Universidade de São Paulo – USP
Escola de Engenharia de São Carlos – EESC
Departamento de Engenharia Elétrica

Modelagem de Diodos Laser de Fabry-Pérot Travados por Injeção de Sinal Óptico
Externo para Uso em Redes WDM-PON

Ulysses Rondina Duarte

Dissertação de mestrado apresentada à Escola de Engenharia de São Carlos, Departamento de Engenharia Elétrica da Universidade de São Paulo, como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Ciências, Programa de Engenharia Elétrica – Área de concentração: Telecomunicações.

Orientador: Prof. Dr. Murilo Araujo Romero

São Carlos

2011

Trata-se da versão corrigida da dissertação. A versão original se encontra disponível na EESC/USP que aloja o Programa de Pós-Graduação de Engenharia Elétrica

AUTORIZO A REPRODUÇÃO E DIVULGAÇÃO TOTAL OU PARCIAL DESTE TRABALHO, POR QUALQUER MEIO CONVENCIONAL OU ELETRÔNICO, PARA FINS DE ESTUDO E PESQUISA, DESDE QUE CITADA A FONTE.

Ficha catalográfica preparada pela Seção de Tratamento
da Informação do Serviço de Biblioteca – EESC/USP

D812m Duarte, Ulysses Rondina
Modelagem de diodos laser de Fabry-Pérot travados por
injeção de sinal óptico externo para uso em redes WDM-PON
/ Ulysses Rondina Duarte ; orientador Murilo Araujo
Romero. -- São Carlos, 2011.

Dissertação (Mestrado-Programa de Pós-Graduação em
Engenharia Elétrica e Área de Concentração em
Telecomunicações) -- Escola de Engenharia de São Carlos
da Universidade de São Paulo, 2011.

1. Comunicação óptica. 2. Laser. 3. WDM-PON. 4. Fontes
ópticas multi-comprimento de onda. 5. Diodo laser de
Fabry-Pérot. 6. Travamento óptico por injeção. I. Título.

FOLHA DE JULGAMENTO

Candidato(a): Bacharel ULYSSES RONDINA DUARTE.

Dissertação defendida e julgada em 14/04/2011 perante a Comissão Julgadora:

Prof. Titular **MURILO ARAUJO ROMERO** – (Orientador)
(Escola de Engenharia de São Carlos/USP)

Aprovado

Dr. **JOÃO BATISTA ROSELEM**
(Centro de Pesquisa e Desenvolvimento em Telecomunicações/CPqD)

Aprovado

Prof. Dr. **ALDARIO CHRESTANI BORDONALLI**
(Universidade Estadual de Campinas/UNICAMP)

APROVADO

Prof. Titular **DENIS VINICIUS COURY**
Coordenador do Programa de Pós-Graduação em
Engenharia Elétrica

Prof. Associado **PAULO CÉSAR LIMA SEGANTINE**
Presidente da Comissão da Pós-Graduação da EESC

“A razão, por mais que ela grite, não pode negar que a imaginação estabeleceu no homem uma segunda natureza”

Blaise Pascal

Agradecimentos

A Deus, pela oportunidade da existência.

Ao CNPq, Conselho Nacional de Pesquisa, pelo fomento ao meu projeto de pesquisa.

A Fundação CPqD, Centro de Pesquisa e Desenvolvimento em Telecomunicações, pelos recursos fornecidos no âmbito dos projetos GIGA Fase 2 e 100 GETH.

Ao meu orientador, Prof. Dr. Murilo Araujo Romero, e a minha Co-Orientadora, Prof. Dra. Regiane Ragi, por terem me acolhido quando eu mais precisei e pela imensa contribuição em minha formação acadêmica permitindo a minha ascensão profissional. Muito obrigado!

Ao meu Coordenador no CPqD e amigo, João Batista Rosolem, por me ensinar mais e mais a cada dia e ter colaborado também para meu ingresso na carreira profissional. Muito Obrigado!

Aos meus pais, José Duarte (*In memoriam*) e Maria de Fátima Rondina Duarte, meu coração, minha essência e minha vida.

Aos meus irmãos, Ítalo Rondina Duarte e Michelle Rondina Duarte, meu sangue, meus laços indestrutíveis, minha aliança eterna.

À minha namorada, Ana Carolina Barbosa Scarmato, minha motivação, minha alegria, meu conforto e todo meu amor.

Aos meus tios, Leonardo Rondina e Rosemeiri Zozoro de Souza Rondina, por terem me acolhido com carinho em sua casa durante meu estágio no CPqD em 2010, o qual seria impossível ser realizado sem a contribuição dos mesmos. Muito obrigado!

À toda minha família Rondina e Duarte.

Aos amigos GORDASSAS: Big (Go - Rafael), Pumba meu boi (Eduardo Trovó), Zoi de Tiger (Osama - Raul), GG PON PON (DD - Getulio), Codorna (Hélcio), sertão de pedra (Valdemir), CAZUZA (Anderson), caipira de berlândia (Pedrão), Devassa (Thiago), salsa e merengue (Mariana), chaveirinho (Arturo), Dengo (Alex), Maria (Marcelo), Guilherme, GLUTÃO (Glauro) e Lívia.

Aos meus amigos barretenses: Renato, Ernany, Lukeba, Miguelom, João Miguel, Byn, Biel, Mayssen, VA-Karen (Karen), Xicão (Carol), Cande (Juliana), Eloisa Nogueira, Grande AMIGO Márcio Nogueira (*In memoriam*), Rafael Ferrari e Luiz Cosme.

Aos meus amigos são-carlenses: Mariama, James, H, Zini, Denão, Cris, Dani, Pírcing (Perso), Anna Claudia, Naty, Flavia, Marco, Pocã, Enzo, Lixo (Diego), Niii... (Anibal), Ed, Mufasa (Otávio), Amarelo queimado (Activia - Luciano) e Tuca (balão).

Peço perdão aqueles que omiti.

Resumo

A disponibilização de fontes ópticas multi-comprimento de onda de baixo custo certamente é um dos aspectos fundamentais para viabilizar a implantação de redes WDM-PON (*Wavelength Division Multiplexing-Passive Optical Network*). Na literatura, são encontradas propostas de algumas tecnologias para a construção de tais dispositivos como a utilização de fontes ópticas sintonizáveis, uso de um vetor de lasers DFB (*Distributed Feedback Laser*) ou, até mesmo, o fatiamento espectral de uma fonte de banda larga. Contudo, essas propostas apresentam custo elevado, ou limitações de operação, tornando-se inapropriadas para a aplicação de interesse.

Uma alternativa que vem sendo amplamente utilizada é o travamento óptico de diodos laser de Fabry-Pérot (FP-LD - Fabry-Pérot *laser diode*), realizado por meio da injeção de sinal óptico externo provindo do fatiamento espectral de uma fonte de banda larga. O travamento óptico possibilita o controle espectral do FP-LD, e o seu baixo custo torna essa fonte óptica atrativa na implantação de redes WDM. O entendimento do mecanismo de travamento torna-se, então, crucial na descrição da dinâmica de tais fontes ópticas. Desta forma, nesta dissertação, foi desenvolvido o estudo dos modelos matemáticos que descrevem a dinâmica de lasers travados, assim como foi investigado o desempenho de redes WDM-PON empregando estas fontes ópticas.

Palavras chaves: WDM-PON, fontes ópticas multi-comprimento de onda, diodo laser de Fabry-Pérot, travamento óptico por injeção.

Abstract

The availability of low cost multi-wavelength optical sources is certainly one of the fundamental aspects to allow the deployment of WDM-PON networks. Several technologies for the implementation of such optical sources are discussed in the literature, including tunable lasers, DFB arrays and spectral slicing of a broadband light source. However, those propositions suffer from high cost or operational limitations.

One alternative is the optical injection locking of a Fabry Prot laser diode (FP-LD), in which the external optical injection signal is obtained from the spectral slicing of a broadband light source. This option has been widely investigated because the optical injection locking process allows for the FP-LD optical spectral control and wavelength selection. In addition, the low cost of such device makes this optical source an attractive solution for WDM-PON widespread deployment.

In this context, the understanding of the locking mechanism becomes important in the optimization of such optical sources. Thus, in this dissertation, we conducted a study of mathematical models that describe the dynamics of locked lasers as well as investigated the performance of WDM-PON based on those optical sources.

Key words: WDM-PON, multi-wavelength optical source, Fabry-Prot laser diode, optical injection locking.

Lista de Figuras

1.1	Topologia básica de um sistema WDM-PON.	3
1.2	Fonte Óptica Colorless baseada no fatiamento espectral de uma BLS. Cada fatia do espectro é encaminhada à uma ONT do sistema.	5
1.3	Técnica de travamento utilizando o sinal de ASE fatiado: (a) Espectro do FP-LD operando em regime <i>Free-Running</i> ; (b) Sinal de ASE fatiado e (c) FP-LD travado em frequência após a injeção do sinal de ASE fatiado. Após o travamento o FP-LD opera praticamente em condição monomodo. A condição monomodo é dada por $\Delta P > 13$ dB	7
1.4	Ilustração esquemática da arquitetura WDM-PON proposta em [19]	9
1.5	Ilustração esquemática da rede WDM-PON proposta em [23].	10
1.6	Ilustração esquemática WDM-PON proposta em [24].	11
1.7	Ilustração esquemática da arquitetura WDM-PON proposta em [38].	13
1.8	Ilustração esquemática da técnica de travamento utilizando o FP-LD em modo CW como ML e SLs.	14
1.9	Ilustração esquemática da rede CLS proposta em [42]. Todas as fontes ópticas estão localizadas no OLT do sistema, enquanto que na ONT está presente apenas um modulador e um receptor.	15
2.1	Processo de dopagem tipo-n em uma rede cristalina de Si com impureza pentavalente P: (a) estrutura da rede cristalina na temperatura de zero absoluto e (b) estrutura da rede cristalina em temperaturas acima do zero absoluto.	19
2.2	Processo de dopagem tipo-p em uma rede cristalina de Si com impureza trivalente P: (a) estrutura da rede cristalina na temperatura do zero absoluto e (b) estrutura da rede cristalina em temperaturas acima do zero absoluto.	20
2.3	Representação do diagrama de bandas de um material semiconductor com dopagem tipo-n: (a) diagrama de bandas de energia na temperatura zero absoluto e (b) diagrama de bandas de energia à temperaturas superiores do zero absoluto. N_{do} , E_c , E_f e E_v são o nível de energia doador criado na BP após o processo de dopagem, nível de menor energia da banda de condução, nível de quasi-fermi e nível de maior energia da banda de valência, respectivamente.	21

2.4	Representação do diagrama de bandas de um material semiconductor com dopagem tipo-p: (a) diagrama de bandas de energia na temperatura zero absoluto e (b) diagrama de bandas de energia à temperaturas superiores do zero absoluto. N_{ac} é o nível de energia aceitador criado na BP após o processo de dopagem.	22
2.5	Junção pn em equilíbrio: (a) representação da junção pn em relação aos íons fixos após atingir o equilíbrio (b) representação do diagrama de bandas da junção pn após atingir o equilíbrio .A barreira de potencial V_o impede a recombinação entre os portadores eletrônicos.	23
2.6	Junção pn diretamente polarizada.	24
2.7	Estrutura básica de um FP-LD de heteroestrutura dupla.	25
2.8	Diagrama de bandas de energia da heteroestrutura polarizada referente à Fig. 2.7.	26
3.1	Perfil de uma cavidade de FP-LD: (a) representação das camadas da heteroestrutura e (b) vista ampliada do meio ativo, ilustrando a propagação da onda plana.	37
3.2	Fluxograma do método numerico utilizado.	46
3.3	Curvas LxI , em escala logarítmica, para cavidade de comprimento $L = 250 \mu m$ e valores de coeficiente de emissão espontânea β_{sp} iguais à 10^{-3} , 10^{-4} e 10^{-5} respectivamente.	48
3.4	Curvas LxI , em escala linear, para cavidade de comprimento $L = 250 \mu m$ e valores de coeficiente de emissões espontânea β_{sp} iguais à 10^{-3} , 10^{-4} e 10^{-5} respectivamente.	49
3.5	Curvas nxI (normalizadas) para valores do coeficiente de emissão espontânea, β_{sp} , iguais a 10^{-3} , 10^{-4} e 10^{-5} , respectivamente.	50
3.6	Curvas sxI e nxI (normalizadas) para o valor de coeficiente de emissão espontânea β_{sp} igual a 10^{-3} . A unidade na figura tem valor numérico igual á $1,4536 \times 10^6 (\mu m)^{-3}$ e $2.1396 \times 10^6 (\mu m)^{-3}$ para as curvas sxI e nxI respectivamente.	51
3.7	Comparação entre a simulação realizada da curva LxI e o resultado fornecido por [52]	52
3.8	Comparação entre a simulação realizada da curva nxI e o resultado fornecido por [52].	53
3.9	Fluxograma do método numerico utilizado para o cálculo para uma cavidade multimodo.	55
3.10	Curvas LxI , em escala logarítmica, calculadas para a cavidade de comprimento $L = 250 \mu m$ e coeficiente de emissão espontânea $\beta_{sp} = 10^{-4}$. Na figura estão representados o modo central ($m = 0$) e oito modos laterais adjacentes ($m = \pm 1$, $m = \pm 2$, $m = \pm 3$, $m = \pm 4$) totalizando 9 modos dos 17 utilizados na simulação. A corrente de limiar teórica calculada foi 13,1 mA	57
3.11	Cálculo das curvas LxI , em escala linear, para cavidade de comprimento $L = 250 \mu m$ e valor de coeficiente de emissão espontânea β_{sp} igual à 10^{-4} para os mesmos parâmetros da Fig. 3.10.	58
3.12	Comparação entre a simulação obtida para $m = 0$, $L = 250 \mu m$ e $\beta_{sp} = 10^{-4}$ e a simulação de [70].	59

3.13	Curvas LxI , em escala logarítmica, com valor de coeficiente de emissão espontânea $\beta_{sp} = 10^{-4}$ e comprimento de cavidade (a) $L = 250 \mu\text{m}$ e (b) $L = 50 \mu\text{m}$	60
3.14	MSR para valor de coeficiente de emissão espontânea $\beta_{sp} = 10^{-4}$ e comprimento de cavidade iguais a $50 \mu\text{m}$ e $250 \mu\text{m}$ respectivamente.	62
3.15	Curvas LxI , em escala logarítmica, para cavidade de $250 \mu\text{m}$ de comprimento e valores de coeficiente de emissão espontânea iguais a (a) 10^{-3} e (b) 10^{-4}	63
4.1	Fluxograma do algoritmo utilizado.	71
4.2	Mapa de estabilidade para valores fixos da razão S_o/S_{fr}	73
4.3	Mapa de estabilidade para valores fixos da razão N_o/N_{th}	74
4.4	Mapa de estabilidade para valores fixos da razão ϕ_o/π	75
4.5	Comparação entre as simulações realizadas e os resultados de [79].	76
4.6	Mapa de Estabilidade em regime de pequenas perturbações para valores fixos da razão S_o/S_{fr}	78
4.7	Mapa de Estabilidade em regime de pequenas perturbações para valores fixos da razão n_o/n_{th} . Legenda: N.E (Não Estável); R.E (Região Estável); D.I (Dinamicamente Instável)	79
4.8	Mapa de Estabilidade em regime de pequenas perturbações para valores fixos da razão ϕ_o/π	81
4.9	Esquema utilizado para simular o travamento de um FP-LD utilizando outro FP-LD como fonte BLS. A perda de inserção do AWG utilizada foi 5 dB.	82
4.10	Espectro de saída do SL antes do travamento e após o travamento. Nesta configuração, o modo travado é o m_{-4}	83
4.11	Densidade de portadores eletrônicos em função do tempo, para um FP-LD <i>free-running</i> e FP-LD sob OIL.	84
4.12	Comportamento da MSR para o modo central, e os modos à direita do modo central com a linha tracejada delimitando as regiões de operação monomodo e multimodo (13 dB) do FP-LD.	85
4.13	Comportamento da MSR para o modo m_{-5} ao se variar a refletividade na face traseira, mantendo-se a refletividade na face frontal em 0,1%	85
4.14	Comportamento da MSR para o modo m_{-5} ao se variar a refletividade na face frontal, mantendo-se a refletividade na face traseira em 30%.	86
5.1	Representação esquemática da rede contendo 8 ONTs equipadas com FP-LDs similares.	89
5.2	BERs calculadas para o modo central, utilizando-se o travamento de FP-LDs similares localizados nas ONTs e modulados diretamente.	90
5.3	BERs calculadas para o modo lateral, utilizando-se o travamento de FP-LDs similares, localizados nas ONTs e modulados diretamente.	91
5.4	BER calculada para o modo central do FP-LD da ONT após o travamento pelo sinal CW de um laser DFB e modulação local.	92
5.5	BER calculada para o modo lateral do FP-LD da ONT após o travamento pelo sinal CW de um laser DFB e modulação local.	93
5.6	Fonte óptica <i>colorless</i> da rede CLS.	94
5.7	Taxas de erro para o modo central na rede CLS, com fatiamento de ASE por AWG.	95

5.8	Taxas de erro para o modo lateral na rede CLS, com fatiamento de ASE por AWG.	95
5.9	Taxas de erro para o modo central na rede CLS, com travamento via DFB.	96
5.10	Taxas de erro para o modo lateral na rede CLS, com travamento via DFB.	96
A.1	Processos básicos de funcionamento de um laser representado por um sistema de 2 níveis de energia: (a) absorção (b) emissão espontânea e (c) emissão estimulada	100
A.2	Técnica de bombeamento em um laser à fibra dopada cujo meio ativo é representado por um sistema de 3 níveis de energia: (a) Condição de inversão de população devido ao primeiro feixe de fótons e (b) Emissões estimuladas devido ao segundo feixe de fótons.	101
A.3	Representação do diagrama de bandas de energia de um material semiconductor: (a) Níveis de energia ocupados em temperatura zero absoluto e (b) Níveis de energia ocupados em temperatura acima do zero absoluto. E_f , E_c e E_v correspondem ao nível de Fermi, nível de menor energia da banda de condução e nível de maior energia da banda de valência	103
A.4	Processos radiativos representados no diagrama de bandas de energia em um material semiconductor: (a) Recombinação Espontânea e (b) Recombinação Estimulada.	104

Lista de Tabelas

3.1	Valores utilizados nas simulações e dados disponibilizados em [52].	47
3.2	Valores utilizados nas simulações e dados disponibilizados pela referência [70].	56
4.1	Valores utilizados nas simulações de acordo com [79].	72
4.2	Parametros e valores usados nas simulações	80

Sumário

Lista de Figuras	v
Lista de Tabelas	ix
1 Introdução	1
1.1 Fontes Ópticas <i>Colorless</i>	4
1.1.1 Fatiamento espectral de fontes de banda larga	4
1.1.2 Bombeio óptico provindo do fatiamento espectral de fontes de banda larga	6
1.2 Evolução de redes WDM-PON com uso de FP-LD como fonte óptica <i>colorless</i>	7
1.2.1 Travamento de FP-LD utilizando o fatiamento espectral de uma fonte ASE de banda larga	8
1.2.2 Travamento de FP-LD utilizando o fatiamento espectral de outro FP-LD	12
1.3 Redes de Fontes Ópticas Centralizadas	14
2 Características básicas do laser semiconductor	17
2.1 Introdução	17
2.1.1 Junções <i>pn</i>	18
2.1.2 Heteroestrutura dupla	24
2.1.3 Principais mecanismos de recombinação em lasers de semiconductor .	26
2.1.4 Ganho na cavidade de Fabry-Pérot	28
2.1.5 Fator de confinamento	29
3 Modelagem numérica da dinâmica do laser semiconductor	30
3.1 Equações de Taxa para Laser de Injeção de Corrente	30
3.1.1 Equações de Maxwell	30
3.1.2 Condição de limiar e modos longitudinais	35
3.1.3 Equação de Taxa para Fonte Óptica Monomodo	38
3.2 Características do Estado de Equilíbrio de Laser Monomodo	44
3.3 Simulações e Resultados	46
3.3.1 Características LxI , Laser Monomodo	46
3.4 Características do Estado de Equilíbrio de Laser Multimodo	50
3.5 Simulações e Resultados	56
3.5.1 Características das curvas LxI para laser multimodo	56
3.5.2 Características LxI vs comprimento da cavidade	60

3.5.3	Características LxI vs coeficiente de emissão espontânea	61
4	Travamento Óptico em Frequência	65
4.1	Travamento óptico em frequência de FP-LD por injeção de sinal óptico externo	65
4.1.1	Introdução	65
4.1.2	Travamento em frequência de FP-LD monomodo por injeção de sinal óptico coerente	66
4.1.3	Soluções em Estado Estacionário	68
4.1.4	Critérios de Estabilidade e banda de travamento	69
4.1.5	Simulações e Resultados	71
4.2	Resultados obtidos a partir do <i>software</i> OptiSystem 8.0	78
4.2.1	Características do FP-LD sob OIL	79
4.2.2	Cálculo da razão de supressão modal	82
4.2.3	Influência das Refletividades das Faces	83
5	Redes de fonte óptica centralizada e suas variações	87
5.1	Introdução	88
5.2	Rede com FP-LD na ONT	88
5.2.1	Travamento de Fabry-Pérot pela injeção do fatiamento espectral de ASE	88
5.2.2	Travamento de Fabry-Pérot pela injeção de laser DFB	90
5.3	Rede de fonte óptica centralizada	92
5.3.1	Travamento de Fabry-Pérot pela injeção do fatiamento espectral de ASE	92
5.3.2	Travamento de Fabry-Pérot pela injeção de laser DFB	93
6	Conclusão	97
A	Fundamentos da física do laser	99
A.1	Fundamentos do laser	99
A.2	Introdução à Física dos semicondutores	102
B	Derivação para as equações de taxa do campo elétrico [52]	105
B.1	Cálculo da equação de taxa para o campo Elétrico na cavidade	105
B.2	Cálculo da equação de taxa para fótons e para fase do sinal óptico	106
	Referências Bibliográficas	108

Lista de Símbolos

Nome	Símbolo
Amplitude do campo elétrico	A_o
Barreira de potencial da junção pn no equilíbrio	V_o
Campo Densidade de Fluxo Elétrico	$\mathbf{D}$
Campo Densidade de Fluxo Magnético	$\mathbf{B}$
Campo Elétrico	$\mathbf{E}$
Campo Magnético	$\mathbf{H}$
Coefficiente de absorção	α
Coefficiente de emissão espontanea	β_{sp}
Coefficiente de recombinação Auger	C
Coefficiente de recombinação não-radiativa	A_{nr}
Coefficiente de recombinação radiativa	B_{sp}
Coefficiente de compressividade	ϵ
Comprimento da região ativa	L
Condutividade elétrica	σ
Constante de acoplamento	k_c
Constante de Boltzmann	K_b
Constante de ganho linear	a_o
Constante de propagação	β
Constante de propagação complexa	$\tilde{\beta}$
Corrente de limiar	I_{th}
Corrente de polarização	$I(t)$
Densidade de fótons	$s(t)$
Densidade de fótons em estado estacionário	s_o
Densidade de fótons do m -ésimo modo ressonante	$s_m(t)$
Densidade de elétrons	n
Densidade de lacunas	p
Densidade de portadores eletrônicos de limiar	n_{th}
Densidade de portadores eletrônicos em estado estacionário	n_o
Densidade líquida de portadores eletrônicos livre	ρ

