UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO
DEPARTAMENTO DE FÍSICA – CCEN
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

TESE DE DOUTORADO

DINÂMICA NÃO LINEAR E SINCRONISMO DE LASERS CAÓTICOS

por

Jhon Fredy Martínez Avila

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco como parte dos requisitos para obtenção do título de Doutor em Física.

Banca Examinadora:

Prof. José Roberto Rios Leite (Orientador-UFPE)
Prof. Flávio Menezes de Aguiar (DF - UFPE)
Prof. Lúcio Hora Acioli (DF - UFPE)
Prof. Jarbas Caiado Castro Neto (IFSCar - USP)
Prof. Antonio Zelaquett Khoury (IF - UFF)

Recife - PE, Brasil
Setembro - 2006

Dinˆamica n˜ao linear e sincronismo de lasers ca´oticos/
Jhon Fredy Martinez Avila. -Recife: O autor, 2006.
xvii, 124 folhas: il., fig.

Tese (doutorado) -Universidade Federal de
Pernambuco. CCEN. F´ısica, 2006.

Inclui bibliografia.

´

1. Optica n˜ao-linear. 2. Laser. 3. Dinˆamica n˜ao-linear.
4. Caos. I. T´ıtulo.

535.2 CDD (22.ed.) FQ2006-0014

Universidade Federal de Pernambuco
Departamento de Física – CCEN
Programa de Pós-Graduação em Física
Cidade Universitária - 50670-901 Recife PE Brasil
Fone (++ 55 81) 2126-8449/2126-8450 - Fax (++ 55 81) 3271-0359
http://www.df.ufpe.br/pg e-mail: posgrad@df.ufpe.br

Parecer da Banca Examinadora de Defesa de Tese de Doutorado

Jhon Fredy Martínez Avila

DINÂMICA NÃO LINEAR E SINCRONISMO DE LASERS CAÓTICOS

A Banca Examinadora composta pelos Professores José Roberto Rios Leite (Presidente e Orientador), Flávio Menezes de Aguiar, Lúcio Hora Acioli, todos da Universidade Federal de Pernambuco, Jarbas Caiado Castro Neto, do Instituto de Física de São Carlos, da Universidade de São Paulo e Antonio Zelaquett Khoury, do Instituto de Física da Universidade Federal Fluminense, consideram o candidato:

(X) Aprovado com Distinção ( ) Aprovado ( ) Reprovado

Secretaria do Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física do Centro de Ciências Exatas e da Natureza da Universidade Federal de Pernambuco aos quartorze dias do mês de setembro de 2006.

Prof. José Roberto Rios Leite
Presidente e Orientador

Prof. Lúcio Hora Acioli

Prof. Flávio Menezes de Aguiar

Prof. Antonio Zelaquett Khoury

SSJCC
Prof. Jarbas Caiado Castro Neto

A Deus. `

A minha fam´ılia. Aos meus amigos.

AGRADECIMENTOS

Ao prof. J. R. Rios Leite, al´em de ser meu orientador tamb´em ´e um grande amigo. Foram seis anos contribuindo com a minha forma¸c˜ao acad ˆemica e cient´ıfica. Sempre ficareimuito gratoportodaa colabora¸c˜aoeajuda recebida durante toda a minha p´os-gradua¸c˜ao.

Aos professores Jarbas Caiado Castro Neto da USP-S˜ao Carlos, Antonio Zelaquett Khoury do Instituto de F´ısica da UFF, Fl´avio Menezes Aguiar e L´ucio Hora Acioli do DF-UFPE,por aceitarem ser os membros da banca desta tese.

Aos colegas da p´os-gradua¸c˜ao da UFPE, pelo companheirismo e amizade,emespecialaHugoL.D.deS.Cavalcante,quem contribuiu comvaliosas discuss˜oes e que considero como o meu segundo orientador.

Aos demais professores da p´os-gradua¸c˜ao do Departamento de F´ısica da UFPE pela conviv ˆencia, forma¸c˜ao e amizade.

Aos funcion´arios do Departamento de F´ısica da UFPE, pela manuten¸c˜ao da infra-estrutura necess´aria ao nosso trabalho, especialmente as`secret´arias da p´os-gradua¸c˜ao, Ana e Sara, e ao pessoal da oficina da mec ˆanica.

Ao F´abio Oikawa, colega do Laborat´orio de Din ˆamica de Lasers, pelo companheirismoepelaajuda na instrumenta¸c˜ao eletr ˆonicado laborat´orio.

A todos meus amigos colombianos e cubanos que est˜ao atualmente estudando na UFPE,pela amizade epelaajuda que sempre recebereida parte deles.

`

A minha namorada Erica, por ela ser muito simp´atica, carinhosa e atenciosa comigo. Um agradecimento `a fam´ılia da Erica, em especial `a minha sogra Maria, pelo carinho que ela tem me dado.

`

A Agˆencia de Financiamento a Pesquisa CNPq, por ter `me concedido asbolsasde estudo durantetodaa minha forma¸c˜aonap´os-gradua¸c˜ao.

Resumo

Os lasers semicondutores podem apresentar comportamento ca´otico quando sujeitos a realimenta¸c˜ao ´otica. Esta tese descreve experimentos e c´alculos num´ericos sobre a dinˆamica n˜ao-linear destes lasers. O caos com flutua¸c˜oes de baixa freq¨uˆencia(*LFF*)foi investigado, com predi¸c˜oes e an´alises te´oricase experimentais dos processos de flutua¸c˜aode baixa freq¨uˆencia em um s´o laser. Introduzimos,pela primeira vez, o conceito de tempo de recupera¸c˜ao das quedas de potˆencia nos eventos de LFF e apresentamos sua dependˆencia com a corrente de alimenta¸c˜ao. Para cavidades externas longas foi observada uma nova dinˆamica nos eventos LFF, na qual aparecem modula¸c˜oes de amplitude nas recupera¸c˜oes das LFF. Demonstramos com estes lasers o efeito de ressonˆancia de coerˆencia determin´ıstica, provocado por pulsa¸c˜oes r´apidas na opera¸c˜ao ca´otica do laser. A dinˆamica determin´ıstica r´apida se comporta como um ru´ıdo que pode regular a evolu¸c˜ao lenta da potˆencia m´edia do laser. Este fenˆomeno foi verificado numericmente usando as equa¸c˜oes de Lang

& Kobayashi para um laser monomodo com realimenta¸c˜ao otica,´sem ru´ıdo

externo.

Adinˆamica n˜ao-linear do sincronismo de dois lasers de diodo foi tamb´em estudada. Nestes experimentos, a sincroniza¸c˜ao de lasers ca´oticos, operando no regime das LFF, pode acontecer com acoplamento bidirecional ou unidirecional. Estes tipos de sincronismo foram estudados em fun¸c˜ao da corrente de alimenta¸c˜aoeda temperatura dos lasers. Foi observado,pela primeira vez, no acoplamento bidirecional, uma quebra de simetria na configura¸c˜ao l´ıderliderado, em que os lasers competempor liderar a dinˆamicado sistema.

Palavras-chave: ´optica, lasers, dinˆamica n˜ao-linear, caos.

Abstract

Semiconductor lasers with optical feedback mayshowchaoticbehaviour. This thesis contains experimental and numerical results on the nonlinear dynamics of these lasers. We investigate chaos with Low Frequency Fluctuations (*LFF*), both theoretical and experimentally, verified an exponential recovery behavior for the power drop events, and introduce, for the first time, the concept of *“recovery time constant”* for these *LFF* drops and study its dependence with the pump current. We observe a new dynamics on the recovery of LFF for long external cavities, in which large amplitude modulation appears on these recoveries. We have found the phenomenon of *deterministic coherence resonance* in these lasers. This is provocatedby the ultra fast pulsations in the chaotic laser power. Such fast deterministic dynamics plays the role of an eﬀective exciting noise for the slow evolution of the average laser power. The phenomenonisalsoverifiednumericallyusingtheLang&Kobayashi equations for a monomode laser with optical feedback, without noise terms.

We also studied the nonlinear dynamics of the synchronization of two diode lasers. In these experiments, synchronization of chaotic lasers was obtained withboth bi-directional and uni-directional coupling. Synchronization were studied as function of pumping current and temperature of lasers. We observe, for the first time, with the bi-directional coupling, the spontaneous symmetry-breaking in which isochronous chaotic pulsation is unstable and a leader-laggard type of dynamics prevails, with one of the lasers leading the system.

Keywords: optics, lasers, nonlinear dynamics, chaos.

Sum´ario

Lista de Figuras

Introdu¸c˜ao

Os primeiros lasers semicondutores foram fabricados em 1962 independentementepor trˆes grupos diferentes nos Estados Unidos. Ospesquisadores conseguiram radia¸c˜ao eletromagn´etica coerente de um diodo de jun¸c˜ao *p-n* feito com o material semicondutor *GaAs*. Atualmente, os comprimentos de onda dispon´ıveis comercialmente cobrem uma faixa do espectro da luz vis´ıvel at´e

o infravermelho m´edio (400nm-1600nm). Desde sua inven¸c˜ao a variedade de materiais e configura¸c˜oes das jun¸c˜oes tem sido muito grande [1, 2]. A fam´ılia atual dos lasers de diodo ´e utilizada em produtos de alto consumo como: CD-Compact Discs, impressoras laser, scanners e sistemas de comunica¸c˜ao ´otica.

Nesta tese estudamos a din˘amica do laser semicondutor quando parte da luz emitida ´e reinjetada para a cavidade do laser. Esta configura¸c˜ao ´e de grande import˘ancia desde do ponto de vista tecnol´ogico como tamb´em do ponto de vista da pesquisa da din˘amica do laser. Em algumas aplica¸c˜oes como, por exemplo, nos sistemas de comunica¸c˜´os

aopor meio de fibras oticas, lasers semicondutores funcionam na presen¸ca de realimenta¸c˜ao ´otica externa, tal realimenta¸c˜aopode afetar o comportamento do laser [3,4]. Para n´ıveis baixos de realimenta¸c˜ao a largura de linha do laser ´e reduzida. Quando o n´ıvel de realimenta¸c˜ao passa de um valor cr´ıtico, o sistema entra no regime do colapso de coer˘encia [5], no qual a largura de linha do laser aumenta exageradamente (desde <100MHz at´e >10GHz). Outro fen˘omeno interessante s˜ao as flutua¸c˜oes de baixa freq¨u˘encia [4, 6, 7]. A taxa caracter´ıstica de tais flutua¸c˜oes (10-100MHz) ´e muito menor que as outras freq¨u˘encias t´ıpicas do sistema (por exemplo, as oscilações de relaxação), por este motivo levam esse nome de baixas freqüências.

Um dos temas centrais deste trabalho é estudaro comportamento caótico das instabilidades na intensidade do laser semicondutor com realimentação ótica. Foram feitos trabalhos experimentais e teóricos neste tema, tentando interpretar e analisar a origem determinística do comportamento caótico do laser.

O outro tema central desta tese foi o estudo experimental do sincronismo de dois lasers semicondutores operando em regime caótico [8,9]. Este é um tema atual depesquisa que tem algumas aplicações nos sistemas de comunicação ótica,permitindo uma maior segurança nas comunicações secretas [10].

Esta tese está organizada como segue: no primeiro capítulo introduzimos alguns conceitos básicos necessários para o estudo de um laser semicondutor. Também foram estudadas as equações de taxa para o estudo de um laser de diodo na presença de injeção e realimentação ótica.

No segundo capítulo há uma revisão bibliográfica da dinâmica temporal de um laser de diodo na presença de realimentação ótica.Foram definidos os parâmetros de controle para o estudo deste sistema e a região neste espaço de parâmetros na qual iremos trabalhar. Como resultado novo, foi definido e medido o tempo de recuperação das flutuações de baixa freqüência e é mostrada a sua dependência com a corrente de bombeio. Também foi observada uma nova dinâmica nas *LFF* para cavidades externas longas. Nesta dinâmica, além dos degraus, aparecem também modulações de amplitude na recuperação das *LFF* . O período desta modula¸c˜ao ´e igual ao tempo de ida e volta do feixe na cavidade externa. Esta nova dinˆamica de recupera¸c˜ao das *LFF* tamb´em foi observada nass´eriestemporais calculadas usandoomodelode Lang-Kobayashi.

No terceiro cap´ıtulo estudamos a ressonˆancia de coerˆencia determin´ıstica presente nos lasers de semicondutor com c˜´Este fenˆ

realimenta¸ao otica. omeno foi observado no regime das *LFF* a partir de s´eries calculadas usando o modelode Lang-Kobayashiea partirdes´eriestemporaisexperimentais.O estudo deste fenˆomeno ´e um dos principais resultados desta tese, e nele mostramos que uma dinˆamicar´apidapode regulare controlar uma dinˆamica lenta presente num sistema.

No quarto cap´ıtulo apresentaremos o estudo experimental do sincronismo de dois lasers de diodo operando caoticamente no regime das *LFF* . Para estudar o sincronismo, foram usados acoplamentos unidirecionais e bidirecionais e usamos como parˆametros de controle a corrente de bombeio e a temperatura dos lasers. No acoplamento bidirecional observamos,pela primeira vez, uma quebra de simetria no sincronismo destes lasers na configura¸c˜ao l´ıder-liderado.

O cap´ıtulo cinco ter´a as conclus˜oes da tese e asperspectivas para futuraspesquisas. Pretendemos estudar experimentalenumericamente, usando
o modelo de Lang-Kobayashi, o sincronismo presente entre lasers de diodo ca´oticos no regime das *LFF* .

Cap´ıtulo 1

O laser semicondutor

Neste cap´ıtulo apresentaremos umapequena descri¸c˜ao dos mecanismos de funcionamento dos lasers semicondutores e daremos uma breve introdu¸c˜ao ao laser semicondutor na presen¸ca de realimenta¸c˜ao e inje¸c˜ao ´otica. Na literatura existem muitos livros e artigos explicando a teoria dos lasers semicondutores, mas uma boa abordagem da f´ısica deste sistema, e sobre a qual foi baseado este cap´ıtulo, encontra-se nas refer^encias [1,2,11]. Na primeira se¸c˜ao explicaremos os princ´ıpios de opera¸c˜ao e o modelo fenomenol´ogico usado para estudar o laser semicondutor. Na ´ultima se¸c˜ao ser˜ao dadas as equa¸c˜oes de taxa para o laser semicondutor com realimenta¸c˜c˜´

ao e com inje¸ao otica.

1.1 Princ´ıpios de opera¸c˜ao

Tr^es ingredientes b´asicos s˜ao necess´arios para a a¸c˜ao laser: (i) O mecanismo de ganho paraa radia¸c˜ao, dadopela recombina¸c˜aoel´etron-buraco na regi˜aoda jun¸c˜ao *p-n*. (ii) O mecanismo de bombeio mantendo a invers˜ao de popula¸c˜ao na jun¸c˜ao, fornecido pela inje¸c˜ao de corrente el´etrica dentro da jun¸c˜ao p-n.

(iii)O mecanismo de realimenta¸c˜ao, dadopelas facespolidas nas laterais do bloco semicondutor, formando uma cavidade Fabry-P´erot.

1.1.1 Jun¸c˜ao *p-n*

Os el´etrons num semicondutor est˜ao distribu´ıdos em bandas de energia, compostas de agrupamentos de um n´umero grande de n´ıveis de energia. Estas bandas quando s˜ao completamente ocupadas denominam-se bandas de valˆencia. As bandas de condu¸c˜ao correspondem a faixas de energia n˜ao ocupados (ou parcialmenteocupados)pelosel´etrons. Osel´etrons nesta bandapodem mover-se pelo semicondutor. A separa¸c˜ao entre esta banda de valˆencia e a banda de condu¸c˜ao se denomina o gap de energia, n˜ao existindo nenhum n´ıvel de energia dentro desta zona, quando o cristal ´eperfeito. Num semicondutor o gap de energia ´e relativamentepequeno (0.1-2eV),portanto, se requerpouca energia para transferir os el´etrons da banda de valˆencia para a banda de condu¸c˜ao. As flutua¸c˜oes na temperatura ambiente ou as intera¸c˜oes oticas (absor¸´c˜ao de um f´oton com energia maior que o gap de energia) podem facilmente excitar os el´etrons da banda de valˆencia para a banda de condu¸c˜ao. O buraco deixado na bandadevalˆencia se comporta como uma part´ıculade cargapositiva. A distribui¸c˜ao de Fermi-Dirac descreve a distribui¸c˜ao de el´etrons e buracos atrav´es do estado de energia *E*:

$$f(E) = \frac{1}{e^{(E-E_f)/kT}+1} \quad (1.1)$$

onde *k* ´e a constante de Boltzman, *T* ´e a temperatura absoluta e E_f ´e o n´ıvel de energia de Fermi, que identifica a fronteira entre estados vazios e estados cheios no limite *T* 0. Deve-se notar que a energia de Fermi n˜ao

→

corresponde a alguma energia pr´opria de um el´etron no cristal. Se o cristal semicondutor n˜ao tem defeitos, a energia deFermi est´a localizada no centro do gap de energia entre as bandas,portanto, todos os estados da banda de valˆencia est˜ao ocupados, enquanto os estados da banda de condu¸c˜ao est˜ao vazios. Quando um semicondutor ´e dopado com doadores ou aceitadores, a popula¸c˜ao de el´etrons ou buracos aumenta, ocupando estados na banda de

condu¸c˜ao ou gerando buracos na banda de valˆencia, mesmo no limite *T* 0.

→

Neste caso o n´ıvel de Fermi pode ser deslocado para a banda de condu¸c˜ao (para materiais dopados com doadores) ou para a banda de valˆencia (para materiais dopados com aceitadores). Quando o semicondutor n˜ao est´a em equil´ıbrio t´ermico devido ao fluxo de corrente ou a uma outra foto-excita¸c˜ao, n´ıveis *quase-Fermi* s˜ao usados para cada uma das bandas ao inv´es de se usar
um nıvel de Fermi unico. Esta descri¸ao e v´sempre

´´c˜´alida que o tempo de espalhamento dosportadores dentrode uma banda sejamuito mais curto que o tempo necess´ario para o equil´ıbrio entre as bandas, o qual ´e sempre verdade paraa grande densidade deportadores envolvida na jun¸c˜ao *p-n*. A escala de tempo para relaxa¸c˜ao intra-banda ´e ≈ 10^{-13} *s*, enquanto para a recombina¸c˜ao el´etron-buraco ´e ≈ 10^{-9} s.

Uma jun¸c˜ao *p-n* ´e formada pela uni˜ao entre um bloco semicondutor tipo *p* (com impurezas aceitadoras) e um tipo *n* (com impurezas doadoras). Quando eles ficam inicialmente em contato, os seus n´ıveis de Fermi n˜ao s˜ao iguais devido ao fato de que o sistema n˜ao est´a em equil´ıbrio. O equil´ıbrio ´e rapidamente conseguido atrav´es da difus˜ao de el´etrons do lado *n* para o lado *p*, enquanto o processo inverso acontece para os buracos. Aqueles el´etrons e buracos difundidos recombinam-se na jun¸c˜ao. Ap´os um transiente, um equil´ıbrio ´e alcan¸cado e o campo el´etrico gerado na jun¸c˜ao, originado pelos aceitadores carregados negativamente no lado *p* e doadores carregadospositivamente no lado *n*, evita uma nova difus˜ao de el´etrons e buracos. O n´ıvel de Fermi fica nivelado na jun¸c˜ao *p-n*.

Quando se conecta o p´olo positivo de uma voltagem externa no lado *p* e o p´olo negativo no lado *n* de uma jun¸c˜ao *p-n*, se estabelece um fluxo de corrente atrav´es da jun¸c˜ao *p-n*. Esta voltagem criaportadores de carga extras na jun¸c˜ao, diminuindo a barreira depotencial. Comopodemos ver na figura (1.1), h´a uma pequena regi˜ao dentro da jun¸c˜ao, onde os el´etrons e buracos est˜ao presentes simultaneamente e podem recombinar-se mediante mecanis

mos radiativos ou n˜ao radiativos. Durante uma recombina¸c˜ao radiativa, s˜ao emitidos f´otons, cuja freq¨uˆencia v ou comprimento de onda λ satisfaz a rela¸c˜ao de conserva¸c˜ao de energia $hv = hc/\lambda$ □ E_g, onde E_g ´e a energia do gap entre as bandas de valˆencia e de condu¸c˜ao, aproximadamente igual `a energia liberada pelos pares el´etron-buraco. No entanto, estes f´otonspodem tamb´em ser absorvidos atrav´es de um processo inverso gerando pares el´etron-buraco. Existe um n´ıvel de corrente, fluindo no bloco, no qual a emiss˜ao estimulada tem a mesma probabilidade de acontecer que a absor¸c˜ao; este valor de corrente ´e chamado *transparˆencia*. Para correntes abaixo da transparˆencia o sistema se comporta como um absorvedor e para correntes acima deste valor a jun¸c˜ao *p-n* consegue amplificar a radia¸c˜ao eletromagn´etica. Uma condi¸c˜ao conhecida como invers˜ao depopula¸c˜ao´e alcan¸cadaeo sistema come¸caaterganho ´otico.A emiss˜aode radia¸c˜aopode serpor emiss˜ao espontˆanea ou emiss˜ao estimulada. No primeiro caso os f´otons s˜ao emitidos em dire¸c˜oes aleat´orias sem nenhuma rela¸c˜ao de fase entre eles, produzindo luz incoerente. Na emiss˜ao estimulada o processo ´e iniciado por um f´oton j´a existente. A caracter´ıstica importante neste caso ´e que o f´oton emitido tem a mesma freq¨uˆencia e dire¸c˜ao de propaga¸c˜ao com o f´oton inicial, gerando luz coerente.

Figura 1.1: Bandas de energia de uma jun¸c˜ao *p-n* quando se aplica uma voltagem.

As recombina¸c˜n˜ao s˜´c˜

oes ao-radiativas n˜ao uteis para a a¸ao laser e por esta

raz˜ao sempre ´e procurado minimizar a sua ocorrˆencia. H´a v´arios me

canismos de recombina¸c˜ao n˜ao-radiativa, entre eles os mais conhecidos s˜ao as recombina¸c˜oes Auger, recombina¸c˜oes nos defeitos e recombina¸c˜oes na superf´ıcie. No processo Augera energia liberada na recombina¸c˜aopor um par el´etron-buraco ´e absorvida por umportador de carga (el´etron ou buraco) o qual excita-se a um estado de maior energia dentro da banda. Este el´etron ou buraco relaxa ao seu estado inicial liberando energia na forma de vibra¸c˜oes da rede (fˆonons). O efeito Auger ´e o mecanismo n˜ao-radiativo dominante em lasers depequenos gap de energia, especialmente em altas temperaturas.

Al´emdos

mecanismosdeperdasinternas,oganho´oticoparaumahomojun¸c˜ao ´e limitado devido aopequeno tamanho da regi˜ao ativa(0.01μm),

sendonumapor¸c˜ao desta regi˜ao, onde el´etronse buracos coexistem, que aconteceainvers˜aodepopula¸c˜ao,en˜aoh´a um mecanismo para confinar osportadores de carga. Os primeiros lasers de diodo, baseados neste tipo de estrutura, tinham enormes valores de corrente de limiar (¿50KA/cm^2)e eles funcionavam pulsados, a temperatura ambiente.

