac{z}{A_s} \cdot \text{seny} \cdot (1-e^{-s\tau}) & s+z \cdot \cos\gamma \cdot (1-e^{-s\tau}) & -\frac{1}{2} \cdot G_N \cdot \alpha \\ \frac{2 \cdot A_s}{\tau_P} & 0 & s+\tau_R^{-1} \end{bmatrix} \times$$

$$\times \begin{bmatrix} \delta E(s) \\ \phi(s) \\ \delta N(s) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F_E(s) \\ F_\phi(s) \\ F_N(s) \end{bmatrix} \quad (3.49)$$

onde $F_E(s)$, $F_\phi(s)$ e $F_N(s)$ são, respectivamente, as transformadas de Laplace das forças de Langevin $F_E(t)$, $F_\phi(t)$ e $F_N(t)$.

O sistema (3.46) é estável se todos os zeros do determinante principal do sistema (3.49) estiverem localizados no semiplano esquerdo do plano complexo. Uma raiz deste determinante, no semiplano complexo direito, representa uma oscilação cuja amplitude cresce exponencialmente com o tempo. Assim sendo, o limite para a existência de oscilações de relaxação é que um zero do determinante, $D(s)$, do sistema (3.49), esteja sobre o eixo imaginário.

Para o caso de realimentação óptica fraca, a potência de saída do laser realimentado pouco se modifica em relação ao seu valor para o laser solitário. Conseqüentemente (vide Eqs. (3.47-48)) o mesmo ocorre com a frequência de relaxação e o tempo de relaxação dos portadores. Considere-se os seguintes valores típicos: $f_D \approx 125$ GHz, $\omega_R \approx 5\pi \times 10^9$ rad.s⁻¹, $\tau_R \approx 1$ ns. Considere-se, ainda, um nível de realimentação relativamente elevado para o caso da cavidade externa com espelho plano (F.R = 2×10^{-2}). Pode-se, então, concluir que são válidas as seguintes aproximações para o regime de realimentação óptica fraca:

$$\omega_R^2 \gg z \cdot \tau_R^{-1} \quad (3.50)$$

$$\omega_R^2 \gg z^2 \quad (3.51)$$

Neste caso, o determinante principal de (3.49) assume a seguinte forma simplificada:

$$D(s) = s^3 + s^2 \left[\tau_R^{-1} + 2z \cos y (1 - e^{-s\tau}) \right] + s \omega_R^2 + z \omega_R^2 [\cos y - \alpha \text{sen} y] (1 - e^{-s\tau}) \quad (3.52)$$

Impondo-se a condição do limite de estabilidade dinâmico, isto é, fazendo o determinante anular-se em $s = j\Omega$, obtém-se a relação:

$$\Omega^2 - \omega_R^2 = \frac{\Omega}{\tau_R} \cotg \frac{\Omega\tau}{2} \quad (3.53)$$

Como se pode ver de (3.53) as frequências nas quais os zeros do determinante, $D(s)$, cruzam o eixo imaginário dependem da frequência de relaxação, ω_R , do tempo de relaxação dos portadores, τ_R , e do comprimento da cavidade externa.

Uma vez que, no caso de realimentação óptica fraca, ω_R e τ_R têm seus valores próximos aos do laser solitário, estas frequências podem ser consideradas independentes do nível de realimentação e da fase do campo refletido. A dependência entre estas frequências críticas e o comprimento da cavidade é mostrada na Fig. 3.10.

As posições dos zeros de $D(s)$ no plano complexo para uma cavidade externa com $L = 15$ cm, satisfazendo, portanto, a condição $\omega_R \tau = 5\pi$, são mostradas na Fig. 3.11.

Nesta figura enfatiza-se a dependência entre as posições dos zeros no plano complexo e a fase do campo refletido, y . As raízes de $D(s)$ foram determinadas para a condição de ganho ótimo, $y=0$, e para $y \simeq -21^\circ$. Nesta situação, o primeiro zero do determinante $D(s)$ cruza o eixo imaginário, sendo atingido o limite de estabilidade dinâmica.

Quando a fase do campo refletido, y , decresce, os zeros abaixo de ω_R (baixas frequências) se aproximam de ω_R . Em geral, o primeiro zero que cruza o eixo imaginário e, conseqüentemente, limita a região de operação estável, é aquele cuja parte imaginária está mais próxima de ω_R .

Os zeros do determinante $D(s)$ são os polos de ressonância das funções de transferência do sistema (3.46). Desta forma, nos diversos espectros de ruído do laser ocorrem pulsos nas frequências correspondentes a estes zeros. Neste caso, a intensidade destes pulsos é maior para os zeros mais próximos do eixo imaginário, isto é, nas baixas frequências e próximo à frequência de relaxação, ω_R .

Da Fig. 3.10 e da Eq. (3.53) pode-se concluir que se a cavidade é anti-ressonante na frequência de relaxação, isto é, $\omega_R \tau = \pi + 2\pi p$, então o maior pico nos espectros de ruído AM e FM ocorre em ω_R . Por outro lado, se a cavidade é ressonante em ω_R , ocorrem dois picos simétricos, em relação à frequência de relaxação, neste espectros de ruído.

Finalmente, deduz-se a partir da Eq. (3.52), fazendo-se $D(j\Omega_0) = 0$, que o limite de estabilidade dinâmica no plano $C \times \theta$ é obtido impondo-se as condições:

$$C = z \cdot \tau \cdot \left\{ \frac{\left[\sin^2 y + \left[1 - 2 \cdot \left(\frac{\Omega_0}{\omega_R} \right)^2 \cdot \cos y - \frac{\Omega_0}{z \cdot \omega_R^2 \cdot \tau \cdot (1 - \cos \Omega_0 \tau)} \right]^2 \right]}{\sin^2 y} \right\}^{1/2} \quad (3.54a)$$

$$\theta = y + C \cdot \text{sen}(y + \varphi) \quad (3.54b)$$

onde Ω_0 é zero de $D(s)$ que limita a região dinamicamente estável (raiz mais próxima de ω_R).

A partir do desenvolvimento apresentado nesta secção e na Secção anterior, estabeleceram-se as bases necessárias para a construção do diagrama de estabilidade no plano $Cx\theta$, para o caso de um laser semiconductor realimentado por um espelho plano [13]. Isto é, dado um nível de realimentação óptica pode-se prever, teoricamente, para que os valores de fase da onda de realimentação o dispositivo opera sem estar sujeito a saltos na frequência de oscilação e sem apresentar saliências laterais no espectro do campo elétrico, devido às oscilações de relaxação.

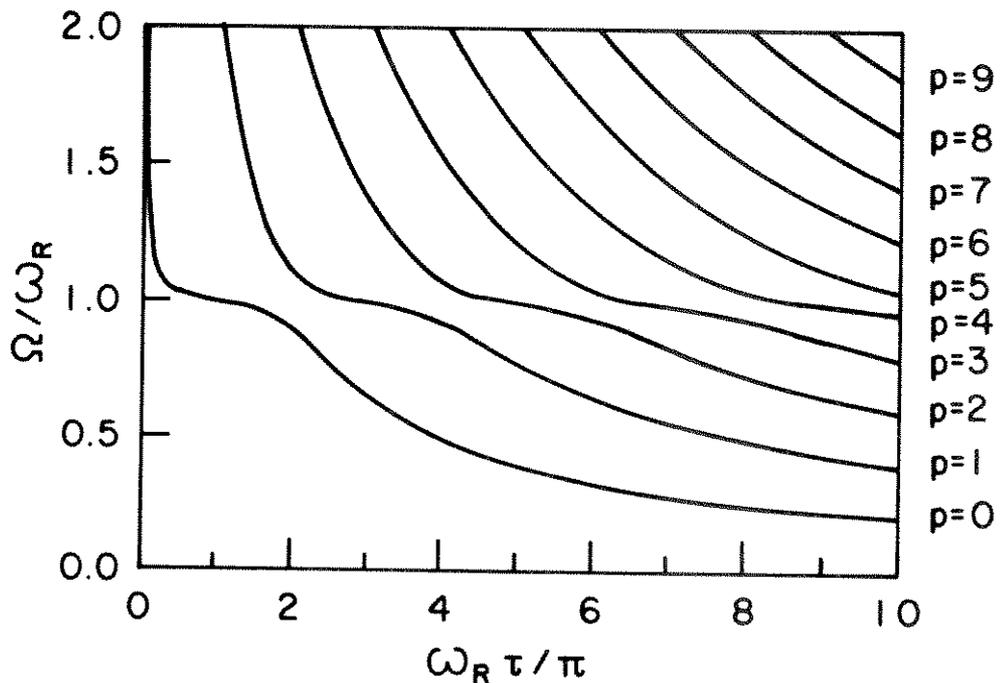


Fig.3.10 - Frequências onde os zeros do determinante $D(s)$ cruzam o eixo imaginário versus tempo de volta completa na cavidade externa [13]

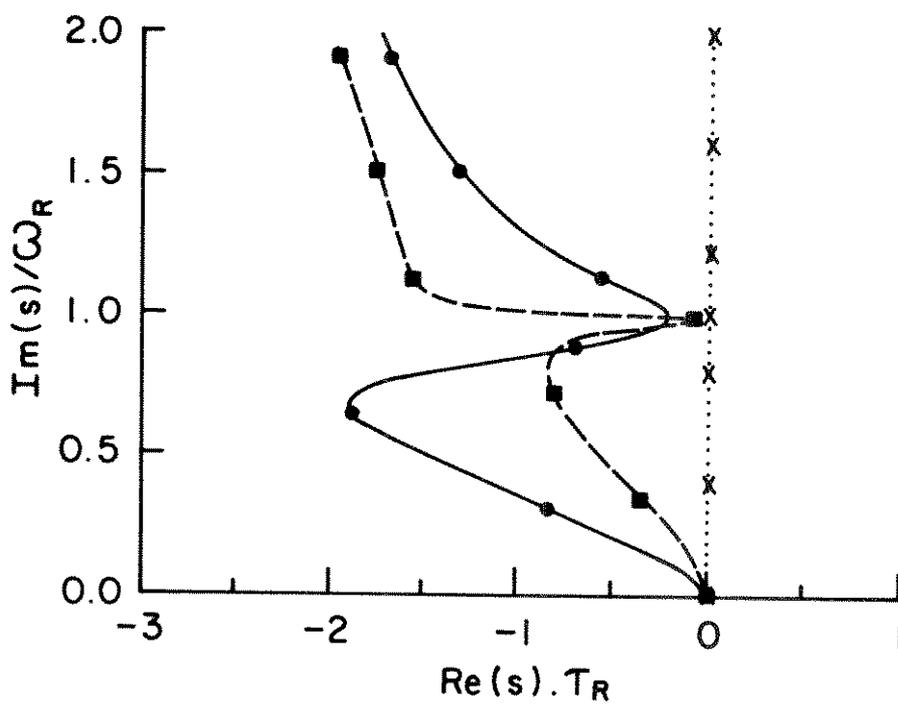


Fig.3.11 - Localização dos zeros do determinante $D(s)$ para a cavidade : $\alpha=3$, $FR=2 \times 10^{-2}$, $\omega \cdot \tau = 5 \pi$. A curva cheia representa o ganho ótimo, $y=0$, e a curva tracejada corresponde a $y=-21^\circ$

CAPITULO 4

LASER SEMICONDUTOR SINTONIZADO POR UMA GRADE DE DIFRACAO

4. LASER SEMICONDUTOR SINTONIZADO POR UMA GRADE DE DIFRAÇÃO

A realimentação óptica é normalmente classificada, quanto à intensidade da onda de realimentação, em fraca e forte [23].

Na realimentação óptica fraca, o laser semiconductor possui as faces terminais simétricas e a cavidade externa é, geralmente, terminada por um espelho plano. As propriedades do dispositivo são, neste caso, determinadas a partir do efeito combinado entre a cavidade interna do diodo e da cavidade externa [23]. O nível de realimentação que pode ser utilizado e, conseqüentemente, a redução de largura de linha espectral são fortemente limitados, na prática, devido ao fenômeno de perda de coerência da radiação do laser [24].

Por outro lado, na realimentação óptica forte, o espelho do diodo voltado para a cavidade externa é praticamente destruído através de uma cobertura anti-refletora (A.R.). Desta forma, o comportamento, estacionário e dinâmico, do laser semiconductor é, essencialmente, controlado pela cavidade externa [23].

Em particular, a realimentação óptica forte e seletiva em frequência facilita a operação monomodo e estável do diodo [25], além de apresentar vantagens quanto à redução da largura de linha.

A seletividade em frequência na realimentação óptica pode ser efetuada através de mecanismos internos ao diodo, tal como nos lasers do tipo DFB (Distributed Feedback), que possuem a própria camada de guiamento atuando como um guia de onda corrugado, e DBR (Distributed Bragg Reflectometer), que possuem um guia corrugado, vizinho à camada de guiamento, atuando como seletor de frequências. Outra forma bastante difundida de se proceder à seletividade em frequência na realimentação óptica é posicionar, convenientemente, na cavidade externa elementos que operam como filtros ópticos, tais como: grade de difração, etalon, interferômetro de Fabry-Perot (FPI) e dispositivos de poços quânticos.

Neste capítulo, expõe-se uma teoria de linha de transmissão para o laser semiconductor, desenvolvida por Tromborg et al. [14], válida quando o dispositivo está submetido à realimentação óptica forte proveniente de elementos passivos e lineares. Neste caso, a teoria é particularizada para o caso de um laser semiconductor do tipo Fabry-Perot (F.P) em uma cavidade externa sintonizado por uma grade de difração.

4.1. Laser Semicondutor Sob Realimentação Óptica Forte

Apresenta-se a seguir uma teoria geral para lasers semicondutores submetidos à realimentação óptica. As propriedades básicas do dispositivo são derivadas a partir das refletividades efetivas, em um plano de referência adequadamente escolhido, para as ondas propagantes para a direita e para a esquerda no interior do diodo. A teoria foi desenvolvida por Tromborg et al. [14]. O modelo é aqui apresentado, particularizando-o e desenvolvendo-o em detalhes, para o caso de um laser do tipo Fabry-Perot realimentado por uma grade de difração, a qual se supõe estar sintonizada em torno da frequência correspondente ao pico da curva de ganho do laser.

Desprezando-se o efeito da distribuição espacial de cargas no meio ativo, as propriedades estáticas (modos estacionários e limites de biestabilidade) e dinâmicas (largura de linha, ruído e pulsações de relaxação) podem ser descritas, de forma adequada e satisfatória, pela tradicional equação de taxas para os portadores, Eq. 2.30, e por uma equação de taxas para o campo elétrico complexo.

Na Fig. 4.1 mostra-se a configuração geral de um laser semicondutor sob realimentação óptica. Adota-se a origem do eixo de propagação, z , sobre a face do laser que está voltada para a cavidade externa. Sendo que, l , é o comprimento do diodo. A refletividade da face localizada em $z=-l$ é r_1 , enquanto que, a refletividade da outra face, em $z=0$, é r_2 . Os coeficientes $r_R(\omega)$ e $r_L(\omega, N)$ são as refletividades efetivas para as ondas propagantes para a direita e para a esquerda, respectivamente, no plano de referência adotado, em $z=0^-$.

Admitindo-se a existência de um único modo transversal de oscilação na região ativa, pode-se descrever o comportamento do campo elétrico conhecendo-se sua componente $E(z, t)$. A transformada de Fourier desta componente, $E(z, \omega)$, pode, por sua vez, ser decomposta em uma parcela que representa ondas propagantes para a direita, $E^+(z, \omega)$, e em uma parcela que representa ondas propagantes para a esquerda, $E^-(z, \omega)$. Pode-se, portanto, escrever a relação:

$$E(z, \omega) = E^+(z, \omega) + E^-(z, \omega) \quad (4.1)$$

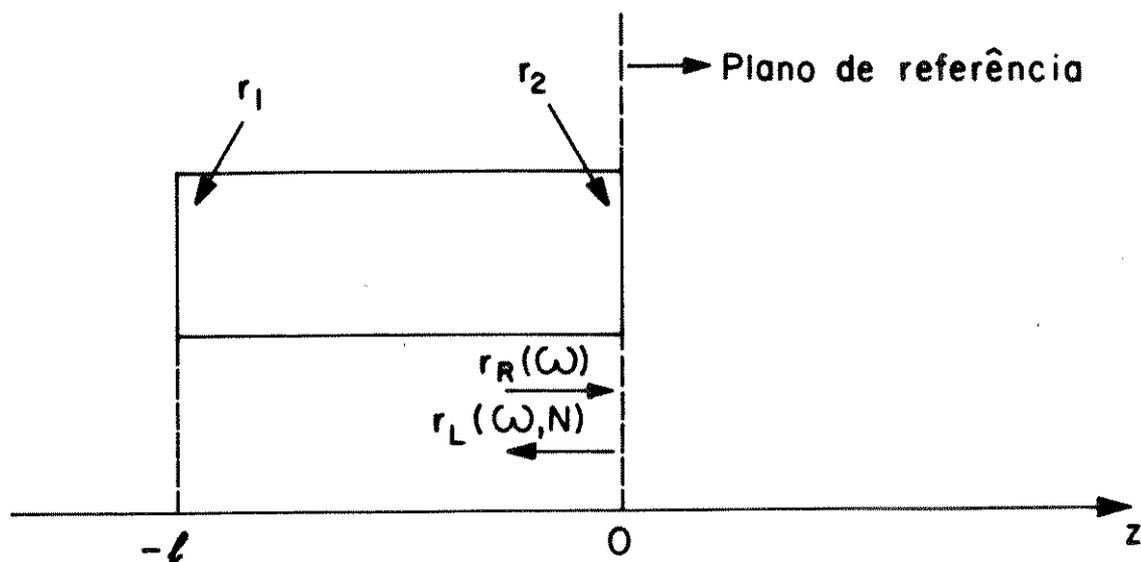


Fig. 4.1- Configuração básica do laser semiconductor realimentado

Adota-se, ainda, a hipótese de que a realimentação provém de elementos passivos e lineares. Desta forma, a refletividade efetiva direita, $r_R(\omega)$, é dependente apenas da frequência de oscilação e traduz o efeito da cavidade externa e do espelho r_2 . Assim sendo, no plano de referência adotado, é válida a relação:

$$E^-(0, \omega) = r_R(\omega) \cdot E^+(0, \omega) \quad (4.2)$$

Por outro lado, a refletividade efetiva para as ondas que se propagam para a esquerda, $r_L(\omega, N)$, traduz os efeitos da propagação no meio ativo e da condição de contorno em $z=-l$. De modo que pode-se escrever a seguinte relação:

$$E^+(0, \omega) = r_L(\omega, N) \cdot E^-(0, \omega) + F_L(\omega) \quad (4.3)$$

onde $F_L(\omega)$ é uma força de Langevin ocasionada pela distribuição da emissão espontânea na região ativa [14,26].

A partir da Eq. (3.3a), da Eq. (3.3b) e da Eq. (3.3d) pode-se derivar a seguinte expressão para a refletividade efetiva esquerda, no plano de referência adotado, para um laser semiconductor do tipo Fabry-Perot:

$$r_L(\omega, N) = r_1 \cdot \exp[-j \cdot 2 \cdot k(\omega, N) \cdot l] \quad (4.4)$$

onde $k(\omega, N)$ é a amplitude do vetor de onda no meio ativo do laser, expressa em sua forma complexa, de modo a incluir os efeitos do ganho modal e das perdas por absorção interior do diodo.

Desta forma, a expressão adotada para a amplitude complexa do vetor de onda é [13,14]:

$$k(\omega, N) = \frac{\omega}{c} \cdot n(\omega, N) + j \cdot \frac{1}{2} [g(\omega, N) - \alpha_i] \quad (4.5)$$

onde c é a velocidade da luz, $n(\omega, N)$ é o índice de refração (real) no meio ativo, α_i é o coeficiente de absorção linear e $g(\omega, N)$ é o ganho, por unidade de comprimento, na região ativa.

Para o ganho modal adotou-se o modelo sugerido por Patzak et al. [27]:

$$g(\omega, N) = g_0 - g_1 \left[(\omega - \omega_0) - g_2 (N - N_0) \right]^2 + g_3 (N - N_0) \quad (4.6)$$

onde g_0 é o ganho de limiar de oscilação do laser solitário no ponto de referência adotado. Além disto, g_1 é a curvatura da curva de ganho, g_2 é um coeficiente que mede a dependência entre a frequência de pico da curva de ganho e a densidade de portadores e g_3 é a taxa de variação do ganho em relação à densidade de portadores.

A seguinte expansão linear foi adotada para o índice de refração no meio ativo do laser:

$$n(\omega, N) = n_0 + n_1 (\omega - \omega_0) + n_2 (N - N_0) \quad (4.7)$$

onde n_0 , n_1 e n_2 são parâmetros que dependem do tipo de laser utilizado e da região do espectro em que ele opera, além de variarem, também, com a temperatura do dispositivo.

As expressões acima correspondem às expansões de segunda e primeira ordem, respectivamente, em torno de um ponto de referência adequadamente escolhido. No caso de um laser semiconductor do tipo Fabry-Perot, sintonizado por uma grade de difração, ω_0 é escolhida como sendo a frequência central da resposta da grade. Além disto, nesta Tese, admite-se que a grade esteja sintonizada de modo a maximizar a intensidade do campo elétrico na saída do diodo, isto é, ω_0 é a harmônica da cavidade interna mais próxima do pico da curva de ganho do dispositivo. A referência adotada para a densidade de portadores, N_0 , é o seu valor de limiar de oscilação para o laser solitário.

Em geral, quando se estuda teoricamente o comportamento de um laser semiconductor, deseja-se, prioritariamente, proceder a uma análise de sintonia. Isto é, uma vez conhecida uma solução estacionária (ω_s, N_s) objetiva-se averiguar sob que condições esta solução torna-se intrinsecamente instável (limite de biestabilidade) e qual a sua susceptibilidade ao ruído (limite de estabilidade de dinâmica).

Assim sendo, para uma dada solução estacionária (ω_s, N_s) pode-se definir, no plano de referência adotado funções envoltórias complexas, $A^\pm(t)$, do campo elétrico de modo que [14]:

$$E^\pm(0, t) = A^\pm(t) \cdot \exp(j \cdot \omega_s \cdot t) \quad (4.8)$$

Estas funções envoltórias contém informações sobre os desvios ocorridos, em torno de seus valores estacionários, na intensidade e na fase do campo elétrico.

Por outro lado, a refletividade efetiva esquerda no plano de referência adotado pode ser expandida em torno da solução estacionária (ω_s, N_s) dando origem à seguinte expressão:

$$\frac{1}{r_L(\omega, N)} \approx \frac{1}{r_L(\omega_s, N_s)} \cdot \left\{ 1 - \left[\frac{\partial}{\partial \omega} \ln r_L \right] \cdot (\omega - \omega_s) - \left[\frac{\partial}{\partial N} \ln r_L \right] \cdot (N - N_s) \right\} \quad (4.9)$$

Substituindo-se a Eq. (4.9) na Eq. (4.4) obtém-se a seguinte equação de taxas para as envoltórias do campo elétrico no plano de referência adotado [Apêndice A]:

$$\frac{dA^+}{dt}(t) - \frac{1}{2} C \cdot G_N \cdot \Delta N(t) \cdot A^+(t) = f_D \cdot \left[r_{L_s} \cdot A^-(t) - A^+(t) \right] + F(t) \quad (4.10)$$

onde

$$r_{L_s} = r_L(\omega_s, N_s) \quad (4.11)$$

Na Eq. (4.10) foram introduzidos os seguintes parâmetros:

$$G_N \stackrel{\Delta}{=} \nu_g \cdot \frac{\partial g}{\partial N} \quad (4.12)$$

$$G_\omega \stackrel{\Delta}{=} \nu_g \cdot \frac{\partial g}{\partial \omega} \quad (4.13)$$

$$C \stackrel{\Delta}{=} \frac{1+j \cdot \alpha}{1+j \cdot \frac{1}{2} G_\omega} \quad (4.14)$$

$$f_D \stackrel{\Delta}{=} \left[j \cdot \frac{\partial}{\partial \omega} \ln r_L \right]^{-1} \quad (4.15)$$

Os parâmetros G_N e G_ω representam as taxas de variação do ganho modal temporal em relação, respectivamente, à densidade de portadores e à frequência nas proximidades do ponto de referência adequadamente escolhido.

O parâmetro C é tal que o quadrado do seu módulo representa o fator de alargamento da largura de linha do laser solitário em relação ao valor previsto pela fórmula modificada de Schawlow-Townes [28]. Neste caso, este fator de alargamento leva em conta o acoplamento entre as flutuações de amplitude e fase do laser. Todavia, em geral, este fator difere do fator apresentado na Eq. (2.28), por incluir também o efeito do laser poder estar operando longe da frequência de pico de sua curva de ganho. Em particular, se o laser opera próximo ao ganho ótimo, então, o parâmetro G_ω é nulo e $C \cdot C^*$ corresponde ao fator $(1+\alpha^2)$ que aparece na Eq. (2.28).

Para um laser do tipo Fabry-Perot, a parte real do parâmetro f_D , definido na Eq. (4.15), corresponde ao espaçamento entre as frequências naturais do diodo, como se pode verificar a partir da Eq. (4.8). É possível mostrar que, nas vizinhanças do ganho ótimo este parâmetro é real.

A força de Langevin $F(t)$, que aparece na Eq. (4.10), é a envoltória da anti-transformada de Fourier do produto entre a força de Langevin no domínio de frequência, $F_L(\omega)$, e o espaçamento entre as frequências naturais do laser, f_D . Ou seja, é válida a relação:

$$F(t) \cdot \exp(j \cdot \omega_s \cdot t) = \frac{f_D}{2\pi} \cdot \int_0^{\infty} F_L(\omega) \cdot e^{j\omega t} d\omega \quad (4.16)$$

A partir da Eq. (4.13) e da Eq. (4.18) pode-se verificar que a envoltória do campo elétrico propagante para a esquerda e a envoltória do campo propagante para a direita relacionam-se, no plano de referência, através de:

$$A^-(t) = \rho(t) \otimes A^+(t) \quad (4.17)$$

onde o símbolo \otimes representa a convolução e $\rho(t)$ é a envoltória da anti-transformada de Fourier da refletividade efetiva direita, $r_R(\omega)$, isto é:

$$\rho(t) \cdot \exp(j \cdot \omega_s \cdot t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} r_R(\omega) \cdot e^{j\omega t} d\omega \quad (4.18)$$

No capítulo anterior, utilizou-se a equação de taxas de Lang e Kobayashi [9] para o laser semiconductor sob realimentação óptica fraca, Eq. (3.41). No Apêndice C deriva-se a equação de taxas de Lang e Kobayashi a partir da Eq. (4.10). A diferença fundamental entre ambas é que no desenvolvimento de Tromborg *et al.* [14] considera-se a contribuição das múltiplas reflexões na cavidade externa, enquanto que, na Eq. (3.41) apenas o efeito da primeira volta completa na cavidade externa é levado em conta.

Define-se a densidade de energia, por unidade de comprimento, na cavidade do diodo como se segue [14]:

$$U(z, t) = 2 \cdot \epsilon_0 \cdot n(\omega, N) \cdot n_g \cdot |E(z, t)|^2 \quad (4.19)$$

onde ϵ_0 é a permissividade do vácuo e n_g é o índice de refração de grupo no meio ativo.

Assim, a intensidade do campo elétrico na saída do dispositivo, normalizada em relação ao número médio de fótons é dada por:

$$I(t) = \frac{1}{\hbar \cdot \omega_s} \int_{-l}^0 U(z) dz \quad (4.20)$$

Das Eqs. (4.19-20) pode-se, então, escrever:

$$I(t) = \sigma_s \cdot |A^+(t)|^2 \quad (4.21)$$

onde

$$\alpha(\omega, N) = \frac{2 \cdot \epsilon_0 \cdot n(\omega, N) \cdot n_g}{\hbar \cdot \omega_s} \cdot \int_{-l}^0 \left| \frac{E(z, t)}{A^+(t)} \right| dz \quad (4.22)$$

e

$$\sigma_s = \alpha(\omega_s, N_s) \quad (4.23)$$

A validade da Eq. (4.21) restringe-se a uma faixa estreita de frequência em torno da solução estacionária, (ω_s, N_s) . Isto ocorre pois aproximou-se o termo $\alpha(\omega, N)$, que contabilizou o efeito da distribuição de energia ao longo do eixo de propagação, por seu valor estacionário, σ_s . Esta equação é de fundamental importância para os passos subsequentes desta análise, pois consiste em uma aproximação que relaciona de forma elementar a intensidade do campo elétrico na saída do dispositivo com a envoltória do campo propagante para a direita no plano de referência adotado, localizado na face oposta do diodo, a qual está voltada para a cavidade externa.

A envoltória do campo elétrico complexo, $A^+(t)$, pode ser expressa na forma:

$$A^+(t) = |A^+(t)| \cdot \exp[j\phi(t)] \quad (4.24)$$

onde, $\phi(t)$ é a fase do campo. Das Eqs. (4.21) e (4.24) obtém-se, então, a relação:

$$2 \cdot \sigma_s \cdot (A^+)^* \cdot \frac{dA^+(t)}{dt} = \frac{dI}{dt} + 2 \cdot j \cdot I(t) \cdot \frac{d\phi}{dt} \quad (4.25)$$

Finalmente, substituindo-se a Eq. (4.21), a Eq. (4.24) e a Eq. (4.25) na Eq. (4.10) obtém-se a seguinte equação de taxas para o campo elétrico:

$$\begin{aligned} & \frac{dI}{dt} + 2 \cdot j \cdot I(t) \cdot \frac{d\phi}{dt} - C \cdot G_N \cdot \Delta N(t) \cdot I(t) = \\ & = 2 \cdot f_D \cdot \left[\sigma_s \cdot r_{Ls} \cdot A^-(t) \cdot (A^+(t))^* - I(t) \right] + \\ & + R + F_I(t) + j \cdot 2 \cdot I(t) \cdot F_\phi(t) \end{aligned} \quad (4.26)$$

onde R é a taxa de emissão espontânea no modo de oscilação do laser; $F_I(t)$ e $F_\phi(t)$ são as forças de Langevin associadas, respectivamente, à intensidade e à fase do campo.

Como foi visto nos Capítulos anteriores, para a determinação dos diversos espectros de ruído, é necessário conhecer as diversas correlações entre as forças de Langevin, $F_I(t)$, $F_\phi(t)$ e $F_N(t)$.