Lista de Símbolos

Nome	Símbolo
Densidade de portadores eletrônicos na região ativa	$n(t)$
Densidade de portadores eletrônicos na transparência	n_{tr}
Dissintonia em Frequência	$\Delta\omega_{inj}$
Distribuição espacial do modo lateral	$\psi(x)$
Distribuição espacial do modo transversal	$\theta(y)$
Energia do portador eletrônico	E
Energia do elétron na banda de condução	E_e
Energia da lacuna na banda de valência	E_l
Espaçamento modal	$\Delta\lambda_L$
Espessura da região ativa	d
Fase do Campo Elétrico	ϕ
Fator alargamento de linha	β_c
Fator de confinamento	Γ
Fator de ganho parabólico	$\Delta\lambda_g$
Frequência angular do m-ésimo modo	$\omega_m(n)$
Frequência de emissão do sinal óptico externo	ω_{inj}
Frequência de emissão do modo antes da injeção	ω_{fr}
Frequência angular de limiar	ω_{th}
Frequência angular de limiar do m-ésimo modo	$\omega_{thm}(n)$
Frequência de emissão do m-ésimo modo	ν_m
Frequência de ressonância do m-ésimo modo	Ω_m
Função distribuição Fermi-Dirac	$f(E)$
Taxa de ganho óptico do m-ésimo modo	$G(n, s_m)$
Tempo de vida dos portadores eletrônicos	τ_s
Índice complexo	$\hat{n}$
Índice de grupo	n_g
Índice efetivo da região ativa	n_r
Índice da região ativa na ausência de bombeio	n_b
Largura da região ativa	w
M-ésimo modo	m

Lista de Símbolos

Nome	Símbolo
Nível de Quasi-Fermi	E_f
Nível de menor energia da banda de condução	E_c
Nível de maior energia da banda de valência	E_v
Nível de energia aceitador	N_{ac}
Nível de energia doador	N_{do}
Número de onda no vácuo	k_o
Número de onda do m-ésimo modo	k_m
Número de portadores eletrônicos	N
Número de portadores eletrônicos de limiar	N_{th}
Número de portadores eletrônicos em estado estacionário	N_o
Número de portadores eletrônicos na transparência	N_{tr}
Número de fótons	S
Número de fótons em estado estacionário	S_o
Numero de fótons em <i>free-running</i>	S_{fr}
Número de fótons injetados	S_{inj}
Número de onda do m-ésimo modo	k_m
Perdas internas	α_{int}
Perdas nas faces	α_m
Permeabilidade magnética do espaço livre	μ_o
Permissividade elétrica complexa	$\widehat{\epsilon}$
Permissividade elétrica do espaço livre	ϵ_o
Permissividade elétrica na ausência de bombeio	ϵ_b
Polarização elétrica	R
Potência Óptica emitida	p_{out}
Potência Óptica emitida pelo m-ésimo modo	p_m^{out}
Razão de Injeção	$R(dB)$
Refletividade	R
Refletividade frontal	R_f
Refletividade traseira	R_b

Lista de Símbolos

Nome	Símbolo
Susceptibilidade elétrica	$\chi(\omega)$
Susceptibilidade elétrica na ausência de bombeio	$\chi_o(\omega)$
Susceptibilidade elétrica na presença de bombeio	$\chi_p(\omega)$
Taxa de ganho óptico do m-ésimo modo	$G(n, s_m)$
Taxa de perdas de fótons	γ
Taxa de constante de ganho linear	a
Taxa de corrente	$J(t)$
Taxa de corrente de limiar	J_{th}
Taxa de recombinação Auger	R_{ag}
Taxa de recombinação espontânea	R_{sp}
Taxa de recombinação estimulada	$R_{est}(n, s)$
Taxa de recombinação não-radiativa	R_{nr}
Taxa de recombinação total	$R_t(n, s)$
Temperatura	T
Unidade imaginária	i
Variação do índice da região ativa	Δn_b
Velocidade da luz	c
Velocidade de grupo	v_g
Versor unitário do eixo x	$\hat{\mathbf{x}}$
Volume da região ativa	V

Lista de Acrônimos

ASE	<i>Amplified Spontaneous Emission</i>	Emissão Espontânea Amplificada
AWG	<i>Arrayed Waveguide Grating</i>	Grades Ordenadas em Guias de Onda
BER	<i>Bit Error Rate</i>	Taxa de erro de Bit
BLS	<i>Broadband Light Source</i>	Fonte de Luz Banda Larga
CLS	<i>Centralized Light Sources</i>	Fontes Ópticas Centralizadas
CW	<i>Continuous Wave</i>	Operação Contínua
DFB	<i>Distributed Feedback Laser</i>	Laser de Realimentação Distribuída
DSL	<i>Digital Subscriber Line</i>	Linha Digital de Assinante
DPSK	<i>Differential Phase-Shift Keying</i>	
EDFA	<i>Erbium Doped Fiber Amplifier</i>	Amplificador de Fibra Dopada a Erbó
EPON	<i>Ethernet Passive Optical Network</i>	Rede Óptica Passiva baseada no Protocolo Ethernet
FP-LD	<i>Fabry-Pérot laser diode</i>	Diodo Laser de Fabry-Pérot
FTTB	<i>Fiber to the Building</i>	Fibra até o Prédio
FTTC	<i>Fiber to the Curb</i>	Fibra até o Meio Fio
FTTH	<i>Fiber to the Home</i>	Fibra até a Residência
GPON	<i>Giga-bit Passive Optical Network</i>	Rede Óptica Passiva baseada no Protocolo Giga-bit
HDTV	<i>High Definition Television Video</i>	Televisão em alta definição
LED	<i>Light- Emitting Diode</i>	Diodo Emissor de Luz
LR-PON	<i>Long Reach Passive Optical Network</i>	Rede Óptica Passiva de Longo Alcance
ML	<i>Master Laser</i>	Laser Mestre
MSR	<i>Mode Suppression Ratio</i>	Razão de Supressão Modal
NRZ	<i>Non Return To Zero</i>	Não Retorno a Zero
OF	<i>Optical Fiber</i>	Fibra Óptica
OIL	<i>Optical Injection Locking</i>	Travamento por Injeção de Sinal Óptico

Lista de Acrônimos

OLT	<i>Optical Line Terminal</i>	Terminal de Linha Óptica
ONT	<i>Optical Network Termination</i>	Terminação de Rede Óptica
ONU	<i>Optical Network Unit</i>	Unidade de Rede Óptica
OOK	<i>On-Off Keying</i>	
OPM	<i>Optical Power Monitor</i>	Monitor de Potência Óptica
OSA	<i>Optical Spectrum Analyzer</i>	Analisador de Espectro Óptico
PC	<i>Polarization Control</i>	Controlador de Polarização
PON	<i>Passive Optical Network</i>	Rede Óptica Passiva
PRBS	<i>Pseudo Random Bit Sequence</i>	Sequência de Bits Pseudo-Aleatória
RITENET	<i>Remote Interrogation Network</i>	
RN	<i>Remote Node</i>	Nó Remoto
RSOA	<i>Reflective Semiconductor Optical Amplifier</i>	Amplificador Óptico Semicondutor Reflexivo
Rx	<i>Receiver</i>	Receptor
SL	<i>Slave Laser</i>	Laser Escravo
SLED	<i>Superluminescent Diode</i>	Diodo Superluminescente
SOA	<i>Semiconductor Optical Amplifier</i>	Amplificador Óptico Semicondutor
TDM-PON	<i>Time Division Multiplexing- Passive Optical Network</i>	Rede Óptica Passiva Baseada em Multiplexação por Divisão no Tempo
WDM-PON	<i>Wavelength Division Multiplexing- Passive Optical Network</i>	Rede Óptica Passiva Baseada em Multiplexação por Divisão no Comprimento de Onda

Capítulo 1

Introdução

A demanda de largura de banda exigida pelos usuários, sejam eles residências ou empresas, vem aumentando rapidamente nos últimos anos. Com o surgimento de novos serviços como HDTV (*High Definition Television Video*), jogos interativos, e vídeos sob demanda, as tecnologias de acesso de banda larga utilizadas atualmente, como as redes xDSL (*Digital Subscriber Line*), logo se tornarão insuficientes. A implantação de redes ópticas surge naturalmente como uma alternativa para atender ao aumento de demanda das redes de acesso. De fato, devido a sua ampla largura de banda, a fibra óptica é capaz de prover altas taxas de transmissão de dados a algumas dezenas de quilômetros entre o terminal de linha óptica (*Optical Line Terminal* - OLT) e as terminações de rede óptica (*Optical Network Termination* - ONT) do sistema, superando a solução de acesso banda larga atual, provida pelas redes xDSL. Esquemas utilizando topologias ponto a multiponto, no qual o nó remoto (*Remote Node* - RN) não requer alimentação elétrica, são denominadas redes ópticas passivas (*Passive Optical Network* - PON).

Neste contexto, estudos intensivos têm sido realizados em PONs, pois esta é a tecnologia preferencial para implantação de sistemas do tipo FFTx (*Fiber to the Home*, FTTH; *Fiber to the Building*, FTTB; *Fiber to the Curb*, FTTC) em redes de acesso. A ausência de alimentação elétrica na camada física do sistema, dispensando amplificadores ópticos ou regeneradores, permite a redução de custos na implantação e gerenciamento de tais arquiteturas, que tornam-se, então, uma opção atrativa.

Entre as PONs existentes, redes ópticas passivas baseadas em multiplexação por divisão no tempo (*Time Division Multiplexing-Passive Optical Network* - TDM-PON) são as mais frequentemente utilizadas soluções de acesso óptico atualmente. Neste tipo

de arquitetura passiva, um único comprimento de onda é compartilhado entre as diversas ONTs por meio da utilização em cascata de divisores/combinadores ópticos (*splitters*) localizados nas unidades de rede óptica (*Optical Network Unit* - ONU) do sistema.

Em TDM-PONs, o tráfego no sentido *downstream* ocorre na forma de *broadcast*, ou seja, cada ONT recebe toda a informação provida pelo OLT e filtra os dados que lhe são destinados por meio de um decodificador devidamente instalado. A faixa de comprimento de onda utilizada nesse sentido está compreendida entre 1480 nm - 1500 nm. No sentido *upstream* cada ONU possui uma janela temporal pré-estabelecida para fazer a requisição de dados destinados ao OLT, o qual é responsável por assegurar o sincronismo temporal no sistema, evitando assim, a colisão de dados. A faixa de comprimento de onda utilizado no sentido *upstream* está compreendida entre 1280 nm - 1320 nm.

Embora as tecnologias TDM-PON existentes, especificamente os padrões GPON (*Giga-bit Passive Optical Network*) e EPON (*Ethernet Passive Optical Network*), apresentem-se como um passo significativo em oferecer banda larga a diversos usuários finais, tais arquiteturas podem não permitir o grau de possibilidade de ampliação e escalabilidade eventualmente desejadas pelas operadoras de telecomunicações. Isso ocorre porque, na sua forma mais básica, tais PONs empregam um único canal óptico no sistema. Em consequência, a largura de banda disponível para cada usuário é limitada pelo número de ONTs em operação. Ademais, questões de balanço de potência, associadas ao uso de *splitters*, limitam o alcance físico e a capacidade neste tipo de arquitetura. Em meio a essas limitações, problemas relativos à segurança no sentido *upstream*, devido ao compartilhamento de um único canal óptico, também podem ser identificados. Então, em um cenário futuro, a implantação de redes ópticas passivas baseadas em multiplexação por divisão de comprimento de onda (*Wavelength Division Multiplexing-Passive Optical Network* - WDM-PON) se tornará certamente relevante.

Nesse contexto, é possível identificar na literatura duas vertentes principais para os sistemas WDM-PON. De um lado, a iniciativa mais imediata e óbvia seria oferecer múltiplos comprimentos de onda, todos localizados dentro da banda-passante dos divisores de potência de um sistema GPON convencional, aproveitando a infraestrutura da rede óptica previamente instalada. Entretanto, a grande dificuldade prática desta abordagem reside no fato de que torna-se necessário o uso de receptores e/ou transmissores ópticos específicos, uma vez que os receptores ópticos das ONTs em PONs convencionais

operam em uma estreita faixa de comprimento de onda em torno de 1480 nm, o que impõe dificuldades tanto do ponto de vista tecnológico quanto financeiro.

Por esta razão, a alternativa que vem se impondo e já encontra aplicação comercial na Coréia do Sul desde 2007 é dada pela Fig. 1.1. Neste esquema, não há necessidade de componentes sintonizáveis. O coração do sistema é o roteador AWG (*Arrayed Waveguide Grating*), ou qualquer outra forma eficiente de demultiplexação óptica que faça a distribuição dos comprimentos de onda. Como vantagem adicional, observa-se que, do ponto de vista de largura de banda, cada ONT recebe um comprimento de onda dedicado e permanente, o que possibilita a operação em diferentes taxas de transmissão. Desta forma, uma variedade de serviços pode ser oferecida em uma mesma rede. A topologia lógica é ponto a ponto.

Em redes WDM-PON, cada usuário pode enviar e receber dados do OLT em qualquer instante de tempo, independentemente da condição dos outros usuários. Isso significa que não há interação entre as ONTs desta PON. Desse modo, os problemas de gerenciamento e de segurança da rede ocasionados pelo compartilhamento de um único canal óptico são eliminados. Nesta configuração, cada usuário dispõe de um canal óptico ponto a ponto com o OLT, apesar da arquitetura física da rede ser ponto a multiponto.

Figura 1.1: Topologia básica de um sistema WDM-PON.

Analisando-se ainda a Fig. 1.1, pode-se afirmar que as duas funções mais fundamentais para implantação dessa topologia são a disponibilização dos múltiplos comprimen-

tos de onda requeridos pelo OLT/ONTs e o roteamento por meio do AWG. Adicionalmente, a busca pela redução de custos e melhor gerenciamento do estoque de componentes optoeletrônicos exige a utilização de transmissores ópticos *colorless* nas ONTs, isto é, transmissores que possam ser usados em quaisquer das ONTs do sistema, independentemente do seu comprimento de onda específico de operação. Tais dispositivos são denominados "Fonte Óptica Multi-Comprimento de Onda", pois são fontes ópticas capazes de operar em modo único em uma larga faixa de comprimento de onda. Neste trabalho em particular, o foco de estudo foi a análise das características de operação de uma cavidade de Fabry-Pérot sob *injection locking* por meio do desenvolvimento da modelagem teórica e numérica de um conjunto de equações denominadas equações de taxa, as quais regem a dinâmica do dispositivo semiconductor. A seguir, serão descritos os tipos de fontes ópticas *colorless* e as diferentes arquiteturas WDM-PON, as quais empregam tais fontes, relatadas na literatura.

1.1 Fontes Ópticas *Colorless*

1.1.1 Fatiamento espectral de fontes de banda larga

A maneira mais elementar de prover a requerida fonte óptica *colorless* seria por meio da utilização de lasers sintonizáveis no OLT e em cada ONT do sistema [1]-[2]. Entretanto, tal opção elevaria em demasiado o preço de instalação e gerenciamento da rede óptica devido ao tipo de transmissor utilizado. Uma alternativa à utilização de lasers sintonizáveis é aquela que emprega a técnica de fatiamento espectral de uma fonte óptica de banda larga (*Broadband Light Source* - BLS), como o espectro de um LED (*Light-Emitting Diode*) ou o ruído de ASE (*Amplified Spontaneous Emission*) de um EDFA (*Erbium Doped Fiber Amplifier*), de um SOA (*Semiconductor Optical Amplifier*) ou de um R-SOA (*Reflective Semiconductor Optical Amplifier*), como mostra a Fig. 1.2. Cada fatia da BLS, após ser demultiplexada pelo AWG, localizado em RN, é encaminhada à uma ONT do sistema. O LED é uma fonte óptica de baixo custo, quando comparado aos amplificadores ópticos citados. Entretanto, a utilização de tal fonte requer o uso de modulação externa. Ademais, a baixa densidade de potência espectral do dispositivo semiconductor é insuficiente para disponibilizar vários canais para um sistema WDM [3], pois acabaria sacrificando o orçamento de potência do sistema e exigindo amplificação

Figura 1.2: Fonte Óptica Colorless baseada no fatiamento espectral de uma BLS. Cada fatia do espectro é encaminhada à uma ONT do sistema.

óptica, tornando a rede óptica passiva em rede óptica ativa. O espectro de ASE, gerada por um dos amplificadores citados, possui densidade espectral e largura de banda superiores aos LEDs. Entretanto, a utilização de ASE também requer o uso de moduladores externos, além de ainda sacrificar o orçamento de potência da rede devido às altas perdas pelo fatiamento espectral, encarecendo a instalação e manutenção do sistema.

Alternativamente, o fatiamento espectral de diodo laser de Fabry-Pérot (Fabry Pérot *laser diode* - FP-LD) pode ser utilizado como fonte óptica *colorless*, pois este possui mais coerência e maior densidade de potência, quando comparado ao LED e aos espectros de ASE. Entretanto, FP-LD convencionais, devido ao seu comprimento de cavidade ($\sim 250 \mu\text{m}$) e alta refletividade nas faces ($\sim 30\%$), não possuem largura de banda suficiente para disponibilizar muitos comprimentos de onda para o sistema [4]. Em 2008 [5], foi proposto o uso do fatiamento espectral de um FP-LD como fonte óptica *colorless* em uma rede de acesso WDM-PON de baixo custo, com capacidade total de 2,5 Gbps ($16 \times 155 \text{ Mbps}$), para prover o sinal *upstream*. A diferença notável na construção desse dispositivo em relação aos convencionais é a baixa refletividade, de 0,1%, em uma das faces e o estreito espaçamento entre os canais, de 0,6 nm, devido ao uso de uma cavidade longa ($\sim 550 \mu\text{m}$), o que permite uma equalização de potência entre os vários modos no dispositivo e a redução do ruído inerente. Apesar de permitir uma implementação de fonte óptica *colorless*, viabilizando a implantação de sistemas do tipo FTTH, a rede era limitada à 16 canais com taxas de 155 Mbps e à distâncias de 20 km entre OLT e ONT.

1.1.2 Bombeio óptico provindo do fatiamento espectral de fontes de banda larga

As limitações encontradas nas propostas de fontes ópticas *colorless* citadas podem ser superadas utilizando-se a técnica de injeção de sinal óptico externo de banda estreita em dispositivos que operam nessas condições, como R-SOA e FP-LD. Neste esquema, o bombeio óptico de banda estreita, ou semente óptica como denominado na literatura, é provindo do fatiamento espectral de uma BLS e injetado no dispositivo semiconductor, o qual passa a operar em condição monomodo. Em 2006, foi proposto um esquema de ONTs/OLT *colorless* com o uso do fatiamento espectral de apenas um diodo superluminescente (*Superluminescent Diode* - SLED) para 16 canais [6]. Neste trabalho, cada fatia do espectro do SLED era direcionada aos R-SOAs, os quais eram modulados diretamente, localizados nas ONTs e no OLT, de forma a prover o sinal *downstream* e *upstream*, respectivamente. Tal arquitetura era capaz de gerar taxa simétrica de 1,25 Gbps por canal, implementando uma rede com capacidade de 20 Gbps, em distâncias de 20 km entre OLT e ONT. Entretanto, tal alternativa torna-se inviável uma vez que a utilização de SLED, assim como R-SOAs no OLT e nas ONT, encarece a implantação e gerenciamento da rede, devido ao elevado custo dos transmissores ópticos. Outros trabalhos com a utilização de R-SOAs como fontes ópticas *colorless* podem ser encontrados em [7]-[16]. Apesar desses dois dispositivos serem as duas propostas de fontes ópticas *colorless* mais relevantes no que se refere a relação custo/benefício, procurou-se dar enfoque neste trabalho nas arquiteturas com o uso de FP-LD devido à maturidade tecnológica na técnica de bombeio óptico neste dispositivo.

Finalmente, a única aplicação comercial de WDM-PON na Coreia do Sul desde 2007 [17] usa um esquema de travamento por injeção de sinal óptico (*Optical Injection Locking* - OIL) em um FP-LD. O comprimento de onda de saída do laser multimodo é selecionado pela filtragem em banda estreita do sinal de uma BLS provinda de um amplificador óptico, injetado na cavidade do laser de FP-LD, forçando o dispositivo a operar praticamente em condição monomodo, como mostra a Fig. 1.3. Desta forma, uma série de lasers similares pode ser utilizada para gerar quaisquer comprimentos de onda desejados, o que torna a alternativa atraente para prover banda larga a diversos usuários, assim como baratear o preço de instalação e gerenciamento da rede. Recentemente, um trabalho experimental utilizando OIL em FP-LD mostrou ser possível realizar uma rede

de acesso WDM-PON com capacidade 80 Gbps (32 x 2,5 Gbps) a uma distância de 20 km entre OLT e ONT [18]. A seguir será apresentada uma evolução dos tipos de redes WDM-PON utilizando a técnica de OIL em FP-LDs.

Figura 1.3: Técnica de travamento utilizando o sinal de ASE fatiado: (a) Espectro do FP-LD operando em regime *Free-Running*; (b) Sinal de ASE fatiado e (c) FP-LD travado em frequência após a injeção do sinal de ASE fatiado. Após o travamento o FP-LD opera praticamente em condição monomodo. A condição monomodo é dada por $\Delta P > 13$ dB

1.2 Evolução de redes WDM-PON com uso de FP-LD como fonte óptica *colorless*

Na literatura, são encontradas três vertentes sobre a técnica de OIL em FP-LD: (1) Travamento de FP-LD utilizando fontes ópticas monomodo, como o laser DFB; (2) Travamento de FP-LD utilizando o fatiamento espectral de uma fonte ASE de banda larga e; (3) Travamento de FP-LD utilizando o fatiamento espectral de outro FP-LD. De fato, a opção (1) elevaria em demasiado o custo de manutenção e gerenciamento da rede, pois seria necessário um estoque de lasers específicos para gerar o travamento. A opção (2) é a

que mais se destaca na literatura comparada à (1), pois uma fonte BLS é capaz de gerar a semente óptica para travar em frequência diferentes modos de FP-LDs similares.

Alternativamente, FP-LDs podem ser utilizados como fonte BLS. De fato, a utilização de um FP-LD como fonte BLS proporcionaria uma redução nos custos de manutenção dos dispositivos optoeletrônicos, pois excluiria a necessidade de um amplificador óptico para gerar a semente óptica de travamento, uma vez que seriam produzidos apenas os FP-LDs. Desta forma, foi feito um levantamento bibliográfico sobre as opções (2) e (3) das arquiteturas WDM-PON propostas pela literatura que empregam tais técnicas de travamento. A seguir, será apresentada a evolução das topologias dessas duas vertentes principais.