O problemado confinamento dosportadores ´e solucionado usando uma heterojun¸c˜ao *p-n*. A figura 1.2 mostra um laser de dupla heteroestrutura, onde uma camada ativa, cuja espessura podevariar entre$0.1 - 0.3\mu$m, ´e colocada entre duas camadas, uma tipo *p* e outra tipo *n*.

Esta camada ativa tem um gap de energia menor que as duas outras camadas. Os el´etrons e buracos podem se mover livremente para a regi˜ao ativa sob uma voltagem externa. No entanto, uma vez que estes portadores est˜ao dentro da regi˜ao

ao a exist^ativa, eles n˜podem atravessar para o outro lado devido `encia de uma barreira depotencial originadapela diferen¸ca entre os gaps de energia das camadas. Al´em de confinar os portadores injetados na camada ativa, a hetero-estrutura tamb´em pode prover o confinamento lateral da radia¸c˜ao. A diferen¸ca no ´ındice de refra¸c˜ao entre as camadas pode criar um guia de onda diel´etrico que confina, por reflex˜ao interna total, os f´otons nos arredores da regi˜ao ativa. As estruturas mais eficientes s˜ao baseadas nas heteroestruturas

duplas e nas hetero-estruturas *“quantum wells”* [2], e grande parte dos lasers semicondutores modernos s˜ao constru´ıdos usando essas duas t´ecnicas, cujas descri¸c˜oes detalhadas ficam al´em do objetivo desta teseepodem ser encontradas na literatura [2].

Figura 1.2: Estrutura básica para um laser de diodo de dupla heteroestrutura.

1.1.2 Interação radiação-matéria num material semicondutor

A equação de onda para o campo eletromagnético, propagando-se num meio semicondutor, pode ser escrita como [1]:

$$\nabla^2 E - \sigma\mu_0 \frac{\partial E}{\partial t} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (1.2)$$

sendo E o vetor campo elétrico, P a polarização macroscópica, σ a condutividade do material, ϵ_0 e μ_0 são, respectivamente, a permissividade elétrica e permeabilidade magnética no vácuo, relacionadas com a velocidade da luz no vácuo, c, por meio da relação $\epsilon_0\mu_0 = 1/c^2$.

A polarização P está relacionada com o operador momento de dipolo

elétrico da mecânica quântica, $\hat{p}$, por meio da equação:

$$P = Tr(\hat{\rho}\,\hat{p}) \quad (1.3)$$

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

$$\frac{d\hat{\rho}}{dt} = \frac{1}{i\hbar}\left[\hat{H}_0 - \hat{p}\cdot E, \hat{\rho}\right] - \frac{1}{2}(\hat{\gamma}\hat{\rho} + \hat{\rho}\hat{\gamma}) + \hat{\Lambda} \quad (1.4)$$

onde $\hat{H}_0$ é o operador Hamiltoniano não-perturbado do meio, $\hat{\gamma}$ é o operador decaimento considerando todos os mecanismos de decaimento, e $\hat{\Lambda}$ considera a fonte de excitações novas devido ao bombeio externo. Solucionar a equação de onda (1.2) para o campo eletromagnético e a equação da matriz densidade para o meio material envolve o seguinte procedimento auto-consistente:

$E(r,t)$ — mecânica quântica → p_i — somatória estatística → $P(r,t)$ — equações de Maxwell → $E(r,t)$

6

auto-consistência

Usando a mecânica quântica [equação (1.4)], um campo eletromagnético E induz um momento de dipolo elétrico p_i em cada átomo (ou sistema de dois níveis) do meio amplificador. Uma média estatística, usando o operador matriz densidade (1.3) leva a uma polarização macroscópica P, e esta última atua ao macroscópico como uma fonte na equação (1.2). Esta equação tem como solução E', e de novo é seguido todoo procedimento. Só quando $E = E'$ a interação radiação-matéria é descrita consistentemente.

Para campos ópticos com variações temporais harmônicas, escritos como:

$$E = \frac{1}{2}E(r)e^{i\omega t} + c.c. \quad (1.5)$$

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

sendo ω a frequência angular optica, a equação (1.2) se reduz a:

$$\nabla^2 E + \frac{\omega^2}{c^2}\left(1 - i\frac{\sigma}{\epsilon_0\omega}\right)E = -\frac{\omega^2}{c^2\epsilon_0}P \quad (1.6)$$

Sob condições de estado estacionário a resposta do meio ao campo elétrico é relacionada pela susceptibilidade elétrica χ:

$$P = \epsilon_0\chi(\omega)E \quad (1.7)$$

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

$$\chi(\omega)= \chi_0(\omega)+\chi_b(\omega) \quad (1.8)$$

onde $\chi_0(\omega)$ ´e a susceptibilidade do meio na aus^encia de bombeio externo e $\chi_b(\omega)$´c˜`Em

e a contribui¸ao a susceptibilidade causada pelo bombeio externo. geral, $\chi_0(\omega)$e $\chi_b(\omega)$s˜ao complexos. Escrevendo novamente a equa¸c˜ao de onda independente do tempo (1.6) e usando as equa¸c˜oes (1.7) e (1.8), obtemos:

$$\nabla^2 E+\epsilon(\omega)\frac{\omega^2}{c^2}E=0 \quad (1.9)$$

onde $\epsilon(\omega)$´e a fun¸c˜ao diel´etrica complexa

$$\epsilon(\omega)= \epsilon_m(\omega)+\chi_b(\omega) - i\left(\chi_0''(\omega)+\frac{\sigma}{\epsilon_0\omega}\right) \quad (1.10)$$

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

Os modos do oscilador laser s˜ao as solu¸c˜oes estacion´arias da equa¸c˜ao de onda (1.9) que satisfazem as condi¸c˜oes de contorno impostaspela estrutura do laser espec´ıfico. A estrutura b´asica para um laser semicondutor consiste de uma camada ativa fina colocada entre duas camadas diferentes (dopadas) como mostrado na figura (1.2) e neste caso o seu campo el´etrico E´e uma fun¸c˜ao de *x*, *y* e *z*. c˜´ao denotados como

Para a opera¸ao multimodo os seus modos opticos s˜E_{pqm}, onde os sub-´ındices *p,q,m* indicam os modos transversal (na dire¸c˜ao *x*, perpendicular `c˜`

a camada ativa), lateral (na dire¸ao *y*, paralela a camada ativa) e longitudinal ou axial (na dire¸c˜ao *z*). Uma compreens˜ao do n´umero de modos e as distribui¸c˜oes do campo resultante ´e essencial para o seu controle, quando se deseja construir um laser que emita luz num s´o modo longitudinal.

Para simplificar a descri¸c˜ao do laser, ao inv´es de considerar o caso tridimensional, analisaremos s´oa depend^encia longitudinal(*z*)de um laser semicondutor de comprimento *L*, como ´e mostrado na figura (1.3), onde a regi˜ao central fina fornece o ganho ´otico. As faces polidas formam uma cavidade Fabry-Perot, onde a luz viajando na dire¸c˜ao *z* ´e parcialmente transmitida e refletida em cada face, permitindo assim a realimenta¸c˜´

ao otica.

Considerando uma onda plana propagando-se na dire¸c˜ao *z*:

$$E = E_0 e^{ikz} \quad (1.11)$$

sendo E_0 a amplitude constante do campo el´etrico, a equa¸c˜ao (1.9) fornece

$$k = \frac{\omega}{c}n + i\frac{1}{2}\alpha_{abs} \quad (1.12)$$

Figura 1.3: Cavidade Fabry-Perot

onde k é a constante de propagação do vetor de onda complexo, n é o índice de refração e α_{abs} é o coeficiente de absorção de potência. Nos semicondutores usualmente $\alpha_{abs} \ll n\omega/c$, e n e α_{abs} estão relacionados com a função dielétrica complexa (1.10) pela equação:

$$n = \sqrt{\epsilon_m + \chi_b} \quad (1.13)$$

$$\alpha_{abs} = \frac{\omega}{cn}\left(\chi''_0 + \chi''_b + \frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega}\right) \quad (1.14)$$

As equações (1.13) e (1.14) mostram que o índice de refração n e o coeficiente de absorção α_{abs} são afetados pelo bombeio externo devido ao termo χ_b. Geralmente, $\chi'_b \ll \epsilon_m$ e a equação (1.13) pode ser aproximada por

$$n = n_m + \Delta n_b = n_m + \frac{\chi'_b}{2n_m} \quad (1.15)$$

sendo $n_m = \sqrt{\epsilon_m}$ o índice de refração do material sem bombeio e $\Delta n_b = \chi'_b/2n_m$ a variação do índice de refração na presença de portadores de carga. Usualmente χ'_b é negativo, portanto Δn_b também será negativo. Embora a redução do índice de refração seja freqüentemente menor que 1%, isto afeta significativamente a estática, a dinâmica e as características espectrais dos lasers semicondutores. Isto é contrário ao que acontece em outros lasers, por exemplo lasers de gás, onde $\Delta n_b \approx 0$.

O coeficiente α_{abs}, dado pela equação (1.14), tem três contribuições que resultam de diferentes fontes. O termo χ''_0 está relacionado às perdas do material, enquanto χ''_b é responsável pela redução destas perdas com o bombeio externo.E conveniente descrevero efeito combinado dasperdasdo material e sua redu¸c˜ao devido ao bombeio externo como o ganho ´optico:

$$g = -\frac{\omega}{c n_b}\left(\chi''_0 + \chi''_b\right) \qquad (1.16)$$

O ´termo c˜(1.14), $\alpha_{int} = \sigma / c n \epsilon_0$, leva em conta as perdas

ultimo da equa¸ao internas devido a diferentes mecanismos, tais como absor¸c˜ao de portadores livrese espalhamento nainterfacesda hetero-estrutura. Portanto,o coeficiente da absor¸c˜ao pode ser escrito como:

$$\alpha_{abs} = -\Gamma g + \alpha_{int} \qquad (1.17)$$

onde Γ ´e introduzido fenomenologicamente e ´e conhecido como o fator de confinamento, representando a fra¸c˜ao da energia do modo contida na regi˜ao ativa. Quandoobombeio externo compensa asperdasinternas e asperdasdo material, tal que $\alpha_{abs} = 0$, obtemos a condi¸c˜ao de transpar˜encia do material.

A condi¸c˜ao de limiar do laser requer que o campo ´otico (1.11) seja o mesmo depois de uma ida e volta dentro da cavidade de comprimento L, ver figura (1.3). Se R_1 e R_2 s˜ao as refletividades nas facespolidas, e supondo

opera¸c˜ao monomodo, separando parte real e imagin´aria, resultam as condi¸c˜oes:

$$R_1 R_2 e^{-\alpha_{abs} L} = 1 \quad (1.18)$$ para a parte real, e

$$sen\left(\frac{2n\omega}{c}L\right) = 0 \quad (1.19)$$

para a parte imagin´aria. Portanto, o ganho ´otico no limiar do laser ´e dado por:

$$g_{opt} = \Gamma g = \alpha_{int} + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \quad (1.20)$$

O segundo termo na equa¸c˜ao (1.20) ´e conhecido como asperdas dos espelhos (neste caso as facespolidas), α_e.

Usando a condi¸c˜ao (1.19) as freq¨u^encias do laser, correspondentes `as freq¨u^encias de resson^ancia da cavidade, s˜ao

$$v_j = j\frac{c}{2nL} \quad (1.21)$$

onde j ´e um inteiro e $v_j = \omega_j/2\pi$ ´e o j-´esimo modo longitudinal da cavidade Fabry-Perot da figura (1.3). A separa¸c˜ao entre modos ´e dado por $\Delta v = c/2n_gL$, onde $n_g = n + v(\partial n/\partial v)$´e o ´ındice de refra¸c˜ao para a velocidade de grupo do material semicondutor dispersivo. Este ´ındice, respons´avel pela propaga¸c˜ao de pulsos de luz no meio ´e o ´ındice que imp˜oe a condi¸c˜ao de resson^ancia. Uma caracter´ıstica importante em lasers semicondutores ´e que as freq¨u^encias do modo longitudinal e a sua separa¸c˜ao varia com o bombeio externo, devido `c˜ındice de refra¸ao como ´c˜

as varia¸oes

do ´c˜e mostrado na

equa¸ao (1.13). Al´em do

ganho no limiar, existe uma

quantidade de interesse

pr´atico ´

muito importante na caracteriza¸c˜ao de todos os lasers semicondutores. E a corrente do laser para obter o limiar do ganho, chamada corrente de limiar. Para relacionar o ganho e a densidade de corrente injetada, precisamos conside

rar a resposta do material semicondutor ao campo ´otico, ou seja,

precisamos voltar `c˜(1.4) e obter uma ao A

a equa¸ao expres˜para a susceptibilidade χ. equa¸c˜ao (1.4) ´e muito complicada para lasers semicondutores, devido a que o operador decaimentoˆγ envolve processos interbanda (decaimento radiativo e n˜ao-radiativo, 1ns)e processos intrabanda (espalhamentoel´etron-el´etron ou el´etron-buraco, 0.1ps). Outro problema ´e que a estrutura da banda e a densidade de estados nas bandas s˜ao necess´arios para escrever o Hamiltoniano H_0.

1.1.3 Descri¸c˜ao fenomenol´ogica

Ganho

Uma maneira simplificada de solucionar o problema do ganho ´e considerar a depend^encia do ganho com a densidade deportadores de forma emp´ırica, e substituir esta depend^encia na equa¸c˜ao do laser que descreve a intera¸c˜ao radia¸c˜ao-mat´eria. Uma aproxima¸c˜ao fenomenol´ogica, usada com sucesso nos lasers semicondutores, ´e baseada no fato de que o ganho calculado na freq¨u^encia de opera¸c˜ao do laser (correspondente ao valor em que o espectro do ganho apresenta um pico para uma dada densidade de corrente J)varia quase linearmente com o n´umero deportadores injetados, N, para todos os valores de J. O ganho ´e dado por

$$g(N) = \frac{\partial g}{\partial N}(N - N_0) \quad (1.22)$$

onde N_0 ´e o n´umero de portadores na transpar^encia ($g(N_0) = 0$)e $\partial g/\partial N$ ´e o coeficiente do ganho. O termo $(\partial g/\partial N)N_0$ corresponde ao coeficiente de absor¸c˜ao do material na aus^encia de bombeio externo. Para completar a descri¸c˜ao fenomenol´ogica, o ´ındice de refra¸c˜ao tamb´em ´e suposto variar quase linearmente com o n´umero de portadores injetados:

$$n(N) = n_m + \frac{\partial n}{\partial N} N \quad (1.23)$$

onde $\partial n/\partial N$ é uma constante, freqüentemente determinada experimentalmente [12]. Comparando as equações (1.22) e (1.23) com (1.16) e (1.15) pode-se notar que, nesta aproximação fenomenológica, a susceptibilidade complexa induzida pelo bombeio, χ_b, varia linearmente com o número de portadores N:

$$\chi_b = n_m \left(2\frac{\partial n}{\partial N} + i\frac{c}{\omega}\frac{\partial g}{\partial N} \right) N \qquad (1.24)$$

O parâmetro α

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

$$\alpha = -\frac{\chi'_b}{\chi''_b} = -2\frac{\omega\,\partial n/\partial N}{c\,\partial g/\partial N} \qquad (1.25)$$

Devido a $\partial n/\partial N$ ser sempre negativo, α é um número positivo adimensional. Este parâmetro marca a principal diferença entre os lasers semicondutores daqueles lasers de dois níveis. Qualquer mudança na parte real da susceptibilidade (mudança na freqüência) deve estar acompanhada de uma mudança na parte imaginária (ganho) [1]. Portanto, o fator α depende da dessintonização entre a freqüência do campo ótico e a freqüência no pico do ganho do material. Para o sistema de dois níveis este fator é nulo na ressonância. Isto não acontece para materiais semicondutores, onde este parâmetro varia entre valores de dois a seis [13–15]. A origem de α está ligada à a curva de ganho do material semicondutor. Devido `ca de bandas de energia ao inv´

a presen¸es de dois n´ıveis de energia, a curva de ganho ´e assim´etrica e seu pico est´a numa

freq¨u^encia para a qual o ´ındice de refra¸c˜ao induzido pelos portadores n˜ao ´e

nulo. Isto n˜ao ocorre para lasers de dois n´ıveis, onde a curva de ganho tem uma forma sim´etrica, Lorentziana, e onde n˜ao existem efeitos dispersivos na curva do ganho.

O fator α tem um forte impacto nas propriedades espectrais do laser e tamb´em na sua estabilidade quando o laser ´e perturbado por mecanismos externos. A largura de linha do campo do laser, $\Delta\omega_0$, ´e dadopela equa¸c˜ao [13]

$$\Delta\omega_0 = \frac{\Gamma_0}{P}\left(1+\alpha^2\right) \quad (1.26)$$

onde Γ_0 ´e a taxa de decaimento do f´oton (inverso do tempo de vida do f´oton), P ´eon´umerom´ediodef´otons presentes no modo. Da equa¸c˜ao (1.26)podemos notar que a largura de linha do laser ´e alargadopor um fator $(1+\alpha^2)$, devido a isto o par^ametro α ´e conhecido na literatura como o fator de acentua¸c˜ao ou amplia¸c˜ao da largura de linha(*linewidth enhancement factor*).

Equa¸c˜oes de taxa

Para completar a descri¸c˜ao fenomenol´ogica ´e necess´ario uma rela¸c˜ao entre a densidade de portadores *N* e a densidade de corrente *J*. Isto pode ser feito atrav´es de uma equa¸c˜ao de taxa que considere todos os mecanismos nos quais os portadores de carga s˜ao gerados ouperdidos dentro do meio ativo. Assumindo neutralidade de carga, para garantir que a equa¸c˜ao de taxa para os buracos possa ser derivada daquela para os el´etrons, em forma geral a equa¸c˜ao de taxa para densidade de portadores (pares el´etron-buraco) pode ser escrita como:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D\nabla^2 N + \frac{J}{qd} - R(N) \quad (1.27)$$

onde *D* ´eocoeficientede difus˜aodon´umerodeportadores. Osegundo termoda equa¸c˜ao (1.27) considera a taxa de inje¸c˜ao dos portadores atrav´es da corrente do bombeio externo; *q* ´e a carga do el´etron e *d* ´ea espessura da camada ativa. O ´a relacionado com asperdas deportadores devidoa

ultimo termo, *R(N)*, est´diferentes processos de recombina¸c˜ao (radiativos e n˜ao-radiativos). Paraa maioria dos lasers semicondutores as dimens˜oesda camada ativa são muito menores que o comprimento de difusão. Então, nesta região a densidade de portadores N não varia significativamente e pode ser considerado constante. Assim, o termo de difusão na equação (1.27) pode ser desprezado. Com esta aproximação N é independente do espaço ($\nabla^2 N = 0$) e a derivada parcial $\partial N/\partial t$ pode ser substituída pela derivada ordinária dN/dt. No estado estacionário ($dN/dt = 0$), obtemos que a densidade de corrente é dada por $J = qdR(N)$. O termo $R(N)$ pode ser separado em duas partes, a primeira parte descrevendo as perdas da população estimulada e a

ao devidas a emissão segunda parte

considerando todas as outras perdas (emissão espontânea ou processos não radiativos):

$$R(N) = R_{est} N_f + \frac{N}{\tau_e(N)} \quad (1.28)$$

sendo N_f o número de fótons e R_{est} a taxa de emissão estimulada. O tempo de decaimento espontâneo, $\tau_e(N)$ é dado por [16]:

$$\frac{1}{\tau_e(N)} = A_{nr} + BN + CN^2 \quad (1.29)$$

onde A_{nr} considera as recombinações não radiativas devido a defeitos (ou impurezas) na camada ativa, BN tem em conta as recombinações radiativas espontâneas, e CN^2 é devido aos processos de recombinação Auger.

O primeiro termo $R_{esp}N_f$ da equa¸ao (1.28) e devido `c˜

c˜´a recombina¸ao estimulada que d´a origem `a emiss˜ao estimulada da luz. Este termo ´e diretamente proporcional ao n´umero de f´otons dentro da cavidade. A taxa de emiss˜ao estimulada, R_{est}, ´e dada por [2]:

$$R_{est} = v_g g(N) \quad (1.30)$$

sendo $g(N)$o ganho ´otico dadopela equa¸c˜ao (1.22) e $v_g = c/n_g$ ´e a velocidade de grupo do modo longitudinal.

Este modelo fenomenol´ogico considera que os coeficientes A_{nr} , B e C n˜ao dependem da inje¸c˜ao de corrente, mas esta aproxima¸c˜ao ´e muito grossa, devido a que ´e conhecida a depend ˆencia de B com a densidade de portadores e C depende do aquecimento Joule provocado pelo fluxo de corrente. Usando as equa¸c˜oes (1.27)e (1.20)podemos achar uma rela¸c˜ao paraa corrente limiar
do laser, J_{lim}:

$$J_{lim} = \frac{qdN_{lim}}{\tau_e(N_{lim})} \quad (1.31)$$

sendo N_{lim} a densidade deportadores no limiar, dadopor:

$$N_{lim} = N_0 + \frac{(\alpha_e + \alpha_{int})}{\Gamma \partial g/\partial N} \quad (1.32)$$

Para correntes acima de J_{lim}, o n´umero de f´otons por unidade de volume dentro da cavidade, N_f, está relacionado com a corrente de bombeio por meio da equação:

$$N_f = \eta_i \left(\frac{\tau_p}{qd} \right) (J - J_{lim}) \quad (1.33)$$

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

$$\frac{1}{\tau_p} = v_g (\alpha_e + \alpha_{int}) \quad (1.34)$$

A equação (1.33) mostra que uma vez atingido o limiar de operação, o número de fótons dentro da cavidade aumenta linearmente com a densidade de corrente J. A potência emitida pelo laser semicondutor por uma de suas faces é dada por:

$$P_{out} = \frac{1}{2} h\nu v_g \alpha_e V N_f \quad (1.35)$$

onde $V = Lwd$ é o volume do meio ativo. Portanto, a potência total do laser

pode ser dada em função da corrente de bombeio I, por meio da relação:

$$P_{out} = \frac{h\nu}{2q} \frac{\eta_i \alpha_e}{\alpha_e + \alpha_{int}} (I - I_{lim} - \Delta I_L) \quad (1.36)$$

O termo ΔI_L considera aquela parte da corrente que n˜ao passa pela camada ativa. Da equa¸c˜ao (1.36)podemos notar que, caso I_{lim} eΔI_L n˜ao varie de forma linear com I, apotˆencia do laser n˜ao cresce linearmente com a corrente debombeio. Existem trˆesposs´ıveis mecanismos de satura¸c˜ao do processo de amplifica¸c˜ao com o crescimento do bombeio: (i) O termo ΔI_L pode aumentar de forma n˜ao linear com a corrente I, (ii) O valor de I_{lim} pode tamb´em n˜ao linearmente depender da corrente e aumenta com I. Um poss´ıvel mecanismo ´eo aquecimentonajun¸c˜aoquepode diminuirotempode recombina¸c˜ao τ_e enquanto se aumentaapotˆenciado laser. (iii)Asperdasinternas α_{int} aumentam com I.