Os coeficientes de difusão associados exclusivamente à intensidade e à fase do campo podem ser obtidos como no Capítulo 2, sendo dados por [14,26,29]:

$$2D_{II} = 2.R.I \quad (4.27a)$$

$$2D_{\phi\phi} = \frac{R}{2.I} \quad (4.27b)$$

$$2D_{I\phi} = 0 \quad (4.27c)$$

Estes coeficientes de difusão refletem o efeito de sucessivas emissões espontâneas (sem coerência de fase) no modo de oscilação do laser sobre a intensidade e sobre a fase do campo elétrico. Conforme se pode observar comparando-se as Eqs. (2.64-66) com a Eq. (4.27), estes coeficientes de difusão não se alteram com a presença da realimentação óptica.

Por outro lado, os coeficientes de difusão associados à densidade de portadores, $2D_{IN}$, $2D_{N\phi}$ e $2D_{NN}$, são modificados devido ao termo de realimentação, o qual aparece entre colchetes na Eq. (4.26). A presença da convolução no domínio do tempo neste termo (veja também a Eq. (4.17)) exige o conhecimento da evolução temporal (história) da envoltória do campo elétrico, no plano de referência adotado.

Assim sendo, a realimentação óptica provoca um acoplamento não determinístico entre o sistema composto pela intensidade e pela fase do campo (Eq. (4.26)) e o sistema composto pela densidade de portadores no meio ativo, Eq. (2.30). E, conforme foi previsto por Lax [10], estes coeficientes de difusão devem se alterar em relação aos coeficientes de difusão correspondentes para o laser solitário.

No modelamento teórico da realimentação óptica fraca, usualmente, assume-se que as correlações entre as forças de Langevin para o caso do laser isolado (Eqs. (2.73-75)) são válidas também para o laser realimentado [13,30]. Rigorosamente, este procedimento também consiste em uma aproximação. O termo de realimentação, $z.\xi(t-\tau)$, na Eq. (3.41) envolve o conhecimento da evolução temporal do campo elétrico até o instante de observação. E, também neste caso, o acoplamento entre o sistema composto pela intensidade e pela fase do campo e o sistema formado pela densidade de portadores não é determinístico. Entretanto, ainda é razoável supor que a influência da realimentação sobre os coeficientes de difusão seja desprezível.

Resumindo, para o caso de realimentação óptica forte, as correlações envolvendo a força de Langevin associado aos portadores, $F_N(t)$, devem ser reavaliadas, verificando-se a influência que a realimentação provoca sobre elas. Ao conhecimento do autor, até o momento da redação desta Tese, a solução deste problema ainda não foi proposta na literatura especializada.

4.2. Determinação dos Modos Estacionários de Oscilação

A equação de taxas para a densidade de portadores (Eq. (2.30)) e a equação de taxas para a intensidade e a fase do campo elétrico (vide Eq. (4.26)) descrevem suficientemente o comportamento do laser semiconductor sob realimentação óptica. Entretanto, uma análise para pequenas perturbações sobre estas equações facilita a obtenção do comportamento estacionário do dispositivo, além de permitir algumas conclusões quanto à influência da realimentação óptica sobre o ruído FM e a largura de linha espectral do laser.

Nesta Secção, analisa-se o comportamento estacionário de um laser semiconductor do tipo Fabry-Perot, com cobertura anti-refletora, A.R., na face voltada para a cavidade externa, sintonizado por uma grade de difração.

As grandezas que caracterizam o comportamento do laser são consideradas suavemente variantes em torno de seus valores de regime, isto é, são válidas as seguintes linearizações:

$$I(t) = I_s + \delta I(t) \quad (4.28a)$$

$$\phi(t) = \delta\phi(t) \quad (4.28b)$$

$$N(t) = N_s + \delta N(t) \quad (4.28c)$$

Substituindo-se a Eq. (4.28) na Eq. (2.30) e tomando-se a média temporal obtém-se a seguinte equação de regime para a intensidade do campo elétrico :

$$I_s = \frac{V_c}{v_g \cdot g(\omega_s, N_s)} \cdot \left[\frac{J}{e \cdot d} - \frac{N_s}{\tau_s} \right] \quad (4.29)$$

onde

V_c : é o volume ocupado pelos portadores,

e : é a carga eletrônica, e

τ_s : é o tempo de vida dos portadores.

Um procedimento análogo sobre Eq. (4.26) e a Eq. (4.28) permite obter a seguinte equação para termos estacionários:

$$r_R(\omega_s) \cdot r_L(\omega_s, N_s) = 1 - \frac{R}{2 \cdot f_D \cdot I_s} \quad (4.30)$$

Para o laser semiconductor operando acima da condição de limiar, o número de fótons emitidos com coerência de fase (emissão estimulada) é significativamente superior ao número de fótons emitidos espontaneamente no modo de oscilação do dispositivo. De modo que, é válida a relação:

$$R \ll 2 \cdot f_D \cdot I_s \quad (4.31)$$

Conseqüentemente, os modos estacionários podem ser avaliados, com uma boa aproximação, a partir da equação:

$$r_R(\omega_s) \cdot r_L(\omega_s, N_s) = 1 \quad (4.32)$$

A Eq. (4.32) pode ser dividida em suas partes imaginária e real. A parte imaginária é denominada condição de fase, sendo dada por:

$$h(\omega) = -\text{Im} \left\{ \ln r_L(\omega, ND) + \ln r_R(\omega) \right\} = 2\pi \cdot p \quad (4.33)$$

onde, p é um número inteiro.

A partir das Eqs. (4.4-5) obtém-se a seguinte expressão para o argumento da refletividade efetiva esquerda no plano de referência adotado:

$$\text{Arg} \left\{ r_L(\omega, ND) \right\} = - \frac{2 \cdot \ell}{c} \cdot \omega \cdot n(\omega, ND) \quad (4.34)$$

Portanto, $-\text{Arg} \left\{ r_L(\omega, ND) \right\}$ é o dobro do comprimento elétrico da cavidade interna do diodo na portadora óptica. Adotando-se para o argumento de $r_R(\omega)$, na Eq. (4.33), o seu valor principal, p é o número do modo longitudinal de oscilação da cavidade interna do laser.

Por sua vez, a parte real da Eq. (4.32) é denominada condição de ganho e pode ser escrita na forma:

$$\text{Re} \left\{ \ln r_L(\omega, ND) + \ln r_R(\omega) \right\} = 0 \quad (4.35)$$

Assim sendo, os modos estacionários podem ser determinados a partir da resolução numérica do sistema formado pela Eq. (4.33) e pela Eq. (4.35).

Entretanto, expandindo-se linearmente o termo $\ln r_L(\omega, ND)$ em torno de um ponto de referência adequadamente escolhido, (ω_o, N_o) , obtém-se, a partir da Eq. (4.35) a seguinte expressão para a densidade de portadores:

$$N(\omega) = \frac{2}{G_N \cdot \text{Re} \left\{ C \cdot f_D^* \right\}} \cdot \left[\text{Im} \left\{ f_D \right\} \cdot \omega - \left[\text{Re} \langle A \rangle + \ln \left| r_R(\omega) \right| \right] \cdot \left| f_D \right|^2 \right] \quad (4.36)$$

onde

$$A = \ln r_L(\omega_0, N_0) - \left[\frac{1}{2} \cdot C \cdot f_D^* \cdot G_N \cdot N_0^{-j} \cdot f_D^* \cdot \omega_0 \right] \cdot \frac{1}{|f_D|^2} \quad (4.37)$$

Em conseqüência da mesma expansão linear, a Eq. (4.35) pode ser reescrita na forma:

$$h(\omega) = h_0 + \frac{\text{Im} \{C \cdot f_D^*\}}{\text{Re} \{C \cdot f_D^*\}} \cdot \ln |r_R(\omega)| + \frac{\text{Re} \langle C \rangle}{\text{Re} \{C \cdot f_D^*\}} \cdot \omega - \text{Arg} \{r_R(\omega)\} = 2\pi p \quad (4.38)$$

onde

$$h_0 = -\text{Im} \langle A \rangle + \frac{\text{Re} \langle A \rangle \cdot \text{Im} \{C \cdot f_D^*\}}{\text{Re} \{C \cdot f_D^*\}} \quad (4.39)$$

O parâmetro h_0 definido na Eq. (4.39) depende apenas do ponto de referência adotado e de parâmetros internos do laser (espaçamento em frequência entre os modos longitudinais, região do espectro em que o dispositivo atua, etc.)

Assim sendo, estabelecido o ponto de referência, para uma análise de sintonia em torno deste ponto de operação não é necessário explicitar este parâmetro.

Conforme foi dito na Secção anterior, para o caso de um laser semiconductor do tipo Fabry-Perot operando próximo ao pico de sua curva de ganho, adotou-se como ponto de referência o modo longitudinal do laser solitário mais próximo do ganho ótimo. Nesta referência, a condição de ganho é dada por:

$$\text{Re} \left\{ \ln r_R(\omega_0, N_0) \right\} = -\ln r_2 \quad (4.40)$$

Enquanto que a condição de fase é dada por:

$$\text{Im} \left\{ \ln r_R(\omega_0, N_0) \right\} = -2\pi \cdot p_0 \quad (4.41)$$

onde p_0 é a ordem do modo longitudinal de referência.

Na referência adotada, a derivada primeira do ganho em relação à frequência anula-se, de modo que, para o parâmetro C, na vizinhança deste ponto, é válida a expressão:

$$C \simeq 1 + j.\alpha \quad (4.42)$$

Substituindo-se as Eqs. (4.40-42) na Eq. (4.37) obtém-se:

$$A = -\ln r_2 - \frac{1}{2} \cdot (1+j.\alpha) \frac{G_N \cdot N_o}{f_D} \quad (4.43)$$

Substituindo-se as Eqs. (4.42-43) na Eq. (4.39) obtém-se a seguinte expressão para o parâmetro de sintonia h_o :

$$h_o = -\alpha \cdot \ln r_2 + 2\pi.p_o - \frac{\omega_o}{f_D} \quad (4.44)$$

Simplificações semelhantes sobre a Eq. (4.36) permitem, reescrever a condição de ganho na forma:

$$N(\omega) - N_o = \frac{2.f_D}{G_N} \cdot \left[\ln r_2 - \ln |r_R(\omega)| \right] \quad (4.45)$$

Através de um procedimento análogo, obtém-se, para a condição de fase, a seguinte expressão:

$$h(\omega) = \frac{\omega}{f_D} + \alpha \cdot \ln |r_R(\omega)| - \text{Arg} \left\{ r_R(\omega) \right\} + h_o \quad (4.46)$$

Nas Eqs. (4.45-46) usou-se o fato de que, nas proximidade do pico da curva de ganho, o parâmetro f_D pode ser considerado como sendo real, correspondendo ao espaçamento em frequência entre os modos longitudinais da cavidade interna do diodo.

A modificação do confinamento do campo elétrico na cavidade do diodo, provocada pela realimentação óptica, altera as características de ganho do dispositivo. Assim sendo, como se pode verificar a partir da Eq. (4.45), há um deslocamento no ganho, em relação ao valor correspondente para o laser solitário, devido ao desvio gerado pela realimentação na refletividade efetiva direita.

Por outro lado, da Eq. (4.46), vê-se que a fase do campo elétrico altera-se devido à perturbação de fase diretamente introduzida pela realimentação [presente no termo $-\text{Arg} \left\{ r_R(\omega) \right\}$], mas também sofre o efeito da alteração do ganho o qual está acoplado às flutuações de fase através do parâmetro α .

A amplitude da refletividade efetiva direita, $r_R(\omega)$, é máxima quando as ondas de realimentação interagem construtivamente com a onda refletida internamente na face diodo localizada em $z=0$. Esta situação é denominada ressonância da cavidade externa e ocorre quando a frequência óptica é uma harmônica da cavidade externa, isto é:

$$\omega\tau = 2.m.\pi \quad (4.47)$$

onde m é um número inteiro.

Por outro lado, na anti-ressonância da cavidade ($\omega\tau=2.m.\pi+\pi$), a amplitude da refletividade efetiva direita é mínima, devido à interferência destrutiva da onda refletida internamente com a onda de realimentação.

Na Fig. 4.2 mostra-se a curva $h(\omega)$. As intersecções com as retas horizontais (dadas pela equação paramétrica $h(\omega)=2\pi p$) determinam os modos estacionários de oscilação. Na Eq. (4.46) o termo $\ln |r_R(\omega)|$ varia mais rapidamente, com a frequência, que os demais.

Deste modo, o espaçamento em frequência entre os modos estacionários do laser realimentado é ditado pela cavidade externa.

Para as frequências suficientemente distantes da frequência central da grade, o campo elétrico de realimentação tende a tornar-se desprezível em relação ao campo refletido internamente na face do diodo, de modo que tem-se:

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} r_R(\omega) = r_2 \quad (4.48)$$

Assim sendo, na Fig. 4.2, pode-se observar a presença de uma assíntota, a qual corresponde à condição de fase do laser solitário, cuja equação é dada por:

$$h_s(\omega) = \frac{\omega}{f_D} + h_0 \quad (4.49)$$

Ainda na Fig. 4.2, percebe-se a presença de duas envoltórias para a curva $h(\omega)$. A envoltória superior é determinada pela condição de ressonância da cavidade externa, quando o termo $\ln|r_R(\omega)|$ atinge seu valor máximo. Por outro lado, a envoltória inferior da curva da função de fase, $h(\omega)$, é predominantemente determinada pela condição de anti-ressonância da cavidade externa, pois o termo $\text{Arg}\{r_R(\omega)\}$, o qual é representado na Eq. (4.46) pelo seu valor principal, é limitado e varia mais suavemente com a frequência que $\ln|r_R(\omega)|$. Esta envoltória apresenta duas singularidades simétricas em relação à frequência central da grade. Estas singularidades correspondem aos pontos de operação em que a refletividade da grade iguala-se à refletividade r_L da face do laser. Nesta condição, conforme discutido no Capítulo anterior, ocorre a transparência da cavidade externa e o dispositivo não oscila. Pode-se concluir, assim, que a qualidade da cobertura anti-refletora na face do diodo limita a região útil, em frequência, de operação. Isto é, quanto menor a refletividade da face voltada para a cavidade externa, maior será a separação entre estas singularidades e a frequência central da grade.

O modo fundamental de oscilação é aquele que requer menor intensidade de corrente elétrica de polarização para começar a oscilar [13,14]. Conseqüentemente, dentre as várias soluções estacionárias mostradas na Fig 4.2, o modo dominante de oscilação é identificado através da menor densidade de portadores. Na Fig. 4.3 mostra-se a densidade de portadores, em relação ao seu valor para o laser solitário, como uma função da frequência óptica, de acordo com a Eq. (4.45). A assíntota, que representa a condição de ganho para o laser solitário, corresponde à reta horizontal pontilhada. De forma análoga ao caso da Fig. 4.2, a curva se aproxima da assíntota à medida que a realimentação proveniente da grade diminui, isto é, para frequências distantes da frequência central da grade.

A envoltória superior, na Fig. 4.3, está associada à condição de anti-ressonância da cavidade externa, pois neste caso a corrente elétrica requerida para polarizar o diodo deve ser máxima. Similarmente, a envoltória inferior, na Fig.4.3, corresponde à condição de ressonância da cavidade externa. A existência destas assíntotas pode ser, também, prevista através da Eq. (4.46) e da Eq. (4.48).

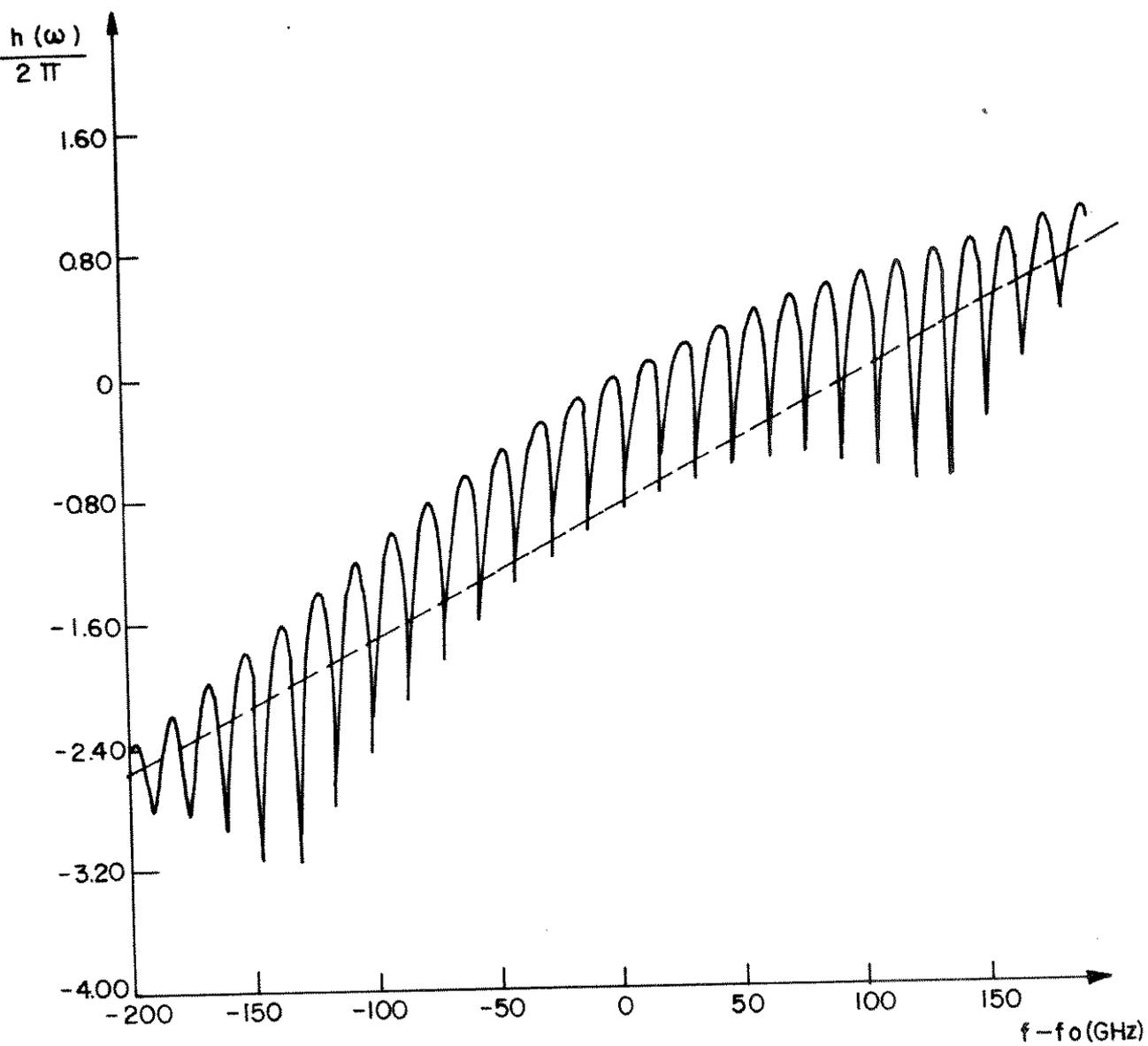


Fig. 4.2 — Função de fase normalizada para um laser semiconductor realimentado por uma grade de difração ($\alpha = 4$; $r_2 = 0,2$; $\lambda_0 = 0,88 \mu\text{m}$; $N_{\text{eff}} = 1625$; $r_1 = 0,565$).

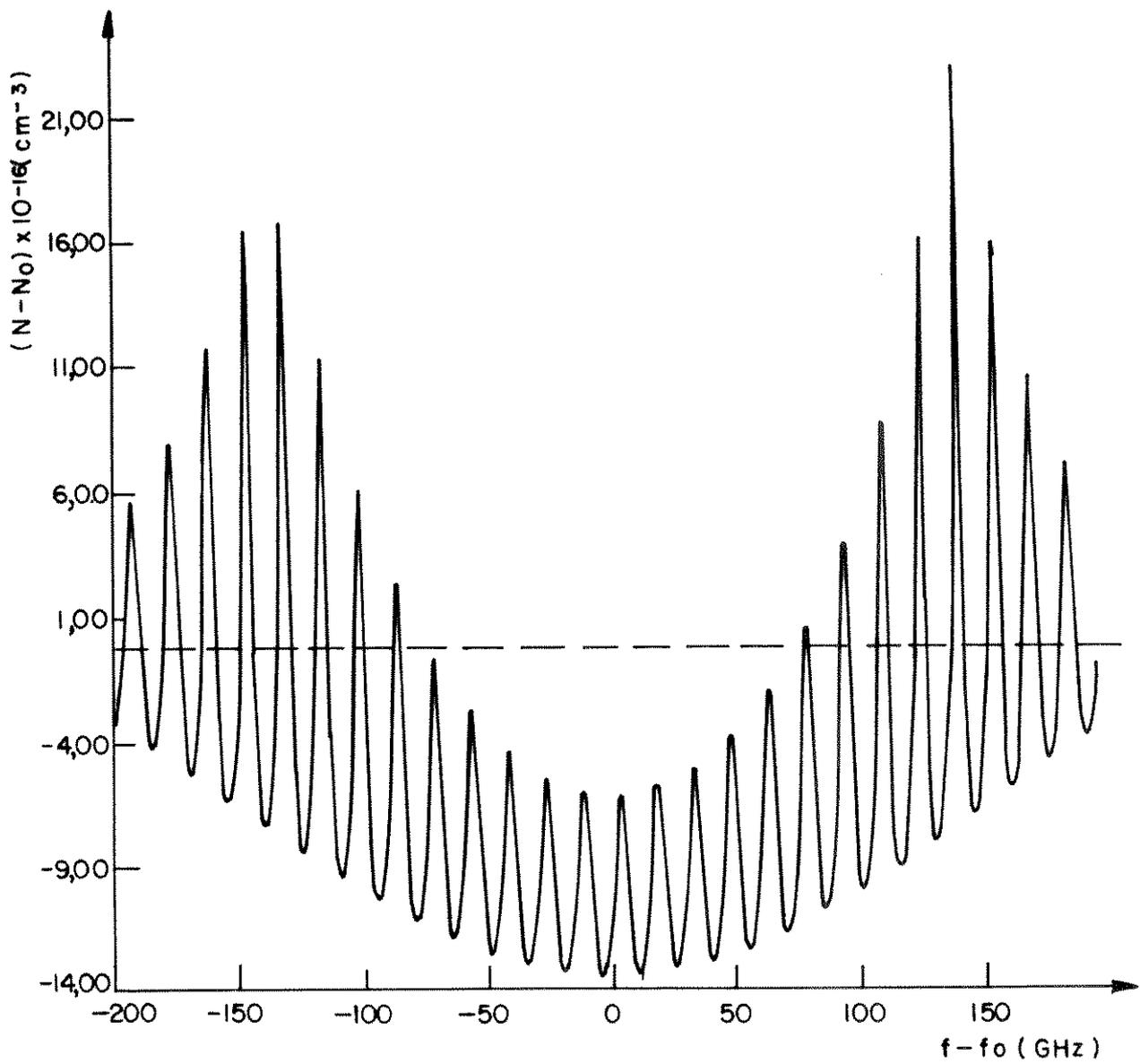


Fig. 4.3 — Densidade de portadores normalizada para um laser semiconductor realimentado por uma grade de difração.

Observando-se, ainda, a Fig. 4.3, pode-se concluir que a região provável de oscilação encontra-se em uma faixa relativamente estreita em torno da frequência central da grade (no caso, aproximadamente, 100 GHz). Nesta região, há uma redução na densidade de portadores em relação ao valor correspondente para o laser solitário. Com base neste fato, analisando-se a Eq. (4.29), conclui-se que a realimentação óptica provoca um crescimento na eficiência quântica diferencial, pois, para uma mesma corrente elétrica de polarização, a intensidade do campo elétrico na saída do dispositivo é maior para o caso do laser realimentado.

Os resultados apresentados na Fig. 4.2 e na Fig. 4.3 correspondem a aqueles obtidos por Tromborg et al. [14], sendo esta uma comprovação de que as Eqs. (4.45-46) correspondem a um modelamento adequado para a análise do comportamento estacionário do laser semiconductor realimentado.

Para o caso de um laser semiconductor sem cobertura anti-refletora na face realimentado por um espelho plano, as Eqs. (4.45-46) resultam nas equações básicas para a realimentação óptica fraca apresentadas por Osmundsen [14], Eq. (3.7a-b).

4.3. Análise do Comportamento Dinâmico

Na Secção anterior, a partir das equações de taxas para o campo elétrico (Eq. (4.26)) e para a densidade de portadores (Eq. (2.30)) procedeu-se a uma análise do comportamento estacionário do laser semiconductor realimentado. Nesta Secção, seguindo-se uma análise para pequenas perturbações, são discutidos alguns aspectos dinâmicos de operação do dispositivo. Deduz-se uma expressão para o espectro de ruído FM do dispositivo, através da eliminação adiabática da densidade de portadores, e, a partir desta, obtém-se a redução da largura de linha espectral provocada pela realimentação óptica.

Discute-se, ainda, nesta Secção, critérios de instabilidade para um dado modo estacionário de oscilação do laser semiconductor realimentado.

A análise para pequenas perturbações, fundamentada na Eq. (2.30), na Eq. (4.26) e na Eq. (4.28), permite descrever as flutuações das grandezas que caracterizam o diodo, em relação aos seus respectivos valores de regime, através de um sistema de equações diferenciais lineares de primeira ordem. Aplicando-se transformada de Laplace sobre este sistema de equações obtém-se o seguinte resultado:

$$\begin{bmatrix} s+f_c & 2.I_s.f_s & -C_r.G_N.I_s \\ -f_s / (2.I_s) & s+f_c & -\frac{1}{2}.C_i.G_N \\ \omega_R^2 / (G_N.I_s) & 0 & s + 1/\tau_R \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \delta I(s) \\ \delta \phi(s) \\ \delta N(s) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} F_I(s) \\ F_\phi(s) \\ F_N(s) \end{bmatrix} \quad (4.50)$$

onde $s=j.\Omega$, sendo que Ω é a frequência angular de banda base. Os dois vetores-colunas, na notação matricial adotada acima, são constituídos pelas transformadas de Laplace, respectivamente, das flutuações das grandezas características e das forças de Langevin a elas associadas. Na Eq. (4.50), C_r e C_i são, respectivamente, as partes real e imaginária do parâmetro C . Foram introduzidas as seguintes funções associadas ao efeito da cavidade externa:

$$f_A(\Omega) = f_D \cdot \left[1 - \frac{\Gamma_R(\omega_s + \Omega)}{\Gamma_R(\omega_s)} \right] \quad (4.51)$$

$$f_c(\Omega) = \frac{1}{2} \cdot \left[f_A(\Omega) + f_A^*(-\Omega) \right] \quad (4.52)$$

$$f_s(\Omega) = \frac{j}{2} \cdot \left[f_A(\Omega) - f_A^*(-\Omega) \right] \quad (4.53)$$

Como foi visto nos Capítulos anteriores, a frequência de relaxação dos portadores é dada por:

$$\omega_R^2 = \frac{G_N.I_s}{V_c.\tau_p} \quad (4.54)$$

onde V_c é o volume ocupado pelos portadores e τ_p é o tempo de vida dos fótons na cavidade do laser realimentado.

Por outro lado, o tempo de relaxação dos portadores é dado por:

$$\tau_R^{-1} = \tau_e^{-1} + \tau_p \cdot \omega_R^2 \quad (4.55)$$

onde τ_s^{-1} é a taxa de desaparecimento espontâneo de portadores, devido às recombinações elétron-lacuna na região ativa.

O tempo de vida dos fótons é um parâmetro utilizado em óptica para avaliar as perdas em uma cavidade. Para o caso de um laser semiconductor do tipo Fabry-Perot, este parâmetro abrange os efeitos da absorção intrínseca da região ativa e da perda nas faces através de transmissão para o meio externo. Para o laser semiconductor realimentado, este parâmetro pode ser definido pensando-se em termos de um laser isolado, com refletividades das faces iguais a r_1 e $r_R(\omega)$, o qual é equivalente ao laser semiconductor, em análise, (com refletividades r_1 e r_L) submetido à realimentação óptica.

Nesta tese, portanto, adota-se a seguinte definição para o tempo de vida dos fótons:

$$\tau_P(\omega) \triangleq \frac{1}{2 \cdot f_D \cdot [\alpha_i \cdot \ell - \ln(r_1 \cdot |r_R(\omega)|)]} \quad (4.56)$$

onde α_i é o coeficiente de absorção de fótons, por unidade de comprimento, na região ativa.

Analisando-se as Eqs. (4.54-56) pode-se concluir que a alteração no confinamento do feixe luminoso, provocado pela realimentação óptica, pode modificar significativamente o tempo de vida dos fótons (principalmente se o laser possuir cobertura anti-refletora na face voltada para a cavidade externa e a realimentação for seletiva em frequência).

Para exemplificar, em uma configuração típica de realimentação $\left[\alpha_i = 20 \text{cm}^{-1}, \ell = 280 \mu\text{m}, L = 1 \text{cm}, r_1 = 0,565, f_D = 125 \text{GHz}, r_2 = 0,071, \lambda = 0,85 \mu\text{m}, N_{ef} = 1625, r_o = 0,5 \right]$ a elevação relativa provocada pela realimentação no tempo de vida dos fótons atinge 120% do valor correspondente para o laser solitário.

Resolvendo-se algebricamente a Eq. (4.50) obtém-se a seguinte expressão para a transformada de Laplace, $\delta\phi(s)$, das flutuações de fase, $\delta\phi(t)$:

$$\delta\phi(s) = R_{\phi\phi}(s) \cdot F_{\phi}(s) + F_{\phi I}(s) \cdot F_I(s) + R_{\phi N}(s) \cdot F_N(s) \quad (4.57)$$

onde, foram utilizadas as seguintes funções de transferência:

$$R_{\phi\phi}(s) = \frac{1}{D(s)} \cdot \left[(s+f_c) \cdot \left(s + \frac{1}{\tau_R} \right) + C_r \cdot \omega_R^2 \right] \quad (4.58)$$

$$R_{\phi I}(s) = \frac{1}{D(s)} \cdot \left[\left(s + \frac{1}{\tau_R} \right) \cdot \left(\frac{f_s}{2 \cdot I_s} \right) - \frac{C_i \cdot \omega_R^2}{2 \cdot I_s} \right] \quad (4.59)$$

$$R_{\phi N}(s) = \frac{1}{D(s)} \cdot \left[\frac{1}{2} C_i \cdot \omega_R^2 \cdot (s+f_c) + \frac{C_r \cdot G_N \cdot f_s}{2} \right] \quad (4.60)$$

O determinante principal, $D(s)$, do sistema linear que aparece na Eq. (4.50) é dado por:

$$D(s) = (s+f_c)^2 \cdot \left(s + \frac{1}{\tau_R} \right) - C_i \cdot f_s \cdot \omega_R^2 + C_r \cdot (s+f_c) \cdot \omega_R^2 + f_s^2 \cdot \left(s + \frac{1}{\tau_R} \right) \quad (4.61)$$

Operando-se a transformação inversa de Laplace sobre a Eq. (4.57) obtém-se uma função amostra, $\delta\phi(t)$, deste processo estocástico, a qual é dada por:

$$\delta\phi(t) = r_{\phi\phi}(t) \otimes F_{\phi}(t) + r_{\phi I}(t) \otimes F_I(t) + r_{\phi N}(t) \otimes F_N(t) \quad (4.62)$$

onde $r_{ij}(t)$ é a resposta impulsiva associada à função de transferência $R_{ij}(s)$.