1.2.1 Travamento de FP-LD utilizando o fatiamento espectral de uma fonte ASE de banda larga

Um dos primeiros trabalhos na literatura sugerindo a utilização de FP-LD sob OIL como fonte óptica *colorless* em redes WDM-PON de baixo custo [19] está ilustrado na Fig. 1.4. Neste cenário, um EDFA localizado no OLT gera o sinal de BLS o qual é encaminhado à porta 1 do circulador. Na saída da porta 2 do circulador, o sinal da BLS, com espectro de ASE localizado na Banda-C (1530,33 nm -1569,59 nm [20]) propaga-se pela fibra óptica (*Optical Fiber* - OF), até atingir o AWG₂ (1×N) localizado em um RN, onde será devidamente fatiado. Após ser fatiada pelo AWG, cada porção do espectro da BLS é encaminhada a uma ONT distinta, propagando-se novamente por outro trecho de OF, onde irá travar os FP-LDs similares. Na ONT, os FP-LDs são modulados diretamente por uma sequência de bits pseudo aleatória (*Pseudo Random Bit Sequence* - PRBS) a taxas de 155 Mbps. Após a modulação direta, os sinais travados dos FP-LDs propagam-se pela OF, são multiplexados pelo AWG₂, propagam-se mais uma vez por outro trecho de OF até atingirem o OLT, onde serão encaminhados aos receptores (*Receiver* - Rx), após passarem pela porta 3 do circulador e serem demultiplexados pelo AWG₁. Esta arquitetura inicial foi desenvolvida de forma a prover somente o sinal *upstream* com fontes ópticas *colorless* e de baixo custo, pois necessitava-se apenas de uma BLS e os FP-LDs nas ONTs. Tal rede foi capaz de produzir valores de BER (*Bit Error Rate*) inferiores a 10^{-10} em distâncias de 120 km entre OLT e ONT, o que hoje caracterizaria distâncias relativas a PONs de longo alcance (*Long Reach PON* - LRPON) [21]-[22]. Entretanto, a rede era limitada a taxas de

155 Mbps por canal, suportando no máximo 16 canais, implementando uma capacidade de 2,5 Gbps.

Figura 1.4: Ilustração esquemática da arquitetura WDM-PON proposta em [19]

Após esta proposta inicial, os trabalhos correlatos sobre redes WDM-PON com o uso de FP-LD como fonte óptica *colorless* foram baseados em variações desta primeira arquitetura. Já em 2003, foi implementada a primeira arquitetura com tráfego *downstream* e *upstream* com o uso de FP-LDs e de dois EDFAs com espectro de ASE na banda C[23], ilustrada pela Fig. 1.5. Nesta configuração, os EDFA₁ e EDFA₂ geravam os sinais de BLS os quais travavam os FP-LDs localizados no OLT e nas ONTs respectivamente. Após o travamento, os FP-LDs eram submetidos a modulação direta com uma PRBS a taxas de 155 Mbps de forma a proverem os sinais *downstream* e *upstream*. De fato, a utilização de EDFAs como BLS, com espectros de ASE localizados na banda-C, só era possível se os tráfegos *dowstream* e *upstream* fossem em fibras distintas devido ao mesmo comprimento de onda de emissão dos transmissores localizados no OLT e ONT, respectivamente, como mostra a Fig. 1.5. Ademais, a utilização de 4 AWGs sacrificava o orçamento de potência do sistema e elevava o custo de implementação desta arquitetura. A distância máxima entre OLT e ONT, para uma BER de 10^{-10} , era em torno de 20 km.

Figura 1.5: Ilustração esquemática da rede WDM-PON proposta em [23].

Em 2005, uma variação da rede bidirecional foi proposta [24] de forma a resolver a limitação evidenciada em [23]. Nesta nova arquitetura, eram utilizados dois EDFAs com espectros de ASE distintos, localizados no OLT, de forma a gerarem a “semente óptica” para travar os FP-LDs localizados no OLT e nas ONTs do sistema: o primeiro EDFA operava na banda C e gerava a semente óptica para o tráfego *upstream*, e o segundo EDFA operava na banda L (1570,01 nm -1611,35 nm [20]) e gerava a semente óptica para o tráfego *downstream*, como mostra a Fig. 1.6. Eram necessários apenas dois AWGs, localizados no OLT e no RN, e uma fibra conectando a central aos usuários, o que diminuía o custo dessa rede em comparação à arquitetura proposta em [23]. Esse sistema tinha uma capacidade entre 2,5 Gbps (16x155 Mbps) e 12,5 Gbps (80x155 Mbps). Distâncias máximas entre OLT e ONTs em torno de 30 km, para BER inferiores a 10^{-10} , foram alcançadas. Na Coreia do Sul, onde está operando comercialmente uma WDM-PON de baixo custo desde 2007, foi utilizado uma rede bidirecional com um EDFA com espectro de ASE na banda C para

geração da semente óptica do *upstream* e SLEDs com espectro de ASE na banda E para geração da semente óptica do *downstream*, de forma a prover a transmissão bidirecional a taxas simétricas de 125 Mbps. Estudos mais recentes sobre as novas propostas de WDM-PON de baixo custo mostram montagens experimentais de redes com capacidade de 40 Gbps (32x1,25 Gbps) [25] e, atualmente, 80 Gbps (32x2,5 Gbps) [18].

Figura 1.6: Ilustração esquemática WDM-PON proposta em [24].

Esses avanços nas propostas de redes WDM-PON só foram possíveis devido as publicações em paralelo de trabalhos teóricos e experimentais sobre as características de operação do FP-LD sob OIL para aplicações atuais em redes de acesso [26]-[34]. De fato, a característica fundamental no dispositivo que proporciona uma melhor condição de travamento está relacionada à assimetria das refletividades das faces, que já eram construídas com 0,1% na face frontal e 80% na face traseira. A equalização de potência de saída do FP-LD, de forma a possibilitar o travamento em vários modos, foi alcançada com a produção de cavidades longas, com comprimentos da ordem de $600\ \mu\text{m}$, permitindo assim, a operação *colorless* do dispositivo semiconductor. Outros trabalhos referentes a travamento de FP-LD podem ser encontrados em [35]-[37].

1.2.2 Travamento de FP-LD utilizando o fatiamento espectral de outro FP-LD

Um dos primeiros trabalhos encontrados na literatura sugerindo o uso de um FP-LD como fonte BLS pode ser encontrado em [38]. Neste esquema de travamento, um dos FP-LDs é utilizado como fonte BLS, denominado laser mestre (*Master Laser* - ML), e gera a semente óptica para o travamento. Após o fatiamento espectral por um AWG, cada porção do espectro do ML é encaminhado a um FP-LD diferente, denominado escravo (*Slave Laser* - SL), travando o dispositivo. A característica fundamental neste tipo de arquitetura está ilustrada na Fig. 1.7. Neste cenário, um isolador era acoplado ao ML, operando em modo CW, de forma a reduzir as reflexões das portas dos outros dispositivos. Após gerar a semente óptica, o sinal da fonte BLS era filtrado de modo a reduzir o espectro multimodo do ML para apenas 4 modos. Um EDFA era necessário para amplificar o sinal de travamento, pois o ML possuía espaçamento modal de 1,2 nm e grande parte da potência ficava concentrada praticamente em um modo. Após amplificação, o sinal da BLS era destinado a um AWG, o qual realizava o fatiamento espectral e encaminhava cada porção do espectro a um SL distinto. Adicionalmente, o uso de um controlador de polarização (*Polarization Control* - PC) acoplado ao SL era essencial para casar a polarização do ML à do SL e assim maximizar o travamento óptico. Ainda no OLT, quatro SLs eram modulados diretamente por uma PRBS de $2^{23}-1$ a taxas de 622 Mbps, totalizando uma capacidade de 2,5 Gbps em tráfego *downstream*. Valores de BER inferiores a 10^{-11} para distâncias de 25 km entre OLT e ONT eram alcançadas. Em 2009 [39] uma variação desta arquitetura foi proposta de forma a suportar uma capacidade de 55 Gbps (22x2,5 Gbps). A diferença notável desta arquitetura era a utilização de cavidades longas ($\sim 400 \mu\text{m}$) na construção do ML, de forma a prover uma fonte BLS com espectro plano. De fato, a utilização de amplificação óptica, juntamente com um FP-LD para gerar a BLS não muda necessariamente o cenário descrito na Seção 1.2.1 em relação ao custo, pois nessas duas topologias descritas é necessário ainda adicionar um amplificador no OLT.

Em 2005, uma proposta de travamento mútuo de dois FP-LDs para gerar a fonte BLS foi esquematizada [40]. Entretanto, essa configuração era limitada, uma vez que apenas 3 modos da fonte BLS possuíam potência suficiente para travar os SLs. Finalmente, em 2006, uma variação de [38] utilizou uma configuração análoga à da Fig. 1.7, porém sem a necessidade de utilizar um amplificador para tornar o travamento óptico entre o ML

Figura 1.7: Ilustração esquemática da arquitetura WDM-PON proposta em [38].

e SL [41] eficaz. Transmissões com taxas de 622 Mbps e 2,5 Gbps livres de erros foram demonstradas para um alcance de 30 km entre OLT e ONT. De fato, estudos realizados no que se refere ao desempenho dos FP-LD sob OIL permitiram a construção de fontes ópticas mais estáveis e equalização de potência em uma larga faixa de comprimento de onda, como citado anteriormente, através de otimização de alguns parâmetros do dispositivo, como refletividades, comprimento da cavidade, corrente de polarização e outras características. Recentemente, técnicas mais refinadas permitiram a construção de FP-LDs insensíveis à polarização do sinal óptico externo, excluindo a necessidade de ajustar o estado de polarização entre ML e SLs [18], possibilitando a elaboração de arquiteturas baseadas na Fig. 1.8, onde um ML com espectro plano gera a semente óptica de travamento para os SLs similares, sem a necessidade de um amplificador óptico e reduzindo ainda mais o custo de manutenção desta rede óptica. A diferença notável entre a arquitetura ilustrada pela Fig. 1.8 e a encontrada em [41] é a operação em CW dos SLs. Na próxima secção será discutido a razão desta escolha.

Figura 1.8: Ilustração esquemática da técnica de travamento utilizando o FP-LD em modo CW como ML e SLs.

1.3 Redes de Fontes Ópticas Centralizadas

Dentre as várias topologias WDM-PON existentes, a arquitetura RITENET (*Remote Interrogation Network*) baseada no uso de fontes ópticas centralizadas (*Centralized Light Sources* - CLS) foi proposta originalmente por Frigo et.al [42], em 1994, como alternativa para redução de custos na implementação e gerenciamento de uma rede WDM-PON. Essa arquitetura vem despertando interesse em vários pesquisadores pois, no conceito de CLS, todas as fontes ópticas do sistema estão localizadas no OLT, excluindo-se a necessidade de uma fonte óptica dedicada em cada ONT do sistema, como mostra a Fig. 1.9. O sinal emitido pelo OLT ora é modulado com o tráfego *downstream*, ora é enviado em forma CW (*Continuous-Wave*) sem modulação. Para transmissão *upstream*, os dados enviados pelo usuário são adicionados nesta fração CW da mesma portadora óptica enviada, através de modulação realizada na própria ONT, e mandada de volta ao OLT num esquema denominado *loop-back*. Deve-se observar que, neste caso, a ONT possui apenas um modulador e um receptor, estando todo o restante do aparato para transmissão localizado no OLT, o que reduz o custo de instalação das ONTs desses sistema.

Figura 1.9: Ilustração esquemática da rede CLS proposta em [42]. Todas as fontes ópticas estão localizadas no OLT do sistema, enquanto que na ONT está presente apenas um modulador e um receptor.

A dificuldade encontrada nesse tipo de arquitetura é a forma de prover o sinal *upstream* a partir do sinal *downstream* emitido pelo OLT, ou seja, a técnica de remodulação, o tipo de modulador e formato de modulação a se utilizar, de forma a prover o sinal *upstream*. Alternativamente, ao invés do uso de uma portadora alternadamente modulada no sentido *downstream* como em [42] é possível utilizar um formato de modulação denominado DPSK (*Differential phase-shift keying*) [43]. Neste cenário, a portadora do *downstream* é modulada em fase com o formato DPSK de forma a preservar a intensidade do sinal óptico, ou seja, operação CW, emitido pelo OLT. Na ONT, parte do sinal da portadora se refere aos dados de *downstream* do usuário enquanto a fração restante é modulada em intensidade por algum formato de modulação OOK (*on-off keying*) de forma a prover o sinal de *upstream* e enviá-lo de volta ao OLT em esquema *loop-back*. Outros trabalhos sobre redes CLS podem ser encontrados em [44]-[51]. Aqui, o interesse é descrever a característica fundamental da rede que é a localização das fontes ópticas e seu tipo de operação. Desta forma, o foco deste trabalho desenvolvido será a implementação do sinal *upstream* de redes CLS, utilizando-se no OLT FP-LDs sob OIL para geração do sinal CW.

Desde a proposta feita sobre o uso de FP-LD travado sob injeção de sinal óptico

externo para redes de acesso WDM-PON, resultados experimentais sobre o comportamento do mesmo tem sido anunciados. Entretanto, há poucos modelos físicos que descrevam a dinâmica de tais lasers. Para parcialmente preencher esta lacuna, foram desenvolvidos e deduzidos os fundamentos baseados na teoria do eletromagnetismo, mecânica quântica e física do estado sólido por meio de cálculos extensivos e rigorosos, culminando nas equações que regem a dinâmica do dispositivo semiconductor, denominadas equações de taxa.

Este trabalho subdivide-se da seguinte forma: no Capítulo 2 são discutidos os conceitos básicos de funcionamento do laser semiconductor. O Capítulo 3 descreve o modelo matemático, assim como o método numérico, utilizado para analisar as características em estado estacionário da fonte óptica monomodo e multimodo, apresentando alguns resultados simulados. Este capítulo finaliza a primeira parte da proposta de estudo.

No Capítulo 4 é apresentada a teoria do mecanismo de travamento, utilizando toda fundamentação desenvolvida nos Capítulos 2 a 4. O capítulo 4 apresenta também alguns resultados, obtidos através da utilização do software Optisystem 8.0, do travamento do FP-LD sob injeção de sinal óptico externo. No Capítulo 5 estão as simulações de redes CLS e suas variações com o emprego de FP-LD como fonte óptica *colorless*. Finalmente, no Capítulo 6 estão as conclusões obtidas neste trabalho e algumas propostas de trabalho futuros nesta linha de pesquisa.

Capítulo 2

Características básicas do laser semicondutor

2.1 Introdução

Conforme discutido no capítulo anterior, uma das dificuldades enfrentadas na implementação de um sistema WDM-PON é a disponibilização em baixo custo dos múltiplos comprimentos de onda requeridos pelo sistema, alcançado por meio da utilização de transmissores *colorless*. Nesse contexto, uma fonte óptica que vem sendo amplamente estudada na literatura é a cavidade de FP-LD sob OIL através do fatiamento espectral realizado por demultiplexadores ópticos de uma BLS. O comprimento de onda de saída do laser multimodo é selecionado pela filtragem do sinal da BLS injetado na cavidade de FP-LD, forçando o dispositivo semicondutor a operar em monomodo com comprimento de onda de emissão próximo ao comprimento de onda central do sinal injetado (*injection-locking*). Desta forma, uma série de lasers similares pode ser utilizada para gerar quaisquer comprimentos de onda desejados, resultando no baixo custo de manutenção dos componentes optoeletrônicos.

Ainda fazendo uso de fontes ópticas *colorless*, topologias baseadas em CLS tem sido propostas na literatura como alternativa na redução de custo na implementação e gerenciamento da rede, pois nesse tipo de topologia todas as fontes ópticas estão situadas no OLT, excluindo a necessidade de um transmissor em cada ONT do sistema. Nessa rede, o sinal de *downstream* provido pela portadora é modulado alternadamente, isto é, uma fração do sinal é modulada contendo os dados de *downstream* destinado ao usuário

enquanto uma parte do sinal é emitida em CW. No *upstream*, o sinal óptico é gerado a partir do sinal CW provido no *downstream* e modulado externamente por um R-SOA (ou por um modulador Mach-Zehnder), na própria ONT e mandado ao OLT, processo denominado *loopback*. Deve-se observar que todo o aparato para transmissão está localizado no OLT, reduzindo o custo de instalação nas ONTs desse sistema.

Nesse contexto, a larga maioria dos sistemas de interesse para este trabalho são topologias baseadas em CLS com o uso de FP-LD sob OIL como fontes ópticas *colorless*. A dinâmica de um FP-LD com injeção de sinal óptico externo pode ser descrita através do formalismo das equações de taxa. Embora o software Optisystem permita a realização deste tipo de simulações, foi também implementada a resolução das equações de taxa para lasers de Fabry-Pérot, inclusive sob injeção de sinal óptico externo, buscando entender com mais profundidade as vantagens e limitações do sistema.

Embora alguns dos resultados aqui investigados sejam bem conhecidos na literatura, optou-se por inclui-los aqui para ilustrar os passos necessários para o entendimento completo dos sistemas estudados, iniciando com a simulação de lasers monomodo em estado estacionário e finalizando com a modelagem de estabilidade de lasers de FP-LD sob OIL incluindo algumas simulações de arquiteturas CLS, e suas variações.

2.1.1 Junções *pn*

Cavidades de FP-LD são dispositivos opto-eletrônicos cuja região ativa é formada pela junção de diferentes materiais semicondutores [52]. Desta forma, este estudo inicia-se em junções *pn*, pois esta é a junção elementar em dispositivos semicondutores. Alguns fundamentos das características básicas de funcionamento do laser estão melhor descritas no Apêndice A.

Átomos de impurezas desempenham um papel muito importante em materiais semicondutores, onde níveis de concentrações pequenas e controladas tornam o material dopado. De fato, a presença de impurezas no material semicondutor quebra a regularidade da rede cristalina, afetando os níveis de ocupação das bandas de energia e fornecendo novos portadores de corrente, capazes de aumentar a condutividade do material semicondutor [53]. O processo de dopagem em semicondutores pode ser realizado de duas maneiras, formando materiais tipo-n ou tipo-p representados nas Fig. 2.1 - 2.2, respectivamente.

O material semicondutor tipo-n é obtido adicionando-se quantidades controladas

de impurezas pentavalentes à rede cristalina. A adição de elementos do grupo V-A da tabela periódica ao material semiconductor faz com que o átomo de impureza substitua o átomo do material semiconductor, quebrando a regularidade da rede cristalina. Como o elemento do grupo V- A é pentavalente, este compartilhará quatro dos cinco elétrons da camada de valência, através de ligações covalentes, com quatro átomos vizinhos do material semiconductor. A Fig. 2.1 ilustra esse tipo de processo, onde foi utilizado o elemento fósforo (P) como material dopante e o silício (Si) como material semiconductor.

Na temperatura zero absoluto, o elétron do P não compartilhado fica fracamente ligado a ele, como mostra a Fig. 2.1 (a). Entretanto, em temperaturas superiores ao zero absoluto, tal elétron pode tornar-se livre sem que haja geração de lacunas, como mostra a Fig. 2.1 (b), de modo que, para valores de temperaturas suficientemente pequenas, o material semiconductor terá apenas elétrons livres como portadores de carga. De fato, um aumento de temperatura pode também gerar pares elétrons-lacunas na rede cristalina. Entretanto, este material terá mais elétrons livres na banda de condução (BC) que lacunas na banda de valência (BV). Desta forma, o material semiconductor resultante é denominado material tipo-n e a impureza, utilizada no processo de dopagem, é denominada impureza doadora, pois esta doa um elétron livre à rede cristalina. Em materiais semicondutores tipo-n os elétrons são os portadores majoritários e lacunas são os portadores minoritários.

Figura 2.1: Processo de dopagem tipo-n em uma rede cristalina de Si com impureza pentavalente P: (a) estrutura da rede cristalina na temperatura de zero absoluto e (b) estrutura da rede cristalina em temperaturas acima do zero absoluto.

O material semiconductor tipo-p é obtido adicionando-se quantidades controladas

de impurezas trivalentes à rede cristalina. A adição de elementos do grupo III-A da tabela periódica ao material semiconductor, faz com que o átomo de impureza substitua o átomo do material semiconductor, quebrando a regularidade da rede cristalina, como descrito anteriormente. Como o elemento do grupo III-A é trivalente este compartilhará os três elétrons da banda de valência, através de ligações covalentes, com quatro átomos vizinhos do material semiconductor. A Fig. 2.2 ilustra esse tipo de processo, onde foi utilizado o elemento boro (B) como material dopante e o Si como material semiconductor. Entretanto, em temperatura zero absoluto, o átomo de impureza ficará com uma ligação incompleta, como mostra a Fig. 2.2 (a).

Para temperaturas acima do zero absoluto e suficientemente pequenas, um elétron do Si pode deslocar-se para o B afim de completar as quatro ligações covalentes da impureza, deixando uma lacuna no Si, como mostra a Fig. 2.2 (b). O elétron do Si que se desloca para preencher a vaga no B não é livre. Do ponto de vista elétrico, tudo se passa como se uma carga positiva do mesmo valor da carga do elétron estivesse se deslocando em sentido oposto ao movimento do elétron do Si. Desta forma, o material semiconductor resultante é denominado material tipo-p e a impureza, utilizada no processo de dopagem, é denominada impureza aceitadora, pois esta aceita um elétron de um átomo da rede gerando uma lacuna. Em materiais semicondutores tipo-p as lacunas são os portadores majoritários e elétrons são os portadores minoritários.

Figura 2.2: Processo de dopagem tipo-p em uma rede cristalina de Si com impureza trivalente P: (a) estrutura da rede cristalina na temperatura do zero absoluto e (b) estrutura da rede cristalina em temperaturas acima do zero absoluto.

À luz da teoria de bandas de energias, o material semiconductor resultante do processo de dopagem pode ser descrito da seguinte forma: na temperatura zero absoluto o material semiconductor extrínscico apresenta a BV completamente cheia de elétrons enquanto a BC está totalmente desprovida de elétrons. Materiais semicondutores tipo-n são aqueles cuja adição de elementos do grupo V-A da tabela periódica cria um nível doador na BP muito próximo à BC, de modo que, em temperaturas ligeiramente acima do zero absoluto, o número de elétrons na BC é maior que o número de lacunas na BV, exemplificado pela Fig. 2.3. Em contrapartida, materiais tipo-p são aqueles cuja adição de elementos do grupo III-A da tabela periódica cria um nível aceitador muito próximo à banda de valência, de modo que, para temperaturas ligeiramente acima do zero absoluto, o número de lacunas na BV é maior que o número de elétrons na BC, como mostra a Fig. 2.4.

Figura 2.3: Representação do diagrama de bandas de um material semiconductor com dopagem tipo-n: (a) diagrama de bandas de energia na temperatura zero absoluto e (b) diagrama de bandas de energia à temperaturas superiores do zero absoluto. N_{do} , E_c , E_f e E_v são o nível de energia doador criado na BP após o processo de dopagem, nível de menor energia da banda de condução, nível de quasi-fermi e nível de maior energia da banda de valência, respectivamente.

Quando dois materiais, feitos do mesmo semiconductor, com dopagem tipo-n e tipo-p são colocados em contato, é criada a junção *pn*. Neste caso, lacunas e elétrons

como mostra Fig. 2.5 (b). Desta forma, atingido o equilíbrio, a junção pn é incapaz de comportar-se como fonte óptica, uma vez que elétrons e lacunas não se recombinam e não geram fótons continuamente.

Figura 2.5: Junção pn em equilíbrio: (a) representação da junção pn em relação aos íons fixos após atingir o equilíbrio (b) representação do diagrama de bandas da junção pn após atingir o equilíbrio. A barreira de potencial V_o impede a recombinação entre os portadores eletrônicos.

Quando a junção pn é polarizada, isto é, submetida a uma diferença de potencial externa, o equilíbrio é rompido, resultando em uma corrente total não-nula, diferentemente do caso da junção pn em estado estacionário. A aplicação de uma polarização direta V na junção pn permite a injeção de elétrons e lacunas nos lados n e p da junção respectivamente como mostra a Fig. 2.6 (a). Devido à polarização externa, a barreira de potencial é reduzida, como mostra a Fig. 2.6 (b), permitindo aos portadores eletrônicos majoritários a difusão contínua para os lados opostos da junção com recombinação posterior, gerando fótons no dispositivo. Desta forma, a polarização direta em uma junção pn garante que o processo de geração de fótons seja contínuo, uma vez que a injeção de portadores eletrônicos no dispositivo permite a recombinação entre eles.