Aaproxima¸c˜ao fenomenol´ogica descreve bastantebem as caracter´ısticas da emiss˜ao de um laser semicondutor, sendo poss´ıvel descrever a dinˆamica do laser observada experimentalmente. Solucionando as equa¸c˜oes (1.6) e (1.7) junto com as aproxima¸c˜oes (1.22) e (1.24) obtemos as equa¸c˜oes de taxa para
o laser semicondutor:

$$\dot{E} = \frac{1+i\alpha}{2}\left(G(N) - \frac{1}{\tau_p}\right) \qquad (1.37)$$

$$\dot{N} = \frac{J}{qd} - A_{nr}N + BN^2 + CN^3 - G(N)|E|^2 \qquad (1.38)$$

onde o ganho n˜ao linear, $G(N)$, ´e dado por:

$$G(N) = G_0\frac{N - N_0}{1+\epsilon|E|^2} \qquad (1.39)$$

||

sendo o coeficiente de ganho n˜ao linear introduzido fenomenologicamente

para considerar a satura¸c˜ao do ganho. O coeficiente $G_0 = \partial G/\partial N$ representa

o ganho modal. Separando em amplitude(P) e fase(φ) a varia¸c˜ao lenta do campo el´etrico E, podemos substituir a equa¸c˜ao (1.37) por:

$$\dot{P} = \left[G_0 \frac{N - N_0}{1 + \epsilon |E|^2} - \frac{1}{\tau_p} \right] P \quad (1.40)$$

$$\dot{\varphi} = \frac{1}{2} \alpha G_0 \frac{N - N_0}{1 + \epsilon |E|^2} \quad (1.41)$$

||Inicialmente existe uma equa¸c˜ao paraapolariza¸c˜ao P, resultante da equa¸c˜ao da matriz densidade. A taxa de decaimento de P depende dos fenˆomenos de relaxa¸c˜ao intrabanda (defasamento da coerˆencia quˆantica), que tˆem uma escala de tempo muito mais curta que os tempos de vida dos f´otons e dos portadores. Portanto, esta equa¸c˜aode taxa paraapolariza¸c˜ao foi eliminada adiabaticamente($\dot{P} = 0$).

Ficam assim as equa¸c˜oes (1.37)-(1.41) estabelecidas como as equa¸c˜oes de taxa que descrevem um laser monomodo de jun¸c˜ao diodo de semicondutor. Modifica¸c˜oes destas equa¸c˜oes podem ser feitas para descrever a inje¸c˜ao de radia¸c˜ao externa. Esta radia¸c˜aopode ser de um outro laser ou da realimenta¸c˜ao da pr´opria radia¸c˜ao emitida e refletida no exterior.

1.2 Laser de diodo com realimenta¸c˜ao e inje¸c˜ao ´

otica

Nesta se¸c˜ao deduziremos as equa¸c˜oes de taxa para um laser semicondutor na presen¸ca de realimenta¸c˜ao e inje¸c˜ao ´otica. Primeiro consideraremos o modelo do ressonador Fabry-Perot, analisado nas se¸c˜oes anteriores, no caso estendido de realimenta¸c˜´

ao otica, como mostrado na figura (1.4). Isto corresponde a um amplificador com duas cavidades. A primeira, que levaria as equa¸`c˜oes (1.37)(1.41), consiste na cavidade feitapelas facespolidas do bloco semicondutor.

A segunda ´ea cavidade externa, feitapor um espelhoe uma das faces(a mais refletora) do semicondutor.

Figura 1.4: Modelo de cavidade Fabry-Perot externa usado para derivar as equa¸c˜oes de taxa para o caso da realimenta¸c˜ao ´otica

Devemos diferenciar dentro da cavidade do diodo, as ondas viajando na dire¸c˜ao positiva, $E^{+}(t)$, e negativa, $E_{-}(t)$, no eixo z. A equa¸c˜ao que descreve a amplitude do campo ap´os um tempo ida e volta na cavidade interna, τ_{int}, em termos da amplitude do campo presente, quando n˜ao h´aperturba¸c˜ao externa, ´e dada por [11]:

$$E^{+}(t + \tau_{int}) = g_l E^{+}(t) \quad (1.42)$$

onde g_l ´e dado por:

$$g_l = exp\left[\Gamma g(N) - \alpha_{int} - \alpha_e\right]L - 2i\left(\frac{\omega_{lim} L}{c}\frac{\partial n}{\partial N}\right)(N - N_{lim}) \quad (1.43)$$

Para tratar a igualdade entre as amplitudes presentes napequena cavidade incluindo o sinal externo, devido a uma inje¸c˜´c˜

ao otica ou a uma realimenta¸ao ´entra na cavidade interna, a equa¸ao (1.42) deve ser reescrita in

otica, que c˜

cluindo sinal externo ($E_{ext}(t)$) explicitamente:

$$E^{+}(t + \tau_{int}) = \left[E^{+}(t) + E_{-}(t)\right] \quad (1.44)$$

$g_{l\,ext}$

1.2.1 Inje¸c˜ao ´otica

Consideremos um campo el´etrico monocrom´atico com amplitude complexa E_x e freq¨uˆencia angular $\omega = \omega_0 + \Delta\omega$ diante da face direita ($z = L$). A face tem um coeficiente de transmiss˜ao de amplitude t_1. O campo que entra na cavidade do diodo tem a forma:

$$E^{-}_{in}(t) = t_1 E_x e^{i\Delta\omega t} \quad (1.45)$$

Usando o fato de que para as condi¸c˜oes t´ıpicas de opera¸c˜ao a fun¸c˜ao evolu¸c˜ao g_l (equa¸c˜ao 1.43) pode ser aproximada por $1 + ln(g_l)$, a equa¸c˜ao para uma inje¸c˜´atica pode ser aproximada por:

ao otica monocrom´

$$E^{+}(t + \tau_{int}) - E^{+}(t) = ln(g_l) + t_1 E_x e^{i\Delta\omega t}. \quad (1.46)$$

A equa¸c˜ao (1.46) pode ser aproximada por uma equa¸c˜ao de taxa se o campo n˜ao muda muito dentro de um tempo ida e volta na cavidade interna. Esta equa¸c˜ao de taxa ´e escrita como:

$$\dot{E}(t) = \frac{1}{\ }(1 + \alpha)[G(N) - \Gamma_0]E(t) + \kappa\square P_x e^{i(\Delta\omega t + \varphi_x)} \quad (1.47)$$

onde a taxa de injeção é dada por $\kappa = t_1/\tau_{int}$. P_x é o número de fótons na injeção externa, estando relacionada com o campo de injeção E_x por meio da equação $E_x = \sqrt{P_x} e^{i\varphi_x}$. Em muitas aplicações é útil trabalhar com a potência de injeção P_{inj} em watts ao invés do número de fótons de injeção. Estas duas quantidades estão relacionadas por meio da equação abaixo:

$$P_{inj} = \hbar\omega v_g \alpha_e \frac{r_2 P_x}{(r_1 + r_2)\left(1 - r_2^2\right)\left(1 - r_1^2\right)} \qquad (1.48)$$

onde $r_i = \sqrt{R_i}$, $i = 1,2$, são os coeficientes de reflexão de amplitude. Neste caso a taxa de injeção é dada por:

$$\kappa = \frac{1}{\tau_{int}} \frac{r_1\left(1 - r_2^2\right)}{r_2\left(1 - r_2^2\right)} \left(1 - r_2^2\right)\left(1 - r_1^2\right) \qquad (1.49)$$

1.2.2 Realimentação ótica

Nesta seção estudaremos o caso de realimentação ótica externa por meio de um espelho externo com refletividade de potência ótica igual a $R_3 = r_3^2$, colocado a uma distância $L_{ext} = c\tau/2$ da face direita (r_2) do laser semicondutor, onde τ é o tempo de ida e volta do campo na cavidade externa. Para $z = L$, a amplitude da onda viajando na direção negativa do eixo z, $E_-(t)$, é a combinação da reflexão de $E^+(t)$ e da transmissão da onda dentro da cavidade externa, contendo contribuições de um número infinito de tempos de ida e volta no sistema externo. Deste modo,

$$
\begin{aligned}
E_-(t) = r_2 E^+(t) &+ \left(1 - r_2^2\right) r_3 E^+(t-\tau) e^{-i\omega\tau} \\
&+ \left(1 - r_2^2\right) r_3 (-r_2 r_3) E^+(t-2\tau) e^{-2i\omega\tau} \\
&+ \left(1 - r_2^2\right) r_3 (-r_2 r_3)^2 E^+(t-3\tau) e^{-3i\omega\tau} \\
&+ \ldots \qquad (1.50) \\
= r_2 \left[E^+(t) + E_{ext}(t)\right] \qquad (1.51)
\end{aligned}
$$

O sinal externo E_{ext} pode então ser escrito como:

$$E_{ext}(t) = -\frac{1 - r_2^2}{r_2^2} \sum_{n=1}^{\infty} (-r_2 r_3)^n e^{-in\omega\tau} E^+(t - n\tau) \qquad (1.52)$$

Quando a realimentação é fraca ou a face do laser semicondutor onde se reinjeta o feixe é antirefletora, a realimentação pode ser aproximada considerando só uma ida e volta na cavidade externa. Portanto, a equação para a onda $\vec{E}^{+}(t)$ pode ser dada por:

$$\vec{E}^{+}(t+\tau_{int}) = g_l \left[\vec{E}^{+}(t) + \left(1 - r_2^2\right) \frac{r_3}{r_2} e^{-i\omega\tau} \vec{E}^{+}(t-\tau) \right] \quad (1.53)$$

A equação (1.53)pode ser aproximadapor uma equaçãode taxa parao campo elétrico no diodo, resultando na equação de Lang e Kobayashi [17]:

$$\dot{E}(t) = \frac{1}{2}(1+i\alpha)\left[G(N) - \frac{1}{\tau_p} \right] E(t) + \kappa E(t-\tau) e^{-i\omega\tau} \quad (1.54)$$

onde κ ´c˜´

e a taxa de realimenta¸ao otica sendo definida como:

$$\kappa = \frac{\left(1 - r_2^2\right) r_3}{\tau_{int}\, r_2} \quad (1.55)$$

Esta equação é a mais usada para o estudo de um laser de diodo na presença de realimenta¸c˜´e suas solu¸oes ao com no

ao otica, c˜ser˜descritas mais detalhe capítulo seguinte (ver seção 2.2.3).

Capítulo 2

Dinâmica de lasers de diodo com realimentação ótica

Neste capítulo serão apresentados alguns resultados experimentais e cálculos numéricos para um laser semicondutor com realimentação ótica. O tema principal deste capítulo é estudar o fenômeno das flutuações de baixa freqüência (*LFF -LowFrequency Fluctuations*)e a sua dependência com alguns parâmetros de controle.

Nas primeira seção definiremos os parâmetros de controle usados no estudo destes sistemas, e também a região no espaço de parâmetros na qual iremos trabalhar. Em seguida daremos uma revisão bibliográfica das dinâmicas temporais presentes num laser de diodo sujeito a realimentação otica (seção 2).

Na seção3 mostraremos resultados experimentaisenuméricos das *LFF* e sua dependência com a corrente de bombeio. Na seção 4 estudaremos as recuperações das *LFF* . Será definido e medido um tempo de recuperação e analisaremos a sua dependência com a corrente de bombeio. Um novo tipo de recuperação foi observado para cavidades externas longas.

2.1 Parˆametros de controle

O sistema do laser semicondutor com c˜´

realimenta¸ao otica pode ser estudado usando quatropar ˆametrosde controle: a correntedebombeio,a quantidadede realimenta¸c˜´ancia entre o espelho externo e o laser de diodo (ou

ao otica, a distˆ
o tempo ida e volta do feixe na cavidade externa, τ)e a fase da realimenta¸c˜ao ´Acorrente debombeio ´ao,

otica. e controladapor uma fonte de corrente ou tens˜cuja resolu¸c˜ao ´e de 0,1mA. A distˆancia entre o espelho externo e o laser ´e mudada de forma grossa variando aposi¸c˜ao do espelho. A fase de reinje¸c˜ao ´e importante s´o para cavidades curtas e pode ser controlada mudando o comprimento da cavidade externa a escalas microm´etricas. Esta fase ´e desprez´ıvel para comprimentos da cavidade externa que sejam duas ordens de grandeza maiores que o comprimento ´otico da cavidade do laser [18, 19]. Portanto, para os nossos experimentos, esta fasepode ser desprez´ıvel, uma vez que trabalharemos com comprimentos de cavidade externa muito maiores que a cavidade interna do laser.

Aquantidade de realimenta¸c˜ao ´otica ´e o parˆametro mais dif´ıcil de definir e quantificar, devido ao fato que ele depende n˜ao s´o da quantidade de luz refletida no espelho externo, mas tamb´em depende de alguns componentes ´externa nos

oticos dentro da cavidade (perdas presentes no espelho externo, separadores de feixe, nas lentes dentro da cavidade externa, etc) e tamb´em de um fator de acoplamento que leva em conta a qualidade do alinhamento ´otico e
o casamento de modo entre o feixe emitido e o feixe que retorna. O casamento de modo ´e controlado usando lentes colimadoras muito pr´`

oximas a cavidade
do laser, e o alinhamento ´´etricos

otico e controlado usando parafusos
microm´que podem inclinar o espelho externo.

Experimentalmente ´e dif´ıcil medir o valor real da fra¸c˜ao da luz que ´e reinjetada dentro da cavidade interna do laser. A maneira mais conveniente de se medir a realimenta¸c˜ao otica´´e indiretamente, usando o fato de que a

corrente de limiar do laser diminui na presen¸ca de realimenta¸c˜ao otica.´Para
este sistema, de acordo com a equa¸c˜ao (1.54), existe uma nova condi¸c˜ao de

limiar: $G = 1/\tau_p - 2\kappa$. Assim, o nível de realimentação ótica está relacionado com a redução da corrente limiar, ξ, por meio da equação:

$$\xi = \frac{J_{lim,sol} - J_{lim,real}}{J_{lim,sol}} = \frac{2\kappa}{1/\tau_p} \tag{2.1}$$

onde $J_{lim,sol}$ é a corrente limiar do laser solitário (sem realimentação ótica), $J_{lim,real}$ a corrente limiar do laser na presença de realimentação ótica, $1/\tau_p$ são as perdas do laser solitário e κ é a taxa de realimentação ótica definida no capítulo anterior (ver seção 1.2.2). Note que a equação (2.1) somente é válida se $1/\tau_p(J_{lim,sol}) \approx 1/\tau_p(J_{lim,real})$, ou seja, se as perdas internas não mudam consideravelmente com variações na corrente. Geralmente, a taxa de realimentação ótica é escrita em termos do nível de realimentação η^2, dada em dB, sendo definida como a razão entre a intensidade emitida pelo laser e a luz reinjetada.

$$\eta^2 = (\kappa \tau_{int})^2 = \left(\frac{\xi \tau_{int}}{2\tau_p}\right)^2 \tag{2.2}$$

Nesta tese trabalharemos experimentalmente com reduções de corrente limiar entre 6% até 14%, que correspondem a valores de κ entre 8.46ns^{-1} e 19.74ns^{-1} (supondo $1/\tau_p$=282ns^{-1}), e em termos de η^2 entre -23.4dB e -16dB (supondo τ_{int}=8ps). Como veremos na seção seguinte, estes níveis correspondem a regimes de realimentações moderadas a fortes, enquanto níveis de realimentação fracos correspondem a reduções na corrente limiar menores que 1%, ou equivalentemente a um nível de realimentação $\approx$ -39dB.

2.1.1 O espa¸co dos parˆametros

Nesta se¸c˜ao descreveremos fenomenologicamente a dinˆamica de um laser semicondutor com realimenta¸c˜´co de fase formado pela corrente

ao otica, no espa¸

de bombeio e o n´c˜´Esta descri¸ao e tomada das

ıvel de realimenta¸ao otica. c˜´refer^encias [6, 20] e ´e representada na figura (2.1), onde podem ser observadas cinco regi˜oesde comportamentosquedependemdon´ıvelda realimenta¸c˜ao ´

otica.

Figura 2.1: Diagrama de fase experimental para um laser semicondutor com realimenta¸c˜´O retˆangulo indica a regi˜ao na qual iremos trabalhar.

ao otica. Figura
tomada da referˆencia [20].

Os autores da referˆencias [6, 20] observaram que para n´ıveis fracos

de ao otica, o laser tinha emiss˜

realimenta¸c˜´ao monomodo Para um n´ıvel de realimenta¸c˜ao igual a -70dB (regime II) o sistema admite v´arias solu¸c˜oes est´aveis que correspondem aos modos da cavidade externa. Aumentando o n´ıvel de realimenta¸c˜ao, aumenta-se o n´umero de modos externos em que o laser pode operar,eoru´ıdode emiss˜aoespontˆaneado lasergerapulosentreos diferentes modos da cavidade externa(*mode hopping*). As regi˜oesI eII s˜ao consideradas regi˜oesde realimenta¸c˜ao fraca. Definindoos limites inferioresuperiordaregi˜ao II, r_a e r_b,podemos analisar a dinˆamica deste sistema. Se $r < r_a$ o laser opera monomodo, sem importar a fase da realimenta¸c˜ao ´otica (regime I). No regime

II, r_a ´

$< r < r_b$,o sistemapode emitir em um unico modo da cavidade externa, ou em v´arios, dependendo da fase da luz reinjetada. No entanto, a opera¸c˜ao

multimodo tem uma raz˜ao de supress˜ao
modal(*mode suppression ratio*)superiora 20dB.Para esta regi˜aoa largurade

linhada emiss˜aopode ser reduzida quando comparada com o laser solit´ario, como foi observado na referˆencia [3], onde a largura de linha foi reduzida de 17MHz a 0.1MHz. Neste regime a realimenta¸c˜´

ao otica melhora a qualidade do laser, especialmente usando cavidadespequenas, onde a grande separa¸c˜ao entre os modos da cavidade externa favorece a emiss˜ao monomodo numa nova cavidade de maior fineza quando comparada com a cavidade do laser solit´ario [18].

Se $r<r_b$ s´o um modo da cavidade interna est´a ativo, enquanto muitos modos da cavidade interna s˜ao excitados para $r>r_b$, onde a raz˜ao de supress˜ao modal cai abruptamente; esta regi˜ao ´e conhecida como o regime IV. No regimeIII, obtido para correntes acima de$1.5I_{lim}$, a realimenta¸c˜ao melhora a qualidade do laser, e a linha de emiss˜ao ´e reduzida novamente [21, 22].

OregimeV´e consideradoumn´ıvelde realimenta¸c˜ao forte,e nestaregi˜ao a realimenta¸c˜ao melhora as propriedades de coerˆencia do laser. Este regime s´o pode ser obtido com um recobrimento anti-reflex˜ao na face do laser, onde est´a presentea realimenta¸c˜ao,e tamb´em ´e necess´ario umperfeito alinhamento ´otico.

No regime IV, considerado como um n´ıvel de realimenta¸c˜ao moderado, aparece uma rica dinˆamica, sendo esta regi˜ao a mais estudada na literatura [4,5,7, 25–33]. Passando do regimeIII ao regime IV, encontrou-se uma rota quase-peri´odica ao caos [23]. Nesse trabalho mostrou-se que, para um n´ıvel de realimenta¸c˜ao de -43dB, o modo principal do laser fica inst´avel atrav´es de uma bifurca¸c˜ao de Hopf aparecendo um ciclo limite na freq¨uˆencia de oscila¸c˜oes de relaxa¸c˜ao do laser solit´ario. Aumentando o n´ıvel de reali

menta¸c˜ao, este ciclo limite muda, e para um n´ıvel de realimenta¸c˜ao igual a

-31dB ele apresenta as caracter´ısticas de um atrator ca´otico. Variando a re

alimenta¸c˜ao, de -43dB a -32dB, o espectro depotˆencias apresenta picos na intensidade a uma freq¨uˆencia correspondente ao inverso de tempo ida e volta da luz na cavidade externa (ν_{ext}). Para maiores n´ıveis de realimenta¸c˜ao, aparece um travamento de freq¨uˆencia entre ν_{ext} e as oscila¸c˜oes de relaxa¸c˜ao do laser solit´ario, ν_r. Finalmente estes picos se alargam, mostrando o comportamento de um atrator ca´otico.

Nesta tese vamos trabalhar no regime de n´ıveis de realimenta¸c˜ao moderados e para correntes pr´oximas ao limiar de corrente do laser. Esta regi˜ao est´a marcada por um retˆangulo na figura (2.1) e como veremos na seguinte se¸c˜ao esta regi˜ao est´a caraterizada por oscila¸c˜oes na intensidade do laser.

2.2 Dinˆamica temporal do sistema

Nesta se¸c˜ao apresentaremos as dinˆamicas temporais presentes num laser de semicondutor quando parte da luz ´e reinjetada para dentro da sua cavidade interna. Podemos identificar duas escalas de tempo naturais neste sistema: as oscila¸c˜oes de relaxa¸c˜ao cujoper´ıodo ´e da ordem de 1ns (dependendo da corrente de bombeio), e o tempo ida e volta do feixe na cavidade externa (τ) que pode variar entre alguns nanosegundos at´e dezenas de nanosegundos. Neste sistema, al´em daquelas escalas de tempo naturais, aparecem duas dinˆamicas. A primeira dinˆamica ´e r´apida e apresenta pulsos irregulares, cujo per´ıodo ´e aproximadamente 1ns e largura em torno de 100ps (ver se¸c˜ao 2.2.2). A outra dinˆamica ´e lenta, sendo conhecida na literatura como flutua¸c˜oes de baixa freq¨uˆencia(*LFF* - “*Low Frequency Fluctuations*”) [29]. Na regi˜ao das LFF a potˆencia do laser cai quase at´e zero e se recupera, at´e um valor m´edio constante. Tais quedas depotˆencia se repetem a intervalos de tempo n˜ao regulares e dependem de alguns parˆametros de controle como a corrente do laser, o tempo de ida e volta do feixe na cavidade externa (τ)ea taxa de realimenta¸c˜´[25–28]. c˜seguintes mostraremos uma ao

ao otica Nas se¸oes revis˜

bibliogr´afica das *LFF* e tamb´em da dinˆamica r´apida presente em lasers de diodo com realimenta¸c˜´

oes oticas.

2.2.1 Flutua¸c˜oes de Baixa Freq¨uˆencia -*LFF*

Esta dinˆamica ´e a mais estudada na literatura [4–7, 29–31]. Muitos trabalhos estudaram a estat´ıstica do tempo entre pulsos ou tentaram explicar a origem destas oscila¸c˜oes. No entanto, a origem das *LFF* ainda n˜ao est´abem entendida e continua sendo um tema aberto para discuss˜ao. A taxa caracter´ıstica destas flutua¸c˜oes (1-100MHz) ´e muito menor que as outras freq¨uˆencias t´ıpicas do laser do sistema,por exemplo as oscila¸c˜oes de relaxa¸c˜ao(1GHz),por este motivo esta dinˆamica leva esse nome de flutua¸c˜oes de baixa freq¨u^encia.