A partir da função amostra obtida na Eq. (4.62), pode-se obter a função de auto-correlação deste processo estocástico como se segue:

$$R_{\phi}(\tau) = \langle \delta\phi(t) \cdot \delta\phi(t+\tau) \rangle \quad (4.63)$$

onde o símbolo $\langle \rangle$ indica a média estatística.

Propriedades básicas de transformada de Laplace permitem concluir que o espectro de ruído FM, $S_{\phi}^*(\Omega)$, pode ser obtido a partir do espectro das flutuações de fase como se segue:

$$S_{\phi}^*(\Omega) = \Omega^2 \cdot S_{\phi}(\Omega) \quad (4.64)$$

Finalmente, utilizando-se as Eqs. (4.63-65) e o teorema de Wiener-Kinchine, obtém-se o espectro de ruído FM do laser, o qual é dado por:

$$S_{\phi}(\Omega) = \Omega^2 \cdot \left[2D_{\phi\phi} \cdot |R_{\phi\phi}(s)|^2 + 2D_{II} \cdot |R_{\phi I}(s)|^2 + 2D_{NN} \cdot |R_{\phi N}(s)|^2 + 4D_{\phi N} \cdot \text{Re}\{R_{\phi\phi}(s) \cdot R_{\phi N}^*(s)\} + 4D_{NI} \cdot \text{Re}\{R_{\phi I}(s) \cdot R_{\phi N}^*(s)\} \right] \quad (4.65)$$

onde $2D_{ij}$ é o coeficiente de difusão associado às forças de Langevin $F_i(t)$ e $F_j(t)$, $\text{Re}\langle . \rangle$ indica a parte real de $\langle . \rangle$, e o símbolo * representa a conjugação complexa.

Um desenvolvimento análogo permite obter a seguinte expressão para o ruído de intensidade:

$$S_I(\Omega) = 2D_{II} \cdot |R_{II}(s)|^2 + 2D_{NN} \cdot |R_{IN}(s)|^2 + 2D_{\phi\phi} \cdot |R_{I\phi}(s)|^2 + 4D_{IN} \cdot \text{Re}\{R_{II}(s) \cdot R_{IN}^*(s)\} + 4D_{N\phi} \cdot \text{Re}\{R_{IN}(s) \cdot R_{I\phi}^*(s)\} \quad (4.66)$$

onde

$$R_{II}(s) = \frac{1}{D(s)} \cdot (s+f_s) \cdot \left[s + \frac{1}{\tau_R} \right] \quad (4.67)$$

$$R_{IN}(s) = \frac{1}{D(s)} \left[C_r \cdot G_N \cdot I_s \cdot (s+f_c) - C_i \cdot G_N \cdot I_s \cdot f_s \right] \quad (4.68)$$

$$R_{I\phi}(s) = - \frac{2 \cdot I_s \cdot f_s}{D(s)} \left[s + \frac{1}{\tau_R} \right] \quad (4.69)$$

Das Eqs. (4.65-66), pode-se concluir que, para se obter os espectros de ruído FM e AM do laser semiconductor realimentado, incluindo o efeito das oscilações de relaxação, é necessário conhecer os coeficientes de difusão associados à densidade de portadores. Considerando-se que o efeito da realimentação sobre estes coeficientes de difusão ainda não se encontra analisado na literatura especializada, pode-se, no sentido de determinar a redução da largura de linha, proceder à eliminação adiabática dos portadores. Vale frisar, que os espectros de ruído obtidos a partir desta aproximação não descrevem satisfatoriamente o comportamento dinâmico do laser, principalmente, para elevadas taxas de modulação.

Assim sendo, desprezando-se o ruído associado aos portadores, obtém-se, a partir da Eq.(4.65), após algumas manipulações algébricas elementares a seguinte expressão para o ruído FM:

$$S_{\phi}(\Omega) = \frac{R \cdot \Omega^2}{2 \cdot I_s |D(s)|^2} \left[\left| \left(s + f_c \right) \cdot \left(s + \frac{1}{\tau_R} \right) + C_r \cdot \omega_R^2 \right|^2 + \left| \left(s + \frac{1}{\tau_R} \right) \cdot f_s - C_i \cdot \omega_R^2 \right|^2 \right] \quad (4.70)$$

A eliminação adiabática dos portadores resulta em considerar o espectro de ruído FM como sendo, essencialmente, branco de faixa limitada ou, equivalentemente, corresponde a admitir que o espectro do campo seja aproximadamente Lorentziano. Neste caso, a largura de linha espectral (F.W.H.M) e, então, obtida através de:

$$\Delta\nu = \lim_{\Omega \rightarrow 0} \frac{S_{\phi}(\Omega)}{2 \cdot \pi} \quad (4.71)$$

A refletividade efetiva direita no plano de referência adotado pode ser expandida linearmente em torno de cada solução estacionária, (ω_s, N_s) , como se segue:

$$r_R(\omega) \approx r_R(\omega_s) \cdot \left[1 + \Omega \cdot \frac{d}{d\omega} \ln r_R(\omega) \right] \quad (4.72)$$

Substituindo-se a Eq. (4.72) na Eq. (4.51) obtém-se a seguinte expressão para a função característica da cavidade externa, $f_A(\Omega)$:

$$f_A(\Omega) \approx -\Omega \cdot f_D \cdot \frac{d}{d\omega} \ln r_R(\omega) \quad (4.73)$$

Substituindo-se a Eq. (4.73) na Eq. (4.52) obtém-se:

$$f_c(\Omega) \approx j \cdot \Omega \cdot \text{Re} \left\{ \frac{\frac{d}{d\omega} \ln r_R(\omega)}{\frac{\partial}{\partial \omega} \ln r_L(\omega, ND)} \right\} \quad (4.74)$$

A substituição da Eq. (4.73) na Eq. (4.53) resulta em:

$$f_s(\Omega) \approx -j \cdot \Omega \cdot \text{Im} \left\{ \frac{\frac{d}{d\omega} \ln r_R(\omega)}{\frac{\partial}{\partial \omega} \ln r_L(\omega, ND)} \right\} \quad (4.75)$$

Finalmente, após algumas manipulações algébricas elementares sobre as Eqs. (4.70-75), obtém-se a seguinte expressão para a largura de linha espectral do laser semiconductor realimentado:

$$\Delta\nu = \frac{R \cdot |C|_s^2}{4\pi \cdot I_s} \left[\text{Re} \left\{ 1 + \frac{\frac{d}{d\omega} \ln r_R(\omega)}{\frac{\partial}{\partial \omega} \ln r_L(\omega, ND)} \right\} \right]^2 \quad (4.76)$$

Como foi visto no Capítulo anterior, um zero do determinante $D(s)$ no semi-plano complexo direito representa uma solução instável. Assim sendo, os zeros de $D(s)$ localizados sobre o eixo imaginário limitam a região de operação estável do dispositivo.

Fazendo-se $D(s)$ igual a zero, na Eq. (4.61), e utilizando-se as linearizações expressas nas Eqs. (4.74-75), obtém-se a seguinte relação:

$$\frac{\frac{d}{d\omega} \ln r_R(\omega)}{\frac{\partial}{\partial \omega} \ln r_L(\omega, ND)} = -1 \quad (4.77)$$

A parte imaginária da Eq. (4.77) é dada por:

$$\text{Im} \left\{ \frac{d}{d\omega} \ln r(\omega) \right\} = \frac{1}{f_D} \quad (4.78)$$

A Eq. (4.78) é equivalente à condição de fase para os modos estacionários dada na Eq. (4.33).

Por outro lado, a parte real da Eq. (4.77) é dada por:

$$\text{Re} \left\{ 1 + \frac{\frac{d}{d\omega} \ln r_R(\omega)}{\frac{\partial}{\partial \omega} \ln r_L(\omega, ND)} \right\} = 0 \quad (4.79)$$

Para o caso de um laser semiconductor do tipo Fabry-Perot sintonizado nas proximidades do pico de sua curva de ganho, o parâmetro f_D é real, e, portanto, a Eq. (4.79) tem solução nas frequências que satisfazem as condições de ressonância ($\omega\tau=2m\pi$, m inteiro) e anti-ressonância ($\omega\tau=2m\pi+\pi$) da cavidade externa. Observando-se a Eq. (4.76), conclui-se que, nas soluções da Eq. (4.79), a largura da linha espectral do laser realimentado torna-se infinita. Desta análise, pode-se concluir, ainda, que as soluções estacionárias cujo atraso, $\omega\tau$, imposto, a cada volta, pela cavidade externa sobre a onda de realimentação, está compreendido entre zero e π radianos são dinamicamente instáveis. Isto é, neste caso, existirão polos das funções de transferência, associadas às várias fontes de ruído, localizados no semi-plano complexo direito.

CAPITULO 5

ANALISE TEORICA DE SINTONIA PARA UM
LASER SEMICONDUTOR REALIMENTADO POR
UM ETALON E UMA GRADE DE DIFRACAO

5. ANÁLISE TEÓRICA DE SINTONIA PARA UM LASER SEMICONDUTOR REALIMENTADO POR UM ETALON E UMA GRADE DE DIFRAÇÃO

5.1. Introdução

Este Capítulo é o resultado de um trabalho apresentado no 7º Simpósio Brasileiro de Telecomunicações [15], elaborado em co-autoria com Rubem G. Farias e Evandro Conforti. Seguiu-se o texto básico do trabalho original, introduzindo-se, no entanto, algumas modificações e correções.

Na Eq. (5.3) incluiu-se o efeito das perdas através das faces no valor do ganho de limiar do laser semiconductor isolado, no ponto de referência adotado. Em consequência desta correção, também, o valor do parâmetro de sintonia, h_0 , dado pela Eq. (5.14), foi alterado. Vale ressaltar que estas modificações não produziram qualquer efeito sobre os resultados obtidos na análise de sintonia apresentada no referido trabalho, onde deixou-se claro que o parâmetro h_0 "não necessita ser calculado para se obter a curva da condição de fase" [15].

A análise de redução de largura de linha, apresentado na referência básica seguida na elaboração deste Capítulo [15], foi procedida em uma faixa de frequências relativamente ampla em torno do pico da curva de ganho do laser semiconductor solitário. Admitiu-se, assim, que a constante de propagação no meio ativo do laser é suavemente variante com a frequência nas condições da simulação. Uma vez que, no caso geral, o estudo do comportamento dinâmico do laser semiconductor, sob realimentação óptica forte, deve ser feito, isoladamente, para cada modo estacionário de oscilação [14], suprimiu-se deste Capítulo a citada análise, deixando-se como objetivo de estudos posteriores a averiguação da validade da hipótese em que ela foi fundamentada. Segue-se o texto básico do trabalho [15] com as correções supracitadas.

Analisam-se, teoricamente, os efeitos de um etalon interno à cavidade externa de realimentação óptica do laser semiconductor, quando à sintonia fina de frequência. Adota-se o formalismo introduzido por Tromborg et al. [14], no qual o laser semiconductor é tratado como um trecho de linha de transmissão que possui amplificação por efeito laser. As propriedades estáticas e dinâmicas do laser, submetido à realimentação óptica proveniente de elementos passivos e lineares, são

derivadas a partir das refletividades efetivas, esquerda e direita, em um plano de referência adequadamente encolhido. Sem hipóteses adicionais, propõe-se a obtenção da refletividade direita, no plano de referência adotado, a partir das matrizes de transmissão dos componentes da cavidade externa. A análise da cavidade externa sintonizada por grade de difração, juntamente à modificações devidas a um etalon interno à essa cavidade, são introduzidas através de formulação resumida e gráficos computacionais.

5.2. Teoria Básica

A configuração geral de um laser semiconductor submetido à realimentação óptica é mostrado na Fig. 5.1.

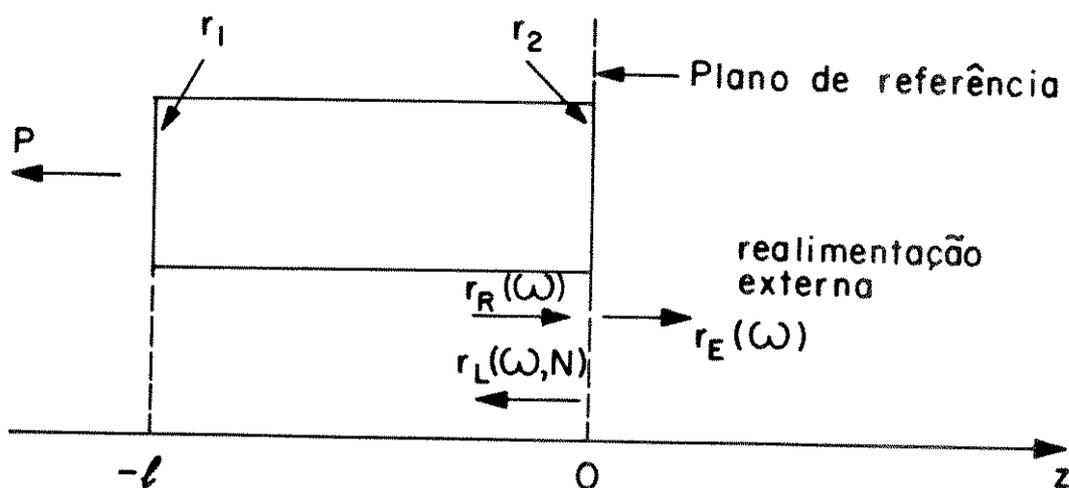


Fig.5.1 - Esquema geral de um laser com realimentação óptica proveniente de uma cavidade externa passiva.

Assume-se que o laser oscile em um único modo transversal e despreza-se o efeito da distribuição espacial dos portadores. O plano da referência adotado é perpendicular ao eixo de propagação, z , e situa-se em $z=0^-$. Neste plano, as refletividades efetivas esquerda e direita são, respectivamente, $r_L(\omega, N)$ e $r_R(\omega)$. As refletividades intrínsecas das faces do laser são r_1 e r_2 , sendo que P é a potência entregue pelo diodo ao sistema de comunicação.

A refletividade esquerda contém, exclusivamente, informações sobre o meio interno do laser. No caso de um laser semiconductor do tipo Fabry-Perot ela é dada por [14]:

$$r_L(\omega, N) = r_1 \cdot \exp[-j 2 k(\omega, N) l] \quad (5.1)$$

onde N é a densidade de portadores e k é o vetor de onda na frequência angular óptica, representada por ω .

O vetor de onda é tratado em sua forma complexa, incluindo o efeito do ganho no meio ativo. Sua expressão é:

$$k(\omega, N) = \frac{\omega}{c} \cdot n(\omega, N) + j \cdot \frac{1}{2} \cdot (g(\omega, N) - \alpha_i) \quad (5.2)$$

onde c é a velocidade da luz no vácuo, $n(\omega, N)$ é o índice de refração (real) da região ativa, $g(\omega, N)$ é o ganho modal por unidade de comprimento e α_i é a constante de perdas internas por unidade de comprimento.

Para a formulação do ganho e do índice de refração, adotam-se os modelos sugeridos por Patzak et al. [27]:

$$g(\omega, N) = g_0 - g_1 \cdot [(\omega - \omega_0) - g_2 \cdot (N - N_0)]^2 + g_3 \cdot (N - N_0) \quad (5.3)$$

$$n(\omega, N) = n_0 + n_1 \cdot (\omega - \omega_0) + n_2 \cdot (N - N_0) \quad (5.4)$$

onde g_0 é o ganho de limiar do laser solitário no ponto de referência adotado e g_1 , g_2 , g_3 , n_0 , n_1 e n_2 são parâmetros que dependem do tipo do laser utilizado e da região do espectro em que ele opera. A expressão (5.3) é uma expansão em série até termos de segunda ordem. A ausência do termo linear em frequência restringe a aplicação da fórmula a uma faixa estreita a qual está situada em torno da frequência angular de pico da curva de ganho, ω_0 , ponto em que a derivada $\partial g / \partial \omega$

anula-se. A referência adotada para a densidade de portadores, N_0 , é o seu valor no limiar de oscilação do laser solitário, situação em que o ganho na região ativa iguala-se às perdas na cavidade (por absorção e através das faces).

A condição de oscilação para os modos estacionários é derivada, a partir das condições de contorno, para as ondas de campo elétrico propagantes no interior do laser, sendo dada por [13,14]:

$$r_L(\omega_s, N_s) \cdot r_R(\omega_s) = 1 \quad (5.5)$$

A separação da Eq. (5.5) em suas partes real e imaginária permite a obtenção de uma condição de ganho:

$$\ln |r_L(\omega, N)| + \ln |r_R(\omega)| = 0 \quad (5.6)$$

e de uma condição de fase:

$$h(\omega) = -\text{Arg} \left\{ r_L(\omega, N) \right\} - \text{Arg} \left\{ r_R(\omega) \right\} = 2\pi p \quad (5.7)$$

A partir das Eqs. (2.1) e (2.2) obtém-se a seguinte expressão para o argumento da refletividade esquerda:

$$\text{Arg} \left\{ r_L(\omega, N) \right\} = -\frac{2\ell}{c} \cdot \omega \cdot n(\omega, N) \quad (5.8)$$

Portanto, $-\text{Arg}(r_L)$ é o dobro do comprimento elétrico da cavidade interna na portadora óptica. Se for adotado o argumento principal de $r_R(\omega)$ na Eq. (5.7), então p é o número do modo longitudinal de oscilação para a cavidade do diodo.

A solução numérica da Eq. (5.6) permite obter a densidade de portadores $N(\omega)$. A interseção entre as retas horizontais $2\pi p$ e a curva $h(\omega)$ determina os modos estacionários de oscilação. O modo fundamental de oscilação é aquele que requer menor intensidade de corrente elétrica para começar a oscilar [13], sendo, conseqüentemente, identificado através da menor densidade de portadores.

Admite-se, ainda, que a grade de difração tenha como resposta em frequência uma distribuição gaussiana, cuja média pode ser ajustada controlando-se o ângulo entre a grade e o eixo de propagação. Sua refletividade é dada por [14]:

$$r_g(\omega) = r_0 \exp \left\{ - \left[\frac{\pi}{2\omega_c} \cdot N_{ef} \cdot (\omega - \omega_c) \right]^2 \right\} \quad (5.9)$$

onde r_0 é uma constante, N_{ef} é o número de linhas da grade que são iluminadas pelo feixe e ω_c é a frequência angular central da grade, dada por:

$$\omega_c = \frac{\pi \cdot c}{a \cdot \sin \phi} \quad (5.10)$$

sendo que, a é o período espacial da grade e ϕ é o ângulo entre a direção normal à grade e o eixo de propagação.

A utilização do modelo da Eq. (5.3) para o ganho modal pres-supõe que a grade de difração deva ser sintonizada de modo a se obter a máxima potência óptica na saída do laser, isto é, na frequência de ganho ótimo. Nesta situação, pode-se mostrar que a largura de linha espectral relaciona-se com a função $h(\omega)$ através de [14]:

$$\Delta\nu = \frac{R \cdot (1 + \alpha^2)}{4\pi I_s} \left\{ f_D \cdot \frac{dh}{d\omega} \right\}^{-2} \quad (5.11)$$

onde R é a taxa de emissão espontânea no modo de oscilação, I_s é o valor estacionário do número de fótons e f_D é o espaçamento em frequência entre os modos longitudinais da cavidade do diodo. O parâmetro α é o fator de alargamento de linha em lasers semicondutores, devido ao acoplamento entre as flutuações de amplitude e fase do campo elétrico (conversão AM/FM) [10,11].

Da Eq. (5.11) verifica-se que, nos pontos extremos de $h(\omega)$, a largura de linha torna-se infinita. As soluções em que $dh/d\omega < 0$ situam-se em regiões de oscilação instável no plano $\omega \times N$ [14]. A compressão da largura de linha do laser realimentado em relação ao laser solitário, calculada nas regiões de oscilação estável, pode, nestas condições, ser definida através de:

$$q^2(\omega) \triangleq \frac{\Delta\nu_0}{\Delta\nu} = \left\{ f_D \cdot \frac{dh}{d\omega} \right\}^2 \cdot Q_{RI} \quad (5.12)$$

onde $\Delta\nu_0$ e $\Delta\nu$ são as larguras de linha dos lasers solitário e realimentado, respectivamente, e o termo Q_{RI} compara a taxa de emissão espontânea e a potência de saída do laser realimentado com as grandezas correspondentes para o laser isolado.

A linearização de $\ln r_L(\omega, N)$ em torno do pico da curva de ganho do laser permite reescrever a função de fase na forma:

$$h(\omega) = h_0 + \frac{\omega}{f_D} + \alpha \cdot \ln |r_R(\omega)| - \text{Arg} \left\{ r_R(\omega) \right\} \quad (5.13)$$

de

$$h_0 = -\alpha \cdot \ln r_2 + 2\pi \cdot p_0 - \frac{\omega_0}{f_D} \quad (5.14)$$

Para o laser semiconductor operando longe da condição de ganho ótimo, o parâmetro de sintonia, h_0 , depende das características do ponto de oscilação (frequência e densidade de portadores) [14,15]. No entanto, em uma análise de sintonia, adota-se uma referência arbitrária para a alteração na fase do laser provocada pela realimentação óptica, de modo que, este termo não precisa ser calculado para se obter a curva $h(\omega)$.

Decorrente da mesma linearização de $\ln r_L(\omega, N)$, obtém-se a seguinte fórmula simplificada para a densidade de portadores:

$$N - N_0 = \frac{2f_D}{v_g \cdot \partial g / \partial N} \left(\ln r_2 - \ln |r_R(\omega)| \right) \quad (5.15)$$

5.3. Derivação da Refletividade Direita

No modelamento de Tromborg et al., as propriedades do laser realimentado são derivadas a partir das refletividades esquerda, $r_L(\omega, N)$, e direita, $r_R(\omega)$, no plano de referência adotado, onde, $r_L(\omega, N)$ descreve as propriedades internas do laser e $r_R(\omega)$ caracteriza a cavidade externa. Uma forma similar de apresentação é representar o laser, cujas refletividades das faces são r_1 e r_2 , realimentado pela cavidade externa, por um laser equivalente com as mesmas características de ganho e de índice de refração, porém com refletividade $r_R(\omega)$ em vez de r_2 [13].

A proposta de caracterização da cavidade externa através de matriz transmissão é a principal contribuição deste Capítulo. A matriz para a cavidade externa, $[T] = [T_{ij}]$, é obtida através do produto, da esquerda para a direita, das matrizes de transmissão dos elementos que a compõem, supostos passivos e lineares, e relaciona as ondas incidentes e refletidas nos dois planos terminais da cavidade: $z=0^+$ e $z=L$, onde L é o seu comprimento. Considerando que as amplitudes complexas das ondas incidente e refletida, respectivamente, no plano $z=0^+$ são a_1 e b_1 e no plano $z=L$ são b_2 e a_2 , tem-se [31]:

$$\begin{bmatrix} a_1 \\ b_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_2 \\ a_2 \end{bmatrix} \quad (5.16)$$

As ondas refletidas nos planos terminais da cavidade externa obedecem a:

$$a_2 = r_g(\omega) \cdot b_2 \quad (5.17)$$

$$b_1 = r_E(\omega) \cdot a_1 \quad (5.18)$$

onde $r_E(\omega)$ é a refletividade efetiva do plano $z=0^+$. Utilizando-se as expressões (5.16-18) obtém-se:

$$r_E(\omega) = \frac{b_1}{a_1} = \frac{T_{21} + r_g(\omega) \cdot T_{22}}{T_{11} + r_g(\omega) \cdot T_{12}} \quad (5.19)$$

A refletividade efetiva à direita no plano $z=0^-$ relaciona-se com $r_E(\omega)$ através de [19]:

$$r_R(\omega) = \frac{r_2 + r_E(\omega)}{1 + r_2 \cdot r_E(\omega)} \quad (5.20)$$

Este procedimento tem a vantagem de possibilitar a análise de qualquer configuração de realimentação óptica devido a elementos passivos e lineares.

Neste Capítulo estuda-se o comportamento de uma cavidade sintonizada por grade de difração e com um etalon interno. Mas, a análise de uma estrutura mais complexa de cavidade, por exemplo, incluindo lentes e filtros, ocasiona, simplesmente, algum acréscimo na dificuldade envolvida na resolução numérica das condições de fase e ganho.

5.4. Laser Semicondutor do Tipo Fabry-Perot Realimentado por uma Grade de Difração

Nesta configuração de cavidade externa, o centro da grade está separado da face do laser por uma distância L , medida ao longo do eixo de propagação. A matriz de transmissão da cavidade, é, para este caso, igual a de um trecho de linha sem perdas, sendo dada por:

$$T = [T_{ij}] = \begin{bmatrix} e^{j\omega\tau/2} & 0 \\ 0 & e^{-j\omega\tau/2} \end{bmatrix} \quad (5.21)$$

onde $\tau=2L/c$ é o tempo que a luz leva para dar uma volta completa na cavidade externa ("roundtrip time"). Das Eqs. (5.19-21), obtém-se

$$r_R(\omega) = \frac{r_2 + r_3(\omega) e^{-j\omega\tau}}{1 + r_2 \cdot r_E(\omega) e^{-j\omega\tau}} \quad (5.22)$$

Este resultado está de acordo com Tromborg et al., sendo um caso particular do formalismo introduzido neste trabalho.

A partir da Eq. (5.22) pode-se verificar que o valor absoluto da refletividade direita é máximo na condição de ressonância da cavidade externa ($\omega\tau = 2\pi m$, m é inteiro) e mínimo na anti-ressonância ($\omega\tau = 2\pi m + \pi$).

5.5. Laser Semicondutor Realimentado por Cavidade Externa Composta por Etalon e Grade de Difração

Na Fig. 5.2 mostra-se, de forma simplificada, o esquema de realimentação analisado nesta Seção.

A matriz espalhamento para o etalon sem perdas é dada por [32]:

$$S = [S_{ij}] = \frac{-1}{1-r^2 \cdot e^{-j\delta}} \begin{bmatrix} r(1-e^{-j\delta}) & (1-r^2)e^{-j\delta/2} \\ (1-r^2)e^{-j\delta/2} & r(1-e^{-j\delta}) \end{bmatrix} \quad (5.23)$$

onde r é a refletividade do etalon, que depende da polarização, do índice de refração e do ângulo de incidência. Neste Capítulo, considera-se o caso de polarização paralela ao plano de incidência, a qual permite transmissão total no ângulo de Brewster. Assim sendo, a refletividade do etalon é dada por:

$$r = \frac{n_e^2 \cdot \cos \varphi_i - \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \varphi_i}}{n_e^2 \cdot \cos \varphi_i + \sqrt{n_e^2 - \sin^2 \varphi_i}} \quad (5.24)$$

onde φ_i é o ângulo de incidência do feixe no etalon e n_e é o índice de refração do material.

A alteração de fase do campo após uma volta completa no etalon é dada por:

$$\delta = \frac{2 \cdot \omega \cdot n_e \cdot l_e \cdot \cos \varphi_e}{c} \quad (5.25)$$

sendo que φ_e é o ângulo entre a direção de propagação e a normal às faces dentro do etalon, e l_e é a espessura do dielétrico.

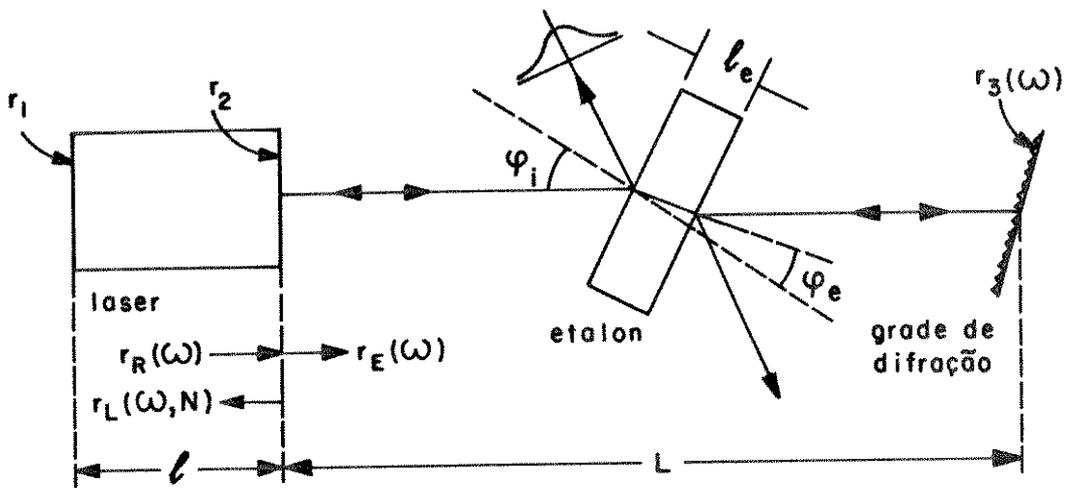


Fig.5.2 - Laser com cavidade externa configurada por grade de difração e etalon.

A matriz de transmissão obtida a partir da matriz espalhamento é:

$$T_{e_{11}} = \frac{1}{S_{21}} \quad (5.26a) \quad T_{e_{12}} = -\frac{S_{22}}{S_{21}} \quad (5.26b)$$

$$T_{e_{21}} = -T_{e_{12}} \quad (5.26c) \quad T_{e_{22}} = \frac{1 + T_{e_{12}} \cdot T_{e_{21}}}{T_{e_{11}}} \quad (5.26d)$$

Para o sistema operar adequadamente, o ângulo de incidência sobre o etalon tem que ser mantido acima de um certo valor mínimo, de modo que as ondas espalhadas pelo etalon não retornem ao laser. Desta forma, os valores efetivos de S_{11} e S_{22} do etalon são nulos. Isto implica em:

$$T_{e_{21}} = T_{e_{12}} = 0 \quad (5.27)$$

Finalmente, a inclusão do efeito das perdas de propagação no dielétrico permite escrever:

$$T_{e_{11}} = \frac{1 - r^2 \cdot A \cdot e^{-j\delta}}{(1 - r^2) \cdot \sqrt{A}} \quad (5.28)$$

A máxima fração de potência transmitida por passagem no dielétrico, A , é dada por:

$$A = \exp\left[-2\alpha_e \cdot l_e / \cos\varphi_e\right] \quad (5.29)$$

onde α_e é a constante de atenuação do dielétrico.