A região em que os portadores recombinam-se é denominada região ativa, e a largura desta região depende do comprimento de difusão dos portadores [52]. Esse tipo de laser de semiconductor, polarizado diretamente, é conhecido como laser de injeção de corrente [52]. Lasers de injeção são construídos usando compostos semicondutores ternários como $Al_xGa_{1-x}As$, em substrato de $GaAs$, para emissão na região de $0,7 \mu m$ a $0,85 \mu m$ ou

Figura 2.6: Junção pn diretamente polarizada.

compostos semicondutores quaternários como $In_xGa_{1-y}As_yP_{1-x}$, em substrato de $GaAs$ ou InP , para emissão na região de $1,3 \mu m$ a $1,6 \mu m$, [52] sendo portanto uma fonte óptica atrativa para sistemas de comunicações ópticas, devido a região de comprimento de onda de emissão.

2.1.2 Heteroestrutura dupla

A densidade de portadores eletrônicos necessária para o funcionamento do laser é muito alta, da ordem de 10^{18} cm^{-3} . Desta forma, a fim de atingir uma densidade de portadores satisfatória, à baixas correntes de polarização, é necessário confinar os mesmos em volumes tão pequenos quanto possível. O confinamento dos portadores, perpendicularmente às camadas da estrutura, pode ser feito efetivamente através do uso de uma heteroestrutura dupla, como mostra a Fig. 2.7.

Através da técnica de crescimento epitaxial [53], a heteroestrutura é crescida em um substrato de $GaAs$ tipo-n seguida de camadas de $Al_{1-x}Ga_xAs$ tipo-n, $GaAs$ intrínscio, $Al_xGa_{1-x}As$ tipo-p e $GaAs$ tipo-p, respectivamente. As camadas de $Al_xGa_{1-x}As$ confinam os portadores eletrônicos na camada de $GaAs$ intrínscio, que é a região ativa do laser, enquanto o contato metálico injeta corrente na região ativa do dispositivo, garantindo a realimentação de portadores eletrônicos no sistema. Devido à presença da heteroestrutura dupla, a recombinação entre portadores eletrônicos é possível somente na região ativa,

Figura 2.7: Estrutura básica de um FP-LD de heteroestrutura dupla.

como pode ser visto no diagrama de bandas de energia da heteroestrutura, ilustrado na Fig. 2.8.

Na junção entre as camadas $Al_xGa_{1-x}As$ tipo-n/ $GaAs$ intrínseco e $GaAs$ intrínseco/ $Al_xGa_{1-x}As$ tipo-p, a presença das discontinuidades no diagrama de bandas de energia forma barreiras de potenciais, ΔE_C e ΔE_V , evitando que elétrons e lacunas passem para as camadas tipo-p e tipo-n, respectivamente. Nessas condições, os portadores injetados recombina-se somente na região ativa, desde que elétrons da BC encontrem lacunas da BV. A sustentabilidade de oscilação óptica do dispositivo é dada pela existência de faces clivadas perpendicularmente ao crescimento epitaxial da heteroestrutura, que atuam como faces parcialmente refletoras capazes de confinar grande parte dos fótons gerados na região ativa e amplificar o sinal óptico na cavidade. Desta forma, esse tipo de fonte óptica é conhecida como diodo laser de Fabry-Pérot, devido a existência destas faces clivadas na cavidade.

Figura 2.8: Diagrama de bandas de energia da heteroestrutura polarizada referente à Fig. 2.7.

2.1.3 Principais mecanismos de recombinação em lasers de semicondutor

O processo de recombinação entre portadores na região ativa pode ocorrer através de vários mecanismos: recombinação não radiativa, recombinação espontânea ou bimolecular e recombinação Auger. Em adição a esses mecanismos, a recombinação estimulada também ocorre na cavidade, tornando-se significativa somente quando a corrente de polarização atinge certo valor, denominado corrente de limiar.

Processos de recombinação não-radiativa são o resultado de transições envolvendo átomos de impurezas. A introdução de átomos de impurezas indesejadas em redes cristalinas cria níveis de energia na BP, próximos à BV ou BC, capazes de aumentar a condutividade do material semicondutor. Existem, porém, impurezas que não contribuem significativamente para a condutividade do material e influenciam os processos de recombinação e geração de pares elétron-lacuna. Tais átomos apresentam níveis de energia muito próximos ao centro da BP. O modelo de Shockley-Read-Hall descreve este fenômeno por meio da seguinte equação [54]:

$$R_{nr} = A_{nr} \frac{pn}{(p + n)} \quad (2.1)$$

onde R_{nr} , A_{nr} , p e n são, respectivamente, a taxa de recombinação não-radiativa, o coeficiente de recombinação não-radiativa, a densidade de lacunas e a densidade de elétrons na região ativa.

A taxa de recombinação espontânea, R_{sp} , é proporcional ao número de estados eletrônicos ocupados por elétrons na BC e de estados vazios, representados por lacunas, na BV [52]:

$$R_{sp} = B_{sp}pn \quad (2.2)$$

onde B_{sp} é o coeficiente de recombinação espontânea. Embora o processo de emissão espontânea gere, em grande parte, fótons incoerentes, uma pequena fração destes acoplam-se aos fótons gerados pelas emissões estimuladas e contribuem para o ganho óptico no laser, sendo importante a inclusão desse processo na formulação matemática da dinâmica do dispositivo semiconductor. O coeficiente B_{sp} mede a fração das emissões espontâneas que acoplam-se às emissões estimuladas e contribuem para o ganho óptico na cavidade.

Por último, a recombinação do tipo Auger é um tipo de recombinação não radiativa, e envolve o espalhamento de elétrons entre diferentes níveis de energia da BC ou espalhamento de lacunas entre diferentes níveis de energia da BV, transferindo a energia da recombinação do par elétron-lacuna para fônons no final do processo. A taxa de recombinação Auger é dada por [52]:

$$R_{ag} = Cnp^2 \quad (2.3)$$

onde C é o coeficiente de recombinação do tipo Auger.

De um ponto de vista geral, considerando o caso especial de dopagens baixas, os termos acima resumem-se a:

$$\begin{aligned} R_{nr} &= A_{nr}n \\ R_{sp} &= B_{sp}n^2 \\ R_{ag} &= Cn^3 \end{aligned} \quad (2.4)$$

como é fácil concluir, considerando $n = p$.

Cada um dos termos de recombinação mencionados pode ser substituído por um termo de recombinação total e, portanto, uma taxa total de recombinação, a qual pode ser escrita como:

$$R_t(n, s) = R_{nr} + R_{sp} + R_{ag} + R_{est}(n, s) \quad (2.5)$$

onde $R_{est}(n, s)$ é taxa de recombinações estimuladas e s é a densidade de fótons na região ativa. Entretanto, é comum encontrar na literatura uma forma equivalente a 2.5 escrita

na forma:

$$R_t(n, s) = \gamma_e(n) + g(n, s) \quad (2.6)$$

com:

$$\gamma_e(n) = A_{nr}n + Bn^2 + Cn^3 \quad (2.7)$$

$$g(n, s) = R_{est}(n, s) \quad (2.8)$$

onde $g(n, s)$ é definido como o coeficiente de ganho óptico na cavidade.

2.1.4 Ganho na cavidade de Fabry-Pérot

A presença de portadores na região ativa muda as propriedades ópticas do material, de modo que, para densidade de portadores suficientemente altas, é possível obter ganho, calculado usando a teoria de estado sólido. Mais detalhes estão disponíveis em [55]. O interesse desta subsecção é descrever algumas características gerais do ganho óptico.

Algumas propriedades importantes são específicas de cavidades de FP-LD. A primeira delas é que os valores de ganho óptico são altos, alcançando ordens de magnitude maiores que qualquer outro tipo de laser. Isto ocorre porque as dimensões da cavidade de FP-LD são da ordem de μm . O confinamento de fótons e portadores eletrônicos em um volume diminuto possibilita intensa amplificação do sinal óptico do dispositivo. A segunda característica notável é que sua curva de ganho é muito ampla, na faixa de dezenas de nm. A transição óptica no material ocorre entre diversos níveis energéticos das bandas de energia ao invés de estados bem definidos, como ocorre em lasers de poços quânticos [56].

Para uma determinada faixa de frequência e de corrente de polarização no material, em uma fonte óptica monomodo, o coeficiente de ganho pode ser aproximado por uma função linear dada por [52]:

$$g(n) = a_o(n - n_{tr}) \quad (2.9)$$

onde a_o é a constante de ganho linear e n_{tr} é a densidade de portadores eletrônicos na transparência. Na equação acima, n_{tr} é o valor mínimo de concentração de portadores eletrônicos que deve existir na região ativa do dispositivo para que o ganho óptico seja positivo, de modo que a condição de inversão de população seja satisfeita. Para valores menores

que n_{tr} , o processo predominante na cavidade é a absorção, também denominando, ganho negativo.

Em alguns trabalhos encontrados na literatura, é acrescentado um termo de saturação de ganho a (2.9), de maneira que:

$$g(n, s) = \frac{a_o(n - n_{tr})}{1 + \varepsilon s} \quad (2.10)$$

onde ε é o coeficiente de compressividade. A influência do coeficiente ε no cálculo da corrente de limiar ou no espectro de saída do dispositivo para altos valores de potência é infima. Entretanto, a taxa de amortecimento das relaxações de oscilações do dispositivo é significativamente afetada pelo valor dessa grandeza, e a 2.10 torna-se relevante na descrição dinâmica do laser de semiconductor. Embora 2.10 descreva o coeficiente de ganho óptico em uma fonte óptica monomodo, em uma cavidade de F-P há a coexistência de vários modos ressonantes, de modo que o dispositivo comporta-se como fonte óptica multimodo. Em vista desse argumento, 2.10 deve ser reformulada afim de descrever o ganho óptico levando-se em conta os possíveis modos ressonantes existentes na cavidade. Este assunto será melhor discutido no Capítulo 3.

2.1.5 Fator de confinamento

O confinamento de fótons na região ativa é resultado da diferença dos índices de refração de suas camadas adjacentes. Isto ocorre porque o índice de refração da região ativa é maior que os índices das camadas adjacentes, logo, a região ativa age como um guia de onda para os fótons gerados. Entretanto, a intensidade óptica não fica totalmente confinada na região, pois uma fração desta distribui-se nas camadas adjacentes.

A grandeza que mede a fração da intensidade de fótons confinados na região ativa é definida como fator de confinamento Γ . Portanto, o coeficiente de ganho líquido na região ativa é o produto entre o fator de confinamento Γ e o ganho na região ativa:

$$g(n, s) = \frac{\Gamma a_o(n - n_{tr})}{1 + \varepsilon s} \quad (2.11)$$

Em resumo, o objetivo deste capítulo foi discutir qualitativamente os principais mecanismos de funcionamento e operação de um laser de semiconductor. No capítulo seguinte será desenvolvido o formalismo matemático necessário para a descrição da dinâmica de fótons e portadores eletrônicos na região ativa do dispositivo.

Capítulo 3

Modelagem numérica da dinâmica do laser semiconductor

Nos capítulos anteriores, foram apresentados diferentes tipos de topologias WDM-PON com a utilização de lasers de FP-LD como fonte óptica *colorless* e discutidas as características básicas de funcionamento deste laser semiconductor. Ao se projetar um laser de FP-LD com um espectro equalizado que possa ser usado em sistemas do tipo WDM, com um espaçamento modal relativamente curto, é necessário o conhecimento de operação do dispositivo semiconductor em relação a vários parâmetros importantes, de forma a otimizar o seu desempenho. A descrição matemática de tais fontes ópticas pode ser realizada por um conjunto de equações diferenciais acopladas denominadas equações de taxa, fundamentadas na teoria do Eletromagnetismo, Mecânica Quântica e Física do Estado Sólido. Desta forma, neste capítulo, procurou-se desenvolver a modelagem matemática das equações que regem a dinâmica da cavidade de FP-LD, assim como o estudo do comportamento deste dispositivo sob injeção de corrente polarização constante por meio de simulações numéricas.

3.1 Equações de Taxa para Laser de Injeção de Corrente

3.1.1 Equações de Maxwell

A modelagem matemática de um FP-LD é realizada por um conjunto de equações diferenciais acopladas denominadas equações de taxa, as quais governam a interação entre

fótons, lacunas e elétrons dentro da região ativa do dispositivo semiconductor. O desenvolvimento de tais equações fundamenta-se nas equações de Maxwell, dadas por [52]:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (3.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (3.2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (3.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (3.4)$$

onde $\mathbf{E}$, $\mathbf{D}$, $\mathbf{B}$, $\mathbf{H}$ e $\mathbf{J}$ são os vetores campo elétrico, densidade de fluxo elétrico, densidade de fluxo magnético, campo magnético e densidade de corrente de condução, respectivamente, e ρ é a densidade volumétrica de portadores eletrônicos líquida no dispositivo. Em linhas gerais, os vetores $\mathbf{D}$, $\mathbf{H}$ e $\mathbf{J}$ dependem da resposta do material aos campos $\mathbf{E}$ e $\mathbf{B}$. Entretanto, em um meio não dispersivo, linear, homogêneo e isotrópico, tais vetores podem ser descritos pelas seguintes relações [57]-[58]:

$$\mathbf{D} = \epsilon_o \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (3.5)$$

$$\mathbf{B} = \mu_o \mathbf{H} \quad (3.6)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (3.7)$$

onde ϵ_o , μ_o , σ e $\mathbf{P}$ são a permissividade elétrica do espaço livre, permeabilidade magnética do espaço livre, condutividade elétrica do meio ativo e o vetor polarização elétrica do material semiconductor, respectivamente. Em particular, o cálculo preciso do vetor $\mathbf{P}$ de um material semiconductor é um tanto laborioso e requer o conhecimento dos níveis de energia do sistema [59]-[61]. Entretanto, como comentado no Capítulo 1, para o funcionamento do dispositivo semiconductor em operação contínua, a resposta do meio ativo do laser ao campo $\mathbf{E}$ pode ser expressa por:

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

onde $\chi(\omega)$ é a susceptibilidade elétrica do material. Em geral, $\chi(\omega)$ é um tensor complexo de 2º ordem. Entretanto, em um meio isotrópico, $\chi(\omega)$ pode ser descrito por uma função escalar. É útil decompor $\chi(\omega)$ em duas partes, tal que:

$$\chi(\omega) = \chi_o(\omega) + \chi_p(\omega) \quad (3.9)$$

onde $\chi_o(\omega)$ é a susceptibilidade elétrica do meio na ausência de mecanismos externos de bombeio e $\chi_p(\omega)$ é a contribuição adicional à susceptibilidade elétrica devido às fontes

de bombeio externas. Em lasers semicondutores, a injeção de corrente é uma das fontes de bombeio externa e $\chi_p(\omega)$ depende da concentração de portadores eletrônicos na região ativa do dispositivo semicondutor.

As Eq. (3.1)-(3.4) podem ser usadas para se obter a equação de onda que descreve a propagação do campo eletromagnético no meio ativo do material semicondutor. Substituindo (3.6) em (3.2) e tomando o rotacional nos dois lados da igualdade, obtém-se:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\mu_o \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{H}) \quad (3.10)$$

Substituindo (3.5)-(3.7) em (3.4), obtém-se:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \sigma \mathbf{E} + \varepsilon_o \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} \quad (3.11)$$

Com o auxílio de (3.11), (3.10) pode ser reescrita como:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\mu_o \sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - \mu_o \varepsilon_o \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu_o \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (3.12)$$

O lado esquerdo de (3.12) pode ser simplificado usando a identidade vetorial dada por:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} \quad (3.13)$$

Na ausência de densidade de cargas livres na região ativa do semicondutor, (3.1) resume-se a:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \epsilon_o \nabla \cdot \mathbf{E} + \nabla \cdot \mathbf{P} = 0 \quad (3.14)$$

O termo $\nabla \cdot \mathbf{P}$ em (3.14) é desprezível frente a $\epsilon_o \nabla \cdot \mathbf{E}$ na maioria dos casos de interesse prático [52], de modo que é válida a aproximação $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$. De acordo com esse argumento, substituindo (3.13)-(3.14) em (3.12) obtém-se:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\sigma}{\epsilon_o c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_o c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (3.15)$$

onde c é a velocidade da luz no vácuo definida por:

$$\mu_o \epsilon_o = \frac{1}{c^2} \quad (3.16)$$

A equação de onda (3.15), derivada das equações de Maxwell, é válida para um campo $\mathbf{E}$ arbitrário, desde que este satisfaça simultaneamente o sistema de equações (3.1)-(3.4) e (3.15). Entretanto, o interesse prático da solução de (3.15) são campos eletromagnéticos que possam ser guiados dentro da região ativa do dispositivo semicondutor. É

interessante, então, expressar a solução de (3.15) em função de campos harmônicos, pois todo sinal temporal periódico pode ser decomposto em componentes de frequência [62].

Assim:

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = \text{Re} [\bar{\mathbf{E}}(x, y, z) \exp(-i\omega t)] \quad (3.17)$$

$$\mathbf{P}(x, y, z, t) = \text{Re} [\bar{\mathbf{P}}(x, y, z) \exp(-i\omega t)] \quad (3.18)$$

onde i , $\bar{\mathbf{E}}$, $\bar{\mathbf{P}}$ e são, respectivamente, a unidade imaginária e os campos complexo, ω é a frequência angular que está relacionada à frequência de oscilação do campo óptico ν através da relação:

$$\omega = 2\pi\nu \quad (3.19)$$

A notação $\text{Re}[\]$ em (3.17)-(3.18) refere-se à parte real das expressões entre colchetes. Substituindo (3.17)-(3.18) em (3.15) resulta em:

$$\nabla^2 \bar{\mathbf{E}}(x, y, z) + k_o^2 \left[1 + i \frac{\sigma}{\epsilon_o \omega} \right] \bar{\mathbf{E}}(x, y, z) = - \left(\frac{k_o^2}{\epsilon_o} \right) \bar{\mathbf{P}}(x, y, z) \quad (3.20)$$

onde $k_o = \omega/c$ é o número de onda no vácuo. Substituindo (3.8)-(3.9) em (3.20), finalmente obtém-se a equação de Helmholtz do campo $\bar{\mathbf{E}}$, expressa por:

$$\nabla^2 \bar{\mathbf{E}}(x, y, z) + \hat{\epsilon} k_o^2 \bar{\mathbf{E}}(x, y, z) = 0 \quad (3.21)$$

onde:

$$\hat{\epsilon} = \epsilon_b + \text{Re} [\chi_p(\omega)] + i \left\{ \text{Im} [\chi_o(\omega) + \chi_p(\omega)] + \frac{\sigma}{\epsilon_o \omega} \right\} \quad (3.22)$$

onde $\epsilon_b = 1 + \text{Re} [\chi_o(\omega)]$ é a permissividade elétrica do material na ausência de fontes externas de bombeio. As notações $\text{Re}[\]$ e $\text{Im}[\]$ em (3.22) referem-se às partes reais e imaginárias das expressões entre colchetes. Em linhas gerais, a equação de onda (3.21) pode ser usada pra obter a distribuição espacial da amplitude do campo eletromagnético na cavidade, considerando as condições de contorno nas interfaces do meio de propagação. Entretanto, uma boa compreensão do processo de *lasing* pode ser adquirida adotando soluções do tipo ondas planas para (3.21), mesmo que estas não representem fielmente a distribuição espacial dos modos do laser semiconductor [52]. As características de propagação de ondas planas em um meio ativo podem ser convenientemente descritas em termos de duas constantes ópticas: o índice de refração $\hat{n}$ e o coeficiente de absorção α . Considerando-se uma onda plana uniforme propagando-se na direção positiva do eixo z com polarização linear no eixo x , dada por:

$$\bar{\mathbf{E}} = E_o \exp(-i\hat{\beta}z) \hat{\mathbf{x}} \quad (3.23)$$

onde E_o , $\hat{\beta}$ e $\hat{\mathbf{x}}$ são a amplitude do campo elétrico, a constante de propagação complexa e o versor unitário do eixo x. A constante de propagação é determinada por meio da substituição de (3.23) em (3.21), resultando em:

$$\hat{\beta} = k_o \sqrt{\hat{\epsilon}} = k_o \hat{n} \quad (3.24)$$

onde $\hat{n}$ é o índice de refração complexo. É conveniente definir $\hat{n}$ como:

$$\hat{n} = n_r + i \left(\frac{\alpha}{2k_o} \right) \quad (3.25)$$

onde n_r é o índice de refração do meio ativo. Usando a relação $\hat{n} = \sqrt{\hat{\epsilon}}$ de (3.24) e igualando as partes reais e imaginárias, obtêm-se:

$$n_r = \left\{ \epsilon_b + \text{Re} [\chi_p(\omega)] \right\}^{1/2} \quad (3.26)$$

$$\alpha = \frac{k_o}{n_r} \left\{ \text{Im} [\chi_o(\omega)] + \text{Im} [\chi_p(\omega)] + \frac{\sigma}{\epsilon_o \omega} \right\} \quad (3.27)$$

Na maioria dos casos de interesse prático, $\text{Re} [\chi_p(\omega)] \ll \epsilon_b$ [52] e (3.26) pode ser reescrita como:

$$\begin{aligned} n_r &= \sqrt{\epsilon_b} \left\{ 1 + \frac{\text{Re} [\chi_p(\omega)]}{\epsilon_b} \right\}^{1/2} \\ &\approx \sqrt{\epsilon_b} \left\{ 1 + \frac{\text{Re} [\chi_p(\omega)]}{2\epsilon_b} \right\} \\ &\approx n_b + \Delta n_b \end{aligned} \quad (3.28)$$

onde $n_b = \sqrt{\epsilon_b}$ é o índice de refração da região ativa na ausência de fontes externas de bombeio e a quantidade Δn_b é a variação do índice de refração na presença de cargas livres na região ativa, expressa por:

$$\Delta n_b \approx \frac{\text{Re} [\chi_p(\omega)]}{2n_b} \quad (3.29)$$

Em linhas gerais, a quantidade $\text{Re} [\chi_p(\omega)]$ é, na maioria dos casos, negativa, o que torna Δn_b também negativo na presença de portadores eletrônicos na região ativa do dispositivo semiconductor. O espectro de saída do laser semiconductor, assim como suas características estáticas e dinâmicas, são afetados significativamente mesmo para valores de $\Delta n_b \approx 0,01n_b$.

O coeficiente de absorção dado por (3.27), assim como o índice de refração, são afetados pelas fontes externas de bombeio. O termo $\text{Im}([\chi_o(\omega)])$ representa a absorção de fótons no material enquanto $\text{Im}[\chi_p(\omega)]$ representa a amplificação de fótons. Logo, o

efeito combinado desses dois termos representa o ganho óptico líquido definido em (2.11), que passa a ser expresso em função das constantes elétricas e magnéticas do material semiconductor através de:

$$g = -\frac{k_o}{n_r} \left\{ \text{Im} [\chi_o(\omega) + \chi_p(\omega)] \right\} \quad (3.30)$$

onde g é o coeficiente de ganho óptico líquido na região ativa do laser. O último termo de (3.27) contabiliza os possíveis tipos de perdas internas que geralmente ocorrem em lasers semicondutores, como os mecanismos de recombinação não-radiativa de portadores eletrônicos. A contribuição individual de cada tipo de perda interna requer um processo laborioso de estimação, sendo, portanto, descritos por um termo efetivo dado por:

$$\alpha_{int} = \frac{k_o \sigma}{n_r \epsilon_o \omega} \quad (3.31)$$

onde α_{int} são as perdas internas. Substituindo (3.30)-(3.31) e (2.11) em (3.27), a equação do balanço de perdas e ganho na cavidade é obtida, de modo que:

$$\alpha = -g(n) + \alpha_{int} \quad (3.32)$$

As Eq. (3.29) e (3.32) mostram, respectivamente, como o índice de refração e o coeficiente de absorção são afetados pelas fontes externas de bombeio, já que há a presença de cargas livres na região ativa do dispositivo semiconductor. Em lasers baseados em injeção de corrente, o acréscimo de portadores eletrônicos na região ativa muda as propriedades elétricas e magnéticas do dispositivo, alterando o índice de refração do meio ativo e o coeficiente de absorção do laser. A Eq.(3.32) não leva em conta as perdas nas faces da cavidade do FP-LD devido às reflexões internas, sendo necessário a inclusão desse termo para uma descrição mais detalhada de todos os tipos de processos de perdas e ganhos no dispositivo, assunto da próxima subsecção.