Giudici e col. [7] estudaram as propriedades da intensidade de um laser de diodo na presen¸ca de realimenta¸c˜ao ´otica. Fixando o n´ıvel de realimenta¸c˜ao de moderado a forte, e variando somente a corrente de bombeio, foram observados tr^es regimes din^amicos qualitativamente diferentes:

- Regime I -Intensidade Constante. Para correntes menores que o limiar do laser solit´ario, a intensidade ´e quase constante no tempo. Umapequena oscila¸c˜aopode ser resolvida no espectro depot^encias, onde aparece um pico que corresponde ao inverso do tempo ida e volta do feixe na cavidade externa ($1/\tau$) ou `a separa¸c˜ao entre os modos da cavidade externa, comopode ser visto na figura 2.2(a). O espectro ´otico mostrou que o laser funciona num s´o modo do laser solit´ario.
- Regime II -LFF. Para correntes acima do limiar do laser solit´ario a intensidade apresenta quedas separadaspor regi˜oes de intensidade aproximadamente constante, comopode ser observado na figura 2.2(b).O espectro depot^encias cresceu na regi˜ao das freq¨u^encias baixaseo espectro ´arios picos que correspondem modos longitudinais do

otico mostra v´ aos

laser solit´ario. ao corresponde `c˜ u^

Esta regi˜as flutua¸oes de baixa freq¨encia (*LFF*).

- Regime III -Colapso de Coerˆencia. Para maiores correntes de bombeio, aumenta-se a freq¨uˆencia das oscila¸c˜oes na intensidade do laser, comopodemos observar na figura 2.2(c).O espectrodepotˆencias mostra uma distribui¸c˜ao larga, com uma estrutura de picos que conservam o tempo ida e volta do feixe na cavidade externa. Neste regime a largura de linha de emiss˜ao do laser aumenta para 10-25GHz na presen¸ca de realimenta¸c˜ao moderada a forte. Esta regi˜ao ´e conhecida na literatura como “colapso de coerˆencia”(*CC*)[5].

Nesta tese s´o vamos trabalhar no regimeII, correspondendo `a regi˜ao das flutua¸c˜oes de baixa freq¨uˆencia. A freq¨uˆencia m´edia das *LFF* depende dos parˆametros de controle (corrente de bombeio, n´ıvel de realimenta¸c˜ao, τ), e a dependˆencia com a corrente de bombeio ser´a analisada na se¸c˜ao 2.3.

2.2.2 Escala temporal r´apida

Um laser de diodo ´e um sistema multimodo, devido `ca, na emiss˜

a presen¸ao do laser, dos modos da cavidade externa, cuja separa¸c˜ao no espectro ´e da ordem de 500MHz, junto com os modos da cavidade interna, cuja separa¸c˜ao espectral ´e da ordem de 150GHz. Na maioria dos experimentos com lasers de diodo com realimenta¸c˜´eries temporais com oscilosc´

ao otica, adquiriram-se s´opios digitais cuja largura de banda era menor a 1GHz. Portanto, este tipo de medida n˜ao pode resolver a escala r´apida das flutua¸c˜oes de intensidade.

Usando uma “*streak camera* ”[1], cuja resolu¸c˜ao temporal pode chegar at´e 16ps, para capturar s´eries temporaispode-se observar as pulsa¸c˜oesr´apidas presentes no laser [32, 33]. A observa¸c˜ao de flutua¸c˜oes at´e um n´ıvel zero de intensidade, na escala de picosegundos, ´e interpretada como uma evidˆencia

[1] detector multicanal de alta resolu¸c˜ao

Figura 2.2: Comportamento temporal da intensidade do laser (esquerda) com os seus respectivos espectrosdepotˆencia (direita) paran´ıveisde realimenta¸c˜ao de moderados a fortes. (a) Intensidade constante. (b) Flutua¸c˜oes de baixa freq¨uˆencia *LFF* . (c) Colapso de coerˆencia. Os regimes (b) e (c) correspondem `a regi˜ao IV da figura 2.1. Estas figuras foram tomadas da referˆencia [7].

experimental das predi¸c˜oes do modelo de Lang and Kobayashi, onde as *LFF* aparecem como a m´edia temporal de uma pulsa¸c˜ao r´apida (ver se¸c˜ao 2.2.3).

Vaschenko e col. [33] fizeram dois conjuntos de medidas para estudar as *LFF* . A primeira medida consistiu em capturar s´eries temporais usando um oscilosc´opio digital cuja largura de banda era de 500MHz e simultaneamente capturars´eries temporais usandoa *streak camera*, cuja resolu¸c˜ao temporalpodia chegar a 16ps. Eles observaram que existem pulsos r´apidos de intensidade que s˜ao parcialmente filtrados nas s´eries do oscilosc´opio, devido `a largura de banda limitada na dete¸c˜ao. Ap´os uma queda depotˆencia os pulsos r´apidos desaparecem,eserecuperamdepoisdeum certotempo, como ´e notadonafigura 2.3. Os pulsosr´apidostˆem uma certaperiodicidade que corresponde ao tempo τ. No entanto, tamb´em existem pulsos de escala temporal mais curtos, o que sugere a influˆencia de freq¨uˆencias ´oticas maiores. O resultado na intensidade total´c˜c˜`

e uma pulsa¸ao cuja repeti¸aopode chegar a escala de subnanosegundos para certos intervalos da evolu¸c˜ao temporal.

Para analisar a origem da pulsa¸c˜ao em escalas temporais curtas (menores que τ), os autores realizam um segundo conjunto de medidas, desta vez resolvidas espectralmente. Observa-se que a maior parte do tempo o sistema opera em v´arios modos longitudinais, n˜ao consecutivos, da cavidade interna do laser, confirmando os resultados obtidos num trabalho anterior [34]. Cada modo dominante est´a pulsando com um per´ıodo dado pelo tempo τ, mas em geral, a fase da pulsa¸c˜ao ´e diferente para cada modo (ver figura 2.4). A origem da pulsa¸c˜ao r´apida ´e entendida como um travamento parcial de modos das reson^ancias da cavidade externa dentro de cada reson^ancia da cavidade interna do laser. Devido aos diferentes modos longitudinais pulsarem com fases arbitr´arias, a intensidade total do laser apresenta pulsa¸c˜oes mais r´apidas que o tempo τ, em torno de um valor de intensidade m´edio n˜ao-nulo. A an´alise mostra que a queda na intensidade total se produz depois que dois ou mais modos come¸cam a pulsar em fase. Al´em disso, observa-se que, depois de cada

Figura 2.3: S´erie temporal do laser na regi˜ao das *LFF* (regi˜ao IV da figura 2.1) capturada com (a) um oscilosc´opio cuja largura de banda ´e de 500MHz e (b) uma “streak camera”cuja resolu¸c˜ao ´e 250ps. Figuras tomadas da referˆencia [33].

queda de intensidade, muda o n´umero de modos e a sua fase relativa, igualmenteo conjuntode modos dominantes. A origem das quedas,portanto, est´a relacionada com a intera¸c˜ao dos modos longitudinais da cavidade interna do laser, onde o sistema opera com modos n˜ao consecutivos.

Vaschenko e col. [33], concluem no seu trabalho que a origem das quedas est´a relacionada com a intera¸c˜ao dos modos longitudinais da cavidade interna do laser. Uma poss´ıvel interpreta¸c˜ao f´ısica do mecanismo pode ser explicada por meio da instabilidade de um laser multimodo. O sistema est´a controlado essencialmente pela freq¨uˆencia τ^{-1}. Para um modo do laser, os modos da cavidade externa tendem a travar em fase durante o processo de crescimento da intensidade m´edia total depois de uma queda, levando assim a uma pulsa¸c˜ao. Se τ ´e suficientemente grande, o material ativo pode recuperar-se antes que seja gerado o pr´oximo pulso, e um novo modopode operar, sendo disparado a partir do ru´ıdo de emiss˜ao espontˆanea. Os modos da cavidade externa dentro da largura de banda deste novo modo operante tendem tamb´em a travar em fase, mas a fase de travamento geralmente ser´a diferente daquela fase do modo que existia previamente. Desta forma ´e poss´ıvel a opera¸c˜ao de v´arios modos eletromagn´eticos mas o seu acoplamento n˜ao-linear leva a uma instabilidade a qual d´a origem `c˜apidas das proprie

a queda da intensidade total e a varia¸oes r´dades do material, como por exemplo o ´ındice de refra¸c˜ao. Em conseq¨uˆencia, h´a um deslocamento na freq¨uˆencia e o laser come¸ca a funcionar em outros modos.O processo, ent˜ao, se inicia novamente.

Os autores concluem que a pulsa¸c˜ao r´apida, menor que τ, se deve principalmente `a superposi¸c˜ao da intensidade de diferentes modos longitudinais do laser, cada um deles mostrando trens de pulsos que correspondem a um processo de travamento de fase nas ressonˆancias externas. As quedas na intensidade s˜ao devidas a uma instabilidade multimodo do laser e o valor da intensidade total fica acima do n´ıvel de emiss˜ao espont˜anea. O sinal n˜ao se repete entre dois *LFF* ,portanto o papel do ru´ıdo e o car´ater determin´ıstico

Figura2.4: Acima: S´eriestemporaisparatrˆesmodos dominantesdo laserpara tempos em tornode uma quedadepotˆencia.A linhapontilhada preta indicao n´ıvel base. Abaixo: Correla¸c˜ao modal definida como o produto das potˆencias modais acima do n´ıvel base. Figuras tomadas da referˆencia [33].

do sistema fica como uma quest˜ao aberta. Ap´os uma queda, na primeira parte da recupera¸c˜ao da intensidade, o sistema ´e dominado pelo ru´ıdo, mas a parte seguinte da recupera¸c˜ao tem um caracter determin´ıstico, devido `a intera¸c˜ao multimodo. Por ultimo, os autores ressaltam que e dif´ıcil estabelecer uma

´´conclus˜ao acerca do papel do ru´ıdo neste sistema medindo apenas a intensidade e a freq¨uˆencia de opera¸c˜ao do laser.

2.2.3 ModelosF´ısicos

O modelo mais conhecido na literatura de dinˆamica de lasers semicondutores com realimenta¸c˜ao ´otica foi propostopor Lange Kobayashi [17]. Neste modelo se estudamas equa¸c˜oesde taxaparaocampoel´etricoea densidadedeportadores de um laser monomodo. A realimenta¸c˜ao otica´´e considerada adicionando `equa¸oes termo etrico um temporal

as c˜de taxa um de campo el´com atraso *τ*. Embora este modelo seja s´o v´alido para n´ıveis de realimenta¸c˜ao fracos e para lasers monomodo, ´e o mais usado para estudar este sistema, devido a que comprova qualitativamentebem os resultados obtidos experimentalmente, sobretudo na regi˜ao das *LFF* . Todos os nossos c´alculos num´ericos para estudar as *LFF* ser˜ao feitos a partir das equa¸c˜oes de Lang e Kobayashi. Devido a`import^ancia que tem este modelo no nosso trabalho, ele ser´a descrito em mais detalhe na se¸c˜ao 2.2.3.

Um outro modelof´ısico para estudar este sistema foi propostopor Duarte e Solari [35, 36]. Neste modelo se analisa o problema da realimenta¸c˜ao ´otica em lasers semicondutores como um problema de condi¸c˜oes de contorno de duas cavidades. A primeira cavidade corresponde ao laser solit´ario e uma segunda cavidade ´e a formada por um espelho externo de refletividade de pot^encia R e comprimento L_{ext}. Os autores estudam a mudan¸ca das solu¸c˜oes monocrom´aticas do laser em fun¸c˜ao das condi¸c˜oes de contorno. Este modelo faz uma descri¸c˜ao mais completa que o modelo de Lang-Kobayashi, que so

mente ´e v´alido para $R \approx 0$. Existem dois casos limite mais estudados: se $R = 0$, as freq¨u^encias do sistema ser˜ao dadas pelos modos longitudinais do laser solit´ario; se $R = 1$ as freq¨u^encias ser˜ao dadas pelos modos longitudinais da cavidade externa. Os autores mostram que as bifurca¸c˜oes dos estados estacion´arios s˜ao governadas pelas condi¸c˜oes de contorno e n˜ao pela f´ısica do sistema.

As equa¸c˜oes de Lang e Kobayashi

As equa¸c˜oes de Lang e Kobayashi (L-K), foram introduzidaspor estes autores na refer^encia [17]. Neste trabalho estudaram a resposta de um laser de diodo monomodo longitudinal na presen¸ca de realimenta¸c˜ao otica fraca (regi˜´ao II da figura 2.1).

Este foi um trabalho primordial para o estudo da din^amica de um laser de semicondutor com realimenta¸c˜ao ´otica. Uma grande quantidade dapesquisa ´e dedicada `a dinˆamica preditapelo modelo L-K; sendo que este modelo tamb´em ´e usado para a interpreta¸c˜ao de resultados obtidos experimentalmente.

As equa¸c˜oes de L-K descrevem a evolu¸c˜ao temporal da amplitude complexa do campo el´etrico `

acoplado a densidade de portadores do meio ativo atrav´es de equa¸c˜oes de taxa. As equa¸c˜oes de L-K s˜ao as seguintes:

$dE(t)$1 □1 □

= $(1+ i\alpha)G(N)$ − $E(t)+\kappa E(t$ − $\tau)e^{-i\omega_0\tau}$

dt 2 τ_p

$dN(t)$ N $_2$

$$\frac{dN(t)}{dt} = J - \frac{N}{\tau_s} - G(N)|E|^2 \quad (2.3)$$

onde E ´e a amplitude lenta do campo el´etrico, N ´ea densidadedeportadores de carga, ω_0 ´e a freq¨encia de opera¸ao do laser sem c˜´´

uˆc˜realimenta¸ao otica, α e

o fator alargamento de linha(*linewidth enhancement factor*), J ´e a densidade de corrente de bombeio, κ ´c˜´c˜

e a taxa de realimenta¸ao otica (definida na se¸ao

1.2.2), τ_p ´e o tempo de vida dos f´otons dentro da cavidade interna do laser ($1/\tau_p$ representa as perdas internas do laser), τ_s ´e o tempo de vida dos portadores e τ ´e o tempo de ida e volta do feixe na cavidade externa. O ganho n˜ao-linear $G(N)$´e dado pela equa¸c˜ao (1.39).

O modelo L-K descrevebem os resultados experimentais obtidos para n´ıveis de realimenta¸c˜ao fracos [17, 23]. Embora a regi˜ao de validade das equa¸c˜oes L-K corresponde a n´ıveis de realimenta¸c˜ao fracos, tais equa¸c˜oes tˆem sido usadas para explicar regimes acima do seu n´ıvel de validade, ou seja, para regi˜oes de n´ıveis de realimenta¸c˜ao moderados a fortes, em particular para estudar o regime das *LFF* [37]. Escrevendo as equa¸c˜oes (2.3) em termos do m´odulo e fase de E, ´e f´acil ver que as vari´aveis $P = E^2$ e φ resultam es

||

tas acopladas atrav´es do fator κ. Muitos autores incluem termos estoc´asticos na equa¸c˜ao (2.3) para incorporar o ru´ıdo de emiss˜ao espontˆanea presente no sistema [6], mas a dinˆc˜´

amica do laser de diodo com realimenta¸ao otica pode estar dominada inteiramente pelas equa¸c˜oes determin´ısticas [37]. A solu¸c˜ao estacion´aria da equa¸c˜ao (2.3) ´e dada por:

$\Delta N = 2\kappa cos\Phi, \Delta J$

$-$

$+2\kappa cos\Phi$

$P = ,$

$$1/\tau_s - 2\kappa\cos\Phi\,\Delta\omega\tau = -\alpha\kappa\tau\cos\Phi + \kappa\tau\,sen\Phi = -\kappa\tau\sqrt{1+\alpha^2}\,sen\,(\Phi + arctan\,\alpha) \quad (2.4)$$

onde $\Delta N \equiv N - N_{lim,sol}$, $\Delta J \equiv J - J_{lim,sol}$ e $\Phi \equiv \varphi(t) - \varphi(t - \tau)$, $N_{lim,sol} = 1/(\tau_s G_0 + N_0)$, $J_{lim,sol} = N_{lim,sol}/\tau_s$; sendo $N_{lim,sol}$ e $J_{lim,sol}$ a densidade de portadores e corrente no limiar do laser sem realimentação ótica.

As soluções da equação (2.4) são o resultado das interseções de uma função seno com uma reta de inclinação não nula. O fator $\kappa\tau$ é proporcional à amplitude da função seno e portanto determina a quantidade de soluções

estacionárias. Existem dois tipos de soluções: um conjunto é sempre instável (chamados antimodos), enquanto o outro tipo de soluções (chamados modos) pode ser estável ou instável dependendo dos parâmetros de controle [37]. No espaço de fase $(\Delta\omega\tau, \Delta N)$ as soluções estacionárias estão sobre a elipse

$$\left(\Delta\omega\tau - \alpha\tau\,\Delta N\right)^2 + \left(\tau\,\Delta N\right)^2 = (\kappa\tau)^2 \quad (2.5)$$

Os modos da cavidade dupla estão localizados na metade inferior da elipse, enquanto os antimodos se localizam na metade superior. O modo de menor ΔN é o modo que tem menos perdas, o de máximo ganho, sendo sempre estável.

Integrando as equa¸c˜oes (2.3) numericamente, obtemos que a intensidade do laser apresenta dois tipos de flutua¸c˜oes. Uma flutua¸c˜ao ´e bem r´apida, como mostrado na figura 2.5(a), caraterizada por pulsos irregulares curtos de aproximadamente 50-100ps de dura¸c˜ao, separados por intervalos de 5001000ps. Passando um filtro num´erico (300MHz), para simular a largura de banda da dete¸c˜ao experimental, observamos que a intensidade do laser tem quedas bruscas com recupera¸c˜oes em forma de degraus, onde cada degrau tem um intervalo temporal igual ao tempo τ, como pode ser visto na figura 2.5(b). Esta regi˜ao corresponde ao regime das *LFF* ,portantopodemos ver que estas equa¸c˜oes conseguem prever qualitativamente os resultados experimentais (ver figura 2.3) obtidos nas refer^encias [32, 33]. Afigura 2.6 mostrao comportamento din^amicodo sistema. Atrajet´oria passa a maior parte do tempo em torno de modos inst´aveis, em dire¸c˜ao ao menor $\varphi(t) - \varphi(t - \tau)$ (da direita para a esquerda), em dire¸c˜ao ao modo de m´aximo ganho. Estes modos inst´aveis s˜ao chamados quase-atratores [37]. Os pulos entre quase-atratores faz parte da recupera¸c˜ao. Existem dois tipos de pulos entre quase-atratores: o mais comum ´e o pulo em dire¸c˜ao `as freq¨u^encias menores, mas tamb´em existem pulos para freq¨u^encias maiores chamados pulos

Figura 2.5: Intensidade do laser em fun¸c˜ao do tempo, a partir do modelo L-K.
(a) Antes da filtragem e (b) ap´os aplicar um filtro na figura (a). Os valores dos par^ametros usados no c´alculo foram: τ=6ns, κ=22ns^{-1}, $J/J_{lim,sol}$=1.013.

inversos. Assim define-se a itiner^ancia ca´otica como pulos aleat´orios entre quase-atratores. Na literatura ´e comum se refererir a uma itiner^ancia ca´otica com uma deriva(*chaotic itinerancy with a drift*)pois o processo envolve uma deriva na freq¨u^encia [37].

A queda na intensidade ´e o resultado da colis˜ao da trajet´oria com um antimodo. Ap´os a colis˜ao, a vari´avel ΔN cresce rapidamente at´e o seu valor limiar, ΔN=0, e a sua diferen¸ca de fase desloca-se para um valor pr´oximo ao limiar sem realimenta¸c˜´Em seguida, acontece uma nova itiner^

ao otica. ancia.

O processo *LFF* consiste do crescimento da intensidade, em torno de modos da cavidade dupla, e da queda de intensidade, devido a uma colis˜ao com um antimodo. A interpreta¸c˜ao f´ısica dos pulos entre modos ´e um processo de mistura de ondas(*wave-mixing process*). A oscila¸c˜ao n˜ao-linear de um modo gera harm^onicos ressonantes com modos de outras freq¨u^encias, e a energia ´e transferida ao modo de menor freq¨u^encia que resulta com exceso

Figura 2.6: Evolu¸c˜ao da trajet´oria no espa¸co de fase projetada no plano diferen¸cade fasee densidadedeportadores, paraa regi˜ao das *LFF* .

de ganho. A queda de intensidade ´e interpretada fisicamente como um efeito de interfer ˆencia destrutiva na dupla cavidade, devido `a mudan¸ca no ´ındice de refra¸c˜ao do material como conseq¨uˆencia da deriva em freq¨uˆencia. Depois de uma queda, o laser come¸ca a operar com a sua freq¨uˆencia solit´aria.

2.3 Estat´ıstica das *LFF*

Nesta se¸c˜ao apresentaremos resultados experimentaisenum´ericos obtidos para um laser de diodo com realimenta¸c˜otica. Tais resultados se limitam `ao

ao´aregi˜das *LFF* , onde ser˜ao feitas

estat´ısticas do tempo entre as *LFF* variando a corrente de bombeio.

Os experimentos e c´alculos num´ericos, descritos nas seguintes se¸c˜oes, foram feitos num tempo de aproximadamente trˆes anos, que inclui revis˜ao bibliogr´afica de lasers semicondutores ca´oticos, montagem de dois lasers de diodo com realimenta¸c˜´oricos para este sistema

ao otica, estudo de modelos te´e

an´alise dos resultados.

Montagem experimental

O arranjo experimental usado para o estudo de um laser de diodo com realimenta¸c˜´´c˜

ao oticae mostrado na figura (2.7).A estabiliza¸ao da temperatura do suporte do laser ´e feito atrav´es de controladores de temperatura, cuja resolu¸c˜ao ´e 0.02°C.O suportedo laser foi mantidoa uma temperatura pr´oximaa20°C. Uma lente colimadora anti-reflex˜ao ´e colocada na sa´ıda do laser para reduzir a diverg^encia do feixe. Um espelho externo, com refletividade 85%, ´e colocado na frente do laser para reinjetar na cavidade do laser parte da luz emitida. Foram feitos experimentos variando a dist^ancia entre o espelho externo e o laser de diodo. Estas dist^ancias foram variadas entre 0,5m e 9m. A intensidade do laser ´e detectada por meio de fotodiodos Si-PIN-S5973 da *Hamamatsu*, cuja freq¨u^encia de corte ´e de 1,5GHz. Posteriormente esse sinal ´e amplificado, usando amplificadores *ZFL* 1000*LN* da *Mini Circuits*, cuja freq¨u^encia de opera¸c˜ao ´e de 100kHz-1GHz. O sinal ´e analisado por um oscilosc´opio digital de 300MHz de largura de banda. Para a captura de s´eries longas foi usada uma placa de aquisi¸c˜ao de dados *GaGe*, cuja largura de banda ´e de 100MHz.