Assim sendo, a defasagem após uma volta completa na cavidade externa é dada por:

$$\delta_{eff} = \omega \cdot \tau_{eff} + 2 \cdot \text{Arg}\left\{T_{e_{11}}\right\} \quad (5.30)$$

onde

$$\tau_{eff} = \frac{2 \cdot L'}{c} \quad (5.31)$$

e

$$L' = L + \frac{l_e}{\cos\varphi_e} \left[n_e^{-\cos(\varphi_i - \varphi_e)} \right] \quad (5.32)$$

Das Eqs. (5.30-32), conclui-se que, além do efeito que exerce sobre a fase da onda de realimentação, dado pelo termo $2\text{Arg}\{T_{e_{11}}\}$, o etalon altera o espaçamento em frequência entre os modos estacionários da cavidade externa modificando o seu comprimento efetivo de L para L' .

A refletividade efetiva no plano $z=0^+$ é obtida, conforme indicado na Secção 5.3, sendo dada por:

$$r_E(\omega) = r_{g\text{eff}}(\omega) \cdot e^{-j \cdot \delta_{\text{eff}}(\omega)} \quad (5.33)$$

onde $r_{g\text{eff}}(\omega)$ é a refletividade efetiva da grade, quando vista através do etalon, a qual é definida através de:

$$r_{g\text{eff}}(\omega) \stackrel{\Delta}{=} \frac{r_g(\omega)}{|T_{e_{11}}(\omega)|^2} \quad (5.34)$$

Como no caso analisado na Secção anterior, verifica-se que o valor absoluto da refletividade direita é máximo na condição de ressonância da cavidade externa equivalente ($\omega \cdot \tau_{\text{eff}} = 2m\pi$, m inteiro) e mínimo na anti-ressonância ($\omega \cdot \tau_{\text{eff}} = 2m\pi + \pi$). Nas eqs. (5.13) e (5.15), os termos em $\ln|r_R(\omega)|$ variam mais rapidamente com a frequência que os demais. Portanto, a separação entre os modos estacionários do laser semiconductor realimentado é ditada pela cavidade externa.

Quando o etalon está posicionado próximo ao ângulo de Brewster (a refletividade, r , é próxima de zero), da Eq. (5.28) e da Eq. (5.34) conclui-se que a refletividade efetiva da grade não se altera com a inclusão deste componente na cavidade externa.

Apesar de as curvas das condições de fase (Fig. 5.3) e de ganho (Fig. 5.4), do laser semiconductor realimentado pela grade e pelo etalon (próximo à transparência) possuírem o mesmo aspecto geral das curvas mostradas no Capítulo anterior (incluindo apenas o efeito da grade), este componente da cavidade influencia a fase da onda de realimentação, vide Eq. (5.28) e Eq. (5.30). Desta forma, é introduzida uma perturbação na determinação dos pontos de intersecção entre a família de retas paralelas, $h(\omega) = 2\pi p$, e a curva da condição de fase.

No caso do laser isolado, $r_R(\omega) = r_2$, a fase $h(\omega)$ é uma reta cuja inclinação é dada pelo inverso do espaçamento de frequência entre os modos longitudinais da cavidade interna do diodo. Como no caso da Secção anterior, a grade de difração funciona como um filtro que realimenta o laser semiconductor somente dentro de uma certa banda em torno da frequência central da grade. Isto significa que, para frequências suficientemente afastadas desta referência, a refletividade da grade tende a se anular. Conseqüentemente, a curva $h(\omega)$ para o laser realimentado com etalon e grade tem, como assíntota, a reta que representa a condição de fase para o laser solitário (linha tracejada na Fig. 5.3).

O termo em $\ln |r_R(\omega)|$, nas expressões (5.13) e (5.15), está limitado superior e inferiormente, ocasionando a presença de envoltórias nas curvas das condições de fase e de ganho.

Como se pode ver na Fig. 5.3 para a condição de fase, $h(\omega)$, a envoltória superior é moldada pela distribuição em frequência da grade e corresponde à ressonância da cavidade externa equivalente para o etalon na transparência. A envoltória inferior por sua vez, está associada à condição de anti-ressonância da cavidade externa equivalente.

A situação que exige maior ganho e, conseqüentemente, maior densidade de portadores é a anti-ressonância da cavidade externa equivalente (com o etalon operando em torno do ângulo da Brewster) pois a onda de campo elétrico emergente do laser para a cavidade externa interage destrutivamente com a onda de realimentação. Na ressonância, esta interferência é construtiva e a densidade de portadores é mínima. Explica-se, desta forma, a presença de envoltória na curva de $N(\omega)$ (Fig. 5.4).

Em ambos os casos, a envoltória associada à anti-ressonância da cavidade equivalente apresenta duas singularidades, quando a refletividade efetiva direita, $r_R(\omega)$, se anula. Nestes pontos, a refletividade efetiva da grade, $r_{\text{seff}}(\omega)$, iguala-se à da face do laser, r_2 , e a cavidade externa torna-se transparente: toda a energia que deixa o laser, indo para a cavidade, concentra-se nesta e não retorna ao diodo.

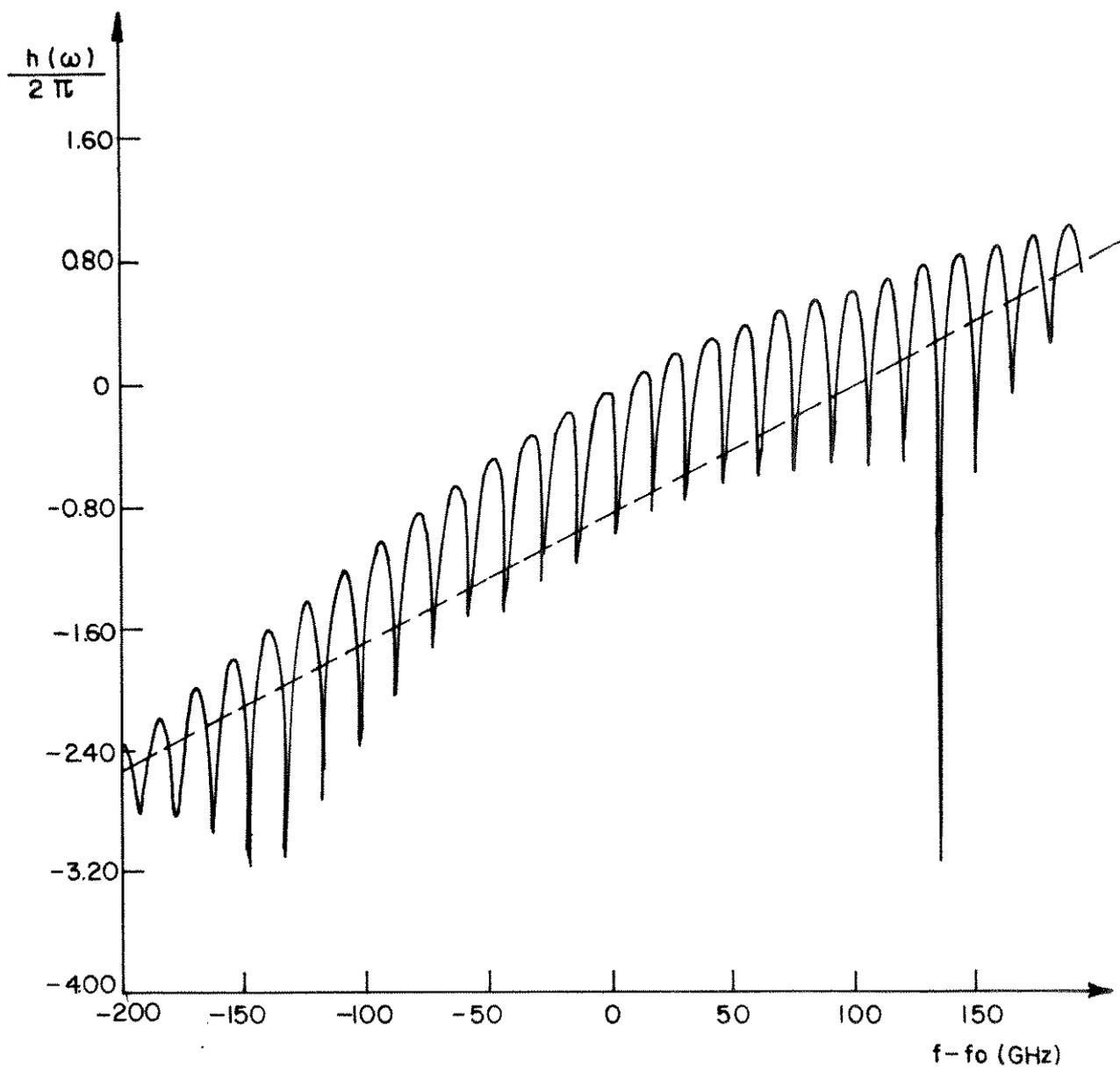


Fig. 5.3 — Resposta de fase normalizada de um laser semiconductor realimentado por uma grade e um etalon de sílica posicionado próximo ao ângulo de Brewster ($\varphi_i = 55^\circ$, $n_s = 1,5$).

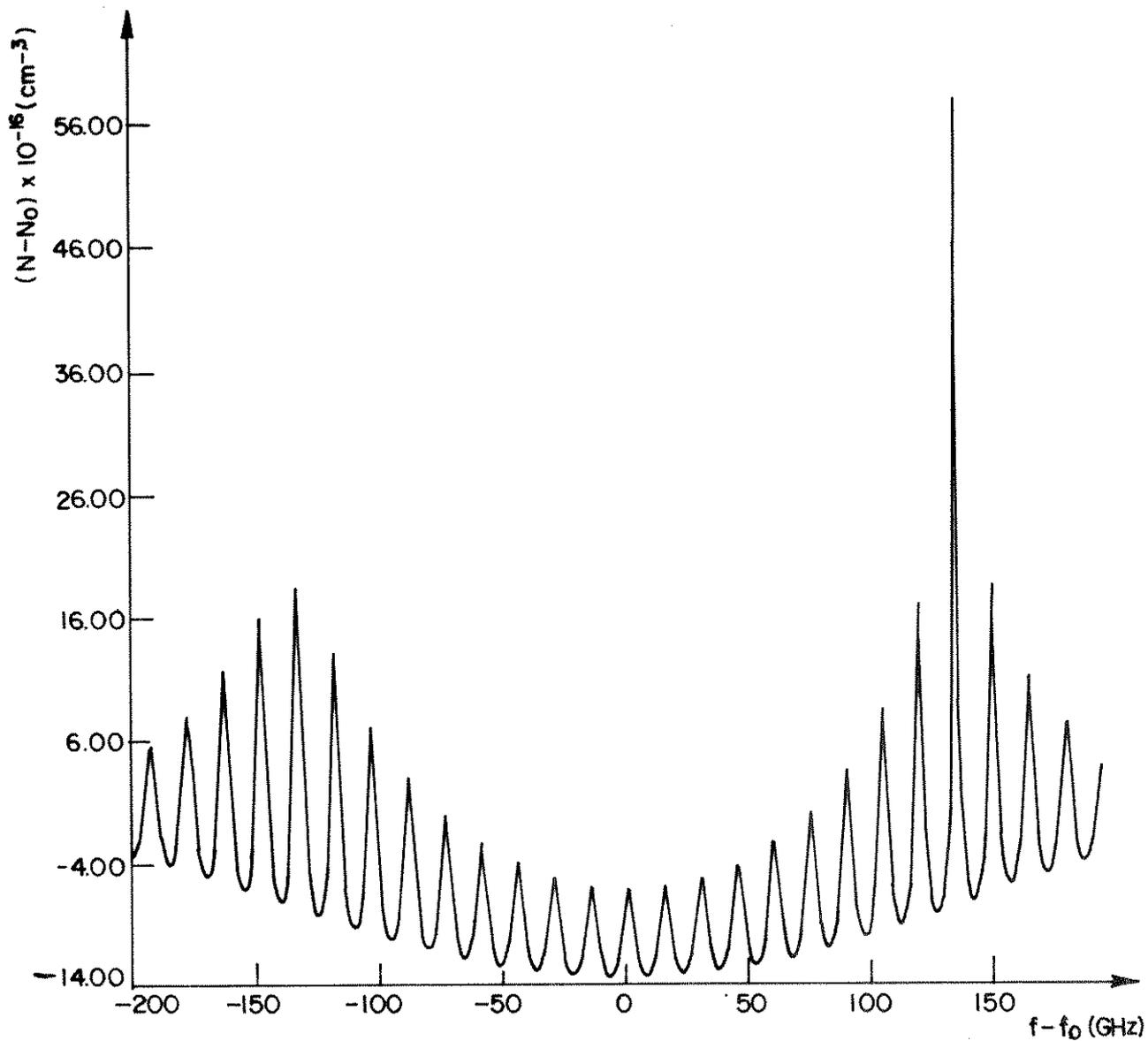


Fig. 5.4 - Densidade de portadores normalizada para um laser realimentado por uma grade de difração e um etalon próximo à transparência.

Da Eq. (5.28) conclui-se que o mínimo valor absoluto de $T_{e_{11}}$ ocorre quando o etalon é transparente. Portanto, se o etalon não estiver posicionado no ângulo de Brewster, a refletividade efetiva da grade diminui e as singularidades das envoltórias das curvas das condições de fase e de ganho se aproximam da frequência central da grade.

O modo fundamental de oscilação é aquele que apresenta menor densidade de portadores. Assim sendo, para o etalon operando próximo ao ângulo de Brewster, a oscilação tende a ocorrer próximo à frequência central da grade (Fig. 5.4). O posicionamento longe deste ângulo, no entanto, permite uma modificação seletiva da refletividade efetiva da grade, $r_{\text{eff}}(\omega)$, através do fator $|T_{e_{11}}|^{-2}$, possibilitando, assim, um deslocamento em frequência da região de mínima densidade de portadores no plano $Nx\omega$. O etalon fora do ângulo de Brewster tem o efeito de filtro; por este motivo, observa-se nas Figs. 5.5 e 5.6 que o formato das envoltórias apresenta, comparativamente às Figs. 5.3 e 5.4, uma variação adicional do tipo "senoidal". A periodicidade desta perturbação nas envoltórias é determinada pelo afastamento entre as frequências naturais do etalon para este ângulo de operação, sendo determinado a partir da condição:

$$\delta = 2\pi m \quad (5.35)$$

A partir da Eq. (5.35), pode-se prever que a periodicidade da envoltória é de aproximadamente 85GHz, para um ângulo de incidência de 60 graus. Este resultado pode também ser facilmente observado na envoltória inferior da curva da condição de fase (Fig. 5.5). Onde admitiu-se que o etalon empregado é composto por arseneto de gálio e alumínio ($Al_x Ga_{1-x} As$) dopado a 12,5% o qual possui índice de refração igual a 3,5. Através de um cálculo semelhante, poder-se-ia prever, para o caso de um ângulo de incidência de 55 graus, sobre um etalon de sílica, que esta variação senoidal da envoltória deveria ter um período de 119 GHz. No entanto, conforme foi dito anteriormente, quando o etalon opera próximo ao ângulo de Brewster, a refletividade efetiva da grade não é alterada, de modo que, este efeito torna-se desprezível.

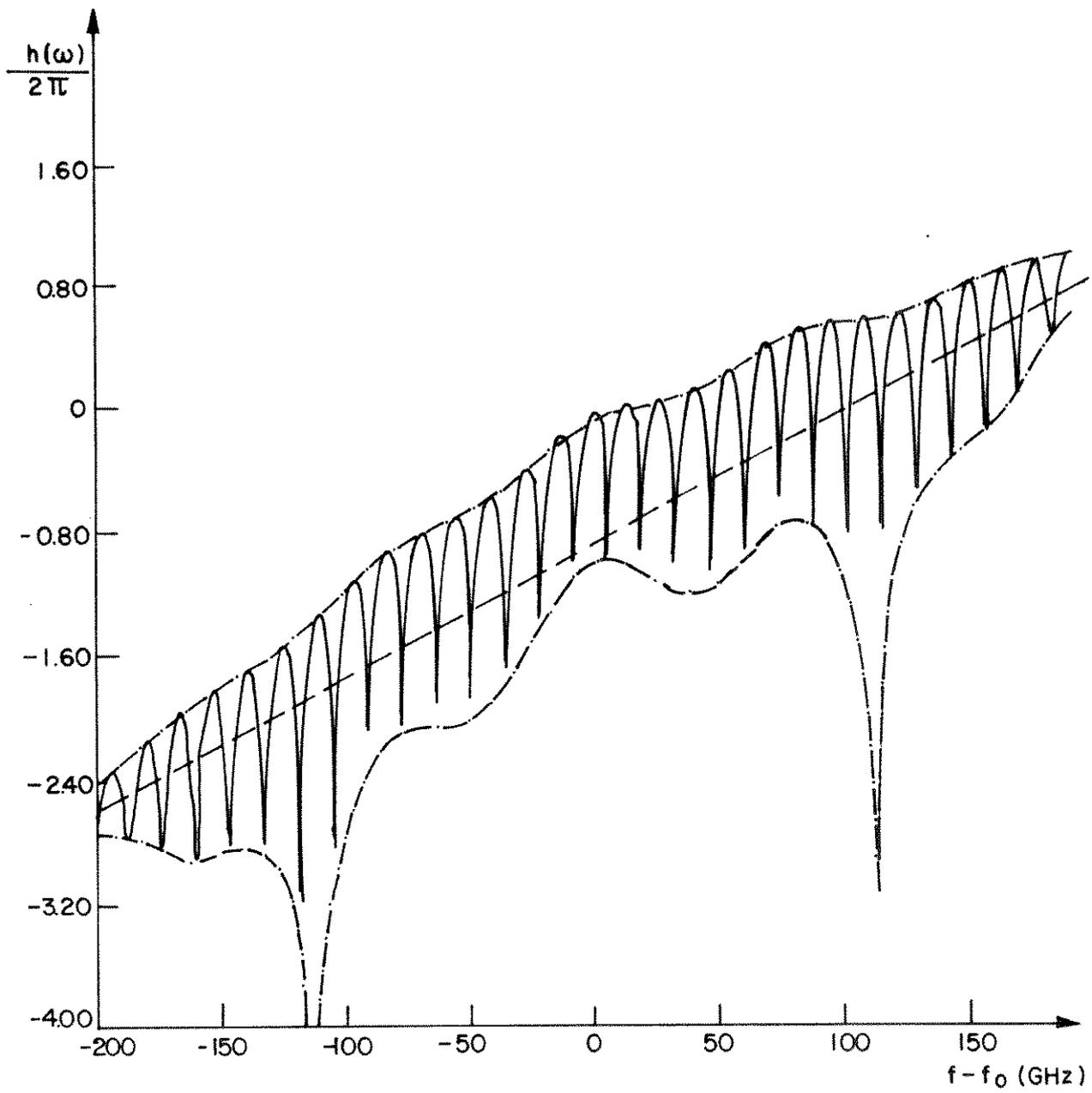


Fig. 5.5 — Resposta de fase normalizada do laser com realimentação óptica para etalon operando fora da transparência.

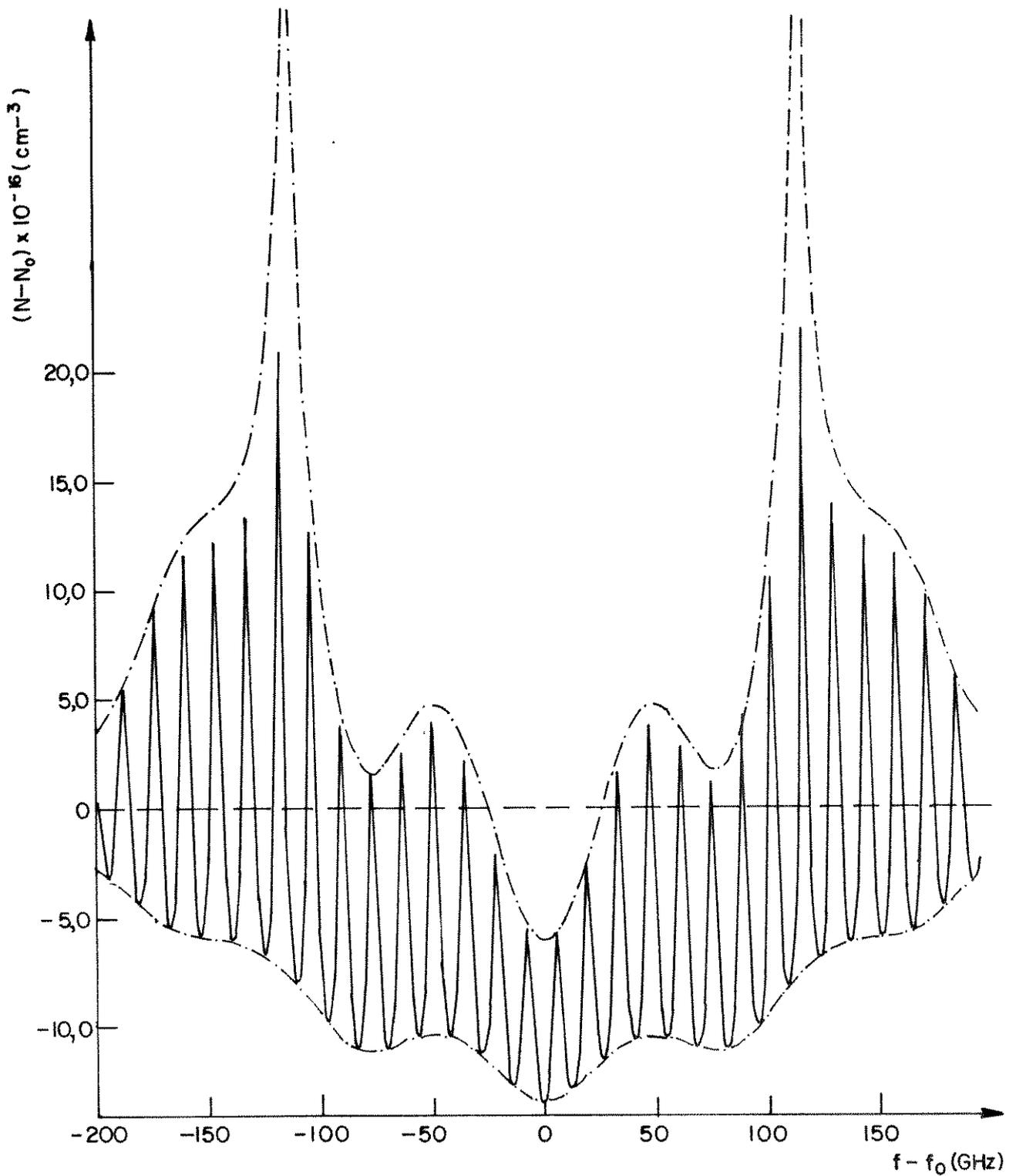


Fig. 5.6 – Densidade de portadores em laser com realimentação óptica com etalon operando fora da transparência. A referência é o laser solitário ($\varphi_i = 60$; $n_e = 3,5$; $r_2 = 0,2$; $r_1 = 0,565$; $\ell_e = 0,519$ mm; $\lambda_0 = 0,88 \mu\text{m}$).

As linearizações do termo $\ln r_L(\omega, N)$, feitas neste Capítulo e no anterior, são válidas para uma faixa de frequências estreita, em torno do ponto de referência adotado, em relação ao espaçamento entre as frequências naturais do laser solitário, f_D [14]. Assim sendo, nas representações gráficas das condições de fase e de ganho, em ambos os Capítulos, utilizou-se uma faixa de frequências mais ampla do que, a rigor, seria correto, apenas, no intuito de mostrar o comportamento assintótico das referidas curvas e o efeito das singularidades associadas à transparência da cavidade externa.

Do desenvolvimento apresentado neste Capítulo, pode-se concluir que o etalon, posicionado longe do ângulo de Brewster, atua de forma seletiva sobre o ganho de limiar dos modos estacionários de oscilação do laser semiconductor realimentado. Esta seletividade é tanto mais intensa quanto maior for o coeficiente de reflexão nas faces deste componente da cavidade externa (vide Eq.(5.28)). Por outro lado, o coeficiente de reflexão nas faces do etalon, dado pela Eq. (5.24), depende da posição angular do dielétrico e de seu índice de refração. Neste sentido, levando-se em conta esta seletividade, conclui-se que o etalon deve ter o índice de refração tão alto quanto possível. Além disto, o dispositivo deve ser posicionado próximo à direção perpendicular ao eixo de propagação, tomando-se, no entanto as precauções necessárias para que as ondas refletidas em suas faces não realimentem o diodo.

CAPITULO 6

LASER SEMICONDUTOR REALIMENTADO POR UM INTERFEROMETRO
DE FABRY-PEROT (FPI) E POR UMA GRADE DE DIFRACAO

6. LASER SEMICONDUTOR REALIMENTADO POR UM INTERFERÔMETRO DE FABRY-PEROT (FPI) E POR UMA GRADE DE DIFRAÇÃO

6.1. Introdução

No Capítulo anterior verificou-se que a introdução de um material dielétrico fino de faces paralelas (etalon) em uma cavidade externa, sintonizada por uma grade de difração, propicia uma seletividade adicional sobre o ganho de limiar, favorecendo a oscilação de determinados modos estacionários do laser semiconductor realimentado.

Neste Capítulo, seguindo-se o formalismo introduzido no Capítulo anterior, analisa-se o comportamento estacionário de um laser semiconductor sintonizado por uma grade de difração, quando se introduz na cavidade externa um etalon com cobertura de alta-refletividade nas faces, ou, interferômetro de Fabry-Perot, conforme foi denominado por seus inventores [3]. A diferença básica entre este dispositivo e o etalon, cujo efeito de inserção na cavidade externa foi discutido no Capítulo anterior é que no caso do etalon a refletividade nas faces é determinada pela transição de um dielétrico para outro, enquanto que, o interferômetro é terminado por espelhos parcialmente transmissores de alta refletividade.

6.2. Modelo Para o Interferômetro de Fabry-Perot

Na Fig. 6.1 é mostrada a estrutura básica de um interferômetro de Fabry-Perot, onde R é o coeficiente de reflexão de potência nas faces, l_e é a distância entre os espelhos e n_e é o índice de refração do material dielétrico entre os espelhos.

As amplitudes complexas das ondas incidente e refletida, respectivamente no meio 1 e as amplitudes complexas das ondas correspondentes no meio 2, relacionam-se através da matriz de transmissão do espelho, a qual, desprezadas as perdas de absorção, é dada por [32]:

$$T_{\text{esp}} = \frac{J}{\sqrt{1-R}} \cdot \begin{bmatrix} 1 & \sqrt{R} \\ -\sqrt{R} & -1 \end{bmatrix} \quad (6.1)$$

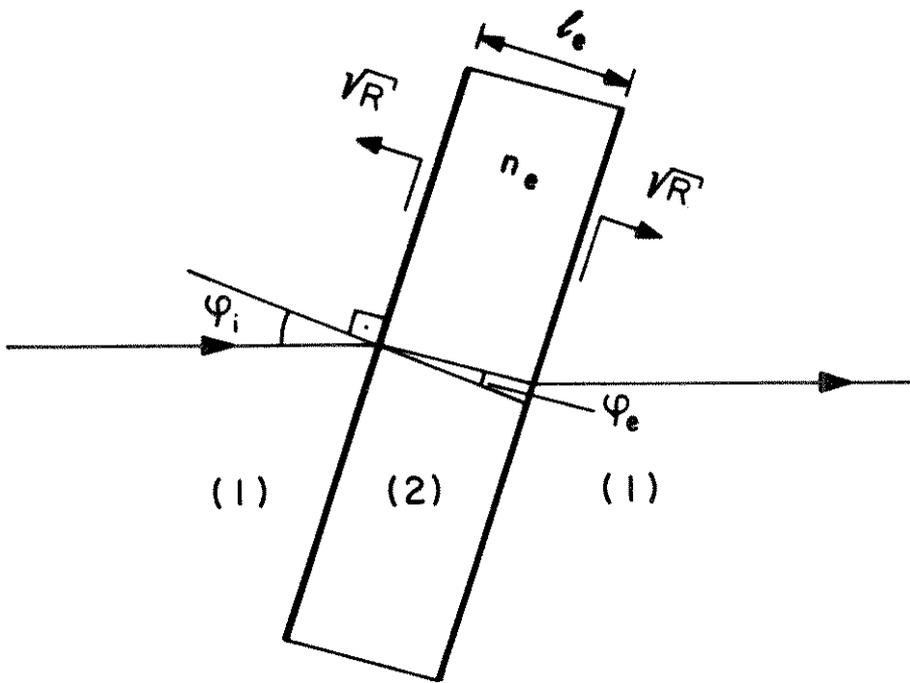


Fig.6.1- Configuração básica de um interferômetro de Fabry-Perot.

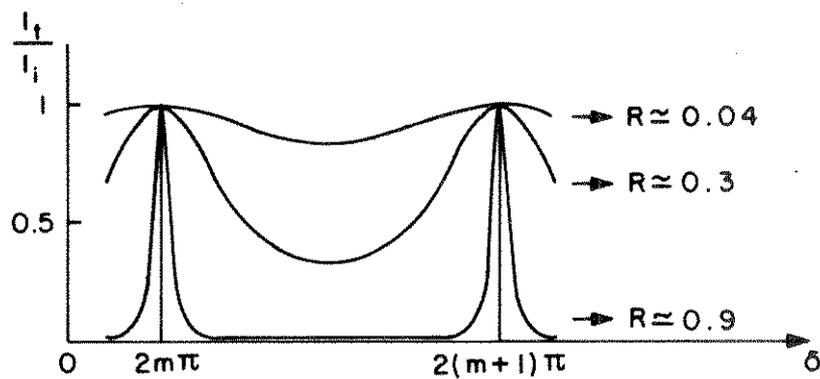


Fig.6.2- Fração de potência transmitida através de um etalon para diferentes valores de refletividade nas faces.