3.1.2 Condição de limiar e modos longitudinais

A solução de onda plana (3.23) proposta na subsecção 3.1.1, pode ser usada para estimar as frequências dos modos ressonantes na cavidade, assim como a condição de limiar de operação do dispositivo semiconductor. Os modos ressonantes de um FP-LD não possuem necessariamente configuração espacial de ondas planas. Entretanto, tal aproximação consegue prever, com boa aproximação, algumas características de operação

do dispositivo, sendo útil na compreensão física do processo de *lasing*. A condição de limiar de operação do laser pode ser explicada com o auxílio das Fig. 3.1 (a) - (b), onde está esquematizado a ilustração lateral de uma cavidade de FP-LD de comprimento L com refletividades R_1 e R_2 nas faces frontal e traseira respectivamente. No limiar de *lasing* para operação CW, a magnitude e a fase da onda plana devem permanecer a mesma à cada propagação de $2L$ de comprimento no meio ativo do dispositivo para que este emita potência continuamente, isto é, a onda plana deve reproduzir-se a cada duas reflexões no meio ativo do laser, situação conhecida como condição de oscilação [52]. De acordo com esse argumento, o equacionamento matemático de tal condição pode ser expresso por:

$$E_o \exp \left[-i\hat{\beta}(z_o) \right] = E_o (R_2 R_1)^{1/2} \exp \left[-i\hat{\beta}(2L + z_o) \right] \quad (3.33)$$

Substituindo o valor da constante $\hat{\beta}$, dado por (3.24)-(3.25), em (3.33) e igualando as partes reais e imaginárias, obtêm-se:

$$(R_1 R_2)^{1/2} \exp(-\alpha L) = 1 \quad (3.34)$$

$$\sin(2n_r k_o L) = 0 \quad (3.35)$$

A primeira condição acima, em (3.34), pode ser usada para se calcular as perdas nas faces da cavidade. Resolvendo (3.34) em α , obtêm-se:

$$\alpha_m = \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \quad (3.36)$$

onde α_m são as perdas devido às reflexões internas nos espelhos da cavidade. A Eq. (3.32) pode ser finalmente generalizada para incluir todas as contribuições de ganho e perdas que ocorrem no laser, sendo reescrita como:

$$\alpha = \alpha_m + \alpha_{int} - g(n) \quad (3.37)$$

onde foi adicionado o termo α_m em (3.32). No limiar de operação, o ganho na cavidade deve ser, no mínimo, igual às perdas para que o laser emita alguma potência. Logo, de (3.37), pode ser concluído que:

$$\alpha = 0 \quad (3.38)$$

$$g(n) = \alpha_m + \alpha_{int}$$

A segunda condição, (3.35), pode ser usada para obter as frequências dos modos ressonantes. Entretanto, devido à natureza periódica das funções trigonométricas, (3.21)

possui múltiplas soluções da forma:

$$2n_r k_m L = 2m\pi \quad (3.39)$$

$$k_m = \frac{2\pi v_m}{c} \quad (3.40)$$

$$v_m = \frac{mc}{2n_r L} \quad (3.41)$$

onde m é um número inteiro e v_m é a frequência de ressonância do m -ésimo modo na

Figura 3.1: Perfil de uma cavidade de FP-LD: (a) representação das camadas da heteroestrutura e (b) vista ampliada do meio ativo, ilustrando a propagação da onda plana.

cavidade. Desta forma, 3.39 prevê a coexistência de vários modos ressonantes em uma cavidade de FP-LD, fato também evidenciado experimentalmente. A quantidade de modos que ressoam no dispositivo depende da distribuição de ganho óptico na cavidade e das perdas relativas de cada um. Por ora, será assumido a existência de apenas um modo longitudinal, cujo ganho seja suficiente para sustentar as perdas da cavidade, o que caracteriza o dispositivo como fonte óptica monomodo. A seguir, serão apresentadas as equações de taxa que descrevem a dinâmica do campo óptico e dos portadores eletrônicos em uma cavidade de semiconductor.

3.1.3 Equação de Taxa para Fonte Óptica Monomodo

Equação de Taxa para o Campo Eletromagnético na Cavidade

A obtenção das equações de taxa para fonte óptica monomodo, as quais descrevem a dinâmica do sinal óptico em uma cavidade de FP-LD, parte da solução de (3.15). Em linhas gerais, a resposta do meio ativo do material semicondutor ao campo eletromagnético na cavidade deve ser levada em conta, de tal forma que o vetor polarização $\mathbf{P}$ deve estar incluso em (3.15). Entretanto, os processos de espalhamento de portadores eletrônicos entre os diversos níveis das bandas de energia, que afetam a polarização elétrica no material são relativamente rápidos ($\sim 0,1$ ps) se comparados a outras escalas de tempo, como o tempo de recombinação de portadores eletrônicos ou o tempo de vida de um fóton na cavidade. Desta forma, para materiais semicondutores cuja resposta do meio ativo ao campo eletromagnético na cavidade possa ser considerada instantânea, a(3.15) pode ser expressa por [52]:

$$\nabla^2 \bar{\mathbf{E}} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\hat{\epsilon} \bar{\mathbf{E}}) = 0 \quad (3.42)$$

onde $\hat{\epsilon}$ é a permissividade elétrica complexa definida em (3.22). A validade de (3.42) refere-se apenas a semicondutores cuja resposta elétrica ao meio ativo possa ser considerada instantânea, pois se os processos de espalhamento de portadores eletrônicos, entre os níveis de energia, forem da ordem da vida útil do fóton (~ 1 ps) deve ser usada a (3.15).

Em linhas gerais, em um guia de onda, as soluções dos campos eletromagnéticos consistem em um grande número de modos laterais, transversais e longitudinais oscilando em diferentes frequências. Entretanto, será considerado que a estrutura da cavidade semicondutora foi construída de modo a suportar apenas um modo lateral e transversal, pois este é o caso prático em muitos lasers de semicondutores. Uma das possíveis soluções de (3.42) pode ser expressa como [52]:

$$\bar{\mathbf{E}}(x, y, z, t) = \frac{1}{2} \psi(x) \theta(y) \sum_m \sin(k_m z) E_m(t) e^{-i\omega_m t} \hat{\mathbf{x}} + c.c. \quad (3.43)$$

onde $c.c.$, ω_m , k_m , $\psi(x)$ e $\phi(y)$ são o complexo conjugado de $\bar{\mathbf{E}}$, a m -ésima frequência angular de emissão do modo ressonante na cavidade, o número de onda do m -ésimo modo ressonante e as distribuições espaciais dos modos lateral e transversal do campo óptico, respectivamente. A variação senoidal do campo óptico no eixo z sugere faces 100% refletivas. Entretanto, em um dispositivo real, tais faces possuem valores menores que

os previstos por(3.43). Embora o uso de (3.43) pareça ser um tanto questionável, esta não introduz erros significativos na descrição matemática da dinâmica do dispositivo se o laser de semiconductor estiver operando com valores de correntes de polarização acima do limiar [63]. O número de onda k_m está relacionado à m-ésima frequência de ressonância $\Omega_m = 2\pi\nu_m$ na cavidade por meio da seguinte relação:

$$k_m = \frac{\Omega_m}{c} \quad (3.44)$$

A m-ésima frequência de ressonância Ω_m não é necessariamente a m-ésima frequência angular de emissão ω_m , pois esta última é afetada pela densidade de portadores eletrônicos na região ativa do dispositivo enquanto a primeira é a frequência de ressonância na cavidade, extraída da condição de oscilação. Entretanto, em lasers de injeção de corrente acima do limiar de operação, os valores de ω_m e Ω_m são ligeiramente diferentes, de modo que a aproximação $\omega_m \approx \Omega_m$ torna-se válida.

Por simplicidade de notação, será considerado, primeiramente, o caso de apenas um modo longitudinal na cavidade, de modo que(3.43) possa ser reescrita como:

$$\overline{\mathbf{E}}(x, y, z, t) = \frac{1}{2}\psi(x)\theta(y)\sin(kz)E(t)e^{-i\omega t}\hat{\mathbf{x}} + c.c. \quad (3.45)$$

Substituindo (3.45) em (3.42) e após várias manipulações desenvolvidas no Apêndice B, a evolução temporal para o campo elétrico $E(t)$ pode ser expressa por:

$$\frac{d}{dt}E(t) = i(\omega - \omega_{th})E(t) + \frac{i\omega}{n_g}(\Gamma\Delta n_b + i\alpha/2k_o)E(t) \quad (3.46)$$

onde n_g é o índice de grupo, definido por:

$$n_g = \hat{n} + v\left(\frac{\partial \hat{n}}{\partial v}\right) \quad (3.47)$$

É conveniente separar (3.46) em parte imaginária e parte real, usando a relação:

$$E(t) = A(t)e^{-i\phi(t)} \quad (3.48)$$

$$A(t) = [E(t).E^*(t)]^{1/2} \quad (3.49)$$

onde $A(t)$ e $\phi(t)$ são a amplitude e a fase do campo elétrico, respectivamente. Substituindo (3.48) em (3.46) e desenvolvendo algumas manipulações algébricas descritas no Apêndice B, obtêm-se:

$$\frac{d}{dt}A(t) = \frac{1}{2}\{G[n(t), s(t)] - \gamma\}.A(t) \quad (3.50)$$

$$\frac{d}{dt}\phi(t) = -[\omega(n) - \omega_{th}] + \frac{1}{2}\beta_c [G[n(t), s(t)] - \gamma] \quad (3.51)$$

onde:

$$\gamma = v_g \cdot (\alpha_{int} + \alpha_{mir}) = 1/\tau_p \quad (3.52)$$

$$v_g = \frac{c}{n_g} \quad (3.53)$$

$$G[n(t), s(t)] = \Gamma v_g g[n(t), s(t)] \quad (3.54)$$

Nas equações acima, $G(n, s)$ é a taxa de ganho óptico líquido do meio ativo, γ é a taxa total de perdas na cavidade, β_c é o fator alargamento de linha, v_g é a velocidade de grupo, τ_p é o tempo de vida do fóton e ω_{th} é a frequência óptica de emissão no limiar de operação.

Por questão de conveniência, a amplitude do campo elétrico pode ser descrita em termos da densidade de fótons na região ativa, dada por [52]:

$$s(t) = \frac{1}{V} \frac{\epsilon_o \hat{n}_g}{2h\nu} \int_V |A(t)|^2 dV \quad (3.55)$$

onde $h\nu$ é a energia do fóton e as demais constantes decorrem da normalização entre a amplitude do campo eletromagnético e número de fótons dentro da região ativa. Considerando $s(t) \propto A^2$, ou seja, distribuição uniforme de fótons na cavidade, obtém-se:

$$\frac{d}{dt}s(t) = \{G[n(t), s(t)] - \gamma\} s(t) \quad (3.56)$$

A Eq. (3.56) pode ser interpretada da seguinte forma: $G[n(t), s(t)] \cdot s(t)$ fótons são gerados por unidade de tempo devido às recombinações estimuladas que ocorrem na cavidade, enquanto $\gamma s(t)$ fótons são perdidos por unidade de tempo devido às faces refletivas do laser de semicondutor e aos processos de absorção existentes no meio ativo. Como descrito em (A.1), uma fração dos fótons gerados pelo processo de emissão espontânea acomplam-se aos fótons coerentes gerados pelo processo de emissão estimulada, contribuindo para o ganho óptico do modo ressonante. Tal termo deve ser adicionado à (3.56) para um tratameto correto da dinâmica do dispositivo semicondutor, pois a contribuição da emissão espontânea afeta significativamente o processo de *lasing* do dispositivo [64]-[65]. Logo, (3.56) pode ser reescrita como:

$$\frac{d}{dt}s(t) = \{G[n(t), s(t)] - \gamma\} s(t) + R_{sp}[n(t)] \quad (3.57)$$

onde $R_{sp}[n(t)]$ é a taxa de emissão espontânea que acopla-se ao modo ressonante na cavidade. A forma mais geral de $R_{sp}[n(t)]$ encontrado na literatura [52] é dada por:

$$R_{sp}[n(t)] = B \cdot \beta_{sp} n^2(t) V \quad (3.58)$$

onde β_{sp} , B , n e V é o coeficiente de emissão espontânea, o coeficiente de emissões radiativas, a densidade de portadores eletrônicos na região ativa e o volume da região ativa, respectivamente. O coeficiente β_{sp} mede a fração da densidade de fótons emitidos espontaneamente que são acoplados ao modo ressonante e contribuem para o ganho óptico na cavidade. Para lasers de semicondutor, os valores de β_{sp} encontrados na literatura estão compreendidos entre $10^{-5} < \beta_{sp} < 10^{-3}$.

Observando (3.51), a equação de taxa para a fase do campo óptico é afetada pela diferença do ganho óptico e as perdas na cavidade, assim como a diferença entre a frequência de emissão $\omega(n)$ e a frequência de emissão no limiar ω_{th} . Esta equação sugere que a fase do sinal óptico é influenciada exclusivamente pela densidade de portadores eletrônicos na região ativa do dispositivo. O índice de refração do meio ativo, assim como o índice de grupo, são afetados pelas fontes externas de bombeio. Uma variação nestes muda a velocidade de grupo do campo eletromagnético no meio ativo, o que leva à um deslocamento na fase do sinal óptico. Para lasers de injeção de corrente, a diferença $\omega - \omega_{th}$ é praticamente nula, pois, acima do limiar, que é o caso de interesse prático, $\omega \approx \omega_{th}$. Entretanto, como será visto no próximo capítulo, tal diferença passa a ser significativa e de suma importância na descrição dinâmica do processo de travamento em frequência por injeção de sinal óptico externo.

Equação de Taxa para a Densidade de Portadores Eletrônicos

A formulação da equação de taxa que rege a dinâmica da densidade de portadores eletrônicos na região ativa do dispositivo semicondutor parte da equação da continuidade, sendo esta obtida das equações de Maxwell. Tomando o divergente dos dois lados de (3.4) e lembrando da identidade vetorial $\nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{A}) = 0$, onde $\mathbf{A}$ é um vetor não-nulo, obtém-se a seguinte relação:

$$\nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{H}) = \nabla \cdot \mathbf{J} + \nabla \cdot \left(\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{D} \right) = 0 \quad (3.59)$$

Invertando a ordem de aplicação dos operadores $\nabla \cdot$ e $\partial/\partial t$ no vetor $\mathbf{D}$ e substi-

tuindo (3.1) em (3.59), obtêm-se:

$$\nabla \cdot \mathbf{J} + \frac{\partial}{\partial t} \rho(t, r) = 0 \quad (3.60)$$

A densidade de corrente $\mathbf{J}$, em um dispositivo semiconductor, possui duas contribuições, devido ao movimento de lacunas e elétrons em resposta à aplicação de um campo elétrico $\mathbf{E}$. Logo é conveniente dividir a corrente $\mathbf{J}$ em duas componentes: densidade de corrente devido ao movimento de lacunas, $\mathbf{J}_p$, e densidade de corrente devido ao movimento de elétrons, $\mathbf{J}_e$, de modo que:

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_e + \mathbf{J}_p \quad (3.61)$$

A densidade líquida de carga, ρ , é a soma da densidade lacunas p , densidade de elétrons n , da densidade de cargas doadoras N_d^+ e da densidade de cargas aceitadoras N_{ac}^- na região ativa do dispositivo semiconductor, expressa por:

$$\rho(t, r) = q [p(t, r) - n(t, r) + N_{ac}^-(t, r) - N_d^+(t, r)] \quad (3.62)$$

onde q é a carga do elétron. Substituindo as Eq. (3.61) e (3.62) em (3.60), e notando que as quantidades N_{ac}^- e N_d^+ não variam no tempo, obtêm-se:

$$\nabla \cdot \mathbf{J}_e - q \frac{\partial n(t, r)}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{J}_p + q \frac{\partial p(t, r)}{\partial t} \quad (3.63)$$

Para obter uma equação de taxa temporal para elétrons, assim como para lacunas, defini-se uma quantidade qR , de modo que:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{J}_e - q \frac{\partial n(t, r)}{\partial t} &= qR [n(t), p(t), s(t)] \\ \nabla \cdot \mathbf{J}_p - q \frac{\partial p(t, r)}{\partial t} &= -qR [(n(t), p(t), s(t))] \end{aligned} \quad (3.64)$$

De fato, a divisão de (3.63) em duas outras equações não acrescentou nenhuma informação. Entretanto, esse desenvolvimento matemático foi necessário de forma a permitir mais facilmente uma interpretação física da dinâmica da densidade de portadores eletrônicos na região ativa. A quantidade R pode ser interpretada fisicamente como a diferença entre a taxa por unidade de volume com que os pares elétrons-lacunas se recombinam e a taxa com que os pares são gerados na região ativa do dispositivo. Portanto, R será definida como taxa de recombinação-geração. Claramente, nota-se que predomina a geração/recombinação se $R > 0$ / $R < 0$.

A resolução das equações em (3.64) depende da forma explícita de R a qual é modelada através de conhecimentos de física do estado sólido, para cada tipo de dispositivo. Entretanto, o interesse neste momento é a descrição de dispositivos cuja região ativa é formada por um semicondutor íntrico, como ilustrado pela Fig. 2.7. Ademais, a diferença entre os coeficientes de difusão para os dois portadores eletrônicos, n e p , pode ser considerada praticamente nula, de modo que os dois portadores eletrônicos possam ser modelados como portadores indistinguíveis, e a aproximação $R[n(t), p(t), s(t)] = R[n(t), s(t)]$ seja válida. Desta forma, ao invés da utilização de duas equações diferenciais acopladas para se descrever a dinâmica da densidade de portadores eletrônicos na região ativa, apenas uma pode ser utilizada, uma vez que $n \approx p$. Por convenção, é adotada a equação de taxa para densidade de elétrons. Uma última consideração a ser feita é o uso do modelo de densidade de corrente uniforme através da região ativa [52], de modo que $\nabla \cdot \mathbf{J}_e$ seja nulo. Desta forma, o conjunto de equações (3.64) pode ser reescrito como única equação, dada por:

$$\frac{d}{dt}n(t) = -R[n(t), s(t)] \quad (3.65)$$

De acordo com [52], a taxa de recombinação-geração é dada por:

$$R[n(t), s(t)] = \frac{I(t)}{qV} - \gamma_e [n(t)] n(t) - G[n(t), s(t)] s(t) \quad (3.66)$$

onde I e V são a corrente de polarização direta e o volume da região ativa respectivamente. A taxa de recombinação-geração, $R[n(t), s(t)]$, pode ser interpretada da seguinte forma: os elétrons são gerados pela injeção de corrente de polarização a uma taxa de $I(t)/qV$ e consumidos pelas recombinações espontâneas e não radiativas a uma taxa $\gamma_e [n(t)] \cdot n(t)$ e pelas recombinações estimuladas à uma taxa $G[n(t), s(t)]$.

As equações de taxa (3.51), (3.57) e (3.65) constituem um conjunto de equações diferenciais acopladas de 1º ordem não-lineares. A vantagem da utilização das equações de taxa, ao invés do próprio formalismo de Fabry-Pérot [66]-[68], é que as grandezas evoluem apenas temporalmente e não espacialmente, devido as considerações de distribuição de corrente uniforme e densidade de fótons uniforme na região ativa. Até esse ponto, excluiu-se a necessidade de levar em conta a discretização espacial da cavidade o que tornaria a descrição matemática um tanto quanto laboriosa se o cálculo fosse estendido para muitos modos ressonantes (20, 50 modos), dependendo do comprimento da cavidade e dos parâmetros do dispositivo.

Potência Óptica Emitida

Uma quantidade de interesse prático, em comunicações ópticas, é a potência de saída, $P_{out}(t)$, emitida por uma das faces do laser, dada por [52]:

$$P^{opt}(t) = \frac{1}{2} \frac{h\omega}{2\pi} v_g \alpha_{mir} s(t) \quad (3.67)$$

onde h é a constante de Planck. A Eq (3.67) é válida apenas se as refletividades nas faces frontal e traseira possuírem o mesmo valor. Nota-se que a relação entre a potência óptica emitida e a densidade de fótons na cavidade é linear. Desta forma, conhecida a densidade de fótons na cavidade, é possível calcular a potência óptica emitida por uma das faces do dispositivo semiconductor.

O intuito das próximas secções é o estudo das características de laser monomodo e multimodo de um FP-LD, operando em CW e deconsiderando-se fontes de ruído sob polarização constante, através da solução numérica das equações de taxa.

3.2 Características do Estado de Equilíbrio de Laser Monomodo

As equações de taxa, desenvolvidas nas subsecções anteriores, serão utilizadas nesta secção a fim de obter as características de operação de um laser monomodo, como um laser DFB, sob injeção de corrente de polarização direta I , operando em CW. Em comunicações ópticas, a característica de interesse prática de um laser CW é o comportamento da potência óptica emitida em resposta à corrente aplicada ao dispositivo, também conhecido como curvas LxI (*light-current*).

Em operação CW, o dispositivo semiconductor permanece em equilíbrio dinâmico, ou seja, não há variação temporal da densidade de portadores eletrônicos na região ativa, da densidade de fótons na cavidade e da fase do sinal óptico, pois o sistema encontra-se em estado de equilíbrio (*steady-state*), e as (3.51), (3.57) e (3.65) resumem-se a:

$$\frac{d}{dt}s(t) = 0 \quad (3.68)$$

$$\frac{d}{dt}n(t) = 0 \quad (3.69)$$

$$\frac{d}{dt}\phi(t) = 0 \quad (3.70)$$

Manipulando-se (3.51), (3.57) e (3.65) em estado estacionário, obtêm-se:

$$s = \frac{R_{sp}(n)}{[\gamma - G(n, s)]} \quad (3.71)$$

$$I = qV [\gamma_e(n) n + G(n, s)s] \quad (3.72)$$

$$\omega(n, s) = \omega_{th} + \frac{1}{2}\beta_c \cdot [G(n, s) - \gamma] \quad (3.73)$$

Substituindo (3.71) em (3.72), resulta em:

$$I = qV \left\{ \gamma_e(n) n + R_{sp}(n) \frac{G(n, s)}{[\gamma - G(n, s)]} \right\} \quad (3.74)$$

Para cada valor de I , calcula-se numericamente o valor da raiz n de (3.74), sendo possível expressar a relação $n \times I$. De fato, a solução de (3.74) pode constituir de várias raízes reais e positivas em n , pois a solução da mesma depende do conhecimento de $\gamma_e(n)$, $R_{sp}(n)$ e $G(n, s)$. Entretanto, a única solução válida será aquela cuja substituição do valor de n em (3.71) resulte no valor positivo da densidade de fótons s . As curvas $L \times I$ são finalmente obtidas a partir da relação existente entre potência óptica emitida e densidade de fótons via (3.67). Nota-se por (3.73), que a frequência de emissão, ω , depende da densidade de portadores eletrônicos na região ativa, como comentado anteriormente. Na Fig. 3.2 está esquematizado o algoritmo utilizado na extração do conjunto solução (n, s) .