No experimento o laser de diodo usado foi o modelo *SDL*-5401-*G1*, onde a camada ativa ´e feita de *GaAlAs*. O comprimento de onda da emiss˜ao ´e aproximadamente λ=850nm. Este laser sem c˜´

realimenta¸ao otica apresenta intensidade constante no tempo. A figura (2.8) mostra a curva da intensidade da luz contra a corrente de bombeio para o laser semicondutor solit´ario (curva preta) e com realimenta¸c˜ao otica´(curva vermelha). Nesta figurapodemos observar que a realimenta¸c˜´

ao otica diminui a corrente limiar do laser (como foi visto na se¸c˜ao 2.1).

2.3.1 Resultados experimentais

A figura (2.9)(a) mostra a intensidade do laser de diodo em fun¸c˜ao do tempo, para uma corrente de bombeio *I*=22mA. Neste caso usamos uma cavidade

Figura 2.7: Arranjo experimental para o estudo de um laser de diodo com realimenta¸c˜ao ´otica. *LD*: laser de diodo, *E*: espelho, *C*: lente colimadora, *FD*: fotodetetor, *A*: amplificador, *OSC* : oscilosc´opio.

Figura 2.8: Curva intensidade da luz contra corrente de bombeio para o laser solitário e para o laser com realimentação ótica

externa correspondendo a um tempo de ida e volta τ=6ns e obtivemos uma redução da corrente de limiar de ξ=13.78%. Esta série experimental corresponde à região das flutuações de baixa freqüência, *LFF* ,e comopode ser visto na figura os pulsos não são regulares. Para determinar o grau de irregularidade da sériepodemos calcular mapas de retorno do tempo entre duas quedas de potência, T (como indicado na figura). Para calcular os mapas de retorno a partir das séries temporais do laser, primeiro precisamos guardar o tempo de cada pulso, θ_n, e depois calculamos $T_n = \theta_n - \theta_{n-1}$. Graficando T_{n+1} contra T_n podemos sabera regularidadede uma série temporal,por exemplo seasérie tiver período 1 apareceria um ponto na figura, se tiver período 2 apareceriam dois pontos e assim por diante. Se a série temporal for um sinal de ruído, seu mapa de retorno seria uma nuvem de pontos sem nenhuma regularidade.

Na figura 2.9(b) aparece o mapa de retorno calculado a partir da série temporal em (a) com mais de 10^4 quedas de potência. Como pode ser visto nesta figura a série não apresenta alguma regularidade, mostrando só uma nuvem depontos no seu mapa de retorno. Portanto, este resultado indica que as *LFF* da série temporal podem estar dominadas pelo ruído.

A dependência do tempo médio entre quedas, T, com os parâmetros de controle (corrente, τ e nível de realimentação) já foi estudada [25–28]. A dependência de T coma correntedebombeioé mostradana figura 2.9(c), onde vemosque aumentandoa correntedebombeiootempomédio T diminue, como foi observadopor Sukow e col. [25]. Aumentando o n´ıvel de realimenta¸c˜ao e o comprimento da cavidade externa o tempo m´edio *T* aumenta [26–28].

Para fazer uma estat´ıstica mais detalhada, foram feitos mapas de retorno e histogramas do tempo entre as *LFF* , usando como par˘ametros de controle o comprimento da cavidade externa e a corrente de bombeio. Para um valor fixo de τ e ξ a correntedebombeio foivariadade 17-24mA, com uma resolu¸c˜ao de 0.1mA. Para fazer uma estat´ıstica confi´avel do tempo entre quedas ´e necess´ario que uma s´erie temporalpossua muitas *LFF* . Nos resultados

Figura 2.9: Intensidade do laser para τ=6ns, ξ=13.78%. (a) S´erie temporal experimental mostrando as *LFF* para uma corrente de 22mA. (b) Mapa temporal do pr´oximo m´ınimo feito a partir da s´erie em (a). (c) dependˆencia do tempo m´edio entre *LFF* com a corrente de bombeio.

experimentais que mostraremos a seguir esta estat´ıstica foi feita usando s´eries temporais que tinham mais de 10^4 *LFF* . Na regi˜ao de correntes entre 17-18mA aparecempoucas quedas *LFF* ,portanto, esta regi˜ao n˜ao foi considerada,pois haviampoucos eventos para fazer umaboa estat´ıstica das *LFF* . A regi˜ao para correntes I>24mA e τ>15ns ´e caracterizada por ter uma nova dinˆamica na recupera¸c˜ao das *LFF* ,portanto, esta regi˜ao ser´a analisada na se¸c˜ao (2.4.2).

As figuras (2.11)-(2.15) mostram os mapas de retorno e histogramas do tempo entre *LFF* , calculados a partir de s´eries temporais, para diferentes comprimentosda cavidade externa e diferentesvaloresda correntedebombeio (ver legenda em cada figura). Comopodemos ver nestas figuras os mapasde retorno n˜ao apresentam nenhuma regularidade, indicando que as *LFF* podem estar dominadas por algum ru´ıdo presente no sistema. Os histogramas do tempo *T* indicam que o seu pico m´aximo, localizado num tempo pr´oximo a *T*, diminue enquanto aumentamos a corrente de bombeio.

2.3.2 Resultados num´ericos

Nesta se¸c˜ao apresentaremos alguns resultados num´ericos, sobre a estat´ıstica das *LFF* , usando o modelo L-K. Para a integra¸c˜ao num´erica

das equações 2.3 foi usado o método de Runge-Kutta de 4ª ordem num programa na linguagem
C. Os valores dos parâmetros do laser usados nos cálculos numéricos estão na tabela (2.1).

A figura 2.17 mostra mapas de retorno e histogramas do tempo *T* de séries calculadas usando as equações L-K, no regime das *LFF* . A corrente de bombeio foi variada e foram mantidos fixos os outros parâmetros de controle do laser(κ=22ns^{-1} e τ=6ns). Comopodemos ver nesta figura, as *LFF* não apresentam nenhuma regularidade, indicando, mais uma vez, que no modelo L-K as *LFF* estão dominadas pelo ruído. Variando os outros parâmetros de

Figura 2.10: Mapas de retorno e histogramas do tempo *T* a partir das séries temporais experimentais. Os parâmetros fixos foram: τ=3ns e ξ=10.57%.

Figura 2.11: Mapas de retorno e histogramas do tempo *T* a partir das séries temporais experimentais. Os parâmetros fixos foram: τ=6ns e ξ=13.78%.

Figura 2.12: Mapas de retorno e histogramas do tempo T a partir das s´eries temporais experimentais. Os parˆametros fixos foram: τ=9ns e ξ=12.5%.

Figura 2.13: Mapas de retorno e histogramas do tempo T a partir das séries experimentais. Os parâmetros fixos foram: τ=15ns e ξ=10.57%.

Figura 2.14: Mapas de retorno e histogramas do tempo *T* a partir das séries experimentais. Os parâmetros fixos foram: τ=30ns e ξ=13.12%.

Figura 2.15: Mapas de retorno e histogramas do tempo *T* das séries experimentais. Os parâmetros fixos foram: τ=60ns e ξ=10%.

Figura 2.16: Tempo m´edio entre *LFF* experimentais em fun¸c˜ao da corrente para v´arios valores de τ

Par^ametro	S´ımbolo	Valor
Ganho modal	G_0	$3.2\times 10^{-6} ns^{-1}$
Densidade de portadores na transpar^encia	N_0	1.5×10^{8}
Inverso do tempo de vida dos portadores	$1/\tau_s$	$1.1 ns^{-1}$
Inverso do tempo de vida dos f´otons	$1/\tau_p$	$282 ns^{-1}$
Fator de amplia¸c˜ao da largura de linha	α	3.5
Coeficiente de satura¸c˜ao do ganho	[illegible]	5×10^{-7}

Tabela 2.1: Lista de valores para os par^ametros de um laser de diodo

controle(κ e τ)tamb´em n˜ao foi observada nenhuma regularidade na estat´ıstica das *LFF* [ver figuras (2.18) e (2.19)]. Neste caso o modelo L-K usado foi totalmente determin´ıstico, nenhum termo de ru´ıdo foi adicionado nas equa¸c˜oes (2.3). Portanto, qual ru´ıdo pode estar dominando as *LFF* no modelo L-K?. Esta an´alise ser´a feita no cap´ıtulo 3, onde estudaremos excitabilidade, ru´ıdo e determinismo presente no sistema.

A figura 2.20 mostra o tempo m´edio entre quedas e sua depend^encia com os par^ametros de controle. Como podemos notar nestas figuras, a depend^encia de T com a corrente de bombeio ´e qualitativamente igual ao comportamento observado experimentalmente, onde o tempo m´edio entre *LFF* diminui enquanto aumentamos a corrente de bombeio. Aumentando a realimenta¸c˜ao ´otica vemos que o tempo T tende a aumentar, como foi observado experimentalmente[25,26].Adependˆenciado tempom´edio *T*, com o tempo τ ´e mostrado na figura 2.20(c), onde este tempo m´edio aumenta enquanto o comprimento da cavidade externa ´e aumentada. Este resultado foi recentemente observado experimentalmentepor Honge Shore [27].

Comopodemos notar nestes resultados,o modelo L-K explica qualitativamente bem a dinˆamica das *LFF* , mostrando uma boa concordˆancia com os resultados experimentais obtidos para um laser de diodo com realimenta¸c˜ao

Figura 2.17: Mapas de retorno do tempo *T* das séries temporais calculadas a partir do modelo L-K. Os parâmetros fixos foram: τ=6ns e κ=22ns^{-1}

Figura 2.18: Mapas de retorno do tempo *T* das séries temporais calculadas a partir do modelo L-K. Os parâmetros fixos foram: τ=6ns e $J/J_{lim,sol}$=1.013

Figura 2.19: Mapas de retorno e histogramas do tempo T das s´eries calculadas usando o modelo L-K. Os parˆametros fixos foram: κ=22ns^{-1} e $J/J_{lim,sol}$=1.013.

Figura 2.20: Tempo m´edio entre quedas em fun¸c˜ao dos parˆametros de controle.
(a) τ =6*ns*, κ=22ns^{-1}; (b) $J/J_{lim,sol}$=1.013, τ=6ns; (c) $J/J_{lim,sol}$=1.013, κ=22ns^{-1}. Estat´ıstica feita a partir de s´eries temporais calculadas usando o modelo L-K.

´

otica.

2.4 Recupera¸c˜ao das *LFF*

A estat´ıstica de *T* ´e a quantidade mais estudada para caracterizar o comportamento ca´otico presente num laser c˜´Os

de diodo com realimenta¸ao otica.

eventos *LFF* tˆem a forma de uma queda r´apida seguida por uma lenta recupera¸c˜ao por degraus (“*stepwise* ”) [31, 38, 39]. As contribui¸c˜oes aleat´orias ou determin´ısticas que d˜ao origem as`*LFF* s˜ao ainda um temadepesquisa e muitos trabalhos tˆem sido dedicados `as medidas e c´alculos das propriedades de *T* [25,26,40,41]. Sukowe col. [25] concluiram que as quedase recupera¸c˜oes das *LFF* s˜ao aproximadamente constantes, enquanto *T* flutua dentro de uma mesmas´erie temporal. Liue col. [38] estudaram o processode recupera¸c˜ao das *LFF* e observaram que o intervalo temporal de cada degrau presente durante cada recupera¸c˜c˜´

ao corresponde ao atraso temporal da realimenta¸ao otica(τ).

Seu trabalho tamb´em mostra que o n´umero de degraus presentes em cada recupera¸c˜ao, dentro de uma s´erie, era aproximadamente constante, enquanto o tempo entre quedas tem uma grande vari^ancia.

Na literatura existempoucos trabalhos dedicados ao estudo das quedas e recupera¸c˜oes das *LFF* e sua depend^encia com os par^ametros de controle. As quedas acontecem em tempos muitos r´apidos (1-2ns), sendo assim, uma quantidade dif´ıcil de medir experimentalmente, pois se requer de aparelhos com alta resolu¸c˜ao temporal. Massimo [20] analisou a dura¸c˜ao de uma *LFF* , onde este tempo depende do comprimento da cavidade externa e n˜ao ´e afetado significativamente pelos outros par^ametros de controle. No entanto, o autor n˜ao prop˜oe nem faz uma estat´ıstica destes tempos em fun¸c˜ao dos par^ametros de controle.

2.4.1 Tempo de recupera¸c˜ao das *LFF*

Nesta se¸c˜ao ser´a definido e medido quantitativamente o tempo de recupera¸c˜ao de uma *LFF* . A aproxima¸c˜ao usada foi considerar que a recupera¸c˜ao de uma *LFF* tem uma depend^encia exponencial no tempo, com uma constante de tempo τ_r. Na figura 2.21 s˜ao indicados o tempo ida e volta do feixe na cavidade externa, τ, o tempo entre quedas de pot^encia, T, e o tempo da recupera¸c˜ao, τ_r.

Figura 2.21: Segmento dapotˆencia do laser experimental com trˆes eventos *LFF* . O tempo de realimenta¸c˜ao τ, o tempo entre quedas T e o tempo da recupera¸c˜ao τ_r, s˜ao mostrados. As curvas vermelhas s˜ao tra¸cos exponenciais usando a equa¸c˜ao 2.6. Os parˆametros desta s´erie s˜ao: I=24mA, τ=30ns e ξ=12%.

Para comprovar fenomenologicamenteo comportamentoexponencialda recupera¸c˜ao, ap´os o tempo t_i, quando acontece uma queda,apotˆenciado laser foi aproximada pela seguinte express˜ao:

$$P(t)=(P_0 - P_m)\left[1 - e^{-(t-t_0)/\tau_r}\right] + P_m \quad (2.6)$$

onde P_m ´eovalorm´ınimo dapotˆencia do laser, justamente no instante t_i ap´os

a queda, e P_0 ´e o valor da potˆencia imediatamente antes da pr´oxima queda

(i+1). A figura 2.21 mostra as curvas exponenciais (curvas vermelhas) usando a equa¸c˜´foi usado para plotar

ao 2.6. Devemos notar que um unico valor de τ_r as trˆes recupera¸c˜oes consecutivas da figura 2.21. Portanto, τ_r ser´a a nossa defini¸c˜ao do tempo de recupera¸c˜ao de uma *LFF* .

Para um estudo quantitativo do valor de τ_r, ´e necess´ario um algoritmo que, a partir das s´eries temporais, calcule o valor t_i de um m´ınimo,posteriormente determine P_0 e P_m, e finalmente procure pelo melhor valor de τ_r. Para s´eries temporais com mais de 10^4 *LFF* , um programa em *C* calculou o tempo de recupera¸c˜ao m´edio, τ_r, para cada valor da corrente de bombeio. Na figura (2.22) mostramos o tempo de recupera¸c˜ao m´edio em fun¸c˜ao da corrente de bombeio para diferentes valores de τ.

Como pode ser visto na figura (2.22), para correntes baixas τ_r varia pouco com a corrente de bombeio quando comparado com o tempo m´edio entre quedas, *T*.

Para as s´eries calculadas a partir do modelo L-K tamb´em foi medido o tempo de recupera¸c˜ao em fun¸c˜ao da corrente de bombeio. Como pode ser visto na figura (2.23) o valor de τ_r tamb´em diminui enquanto aumentamos a corrente de bombeio. Este resultado num´erico ´e qualitativamente igual aos resultados experimentais (ver figura 2.22).

Nas s´eries experimentais e calculadas, foi observado que o tempo de recupera¸c˜ao, τ_r, flutua pouco dentro de uma mesma s´erie temporal, e sua vari^ancia era aproximadamente 10% em torno do seu valor m´edio. Isto mostra que o τ_r flutua menos que o tempo entre quedas de pot^encia, *T*, onde este tempo pode flutuar at´e 70% em torno do *T*.

Como ´e mostrado nas figuras (2.22) e (2.23), o tempo de recupera¸c˜ao varia em fun¸c˜ao da corrente de bombeio. De nosso conhecimento, ´e a primeira vez que se define e se mede o tempo de recupera¸c˜ao das *LFF* . Experimentos e c´alculos num´ericos ser˜ao feitos num futuro pr´oximo para calcular τ_r e sua depend^encia com a realimenta¸c˜ao ´otica e o tempo τ. Note-se que os re

Figura 2.22: Tempo médio de recuperação das *LFF* experimentais em função da corrente de bombeio. (a) τ=3ns e ξ=10.11%, (b) τ=6ns e ξ=13.18%, (c) τ=9ns e ξ=12.5%, (d) τ=15ns e ξ=10.57%, (e) τ=30ns e ξ=13.12%, (f) τ=60ns e ξ=10%.

Figura 2.23: Tempo médio de recuperação das *LFF* em função da corrente de bombeio, para as séries calculadas usando o modelo L-K. Os parâmetros fixos foram: κ=22ns^{-1} e τ=6ns.

sultados experimentais, mostrados na figura (2.22), obtidos para diferentes comprimentosdacavidade externanãopodem ser comparados,poisonívelde realimentação é diferente para cada um desses resultados.

2.4.2 Nova dinâmica de recuperação

Os resultados experimentais mostraram um novo tipo de recuperação para cavidades longas(τ>15ns) e para correntes I>24mA. Esta nova dinâmicapode ser observada nas figuras (2.24)-(2.26) e consiste numa modula¸c˜ao de amplitude total durante o processo de recupera¸c˜ao das *LFF* . A figura (2.24)(a) mostra a recupera¸c˜ao por degraus das *LFF* , onde se observa que o tempo de cada degrau ´e aproximadamente igual ao tempo τ. Na figura (b) se observa a nova dinˆamica, mostrando uma modula¸c˜ao na intensidade durante a recupera¸c˜ao das *LFF* . O per´ıodo de modula¸c˜ao ´e pr´oximo ao tempo ida e volta do feixe na cavidade externa, τ, como pode ser observado na figura (2.24)(b). Quando aumentamos a corrente de bombeio, aparecem mais modula¸c˜oes de

amplitude comper´ıodo iguala τ, at´e chegar na regi˜ao do colapso de coerˆencia, onde as *LFF* desaparecem. Para as cavidades τ=15ns e τ=30ns tamb´em foi observado esta nova dinˆamica de recupera¸c˜ao [ver figuras (2.25) e (2.26)]. Aumentando a corrente ´

de bombeio apareciam mais pulsos cujo per´ıodo era igual a τ. E a primeira vez que se observa este tipo de fenˆomenos e ele ´e s´o observado para cavidades longas.

A integra¸c˜ao num´erica das equa¸c˜oes Lang-Kobayashi reproduz os resultados experimentais para cavidades longas. A figura (2.27) mostra uma s´erie calculada usando o modelo LK para uma cavidade externa τ=60ns. Como pode ser observado nesta a figura, aparecem modula¸c˜oes de amplitude na recupera¸c˜ao das *LFF* , mostrando uma boa concordˆancia com as s´eries experimentais.

Neste caso não temos uma interpretaçãofísica para explicar este fenômeno, só mostramos resultados experimentais e numéricos desta nova dinâmica de recuperação.A explicaçãofísica deste novo fenômeno talvez sejapossível analisando o espaço de fase a partir do modelo de Lang-Kobayashi. Esta análise será feita num futuro próximo usando o modelo de Lang-Kobayashi e variando
o tamanho da cavidade externa.

Figura 2.24: Séries temporais experimentais mostrando modulação de amplitude na recuperação das *LFF* . τ=60ns e ξ=10%

Figura 2.25: Séries temporais experimentais mostrando modulação de amplitude na recuperação das *LFF* . τ=30ns e ξ=13.12%.

Figura 2.26: Séries temporais experimentais mostrando modulação de amplitude na recuperação das uma *LFF* . τ=15ns e ξ=10.57%.

Figura 2.27: Série calculada usando o modelo L-K mostrando a modulação de amplitude na recuperação das *LFF* . τ=60ns, κ=22ns^{-1} e $J/J_{lim,sol}$=1.013.

Capítulo 3

Excitabilidade, ru´ıdo e determinismo

Neste cap´ıtulo estudaremos a excitabilidade presente em alguns sistemas din^amicos, entre eles o laser de semicondutor com realimenta¸c˜ao ´otica. Nos sistemas excit´aveis existem dois fen^omenos muito importantes conhecidos na literatura como resson^ancia estoc´astica [42] e resson^ancia de coer^encia [43]. Estes fen^omenos consistem na resposta espec´ıfica de um sistema na presen¸ca de ru´ıdo.

Na primeira se¸c˜ao explicaremos o que ´e um sistema excit´avel e seguidamente daremos alguns exemplos. Na segunda se¸c˜ao ser´a feita uma revis˜ao bibliogr´afica sobre a excitabilidade e o fen^omeno de resson^ancia de coer^encia presente num laser de diodo com realimenta¸c˜´

ao otica.

Na ´se¸ao um

ultima c˜apresentaremos dos resultados mais importantes desta tese, onde estudaremos um novo fen^omeno, definido como resson^ancia de coer^encia determin´ıstica [51]. Este comportamento est´a presentenum laser de diodo com realimenta¸c˜´e nesta se¸ao os resultados

ao otica, c˜mostraremos

experimentais e num´ericos comprovando este novo

fenˆomeno.

3.1 Sistemas Excit´aveis

N˜ao existe uma defini¸c˜ao matem´atica unificada para a excitabilidade, seu significado sendo baseado na resposta de um meio a uma perturba¸c˜ao externa. Para que um sistema seja excit´avel se requer as seguintes condi¸c˜oes:

- Seaperturba¸c˜ao ´e menor que um certo valor cr´ıtico,a respostado sistema ser´a linear com a perturba¸c˜ao. Este valor recebe o nome de limiar de excitabilidade.
- Seaperturba¸c˜ao passado limiar, o sistema responder´a com uma determinada trajet´oria espec´ıfica das suas vari´aveis f´ısicas. Esta trajet´oria ´e independentedo tamanho eda formadaperturba¸c˜ao,e tema formade um pulso com configura¸c˜ao que depende do sistema.
- Osistema volta ao seu estado est´avel ou estacion´ario depois de um tempo bem definido conhecido como tempo refrat´ario. Durante este tempo o sisteman˜ao respondea qualquerperturba¸c˜ao adicional.
- O limiar de excitabilidade diminui quando um parˆametro de controle se aproxima do ponto de bifurca¸c˜ao, a partir do qual o sistema apresenta espontaneamente os pulsos que eram excitados pelo ru´ıdo.

Existemmuitos modelos dinˆamicos que apresentam um comportamento excit´avel. Nas seguintes se¸c˜oes daremos alguns exemplos de modelos que se comportam desta forma. Umavezverificadaa excitabilidade nos sistemas, eles podem apresentar dois fenˆomenos conhecidos como resson^ancia de coerˆencia e resson^ancia estoc´astica, onde um ru´ıdo externo melhora a regularidade da resposta de um sistema.

3.1 Sistemas Excit´aveis

3.1.1 Ressonˆancia estoc´astica

A ressonˆancia estoc´astica ´e um fenˆomeno conhecido em sistemas n˜ao-lineares onde a presen¸ca de um ru´ıdo externo pode amplificar ou otimizar um sinal fracodeentrada. Neste caso,arespostado sistemaemfun¸c˜aodon´ıvelderu´ıdo tem um comportamento parecido a uma ressonˆancia,por isto este fenˆomeno recebe a denomina¸c˜ao de ressonˆancia estoc´astica. Este fenˆomeno acontece em sistemas n˜ao-lineares excit´aveis e requer trˆes ingredientes [42]:

- Uma barreira de ativa¸c˜ao, ou mais geralmente, um limiar.
- Uma entrada coerente fraca(por exemplo, um sinalperi´odico).
- Uma fonte de ru´ıdo que seja inerente ao sistema, ou somado ao sinal coerente e que tenha sua amplitude control´avel.