Por outro lado, o trecho de linha de transmissão composto pelo material dielétrico pode ser caracterizado, de forma análoga à Secção 5.4, através de sua matriz de transmissão, a qual é dada por:

$$T_d = \begin{pmatrix} e^{+j\delta/2} & 0 \\ 0 & e^{-j\delta/2} \end{pmatrix} \quad (6.2)$$

onde δ é a alteração de fase do campo elétrico após uma volta completa no dielétrico. Esta defasagem é dada por [3,32]:

$$\delta = \frac{2 \cdot \omega \cdot n_e \cdot \ell_e \cdot \cos\varphi_e}{c} \quad (6.3)$$

Vale ressaltar que a Eq. (6.1) resulta de uma escolha particular de planos de referência. Entretanto, perturbações adicionais, introduzidas pelos espelhos sobre a fase do campo, podem ter seu efeito incorporado à Eq. (6.2).

O produto entre as matrizes da transmissão de um espelho, do meio dielétrico e do outro espelho, nesta ordem, resulta na matriz de transmissão do interferômetro de Fabry-Perot, a qual é dada por:

$$T_e = \frac{-1}{(1-R) \cdot e^{-j\delta/2}} \cdot \begin{pmatrix} -(1-R) \cdot e^{j\delta} & (-\sqrt{R}) \cdot (1-e^{-j\delta}) \\ \sqrt{R} \cdot (1-e^{-j\delta}) & (R-\sqrt{R}) \cdot e^{-j\delta} \end{pmatrix} \quad (6.4)$$

O princípio básico de operação do interferômetro fundamenta-se na transmissão diferenciada, em relação à frequência da onda incidente.

Da Eq. (6.4) pode-se concluir que a transmissão é máxima para os comprimentos de onda que satisfazem a relação:

$$m\lambda = 2 \cdot n_e \cdot \ell_e \cdot \cos\varphi_e \quad (6.5)$$

onde m é um inteiro.

A caracterização deste filtro óptico se completa através de dois fatores fundamentais, citados a seguir: a separação, em frequência, entre dois picos sucessivos de transmissão ("Free Spectral Range", FSR) determinada a partir da Eq. (6.5) [3], e a largura de meia potência de cada um destes picos.

Na Fig. 6.2 mostra-se a dependência entre a fração de potência transmitida e a frequência de operação para um etalon sem perdas para diferentes valores do coeficiente de reflexão nas faces [33]. Pode-se, assim, comparar o poder de resolução dos etalons, sem cobertura refletiva nas faces, de Sílica ($R \approx 0,04$) e de Arseneto de Gálio e Alumínio ($R \approx 0,3$), cujas inserções na cavidade externa foram simuladas no Capítulo anterior, com o poder de resolução de um interferômetro de Fabry-Perot de refletividade moderada ($R \approx 0,9$). Observando-se a Fig. 6.2, conclui-se que quanto maior for a refletividade dos espelhos mais seletivos será este filtro óptico.

Analisando-se, ainda, a Fig. 6.2, e sabendo-se que a potência refletida nas faces do interferômetro cresce quando a potência transmitida decresce, e vice-versa, conclui-se que este dispositivo deve ser posicionado, no interior da cavidade externa, inclinado em relação à normal ao eixo óptico da cavidade. Assim sendo, evita-se que as ondas refletidas nas faces do interferômetro realimentem o laser. Caso ocorresse esta realimentação, ter-se-ia duas cavidades externas acopladas atuando de maneiras opostas. Isto é, quando a realimentação proveniente das ondas transmitidas através do interferômetro fosse máxima, a realimentação decorrente das ondas refletidas seria mínima, e vice-versa. Desta forma, a seletividade em frequência introduzida por cada uma das cavidades tenderia a ter seu efeito minimizado pela ação da outra cavidade.

Por esta razão, adotou-se para a matriz de transmissão do interferômetro nas cavidade externa, uma matriz diagonal composta, apenas pelos termos $T_{e_{11}}$ e $T_{e_{22}}$, conforme dados na Eq. (6.40).

Na Eq. (6.4) e na Fig. 6.2 admite-se que, nas harmônicas da frequência natural da cavidade interna do interferômetro, toda a potência incidente atravessa o dispositivo. Sabe-se, entretanto, que as perdas ocasionadas pela absorção, assim como, o espalhamento devido às imperfeições nas superfícies dos espelhos, limitam este desempenho ideal do componente.

No Capítulo anterior viu-se que, levando-se em conta as perdas de propagação no dielétrico, isto é, admitindo-se que as superfícies dos espelhos são perfeitamente planas e paralelas, pode-se escrever:

$$T_{e_{11}} = \frac{1-R.A.e^{-j\delta}}{(1-R).\sqrt{A}} \quad (6.6)$$

onde (1-A) é a fração de potência absorvida no dielétrico, por passagem.

A partir da Eq. (6.6) pode-se, então, deduzir que a máxima fração de potência que atravessa o dispositivo após as múltiplas reflexões nas faces ("throughput", em inglês) é, neste caso, dada por:

$$t_{abs} = \frac{1}{|T_{e_{11}}|^2} \Bigg|_{\delta=2\pi.m} = \frac{(1.R)^2.A}{(1-RA)^2} \quad (6.7)$$

Por outro lado, admitindo-se que o erro de planicidade dos espelhos é de λ/M , a partir do manual do fabricante [34], propõe-se nesta Tese a seguinte fórmula empírica para avaliar a máxima fração de potência que atravessa um etalon sem perdas de absorção :

$$t_F \simeq 1,08 - 0,58.F_R \quad (6.8a)$$

onde F_R é a finesse de refletividade do interferômetro, a qual para um etalon planar (terminado por espelhos planos) é dada por [3]:

$$F_R = \frac{\pi.R^{1/2}}{1-R} \quad (6.8b)$$

A Eq. (6.8a) constitui-se em uma boa aproximação, para a refletividade dos espelhos dentro da faixa de interesse prático, isto é, para:

$$0,8 \leq R \leq 0,98 \quad (6.9)$$

O produto entre as frações de potência transmitida incorporando-se, isoladamente, o efeito de perdas por absorção (vide Eq.(6.7)) e o efeito de espalhamento nas superfícies dos espelhos (vide Eq.(6.8)) fornece o throughput líquido que o dispositivo apresenta. De modo a simplificar o modelamento matemático, procedendo-o de forma análoga ao Capítulo anterior, propõe-se que o interferômetro, com perdas por absorção e por espalhamento, seja modelado por um dispositivo equivalente, com perdas por absorção e espelhos perfeitamente planos e paralelos. Isto corresponde a adotar para o throughput líquido do dispositivo o seguinte modelo:

$$t_N = t_{abs} \cdot t_F = \frac{(1-R)^2 \cdot A_{eq}}{(1-R \cdot A_{eq})^2} \quad (6.10)$$

onde $(1-A_{eq})$ é a fração de potência absorvida, por passagem, no interferômetro de Fabry-Perot de faces perfeitamente planas e paralelas. Analogamente, o coeficiente Te_{11} da matriz de transmissão deste componente é obtido substituindo-se A por A_{eq} na Eq. (6.6), resultando em:

$$Te_{11} = \frac{1-R \cdot A_{eq} \cdot e^{-j\delta}}{(1-R) \cdot \sqrt{A_{eq}}} \quad (6.11)$$

Assim sendo, um interferômetro com refletividade de 97%, erro na superfície dos espelhos da ordem de $\lambda/200$ e perdas por absorção da ordem de 0,2%, o qual apresenta, segundo as especificações do fabricante [34] um throughput líquido de 68%, é modelado por um interferômetro com mesma refletividade nas faces, supostas perfeitamente planas e paralelas, e com perdas por absorção da ordem de 0,64%, de modo a possuir o mesmo throughput.

A partir das Eqs. (6.10-11) deriva-se uma expressão para a largura de meia potência de cada pico de transmissão do interferômetro, a qual é dada por:

$$\delta f_{1/2} = \frac{(1-R \cdot A_{eq}) \cdot c}{2\pi \cdot \sqrt{R \cdot A_{eq}} \cdot n_e \cdot l_e \cdot \cos\varphi_e} \quad (6.12)$$

Analisando-se as Eqs. (6.7-12) pode-se concluir que há um compromisso entre o poder de resolução de um interferômetro, o qual cresce com a refletividade dos espelhos, e o throughput líquido apresentado, que decresce com a refletividade (principalmente devido às imperfeições na superfície dos espelhos). Assim sendo, o critério de escolha do interferômetro adequado para proceder a estabilização em frequência do laser deverá levar em conta as perdas na cavidade externa e a eficiência da grade de difração, de modo a manter a potência acoplada de volta ao diodo dentro de níveis razoáveis de realimentação.

6.3. Influência da Realimentação Óptica Sobre a Corrente Eletrônica de Limiar, a Potência Óptica e a Largura de Linha Espectral do Laser Semicondutor

Conforme foi visto no Capítulo 4, a intensidade do campo elétrico na saída do laser semicondutor realimentado é dada por:

$$I_s = \frac{V_c}{G(\omega_s, N_s) \cdot e \cdot d} \cdot \left[J - \frac{N_s \cdot e \cdot d}{\tau_s} \right] \quad (6.13)$$

onde

V_c : é o volume ocupado pelos portadores,

e : é a carga eletrônica,

d : é a espessura da região ativa,

τ_s : é o tempo de vida dos portadores,

$G(\omega_s, N_s)$: é o ganho modal (por segundo) no modo de oscilação,

J : é densidade de corrente elétrica utilizada para polarizar o diodo.

A Eq. (6.13) foi obtida a partir da análise de comportamento estacionário para o laser realimentado, a qual fundamentou-se na equação de taxas para os portadores e na equação de taxas, proposta por Tromborg et. al. [14], para a amplitude complexa do campo elétrico.

Esta equação prevê uma resposta linear da potência de saída do laser em relação ao estímulo fornecido pela corrente elétrica de polarização. Seu uso deve, então, ser restrito a valores de correntes de polarização próximos ao da corrente de limiar de um determinado modo estacionário (ω_s, N_s) do laser semiconductor realimentado.

A partir da Eq. (6.13) conclui-se que a densidade de corrente eletrônica necessária para polarizar o laser semiconductor realimentado no limiar de oscilação de um determinado modo estacionário (ω_s, N_s) é dada por:

$$J_{th,r} = J_{th} \cdot \left[1 + \frac{N_s - N_o}{N_o} \right] \quad (6.14)$$

onde J_{th} e N_o são, respectivamente, a densidade de corrente e a densidade de portadores no limiar de oscilação do laser solitário.

A partir das Eqs. (6.13-14) pode-se avaliar a alteração provocada pela realimentação óptica sobre a potência na saída do laser através da relação:

$$\frac{P_r}{P_o} = \frac{I_s}{I_o} = \frac{1}{1 + \tau_p \cdot \Delta G} \cdot \frac{(J_r - J_{th,r})}{(J_o - J_{th})} \quad (6.15)$$

onde

P_r : é a potência na saída do laser realimentado, quando, a densidade de corrente de polarização é J_r ,

P_o : é a potência do laser solitário para a densidade de corrente de polarização J_o ,

$\frac{1}{\tau_p}$: é o ganho modal de limiar do laser solitário, e

ΔG : é a alteração no ganho modal, por unidade de tempo, provocada pela realimentação a qual pode ser obtida, a partir da Eq. (5.3), como se segue:

$$\Delta G = v_g \cdot \left\{ g_3 \cdot (N_s - N_o) - g_1 \cdot \left[(\omega_s - \omega_o) - g_2 \cdot (N_s - N_o)^2 \right] \right\} \quad (6.16)$$

Substituindo-se a Eq. (6.15) na Eq. (5.12) obtém-se o fator de redução de largura de linha para o laser semiconductor realimentado, o qual é dado por:

$$\frac{\Delta\nu_o}{\Delta\nu_r} = \frac{R_o}{R_r} \cdot \frac{(J_r - J_{th,r})}{(J_o - J_{th})} \cdot \frac{1}{(1 + \tau_p \cdot \Delta G)} \cdot \left\{ f_D \cdot \frac{dh}{d\omega} \right\}^2 \quad (6.17)$$

onde R_o e R_r são as taxas de emissão espontânea, respectivamente, para o laser solitário e para o laser realimentado.

Na Eq. (6.15) e na Eq. (6.17), o termo $(1 + \tau_p \cdot \Delta G)^{-1}$ representa a alteração na eficiência quântica diferencial do laser, devido à realimentação óptica. Estas equações permitem comparar a potência e a largura de linha do laser realimentado com as correspondentes grandezas associadas ao laser solitário.

6.4. Comportamento Estacionário do Laser Semiconductor Realimentado - Algumas Considerações Relacionadas ao Projeto da Configuração de Cavidade Externa

Nos Capítulos anteriores, viu-se que os modos estacionários do laser semiconductor realimentado podem ser determinados impondo-se restrições sobre as alterações, provocadas pela cavidade externa, na fase (condição de fase) e na amplitude (condição de ganho) do campo elétrico emitido pelo laser. Além disto, falou-se que, dentre estes modos estacionários, o modo dominante é identificado através da menor densidade de portadores necessária à oscilação (menor ganho de limiar) [13,14].

Na prática, entretanto, o laser semiconductor (realimentado ou não) é polarizado acima da corrente de limiar do seu modo fundamental de oscilação, de maneira a operar em níveis de potência compatíveis com as necessidades dos sistemas de comunicação por fibras ópticas.

Desta forma, para assegurar a oscilação monomodo estável do laser semiconductor é necessário que duas eventuais soluções estacionárias distintas estejam suficientemente diferenciadas através do ganho de limiar de oscilação por elas requerido.

Assim sendo, introduz-se nesta Secção a corrente eletrônica de polarização do laser como um parâmetro na análise de seu comportamento estacionário.

A refletividade efetiva direita, no plano $z=0^-$ (localizado na face do diodo voltada para a cavidade externa) pode ser derivada de acordo com o procedimento introduzido na Secção 5.3. Desta forma, podem-se obter as perturbações introduzidas pela realimentação óptica sobre os comportamentos de fase e ganho de limiar do laser semiconductor a partir, respectivamente, da Eq. (5.13) e da Eq. (5.15).

Na Fig. 6.3 mostra-se a curva da condição de fase para um laser semiconductor realimentado por uma grade de difração e por um interferômetro de Fabry-Perot, ambos supostos sintonizados na frequência de pico da curva de ganho do laser. Por outro lado, na Fig. 6.4, é mostrada a curva correspondente para a alteração provocada pela realimentação sobre a densidade de portadores ativos. A escala de frequências adotada nestas duas Figuras é, propositalmente, ampla, de modo a permitir uma análise qualitativa do comportamento do laser realimentado.

No Capítulo anterior foi visto que, na Eq. (5.13) e na Eq. (5.15), o termo em $\ln |r_R(\omega)|$ varia mais rapidamente com a frequência que os demais termos. Por outro lado, na Eq. (5.34), viu-se que o efeito de perturbação que o interferômetro (etalon) exerce sobre o nível de realimentação óptica pode ser avaliado em termos da refletividade efetiva da grade de difração (refletividade da grade quando vista através do interferômetro), a qual é dada pelo produto entre o coeficiente de reflexão (para a amplitude do campo) da grade e a fração de potência transmitida através do interferômetro.

Na Fig. 6.5 mostram-se esboços qualitativos das respostas em frequência da grade de difração e do interferômetro. Conclui-se, observando-se esta Figura, que, devido às características de transmissão do interferômetro, a realimentação óptica é bloqueada para a maioria dos modos estacionários da cavidade externa (os quais, para a cavidade de 1 cm simulada, estão afastados entre si de 15 GHz), ocorrendo, apenas, em faixas estreitas de frequências espaçadas entre si pelo FSR (Free Spectral Range) do interferômetro.

Assim sendo, conforme pode ser observado na Fig. 6.3, esta configuração de cavidade externa não afeta a fase do campo elétrico, exceto para faixas estreitas de frequências centradas em -85GHz , 0 e 85GHz . Vale lembrar que a curva da condição de fase para o laser solitário é uma reta cuja inclinação é dada pelo inverso da frequência natural da cavidade interna do diodo.

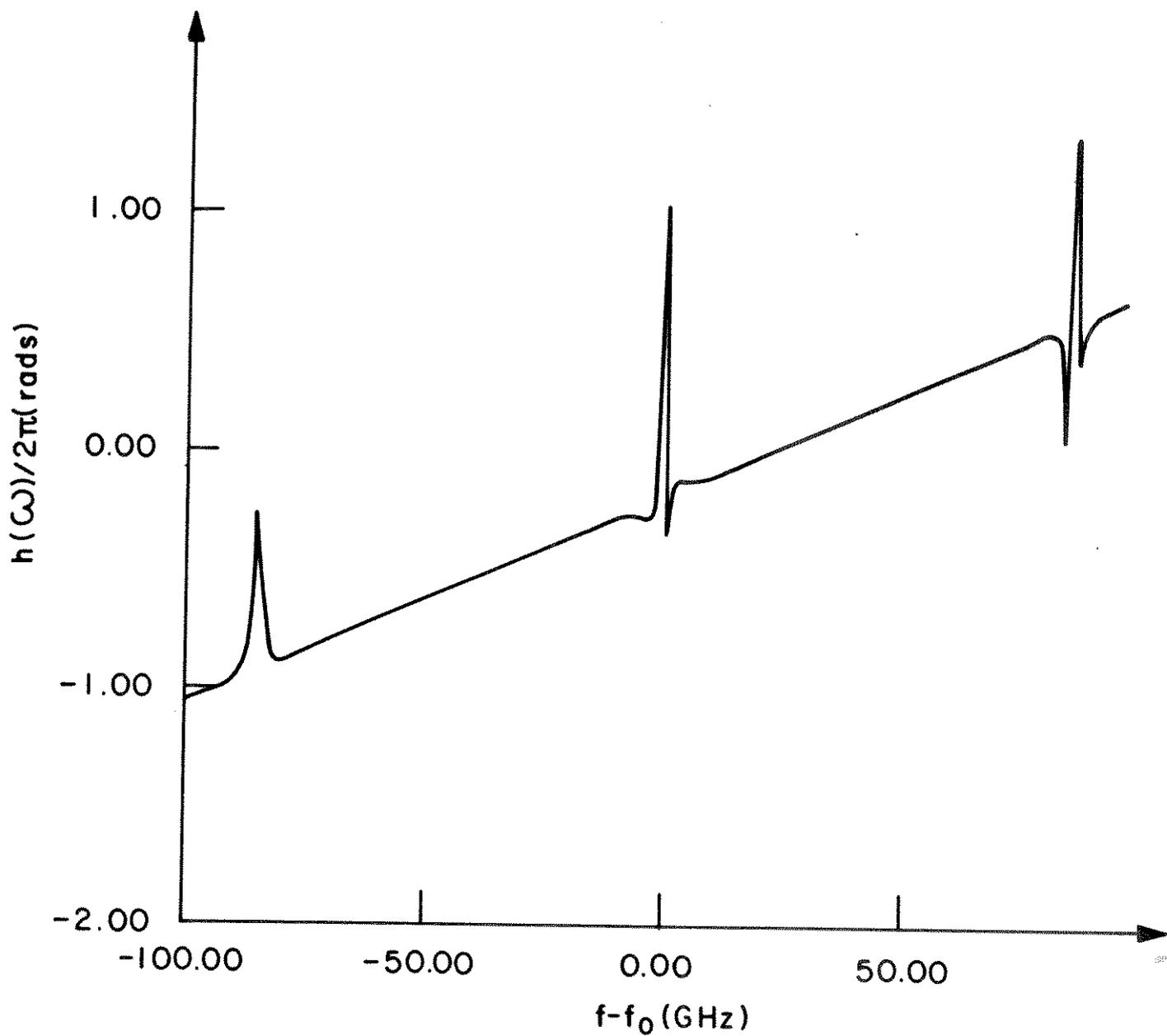


Fig.6.3 - Condição de fase para um laser semiconductor realimentado por uma grade e um FPI ($r_2=0,071$; $\lambda_0=0,88\mu\text{m}$; $R=0,97$; $A_{\text{eq}}=0,9936$ $L=1\text{cm}$; $l_e=1,787\text{mm}$; $\varphi_j=10^\circ$; $N_{\text{eq}}=1625$)

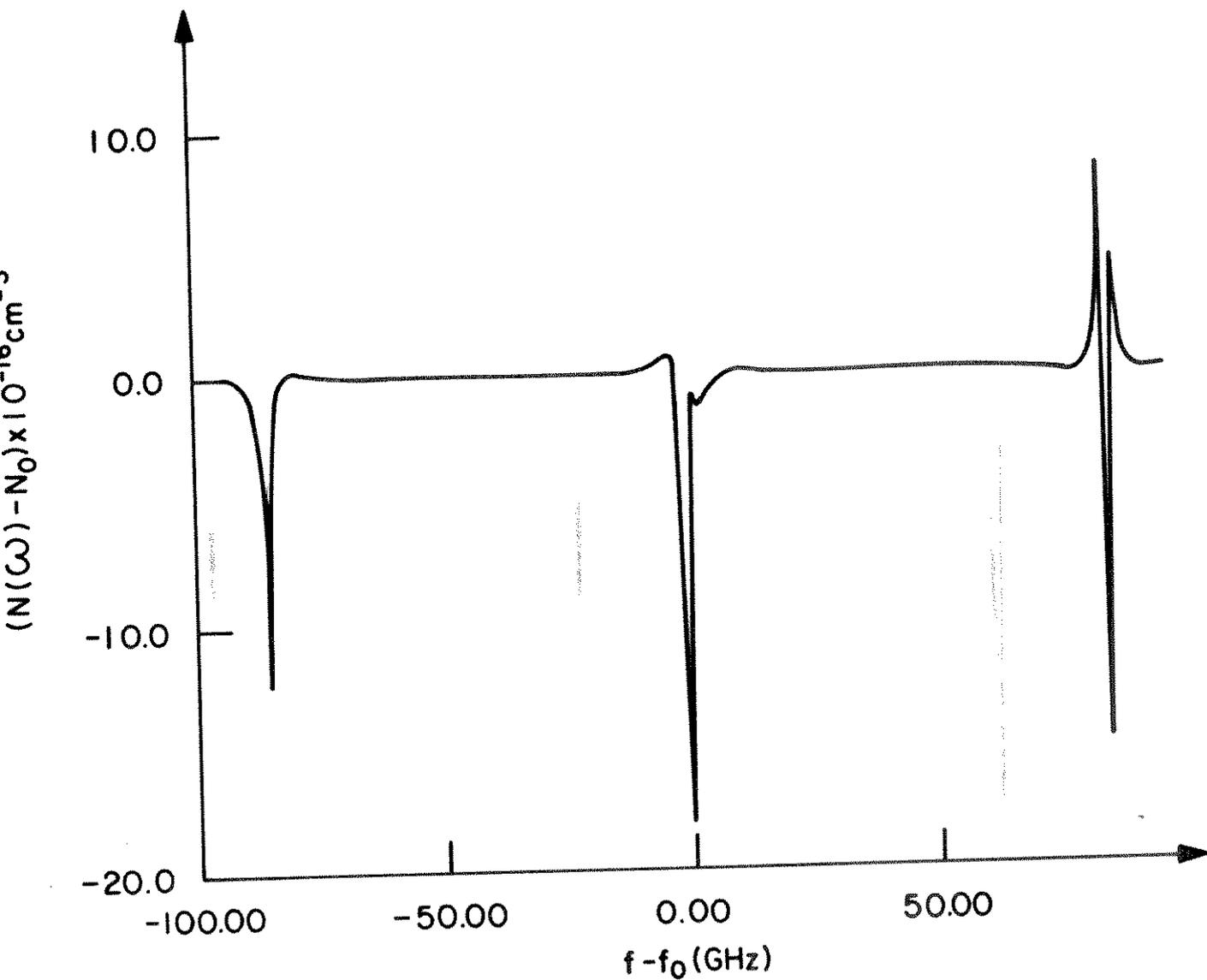


Fig.6.4 - Condição de ganho para um laser semiconductor realimentado por uma grade e um FPI ($r_2=0,071$; $\lambda_0=0,88\mu\text{m}$; $R=0,97$; $A_{eq}=0,9936$; $L=1\text{cm}$; $l_e=1,787\text{mm}$; $\varphi_i=10^\circ$; $N_{eq}=1625$)

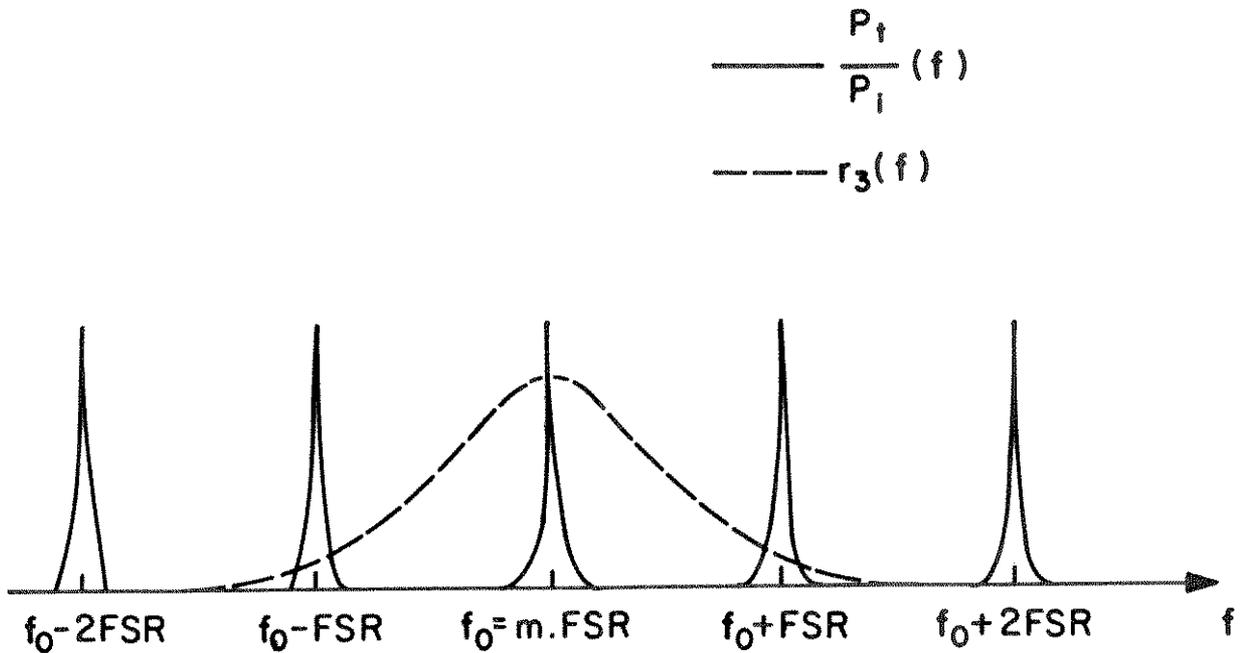


Fig. 6.5 - Esboço qualitativo das respostas em frequência de uma grade de difração e de um interferômetro.

Analogamente, na Fig. 6.4, observa-se que o ganho de limiar de oscilação do laser não se altera exceto nas faixas de frequências supracitadas.

O nível de realimentação máximo em cada uma destas faixas de frequências é, por sua vez, subordinado à resposta em frequência da grade. Desta forma, a realimentação ocorre com máxima intensidade na região localizada em torno da frequência central da resposta da grade de difração, conforme pode ser visto na Fig. 6.3 e na Fig. 6.4.

Ainda, a partir da Fig. 6.4, com o auxílio da Eq. (6.14), conclui-se que a realimentação óptica provoca uma redução na corrente eletrônica de limiar de oscilação do laser semiconductor; sendo que, na situação mais favorável (na frequência central da grade) esta redução atinge 18% do valor da corrente de limiar do laser solitário. Este valor é coerente com medidas efetuadas no LCO-DMO-FEE. Neste caso, utilizou-se, para a densidade de portadores no limiar de oscilação de um laser semiconductor de AlGaAs, o seguinte valor típico: $N_0 \approx 1,0 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$ [13]. Por outro lado, na Fig. 6.4, na faixa centrada em 85 GHz, a máxima redução na corrente de limiar é de, aproximadamente, 15% do valor da corrente de limiar do laser solitário.

Desta forma, conclui-se que, desde que o modo localizado na faixa situada em torno da frequência central da grade esteja polarizado a mais de 4% acima do seu limiar, um outro modo, situado na faixa centrada em 85GHz, também, se encontrará polarizado acima do limiar de oscilação. Neste caso, flutuações aleatórias no parâmetro de sintonia h_0 (ocasionadas, por exemplo, por variações na temperatura do diodo e que podem, na Fig. 6.3, ser representadas pela variação da posição da família de retas horizontais paralelas em relação à curva $h(\omega)$) poderiam provocar saltos, da ordem de dezenas de gigahertz, na frequência de oscilação do laser.

Conforme se pode ver a partir da Eq. (6.5) e da Eq. (6.12), respectivamente, o afastamento entre as faixas de frequências nas quais ocorre a realimentação óptica e a correspondente largura de cada uma destas faixas diminuem com o aumento da distância entre os espelhos do interferômetro. Por outro lado, a distância entre os espelhos deve ser suficientemente pequena, para que o nível de realimentação nas faixas laterais de frequências seja significativamente menor do que na faixa situada em torno da frequência central da grade. Desta forma, torna-se possível a operação do modo central a níveis de potência razoáveis, sem riscos de biestabilidade.

A partir das considerações anteriores, escolhida a grade de difração a ser empregada, conclui-se que, para uma dada corrente eletrônica de polarização, o comprimento do etalon deve ser o máximo para o qual os modos localizados nas faixas centradas em $f_0 \pm \text{FSR}$ sejam mantidos abaixo do limiar de oscilação. Desta forma, além de se assegurar a oscilação monomodo do laser semiconductor realimentado, maximizam-se os efeitos de estabilidade e largura de linha espectral proporcionados pela cavidade externa, os quais são tanto maiores quanto menor for a faixa de frequência em que ocorre a oscilação (isto é, quanto menor for a largura de cada pico de transmissão do etalon, $\delta f_{1/2}$), conforme será discutido na próxima Seção.

Sob este aspecto, pode-se concluir que os etalons que permitem o ajuste de seu FSR mostram-se mais atrativos que os etalons de comprimento fixo. Nos etalons sintonizáveis, o ajuste do FSR pode ser feito através da variação mecânica ou eletrônica (para materiais piezo-elétricos) da distância entre os espelhos, ou, atuando-se sobre o índice de refração do dielétrico para dispositivos de poços quânticos [35].