De acordo com [52], as expressões para $\gamma_e(n)$, $R_{sp}(n)$ e $G(n, s)$ são dadas por:

$$\begin{aligned} \gamma_e(n) &= A_{nr} + Bn + Cn^2 \\ R_{sp}(n) &= B \cdot \beta_{sp} \cdot n^2 V \\ G(n, s) &= G(n) = \Gamma v_g a_o (n - n_{tr}) \end{aligned} \quad (3.75)$$

O número de portadores eletrônicos, N , na cavidade é definido por:

$$N = \int_V n dV = n \int_V dV = nV \quad (3.76)$$

onde a densidade de portadores eletrônico foi assumida uniforme na cavidade de volume V :

$$V = L \cdot w \cdot d \quad (3.77)$$

onde L , w e d são o comprimento, largura e espessura da região ativa, respectivamente.

Figura 3.2: Fluxograma do método numerico utilizado.

3.3 Simulações e Resultados

Inicialmente, foi analisada uma cavidade de $250 \mu m$ de comprimento e comprimento de onda de emissão de limiar igual a $\lambda_{th} = 1,3 \mu m$ e valores de coeficiente de emissão espontânea iguais a 10^{-5} , 10^{-4} e 10^{-3} , respectivamente. As características das curvas LxI e nxI foram investigadas em função da corrente de polarização aplicada ao dispositivo e do coeficiente de emissão espontânea. O software matemático Maple 8.0 foi utilizado como ferramenta computacional na resolução das (3.71)-(3.73). O valor dos parâmetros utilizados nos cálculos estão listados na Tabela 3.1.

3.3.1 Características LxI , Laser Monomodo

A Fig. 3.3 mostra as curvas LxI , em escala logarítmica, para diferentes valores do coeficiente de emissão espontânea. A potência óptica emitida cresce de forma acentuada quando a corrente no dispositivo se aproxima de 16 mA, pois, a partir desse ponto, é atingido o limiar a qual o laser de semiconductor passa a operar.

Parâmetros	Símbolo	Valores
Comprimento da Cavidade	L	250 μm
Largura da região Ativa	w	2 μm
Espessura da região Ativa	d	0,2 μm
Volume da região Ativa	V	100 μm^3
Fator de Confinamento	Γ	0,3
Índice de Grupo	n_g	4
Perdas nas Faces	α_{mir}	45 cm^{-1}
Perdas Internas	α_{int}	40 cm^{-1}
Constante de Ganho Linear	a_o	$2,5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$
Densidade de portadores eletrônicos na transparência	n_{tr}	$1,0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
Coefficiente de Recombinação não Radiativa	A_{nr}	$1,0 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$
Coefficiente de Recombinação Radiativa	B	$1,0 \times 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$
Coefficiente de Recombinação Auger	C	$3,0 \times 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$
Corrente de limiar (calculada por [52])	I_{th}	15,8 mA
Densidade de portadores eletrônicos de limiar (calculada por [52])	n_{th}	$2,14 \times 10^6 \mu\text{m}^{-3}$
Velocidade da luz no vácuo	c	$2,99 \times 10^{10} \text{ cm/s}$

Tabela 3.1: Valores utilizados nas simulações e dados disponibilizados em [52].

No limiar, a potência óptica emitida aumenta algumas ordens de grandeza em resposta a um acréscimo ínfimo de corrente, indicando que o ganho óptico torna-se significativo a partir desse valor de corrente, definido como corrente de limiar I_{th} . Acima do limiar, as curvas LxI possuem comportamento linear como pode ser visualizado na Fig. 3.4 e em vários trabalhos experimentais sobre lasers de semicondutores [52].

Fisicamente, o comportamento da potência óptica emitida, próximo ao limiar, pode ser interpretado como a condição limite em que o valor do ganho óptico, $G(n)$, tende ao valor das perdas na cavidade, γ , e o laser de semicondutor começa a operar. De acordo com esse argumento, pode-se estimar o valor teórico da densidade mínima de portadores eletrônicos na cavidade para que o dispositivo atinga o limiar, impondo a condição limite, onde:

$$\begin{aligned}
 \lim_{n \rightarrow n_{th}} G(n_{th}) &\rightarrow \gamma \\
 n_{th} &\rightarrow \frac{\gamma}{\Gamma v_g a_o} + n_{tr}
 \end{aligned} \tag{3.78}$$

onde n_{th} é chamada densidade de portadores eletrônicos de limiar. O valor de n_{th} independe do coeficiente de emissão espontânea, como prevê (3.78).

A condição de limiar é o ponto crítico onde o ganho óptico torna-se muito maior

Figura 3.3: Curvas LxI , em escala logarítmica, para cavidade de comprimento $L = 250 \mu\text{m}$ e valores de coeficiente de emissão espontânea β_{sp} iguais à 10^{-3} , 10^{-4} e 10^{-5} respectivamente.

que as emissões espontâneas, sendo a contribuição desta última desprezada frente ao valor do ganho óptico na equação de taxa para portadores eletrônicos, (3.66). Desta forma, a corrente de limiar é definida como condição limite onde β_{sp} tende a zero, de modo que:

$$\lim_{\beta_{sp} \rightarrow 0} I_{th} \rightarrow q\gamma_e(n_{th})n_{th}V \quad (3.79)$$

O formato das curvas LxI acima do limiar independe do valor do coeficiente de emissão espontânea, como mostra a Fig. 3.4, assim como a corrente de limiar teórica prevista por 3.79.

A Fig. 3.5 mostra as curvas nxI , normalizadas para diversos valores de β_{sp} . O número de portadores eletrônicos aumenta em resposta ao acréscimo de corrente no dispositivo até atingir o valor de limiar n_{th} , permanecendo praticamente constante para valores superiores a $I_{th} \simeq 16 \text{ mA}$. Após o limiar, um aumento na corrente no dispositivo não contribui significativamente para o aumento da densidade de portadores eletrônicos na região ativa, já que grande fração da densidade de portadores eletrônicos excedentes irá contribuir para a geração de fótons na região ativa. De acordo com esse resultado, substituindo a 3.78 em 3.73, obtém-se:

Figura 3.4: Curvas $L \times I$, em escala linear, para cavidade de comprimento $L = 250 \mu\text{m}$ e valores de coeficiente de emissões espontânea β_{sp} iguais à 10^{-3} , 10^{-4} e 10^{-5} respectivamente.

$$\omega(n) = \omega_{th}, n \geq n_{th} \quad (3.80)$$

concordando com a aproximação teórica já discutida. O formato das curvas $n \times I$ acima do limiar independe do valor do coeficiente de emissão espontânea como mostra a Fig. 3.5 assim como a densidade de portadores eletrônicos de limiar, prevista por 3.78. Para uma fonte óptica monomodo, de acordo com os resultados apresentados e a previsão das equações de taxa, o valor de β_{sp} não tem forte influência sobre o comportamento da dinâmica do dispositivo. Entretanto, para fontes ópticas multimodo, que é o caso de interesse prático, o valor dessa constante afeta significativamente a distribuição de potência dos modos ressonantes na cavidade, sendo esta uma parâmetro importante na construção do dispositivo semiconductor. A próxima seção tratará esse assunto com mais detalhes.

A Fig. 3.6 mostra as curvas $s \times I$ e $n \times I$, normalizadas, para o valor do coeficiente de emissão espontânea β_{sp} igual a 10^{-3} . Este resultado finaliza a discussão precedente a respeito da amplificação óptica no sistema, as quais se tornam significativas apenas quando o número de portadores eletrônicos atinge o valor de limiar n_{th} . Com a ajuda de um software chamado Winding [69], foram extraídos os pontos da referência [52] com

Figura 3.5: Curvas nxI (normalizadas) para valores do coeficiente de emissão espontânea, β_{sp} , iguais a 10^{-3} , 10^{-4} e 10^{-5} , respectivamente.

o intuito de comparar as simulações realizadas (Fig. 3.3 e 3.5, respectivamente), como mostram as Fig. 3.7 e 3.8. Nota-se que as simulações realizadas estão de acordo com as simulações calculadas pela referência, assim como os valores obtidos de I_{th} e n_{th} .

Embora um FP-LD possua, em geral, comportamento multimodo, as informações extraídas sobre o comportamento das curvas LxI , nxI e $\omega(n)$ extraídos do cálculo numérico, assim como as previsões analíticas das equações de taxa desta secção, formam a base teórica para análise e desenvolvimento de sistemas mais complexos apresentados ao longo deste trabalho.

3.4 Características do Estado de Equilíbrio de Laser Multimodo

O espectro de potência de um FP-LD exibe, em geral, comportamento multimodo sob polarização constante e a potência óptica de saída é distribuída entre os vários modos

Figura 3.6: Curvas sxI e nxI (normalizadas) para o valor de coeficiente de emissão espontânea β_{sp} igual a 10^{-3} . A unidade na figura tem valor numérico igual á $1,4536 \times 10^6 (\mu m)^{-3}$ e $2.1396 \times 10^6 (\mu m)^{-3}$ para as curvas sxI e nxI respectivamente.

longitudinais existentes na cavidade [52].

Para uma discussão do comportamento multimodo de um FP-LD, (3.51), (3.57) e (3.65) devem ser generalizadas a fim de incluir os possíveis modos longitudinais ressonantes existentes na cavidade do laser de semiconductor. Se $s_m(t)$ e $\phi_m(t)$ representam a densidade de fótons e a fase do sinal óptico do m -ésimo modo longitudinal, respectivamente, com comprimento de onda de emissão λ_m , as equações de taxa para laser multimodo assumem a forma geral [52]:

$$\frac{d}{dt}s_m(t) = \{G_m[\lambda_m(t), n(t), s_m(t)] - \gamma_m(\lambda_m)\} s_m(t) + R_{sp}[\lambda_m(t), n(t)] \quad (3.81)$$

$$\frac{d}{dt}\phi_m(t) = \omega_m[n(t)] - \omega_{mth} + \frac{1}{2}\beta_c \cdot \{G_m[\lambda_m(t), n(t), s_m(t)] - \gamma_m(\lambda_m)\} \quad (3.82)$$

$$\frac{d}{dt}n(t) = \frac{I}{qV} - \gamma_e[n(t)]n(t) - \sum_m G_m[\lambda_m(t), n(t), s_m(t)]s_m(t) \quad (3.83)$$

onde $n(t)$, $G_m[\lambda_m(t), n(t), s_m(t)]$, $\gamma_m[\lambda_m(t)]$ e $R_{sp}[\lambda_m(t), n(t)]$ são a densidade de portadores eletrônicos, o ganho óptico do m -ésimo modo, a taxa de perda do m -ésimo e a taxa de emissão espontânea do m -ésimo modo ressonante na cavidade do laser de semiconductor, respectivamente. Em FP-LD convencionais, $\gamma_m[\lambda_m(t)] = \gamma$ e $R_{sp}[\lambda_m(t), n(t)] = R_{sp}[n(t)]$,

Figura 3.7: Comparação entre a simulação realizada da curva LxI e o resultado fornecido por [52]

sendo, portanto, independentes do comprimento de onda de emissão [70].

A solução das equações de taxa (3.81)-(3.83) depende da forma do espectro de ganho $G_m[\lambda_m(t), n(t), s_m(t)]$, sendo este obtido experimentalmente [71] ou através do cálculo dos níveis de energia da estrutura [72]. Aproximações parabólicas em $\lambda_m(t)$ são frequentemente usadas na descrição do espectro de ganho, cuja forma geral pode ser expressa por:

$$G_m[\lambda_m(t), n(t)] = \Gamma v_g \left\{ G_o[n(t)] - \left[\frac{\lambda_m(t) - \lambda_o(t)}{\Delta\lambda_g} \right]^2 \right\} \quad (3.84)$$

onde $\Delta\lambda_g$ é o fator de ganho linear ajustado para ajustar os valores teóricos das curvas LxI [73].

Nessa aproximação, o modo central, $m = 0$, está localizado no comprimento de onda central, $\lambda_o(t)$, e as frequências dos demais modos, $\lambda_m(t)$, denominados modos laterais, são dadas por:

$$\lambda_m(t) = \lambda_o(t) + m\Delta\lambda_L \quad (3.85)$$

onde m é inteiro e está compreendido entre $-M$ e M , totalizando $2M + 1$ modos na cavidade e $\Delta\lambda_L$ é o espaçamento em comprimento de onda dos modos longitudinais, em

Figura 3.8: Comparação entre a simulação realizada da curva $n \times I$ e o resultado fornecido por [52].

condição de oscilação, dada por [52]:

$$\Delta\lambda_L(t) = \frac{\lambda_o^2(t)}{2n_g L} \quad (3.86)$$

onde c é a velocidade da luz, n_g é o índice de refração de grupo e L é o comprimento da cavidade. Combinando (3.84), (3.85) e (3.86), obtém-se:

$$G_m [\lambda_m(t), n(t)] = \Gamma v_g \left[G_o [n(t)] - \left(\frac{m\lambda_o^2(t)}{2n_g L \Delta\lambda_g} \right)^2 \right] \quad (3.87)$$

Por meio de (3.87), nota-se que a distribuição de potência entre os modos laterais é simétrica em relação ao modo central e possui valor máximo, $G_o(n)$, em $m = 0$. A distribuição do ganho óptico dos modos longitudinais não é necessariamente simétrica em relação ao modo central, fato evidenciado experimentalmente. A temperatura, assim como os parâmetros de construção do dispositivo, influenciam fortemente na estabilidade e no espectro de saída da fonte óptica, de modo a se obter uma distribuição de potência não simétrica [70]. Entretanto, sobre certas condições experimentais é possível modelar o ganho em potência para formas gaussianas, ou até mesmo lorentzianas [27]-[28].

Para obtenção das curvas $L \times I$, o procedimento é análogo ao do laser monomodo descrito na secção anterior. Em estado de equilíbrio, as equações (3.81) - (3.83) resumem-se

a:

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}s_m(t) &= 0 \\ \frac{d}{dt}\phi_m(t) &= 0 \\ \frac{d}{dt}n(t) &= 0\end{aligned}\tag{3.88}$$

Manipulando o conjunto de Eq.(3.88), pode ser obtido:

$$s_m = \frac{R_{sp}(n)}{[\gamma - G_m(\lambda_m, n)]}\tag{3.89}$$

$$I = qV \left[\gamma_e(n)n + \sum_m G_m(\lambda_m, n) s_m \right]\tag{3.90}$$

$$\omega_m(n) = \omega_{mth} + \frac{1}{2}\beta_c \cdot [G[\lambda_m, n] - \gamma_m(\lambda_m)]\tag{3.91}$$

Substituindo-se (3.89) em (3.90) obtém-se

$$I = qV \left[\gamma_e(n)n + R_{sp}(n) \sum_m \frac{G_m(\lambda_m, n)}{[\gamma - G_m(\lambda_m, n)]} \right]\tag{3.92}$$

Para cada valor de I , calcula-se numericamente o valor de n por meio de (3.92) sendo possível expressar a relação $n \times I$ e calcular a densidade de fótons s_m através de (3.89). A obtenção das curvas $L \times I$, para laser de semiconductor multimodo depende apenas do conhecimento da relação entre potência óptica emitida e densidade de fótons.

De acordo com a referência [70], as expressões para $G_o[n(t)]$, $R_{sp}(n)$, $\gamma_e(n)$ e γ assumem respectivamente a forma:

$$G_m(\lambda_m, n) = \Gamma v_g \left\{ a_o(n - n_{tr}) - \left[\left(\frac{m\lambda_o^2(t)}{2n_g L \Delta \lambda_g} \right)^2 \right] \right\}\tag{3.93}$$

$$R_{sp}(n) = \frac{\Gamma \beta_{sp} n}{\tau_s}\tag{3.94}$$

$$\gamma_e(n) = \frac{1}{\tau_s}\tag{3.95}$$

$$\gamma = v_g(\alpha_{mir} + \alpha_{int})\tag{3.96}$$

onde:

$$\alpha_{mir} = \frac{2}{L} \ln \left(\frac{1}{R} \right)\tag{3.97}$$

$$v_g = \frac{c}{n_g}\tag{3.98}$$

Nas equações acima, τ_s é o tempo de vida dos portadores eletrônicos que participam de recombinações radiativas, γ é a taxa de perdas na cavidade, v_g é a velocidade de grupo, α_{int} é o coeficiente de perdas internas e R e α_{mir} são a refletividade nas faces e o coeficiente de perda FP-LD em estado de oscilação respectivamente. A potência óptica emitida pelo m -ésimo modo, P_m^{opt} , é dada por [70]:

$$P_m^{opt} = \frac{1}{2} R^{-1/2} (1 - R) w d \frac{c}{n_g} E_m \frac{s_m}{\Gamma} \quad (3.99)$$

onde w é a largura da região ativa, d a espessura da região ativa, n_g é o índice de grupo, c é a velocidade da luz no vácuo e E_m é a energia do fóton emitida pelo m -ésimo modo, expressa por:

$$E_m = h\nu_m \quad (3.100)$$

onde h é a constante de Planck e ν_m é a frequência de emissão do m -ésimo modo. Na Fig. 3.9 está esquematizado o algoritmo utilizado para a extração do conjunto solução $(n, s_{-m}, \dots, s_m)$.

Figura 3.9: Fluxograma do método numérico utilizado para o cálculo para uma cavidade multimodo.

Parâmetros	Símbolos	Valores
Comprimento da região ativa	L	50 e 250 μm
Largura da região ativa	w	5 μm
Espessura da região ativa	d	0,2 μm
Volume da região ativa	V	50 e 250 μm^3
Fator de confinamento	Γ	0,5
Índice de grupo	n_g	4
Índice de refração da região ativa	n_r	3,4
Perdas internas	α_{int}	20 cm^{-1}
Refletividades nas faces	R	0,3
Constante de ganho linear	a_o	$2,5 \cdot 10^{-16} \text{cm}^2$
Densidade de portadores eletrônicos na transparência	n_{tr}	$4,5 \cdot 10^{17} \text{cm}^3$
Comprimento de onda de limiar do modo central	λ_{oth}	1,3 μm
Fator de ganho parabólico	$\Delta\lambda_g$	2,1 $\text{nm} \cdot \text{cm}^{1/2}$
Velocidade da luz no vácuo	c	$3 \cdot 10^{14} \mu\text{ms}^{-1}$
m-ésimo modo	m	[-8,8]
Corrente de limiar (calculada pela Ref. [70])	I_{th}	6 e 13 mA

Tabela 3.2: Valores utilizados nas simulações e dados disponibilizados pela referência [70].

3.5 Simulações e Resultados

Foram analisadas cavidades de comprimentos iguais a 250 μm e 50 μm , e valores de coeficiente de emissão espontânea iguais a 10^{-5} , 10^{-4} e 10^{-3} , respectivamente. A largura w e espessura d da região ativa foram mantidas fixas. O comprimento de onda do modo central ($m = 0$) utilizado foi 1,3 μm . Para as duas cavidades foram utilizados 16 modos laterais, totalizando 17 modos ressonantes. Foram investigadas as curvas LxI em relação à corrente de polarização I , comprimento da cavidade L , coeficiente de emissão espontânea β_{sp} e condição de operação monomodo/multimodo. Foi utilizado o Maple 8.0 como ferramenta computacional na resolução das Eq. (3.89)-(3.91). Outros parâmetros estão disponibilizados na Tabela 3.2.

3.5.1 Características das curvas LxI para laser multimodo

A Fig. 3.10 mostra as curvas LxI , em escala logarítmica, calculadas para a cavidade de 250 μm de comprimento. Na figura, estão representados o modo central e oito modos laterais adjacentes, totalizando 9 modos dos 17 utilizados na simulação.

Figura 3.10: Curvas LxI , em escala logarítmica, calculadas para a cavidade de comprimento $L = 250 \mu\text{m}$ e coeficiente de emissão espontânea $\beta_{sp} = 10^{-4}$. Na figura estão representados o modo central ($m = 0$) e oito modos laterais adjacentes ($m = \pm 1, m = \pm 2, m = \pm 3, m = \pm 4$) totalizando 9 modos dos 17 utilizados na simulação. A corrente de limiar teórica calculada foi 13,1 mA

A potência óptica emitida pelos modos cresce de forma acentuada quando o valor da corrente no dispositivo se aproxima de 13 mA, pois, a partir desse ponto, é atingido o valor da corrente de limiar I_{th} . Próximo ao limiar, a potência óptica emitida pelo modo central aumenta algumas ordens de grandeza e comporta-se de forma linear para valores superiores de corrente, análogo ao que acontece com a curva LxI do laser monomodo da secção anterior, como mostra a Fig. 3.11. Apesar do aumento significativo de potência óptica emitida pelos modos laterais próximo ao limiar, para valores de corrente de polarização superiores à I_{th} , ocorre saturação em potência. Para altos valores de corrente, o acréscimo da potência óptica total emitida pelo laser dever-se-á primordialmente ao acréscimo da potência óptica emitida do modo central.

O comportamento das curvas LxI da Fig. 3.10 pode ser explicado devido ao modelo de distribuição de ganho parabólico assumido em (3.93) e da condição física de limiar desenvolvida no capítulo anterior. A condição de limiar do m -ésimo modo pode ser interpretada fisicamente como a condição limite em que o valor do ganho óptico, $G_m(\lambda_m, n)$, tende ao valor das perdas γ na cavidade e o laser começa a operar. De acordo

com esse argumento, pode-se estimar a densidade mínima de portadores eletrônicos do m -ésimo modo, n_{th}^m , para que este atinja o limiar de operação, impondo a condição:

$$\lim_{\beta_{sp} \rightarrow 0} G_m(\lambda_m, n_{th}^m) \rightarrow \gamma \quad (3.101)$$

$$\Gamma v_g \left\{ a_o(n_{th}^m - n_{tr}) - \left[\left(\frac{m \cdot \Delta \lambda_L}{\Delta \lambda_g} \right)^2 \right] \right\} \rightarrow \gamma$$

Rearranjando os termos, obtém-se:

$$n_{th}^m \rightarrow \frac{\gamma + \left(\frac{m \cdot \Delta \lambda_L}{\Delta \lambda_g} \right)^2}{\Gamma a_o v_g} + n_{tr} \quad (3.102)$$

Por meio de (3.102), nota-se que n_{th}^m é diretamente proporcional a m^2 , apresentando valor mínimo em $m = 0$. Quanto mais afastado do modo central, maior será o valor da densidade de portadores eletrônicos para que o m -ésimo modo atinja o limiar.

Figura 3.11: Cálculo das curvas LxI , em escala linear, para cavidade de comprimento $L = 250 \mu\text{m}$ e valor de coeficiente de emissão espontânea β_{sp} igual à 10^{-4} para os mesmos parâmetros da Fig. 3.10.

O modo central é o primeiro a atingir o limiar, pois os demais modos necessitam de correntes mais altas para que possam atingir a densidade de portadores eletrônicos mínima de limiar. Assim, a densidade de portadores eletrônicos de limiar, para lasers

multimodo, pode ser definida a partir do valor da densidade de portadores eletrônicos de limiar do modo central, expressa por:

$$n_{th}^m = n_{th}^0 = n_{th} \rightarrow \frac{\gamma}{\Gamma a_o v_g} + n_{tr} \quad (3.103)$$

Nota-se que a densidade de portadores eletrônicos dada por (3.103) independe do coeficiente de emissão espontânea, assim como (3.78) para lasers monomodo. A corrente de limiar para laser multimodo é definida de forma análoga à do capítulo anterior, e é expressa por:

$$I_{th} = \frac{qVn_{th}}{\tau_s} \quad (3.104)$$

Substituindo (3.103) em (3.91), encontra-se novamente:

$$\omega_m(n) = \omega_{mth} \quad (3.105)$$

A Fig. 3.12 mostra a curva LxI , em escala logarítmica para valor de $\beta_{sp} = 10^{-4}$, e comprimento de cavidade $L = 250\mu\text{m}$, comparando os resultados obtidos pela referência [70] e pelas simulações realizadas (Fig. 3.10). Nota-se que as simulações realizadas estão de acordo com os resultados obtidos em [70], assim como os valores obtidos da corrente de limiar analítico e numérico.