Como um exemplo deste fenˆomeno, vamos considerar a an´alise feita na referˆencia [42] sobre o movimento Browniano de uma part´ıcula num potencial biest´avel e na presen¸ca de ru´ıdo e um sinal peri´odico

$$\dot{x}(t) = -V'(x) + A_0 \cos(\Omega t) + \xi(t), \tag{3.1}$$

onde $V(x)$denota umpotencial sim´etrico adimensional, dadopor

a $_2 b$ $_4$

$$V(x) = -\frac{}{2}x + \frac{}{4}x. \qquad (3.2)$$

Na equação (3.1) $\xi(t)$representa um ruído branco Gaussiano, de média zero, com a função de autocorrelação dado por

$$\langle \xi(t)\xi(0) \rangle = 2D\delta(t) \qquad (3.3)$$

sendo D a amplitude do ruído.Opotencial $V(x)$é biestável com mínimos localizados em $\pm x_m$, com x_m=1 (se a=b=1). Na ausência de um sinalperiódico,

3.1 Sistemas Excitáveis

$x(t)$ flutua em torno dos seus estados estáveis com uma variância estatística proporcional à amplitude do ruído D. O valor médio $\langle x(t) \rangle$ se anula devido aos pulos induzidospelo ruído entre os estados de equilíbrio($x= \pm x_m$)com a taxa de Kramers

$$r_K = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} exp\,(-\Delta V/D) \qquad (3.4)$$

onde ΔV éa altura da barreira dopotencial entre osmínimos. Na presença deum sinalperiódico,a simetriado sistema é quebrada eovalormédio $\langle x(t) \rangle$ não se anula. Para pequenas amplitudes, a resposta do sistema ao sinal de entrada periódico pode ser escrito como

$$\langle x(t) \rangle = xcos(\Omega t - \varphi) \qquad (3.5)$$

com amplitude x e fase φ. Expressões aproximadas para a amplitude e a fase são dadas por

$$x(D) = \frac{A_0 \langle x_0^2 \rangle}{D} \frac{2 r_K}{\sqrt{4 r_K^2 + \Omega^2}} \qquad (3.6)$$

$$\varphi(D) = arctan \left(\frac{\Omega}{2 r_K} \right) \qquad (3.7)$$

onde $\langle x_0^2 \rangle$ é a variância dependente de D do sistema estacionário nãoperturbado($A_0 = 0$). Como pode se notar na equação (3.6), a amplitude x depende da intensidade do ruído D,portanto, a respostaperiódica do sistemapode ser manipulada variando o nível do ruído. A figura 3.1 mostra a amplitude x em função do nível do ruído, como resultado da simulação da equação (3.1). Nesta figurapodemos notar quea amplitude x aumenta com o nível de ruído, alcança um máximo e depois diminui novamente. Portanto, existirá um valor otimódo nível do ruído, D_{SR} que maximiza a resposta do sistema. Este fenômeno é chamado *ressonância estocástica*. Para uma descrição mais detalhada sobre o significado físico do valor D_{SR} e a validade das equações (3.6) e (3.7) ver a referência [42].

3.1 Sistemas Excitáveis

Figura 3.1: Amplitude $x(D)$ da componente peri´odica da resposta do sistema 3.5 em fun¸c˜ao da amplitude do ru´ıdo D para os seguintes valores da amplitude de entrada: $A_0x_m/\Delta V$ =0.4 (triˆangulos), $A_0x_m/\Delta V$ =0.2 (c´ırculos), $A_0x_m/\Delta V$ =0.1 (diamantes) no potencial qu´artico 3.2 com $a = 10^4 s^{-1}$, x_m =10e$\Omega = 100s^{-1}$. Figura tomada da referˆencia [42].

Com base neste exemplo, foi mostrado que o n´ıvel de ru´ıdo ajuda a amplificar a resposta do sistema a um sinalperi´odico de entrada. Este fenˆomeno tem sido observado em v´arios sistemas, inclusive dispositivos semicondutores e rea¸c˜oes qu´ımicas [42, 44]. A ressonˆanica estoc´astica ´e um fenˆomeno que tamb´em aparece em lasers de diodo com realimenta¸c˜ao otica [45], como ´veremos na se¸c˜ao 3.2.1.

3.1.2 Ressonˆancia de coerˆencia

Como vimos na se¸c˜ao anterior, a ressonˆancia estoc´astica consiste da otimiza¸c˜ao, por meio de um ru´ıdo externo, da resposta do sistema a um sinal peri´odico fraco. Na ausˆencia de um sinal peri´odico externo o ru´ıdo tamb´em pode ajudar a manter uma resposta oscilat´oria coerente do sistema, desde que oponto de opera¸c˜ao esteja pr´oximo a um ciclo limite [46] ou dentro de um regime excit´avel [43].

Pikovsky e Kurths estudaram na referˆencia [43] o efeito do ru´ıdo no

modelo de Fitz Hugh-Nagumo de um oscilador excit´avel autˆonomo. O ru´ıdo ativa o sistema produzindo uma seq¨uˆencia de pulsos, e os autores mostraram que as flutua¸c˜oes no tempo entre estes pulsos sucessivos era minimizada para uma quantidadebem definidade ru´ıdode entrada. Este fenˆomeno foichamado *ressonˆancia de coerˆencia*, e para que este comportamento exista requer-se os seguintes ingredientes:

- Ruído externo
- Sinal intrínseco do sistema.

O modelo de Fitz Hugh-Nagumo estudado por Pikovsky e Kurths [43] é dado pelas seguintes equações:

$$\varepsilon \frac{dx}{dt} = x - \frac{x^3}{3} - y,$$

$$\frac{dy}{dt} = x + a + D\xi(t). \quad (3.8)$$

Nesta equação, ε e a são parâmetros de controle e D é a amplitude do ruído externo, ξ. Este ruído tem média zero e é Gaussiano com correlação: $\langle \xi(t)\xi(t') \rangle = \delta(t - t')$.

A figura (3.2) mostra o resultado da referência [43] da integração numérica das equações (3.8), para diferentes valores da amplitude do ruído. Verifica-se que, para valores pequenos e grandes de D, as oscilações excitadas pelo ruído têm um comportamento muito irregular, enquantoparan´ıveisdoru´ıdomoderado s˜ao observadas oscila¸c˜oes relativamente regulares. Da figura (3.2) tamb´em podemos observar que as correla¸c˜oes s˜ao muito mais acentuadas para o ru´ıdo moderado.

Para quantificar o grau de ordenamento das oscila¸c˜oes, os autores calcularam o tempo de correla¸c˜ao, τ_{cor}, e a vari^ancia normalizada, R_p, da dura¸c˜ao

Figura 3.2: Esquerda: Din^amica das equa¸c˜oes 3.8 para a=1.05, ε=0.01 e diferentes amplitudes do ru´ıdo. Direita: fun¸c˜ao de autocorrela¸c˜ao das s´eries. De baixo para cima D=0.02, D=0.07 e D=0.25. Figura tomada da refer^encia [43].

entre pulsos, t_p, definidos como:

$$\tau_{cor} = \int^{\infty} C_2(t)dt \tag{3.9}$$

$$R_p = \frac{\sigma_p}{\langle t_p \rangle} \tag{3.10}$$

sendo $C(t)$ a função de autocorrelação dos pulsos, $\langle t_p \rangle$ o tempo médio entre pulsos e $\sigma_p = \langle (t_p - \langle t_p \rangle)^2 \rangle^{1/2}$ a variância do tempo entre pulsos. Estas quantidades dão uma medida da regularidade das oscilações. Quanto mais regular for uma oscilação maior será o seu tempo de correlação. A variância normalizada oscila entre os valores $0 \leq R_p \leq 1$, quanto mais regular forem as oscilações, menor será o valor de R_p, ou seja, para sinais periódicos o valor de R_p deve ser nulo.

A dependência destas quantidades com a amplitude do ruído é mostrada na figura (3.3). Os autores observaram que o tempo de correlação apresenta um máximo para a amplitude do ruído $D \approx 0.06$. A variância normalizada mostra um mínimo para um certo valor de ruído D_{res}.

Figura 3.3: Tempo de correlação τ_{cor} (linha sólida) e variância normalizada R (linha pontilhada) em função da amplitude do ruído D para o sistema Fitz Hugh-Nagumo com a=1.05, ε=0.01. Figura tomada da referência [43].

Como foi visto, o ruído ajudou a regular o comportamento oscilatório excitável no modelo de Fitz Hugh-Nagumo. Assim, neste sistema, fica comprovada a existência da ressonância de coerência. Este fenômeno já foi comprovado para lasers de semicondutor com realimentação ótica por Giacomelli e col. [47], e ele será estudado na seção 3.2.2.

3.2 Excitabilidade no laser de diodo com realimentação ótica

Giudici e col. [7] mostraram que o laser de diodo com realimentação ótica apresenta o comportamento de um sistema excitável. Para mostrar o caráter excitável deste sistema, os autores fixaram a corrente de bombeio próxima ao

limiar do laser, de tal forma que a intensidade era constante no tempo. Na componente dc da corrente foram somados pulsos, cuja largura e amplitude podiam ser variados. Variando a amplitude da pulsação externa, foi comprovada a existência de um limiar, como pode ser observado nas figuras (3.4)(a)(b), tendo em vista que apareceram pulsações na intensidade cuja largura e amplitude eram independentesdaperturbação.

Aumentando a amplitudeda perturba¸c˜ao externa, a raz˜ao entre o n´umero de quedas e pulsos de excita¸c˜ao aumentou [ver figura 3.4(c)]. Estas medidas confirmaram a excitabilidade neste sistema.

Da figura 3.4 podemos notar que os pulsos, na condi¸c˜ao de excitabilidade, s˜ao similares `aqueles pulsos observados no regime das *LFF* . Portanto, o regime das flutua¸c˜oes de baixa freq¨u^encia apresentam excitabilidade. A import^ancia em demonstrar que um sistema tem um comportamento excit´avel ´e que, uma vez verificada a excitabilidade, o sistema pode apresentar os fen^omenos de resson^ancia estoc´astica e resson^ancia de coer^encia. Estes fen^omenos presentes nos lasers de diodo com realimenta¸c˜ao ´otica (LDRO) ser˜ao estudados nas se¸c˜oes seguintes.

O modelo de Lang e Kobayashi, que descreve um laser de diodo com realimenta¸c˜ao ´otica, tamb´em apresenta um comportamento excit´avel, como foi mostrado por Mulet e Mirasso [48]. Os autores trabalharam numa regi˜ao de corrente na qual o laser apresentava emiss˜ao est´avel na sua pot^encia. Quando pulsos curtos eram somados naquela corrente dc, o laser podia exibir quedas na sua pot^encia. Estas quedas s´o aconteciam para valores nos pulsos na corrente acima de um certo valor da amplitude dos pulsos de entrada (limiar), e n˜ao dependiam da forma nem do tamanho dos pulsos. Os c´alculos num´ericos tamb´em mostravam a exist^encia de um tempo refrat´ario, ou seja, um tempo no qual o sistema n˜ao respondia a um segundo pulso externo. Com todos estes argumentos, Mulet e Mirasso [48] comprovaram a excitabilidade no modelo de Lang e Kobayashi.

Figura 3.4: Intensidade do sistema quando umaperturba¸c˜ao de amplitude pequena (largura: 60 ps;per´e somado `

ıodo: 30ns) ´a corrrente de bombeio; (a) amplitude do pulso: 2.6mA; (b) amplitude do pulso: 3mA; (c) amplitude do pulso: 10mA. Figura tomada da refer˘encia [7].

3.2.1 Resson˘ancia estoc´astica num LDRO

Marino e col. [45] comprovaram experimentalmente que o laser de diodo com realimenta¸c˜ao´otica(LDRO)temocomportamentode resson˘ancia estoc´astica. Para estudar a resson˘ancia estoc´astica neste sistema, os autores adicionaram a`corrente dc do laser um sinalperi´odico (senoidal) de freq¨u˘encia v e um sinal de ru´ıdo de m´edia zero, largura de banda Δf □

1.6GHz e cuja amplitude podia ser variada.

A figura (3.5) mostra a resposta do sistema para umn´ıvel de ru´ıdo fixo e diferentes freq¨u˘encias do sinal peri´odico de entrada. Podemos observar que existe uma freq¨u˘´em

encia otima v_{ot} naqualarespostado sistema mostraumtr˘de pulsos altamente regular com oper´ıodo entre pulsos, T_p, muito pr´oximo ao per´ıodo do sinal externo $T = v^{-1}$ [ver figura 3.5(b)].

Figura 3.5: S´eries temporais da resposta do laser para um n´ıvel fixo do ru´ıdo (-60.8 dBmV $\mathrm{MHz}^{-1/2}$)e diferentes freq¨uˆencias do sinalperi´odico externo. (a) v=0.4MHz, (b) v=1.1MHz e (c) v=1.8MHz. Figura tomada da referˆencia [45].

O mesmo comportamentopode ser observado se fixarmos o valor de v e variarmos a amplitude do ru´ıdo externo, D. A figura (3.6) mostra os histogramas do tempo entre pulsos, T_p para diferentes n´ıveis de ru´ıdo e um

valor de v fixo. Para n´ıveis de ru´ıdo baixos, o histograma de T_p tem v´arios picos, indicando um pulso da resposta pode acontecer entre v´arios per´ıodos de modula¸c˜ao. Para um n´ıvel moderado de D, os pulsos acontecem com mais regularidade em correspondˆencia com o per´ıodo de modula¸c˜ao. Para valores altos do n´ıvel do ru´ıdo, o sistema tende a pulsar v´arias vezes dentro de um mesmo per´ıodo de oscila¸c˜ao.

Figura 3.6: Histogramas de T_p, para v=1.4MHz e para níveis de ruído baixo (-64.1 dBm V MHz$^{-1/2}$), moderado (-57.9 dBmV MHz$^{-1/2}$)e alto (-51.0 dBm V MHz$^{-1/2}$). Figura tomada da referência [45].

Para quantificar a regularidade da resposta do sistema, os autores definiram um indicador da ressonância estocástica dada por

$$I = \frac{1}{\sigma_p/T}\int_{(1-\zeta)T}^{(1+\zeta)T} f(T_p)\,dT_p, \quad (3.11)$$

onde $f(T_p)$ é a distribuição do tempo entre pulsos, ζ é um parâmetro quepode ter os valores $0 < \zeta < 0.25$, σ_p é a variância do tempo T_p. O numerador da equação (3.11) considera a fração de pulsos emitidos com uma separação aproximadamente igual ao período T. O denominador indica a variância de T_p normalizada ao período T. Deste modo I combina duas características de

sejadas na resposta do sistema: (i) um pulso é produzido a cadaperíodo do sinal externo e (ii) os intervalos de tempo entre os pulsos devem ser aproximadamente iguais.

A figura (3.7) mostra o indicador I em função da freqüência v para diferentes níveis do ruído. Existe um nível de ruído e uma freqüência do sinal externo ótima para o qual a resposta do sistema será mais regular.

Figura 3.7: *I* em fun¸c˜ao de *v* para diferentes n´ıveis de ru´ıdo. (♦)-64.1 dBm V MHz$^{1/2}$,(□) -55.1 dBm V MHz$^{1/2}$,(□) -51.0 dBm V MHz$^{1/2}$, para ζ=0.1. A figura menor mostra $R=\sigma_p/T_p$ em fun¸c˜ao de *v*. Figura tomada da refer^encia [45].

3.2.2 Resson^ancia de coer^encia no LDRO

A resson^ancia de coer^encia num laser de diodo com realimenta¸c˜ao otica,´foi demonstrada experimentalmentepor Giacomelli e col. [47]. Os autores estudaram o efeito do ru´ıdo neste sistema ´otico excit´avel. Eles consideraram um laser de semicondutor na presen¸ca de realimenta¸c˜ao ´otica e adicionaram `a corrente dc do laser um sinal de ru´ıdo Gaussiano, com largura de banda Δf>1GHz e cuja amplitude podia ser controlada.

Giacomelli e col. [47] analisaram a regi˜ao onde a intensidade do laser era constante na aus^encia de ru´ıdo. Introduzindo um n´ıvel de ru´ıdo observou-se o aparecimento de pulsos excit´aveis, distribu´ıdos aleatoriamente [ver figura 3.8(a)]. Aumentando a amplitude do ru´ıdo, a taxa dos pulsos excit´aveis aumentou, at´e que o sinal chegou a ser aproximadamente peri´odico, como pode ser visto da figura (3.8)(b). Para maiores amplitudes do ru´ıdo o sinal foi ficando cada vez mais irregular [ver figura (3.8)(c)]. Deste modo o sinal fica mais regular para um certo valor da amplitude do ru´ıdo.

Figura 3.8:S´eries temporaisdaintensidadedo laser para diferentes amplitudes do ru´ıdo externo ξ. (a) ξ=-60.8 dBm/MHz, (b) ξ=-52.5 dBm/MHz e (c) ξ=44.3dBm/MHz. Figura tomada da refer^encia [47].

Para quantificar a regularidade das s´eries temporais, os autores calcularam o indicador R_θ, definido como a vari^ancia da vari´avel $\theta = T/\ T$, sendo T o intervalo de tempo entre pulsos. A figura (3.9) mostra esta vari^ancia em fun¸c˜ao da amplitude do ru´ıdo.

Como ´ancia de coer^existe um valor ´

e esperado da resson^encia, otimo do n´ıvel do ru´ıdo para o qual o comportamento din^amico do sistema fica mais

Figura 3.9: R_θ em fun¸c˜ao da amplitude do ru´ıdo. Figura tomada da refer^encia [47].

regular. Portanto, observando a figura (3.9) fica demonstrado a ressonˆancia de coerˆencia num laser de diodo com realimenta¸c˜ao ´otica.

3.3 Ressonˆancia de coerˆencia determin´ıstica

3.3.1 Introdu¸c˜ao

Nas se¸c˜oes anteriores mostrou-se como o ru´ıdo externo pode melhorar a resposta do sistema a um sinal peri´odico externo (ressonˆancia estoc´astica) ou a um sinal intr´ınseco (ressonˆancia de coerˆencia).

Nesta se¸c˜ao vamos mostrar que n˜ao ´e preciso de uma fonte de ru´ıdo externo para melhorar o sinal intr´ınseco do sistema. No entanto, surge a seguinte pergunta: qual ru´ıdo vai regular o sinal intr´ınseco do sistema?. Para responder a esta pergunta, mostraremos a ressonˆanciade coerˆencia presente nas *LFF* excitadas pelas oscila¸c˜oes r´apidas intr´ınsecas ao sistema dinˆamico, ao inv´es de ser excitada por uma fonte de ru´ıdo externo. Isto ´e poss´ıvel em

sistemas onde um parˆametro produz uma varia¸c˜ao diferente para a amplitude da dinˆamicar´apida quando comparada `avaria¸c˜ao produzida naposi¸c˜ao relativa de dois pontos fixos, um n´o atrator e um ponto sela, o qual d´a um ciclo limite excit´avel [49]. Este fenˆomeno parece ser o comportamento de um laser de diodo com realimenta¸c˜´Devido a complexidade das solu¸oes das

ao otica. `c˜

equa¸c˜oes do laser (modelo L-K), n˜ao ´e poss´ıvel mostrar diretamente a prova

deste argumento. No entanto, podemos dar uma evid^encia indireta. Sem termo de ru´ıdo, as solu¸c˜oes num´ericas das equa¸c˜oes L-K apresentam um comportamento de resson^ancia de coer^encia enquanto o par^ametro da corrente de bombeio ´e variado. Verificamos que o indicador da regularidade das oscila¸c˜oes, *R*, sendo definida como a vari^ancia normalizada do tempo m´edio entre ciclos de excita¸c˜ao, apresenta um m´ınimo para um certo valor da corrente de bombeio. Neste caso os ciclos excit´aveis ser˜ao as flutua¸c˜oes de baixa freq¨u^encia.

3.3.2 Resultados num´ericos

A figura (3.10) mostra segmentos da depend^encia temporal da pot^encia do laser, calculados a partir das equa¸c˜oes L-K. Para a integra¸c˜ao das equa¸c˜oes foi usado o m´etodo de Runge-Kutta de quarta ordem, com o passo de integra¸c˜ao Δt=1ps. Os par^ametros fixos do laser usados nos c´alculo foram aqueles da tabela (2.1).

Como pode ser visto na figuras (3.10)(a)-(b), as solu¸c˜oes num´ericas mostram pulsos ultra-r´apidos na pot^encia do laser. Estas oscila¸c˜oes r´apidas correspondem aos pulsos de travamento de modo ca´otico previstasporTartwijk e col. [50]e foram observadas experimentalmente nas refer^encias [32,33]. Fazendo uma m´edia nas s´eries num´ericas, para simular um filtro de 300MHz de largura de banda, as pulsa¸c˜oes r´apidas s˜ao eliminadas e s´o aparecem as pulsa¸c˜oes lentas, correspondentes `as *LFF* [ver figura 3.10(c)]. A vari^ancia da intensidade dos pulsos r´apidos foi determinada em fun¸c˜ao da corrente debom

Figura 3.10: Segmentos calculados da potˆencia do laser usando as equa¸c˜oes L-K: (a) e (b) mostram os pulsos r´apidos; (c) M´edia dos pulsos r´apidos para simular um filtro de 300MHz, mostrando as *LFF* . Os par^ametros de controle usados foram: $J/J_{lim,sol}$=1.013, κ=22ns^{-1} e τ=6ns.

beio. Ela cresce linearmente para o intervalo 0.98 < $J/J_{lim,sol}$ < 1.06, como pode ser observado na figura (3.11). Esta vari^ancia ser´a a amplitude do ru´ıdo determin´ıstico respons´avel pela resson^ancia de coer^encia que mostraremos a seguir.Variando a correntedebombeio,portanto,varia tamb´ema amplitude do "*ru´ıdo determin´ıstico intr´ınseco*".

Figura 3.11: Vari^ancia da intensidade dos pulsos r´apidos em fun¸c˜ao da corrente de bombeio, usando o modelo L-K com os seguintes par^ametros: τ=6ns e κ=22ns^{-1}.

A partir da m´edia temporal das s´eries calculadas, foi medido o tempo m´edio entre quedas, T em fun¸c˜ao da corrente de bombeio. Tal depend^encia pode ser vista na figura 2.20(a). Para medir o grau de regularidade da s´erie num´erica, foi calculado a vari^ancia normalizada de T, R_T, em fun¸c˜ao da corrente (ou da amplitude do "*ru´ıdo intr´ınseco*"). A depend^encia de R_T com a corrente ´e mostrada na figura (3.12). Esta figura mostra que os pulsos *LFF* ficam mais ordenados para um certo valor da corrente de bombeio, mostrando um mínimo na variância normalizada. Esta figura é o principal resultado numérico desta seção.