A redução provocada pela realimentação óptica no valor da densidade de portadores de limiar de oscilação modifica a eficiência quântica diferencial (característica luz-corrente elétrica) do laser semiconductor. Desta forma, conforme se pode prever a partir da Eq. (6.15) e da Fig. 6.4, na situação simulada, o acréscimo na eficiência quântica, em relação ao valor correspondente para o laser solitário, pode atingir 28%.

Dos comentários acima, pode-se concluir que alguns cuidados devem ser tomados quanto ao valor da corrente eletrônica utilizada para polarizar o laser semiconductor realimentado. Baseando-se, ainda, na situação simulada, se o laser semiconductor isolado estivesse polarizado 20% acima de seu limiar e, então, fosse introduzida a realimentação óptica através da cavidade externa, mantendo-se fixa a corrente de polarização, a potência na saída do laser teria seu valor multiplicado pelo fator 2,5 conforme se pode prever a partir das Eqs. (6.14-15) e da Fig. 6.4. Este valor está de acordo com o valor experimental de 2,4 obtido por Cláudio R. Lima e Evandro Conforti, para um laser DC-PBH, com coating, operando em 1288,5 nm em cavidade de 20 cm, com corrente de polarização de 60,9 mA (corrente de limiar do laser solitário é de 53mA) [trabalho ainda não publicado].

6.5. Análise de Sintonia, de Estabilidade e de Redução de Largura de Linha para o Modo Fundamental de Oscilação

Na Secção anterior, procedeu-se uma análise de comportamento estacionário para o laser semiconductor realimentado, enfatizando-se que, através do projeto adequado da configuração de cavidade externa empregada, é possível, para uma dada corrente eletrônica de polarização, assegurar a oscilação do laser em uma faixa de frequências estreita, cuja extensão é controlada pela largura de meia-potência de cada pico de transmissão do interferômetro (na situação simulada, $\delta f_{1/2} \approx 1$ GHz). Foi adotado, na Secção anterior, para o número de linhas da grade iluminadas pelo feixe, N_{ef} , o valor 1625, o que corresponde a uma largura de meia-potência (F.W.H.M.) igual a 157 GHz (vide Eq. (5.9)). Da análise apresentada, concluiu-se que, de modo a evitar a oscilação nas faixas laterais de frequências (centradas em $f_0 \pm FSR$), deveria ser utilizada uma grade mais seletiva ou um inter-

ferômetro com menor afastamento entre os espelhos e, conseqüentemente, com menor seletividade.

Nesta Secção, supõe-se que a grade de difração utilizada possui uma largura de meia-potência de 89 GHz ($N_{eq} = 2860$), sendo este desempenho compatível com o de outra simulação encontrada na literatura [14]. Nesta situação, a potência refletida pela grade nas faixas laterais de frequências onde ocorre realimentação atinge, no máximo, 8% do nível de potência refletida na frequência central da grade, conforme se pode prever a partir da Eq. (5.9). Desta forma, não é necessário empregar um etalon com espelhos mais próximos do que na situação simulada na Secção anterior.

Na Fig. 6.6 mostra-se, em traçado espesso, a alteração provocada pela realimentação óptica sobre a densidade de portadores. A escala de frequências em que se procedeu a simulação é, neste caso, sensivelmente mais estreita do que a escala adotada na Fig. 6.3 e na Fig. 6.4, pois admite-se que a corrente eletrônica de polarização é escolhida de forma a manter eventuais modos estacionários localizados nas faixas laterais de frequências (centradas em $f_0 \pm FSR$), polarizados abaixo do limiar de oscilação. São mostradas, em linha tracejada, as envoltórias superior e inferior da alteração exercida pela realimentação óptica sobre a densidade de portadores ativos. A envoltória inferior, conforme foi visto nos Capítulos anteriores está associada à condição de ressonância da cavidade externa ($\omega\tau_{ef} = 2\pi m$, m inteiro). Por outro lado, a envoltória superior está relacionada à condição de anti-ressonância da cavidade externa. Observa-se, como nos casos anteriormente analisados, a presença de singularidades na envoltória superior da curva para a densidade de portadores. Estas singularidades estão associadas à condição de transparência da cavidade externa, ocorrendo quando a refletividade efetiva da grade de difração (refletividade da grade vista através do interferômetro) iguala-se à refletividade da face do laser voltada para a cavidade externa. Comparando-se a Fig. 6.6 e a Fig. 4.3, conclui-se que a introdução do interferômetro reduz drasticamente a região de frequências na qual é possível ocorrer a oscilação do laser. Para ilustrar este fato, basta observar que na Fig. 6.6 o afastamento entre as singularidades da envoltória superior é de, aproximadamente, 2 GHz, enquanto que, na Fig. 4.3 é de 260 GHz. Vale lembrar que, na condição de transparência

da cavidade externa, a densidade de portadores e, conseqüentemente, a corrente eletrônica necessárias para inicializar a emissão laser são infinitas.

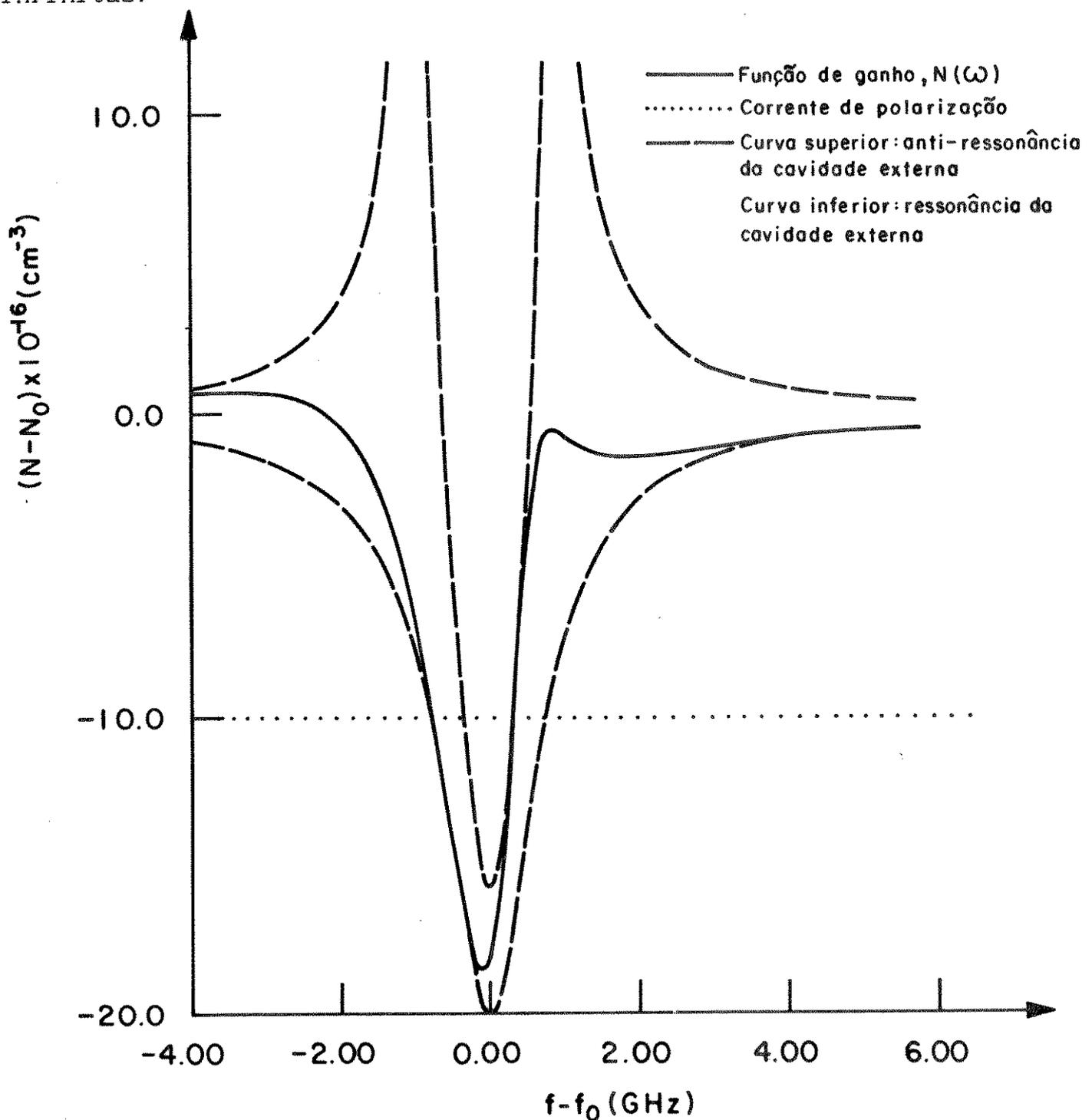


Fig.6.6 - Alteração provocada pela relimentação sobre a densidade de portadores de linear do modo fundamental de oscilação ($r_2 = 0,071$; $\lambda_0 = 0,88 \mu\text{m}$; $R = 0,97$; $A_{eq} = 0,9936$; $l_e = 1,787 \text{ mm}$; $\varphi_i = 10^\circ$; $N_{eq} = 2860$; $r_1 = 0,565$; $L = 1 \text{ cm}$)

Na Fig. 6.6, a reta horizontal pontilhada corresponde a uma corrente eletrônica de polarização igual a 90% do valor da corrente de limiar do laser semiconductor isolado. Neste caso, a máxima potência na saída do laser semiconductor (para o modo de oscilação coincidindo com o ponto mínimo da curva $N(\omega)$) seria igual à potência emitida pelo diodo, na ausência de realimentação, para uma corrente de polarização 13% acima de seu valor de limiar, conforme pode ser previsto a partir das Eqs. (6.14-15). Neste sentido, caso seja desejada a operação em níveis de potência mais elevados, deve-se reduzir o afastamento entre os espelhos do interferômetro, de modo a assegurar a oscilação em uma faixa de frequência estreita, em torno da frequência central da grade, para corrente de polarização mais elevadas.

Fixada a corrente eletrônica de polarização do diodo, só ocorrerá emissão laser para modos estacionários que apresentarem uma corrente de limiar de oscilação abaixo deste valor. A intersecção da reta horizontal pontilhada com a curva $N(\omega)$, na Fig. 6.6, determina, então, as frequências máximas ($f_0 + 350$ MHz) e mínima ($f_0 - 800$ MHz) para as quais é possível inicializar a oscilação laser.

Na Fig. 6.7 é mostrada, em traçado espesso, a curva da condição de fase para a mesma configuração de cavidade externa cuja alteração, provocada pela realimentação, sobre a densidade de portadores foi mostrada na Fig. 6.6. As retas verticais pontilhadas correspondem às restrições sobre a faixa de frequências em que pode ocorrer a oscilação, devido à adoção de um determinado valor para a corrente elétrica de polarização (no caso, $J_r = 0,9 J_{th}$). A curva tracejada superior corresponde à condição de ressonância da cavidade externa e está associada à envoltória inferior da curva para a densidade de portadores, mostrada na Fig. 6.6 (condição de ganho mínimo). Por outro lado, a curva tracejada inferior refere-se à condição mais desfavorável ao ganho (anti-ressonância da cavidade externa).

Na Fig. 6.7, os modos estacionários de oscilação são determinados a partir da intersecção entre a família de retas paralelas (em ponto-traço) e a curva $h(\omega)$. As flutuações na temperatura do diodo podem ser simuladas através do deslocamento desta família de retas em relação à curva $h(\omega)$.

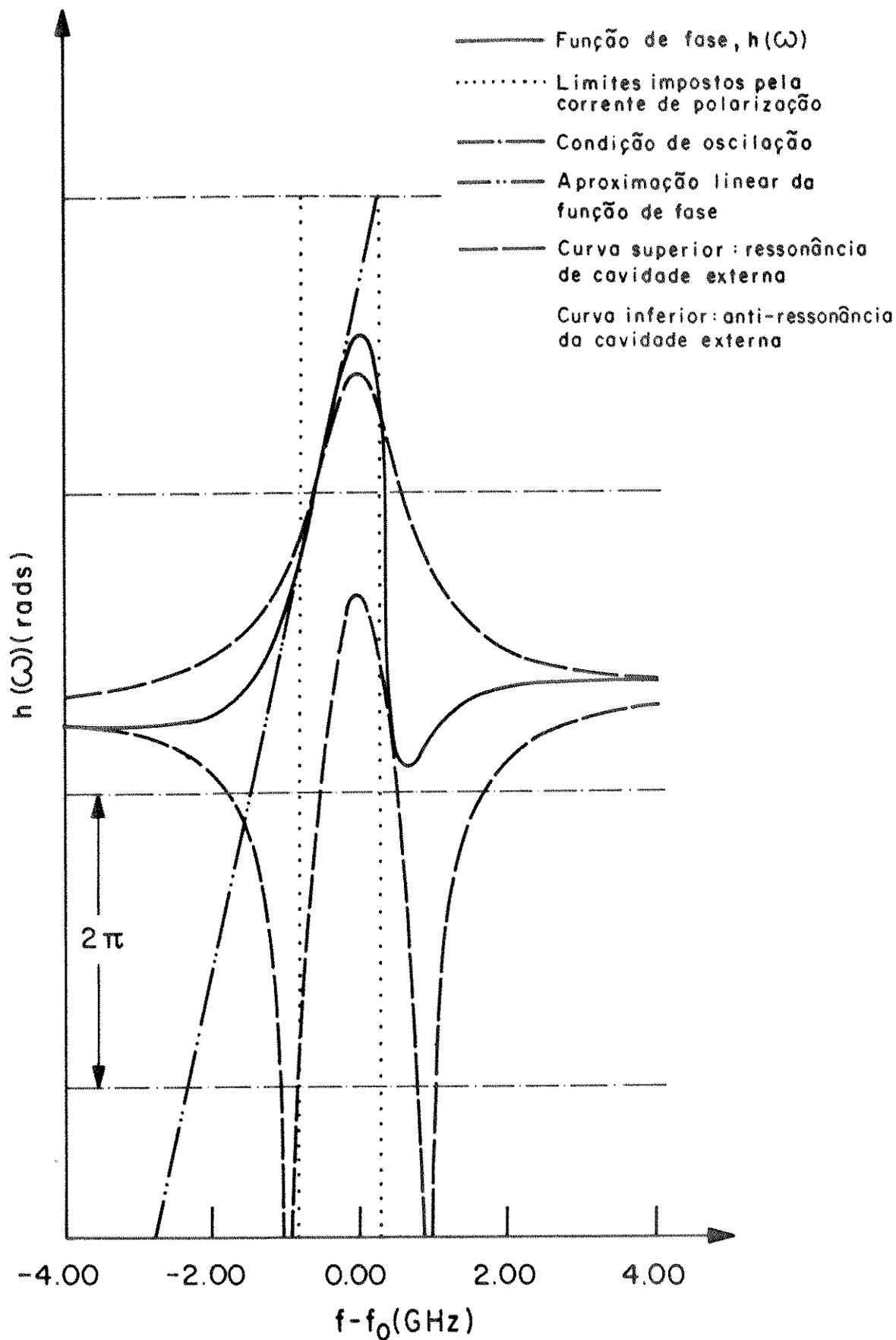


Fig. 6.7 - Condição de fase para o modo fundamental de oscilação do laser realimentado ($r_2 = 0,071$; $\lambda_0 = 0,88 \mu\text{m}$; $R = 0,97$; $A_{eq} = 0,9936$; $l_e = 1,787 \text{mm}$; $\varphi_i = 10^\circ$; $N_{eq} = 2860$)

Conforme foi visto nos capítulos anteriores, as soluções estacionárias para as quais a derivada da curva da condição de fase, $dh/d\omega$, é negativa são instáveis. Estas soluções ocorrem, na Fig. 6.7, quando a família de retas horizontais intercepta a curva da condição de fase à direita da frequência de referência, f_0 . Neste caso, entretanto, existe, sempre uma outra solução à esquerda de f_0 , a qual apresenta menor ganho de limiar de oscilação (vide Fig. 6.6), sendo, portanto, o modo fundamental de oscilação.

Assim sendo, a região de oscilação estável do laser semiconductor realimentado encontra-se compreendida entre a frequência central da grade (f_0) e o limite imposto pela corrente eletrônica de polarização ($f_0 - 800$ MHz).

Uma análise rigorosa da redução que a cavidade externa impõe à largura de linha espectral, procedida a partir da Eq. (6.17), exige o conhecimento da alteração provocada pela cavidade externa sobre a taxa de emissão espontânea de fótons no modo de oscilação. Entretanto, um procedimento simples pode ser adotado para avaliar o estreitamento do espectro, observando-se que, na Eq. (6.17), este efeito propiciado pela cavidade externa é diretamente proporcional ao quadrado da derivada da curva da condição de fase, ou seja, $(dh/d\omega)^2$, no ponto de oscilação. Na ausência do interferômetro, isto significa que a largura de linha varia, aproximadamente, com L^{-2} , onde L é o comprimento da cavidade externa. Esta estimativa está de acordo com uma previsão feita por Henry [36], através de um procedimento teórico mais rigoroso, segundo a qual o estreitamento do espectro propiciado pela cavidade externa (sem interferômetro) ao realimentar um laser semiconductor com "coating" perfeito ($r_2=0$) é diretamente proporcional ao quadrado da soma entre o tempo que o feixe de luz leva para dar uma volta completa na cavidade externa e o tempo gasto para dar uma volta completa na camada ativa. Isto é, segundo Henry [36], no caso de um "coating" perfeito, é válida a seguinte relação para o fator de redução de largura de linha:

$$\frac{\Delta\nu_0}{\Delta\nu} = \left(\frac{n_g \cdot \ell + L}{n_g \cdot \ell} \right)^2 \approx \frac{L^2}{(n_g \cdot \ell)^2} \quad (6.18)$$

onde ℓ é o comprimento do diodo e n_g é o índice de refração de grupo na região ativa.

A Eq. (6.18) encontra na literatura [37] uma comprovação experimental bastante razoável para o caso de um laser semiconductor com um bom "coating" e uma cavidade externa longa (15 cm).

A partir da Eq. (6.18) pode-se avaliar que a redução de largura de linha espectral esperada para uma cavidade de 1 cm, na ausência do interferômetro, é da ordem de 90 vezes.

A introdução do interferômetro na cavidade externa reduz a largura da faixa de frequências em que pode ser encontrado o modo dominante de oscilação (a qual, para uma cavidade de 1cm, seria de 15 GHz), provocando, assim, um acréscimo no valor da derivada da curva da condição de fase, $dh/d\omega$. Aproximando-se a curva $h(\omega)$, na região de oscilação estável, por uma reta, conforme ilustrado na Fig. 6.7, e adotando-se o mesmo procedimento para o caso da cavidade externa sem interferômetro, como mostra a Fig. 6.8, conclui-se que este dispositivo provoca, quando introduzido em uma cavidade de 1cm, um acréscimo no valor da derivada $\frac{dh}{d\omega}$ da ordem de oito vezes. Conseqüentemente, a partir da Eq. (6.17), conclui-se que o espectro obtido utilizando-se a cavidade externa com interferômetro (situação simulada neste Capítulo) é da ordem de 64 (=8x8) vezes mais estreito que o espectro obtido para o caso da cavidade externa sem este filtro óptico (situação simulada no Capítulo 4). Desta forma, para o caso de situação simulada neste Capítulo, prevê-se um fator de redução de largura de linha, em relação ao laser solitário, da ordem de 5×10^9 vezes. Conforme se pode prever a partir da Eq. (6.18), este estreitamento de espectro é da mesma ordem daquele que seria obtido empregando-se uma cavidade externa, sem interferômetro, com 8cm de comprimento.

A frequência de oscilação do laser semiconductor isolado é muito sensível às flutuações da temperatura ambiente (tipicamente, 20 a 40 GHz/°C [38]). A partir da Eq. (5.14) conclui-se que levar em conta este efeito, na Fig. 6.7, corresponde a substituir cada reta da família h_r por uma faixa horizontal cuja largura é de aproximadamente, $\frac{7}{8} \pi$ rads, admitindo-se que a sensibilidade do laser solitário às flutuações de temperatura seja 40 GHz/°C. Conclui-se, então, graficamente, que, na situação simulada, a sensibilidade às flutuações de temperatura se reduz para, aproximadamente, 1GHz/°C. É de se esperar, entretanto, na prática, uma menor estabilização térmica do laser pela

cavidade externa, pois esta estimativa não considerou o efeito da instabilidade térmica inerente ao próprio interferômetro.

Um outro aspecto que torna atraente o emprego de um interferômetro de Fabry-Perot em uma cavidade externa é a sintonia fina que este dispositivo propicia sobre a frequência de oscilação do laser semiconductor realimentado. Neste sentido, pode-se prever, a partir da Eq. (6.5), um deslocamento da região de oscilação estável da ordem de 1GHz para uma variação de um milésimo de grau na posição angular do interferômetro, admitindo-se que este dispositivo tem comprimento fixo e que a sintonia é, então, procedida desta forma. Ainda, a partir da Eq. (6.5), pode-se prever que esta razão de sintonia (1GHz/milésimo de grau) mantém-se fixa numa faixa de frequências, em torno da frequência central da grade, cuja largura é de, aproximadamente, 80GHz. Variações angulares desta ordem, por outro lado, não afetam, em termos práticos, o FSR (vide Eq. (6.5)) ou a largura de meia-potência de cada pico de transmissão do interferômetro (vide Eq. (6.12)), desta forma, o comportamento qualitativo do laser realimentado, previsto nesta Secção e na Secção anterior, permanece essencialmente inalterado. Estes comentários podem ser comprovados observando-se a Fig. 6.9 e a Fig. 6.10, onde são mostradas, respectivamente, as curvas da condição de ganho e fase do laser realimentado, supondo-se que o ângulo entre a normal à superfície do etalon e o eixo de propagação foi modificado de 10° para $9,997^\circ$. Observa-se, na Fig. 6.9, que este deslocamento angular causa um desvio de, aproximadamente, 3GHz na região de oscilação, não alterando sensivelmente, a largura da região de oscilação estável, para um dado valor de corrente eletrônica de polarização.

Por outro lado, na Fig. 6.10, observa-se que este deslocamento angular introduz uma perturbação sobre a fase da onda de realimentação, alterando, conseqüentemente, o fator de redução de largura de linha espectral. Desta forma, conclui-se que a sintonia do interferômetro pode ser feita de modo a maximizar, na prática, o efeito obtido sobre a largura de linha do laser.

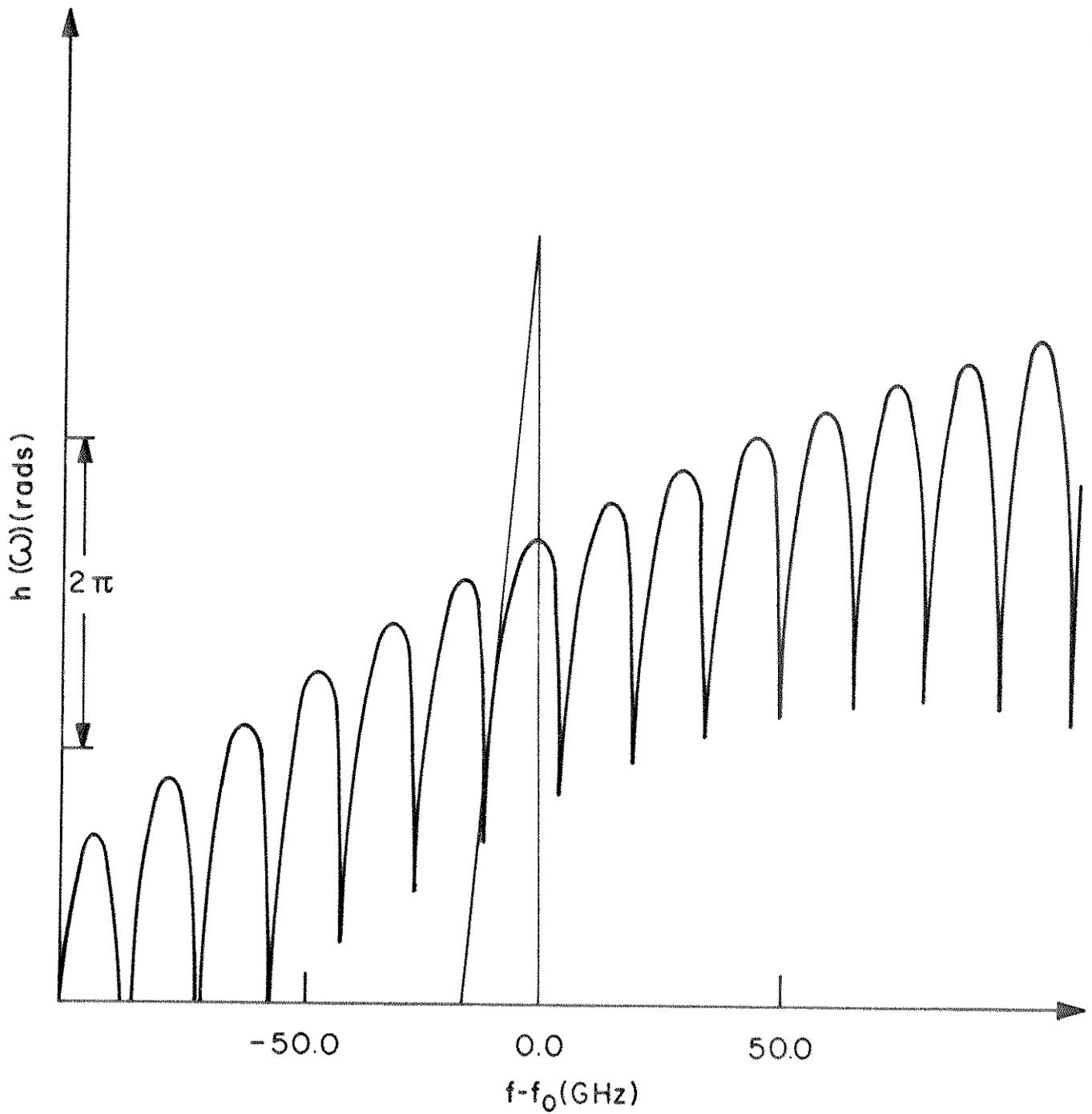


Fig. 6.8 – Aproximação linear para a condição de fase do modo fundamental de um laser semiconductor realimentado por uma grade de difração.

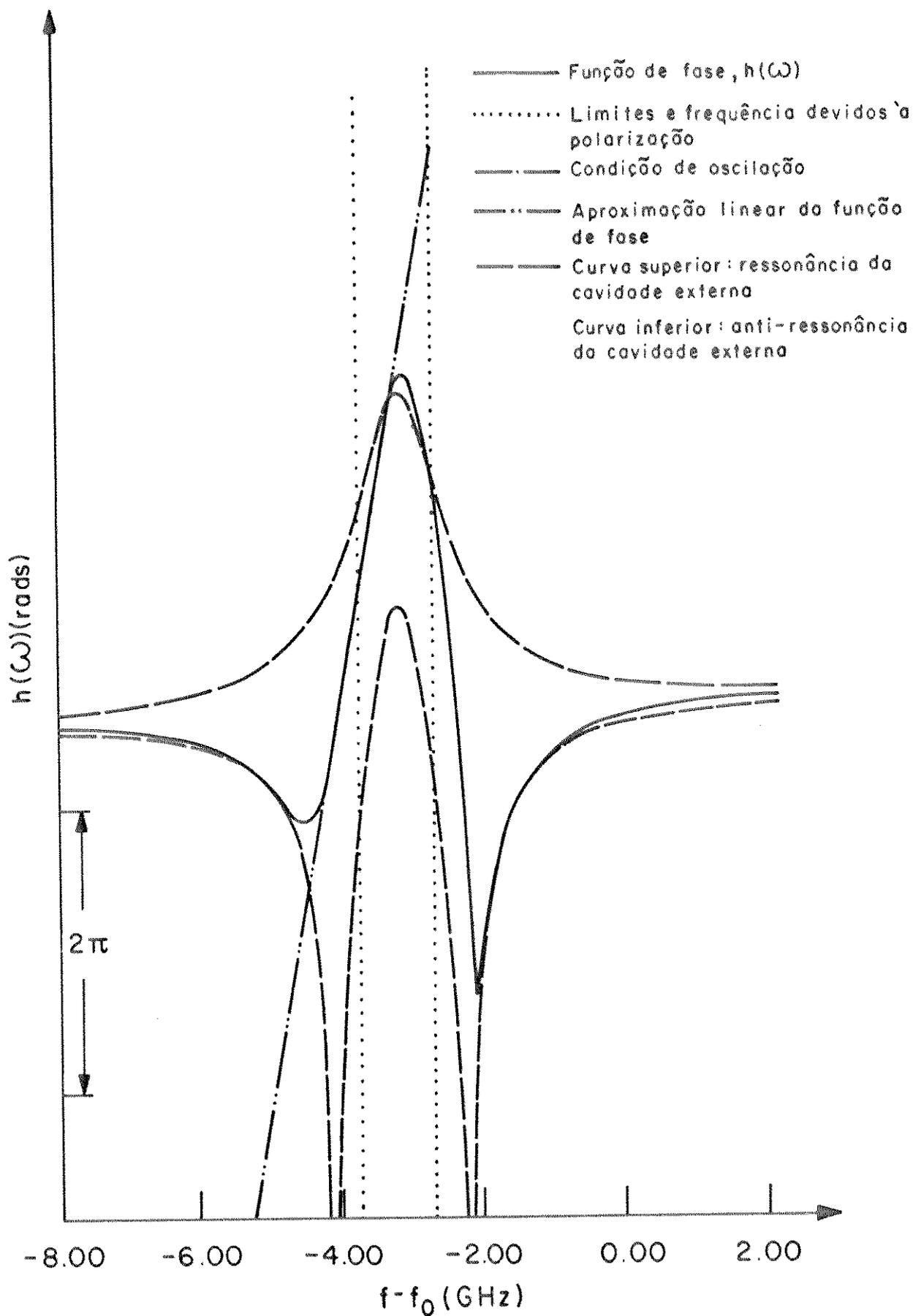


Fig.6.10—Efeito de um desvio angular na posição do interferômetro sobre a condição de fase do laser semiconductor realimentado ($r_2 = 0,071$; $\lambda_0 = 0,88 \mu\text{m}$; $R = 0,97$; $A_{eq} = 0,9936$; $l_e = 1,787 \text{mm}$; $\varphi_i = 9,997^\circ$; $N_{eq} = 2860$).