Figura 3.12: Comparação entre a simulação obtida para $m = 0$, $L = 250\mu\text{m}$ e $\beta_{sp} = 10^{-4}$ e a simulação de [70].

3.5.2 Características LxI vs comprimento da cavidade

As Fig. 3.13 (a)-(b) mostram as curvas LxI , em escala logarítmica, para cavidades de comprimento iguais à $250\mu\text{m}$ e $50\mu\text{m}$ respectivamente. Notam-se, claramente, dois aspectos importantes que diferenciam o comportamento das curvas LxI em relação ao comprimento da cavidade: Em primeiro lugar, o valor da corrente de limiar. Em segundo lugar, a distribuição de potência entre os modos. À medida que o tamanho da cavidade decresce, a corrente necessária para atingir o limiar e a potência óptica emitida pelos modos laterais diminuem.

Figura 3.13: Curvas LxI , em escala logarítmica, com valor de coeficiente de emissão espontânea $\beta_{sp} = 10^{-4}$ e comprimento de cavidade (a) $L = 250 \mu\text{m}$ e (b) $L = 50 \mu\text{m}$.

O comportamento da corrente de limiar, I_{th} , em relação ao comprimento da cavidade L , pode ser facilmente previsto pelas equações de taxa. Substituindo as equações (3.36), (3.52), (3.77) e (3.103) em (3.104), obtém-se:

$$I_{th} = \frac{qwd}{\Gamma a_o \tau_s} \left[(\alpha_{int} + \Gamma a_o n_{tr}) L + 2 \ln \left(\frac{1}{R} \right) \right] \quad (3.106)$$

Todos os parâmetros, com exceção do comprimento da cavidade, foram mantidos fixos para as duas simulações. Desta forma, quanto maior o comprimento da cavidade maior a corrente necessária para atingir o limiar, explicando o comportamento dos resultados obtidos acima. Entretanto, em alguns modelos teóricos e trabalhos experimentais

[70], I_{th} é inversamente proporcional a L , o que implica em altos valores de polarização em cavidades curtas para que possam atingir o limiar de operação.

A distribuição de potência entre os modos em relação ao comprimento da cavidade é explicada pelas Eq. (3.86) - (3.87). Quanto maior o comprimento da cavidade, maior é o espaçamento em comprimento de onda entre os modos, concentrando o ganho óptico praticamente no modo central.

Uma outra grandeza de interesse prático em comunicações ópticas, a qual define o critério fonte óptica monomodo/multimodo, é a razão entre a potência óptica emitida pelo modo mais intenso, nesse caso m_o , e a potência óptica emitida pelo modo lateral mais intenso, nesse caso m_1 , chamada razão de supressão modal (*Mode Supression Ratio* - MSR), dada por:

$$MSR(dB) = 10 \log \left(\frac{P_o^{out}}{P_1^{out}} \right) \quad (3.107)$$

A definição fonte óptica monomodo, de acordo com [70], é dada para valores de MSR superiores a 13 dB ($P_o^{out} \geq 20.P_1^{out}$). A Fig. 3.14 mostra o cálculo da MSR para os resultados obtidos para a Fig. 3.13.

Logo após o limiar, a cavidade de 50 μm comporta-se praticamente como fonte óptica monomodo. Entretanto, a cavidade de 250 μm atinge valores de MSR superiores a 13 dB somente para valores altos de corrente ($I \approx 3I_{th}$), comportando-se como fonte óptica monomodo a partir desse ponto.

3.5.3 Características LxI vs coeficiente de emissão espontânea

As Fig. 3.15 (a)-(b) mostram as curvas LxI , em escala logarítmica, simuladas para a cavidade de 250 μm de comprimento e valores de β_{sp} iguais a 10^{-3} e 10^{-4} , respectivamente. Nota-se, claramente, o comportamento multimodo da fonte óptica à medida que o valor de β_{sp} aumenta, pois há uma grande distribuição em potência entre os modos na cavidade, e a potência óptica não fica praticamente concentrada no modo central.

O comportamento das curvas LxI em relação ao coeficiente de emissão espontânea não é obtida tão diretamente das equações de taxa como as outras características discutidas anteriormente. O ponto de partida é a observação em relação à saturação da potência óptica emitida pelos modos laterais.

De acordo com os resultados observados até o momento, acima do limiar, a potência óptica emitida pelo modo central cresce linearmente com o aumento da corrente

Figura 3.14: MSR para valor de coeficiente de emissão espontânea $\beta_{sp} = 10^{-4}$ e comprimento de cavidade iguais a $50\mu\text{m}$ e $250\mu\text{m}$ respectivamente.

de polarização. Entretanto, a potência óptica emitida pelos modos laterais atinge um valor de saturação, sendo este diretamente proporcional ao tamanho da cavidade e ao coeficiente de emissão espontânea. Para valores extremamente altos de corrente de polarização, a MSR torna-se tão grande de modo que as aproximações matemáticas dadas por:

$$\begin{aligned}
 s_o &\rightarrow \infty \\
 s_m &= s_{msat} \\
 n &= n_{th} \\
 P_m^{out} &= P_{msat}^{out} = R^{-1/2}(1-R)wd\frac{c}{n_g}E_m\frac{s_{msat}}{\Gamma}
 \end{aligned} \tag{3.108}$$

sejam válidas. Nas equações acima, s_{msat} e P_{msat}^{out} são a densidade de fótons e a potência óptica de saturação do m -ésimo modo respectivamente. De fato, para valores altos de corrente de polarização, a densidade de fótons e a potência óptica emitida pelos modos laterais saturam e tornam-se desprezíveis em comparação ao modo central. A densidade de portadores eletrônicos não ultrapassa apreciavelmente o valor de limiar, como discutido anteriormente. Dadas as condições acima, só é preciso encontrar uma expressão que relacione s_{msat} à β_{sp} .

Em estado de equilíbrio, s_o e s_m são obtidos diretamente de (3.89), e podem ser

Figura 3.15: Curvas LxI , em escala logarítmica, para cavidade de $250 \mu\text{m}$ de comprimento e valores de coeficiente de emissão espontânea iguais a (a) 10^{-3} e (b) 10^{-4} .

expressos por:

$$s_o = \frac{\beta_{sp} n / \tau_s}{\gamma / \Gamma - v_g a_o (n - n_{tr})} \quad (3.109)$$

$$s_m = \frac{\beta_{sp} n / \tau_s}{\gamma / \Gamma - v_g a_o (n - n_{tr}) + v_g \left(m \frac{\Delta \lambda_L}{\Delta \lambda_g} \right)^2}$$

Combinando essas duas Eq., obtém-se:

$$s_m = \frac{1}{\left[1/s_o + v_g \tau_s (m^2 \Delta \lambda_L^2) / \beta_{sp} n (\Delta \lambda_g)^2 \right]} \quad (3.110)$$

Substituindo a condição limite, descrita em (3.108), (3.110) pode ser reescrita como:

$$s_{msat} = \frac{1}{\left[v_g \tau_s (m^2 \Delta \lambda_L^2) / \beta_{sp} n (\Delta \lambda_g)^2 \right]} \quad (3.111)$$

Substituindo (3.111) em (3.108), finalmente é obtida a relação entre P_{msat}^{out} e β_{sp} por meio da seguinte relação:

$$P_m^{out} = P_{msat}^{out} = R^{-1/2} (1 - R) w d \frac{c}{v_g n_g} E_m \frac{n_{th}}{\tau_s} \left(\frac{\Delta \lambda_g}{\Delta \lambda_L} \right) \beta_{sp} \quad (3.112)$$

A potência óptica de saturação é diretamente proporcional ao coeficiente de emissão espontânea, como previsto pelos resultados.

Nesse seção, foram estudadas as características básicas de operação de uma cavidade de FP-LD, cuja modelagem numérica foi realizada pelas equações de taxa. A potência óptica emitida pelo modo central possui comportamento análogo à do laser monomodo, calculado na seção anterior, assim como as definições de corrente e densidade de portadores eletrônicos de limiar devido à saturação de potência dos modos longitudinais. Cavidades curtas comportam-se como fontes ópticas monomodo, em comparação à cavidades longas, devido ao grande espaçamento em comprimento de onda entre os modos, reduzindo o ganho óptico dos modos longitudinais. O comportamento monomodo/multimodo de uma fonte óptica depende do coeficiente de emissão espontânea e do comprimento da cavidade, sendo definido pelo cálculo da MSR. À medida que o comprimento da cavidade e o coeficiente de emissão espontânea aumentam, a potência óptica emitida pelos modos laterais aumenta, e a cavidade comporta-se como fonte óptica multimodo. Ao projetar uma fonte óptica *colorless*, é necessário construir um dispositivo de cavidade longa ($\approx 500 \mu m$) e um coeficiente de emissão espontânea $\approx 10^{-3}$ para que haja distribuição de potência entre vários modos da cavidade e este possa operar em uma larga faixa de comprimento de onda. Entretanto, mesmo com essas características, pode ocorrer que os modos mais afastados do modo central não possuam potência suficiente para propagar o sinal do OLT até a ONU do sistema.

Capítulo 4

Travamento Óptico em Frequência

4.1 Travamento óptico em frequência de FP-LD por injeção de sinal óptico externo

4.1.1 Introdução

O fenômeno de travamento em frequência em sistemas oscilatórios tem sido uma área de interesse para matemáticos e físicos. Em 1600, Christian Huygens descobriu o travamento mecânico em frequência por meio da observação do sincronismo entre dois relógios de pêndulos fixados na mesma parede. Esse sistema, formado por dois osciladores acoplados, exibia travamento mecânico mútuo devido a vibração do ponteiro dos minutos, que propagava-se pela parede, sincronizando os relógios. A descrição matemática desse fenômeno foi somente compreendida após quase 3 séculos, graças aos estudos desenvolvidos em dinâmica não linear de sistemas acoplados por Henri Poincaré no final do século XIX.

Em meados de 1920, surgiram os primeiros trabalhos de travamento em frequência de sistemas elétricos acoplados, estudados pioneiramente por Van der Pol [74]. Tais sistemas eram constituídos, basicamente, por dois tipos de circuitos elétricos oscilatórios, sendo o primeiro circuito, C_1 , considerado o escravo, constituído de componentes $R_1 L_1 C_1$ (resistor-indutor-capacitor) com polarização constante V_1 , e o segundo circuito considerado o mestre, C_2 , formado por componentes $R_2 C_2$ (resistor-capacitor) com excitação alternada V_2 . A estabilidade em frequência do circuito C_1 era fortemente influenciada pelos valores das componentes de C_2 , de modo que, mantendo-se fixo os parâmetros de C_1 , para valores específicos de R_2, C_2 e V_2 , era possível sincronizar o primeiro circuito

em fase, ou amplitude, ao segundo através da injeção de sinal elétrico. Alguns anos mais tarde, em 1949, Robert Adler [75] fundamentou, matematicamente, o fenômeno de travamento em frequência de sistemas elétricos oscilatórios por meio de equações diferenciais acopladas.

Com a criação do primeiro oscilador óptico formado por um laser de ruby, em 1960 [76], a técnica de travamento foi naturalmente transplantada para os sistemas ópticos. Em 1966, o primeiro experimento de travamento em frequência por injeção de sinal óptico foi realizado com o uso de dois lasers de HeNe [77]. Com o desenvolvimento de meios ativos formados por materiais semicondutores, a técnica de travamento pôde ser aplicada a lasers semicondutores usados em sistemas de telecomunicações [78].

A técnica consiste em injetar sinal óptico externo em uma cavidade de material semicondutor, seja por um laser CW ou, até mesmo, por meio de um sinal de ASE de banda estreita, gerada após filtragem do espectro de saída de um amplificador óptico por um AWG, cuja frequência central esteja em fase e próxima à frequência do modo que se deseja o travar. A proximidade entre a frequência central do sinal óptico externo e a frequência do modo do FP-LD escolhido é essencial para que ocorra ressonância na cavidade, reduzindo a potência óptica emitida pelos demais modos e forçando o laser a oscilar em modo único. Desta forma, uma cavidade de FP-LD pode comportar-se como fonte óptica monomodo em vários comprimentos de onda variando-se o a frequência central do sinal óptico externo.

Neste capítulo, serão estudadas as características de travamento em uma cavidade de FP-LD por meio da modelagem numérica das equações de taxa desenvolvidas em [79]-[93]. Adicionalmente, optou-se por utilizar o *software* Optisystem 8.0 para realizar algumas simulações sobre o desempenho do dispositivo semicondutor.

4.1.2 Travamento em frequência de FP-LD monomodo por injeção de sinal óptico coerente

Conforme discutido na seção 4.1.1, uma das formas de se utilizar a técnica de travamento em uma cavidade de FP-LD é a injeção de sinal óptico externo por um laser monomodo, como o DFB, por exemplo, operando em CW. De fato, o custo de disponibilizar um DFB específico para gerar a semente óptica para travar apenas um FP-LD é inviável do ponto de vista econômico, conforme discutido na Introdução. Entretanto,

pode-se projetar vários FP-LD similares com um espaçamento modal relativamente curto, de forma a se obter um espectro plano, como discutido no Capítulo 3. Desta forma, um dos FP-LD poderia ser usado como a própria fonte BLS do sistema para travar outros FP-LD localizados no OLT, o que caracterizaria a rede como CLS. De acordo com essa proposta, foi investigado o comportamento de um sistema óptico constituído de duas cavidades de FP-LD. O espectro do primeiro FP-LD, considerado o ML do sistema, é devidamente fatiado por um AWG de forma a se utilizar apenas um dos modos da cavidade para ser injetado no segundo FP-LD, considerado como SL. Os dois dispositivos operam em regime CW. A dinâmica do SL monomodo travado por um sinal óptico coerente está muito bem fundamentada na literetura [79]-[93], e as equações de taxas que modelam tal dinâmica são dadas por:

$$\frac{d}{dt}S(t) = \{a[N(t) - N_{tr}] - \gamma\} S(t) + 2k_c \sqrt{S(t)S_{inj}(t)} \cos[\phi(t)] \quad (4.1)$$

$$\frac{d}{dt}\phi(t) = \frac{\beta_c}{2} \{a[N(t) - N_{tr}] - \gamma\} - k_c \sqrt{\frac{S_{inj}(t)}{S(t)}} \sin[\phi(t)] - \Delta\omega_{inj} \quad (4.2)$$

$$\frac{d}{dt}N(t) = J(t) - \gamma_e(N)N(t) - \{a[N(t) - N_{tr}] - \gamma\} S(t) \quad (4.3)$$

Nas equações acima, $S(t)$, $N(t)$, $J(t)$, N_{tr} , a são o número de fótons do SL, número portadores eletrônicos do SL, taxa de corrente elétrica, número de portadores eletrônicos na transparência, taxa da constante de ganho linear e $\phi(t)$ é a diferença de fase entre o ML e o SL. Os termos de injeção, k_c , $S_{inj}(t)$ e $\Delta\omega_{inj}$ são a constante de acoplamento, o número de fótons injetado no SL e a dissintonia em frequência entre o ML e o SL, respectivamente. $\Delta\omega_{inj}$ é definida como:

$$\Delta\omega_{inj} = \omega_{inj} - \omega_{fr} \quad (4.4)$$

onde ω_{inj} é a frequência de emissão do ML e ω_{fr} é a frequência do SL antes da injeção, ou seja, na ausência de sinal óptico externo. Apesar de (4.1)-(4.3) descreverem a dinâmica de um laser monomodo travado sob injeção de sinal óptico externo, a formulação desenvolvida aqui permitirá, posteriormente, a inclusão de outros modos. No presente modelo, as emissões espontâneas podem ser desconsideradas frente ao termo de injeção de sinal óptico externo. Entretanto, tal aproximação só é válida para lasers monomodos.

4.1.3 Soluções em Estado Estacionário

Em estado estacionário, a solução das equações de taxa do SL travado sob injeção é a base para o entendimento da dinâmica do fenômeno de travamento em fontes ópticas. A cavidade de FP-LD, após o travamento óptico, é admitida operar continuamente, uma vez que esta esteja localizada no OLT e utiliza-se do esquema de *loop-back*. É conveniente expressar as soluções de (4.1)-(4.3) em estado estacionário do SL travado em relação à solução do SL em *free-running*, dadas pela condições já citadas:

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}S(t) &= 0 \\ \frac{d}{dt}\phi(t) &= 0 \\ \frac{d}{dt}N(t) &= 0\end{aligned}\tag{4.5}$$

Combinando-se (4.1) e (4.3), obtém-se:

$$S_{fr} = \frac{J - \gamma_e(N_{th})N_{th}}{\gamma}\tag{4.6}$$

onde S_{fr} é o número de fótons do SL em estado *free-running* e N_{th} é o número de portadores eletrônicos de limiar, dado por:

$$\lim_{(\gamma \rightarrow a[N(t) - N_{tr}])} N_{th} \rightarrow N_{tr} + \frac{\gamma}{a}\tag{4.7}$$

As soluções de (4.1)-(4.3), após certa manipulação algébrica, para o SL travado em estado estacionário, é dada por:

$$S_o = \frac{S_{fr} - [\gamma_e(N)/\gamma] \Delta N_o}{1 + (a\Delta N_o/\gamma)}\tag{4.8}$$

$$\phi_o = \sin^{-1} \left\{ -\frac{\Delta\omega_{inj}}{k_c \sqrt{1 + \beta_c^2}} \sqrt{\frac{S_o}{S_{inj}}} \right\} - \tan^{-1}(\beta_c)\tag{4.9}$$

$$\Delta N_o = -\frac{2k_c}{a} \sqrt{\frac{S_{inj}}{S_o}} \cos(\phi_o)\tag{4.10}$$

onde S_o e ϕ_o são o número de fótons do SL travado e a diferença de fase do sinal óptico em estado estacionário, respectivamente, e ΔN_o é definido por:

$$\Delta N_o = N_o - N_{th}\tag{4.11}$$

onde N_o é o número de portadores eletrônicos em estado estacionário do SL travado.

4.1.4 Critérios de Estabilidade e banda de travamento

A resolução de (4.8) - (4.10) e (4.11) não é imediata, pois é necessário o conhecimento acerca da região dos valores de ϕ_o e ΔN_o que torna a solução do sistema estável, ou seja, uma vez que o SL é travado com valores de potência de injeção e $\Delta\omega_{inj}$ fixos, este permanece incondicionalmente em regime estacionário após o término do período transiente. Tais soluções são definidas como critérios de estabilidade e estão bem fundamentadas na literatura [79] - [93].

Antes da análise dos critérios de estabilidade, uma mudança de variável no sistema (4.8) – (4.10) é necessária, assim como algumas manipulações algébricas. Combinando as soluções estacionárias (4.8) – (4.10) do SL travado, obtém-se:

$$\Delta\omega_{inj} = -k_c \sqrt{\frac{S_{inj}}{S_o}} [\beta_c \cos(\phi_o) + \sin(\phi_o)] \quad (4.12)$$

Fazendo a seguinte substituição:

$$\Psi = \tan^{-1}(\beta_c) \quad (4.13)$$

e usando as seguintes relações trigonométricas elementares:

$$\begin{aligned} \sin(\Psi + \phi_o) &= \sin(\Psi) \cos(\phi_o) + \sin(\phi_o) \cos(\Psi) \\ \sin[\tan^{-1}(\beta_c)] &= \frac{\beta_c}{\sqrt{\beta_c^2 + 1}} \\ \cos[\tan^{-1}(\beta_c)] &= \frac{1}{\sqrt{\beta_c^2 + 1}} \end{aligned} \quad (4.14)$$

As Eq.(4.12) pode ser reescrita como:

$$\Delta\omega_{inj} = -k_c \sqrt{\frac{S_{inj}}{S_o}} \sqrt{\beta_c^2 + 1} \sin[\tan^{-1}(\beta_c) + \phi_o] \quad (4.15)$$

Esse conjunto de manipulações algébricas permitiu relacionar $\Delta\omega_{inj}$ à ϕ_o em uma forma compacta, permitindo a extração do primeiro critério de estabilidade e da banda de travamento. Rearranjando (4.15), obtém-se

$$\sin^{-1} \left(\frac{\Delta\omega_{inj}}{k_c \sqrt{\beta_c^2 + 1} \sqrt{\frac{S_o}{S_{inj}}}} \right) = \tan^{-1}(\beta_c) + \phi_o \quad (4.16)$$

A obtenção da banda de travamento é imediata, devido à própria construção de (4.16). O domínio real do arco seno de qualquer função f é limitado ao intervalo:

$$-\frac{\pi}{2} < \sin^{-1}(f) < \frac{\pi}{2} \quad (4.17)$$

Combinando (4.16) e (4.17), a banda de travamento pode ser expressa por:

$$|\phi_o + \tan^{-1}(\beta_c)| \leq \frac{\pi}{2} \quad (4.18)$$

O primeiro critério de estabilidade é obtido por (4.10). Vários trabalhos teóricos e experimentais indicam que a densidade de portadores eletrônicos, uma vez fixado o valor de $J(t)$, decresce à medida que a potência de injeção é aumentada. Logo, o segundo critério de estabilidade, derivado de (4.10), é dado por:

$$\Delta N_o \leq 0 \rightarrow |\cos(\phi_o)| \leq 1 \rightarrow |\phi_o| \leq \frac{\pi}{2} \quad (4.19)$$

Após alguma algebra, as desigualdades resultantes de (4.18)-(4.19) são satisfeitas se, e somente se:

$$-\frac{\pi}{2} \leq \phi_o \leq \cot g^{-1}(\beta_c) \quad (4.20)$$

A Eq. (4.20) expressa as condições de contorno de ϕ_o . Entretanto, experimentalmente, o controle de ϕ_o não é tão usual, ou seja, não é um grau de liberdade facilmente acessível, sendo necessário definir, ou expressar, outras grandezas que estejam relacionadas à ϕ_o e satisfaçam à condição imposta em (4.20). Substituindo a condição de contorno de (4.20) em (4.15), tem-se que:

$$-k_c \sqrt{\frac{S_{inj}}{S_o}} \sqrt{1 + \beta_c^2} \leq \Delta\omega_{inj} \leq k_c \sqrt{\frac{S_{inj}}{S_o}} \quad (4.21)$$

Definindo a razão de injeção como:

$$R(dB) = 10 \log \left(\frac{S_{inj}}{S_o} \right) \quad (4.22)$$

A dissintonia em frequência, assim como a razão de injeção, são duas variáveis que podem ser melhor controladas experimentalmente em comparação à ϕ_o , e uma vez estabelecidas, as demais equações são resolvidas em função destes parâmetros.

A Eq. (4.21) estabelece um intervalo, não simétrico em relação a 0 GHz, entre os valores de dissintonia em frequência cujo travamento óptico seja estável. Entretanto, tal solução refere-se às equações de um LE monomodo, e esse intervalo pode ser reduzido em uma cavidade de FP-LD, devido à coexistência de vários modos na cavidade. O interesse prático da solução de (4.21) é o comportamento de S_o , N_o e ϕ_o em relação à $R(dB)$ e $\Delta\omega_{inj}$, denominado mapa de estabilidade. É intuitiva a existência de certo limite onde a condição de estabilidade deixe de ser satisfeita para valores suficientemente grandes de $\Delta\omega_{inj}$ ou

suficientemente pequenos de $R(dB)$. O mecanismo de travamento óptico é um processo de ressonância entre a frequência dos modos existentes na cavidade e a frequência central do sinal óptico externo. Logo, certa proximidade entre tais frequências, para um dado valor de $R(dB)$, é necessária para que o fenômeno ocorra. Na Fig. 4.1 está o algoritmo utilizado no calculo dos mapas de estabilidade.