A ressonância de coerência é um fenômeno onde um ruído externopode regular a resposta de um sistema. Um mínimo em *R* para um certo valor da amplitude do ruído externo, *D*, é a confirmação deste fenômeno (ver as referências [43,47] ou as seções 3.1.2 e 3.2.2). Embora nosso sistema nãopossua nenhum tipo de ruído externo, o indicador da regularidade de uma oscilação,

Figura 3.12: Variância normalizada do tempo entre quedas *LFF* em função da corrente de bombeio, usando o modelo L-K. Os parâmetros fixos foram: κ=22ns^{-1} e τ=6ns.

R, apresentaummímimoparaum certovalorda corrente. Estecomportamento pode ser explicado a partir da ressonância de coerência. Embora o nosso sistemanãopossua ruído externo, devemos lembrar quea correntedebombeio afeta a oscilação rápida do sistema, de forma que uma variação na corrente significa uma variação na amplitude do *ruído efetivo* (ver figura 3.11). Assim, a figura 3.12 pode ser lida como R_T em função da corrente ou da amplitude do *ruído intrínseco*. Este fenômeno é interpretado como uma ressonância de coerência, porém, como não existe algum tipo de ruído externo (as equações integradas eram totalemente determinísticas)podemos chamar este comportamento como uma "*ressonânica de coerência determinística* " [51]. Este será um de nossos principais resultados, já que mostramos indiretamente que uma dinâmica rápida, que se comporta como um ruído efetivo, consegue regular uma dinâmica lenta, sendo ambas as dinâmicas intrínsecas ao sistema. Neste caso as oscilações rápidas na intensidade do laser conseguem regular as flutuações de baixa freqüência(*LFF*).

Variando a taxa de realimentação ótica, κ, e para valores fixos de τ e da corrente, também se consegue variar a amplitude desse ruído efetivo do sistema

(pulsações rápidas), como pode ser observado na figura 3.13, onde é dada a variância da intensidade dos pulsos rápidos, a qual daria a amplitude do ruído intrínseco ao sistema, em função da corrente. Como vemos essa amplitude do ruído efetivo aumenta quase linearmente com κ.

Figura 3.13: Variˆancia da intensidade das pulsa¸c˜oes r´apidas do laser em fun¸c˜ao da taxa de realimenta¸c˜´ametros fixos do

ao otica, usando o modelo L-K. Os par^laser foram: τ=6ns e $J/J_{lim,sol}$=1.013.

A partir das s´eries calculadas, foi medido o valor de R_T em fun¸c˜ao da taxa de realimenta¸c˜ao otica para calcular ´o grau de regularidade das s´eries. Esta depend^encia ´e mostrada na figura (3.14), ondepodemos observar que R_T passa por um m´ınimo em fun¸c˜ao de κ (ou da amplitude do ru´ıdo efetivo). O valor m´ınimo de R_T corresponde a κ=22ns^{-1}. Esta ´e uma evid^encia de resson^ancia de coer^encia determin´ıstica, onde variando um par^ametro de controle (ouvariando a amplitude das oscila¸c˜oesr´apidas)podemos regular a din^amica lenta do sistema.

Na se¸c˜ao seguintevamos mostrar alguns resultados experimentais, dando evid^encia da resson^ancia de coer^encia determin´ıstica. Como vimos, para que exista este fen^omeno s˜ao necess´arios os seguintes ingredientes:

- Sinal lento intr´ınseco ao sistema
- Pulsa¸c˜oes r´apidas intr´ınsecas ao sistema, que se comportem como um r´uido efetivo para o sinal lento.

Figura 3.14: Variˆancia normalizada do tempo entre quedas *LFF* em fun¸c˜ao da taxa de realimenta¸c˜´ametros fixos do

ao otica, usando o modelo L-K. Os parˆlaser foram: τ=6ns e $J/J_{lim,sol}$=1.013.

Neste casoadinˆamicada escalatemporalr´apidasecomporta comoouma fontederu´ıdoparaaevolu¸c˜aolentadapotˆenciam´ediado laser. Umcomportamento similar deveocorrer em outros sistemas naturais ondea dinˆamica ca´otica determin´ıstica consista de vari´aveis r´apidas regulando termos n˜ao-lineares de vari´aveis lentas acopladas.

3.3.3 Resultados experimentais

Por n˜ao termos suficiente resolu¸c˜ao temporal na nossa aquisi¸c˜ao, n˜aopodemos mostrar, experimentalmente, que a amplitude das pulsa¸c˜oes r´apidas (ru´ıdo intr´ınseco) aumenta enquanto variamos a corrente de bombeio. No entanto, podemos adquirirexperimentalmenteadinˆamicalentadapotˆenciado laser(as *LFF*),ea partir destas s´eriespodemos medira suavariˆancia normalizada R_T em fun¸c˜ao da corrente de bombeio e comparar com os resultados num´ericos obtidos na se¸c˜ao anterior.

A figura (3.15) mostra o valor da variˆancia normalizada de *T* em fun¸c˜ao da corrente debombeio para umas´erie experimental dapotˆencia do laser

com os seguintes parˆametros de controle: τ=15ns e ξ=10.0%. Podemos notar que aparece um m´ınimo em R_T=0.16 para a corrente *I*=19.9mA. Ou seja, a s´erie fica mais regular para um certo valor da corrente de bombeio, indicando que este sistema apresenta experimentalmente o fenˆomeno de resson^ancia de coerˆencia determin´ıstica [51].

Figura 3.15: Variˆancia normalizada R_T em fun¸c˜ao da corrente de bombeio. A partir de s´eries experimentais com os seguintes parˆametros: τ=15ns e ξ=10.0%.

A figura (3.16) mostra a dependˆencia de R_T com a corrente para os parˆametros τ=6ns e ξ=13.78%. Como pode ser observado nesta figura, a variˆancia normalizada apresenta umm´ınimo(R_T=0.11) na corrente I=21.1mA.

Escolhendo outros parˆametros de controle tamb´em observamos o mesmo fenˆomeno. A figura (3.17) mostra o valor de R_T contra corrente para outros valores de τ e ξ. Podemos observar que R_T sempre apresenta um m´ınimo, s´o variando o valor de R_T e o valor da corrente onde ocorre o m´ınimo.

Podemos concluir que, experimentalmente, foi observada a ressonˆancia de coerˆencia determin´ıstica num laser de diodo com realimentação ótica. Este fenômeno está presente em sistemas onde uma dinâmica rápida controle uma dinâmica lenta do sistema.

Figura 3.16: Variância normalizada R_T em função da corrente de bombeio. A partir de séries experimentais com os seguintes parâmetros: τ=6ns e ξ=13.8%.

Figura 3.17: Variância normalizada do tempo T entre quedas em função da corrente de bombeio para diferentes comprimentos da cavidade externa: (a) τ=3ns, (b) τ=9ns, (c) τ=30ns e (d) τ=60ns.

Capítulo 4

Sincronismo de lasers semicondutores caóticos

Os pulsos caóticos presentes num laser de diodo com realimentação óptica podem ser aplicados para fazer "*ranging*"de alta precisão [52]. A idéia consiste em usar o laser caótico como uma fonte de sinal para um radar ou diretamente para o regime óptico no "*lidar* "de correlação. Neste caso um sinal aleatório é refletido em um alvo ou objeto e correlacionado com um sinal de referência atrasado temporalmente a partir da mesma fonte. O tempo de atraso no canal de referência requerido para observar um pico na função de correlação é o tempo idaevolta do sinal refletido. Deste forma,pode-se medir a distância de um objeto ou um alvo.

Outra aplicação que tem atraído o interesse de muitos cientistas é o uso da sincronização entre os pulsos caóticos de lasers de diodo para a transmissão de mensagens criptografadas [10,53].O fenômenoda sincronizaçãopode acontecer quando dois sistemas, individualmente independentes, passam a reproduzir aproximadamente a mesma trajetória ao longo do tempo quando se introduz um termo de interação entre eles.

Existem muitos tipos de configura¸c˜ao para
o estudo da sincroniza¸c˜ao de dois lasers de diodo ca´oticos [9, 54, 57–59], e as

configura¸c˜oes mais importantes ser˜ao destacadas nas se¸c˜oes seguintes.

Neste cap´ıtulo apresentaremos os resultados experimentais do sincronismo de dois lasers de diodo ca´oticos. Os resultados que mostraremos dizem respeito `c˜c˜uˆNa pri

a sincroniza¸ao no regime das flutua¸oes de baixa freq¨encia. meira se¸c˜ao mostraremos o sincronismo unidirecional entre dois lasers de diodo e compararemos com resultados obtidos na literatura.

Na segunda se¸c˜ao mostraremos o sincronismo bidirecional entre dois lasers de diodo com realimenta¸c˜ao otica.´Este tipo de sincronismo ´e o mais geral e, pela primeira vez, foi observado uma quebra de simetria para esta configura¸c˜ao.

4.1 Sincroniza¸c˜ao unidirecional

No caso de sincronismo unidirecional a intensidade de um laser de diodo ca´otico por realimenta¸c˜´e injetado na cavidade interna de um outro ao otica (laser 1) ´laser de diodo solit´ario (laser 2)

inicialmente com intensidade constante, como pode ser visto na figura (4.1). Neste arranjo usamos dois lasers de diodo *SDL* _ 5401 operando no comprimento de onda λ=850nm. Os lasers s˜ao alimentados por fontes de corrente, cuja ressolu¸c˜ao ´e de 0.1mA e controlados t´ermicamente com uma precis˜ao de 0.02K. Por meio de separadores de feixe *BS* acoplamos a intensidade do laser 1 no laser 2. A sa´ıda de ambos os lasers s˜ao acoplados a fotodetetores, cuja freq¨u^encia de corte ´e 1.5GHz. A sa´ıda dos fotodetetores ´e monitorado usando um oscilosc´opio digital *Tektronix TDS* _ 3032*B*, com largura de banda de 300MHz e taxa de amostragem de 2.5GS/s. O isolador ´otico *ISO* deixa passar a luz num s´o sentido, do laser 1 para o laser 2, mas n˜ao o contr´ario, garantindo o acoplamento unidirecional. O tempo de acoplamento, τ_{acop} , ou seja, o tempo que demora o feixe em ir desde o laser 1 at´e o laser 2, foi aproximadamente τ_{acop}=16ns.

Para a configura¸c˜u^´

ao da figura (4.1), dependendo da freq¨encia otica

dos

Figura 4.1: Arranjo experimental de dois lasers de diodo acoplados unidirecionalmente. *LD*: laser de diodo, *C* lente colimadora, *E* espelho, *BS* separador de feixe, *ISO* isolador ´

otico.

lasers solit´arios (sem acoplamento e sem realimenta¸c˜ao ´otica), podem aparecer dois tipos de sincronismo. Neste caso pode ser usado como par^ametro de controle a dessintoniza¸c˜ao em freq¨u^encia, $\Delta\omega$, definida como a diferen¸ca entre as freq¨u^´arios, $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$. Para

dessintoniza¸c˜ao

encias oticas dos lasers solit´nula, $\Delta\omega = 0$, ambos os lasers emitem na mesma freq¨u^encia e aparece uma sincroniza¸c˜ao est´avel entre as suas intensidades [63]. Aumentando a dessintoniza¸c˜ao, $\Delta\omega > 0$, a qualidade da sincroniza¸c˜ao se degrada at´e desaparecer completamente o sincronismo [62]. Para $\Delta\omega < 0$, existir´a um valor ´otimo na dessintoniza¸c˜ao no qual aparecer´a um sincronismo em antifase, onde o laser 2 ao inv´es de apresentar quedas apresenta pulos ("*jump-ups* ") na sua intensidade. Este fen^omeno ´e conhecido na literatura como sincroniza¸c˜ao inversa [54,55,59].

Uma maneira de controlar a freq¨u^´e va

encia otica dos lasers de diodo

´riando a sua temperatura ou corrente de bombeio. A figura (4.2) mostra segmentos dass´eries temporais dos lasers1 e2, usandoo arranjo experimental da figura (4.1). A correntee temperatura dos lasers foiajustadade tal forma que aparece um sincronismo est´avel entre as suas intensidades. N˜ao dizemos a leitura direta das freq¨uˆencias dos lasers solit´arios, entretando, comparando com os resultados achados na literatura [62,63],podemos supor quea dessintoniza¸c˜ao em freq¨uˆencia entre os lasers ´e aproximadamente nula. Variando a temperatura ou correntedebombeiopodemos aumentara dessintoniza¸c˜ao(a freq¨uˆ´uˆ

encia oticado laser1fica maiorqueafreq¨enciado laser2). Aumentando esta dessintoniza¸c˜ao observou-se que a qualidade do sincronismo diminuia ou desaparecia, confirmando os resultados achados na referˆencia [62].

Figura 4.2: S´eries temporais experimentais dos lasers mostrando sincronismo unidirecional. As s´eries foram deslocadas verticalmente para maior clareza.

Da figura (4.2)podemos notar que os pulsos do laser2 est˜ao atrasados em rela¸c˜ao aos pulsos do laser 1. Para medir este atraso e caraterizar o sincronismo foi calculada a correla¸c˜ao cruzada entre asintensidades do laser1(I_1) e do laser2(I_2). Esta correla¸c˜ao ´e definida como:

$$C[I_1(t), I_2(t-d)] = \frac{\langle I_1(t) I_2(t-d)\rangle - \langle I_1\rangle\langle I_2\rangle}{\sigma_1 \sigma_2} \quad (4.1)$$

sendo $\sigma_{1,2}$ as variˆancias das intensidades $I_{1,2}$. A fun¸c˜ao de correla¸c˜ao cruzada est´a normalizada para dar um pico m´aximo igual a 1 quando as s´eries s˜ao idˆenticas (ou -1 quando a constante de proporcionalidade entre as s´eries ´e negativa).O valordo picopodeocorrer quando umas´erie temporal ´e atrasada ou adiantada com respeito a outra por um tempo d.

A correla¸c˜ao cruzada dass´eries temporaisda figura (4.2) est´a mostrada na figura (4.3). Daquipodemos ver que existe um picom´aximo na correla¸c˜ao igual a 0.84 para o tempo d=-16ns. Portanto, a intensidade do laser 2 est´a atrasada temporalmente 16ns em rela¸c˜ao ao laser 1. Este tempo de atraso ´e sempre muito pr´oximo ao tempo de acoplamento (τ_{acop}=16ns), como foi mostrado por Buldu e col. [62].

Figura 4.3: Correla¸c˜ao cruzada das intensidades dos lasers 1 e 2, mostrando um pico m´aximo em 0.84 para o deslocamente temporal *d*=-16ns da s´erie 2. Esta correla¸c˜ao foi calculada usando as s´eries da figura (4.2).

A figura (4.4) mostra aintensidadedo laser2 em fun¸c˜aodaintensidade do laser 1. A figura (4.4)(a) mostra o diagrama de sincroniza¸c˜ao para as intensidades instantˆaneas dos lasers 1 e 2. Adiantando a s´erie temporal do laser2 um tempo iguala 16ns,podemos observar que os pulsos dos lasers1 e 2 est˜ao correlacionados, tendo em vista que a intensidade do laser 2 tem uma

rela¸c˜ao aproximadamente linear com o laser 1 [ver figura (4.4)(b)].

Figura 4.4: Intensidade do laser1 em fun¸c˜ao do laser2mostrando sincronismo, a partir das s´eries da figura (4.2).

Sincroniza¸c˜ao inversa

Deixando todos os parˆametros do sistema iguais e somente aumentando a temperatura do laser1podemos diminuira sua freq¨uˆ´ariaat´e

encia otica

solit´conseguir uma dessintoniza¸c˜ao negativa ($\Delta\omega$< 0). Para um certo valor da temperatura (ou freq¨uˆ´

encia otica) do laser 1 foi observado o sincronismo inverso [62,63], como pode ser visto nos segmentos das s´eries temporais mostrados na figura (4.5), onde a temperatura do laser1 foi aumentada em 0.4°C. Usando a taxa de 140GHz/$^{\circ}C$, apresentada nas especifica¸c˜oes dos lasers, a dessintoniza¸c˜ao ´e de cerca de 56GHz. Neste caso vemos que o laser 2 n˜ao tem quedas de potˆencia, ao inv´es disso ele apresenta pulos ("*jump-ups* ") na sua potˆencia, sincronizados com um certo atraso temporal quando comparados com as *LFF* do laser 1. Como um laser tem quedas e o outro tem saltos de crescimento, o efeito tem a forma de um sincronismo em antifase. Das s´eries temporais foi observado que o intervalo de tempo no instante em que se inicia uma queda de potˆencia no laser 1 at´e o instante em que se inicia um

"*jump-up* "no laser 2 ´e de aproximadamente 16ns, ou seja, os "*jump-ups* "est˜ao atrasados um instante de tempo igual ao tempo de acoplamento entre os lasers [ver figura (4.5)(b)].

Figura 4.5:S´eries temporais experimentais dos lasers1 e2 mostrando sincroniza¸c˜ao inversa.

Novamente para caracterizar o sincronismo foi calculada a correla¸c˜ao cruzada para as s´eries da figura (4.5). Esta correla¸c˜ao ´e mostrada na fi

gura (4.6), onde pode ser observado um m´ınimo igual a -0.75 para *d*=-25ns. Portanto, observamos que existe umbom sincronismo em antifase entre os pulsos dos lasers, e que os “*jump-ups* ”est˜ao atrasados em rela¸c˜ao `as *LFF* do laser

1. Neste caso o tempo de atraso ´o mınimo do

otimo, *d*=-25ns, onde acontece ´sincronismo n˜ao corresponde ao tempo de acoplamento. Isto pode ser devido a que os pulsos das *LFF* e os *jump-ups* tˆem comportamentos umpouco diferentes. Na figura (4.5)(b)podemosver que as *LFF* do laser 1 tˆem uma queda abrupta e uma recupera¸c˜ao lenta, enquanto os *jump ups* tˆem uma subida

–

lenta e uma queda r´apida.

Figura4.6: Correla¸c˜aodaintensidadedos lasersapartirdass´eriesexpementais da figura (4.5).

A figura (4.7) mostraaintensidadedo laser2 em fun¸c˜aodo laser1 para o caso instant^aneo e tamb´em para o caso em que a s´erie temporal do laser 2 ´e adiantada 25ns. Comopode ser visto nesta figura, os pulsos na intensidade dos lasers tˆem uma certa rela¸c˜ao funcional, mostrando novamente um sincronismo entre as suas potˆencias. A forma da figura com *d*=-25ns indica a natureza antifase do sincronismo: quando uma intensidade est´a alta a outra est´a baixa.

Figura 4.7: Intensidade do laser 2 em fun¸c˜ao do laser 1, a partir das s´eries temporais experimentais da figura (4.5).

4.2 Sincroniza¸c˜ao bidirecional

Nos sistemas dinˆamicos acopladospodemos definir a configura¸c˜ao de mestre e escravo considerando o mestre como o sistema que n˜ao recebe a¸c˜ao externa. O sistema escComo um laser tem quedas e o outro tem saltos de crescimento, o efeito tem a forma de um sincronismo em antifase.ravo recebe a¸c˜ao do mestre, e nas circunstˆancias apropriadas dos parˆametros de acoplamento,pode responder de modo sincronizado. Um conceito relacionado aos sistemas dinˆamicososciladores acoplados ´e o de l´ıder. O sistema l´ıder no acoplamento unidirecional ser´a naturalmente o mestre. No caso do acoplamento bidirecional de dois osciladores (peri´odicos, quase-peri´odicos ou ca´oticos) n˜ao ´e poss´ıvel definir de forma simples quem ´eol´ıder entre os dois. Nesta se¸c˜ao usaremos o conceitode l´ıder nos sistemas acoplados bidirecionalmente para se referir ao sistema quie tem a dinˆamica mais adiantada no tempo. Mostraremos que o papel do l´ıder num par de lasers inter-acopladospode ser intercambiado apenas mudando as relativas freq¨uˆ´

encias oticas. A figura (4.8) mostra o
arranjo experimental para o estudo do
sincronismo bidirecional oticos c˜´

de dois lasers de diodo ca´por realimenta¸ao otica.

Neste caso os dois lasers est˜ao inicialmente ca´oticos no regime das *LFF* . Quando acoplamos bidirecionalmente a intensidade dos laserspodemos conseguir o sincronismo entre as suas potˆencias para alguns valores dos parˆametros de controle. Neste experimento foram usados os mesmos dispositivos que no experimento do sincronismo unidirecional. O tempo de ida e volta do feixe na cavidade externa para os lasers 1 e 2 era igual a τ_1

=τ_2=6ns. O tempo de acoplamento entre os lasers era τ_{acop}=16ns. Este ´e o caso mais geral do sincronismo de lasers de diodo ca´oticos, e ele tem sidopouco estudado na literatura, quando os dois lasers s˜ao inicialmente ca´oticos.

Figura 4.8: Arranjo experimental do acoplamento bidirecional de dois lasers de diodo com realimenta¸c˜´

ao otica.

A figura (4.9) mostra a dinˆamica temporal lenta dos dois lasers quando n˜ao existe acoplamento entre eles. Podemos notar quea dinˆamicado laser1 ´e completamente independente da dinˆamica do laser 2. Neste caso,portanto, os dois lasers n˜ao apresentam sincronismo entre as *LFF* .

Quando acoplamos a intensidade do laser 1 no laser 2 e vice-versa, podemos obter um sincronismo entre as potˆencias dos lasers para os valores dos

Figura 4.9: S´eries temporais experimentais dos dois lasers mostrando *LFF* quando n˜ao existe um termo de acoplamente entre eles.

parˆametros de controle mostrados na figura (4.10). Esta figura mostra segmentos das s´eries temporais do laser 1 e do laser 2 no caso do sincronismo entre as *LFF* . Da figurapodemos notar que as quedas do laser2 ocorrem primeiro que as do laser 1.O laser1 est´a atrasado,portanto, em rela¸c˜ao ao laser 2, e o tempo de atraso ´e aproximadamente igual ao tempo de acoplamento. Este tipo de sincronismo ´e conhecido na literatura comol´ıder-atrasado (“*leader-laggard*”) [56,60,61], ondeol´uˆ´

ıder tem uma maior freq¨encia otica que o laser atrasado. Para o caso da figura (4.10) vemos que o laser 2 ´e o l´ıder deste sistema.

A correla¸c˜ao cruzada das intensidades dos lasers 1 e 2 apresenta um pico m´aximo aproximadamente igual a 0.83 quando a s´erie temporal do laser 2 ´e atrasada 16ns em rela¸c˜ao `a s´erie temporal do laser 1, como pode ser observado na figura (4.11). Nesta figura s˜ao mostradas a correla¸c˜ao cruzada para as intensidades dos lasers antes do acoplamento (curva vermelha) e ap´os

Figura 4.10: S´eries temporais experimentais dos lasers mostrando sincronismo entre as *LFF* . Neste caso os pulsos do laser 1 est˜ao atrasados em rela¸c˜ao aos pulsos do laser 2.

o acoplamento bidirecional (curva preta). Comopodemos observar na figura, quando os lasers n˜ao est˜ao acoplados a correla¸c˜ao cruzada ´e pr´oxima de zero, mostrando que n˜ao h´a algum tipo de sincronismo entre os pulsos dos lasers.