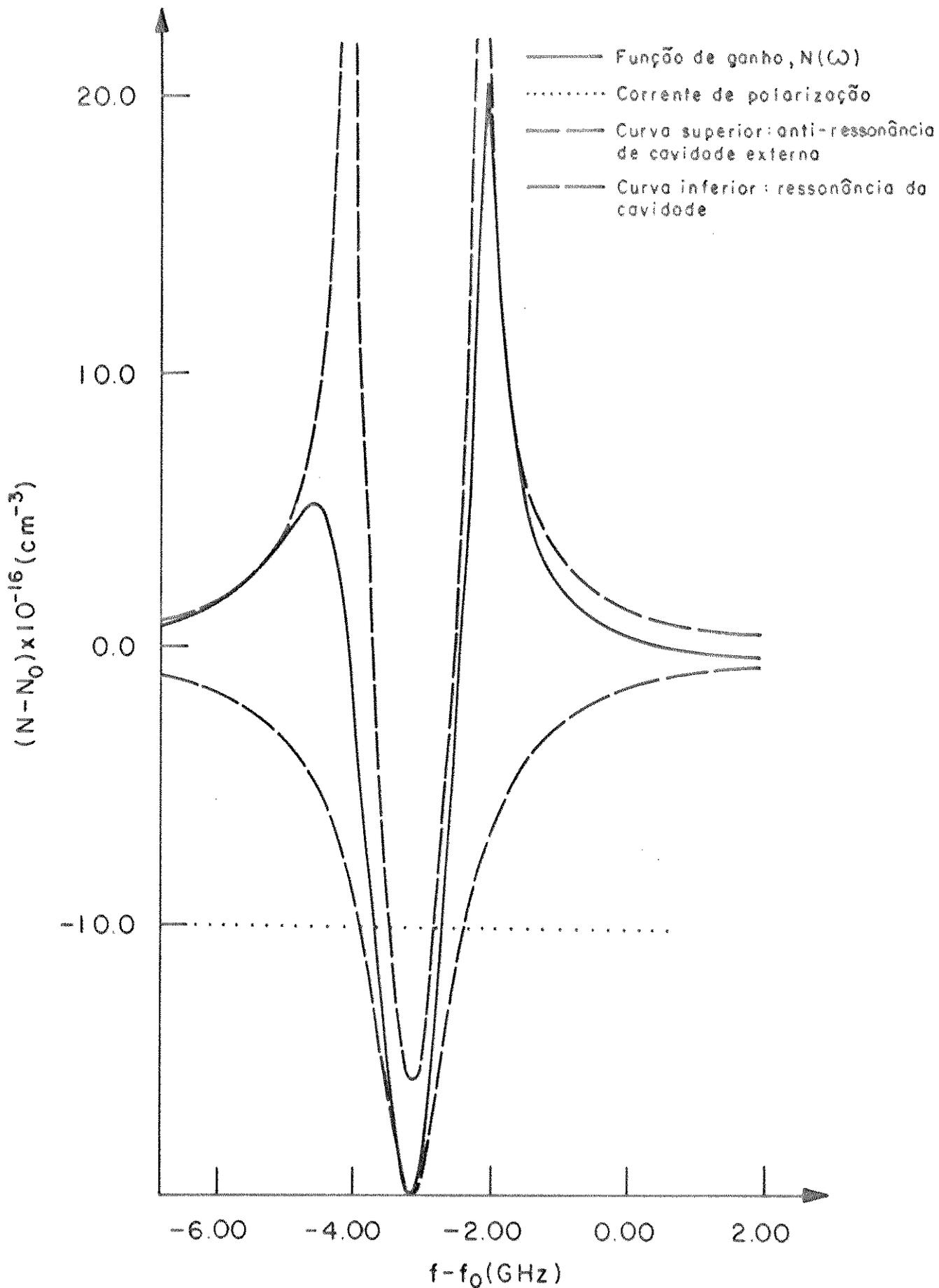


Fig. 6.9 - Efeito de um desvio angular na posição do interferômetro sobre a densidade de portadores do laser realimentado ($f_2 = 0,071$; $\lambda_0 = 0,88 \mu\text{m}$; $R = 0,97$; $A_{eq} = 0,9936$; $l_e = 1,787 \text{mm}$, $\varphi_i = 9,997^\circ$; $N_{eq} = 2860$; $L = 1 \text{cm}$)

CAPITULO 7

CONCLUSAO

7. CONCLUSÃO

Nesta Tese estudou-se a influência da realimentação óptica sobre o comportamento de lasers semicondutores. Todas as análises apresentadas fundamentam-se na Teoria Semi-Clássica de Ruído [8]. De acordo com a Teoria Semi-Clássica, as propriedades associadas ao regime estacionário do laser semicondutor, realimentado ou não, podem ser derivadas a partir de técnicas convencionais utilizadas em Micro-ondas, posto que, admite-se que o campo elétrico segue comportamento clássico. Por outro lado, as flutuações em torno do regime, assim como a presença de uma largura de linha finita, são atribuídas ao fenômeno de emissão espontânea de fótons no modo de oscilação do dispositivo. O efeito deste fenômeno sobre as propriedades do laser semicondutor é contabilizado através da introdução de forças de Langevin nas equações diferenciais que descrevem o seu comportamento.

O tratamento teórico do ruído em lasers semicondutores pode ser feito seguindo duas concepções distintas, que são: a análise adiabática e a análise não-adiabática. A análise adiabática de operação do laser semicondutor torna-se atrativa pela sua simplicidade, mas seus resultados são válidos apenas para faixas de frequências, em torno da portadora óptica, menores que o inverso da constante de tempo de relaxação. Em contraponto, a análise não-adiabática leva em conta a dinâmica dos portadores ativos, tendo a vantagem de prever o fenômeno de ressonância de relaxação e suas implicações sobre os diversos espectros de ruído do laser.

O acoplamento entre as flutuações de amplitude e fase é um fenômeno que depende da qualidade do guiamento óptico na região ativa do diodo, provocando um sensível alargamento no espectro dos lasers semicondutores.

A realimentação óptica é um recurso comumente utilizado no intuito de estabilizar a frequência de oscilação e reduzir a largura de linha espectral de lasers semicondutores. Sua influência sobre as propriedades do laser, entretanto, depende criticamente de diversos fatores, tais como: comprimento da cavidade externa, qualidade do confinamento óptico no diodo, e, intensidade e fase da onda de realimentação. Assim sendo, para empregar adequadamente uma determinada configuração de realimentação é necessário conhecer de que forma estes

fatores atuam sobre as características de ruído e de estabilidade do dispositivo.

Os modos estacionários de oscilação são determinados desprezando-se a influência do ruído quântico. A condição de oscilação, assim deduzida, para fins de análise, é separada em uma condição de ganho e em uma condição de fase. A condição de ganho traduz o efeito da perturbação introduzida pela realimentação óptica, sobre o ganho de limiar de oscilação do diodo. Por outro lado, a condição de fase indica quais são as frequências de oscilação admitidas pelo dispositivo para uma dada estrutura de cavidade externa. Dentre os modos estacionários de oscilação, o modo fundamental é identificado através do menor ganho de limiar.

Além de ser afetada pela fase da onda de realimentação, a frequência de oscilação do laser semiconductor realimentado sofre um desvio decorrente da alteração no valor do ganho de limiar, devido ao acoplamento entre as flutuações de amplitude e fase.

Para a utilização de uma determinada configuração de cavidade externa, é fundamental saber sob que condições o dispositivo oscila de forma estável, isto é, sem sofrer saltos na frequência de oscilação e sem apresentar picos secundários laterais no espectro do campo elétrico.

Para o caso de um laser semiconductor realimentado por um espelho plano apresentou-se uma análise de estabilidade. Esta análise foi adaptada de um trabalho de Osmundsen [13]. Viu-se que os saltos na frequência de oscilação do dispositivo podem ter duas causas distintas que são: o atual modo dominante de oscilação deixa de satisfazer a condição de fase, ou, uma outra solução da condição de fase passa a apresentar menor ganho de limiar que o presente modo de oscilação.

Da análise apresentada conclui-se que se o nível de realimentação óptica é suficientemente baixo, isto é, se a potência da onda de realimentação é pequena, comparada à potência refletida internamente na face do diodo, é possível variar continuamente a fase da onda de realimentação sem que o dispositivo apresente saltos abruptos na frequência de oscilação. Esta situação, denominada regime mono-estável de oscilação, apesar de ser atrativa quanto à estabilização do laser semiconductor, não oferece vantagens significativas no que se refere à redução de largura de linha espectral, de modo a viabilizar o seu

emprego em sistemas ópticos coerentes.

À medida que o nível de realimentação cresce, a condição de fase passa a admitir múltiplas soluções (regime multi-estável de oscilação) e a variação na fase da onda de realimentação deve obedecer a valores críticos nos quais ocorrem saltos devido à condição de ganho ou fase.

Um outro fator que restringe as variações permitidas na fase do campo, para um dado nível de realimentação, é o fenômeno de ressonância de relaxação do laser semiconductor. Através da análise não-adiabática de comportamento do laser semiconductor [8], viu-se que o espectro do campo elétrico pode, com boa aproximação, ser representado por uma curva Lorentziana central, na frequência de oscilação, e Lorentzianas laterais localizadas nas harmônicas da frequência de relaxação. Diz-se que a oscilação é dinamicamente instável quando estes picos laterais do espectro apresentam amplitude significativa, quando comparada à amplitude do pico dominante.

Na análise para o caso de realimentação por um espelho plano, adaptada de Osmundsen [13], verificou-se que a largura de linha diminui com o crescimento do parâmetro de realimentação C . Este parâmetro é diretamente proporcional ao comprimento da cavidade externa e à fração de potência acoplada de volta ao diodo. Entretanto, o uso de cavidades externas longas introduz picos de ressonância, nos espectros de ruído AM e FM, nas baixas frequências. Por outro lado, a fração de potência que retorna ao diodo é inversamente proporcional à refletividade da face voltada para a cavidade externa. Assim sendo, o emprego de uma camada anti-refletora sobre esta face consiste em uma forma eficiente de elevar o nível de realimentação, favorecendo o estreitamento do espectro do laser semiconductor.

A realimentação do laser semiconductor por uma grade de difração, operando em torno da condição de Littrow, ao invés de um espelho plano, facilita a operação monomodo do dispositivo. Sobre a alteração no valor do ganho de limiar, é introduzida uma seletividade em frequência. Desta forma, alguns modos estacionários são favorecidos em relação a outros e o modo fundamental de oscilação situa-se em torno do centro da resposta em frequência da grade, conforme se pode concluir das análises apresentadas nesta Tese.

A representação da cavidade externa através de sua matriz de transmissão, conforme introduzido nesta Tese, permite a análise teórica de qualquer configuração de realimentação óptica passiva e linear. Neste caso, pode-se sempre modelar o laser realimentado por um laser isolado equivalente, no qual a refletividade efetiva de uma das faces traduz o efeito da cavidade externa.

A análise aqui apresentada, para o caso de um laser semicondutor realimentado por uma grade de difração e por um etalon, permite concluir que, quando o etalon é posicionado em torno do ângulo de Brewster, este dispositivo atua, apenas, sobre a fase da onda de realimentação a menos de uma pequena atenuação. Por outro lado, fora da transparência, o etalon influencia, também, o ganho de limiar de oscilação, podendo provocar um deslocamento na ordem do modo fundamental. Esta seletividade adicional introduzida por este elemento da cavidade externa, potencialmente, poderia propiciar maior eficiência na redução da largura de linha espectral do laser semicondutor.

Os tópicos abordados nos dois parágrafos anteriores são contribuições desta Tese que constam de um trabalho apresentado no 7º Simpósio Brasileiro de Telecomunicações [15], de cuja elaboração também participaram o Prof. Rubem Gonçalves Farias e o Prof. Evandro Conforti.

A análise de comportamento estacionário, apresentada nesta Tese, para o caso de um laser semicondutor realimentado por uma grade de difração e por um interferômetro de Fabry-Perot, mostrou que este dispositivo, devido ao seu elevado poder de resolução, assegura a oscilação em um único modo da cavidade externa. Além disto, através de um ajuste angular deste componente pode-se obter uma variação contínua na frequência de oscilação do laser (confirmando resultados experimentais da literatura).

O Laboratório de Comunicação Óptica, DMO-FEE-UNICAMP, tem concentrado esforços na tentativa de obter fontes adequadas para comunicações ópticas coerentes, sendo que, a tese de mestrado de Cláudio Ribeiro Lima [39] e a tese de doutorado da Profa. Luiza Maria R. Codá [40], ambas em fase de desenvolvimento, englobam o projeto e a implementação de cavidades externas a serem utilizadas para a estabilização de lasers semicondutores. Este autor tem acompanhado os referidos trabalhos experimentais e discutido com seus condutores

algumas das dificuldades surgidas. Assim sendo, ao abordar, nesta Tese, alguns importantes fenômenos físicos associados à realimentação óptica, o autor acredita ter auxiliado a estes colegas na execução de suas montagens e ter contribuído para que o grupo de pesquisadores do Laboratório de Comunicações Ópticas atinja seus propósitos.

A defasagem existente entre os trabalhos teóricos e práticos, desenvolvidos no Laboratório de Comunicação Óptica, sobre lasers semicondutores a cavidades externas, a qual pode ser atribuída a problemas de componentes (a obtenção de uma cobertura anti-refletiva de alta qualidade é o ponto crítico), tornou-se a principal dificuldade na elaboração desta Tese. Desta forma, não foi possível a comprovação experimental de resultados teóricos aqui apresentados. Quanto aos parâmetros utilizados nas simulações computacionais, foi necessário recorrer-se à pesquisa bibliográfica.

As análises apresentadas para o caso de realimentação óptica forte, isto é, quando a face do diodo voltada para a cavidade externa possui cobertura anti-refletora, enfocam, principalmente, o comportamento de regime estacionário do laser semiconductor. Este autor objetiva, na sua tese de doutorado, estender estes estudos determinando o diagrama de estabilidade para o modo fundamental de oscilação e averiguando, quantitativamente, a redução de largura de linha espectral propiciada pela realimentação óptica.

APENDICE A

EQUACAO DE TAXAS PARA O CAMPO ELETRICO DE UM LASER
SEMICONDUTOR SOB REALIMENTACAO OPTICA FORTE

A. EQUAÇÃO DE TAXAS PARA O CAMPO ELÉTRICO DE UM LASER SEMICONDUTOR SOB REALIMENTAÇÃO ÓPTICA FORTE

A condição de contorno para as ondas propagantes para a esquerda no plano de referência adotado, Eq. (4.3), pode ser reescrita na forma:

$$f_D \cdot \frac{E^+(0, \omega)}{r_L(\omega, ND)} = f_D \cdot E^-(0, \omega) + f_D \cdot \frac{F_L(\omega)}{r_L(\omega, ND)} \quad (\text{A.1})$$

Substituindo-se a expansão linear do termo $1/r_L(\omega, ND)$ em torno de uma solução estacionária do laser realimentado, Eq. (4.9), na Eq. (A.1) obtém-se:

$$f_D \cdot \frac{E^+(0, \omega)}{r_{L_s}(\omega, ND)} \cdot \left\{ 1 - \left[\frac{\partial}{\partial \omega} \ln r_L \right] \cdot (\omega - \omega_s) - \left[\frac{\partial}{\partial N} \ln r_L \right] \cdot (N - N_s) \right\} = f_D \cdot E^-(0, \omega) + \frac{f_D \cdot F_L(\omega)}{r_L(\omega, ND)} \quad (\text{A.2})$$

Na expressão acima $r_L(\omega, ND)$ foi substituído por seu valor na solução estacionária, r_{L_s} . Isto corresponde a considerar que, no domínio da frequência, o termo de Langevin, $F_L(\omega)$, varia mais rapidamente que a constante de propagação no meio ativo do laser.

As derivadas parciais da refletividade efetiva esquerda, no plano de referência, calculadas na solução estacionária, relacionam-se através de:

$$\left[\frac{\partial}{\partial \omega} \ln r_L \right] / \left[j \frac{\partial}{\partial \omega} \ln r_L \right] = \left[\frac{\partial k}{\partial N} \right] / \left[j \frac{\partial k}{\partial N} \right] \quad (\text{A.3})$$

Por outro lado, da Eq. (4.6) obtém-se

$$\frac{\partial k}{\partial \omega} = \frac{1}{c} \cdot \left[n(\omega, ND) + \omega \cdot \frac{\partial n}{\partial \omega} \right] + j \frac{\partial g}{\partial \omega} = \frac{1}{v_g} + j \frac{\partial g}{\partial \omega} \quad (\text{A.4})$$

onde v_g é a velocidade de propagação de grupo no meio ativo.

Também, da Eq. (4.6) resulta a expressão:

$$\frac{\partial k}{\partial \omega} = \frac{\omega}{c} \cdot \frac{\partial}{\partial N} n(\omega, ND) + j \cdot \frac{1}{2} \frac{\partial g}{\partial N} = j \cdot \frac{1}{2} (1 + j\alpha\omega) \cdot \frac{\partial g}{\partial \omega} \quad (\text{A.5})$$

Substituindo-se as Eqs. (A.4-5) na Eq. (A.3) obtém-se:

$$\left(\frac{\partial}{\partial N} \ln r_L \right) / j \cdot \left(\frac{\partial \ln r_L}{\partial \omega} \right) = \frac{1}{2} \cdot \left[\frac{(1+j\alpha) \cdot \left(\frac{\partial g}{\partial N} \right)}{\left[\frac{1}{v_g} + \frac{j}{2} \cdot \frac{\partial g}{\partial \omega} \right]} \right] \quad (\text{A.6})$$

Substituindo-se na Eq. (A.6) os parâmetros definidos nas Eqs. (4.12-15) obtém-se:

$$\left(\frac{\partial}{\partial N} \ln r_L \right) / j \cdot \left(\frac{\partial \ln r_L}{\partial \omega} \right) = \frac{1}{2} \cdot C \cdot G_N \quad (\text{A.7})$$

Substituindo-se a Eq. (A.7) na Eq. (A.2) obtém-se:

$$f_D \cdot E^+(0, \omega) + j \cdot (\omega - \omega_s) \cdot E^+(0, \omega) - \frac{1}{2} C \cdot G_N \cdot (N - N_s) \cdot E^+(0, \omega) = \\ r_{L_s} \cdot f_D \cdot E^-(0, \omega) + f_D \cdot F_L(\omega) \quad (\text{A.8})$$

Derivando-se a Eq. (4.8), em relação ao tempo, tem-se:

$$\frac{dE^+(0, t)}{dt} = \frac{dA^+(t)}{dt} \cdot \exp(j \cdot \omega_s t) + j \omega_s E^+(0, t) \quad (\text{A.9})$$

Aplicando-se a transformada de Fourier sobre a Eq.(A.9) chega-se à expressão:

$$\mathbb{F} \left[\frac{dA^+(t)}{dt} \cdot \exp(j \cdot \omega_s t) \right] = j (\omega - \omega_s) \cdot E^+(0, \omega) \quad (\text{A.10})$$

onde, o símbolo $\mathbb{F} [f(t)]$ denota a transformada de Fourier da função $f(t)$.

Com o auxílio da Eq. (A.10), pode-se, então, obter a equação que corresponde à Eq. (A.8) no domínio do tempo, a qual é dada por:

$$\frac{dA^+(t)}{dt} - \frac{1}{2} C \cdot G_N \cdot \Delta N(t) \cdot A^+(t) = f_D \left[r_{L_s} A^-(t) - A^+(t) \right] + F(t) \quad (\text{A.11})$$

onde $F(t)$ é uma força de Langevin cuja expressão é dada na Eq. (4.16).

A Eq. (A.11) obtida acima é a equação de taxas procurada e é válida em uma vizinhança estreita de cada solução estacionária, (ω_s, N_s) , devido a utilização da expansão linear dada na Eq. (4.3). Assim sendo, enquanto que a análise de comportamento estacionário é feita em torno de um ponto de referência adequadamente escolhido (nos casos analisados nesta Tese, a frequência central da grade) e válida em uma faixa de frequência relativamente ampla, a análise de comportamento dinâmico deve ser procedida para cada modo longitudinal do laser realimentado.

APENDICE B

EFEITO DAS MULTIPLAS REFLEXOES NA CAVIDADE
EXTERNA SOBRE A ONDA DE REALIMENTACAO

B. EFEITO DAS MÚLTIPLAS REFLEXÕES NA CAVIDADE EXTERNA SOBRE A ONDA DE REALIMENTAÇÃO

No Capítulo 4, as propriedades estacionárias do laser semicondutor realimentado foram derivadas a partir das refletividades efetivas para as ondas propagantes para a direita e para a esquerda em um plano de referência adequadamente escolhido. Neste Apêndice, deriva-se uma expressão para a refletividade efetiva direita no plano de referência adotado. Este coeficiente de reflexão pode ser definido (vide Fig. 4.1) através de:

$$r_R(\omega) = \frac{E^-(\omega)}{E^+(\omega)} \quad (\text{B.1})$$

Por outro lado, este coeficiente de reflexão deve traduzir os efeitos da propagação na cavidade externa e das múltiplas reflexões em seus espelhos terminais (a grade de difração e a face do diodo). Portanto, é válida a relação:

$$r_R(\omega) = r_2 + \left[t_2' \cdot t_2 \cdot r_3(\omega) \cdot e^{-j\omega T} + \left(t_2' \cdot t_2 \cdot r_3(\omega) \cdot e^{-j\omega T} \right) \cdot \left(r_2' \cdot r_3(\omega) \cdot e^{-j\omega T} \right) + \left(t_2' \cdot t_2 \cdot r_3(\omega) \cdot e^{-j\omega T} \right) \cdot \left(r_2' \cdot r_3(\omega) \cdot e^{-j\omega T} \right)^2 + \left(t_2' \cdot t_2 \cdot r_3(\omega) \cdot e^{-j\omega T} \right) \cdot \left(r_2' \cdot r_3(\omega) \cdot e^{-j\omega T} \right)^3 + \dots \right] \quad (\text{B.2})$$

onde r_2 é o coeficiente de reflexão e t_2 é o coeficiente de transmissão intrínsecos da face do diodo que está voltada para a cavidade externa, para as ondas emergentes da região ativa do laser; enquanto que, r_2' e t_2' são as grandezas correspondentes para as ondas emergentes da cavidade externa.

Os termos entre colchetes na Eq. (B.2) formam uma progressão geométrica infinita, cujo módulo da razão é menor que a unidade.

Adotando-se o princípio da conservação da energia, isto é, desprezando-se as perdas na interface laser-ar obtém-se a relação:

$$r_2^2 + t_2 \cdot t_2' = 1 \quad (\text{B.3})$$

onde utilizou-se a relação [3]:

$$r_2 = -r_2' \quad (\text{B.4})$$

Somando-se os termos da progressão geométrica e utilizando-se as Eqs. (B.2-4), obtém-se a expressão desejada, a qual é dada por:

$$r_R(\omega) = \frac{r_2 + r_3(\omega) \cdot e^{-j\omega\tau}}{1 + r_2 \cdot r_3(\omega) \cdot e^{-j\omega\tau}} \quad (\text{B.5})$$

APENDICE C

COMPARACAO ENTRE AS EQUACOES DE TAXAS ADOTADAS
PARA O CAMPO ELETRICO NOS DIFERENTES
REGIMES DE REALIMENTACAO OPTICA

C. COMPARAÇÃO ENTRE AS EQUAÇÕES DE TAXAS ADOTADAS PARA O CAMPO ELÉTRICO NOS DIFERENTES REGIMES DE REALIMENTAÇÃO ÓPTICA

Neste trabalho, para o caso de um laser semiconductor submetido à realimentação óptica proveniente de um espelho plano, adotou-se a equação de taxas de Lang e Kobayashi [9] para o campo elétrico. Por outro lado, para o caso de um laser semiconductor com cobertura anti-refletora na face e sintonizado por dispositivos seletivos em frequência, adotou-se o modelo proposto por Tromborg et al. [14] para descrever a evolução do campo elétrico no domínio do tempo.

Neste Apêndice deriva-se a equação de Lang e Kobayashi a partir do procedimento sugerido por Tromborg et al. [14], de modo a esclarecer as diferenças existentes entre as hipóteses assumidas na formulação de cada modelo.

A frequência de oscilação é desviada de seu valor de limiar, devido à presença do ganho no meio ativo, sendo sua expressão dada por [13]:

$$\omega_{\ell}(ND) = \omega_0 + \frac{1}{2} \cdot \alpha \cdot \Delta G \quad (C.1)$$

onde ΔG é a diferença entre o ganho modal no ponto de operação e o ganho de limiar de oscilação do dispositivo.

Por outro lado, o desvio provocado pela realimentação óptica fraca na frequência de oscilação do laser, modificando-a de $\omega_{\ell}(ND)$ para ω , é relativamente pequeno [13]. Assim sendo, o inverso da refletividade efetiva esquerda, no plano de referência adotado (em $z=0^-$), pode ser expandido, de forma análoga à Eq. (4.9), em torno do limiar de operação do laser isolado, (ω_0, N_0) , resultando na expressão:

$$\frac{1}{r_L^C(\omega, ND)} \approx \frac{1}{r_L(\omega_0, N_0)} \cdot \left\{ 1 - \left[\frac{\partial}{\partial \omega} \ln r_L \right] (\omega - \omega_0) - \left[\frac{\partial}{\partial N} \ln r_L \right] (N - N_0) \right\} \quad (C.2)$$

Neste caso, a oscilação ocorre próxima ao pico da curva de ganho do laser, de modo que o parâmetro C é dado por:

$$C \approx 1 + j \cdot \alpha \quad (C.3)$$

Na ausência de realimentação, a refletividade efetiva direita, $r_R(\omega_0)$, é igual à refletividade intrínseca da face, r_2 , sendo válida a relação:

$$r_L(\omega_0, N_0) \cdot r_2 = 1 \quad (C.4)$$

Utilizando-se a Eq. (A.7) e as Eqs. (C.2-3) obtém-se:

$$\begin{aligned} & j \cdot \omega \cdot E^+(C0^-, \omega) - j \cdot \omega_0 \cdot E^+(C0^-, \omega) - \frac{1}{2} E^+(C0^-, \omega) \cdot (1 + j\alpha) \cdot G_N (N - N_0) \\ &= f_D \cdot \left[r_{LO} \cdot E^-(C0^-, \omega) - E^+(C0^-, \omega) \right] + f_D \cdot F_L(\omega) \end{aligned} \quad (C.5)$$

onde

$$r_{LO} = r_L(\omega_0, N_0) \quad (C.6)$$

O termo $G_N \cdot (N - N_0)$ corresponde ao desvio provocado pela realimentação sobre o ganho modal. Sendo assim, tem-se:

$$\Delta G = G(N) - \frac{1}{\tau_P} = G_N \cdot (N - N_0) \quad (C.7)$$

onde $\frac{1}{\tau_P}$ é a taxa de desaparecimento dos fótons na cavidade do diodo.

Reagrupando-se, convenientemente, os termos da Eq. (C.5) tem-se:

$$\begin{aligned} & j \cdot \omega \cdot E^+(C0^-, \omega) - E^+(C0^-, \omega) \cdot \left[j \left(\omega_0 + \frac{1}{2} \Delta G \right) + \frac{1}{2} \left(G(N) - \frac{1}{\tau_P} \right) \right] = \\ &= f_D \cdot \left[r_{LO} \cdot E^-(C0^-, \omega) - E^+(C0^-, \omega) \right] + f_D \cdot F_L(\omega) \end{aligned} \quad (C.8)$$

Substituindo-se a Eq. (C.1) na Eq. (C.8) chega-se a:

$$\begin{aligned} & j \cdot \omega \cdot E^+(C0^-, \omega) - E^+(C0^-, \omega) \cdot \left[j \cdot \omega_0 G(N) + \frac{1}{2} \left(G(N) - \frac{1}{\tau_P} \right) \right] = \\ &= f_D \cdot \left[r_L \cdot E^-(C0^-, \omega) - E^+(C0^-, \omega) \right] + f_D \cdot F_L(\omega) \end{aligned} \quad (C.9)$$

No regime de realimentação óptica fraca apenas o campo proveniente da primeira volta completa na cavidade externa é considerado. Deste modo, a partir da Eq. (B.2) e da Eq. (B.4), obtém-se a relação:

$$r_R(\omega) \approx r_2 \cdot \left[1 + \frac{(1-r_2^2)}{r_2} \cdot r_3(\omega) \cdot e^{-j\omega\tau} \right] \quad (C.10)$$

O fator de realimentação, F.R., é dado pelo quociente entre a amplitude do campo que retorna ao diodo após uma volta completa na cavidade externa e a amplitude do campo refletido internamente em sua face, conforme definido na Eq. (3.21). Assim sendo, a Eq. (C.10) pode ser reescrita como se segue:

$$r_R(\omega) \approx r_2 \left[1 + (F.R.) \cdot e^{-j\omega\tau} \right] \quad (C.11)$$

Utilizando-se a Eq. (B.1) e a Eq. (C.11) obtém-se a relação:

$$r_{L0} \cdot E^-(O^-, \omega) - E^+(O^-, \omega) = FR \cdot e^{-j\omega\tau} \cdot E^+(O^-, \omega) \quad (C.12)$$

Substituindo-se a Eq. (C.12) e a Eq. (3.22) na Eq. (C.9) obtém-se a seguinte equação para o campo elétrico

$$\begin{aligned} & j \cdot \omega \cdot E^+(O^-, \omega) - E^+(O^-, \omega) \cdot \left[j \cdot \omega \ell^{(ND)} + \frac{1}{2} \left(G^{(ND)} - \frac{1}{\tau_P} \right) \right] = \\ & = z \cdot e^{-j\omega\tau} \cdot E^+(O^-, \omega) + f_D \cdot F_L(\omega) \end{aligned} \quad (C.13)$$

A equação correspondente à Eq. (C.13) no domínio do tempo, admitindo-se que a realimentação óptica não é seletiva em frequência, é dada por:

$$\begin{aligned} & \frac{dE^+}{dt}(O^-, t) - E^+(O^-, t) \cdot \left[j \cdot \omega \ell^{(ND)} + \frac{1}{2} \left(G^{(ND)} - \frac{1}{\tau_P} \right) \right] = \\ & = z \cdot E^+(O^-, t-\tau) + F(t) \cdot e^{j\omega_0 t} \end{aligned} \quad (C.14)$$

O campo elétrico na saída do laser voltada para a cavidade externa está diretamente associado à onda propagante para a direita no plano de referência adotado. Entretanto, deseja-se caracterizar o campo elétrico na outra face do dispositivo. Mediante realimentação óptica forte, a potência de saída, a eficiência quântica diferencial e o ruído de intensidade não são iguais nas duas saídas do laser semiconductor [41,42]. Por outro lado, o ruído de fase apresenta características simétricas nas duas faces do diodo, mesmo na presença de ondas de realimentação com intensidades elevadas [14]. Admite-se, neste Apêndice, que para o caso de realimentação óptica fraca, também, o ruído de intensidade seja igual nas duas saídas do dispositivo.