O digrama de correla¸c˜ao mostrado na figura (4.12) mostra um bom sincronismo entre a intensidade dos lasers. Na figura `*LFF* do

a direita as laser2

foram atrasadas temporalmente 16ns, para mostrar maior clareza no sincronismo.

Mudandoa correntede alimenta¸c˜aoea temperatura dos lasers, ou seja, mudando as freq¨uˆ´

encias oticas dos lasers, podemos obter o sincronismo onde

o laser 1 seja o l´ıder e o laser 2 esteja atrasado. Este sincronismo ´e mostrado na figura (4.13).

Acorrela¸c˜ao cruzadadospulsosdos lasers1 e2mostraumpicom´aximo igual a 0.868 para *d*=-15ns, como pode ser visto na figura (4.14). Portanto,

Figura 4.11: Correlação das intensidades dos lasers a partir das séries temporais da figura (4.10).

Figura 4.12: Intensidade do laser 2 em função do laser 1 para as séries da figura (4.10).

Figura 4.13:Séries temporais dos lasers mostrando sincronismo entre as *LFF* . Neste caso as *LFF* do laser 2 estão atrasadas em relação às *LFF* do laser 1.

neste casoo laser1 éolídereo laser2 está atrasado temporalmentepor um tempo próximo ao tempo de acoplamento entre as intensidades dos lasers.

Figura 4.14: Correlação das intensidades dos lasers mostrando que o laser 2 está atrasado em relação ao laser 1.

A figura (4.15) mostra a intensidade do laser 2 em função do laser 1 para o caso em que haja acoplamento (a) e quando não existe acoplamento entre os lasers (b). Note que quando há acoplamento é observado um bom sincronismo entre as séries dos lasers. Quando não há acoplamento o diagrama de sincronismonão mostra nenhuma relação funcionalentreapotênciado laser 1eapotênciado laser2,portantopodemos afirmar que os lasersnão estão sincronizados.

Figura 4.15: Intensidade do laser 2 em fun¸c˜ao do laser 1. (a) Quando h´a acoplamento. Neste caso as *LFF* do laser 2 foram adiantadas 15ns em rela¸c˜`

ao as *LFF* do laser 1. (b) Diagrama de sincronismo quando n˜ao existe acoplamentos entre os lasers.

Quebra de simetria l´ıder-liderado

Ajustando novamentea correnteea temperatura dos laserspodemos encontrar uma regi˜ao na qual, para uma mesma s´erie temporal, existam eventos onde as quedas *LFF* do laser 1 aconte¸cam primeiro e eventos onde o laser 2 se comporte comool´ıder do sistema (laser1 atrasado). Este caso demudan¸ca entre atraso e antecipa¸c˜ao dos pulsos dos lasers ´e mostrado na figura (4.16).

A correla¸c˜ao cruzada das s´eries experimentais da figura (4.16) mostram dois picos m´aximos. O primeiro pico corresponde a *d*=-13ns e indica que as *LFF* do laser 2 est˜ao atrasadas em rela¸c˜ao `as *LFF* do laser1. O segundo pico

Figura 4.16: Séries temporais experimentais dos lasers mostrando intermitências no atraso entre os dois lasers.

está em *d*=14ns e indica que os pulsos do laser 1 estão atrasados em relação aos pulsos do laser 1 [ver figura (4.17)] Verificamos, portanto, que algumas vezes o laser 2 se comporta como líder e outras vezes o laser 1 é quem domina a dinâmica do sistema.

Figura 4.17: Correlação da intensidade dos lasers 1 e 2.

Aintensidadedo laser2emfunçãodo laser1 é mostradana figura (4.18). Neste caso vemos que os pulsos do laser 2 tem uma certa correlação com os pulsos do laser 1, mas não estão relacionados linearmente como no caso da configuração líder-atrasado [ver figuras (4.11) e (4.14)].

Podemos fazer uma análise estatística do atraso temporal entre as séries. Definimos o atraso entre séries temporais como $\Delta t = T_{2(n)} - T_{1(n)}$, onde T_{jn} é o instante de tempo onde ocorre a n-ésima queda de potência do laser j. Se $\Delta t > 0$ significa que as *LFF* do laser 1 acontecem antes que as do laser 2, e se $\Delta t < 0$ a potência do laser 2 cai antes que o laser 1. O histograma do atraso temporal Δt, mostrado na figura (4.19), foi obtido para as séries temporais da figura (4.16) com aproximadamente 500 eventos *LFF*. Observamos que a maioria das quedas acontecem para tempos $\Delta t \approx \pm \tau_{acop}$. A probabilidade de

Figura 4.18: Intensidade do laser 2 em função do laser 1.

quedas sincronizadas sem atraso ($\Delta t = 0$) é aproximadamente nula, que é o esperado para este tipo de sincronismo, pois esta configuração não é isocrônica ($\tau_{acop} \approx \tau$). Para as configurações isocrônicas pode existir um sincronismo sem atraso temporal entre as séries temporais dos lasers.

Figura 4.19: Histograma do atraso temporal Δt entre os pulsos dos lasers 1 e 2.

Um resultado parecido foi obtidopor Mulete col. [60], mas nesse casoo sincronismo era diferente do nosso pois os autores n˜ao usaram realimenta¸c˜oes ´

oticas nos lasers, somente acoplaram mutuamente a intensidade de dois lasers de diodo idˆenticos. Os autores observaram que, dentro de uma mesma s´erie temporal, durante alguns eventos as *LFF* do laser1 aconteciam primeiro que as *LFF* do laser2 e durante outros eventos aconteciao contr´ario. Eles conclu´ıram que isto acontece quando os lasers tˆem aproximadamente a mesma freq¨uˆencia ´Uma vez que n˜a freq¨encia otica

otica. ao existe inicialmente um laser com uˆ´maiorqueo outro,ouseja,n˜ao existeuml´ıder(o sistema ´esim´etrico),os lasers competem entre si para dominar a dinˆamica do sistema. Qualquerpequena perturba¸c˜ao pode quebrar a simetria do sistema, de tal forma que um laser possa dominar e cair antes que o outro. Durante as quedas o processo ´e assim´etrico, pois o laser que cai primeiro continua recebendo luz do outro laser durante um tempoΔt. Duranteo processo de recupera¸c˜ao,aintensidade dos lasers aumenta gradualmente fazendo com que o sistema fique novamente sim´etrico, assim, os lasers podem competer entre si novamente para liderar a dinˆamica.

Nossos resultadoss˜ao parecidos aos obtidospor Mulete col. [60], masa configura¸c˜ao que usamos no sincronismo ´e mais geral,pois os dois lasers, al´em do acoplamento m´utuo entre si, est˜ao na presen¸ca de realimenta¸c˜oes oticas´por meio de cavidades externas e inicialmente est˜ao ca´oticos no regime das *LFF* . De nosso conhecimento ´e a primeira vez que se observa uma quebra de simetria, na configura¸c˜ao l´ıder-liderado, do acoplamento m´utuo entre dois lasers de diodo ca´oticos por realimenta¸c˜ao ´otica.

Cap´ıtulo 5

Conclus˜oes eperspectivas

Nesta tese estudamos a din˜amica ca´otica do laser de diodo quando parte da luz emitida ´e reinjetada dentro da cavidade do laser por meio de um espelho externo. Estudamos especificamente o regime das flutua¸c˜oes de baixa freq¨u˜encia presentes neste sistema. A partir de s´eries temporais foram feitas estat´ısticas sobre o tempo m´edio das *LFF* e foi mostrada a sua depend˜encia com a corrente de bombeio. C´alculos num´ericos usando o modelo de Lang-Kobayashi mostraram umaboa concord˜ancia com os resultados experimentais.

Foi definido e medido o tempo de recupera¸c˜ao das *LFF* e mostramos a suadepend˜encia coma correntedebombeio.Tamb´emfoi observada umanova din˜amica de recupera¸c˜ao para as *LFF* , onde a intensidade do laser apresenta uma modula¸c˜ao de amplitude durante a recupera¸c˜ao das *LFF* , sendooper´ıodo desta modula¸c˜ao igual ao tempo ida e volta do feixe na cavidade externa.

Estudamos a ressonˆancia de coerˆencia determin´ıstica para os eventos *LFF* excit´aveis de um laser de diodo com realimenta¸c˜ao otica.´Neste caso a dinˆamica r´apida presente neste sistema se comporta como um ru´ıdo efetivo que pode regular a dinˆamica das *LFF* . Este estudo foi feito primeiro usando
o modelo L-K e depois comprovado experimentalmente.

Estudamos experimentalmente o sincronismo entre dois lasers de diodo ca´oticos quando existe um acoplamento entre as suas intensidades. Foram

estudados dois tipos de sincronismo, o primeiro deles foi o sincronismo unidirecional, onde o feixe de um laser ca´c˜´´

otico por realimenta¸ao otica e injetado unidirecionalmente num outro laser de diodo solit´ario e que inicialmente operava com intensidade constante.

O outro sistema estudado foi o sincronismo entre dois lasers de diodo ca´oticos independentes quando existe um acoplamento m´utuo entre as suas intensidades. Neste sistema foi observado uma quebra de simetria no sincronismo entre as *LFF* dos lasers.

Os estudos aqui presentados foram objeto de um artigo em revista internacional,e outros dois trabalhos est˜ao em processo de revis˜ao.O estudo do sincronismo de lasers de diodo ca´oticos continua sendo realizado pela equipe do Laborat´orio de Dinˆamica de Lasers, onde se pretende estudar este sistema experimentalmente e numericamente usando o modelo de Lang-Kobayashi.

Referˆencias Bibliogr´aficas

[1] Amnon Yariv, *“Quantum Electronics”*, third edition, John Wiley and Sons, 1989.

[2] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, *“Long-Wavelength Semiconductor Lasers”*, Van Nostrand Reinhold, 1986.

[3] L. Goldberg, H. F. Taylor, A. Dandridge, J. F. Weller and R. O. Miles, *”Spectral Characteristics of Semiconductor Lasers with Optical Feedback”*, IEEE Quantum Electron. QE18, 555 (1982).

[4] B. Meziane, P. Besnard and G. M. Stephan, *”Low-Frequency Resonances in Asymetric External Cavity Semiconductor Lasers: Theory and Experiment”*, IEEE J. Quantum Electron. 31, 617 (1995).

[5] D. Lenstra, B. H. Verbeek and A. J. den Boef, *“Coherence Collapse in Single-Mode Semiconductor Lasers due to Optical Feedback”*, IEEE J. Quantum Electron. QE-21, 674 (1985).

[6] Jesper Mørk, Bjarne Tromborg, and Jannik Mark, *“Chaos in Semiconductor Lasers with Optical Feedback: Theory and Experiment”*, IEEE J. Quantum Electronics 28, 93 (1992).

[7] M. Giudici. C. Green, G. Giacomelli, U. Nespolo, and J. R. Tredicce,

“Andronov Bifurcations and Excitability in Semiconductor Lasers with Optical Feedback”, Phys. Rev. E 55, 6414 (1997).

[8] S. Tang and J. M. Liu, *”Message enconding-decoding at 2.5 Gbits/s through synchronization of chaotic pulsing semiconductor lasers”*, Optics Lett. 26, 1843 (2001).

[9] S. Sivaprakasam, E. M. Shahverdiev, P. S. Spencer and K. A. Shore, *“Experimental Demonstration of Anticipating Synchronization in Chaotic Semiconductor Lasers with Optical Feedback”*, Physical Review Letters 87, 154101 (2001).

[10] A. Argyris, D. Syvridis, L. Larger, V. Annovazi-Lodi, P. Colet, I. Fischer, J. Garc´ıa-Ojalvo, C. R. Mirasso, L. Pesquera and K. A. Shore, *“Chaos-based communications at hight bit rates using commercial fibreoptic links”*, Nature 438, 343 (2005).

[11] G.H.M.vanTartwijkandD. Lenstra, *“SemiconductorLasers with Optical Injection and Feedback ”*, Quantum Semiclass. Opt. 7, 87-143 (1995).

[12] J. Manning, R. Olshansky and C. B. Su, *“The Carrier-Induced Index Changes in AlGaAs and 1.3µm InGaAsP Diode Lasers”*, IEEE J. Quantum Electronics QE-19, 1525 (1983).

[13] C. H. Henry, *“Theory of the Linewidth of Semiconductor Lasers”*, IEEE J. Quantum Electronics QE-18, 259 (1982).

[14] K. Vahala, L. C. Chiu, S. Margalit, and A. Yariv, *“On the linewidth enhancement factor alpha in semiconductor injection lasers”*, Applied Physics Letters 42, 631 (1983).

[15] Christoph Harder, Kerry Vahala, and Amnon Yariv, *“Measurement of the linewidth enhancement factor alpha α of semiconductor lasers”*, Applied Physics Letters 42, 328 (1983).

[16] R. Olshansky, C. Su, J. Manning and W. Powazinik, *“Measurement of radiative and nonradiative recombination rates in InGaAsP and AlGaAs light sources”*, IEEE J. Quantum Electronics 20, 838 (1984).

[17] RoyLang and Kohroh Kobayashi, *“External Optical Feedback Effects on Semiconductor Injection Laser Properties”*, IEEE J. Quantum Electronics, QE-16, 347 (1980).

[18] J. H. Osmudsen and N. Gade, *“Influence of optical feedback on laser frequency spectrum and threshold conditions”*, IEEE J. Quantum Electronics19, 465 (1983).

[19] H. Temkin, N. A. Olson, J. B. Abeles, R. A. Logan and M. B. Panish, *“Reflection noise in index-guided InGaAsP lasers”*, IEEE J. Quantum Electronics22, 286 (1986).

[20] M. Giudici, *“Non Linear Dynamics of a Semiconductor Laser with Optical Feedback”*, *Ph.D Thesis*, Nice-France (2000).

[21] F. Favre, D. Guen and J. Simon, *“Optical feedback effects upon laser diode oscillation field spectrum”*, IEEE J. Quantum Electronics 18,1712

(1982).

[22] G. P. Agrawal, *“Line narrowing in a single-mode injection laser due to external optical feedback”*, IEEE J. Quantum Electronics 20,468 (1984).

[23] J. Mørk, J. Mark and B. Tromborg, *“Route to Chaos and Competition between Relaxation Oscillations for a Semiconductor Laser with Optical Feedback”*, Physical Review Letters 65, 1999 (1990).

[24] H. Kakiuchida and J. Ohtsubo, *”Characteristics of a Semiconductor Laser with External Feedback”*, IEEE J. Quantum Electron. QE 30, 2087 (1994).

[25] David W. Sukow and Jeff R. Gardner and Daniel J. Gauthier, *“Statistics ofpower-dropout events in semiconductor lasers with time-delayedoptical feedback”*, Physical Review A, 56, R3370 (1997)

[26] Angela Hohl and H. J. C. van der Linden and Rajarshi Roy, *“Determinism and stochasticity of power-dropout events in semiconductor lasers with optical feedback”*, Optics Letters 20, 2396 (1995).

[27] Yanhua Hong and K. Alan Shore, *“Influence of Optical Feedback Time-Delay on Power-Drops in Vertical-Cavity-Surface-Emitting-Lasers”*, IEEE J. Quantum Electronics 41, 1054 (2005).

[28] Yanhua Hong and K. Alan Shore, *“Statistical measures of the power dropout ratio in semiconductor lasers subject to optical feedback”*, Optics Letters 30, 3332 (2005).

[29] Joachim Sacher, Dieter Baums, Peter Panknin, Wolfgang Els¨aßer and Ernst O. G¨obel, *“Intensity instabilities of semiconductor lasers under current modulation, external light injection and delayed feedback”*, Phys. Rev. A 45, 1893 (1992).

[30] T. Heil, I. Fischer and W. Els¨aßer, *“Coexistence of low-frequency fluctuations and stable emission on a single high-gain mode in semiconductor lasers with external optical feedback”*, Phys. Rev. A 58, 2672 (1998).

[31] J. M ørk, B. Tromborg and P. L. Christiansen, *“Bistability and Low-Frequency Fluctuations in Semiconductor Lasers with Optical Feedback: A Theoretical Analysis”*, IEEE J. Quantum Electron. QE-24, 123 (1988).

[32] I. Fischer, G. H. M. van Tartwijk, A. M. Levine, W. Els¨aßer, E.G¨obel and D. Lenstra, *“Fast Pulsing and Chaotic Itinerancy with a Drift in the*

Coherence Collapse of Semiconductor Lasers”, Physical Review Letters 76, 220 (1996).

[33] G. Vaschenko, M. Giudici, J. J. Rocca, C. S. Menoni, J. R. Tredicce and S. Balle, *“Temporal Dynamics of Semiconductor Lasers with Optical Feedback”*, Physical Review Letters 81, 5536 (1998).

[34] G. Huyet, S. Ballea, M. Giudici, C. Greenb, G. Giacomellic and J. R. Tredicce, *“Low frequency fluctuations and multimode operation of a semiconductor laser with optical feedback”*, Optics Communications 149, 341 (1998).

[35] A. A. Duarte and H. G. Solari, *“Metamorphosis of the monochromatic spectrum in a double-cavity laser as a function of the feedback rate”*, Physical Review A 58, 614 (1998).

[36] A. A. Duarte and H. G. Solari, *“Stability properties of the monochromatic spectrum in a double-cavity laser”*, Physical Review A 60, 2403 (1999).

[37] T. Sano, *“Antimode dynamics and chaotic itinerancy in the coherence collapse of semiconductor lasers with optical feedback”*, Physical Review A 50, 2719 (1994).

[38] Y. Liu and Peter Davis and Toshiro Takiguchi, *“Recovery process of low frequency fluctuations in laser diodes with external optical feedback”*, Physical Review E 60, 6595 (1999).

[39] S.P. Hegartyand G. Huyet andP.Porta and J. G. McInerney, *“Analysis of the fast recovery dynamics of a semiconductor lasers with feedback in low-frequency fluctuation regime”*, Optics Letters 23, 1206-1208 (1998).

[40] Wing-Shun Lam and Oarvez N. Gudar and Rajarshi Roy, *“Effect of Spontaneous Emission Noise and Modulation on Semiconductor Lasers*

Near Threshold with Optical Feedback”, International Journal of Modern Physics B 17, 4128-4138 (2003).

[41] J. Mørk and H. Sabbatier and M.P. Sørensen and B.Tromborg, *“Returnmap for low-frequency fluctuations in Semiconductor lasers with optical feedback”*, Optics Communications 171, 93-97 (1999).

[42] Luca Gammaitoni, Peter Hanggi, Peter Jung and Fabio Marchesoni, *"Stochastic resonance"*, Reviews Modern Physics 70, 223 (1998).

[43] Arkady S. Pikovsky and J¨urgen Kurths, *"Coherence Resonance in a Noise-Driven Excitable System"*, Physical Review Letters 78, 775 (1997).

[44] Giovanni Giacomelli, Francesco Marino and Ivan Rabbiosi, *"Stochastic and Bona Fide Resonance: An Experimental Investigation"*, Physical Review Letters 82, 675 (1999).

[45] Francesco Marino, Massimo Giudici, St´ephane Barland and Salvador Balle, *"Experimental Evidence of Stochastic Resonance in an Excitable Optical System"*, Physical Review Letters 88, 040601 (2002).

[46] H. Gang, T. Ditzinger, C. Z. Ning and H. Haken, *"Stochastic Resonance without External Periodic Force"*, Physical Review Letters 71, 807 (1993).

[47] Giovanni Giacomelli, Massimo Giudici, Salvador Balle and Jorge R.Tredicce, *"Experimental Evidence of Coherence Resonance in an Optical System"*, Physical Review Letters 84, 3298 (2000).

[48] Josep Mulet and Claudio R. Mirasso, *"Numerical statistics on power dropouts based on the Lang-Kobayashi model"*, Physical Review E 59, 5400 (1999).

[49] Manuel Enguia and G. B. Mindlin, *"Semiconductor laser with optical feedback: From excitable to deterministic low-frequency fluctuations"* Physical Review E 60, 1551 (1999).

[50] G. H. M. von Tartwijk and A. M. Levine and D. Lenstra, *“Sisyphus Effect in Semiconductor Laser with Optical Feedback”*, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics 1, 466 (1995).

[51] Jhon F. Martinez Avila, Hugo L. D. de Souza Cavalcante and J. R. Rios Leite, *“Experimental Deterministic Resonance Coherence”*, Physical Review Letters 93, 144101 (2004).

[52] K. Myneni, T. A. Barr, B. R. Reed, S. D. Pethel and N. J. Corron, *“High-precision ranging using a chaotic laser pulse train”*, Applied Physics Letters 78, 1496 (2001).

[53] Ingo Fischer, Yun Liu and Peter Davis, *“Synchronization of chaotic semiconductor laser dynamics on subnanosecond time scales and iths potential for chaos communication”*, Physical ReviewA 62, 011801 (2000).

[54] S. Sivaprakasam, Iestyn Pierce,Paul Rees,Paul S.Spencer and K. Alan Shore, *“Inverse synchronization in semiconductor laser diodes”*, Physical Review A 64, 013805 (2001).

[55] ImmoWedekind and UlrichParlitz, *“Synchronization and antisynchronizationof chaoticpowerdrop-outs and jump-upsofcoupled semiconductor lasers”*, Physical Review E 66, 026218 (2002).

[56] Tilmann Heil, Ingo Fischer, Wolfgang Els¨asser, Josep Mulet and Claudio R. Mirasso, *“Chaos Synchronization and Spontaneous Symmetry-Breaking in Symmetrically Delay-Coupled Semiconductor Lasers”*, Physical Review Letters 86, 795 (2001).

[57] Y. Liu, Y. Takiguchi, P. Davis, T. Aida, S. Saito, J. M. Liu, *“Experimental observation of complete chaos synchronization in semiconductor lasers”*, Applied Physics Letters 80, 4306 (2002).

[58] Michael Peil, Tilmann Heil, Ingo Fischer and Wolfgang Elss¨aßer, *“Synchronization of Chaotic Semiconductor Laser Systems: A Vectorial Coupling-Dependent Scenario”*, Physical Review Letters 88, 174101 (2002).

[59] S. Sivaprakasam,PaulS.Spencer andK. Alan Shore, *“Regimes of Chaotic Synchronization in External-CavityLaser Diodes”*, IEEE J. Quantum Electronics 88, 1155 (2002).

[60] Josep Mulet, Claudio Mirasso, Tilmann Heil and Ingo Fischer, *“Synchronization scenario of two distant mutually coupled semiconductor lasers”*,
J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. 6, 97 (2004).

[61] J. K. White, M. Matus and J. V. Moloney, *“Achronal generalized synchronization in mutually coupled semiconductor lasers ”* Physical Review E 65, 036229 (2002).

[62] Javier M. Buld´u, Tilmann Heil, Ingo Fischer, M. C. Torrent and Jordi Garc´ıa-Ojalvo, *“Episodic Synchronization via Dynamic Injection”*, Physical Review Letters 96, 024102 (2006).

[63] Y. Takiguchi, *“Experimental synchronization of chaotic oscillations in externally injected semiconductor lasers in a low-frequency fluctuation*

regime ", Optics Letter 24, 1570 (1999).