Resumindo as considerações acima, o campo elétrico na saída do laser voltada para a cavidade externa relaciona-se com a onda propagante para a direita no plano através de:

$$E(t) = \left(1 - r_2^2\right) \cdot E^+(0, t) \quad (C.15)$$

Conseqüentemente, utilizando-se as Eqs. (C.14-15) e a propriedade de simetria do ruído, conclui-se que o campo elétrico (normalizado em relação ao número médio de fótons na cavidade do diodo) a ser acoplado ao sistema de comunicação óptica varia com o tempo de acordo com a equação:

$$\begin{aligned} \frac{d\xi(t)}{dt} - \left[j \cdot \omega_s + \frac{1}{2} \left(G(N) - \frac{1}{\tau_P} \right) \right] \xi(t) = \\ = z \cdot \xi(t-\tau) + F'(t) \end{aligned} \quad (C.16)$$

A Eq. (C.16) é idêntica à equação de taxas proposta por Lang e Kobayashi [14], sendo que, o termo de Langevin, $F'(t)$, é dado por:

$$F'(t) = F(t) \cdot e^{j\omega_0 t} = F_E(t) + j \cdot A_0 \cdot F_\phi(t) \quad (C.17)$$

onde $F_E(t)$ e $F_\phi(t)$ são as forças de Langevin associadas, respectivamente, à amplitude e à fase do campo elétrico, enquanto que A_0 é a amplitude normalizada do campo elétrico estacionário.

A comparação entre a Eq. (A.8) e a Eq. (C.13) permite concluir que uma diferença fundamental entre as equações que descrevem os dois regimes de realimentação encontram-se no termo definido abaixo:

$$\begin{aligned}
T(\omega) &= f_D \cdot \left[r_{LO} \cdot E^-(O^-, \omega) - E^+(O^-, \omega) \right] = \\
&= f_D \cdot \left[r_{LO} \cdot r_R(\omega) \cdot E^+(O^-, \omega) - E^+(O^-, \omega) \right] \quad (C.18)
\end{aligned}$$

Aplicando-se a Transformada Inversa de Fourier sobre a Eq. (C.18) obtém-se:

$$T(t) = f_D \cdot r_{LO} \left[\left[\rho(t) \cdot e^{j\omega_0 t} \right] \otimes E^+(O^-, t) - E^+(O^-, t) \right] \quad (C.19)$$

Conforme se pode observar, com o auxílio da Eq. (B.2), a convolução na Eq. (C.19) corresponde a considerar o efeito das ondas de realimentação provenientes das sucessivas reflexões na cavidade externa.

Finalmente, pode-se concluir, a partir do desenvolvimento apresentado neste Apêndice, que a equação de taxas de Lang e Kobayashi é válido apenas para níveis de realimentação baixos ($F.R. \ll 1$), visto que, despreza-se a influência das ondas de realimentação de ordem superior e pressupõe-se a simetria das características de ruído nas duas faces do diodo realimentado. Além disto, se a realimentação óptica fraca for feita por elementos seletivos em frequência, a equação de Lang e Kobayashi deve ser dada no domínio da frequência, Eq. (C.13), diferindo da forma em que se encontra apresentada na literatura [9,13], Eq. (3.41).

APENDICE D

LISTA DOS PRINCIPAIS SIMBOLOS

D. LISTA DOS PRINCIPAIS SÍMBOLOS

A: envoltória do campo elétrico (Capítulos 2,3 e 4).

A: máxima fração de potência transmitida, por passagem (considerando apenas o efeito das perdas por absorção) no meio dielétrico que constitui o etalon ou o interferômetro de Fabry-Perot (Capítulos 5 e 6).

A^+ : envoltória do campo elétrico propagante para a direita no plano de referência adotado (em $z=0^-$).

A^- : envoltória do campo elétrico propagante para a esquerda no plano de referência adotado (em $z=0^-$).

A_{eq} : máxima fração de potência transmitida por passagem, no interferômetro equivalente (o qual possui apenas perdas por absorção) que modela o dispositivo prático (com perdas por absorção e por espalhamento nos espelhos).

A_s : envoltória do campo elétrico estacionário.

$C (=z \cdot \tau \cdot \sqrt{1+\alpha^2})$: parâmetro (real) de realimentação que incorpora os efeitos do nível de realimentação (proporcional a z), do comprimento da cavidade externa (proporcional a τ) e do acoplamento entre as flutuações de amplitude e fase do campo elétrico em lasers semicondutores (Capítulo 3).

C : parâmetro complexo, utilizado a partir do Capítulo 4, sem interpretação física imediata. O produto $C \cdot C^*$, entretanto, representa o fator de alargamento espectral do laser semicondutor solitário em relação ao valor previsto pela fórmula modificada de Schawlow-Townes. Este parâmetro leva em conta a dependência da largura de linha com o acoplamento entre as flutuações de amplitude e fase, e, com a derivada da curva de ganho, em relação à frequência, no ponto de operação. Nas situações simuladas nesta Tese supõe-se que a oscilação ocorre em torno do pico da curva de ganho, de modo que, usou-se: $C \cdot C^* = 1 + \alpha^2$.

C_i : parte imaginária do parâmetro complexo.

C_r : parte real do parâmetro complexo C .

D : determinante principal do sistema de equações que caracteriza o comportamento dinâmico do laser semiconductor, no domínio da frequência complexa s .

$2.D_{ij}$: coeficiente de difusão associado às variáveis i e j .

\vec{E} : vetor campo elétrico.

E^+ : amplitude da onda propagante para a direita no interior do laser.

E^- : amplitude da onda propagante para a esquerda no interior do laser.

E_{cv} : taxa de absorção estimulada (em s^{-1}).

E_n : enésimo coeficiente da expansão do campo elétrico no conjunto de modos espaciais $\left\{ \vec{e}_n(\vec{r}) \right\}$.

E_{vc} : taxa de emissão estimulada de fótons no modo de oscilação do laser (em s^{-1}).

F : força de Langevin associada à envoltória do campo elétrico propagante para a direita no plano de referência adotado (em $z=0^-$).

F_E : força de Langevin associada à amplitude do campo elétrico.

F_I : força de Langevin associada à intensidade do campo elétrico.

F_N : força de Langevin associada à densidade de portadores na região ativa.

F_ϕ : força de Langevin associada à fase do campo elétrico.

F.R.: fator de realimentação dado pelo quociente entre a amplitude do campo que retorna ao diodo após a primeira volta completa na cavidade externa, e a amplitude da onda refletida internamente em r_2 . Este parâmetro é útil para avaliar o nível de realimentação empregado.

- G : ganho modal (por segundo) na região ativa.
- G_N : primeira derivada do ganho em relação à densidade de portadores no ponto de referência adotado (ω_0, N_0) .
- G_ω : primeira derivada do ganho em relação à frequência angular no ponto de referência adotada (ω_0, N_0) .
- \vec{H} : vetor campo magnético.
- I : intensidade do campo elétrico normalizada em relação ao número médio de fótons presentes na cavidade do diodo.
- $I_n(a)$: função de Bessel modificada de ordem n , no ponto a .
- I_0 : intensidade do campo elétrico no ponto de referência (ω_0, N_0) .
- I_s : intensidade do campo elétrico estacionário,
- J : densidade de corrente eletrônica de polarização do diodo.
- J_0 : densidade de corrente eletrônica de operação para o laser semiconductor isolado.
- J_r : densidade de corrente eletrônica de operação para o laser semiconductor realimentado.
- J_{th} : densidade de corrente eletrônica de limiar para o laser semiconductor isolado.
- $J_{th,r}$: densidade de corrente eletrônica de limiar para o laser semiconductor realimentado.
- L : comprimento da cavidade externa.
- L' : comprimento efetivo da cavidade externa. Este parâmetro leva em conta o alongamento efetivo da cavidade externa, provocado pelo etalon ou pelo interferômetro.
- N : densidade de portadores na região ativa.
- N_{ef} : número de linhas da grade de difração efetivamente iluminadas pelo feixe luminoso.
- N_0 : densidade de portadores no ponto de referência, em torno do qual é procedida a análise de comportamento do laser semiconductor (frequentemente, adota-se $N_0 = N_{th}$).

- N_{th} : densidade de portadores no limiar de oscilação do laser solitário.
- \vec{P} : componente macroscópica da polarização do meio ativo (devido às emissões estimuladas de fótons no modo de oscilação do laser).
- P_n : enésimo coeficiente da expansão da componente macroscópica da polarização no conjunto de modos espaciais $\{\vec{e}_n(\vec{r})\}$.
- P_o : potência de saída do laser semiconductor isolado.
- P_r : potência de saída do laser semiconductor realimentado.
- Q_{RI} : quociente entre a razão R/I (taxa de emissão espontânea dividida pela intensidade do campo elétrico na saída do diodo) para o laser semiconductor isolado e a razão correspondente na presença da realimentação óptica.
- R: taxa de emissão espontânea de fótons (em s^{-1}) no modo de oscilação do laser.
- R: (Capítulo 6): coeficiente de reflexão (para a intensidade do campo) nas faces do interferômetro.
- R': taxa de absorção espontânea no modo de oscilação do laser.
- R_{ij} : função de transferência associada nesta ordem às variáveis i e j.
- R_ϕ : função de auto-correlação do processo estocástico ϕ .
- $S(=[S_{ij}])$: matriz de espalhamento do etalon.
- $S_{\Delta P}$: espectro de ruído AM da radiação emitida pelo laser semiconductor.
- S_ϵ : espectro do campo elétrico da radiação emitida pelo laser semiconductor.
- S_ϕ : espectro de ruído de fase da radiação emitida pelo laser semiconductor.
- S_ϕ^* : espectro de ruído FM da radiação emitida pelo laser semiconductor.

$T \left(= \frac{dy}{d\theta} \right)$: parâmetro que avalia a redução nas flutuações da frequência de oscilação do laser realimentado em relação ao laser semiconductor isolado.

$T_c = [T_{i,j}]$: matriz de transmissão da cavidade externa.

$T_d \left(= \left[\begin{matrix} T_{d_{i,j}} \end{matrix} \right] \right)$: matriz de transmissão do trecho de linha de transmissão associado ao material dielétrico que compõe o interferômetro de Fabry-Perot.

$T_e \left(= \left[\begin{matrix} T_{e_{i,j}} \end{matrix} \right] \right)$: matriz de transmissão do etalon (Capítulo 5) ou do interferômetro de Fabry-Perot (Capítulo 6).

T_{esp} : matriz de transmissão do espelho do interferômetro.

U : densidade de energia, por unidade de comprimento, na cavidade do diodo.

V : volume modal.

V_c : volume ocupado pelos portadores.

X : susceptibilidade elétrica.

$X^{(j)}$: coeficiente de ordem $(j-1)$ da expansão em série de Taylor de X em termos de E , em torno do limiar de oscilação do laser.

a : período espacial da grade de difração.

a_1 : amplitude complexa da onda incidente no plano de referência $z=0^+$ (na face do diodo voltada para a cavidade externa).

a_2 : amplitude complexa da onda refletida no plano $z=L$ (no espelho externo).

b_1 : amplitude complexa da onda refletida no plano $z=0^+$.

b_2 : amplitude complexa da onda incidente no plano $z=L$.

d : espessura da região ativa.

e : carga do elétron.

\vec{e}_n : modo espacial solução da equação de onda homogênea para o campo elétrico na cavidade do diodo.

f : frequência de operação do laser semiconductor.

$\left. \begin{array}{l} f_A \\ f_C \\ f_S \end{array} \right\}$: funções complexas associadas ao efeito da cavidade externa sobre o comportamento dinâmico do laser semiconductor.

$f_D = \left[j \frac{\partial}{\partial \omega} \ln r_L \right]^{-1}$: no caso geral, é um parâmetro complexo sem interpretação física imediata (frequência complexa de "round trip"). Para o caso de oscilação em torno do pico da curva de ganho do laser, corresponde ao espaçamento entre as frequências naturais da cavidade interna do diodo.

f_0 : frequência de referência (em Hz).

g : ganho linear, por unidade de comprimento, na região ativa.

g_0 : ganho de limiar de oscilação do laser semiconductor no ponto de referência adotado.

g_1 : curvatura da curva de ganho no ponto (ω_0, N_0) .

g_2 : coeficiente da expansão em série do ganho linear, em torno do ponto (ω_0, N_0) , que mede a dependência do pico da curva de ganho com a densidade de portadores.

g_3 : taxa de variação do ganho linear com a densidade de portadores no ponto de referência (ω_0, N_0) .

h : função de fase para o laser semiconductor realimentado.

h : constante de Planck dividida por 2π .

h_0 : termo da função de fase que depende apenas do ponto de referência adotado. Este termo atua na análise do comportamento estacionário do laser semiconductor como um parâmetro de sintonia.

h_s : função de fase para o laser semiconductor isolado.

k : amplitude complexa do vetor de onda na região ativa.

- k_i : parte imaginária de k .
- k_r : parte real de k .
- l : comprimento da cavidade interna do diodo.
- l_e : espessura do etalon (Capítulo 5) ou do interferômetro (Capítulo 6)
- n : índice de refração (real) do meio ativo.
- n_e : índice de refração do etalon.
- n_{ef} : índice de refração efetivo do meio ativo.
- n_g : índice de refração de grupo do meio ativo do laser.
- n_o : índice de refração não-ressonante (intrínseco) do meio ativo.
- n_1 : derivada do índice de refração em relação à frequência no ponto de referência (ω_o, N_o) .
- n_2 : derivada do índice de refração em relação à densidade de portadores no ponto de referência (ω_o, N_o) .
- \vec{p} : componente microscópica (aleatória) da polarização do meio ativo. Este termo está associado às emissões espontâneas de fótons no modo de oscilação do laser (Capítulo 2).
- p : ordem do modo longitudinal de oscilação da cavidade externa (Capítulo 3).
- p : ordem do modo longitudinal de oscilação da cavidade interna para o laser semiconductor realimentado (Capítulo 4 e seguintes).
- p_n : enésimo coeficiente da expansão da componente aleatória da polarização no conjunto de modos espaciais $\left\{ \vec{e}_n^+(r) \right\}$
- p_o : ordem do modo longitudinal (da cavidade interna do diodo) de referência (Capítulo 4 e seguintes).
- q^2 : fator de estreitamento espectral propiciado pela realimentação óptica.
- \vec{r} : vetor posição.
- r : refletividade das faces do etalon.
- r_E : refletividade efetiva para as ondas propagantes para a direita no plano de referência $z=0^+$.

- r_{ij} : resposta impulsiva associada à função de transferência R_{ij} .
- r_L : refletividade efetiva para as ondas propagantes para a esquerda no plano de referência $z=0^-$.
- r_{L_s} : valor estacionário de r_L .
- $r_{\text{máximo}}$: máximo valor absoluto de $r_R(\omega)$, o qual ocorre na condição de ressonância da cavidade externa.
- $r_{\text{mínimo}}$: mínimo valor absoluto de $r_R(\omega)$ (ocorre na condição de anti-ressonância da cavidade externa).
- r_R : refletividade efetiva para as ondas propagantes para a direita no plano de referência $z=0^-$.
- r_0 : máxima refletividade da grade (amplitude da resposta Gaussiana).
- r_1 : refletividade (para a amplitude do campo) da face do diodo voltada para o sistema de comunicação.
- r_2 : refletividade da face do diodo voltada para a cavidade externa.
- r_3 : refletividade do espelho externo (Capítulo 3) ou da grade de difração (Capítulo 4 e seguintes).
- r_3^{eff} : refletividade da grade de difração quando vista através do etalon (Capítulo 5) ou do interferômetro de Fabry-Perot (Capítulo 6).
- S : variável pertencente ao contra-domínio da transformada de Laplace.
- t : tempo.
- t_F : máxima fração de potência que atravessa um interferômetro (após as múltiplas reflexões), supostamente sem perdas por absorção.
- t_N : máxima fração de potência que atravessa (após as múltiplas reflexões) um interferômetro prático, com perdas por absorção e por espalhamento nos espelhos das faces.
- t_{abs} : máxima fração de potência que atravessa um interferômetro (após as múltiplas reflexões), cujas faces são idealmente planas e paralelas.

- t_n : instante de tempo em que ocorre o enésimo evento de emissão espontânea de um fóton no modo de oscilação do laser.
- y : valor principal da alteração provocada na fase do campo elétrico pelo percurso de uma volta na cavidade externa.
- z : parâmetro de realimentação dado pelo produto entre o fator de realimentação (F.R.) e o espaçamento entre as frequências naturais do laser (f_d). Assim como F.R., este parâmetro mede o nível de realimentação empregado (Capítulo 3).
- z : coordenada cartesiana que coincide com o eixo óptico e tem origem na face do laser voltada para a cavidade externa (Capítulo 4 e seguintes).
- $\Gamma (= r_z / r_R(\omega))$: parâmetro de realimentação dado pelo quociente entre a refletividade da face do laser voltada para a cavidade externa e a refletividade efetiva desta face (incorporados os efeitos de amplitude e fase introduzidos pela cavidade externa).
- Δ : gradeza proporcional à segunda derivada temporal da parcela aleatória da polarização do meio ativo, modelada por uma força de Langevin.
- Δ_i : parte imaginária de Δ .
- Δ_r : parte real de Δ .
- ΔG : alteração provocada pela realimentação sobre o ganho modal de limiar.
- ΔI_n : alteração instantânea na intensidade do campo elétrico, provocada pela emissão espontânea do enésimo fóton no modo de oscilação do dispositivo.
- $\Delta \nu$: largura de linha espectral do laser semiconductor realimentado (em Hz).
- $\Delta \nu_0$: largura de linha espectral do laser semiconductor isolado (em Hz).
- $\Delta \phi_n$: alteração instantânea na fase do campo elétrico provocada pela emissão espontânea do enésimo fóton no modo de oscilação do laser semiconductor.

- $\Delta\omega$: largura de linha espectral (em rad.s^{-1}).
- Ω : frequência angular de banda base.
- Ω_0 : frequência angular de banda base que corresponde a um limite de estabilidade dinâmica (Capítulo 3).
- α : fator de acoplamento entre as flutuações de amplitude e fase do campo elétrico em lasers semicondutores.
- α_e : constante de atenuação, por unidade de comprimento, do dielétrico que constitui o etalon.
- α_i : coeficiente de absorção (para a intensidade do campo) na região ativa (em cm^{-1}).
- γ_i : parte imaginária do logaritmo neperiano de Γ , corresponde à alteração de fase provocada pela realimentação.
- γ_r : parte real do logaritmo neperiano de Γ . O termo γ_r/l é a alteração provocada pela realimentação sobre o ganho de limiar de oscilação do laser.
- $\gamma_{r\text{ máx}}$: valor de γ_r na condição de anti-ressonância da cavidade externa.
- γ_r : valor de γ_r na condição de ressonância da cavidade externa.
- δ : função delta de Dirac.
- δ : alteração na fase do campo elétrico após o percurso de uma volta completa no etalon (Capítulo 5) ou no interferômetro de Fabry-Perot (Capítulo 6).
- δ_{eff} : defasagem provocada no campo elétrico pelo percurso de uma volta na cavidade externa composta por etalon (ou interferômetro de Fabry-Perot) e grade de difração.
- δA : pequena perturbação, ocasionada pelo ruído quântico, sobre a amplitude do campo elétrico, em relação ao seu valor de regime.
- δI : pequena perturbação causada pelo ruído quântico, sobre a intensidade do campo elétrico.

- δN : pequena perturbação, causada pelo ruído quântico, sobre a densidade de portadores no meio ativo.
- $\delta f_{1/2}$: largura de meia-potência de cada pico de transmissão do interferômetro.
- $\delta\phi$ (ou ϕ): pequena perturbação, ocasionada pelo ruído quântico, sobre a fase do campo elétrico, em relação ao seu valor de regime.
- ϵ : permissividade elétrica não-ressonante (intrínseca) do meio ativo do laser.
- ϵ_0 : permissividade elétrica do vácuo.
- $\theta (= \omega_0 \tau - 2\pi \cdot p)$: alteração, provocada sobre a fase do campo elétrico pelo percurso de uma volta completa na cavidade externa, quando a frequência de oscilação é igual à frequência de referência (ω_0). Esta alteração de fase, conforme definida, não é dada pelo seu valor principal, e, p é ordem do modo longitudinal de oscilação da cavidade externa (Capítulo 3).
- θ_n : diferença de fase entre o campo elétrico do n -ésimo fóton emitido espontaneamente e o campo elétrico do modo de oscilação do laser semiconductor.
- λ : comprimento de onda.
- λ_0 : comprimento de onda do pico da curva de ganho do laser semiconductor.
- μ : permeabilidade magnética do meio ativo.
- ξ : amplitude complexa do campo elétrico, normalizada em relação ao número médio de fótons na cavidade do diodo.
- ρ : envoltória da anti-transformada de Fourier da refletividade efetiva direita, $r_R(\omega)$.
- σ : condutividade do meio ativo, associada às perdas por absorção na cavidade do diodo e por emissão de luz para o meio externo (Capítulo 2).

- α : parâmetro que, multiplicado pelo quadrado da amplitude da envoltória do campo propagante para a direita no plano de referência adotado (na saída do laser voltada para a cavidade externa), permite obter a intensidade do campo elétrico na saída do laser voltada para o sistema de comunicação.
- α_e : valor do parâmetro α , definido acima, na solução estacionária (ω_e, N_e).
- τ : tempo que a radiação emitida pelo laser gasta para dar uma volta completa na cavidade externa.
- τ_R : tempo de relaxação dos portadores.
- τ_{eff} : tempo efetivo de volta completa na cavidade externa (leva em conta o efeito do aumento efetivo da cavidade externa devido à introdução do etalon ou do interferômetro).
- τ_p : tempo de vida dos portadores.
- ϕ (ou $\delta\phi$) : pequena perturbação, ocasionada pelo ruído quântico, sobre a fase do campo elétrico (Capítulo 2, 3 e 4).
- ϕ : ângulo entre a direção normal à grade de difração e o eixo de propagação.
- ϕ : arco cuja tangente é dada pelo fator de acoplamento entre as flutuações de amplitude e de fase (parâmetro α).
- ϕ_e : ângulo entre a direção de propagação do feixe luminoso e a normal às faces dentro do etalon (Capítulo 5) ou do interferômetro de Fabry-Perot (Capítulo 6).
- ϕ_i : ângulo de incidência do feixe luminoso no etalon (Capítulo 5) ou no interferômetro de Fabry-Perot (Capítulo 6).
- ω : frequência angular.
- ω_R : frequência angular de relaxação dos portadores.
- ω_c : frequência central da resposta Gaussiana da grade de difração (em rad. s⁻¹).
- ω_f : frequência angular de oscilação do laser solitário (Capítulo 3).

ω_n : frequência angular de oscilação do enésimo modo da cavidade interna do diodo.

ω_s : frequência angular de oscilação do laser em regime estacionário.

ω_0 : frequência angular de referência.

$\langle \rangle$: média estatística.

$R_e \langle \rangle$: parte real de $\langle \rangle$.

$Im \langle \rangle$: parte imaginária de $\langle \rangle$.

$Arg \langle \rangle$: argumento de $\langle \rangle$.

\otimes : convolução.

$*$: conjugação complexa.

$[F\{f(t)\}]$: transformada de Fourier de $f(t)$.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] H.Haug, "Quantum Mechanical Rate Equations for Semiconductor Lasers", Phys. Rev., vol. 184, pp.338-348, 1969.
- [2] M.W.Fleming, A.Mooradian, "Fundamental Line Broadening of Single-Mode (GaAs) As Diode Lasers", Appl. Phys. Lett., vol.38, pp. 511-513, 1981.
- [3] A.Yariv, Optical Electronics, CBS College Publishing, 3^a Ed., 1985.
- [4] C.H.Henry, "Theory of the Linewidth of Semiconductor Lasers", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-18, pp. 259-264, 1982.
- [5] O.Nilsson et al., "Oscillation Frequency, Linewidth Reduction and Frequency Modulation Characteristics for a Diode Laser with External Grating Feedback", Electron. Lett., vol. 17, pp. 589-591, 1981.
- [6] Y.Yamamoto, T.Kimura, "Coherent Optical Fiber Transmission Systems", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-17, pp. 919-935, 1981.
- [7] O.Hirota, Y.Suematsu, "Noise Properties of Injection Lasers Due to Reflected Waves", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-15, pp. 142-149, 1979.
- [8] K.Vahala, A.Yariv, "Semiclassical Theory of Noise in Semiconductor Lasers - I,II", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-19, pp. 1096-1109, 1983.
- [9] R.Lang, K.Kobayashi, "External Optical Feedback Effects on Semiconductor Injection Laser Properties", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-16, pp. 347-355, 1980.

- [10] M.Lax, "Classical Noise IV: Langevin Methods", Rev. Mod. Phys., vol. 38, pp. 541-565, 1966.
- [11] M.Lax, "Quantum Noise X: Density-Matrix Treatment of Field and Population-Difference Fluctuations", Phys. Rev., vol. 157, pp. 213-231, 1967.
- [12] C.H.Henry, "Phase Noise in Semiconductor Lasers", J. Lightwave Technol., vol LT-4, pp. 298-311, 1986.
- [13] J.H.Osmundsen, "Semiconductor Lasers with Optical Feedback", tese de doutorado, Electromagnetics Institute, Technical University of Denmark, Jun. 1985.
- [14] B. Tromborg et al., "Transmission Line Description of Optical Feedback and Injection Locking for Fabry-Perot and DFB Lasers", IEEE J. Quantum Electron., vol QE-23, pp. 1875-1889, 1987.
- [15] A.A.Leal, R.G.Farias, E.Conforti, "Análise Teórica de Sintonia e Redução da Largura de Linha de uma Cavidade Externa a Laser Semicondutor Incluindo o Efeito do Etalon e Grade de Difração", Anais do 7º Simpósio Brasileiro de Telecomunicações, pp. 579-584, 1989.
- [16] M.Sargent III et al., Laser Physics, Reading MA., Addison Wesley, 1974.
- [17] M.Osinski, J.Buus, "Linewidth Broadening Factor in Semiconductor Laser - An Overview", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-23, pp. 9-28, 1987.
- [18] K.Vahala et al., "On the Linewidth Enhancement Factor α in Semiconductor Injection Lasers", Appl. Phys. Lett., vol. 42, pp. 631-633, 1983.

- [19] A. Olsson, C.L. Tang, "Coherent Optical Interference Effects in External Cavity Semiconductor Lasers", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-17, pp. 1320-1323, 1981.
- [20] J.T. Verdeyen, Laser Electronics, Prentice-Hall, 1981.
- [21] G.A. Ackett et al., "The influence of Feedback Intensity on Longitudinal Mode Properties and Optical Noise in Index-guided Semiconductor Lasers", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-20, pp. 1163-1169, 1984.
- [22] K. Vahala et al., "Observation of Relaxation Resonance Effects in the Field Spectrum of Semiconductor Lasers", Appl. Phys. Lett., vol. 42, pp. 211-213, 1983.
- [23] T. Okoshi, K. Kicuchi, Coherent Optical Fiber Communications, KTK Scientific Publishers, Tokyo, 1988.
- [24] N. Schunk et al., "Numerical Analysis of Feedback Regimes for a Single-Mode Semiconductor Laser with External Feedback", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-24, 1988.
- [25] M.W. Flemming, A. Mooradian, "Spectral Characteristics of External-Cavity Controlled Semiconductor Lasers", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-7, pp. 44-59, 1981.
- [26] M. Lax, "Quantum Noise VII: The Rate Equations and Amplitude Noise in Lasers", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-3, pp. 37-46, 1967.
- [27] E. Patzak et al., "An analysis of Linewidth and Spectral Behavior of DBR Lasers", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-21, pp. 1318-1325, 1985.
- [28] K. Vahala, "Corrections to the Rate Equation Approximation for Dynamic Consideration in a Semiconductor Laser", Appl. Phys. Lett., vol. 48, pp. 1340-1341, 1986.

- [29] C. Harder et al., "Noise Equivalent Circuit of a Semiconductor Laser Diode", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-18, pp. 333-337, 1982.
- [30] P. Spano et al., "Theory of Noise in the Presence of Optical Feedback", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-20, pp. 350-357, 1984.
- [31] R. E. Collin, Field Theory of Guided Waves, McGraw-Hill, 1960.
- [32] H. A. Hauss, Waves and Fields in Optoelectronics, Prentice-Hall, NY, 1984.
- [33] A. Yariv, Introduction to Optical Electronics, 2n. Ed., Holt, Rinehart and Winston, 1971.
- [34] "Tech Memo on Fabry-Perot Interferometer", manual do fabricante, Burleigh Park, Fishers, NY, 14453.
- [35] N. K. Dutta et al., "Carrier Induced o Refractive Index Change in AlGaAs Quantum Well Lasers", Appl. Phys. Lett., vol. 45, pp. 836-837, 1984.
- [36] C. H. Henry, "Theory of Spontaneous Emission Noise in Open Resonator and its Application to Laser and Optical Amplifiers", J. Lightwave Technol., vol. LT-4, pp. 288-297, 1986.
- [37] R. Wyatt, W. J. Devlin, "10-kHz Linewidth 1.5 μ m InGaAsP External Cavity Laser with 55nm Tuning Range", Electron. Lett., vol. 19, pp. 110-112, 1983.
- [38] L. Goldberg et al., "Time-Dependent Thermal Effects in Current-Modulated Semiconductor Lasers", Electron. Lett., vol. 17, pp. 497-499, 1981.
- [39] C. R. Lima, Tese de Mestrado em fase de elaboração no LCO-FEE-UNICAMP.

- [40] L.M.R. Codá, Tese de Doutorado em fase de elaboração no LCO-FEE-UNICAMP.
- [41] W. Streifer et al., "Effect of External Reflector on Longitudinal Modes of Distributed Feedback Laser", IEEE J. Quantum Electron., vol QE-11, pp. 154-161, 1975.
- [42] J.Mink, B.H. Verbeek, "Asymmetric Noise and Output Power in Semiconductor Laser with Optical Feedback Near Threshold", Appl. Phys. Lett., vol. 48, pp. 745-747, 1986.