Fluxograma

Figura 4.1: Fluxograma do algoritmo utilizado.

4.1.5 Simulações e Resultados

Os parâmetros utilizados nas simulações estão listados na Tabela 4.1. Foram construídos mapas de estabilidade por meio da resolução de (4.8)-(4.10) tendo o número de fótons, número de portadores eletrônicos e a diferença de fase entre o ML e o SL como parâmetros. Foi utilizado o *software* Maple 8.0 como ferramenta computacional

Mapas de Estabilidade

As Fig. 4.2 - 4.4 mostram os mapas de estabilidades, $(\Delta\omega_{inj} \times R)$, para alguns valores fixos das razões S_o/S_{fr} , N_o/N_{th} e ϕ_o/π , respectivamente. A região definida por R.T (região de travamento) refere-se à região onde o travamento óptico permanece estável após o período transiente de acomplamento óptico entre o SL e o ML. Fora dessa

Parâmetro	Símbolo	Valor
Comprimento de onda de emissão	λ	1550 nm
Taxa da constante de ganho linear	a	$4,7 \cdot 10^{-5} \text{ (ns)}^{-1}$
Número de portadores eletrônicos de limiar	n_{th}	$2,1 \cdot 10^7$
Fator de largura de linha	β_c	5
Taxa de corrente de limiar	J_{th}	$2,1 \cdot 10^6 \text{ (ns)}^{-1}$
Taxa de corrente	J	$5 \cdot J_{th}$
Taxa de recombinação	$\gamma_e(n) = \gamma_n$	1 (ns)^{-1}
Taxa de perda de fótons	γ	500 (ns)^{-1}
Comprimento da cavidade	L	250 μm
Constante de acoplamento	k_c	225 (ns)^{-1}

Tabela 4.1: Valores utilizados nas simulações de acordo com [79].

região, estão localizadas as regiões N.T. (não travado), onde é impossível a ocorrência do travamento óptico. O número de fótons cresce/decrece para valores negativos/positivos de $\Delta\omega_{inj}$ e/ou à medida que $R(\text{dB})$ aumenta/diminui, como mostra a Fig. 4.2. O comportamento da razão S_o/S_{fr} em relação à $R(\text{dB})$ era previsível. Entretanto, o acréscimo do número de fótons à medida que $\Delta\omega_{inj}$ decresce só pode ser explicado com o auxílio da Fig. 4.4. À medida que $\Delta\omega_{inj}$ torna-se negativo, a diferença de fase entre o modo da cavidade e o sinal óptico externo diminui, tornando o acoplamento mais forte. Para $\phi_o/\pi = 0$ o número de fótons atinge valor máximo, pois as emissões da cavidade estão totalmente em fase com o sinal óptico externo. Os valores extremos da razão ϕ_o/π comprovam o critério de estabilidade dado por (4.20).

A Fig 4.3 mostra o mapa de estabilidade para alguns valores da razão N/N_{th} . O comportamento do número de portadores eletrônicos é oposto ao comportamento do número de fótons em relação à $R(\text{dB})$ e $\Delta\omega_{inj}$, como previsto por 4.19. O número de portadores eletrônicos diminui à medida que o número de fótons na cavidade aumenta, equilibrando a dinâmica do sistema. Para altos valores de $R(\text{dB})$ a razão N/N_{th} pode atingir valores próximos à 0,5, ou seja, inferior ao limiar de operação do laser. Entretanto, o acréscimo excessivo do número de fótons na cavidade faz com que a condição ganho = perdas ainda seja satisfeita. A comparação entre os resultados obtidos pelo software Maple 8.0 e os disponibilizados por [79] foi satisfatória, como mostra a Fig. 4.5.

Figura 4.2: Mapa de estabilidade para valores fixos da razão S_o/S_{fr} .

Análise de Pequenos Sinais

O dispositivo semiconductor operando em CW pode sofrer pequenas perturbações em torno dos seus valores de equilíbrio, mesmo que a corrente de polarização tenha flutuações desprezíveis. Tais flutuações afetam a estabilidade do dispositivo, reduzindo a região de estabilidade. Desta forma, torna-se interessante a análise de pequenas perturbações.

Definindo:

$$\begin{aligned} S_f &= S_o + \delta S \\ N_f &= N_o + \delta N \\ \phi_f &= \phi_o + \delta \phi \end{aligned} \quad (4.23)$$

onde δS , δN e $\delta \phi$ são pequenas perturbações, de modo que:

$$\begin{aligned} \delta S &\ll S_o \\ \delta N &\ll N_o \\ \delta \phi &\ll \phi_o \end{aligned} \quad (4.24)$$

Expandindo os termos S_f , N_f e ϕ_f em torno dos respectivos valores de equilíbrio

Figura 4.3: Mapa de estabilidade para valores fixos da razão N_o/N_{th} .

em (4.1)-(4.3) e desprezando termos de ordens superiores, obtêm-se:

$$\begin{aligned}
 \frac{d}{dt}\delta S + [-(aS_o)]\delta N + \left[k_c \sqrt{\frac{S_{inj}}{S_o}} \sin(\phi_o) \right] \delta S + [-2k_c \sqrt{S_{inj}S_o}] \delta \phi &= 0 \\
 \frac{d}{dt}\delta \phi + \left[\left(-\frac{\beta_c}{2} N_o \right) \right] \delta N + \left[-\frac{k}{2S_o} \sqrt{\frac{S_{inj}}{S_o}} \sin(\phi_o) \right] \delta S + \left[k_c \sqrt{\frac{S_{inj}}{S_o}} \cos(\phi_o) \right] \delta \phi &= 0 \quad (4.25) \\
 \frac{d}{dt}\delta N + [(\gamma_n + aS_o)]\delta N + \left[\gamma - 2k_c \sqrt{\frac{S_{inj}}{S_o}} \cos(\phi_o) \right] \delta S + (0) \delta \phi &= 0
 \end{aligned}$$

Como são pequenas perturbações, podem-se assumir soluções para δS , $\delta \phi$ e δN da forma:

$$\begin{aligned}
 \delta S &= S_o e^{ht} \\
 \delta \phi &= \phi_o e^{ht} \\
 \delta N &= N_o e^{ht}
 \end{aligned} \quad (4.26)$$

Figura 4.4: Mapa de estabilidade para valores fixos da razão ϕ_o/π .

Assim, o sistema de Eq. (4.25) pode ser reescrito como:

$$\begin{aligned}
 & \left[h + k_c \sqrt{\frac{S_{inj}}{S_o}} \sin(\phi_o) \right] \delta S + \left[-2k_c \sqrt{S_{inj} S_o} \right] \delta \phi + [(-a S_o)] \delta N + = 0 \\
 & \left[-\frac{k}{2s_o} \sqrt{\frac{S_{inj}}{S_o}} \sin(\phi_o) \right] \delta S + \left[h + k_c \sqrt{\frac{S_{inj}}{S_o}} \cos(\phi_o) \right] \delta \phi + \left[\left(-\frac{\beta_c}{2} N_o \right) \right] \delta N = (4.27) \\
 & \left[\gamma - 2k_c \sqrt{\frac{S_{inj}}{S}} \cos(\phi_o) \right] \delta S + (0) \delta \phi + [(h + \gamma_n + a s_o)] \delta N = 0
 \end{aligned}$$

Devido à linearidade de (4.27), esse sistema de equações pode ser apresentado em notação matricial na forma:

$$\begin{bmatrix} m_{ss} + h & m_{s\phi} & m_{sn} \\ m_{\phi s} & m_{\phi\phi} + h & m_{\phi n} \\ m_{ns} & m_{n\phi} & m_{nn} + h \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \delta S \\ \delta \phi \\ \delta N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4.28)$$

Figura 4.5: Comparação entre as simulações realizadas e os resultados de [79].

onde os termos das matrizes são:

$$\begin{aligned}
 m_{ss} &= k_c \sqrt{\frac{S_{inj}}{S_o}} \sin(\phi_o) \\
 m_{s\phi} &= -2k_c \sqrt{S_{inj} S_o} \\
 m_{sn} &= -aS_o \\
 m_{\phi s} &= -\frac{k_c}{2S_o} \sqrt{\frac{S_{inj}}{S_o}} \sin(\phi_o) \\
 m_{\phi\phi} &= k_c \sqrt{\frac{S_{inj}}{S_o}} \cos(\phi_o) \\
 m_{\phi n} &= -\frac{\beta_c}{2} N_o \\
 m_{ns} &= -2k_c \sqrt{\frac{S_{inj}}{S}} \cos(\phi_o) \\
 m_{n\phi} &= 0 \\
 m_{nn} &= \gamma_n + aS_o
 \end{aligned} \tag{4.29}$$

A solução de 4.28, para valores não nulos de δS , $\delta\phi$ e δN , exige que:

$$\det(A) = 0 \tag{4.30}$$

onde:

$$A = \begin{bmatrix} m_{ss} + h & m_{s\phi} & m_{sn} \\ m_{\phi s} & m_{\phi\phi} + h & m_{\phi n} \\ m_{ns} & m_{n\phi} & m_{nn} + h \end{bmatrix} \quad (4.31)$$

Calculando o determinante de (4.30), obtém-se:

$$h^3 + A_1 h^2 + B_1 h + C_1 = 0 \quad (4.32)$$

onde:

$$\begin{aligned} A_1 &= m_{ss} + m_{\phi\phi} + m_{nn} \\ B_1 &= m_{ss}m_{\phi\phi} + m_{ss}m_{nn} + m_{\phi\phi}m_{nn} - m_{s\phi}m_{\phi s} - m_{sn}m_{ns} \\ C_1 &= m_{ss}m_{\phi\phi}m_{nn} + m_{s\phi}m_{\phi n}m_{ns} - m_{s\phi}m_{\phi s}m_{nn} - m_{sn}m_{ns}m_{\phi} \end{aligned} \quad (4.33)$$

A solução de (4.32) apresenta 2 raízes complexas e 1 raiz real. Como o interesse é a estabilidade do sistema em regime de pequenas perturbações, procuram-se soluções formadas por raízes complexas, ou seja:

$$h_{\pm} = \gamma_r \pm j\omega_r \quad (4.34)$$

Substituindo (4.34) em (4.26), obtém-se:

$$\begin{aligned} \delta S_{\pm} &= S_o e^{(\gamma_r \pm j\omega_r)t} \\ \delta \phi_{\pm} &= \phi_o e^{(\gamma_r \pm j\omega_r)t} \\ \delta N_{\pm} &= N_o e^{(\gamma_r \pm j\omega_r)t} \end{aligned} \quad (4.35)$$

Analisando o conjunto (4.35), fica claro que o sistema permanece incondicionalmente estável no regime de pequenas perturbações se, e somente se:

$$\gamma_r < 0 \quad (4.36)$$

A condição imposta por (4.36) é o último critério de estabilidade a ser investigado. Desta forma, foram gerados novos gráficos de estabilidade verificando a condição imposta em (4.36). As Fig. 4.6-4.8 mostram os mapas de estabilidade calculados para as mesmas condições das Fig. 4.2-4.4.

Nestes novos resultados, nota-se que há uma região hachurada entre as curvas em tom cinza, denominada por D.I. (dinamicamente instável). Esta área é a região cujo

Figura 4.6: Mapa de Estabilidade em regime de pequenas perturbações para valores fixos da razão S_o/S_{fr} .

dispositivo não entra em equilíbrio em regimes de pequenas perturbações. Para baixos valores da R o regime estável é alcançado apenas para valores negativos de $\Delta\omega_{inj}$. Apenas para valores de R superiores a 5 dB é que é alcançada a estabilidade próxima a 0 GHz. De acordo com esse resultado, o travamento óptico utilizando o sistema ML - SL, com 2 FP-LDs similares, torna-se interessante somente se o ML estiver polarizado com uma corrente superior ao do LE, para que R seja maior que 0 dB, pois o valor de $\Delta\omega_{inj}$ entre os dois dispositivos irá diferir muito pouco, uma vez que foi assumido que os dois lasers são similares.

4.2 Resultados obtidos a partir do *software* OptiSystem 8.0

Nesta secção foi realizado um estudo dos mecanismos de travamento de laser de Fabry-Perot sob a injeção de sinal óptico externo, mediante o uso do software Optsystem, o qual, na sua versão 8.0 passou a permitir o estudo de esquemas de “*injection locking*”. Os resultados obtidos são detalhados a seguir.

Foi analisado o travamento de FP-LD injetando-se sinal óptico externo prove-

Figura 4.7: Mapa de Estabilidade em regime de pequenas perturbações para valores fixos da razão n_o/n_{th} . Legenda: N.E (Não Estável); R.E (Região Estável); D.I (Dinamicamente Instável)

niente do fatiamento espectral de outro FP-LD, a fim de simular uma fonte de banda larga. Os dados utilizados nas simulações estão listados na Tabela 4.2, para as cavidades de FP-LD. Curvas de razão de supressão modal e espectros de saída foram calculados a fim de investigar o comportamento do dispositivo semiconductor. Por fim, foram analisadas a influência das refletividades das faces do FP-LD nos resultados do processo de travamento.

4.2.1 Características do FP-LD sob OIL

Na Fig. 4.9, o ML simula a fonte BLS proposta para esse trabalho. Nesta configuração, o ML e o SL são similares. Um atenuador variável é utilizado na saída do ML de forma a controlar a potência de injeção no SL. Após gerar o sinal óptico da fonte BLS, este é encaminhado a um AWG, o qual fatia o espectro e destina uma fração a um SL. Um analisador de espectro óptico (Optical Spectrum Analyzer - OSA) é utilizado

Parâmetros	Símbolos	Valores
Comprimento da Cavidade	L	600 μm
Largura da Região Ativa	w	1,5 μm
Espessura da Região Ativa	d	0,2 μm
Volume da Região Ativa	V	1284 μm^3
Fator de Confinamento Óptico	Γ	0,5
Índice de Grupo	n_g	4 m
Índice refração efetivo da Região Ativa	n_r	3,5
Perdas Internas	α_{int}	$1.10^{-3} (\mu\text{m})^{-1}$
Refletividade na Face Frontal	R_f	0,01
Refletividade na Face Traseira	R_b	0,3
Comprimento de onda do modo central	λ_o	1550 nm
Velocidade da luz no vácuo	c	$3.10^{14} \mu\text{m/s}$
Densidade de portadores eletrônicos na transparência	n_{tr}	$1.10^3 (\mu\text{m})^{-3}$
Corrente de Polarização	I	30 mA
Largura de Ganho de 3dB	$\Delta\lambda_D$	28 nm
Coefficiente de Recombinação Não -Radiativa	A_{nr}	1.10^8 s^{-1}
Coefficiente de Recombinação Radiativa	B	$1.10^{-10} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$
Coefficiente Auger	C_{aug}	$4.10^{-29} \text{ cm}^6\text{s}^{-1}$
m-ésimo modo	m	(-8.. 0 .. 8)
Espaçamento entre cada modo	$\Delta\lambda_L$	0,5 nm
Eficiência Diferencial Quântica	η	0,4
Número total de Modos	M	17

Tabela 4.2: Parametros e valores usados nas simulações

Figura 4.8: Mapa de Estabilidade em regime de pequenas perturbações para valores fixos da razão ϕ_o/π .

para visualizar o espectro do ML em *free-running* e o OSA 2 para visualizar o espectro do SL após o travamento. Um monitor de potência óptica (Optical Power Meter - OPM) 1 foi utilizado para contabilizar a potência óptica de injeção no SL enquanto o OPM 2 contabilizou a potência no SL após o travamento. O espaçamento entre canais e a perda de inserção do AWG utilizados foram mantidas fixas em 0.5 nm e 5 dB respectivamente.

A Fig. 4.10 mostra o espectro de saída do SL antes e após o travamento, respectivamente, utilizando o fatiamento espectral. Três características importantes são notadas após o travamento: aumento da potência do modo travado (no caso específico, o modo m_{-4}), supressão de potência dos modos não travados, desvio da frequência de emissão dos modos do SL. A supressão de potência dos demais modos é ocasionado pela redução do número de portadores eletrônicos da cavidade devido a injeção de sinal óptico externo a fim de equilibrar a dinâmica na cavidade, como comentando em [79]. Devido a frequência central de emissão do sinal óptico externo coincidir com a de um dos modos da cavidade, o sinal do ML trava o SL forçando-o a emitir predominante na frequência do sinal externo. Por fim, o deslocamento em comprimento de onda do FP-LD travado ocorre devido à diminuição da densidade de portadores eletrônicos, mudando o índice efetivo da região

Figura 4.9: Esquema utilizado para simular o travamento de um FP-LD utilizando outro FP-LD como fonte BLS. A perda de inserção do AWG utilizada foi 5 dB.

ativa, deslocando a fase do sinal óptico e, conseqüentemente, a frequência de emissão dos modos ressonantes na cavidade. Portanto, a densidade de portadores eletrônicos é maior em um FP-LD em regime *free-running* que a do FP-LD travado. A Fig. 4.11 mostra a comparação entre a densidade de portadores eletrônicos de um FP-LD em *free-running* e FP-LD travado, respectivamente, finalizando a discussão precedente sobre o deslocamento em comprimento de onda após o travamento.

4.2.2 Cálculo da razão de supressão modal

A razão de supressão modal do m -ésimo modo da cavidade é definida por:

$$MSR(dB) = 10 \log \left(\frac{P_m^{out}}{P_o^{out}} \right) \quad (4.37)$$

onde P_m^{out} e P_o^{out} são as potências ópticas emitidas pelo m -ésimo modo e o modo central respectivamente. Caso seja de interesse computar a MSR do modo central, então a (4.37) deve ser reescrita da forma:

$$MSR(dB) = 10 \log \left(\frac{P_o^{out}}{P_{intenso}} \right) \quad (4.38)$$

onde $P_{intenso}$ é a potência óptica emitida pelo modo lateral mais intenso. O valor da MSR que define o comportamento monomodo de uma fonte óptica, em geral, é arbitrário. Nesse trabalho, foi adotado o limiar de 13 dB. A Fig. 4.12 mostra a MSR dos modos da cavidade em função da potência de injeção. O FP-LD foi travado pelo fatiamento espectral da BLS para todos os modos, na ausência de *detuning* ($\Delta\omega_{inj} = 0$).

Figura 4.10: Espectro de saída do SL antes do travamento e após o travamento. Nesta configuração, o modo travado é o m_{-4} .

Nota-se, claramente, que a MSR do modo central e a dos primeiros modos laterais atingem valores superiores a 13 dB para potências de injeção em torno de - 9 dBm. À medida que os modos laterais afastam-se do modo central, são necessários altos valores de potência de injeção para travar o FP-LD, pois o acoplamento entre ML e SL torna-se fraco. Entretanto, vários modos no dispositivo conseguem atingir operação monomodo. Essa característica decorre devido a escolha do comprimento da cavidade longa e do coeficiente de emissão espontânea discutidos no Capítulo 3, os quais configuram um espectro modal plano para o dispositivo, permitindo que o travamento seja eficaz para vários modos. Desta forma, esse dispositivo poderia operar em, pelo menos, 16 canais.

4.2.3 Influência das Refletividades das Faces

Nesta secção foi analisada a influencia das refletividades das faces no travamento do FP-LD por meio do estudo da MSR do modo m_{-5} . Na primeira configuração, a refletividade frontal foi mantida fixa em 0,1 %, enquanto variou-se a refletividade da face traseira. De acordo com a Fig. 4.13, à medida que o valor da refletividade traseira aumenta, a MSR aumenta, pois o dispositivo consegue sustentar ganho suficiente na reflexão da face traseira, amplificando o sinal óptico na saída do dispositivo.

Figura 4.11: Densidade de portadores eletrônicos em função do tempo, para um FP-LD *free-running* e FP-LD sob OIL.

Na segunda simulação computacional, manteve-se a refletividade traseira em 30% enquanto se variou os valores da refletividade frontal, como mostra a Fig. 4.14. Nota-se que, quanto menor o valor da refletividade frontal, maior é o acoplamento entre o ML e o SL, pois a SMSR aumenta. Desta forma, ao construir o dispositivo, as faces traseira e frontal devem apresentar comportamento opaco e transparente respectivamente, de modo a possibilitar um acoplamento forte e requerer uma menor quantidade de potência para travar o dispositivo.

Figura 4.12: Comportamento da MSR para o modo central, e os modos à direita do modo central com a linha tracejada delimitando as regiões de operação monomodo e multimodo (13 dB) do FP-LD.

Figura 4.13: Comportamento da MSR para o modo m_{-5} ao se variar a refletividade na face traseira, mantendo-se a refletividade na face frontal em 0,1%

Figura 4.14: Comportamento da MSR para o modo m_{-5} ao se variar a refletividade na face frontal, mantendo-se a refletividade na face traseira em 30%.

Capítulo 5

Redes de fonte óptica centralizada e suas variações

Até o presente momento, foram realizadas diversas simulações, assim como desenvolvidos os fundamentos necessários para a compreensão da dinâmica do FP-LD sob OIL, visando o projeto de uma fonte óptica *colorless* capaz de operar em uma ampla faixa de comprimentos de onda. Desta forma, diversos parâmetros da fonte óptica foram estudados, tais como comprimento da cavidade, coeficiente de emissão espontânea, mapas de estabilidade, influência de refletividades nas faces e razão de supressão modal, possibilitando, assim, a otimização do desempenho da cavidade de FP-LD para esta aplicação específica.

A etapa final deste trabalho consiste em simulações de algumas topologias baseadas em redes CLS e suas variações, empregando FP-LD como fontes ópticas *colorless*, pois estas são arquiteturas promissoras no que se refere à redução do custo de instalação das ONTs e do sistema óptico. Levando-se em conta os resultados mencionados no parágrafo acima, foram realizadas simulações com a utilização do software Optisystem 8.0, utilizando FP-LD com as seguintes características: comprimento da cavidade de $600\text{ }\mu\text{m}$, coeficiente de emissão espontânea igual a 1.10^{-3} , refletividade frontal de 1%, refletividade traseira de 80% e espaçamento modal de 0,8 nm.

5.1 Introdução

Na proposta da rede CLS original [42], as fontes ópticas no OLT operavam parcialmente em modo CW no OLT e eram responsáveis por prover o sinal *upstream* das ONTs. Para tal, assim como ilustrado na Fig. 1.9 os comprimentos de onda oferecidos, localizados na banda C, percorriam a fibra óptica e, ao chegarem ao AWG, eram demultiplexados, de modo que cada comprimento de onda fosse encaminhado a uma ONT específica. Na ONT, está presente um modulador externo tipo Mach-Zender que recebe a porção CW do sinal provido pelo OLT, realiza a modulação com os dados do usuário e os envia de volta ao OLT. Desta forma, buscou-se comparar esta configuração base com uma variante, descrita a seguir, a qual não emprega o conceito de rede baseada em CLS. Neste caso, o FP-LD a ser travado localiza-se na própria ONT e emprega-se modulação direta. Em ambas arquiteturas, utilizou-se o travamento do FP-LD pela injeção de dois tipos de semente ópticas:

- A) Fatiamento espectral de ASE gerada por um EDFA.
- B) Um conjunto de lasers DFB.

5.2 Rede com FP-LD na ONT

5.2.1 Travamento de Fabry-Pérot pela injeção do fatiamento espectral de ASE

A primeira arquitetura investigada neste trabalho não emprega o conceito de CLS. Cada ONT possui o seu próprio FP-LD e os dados de *upstream* são inseridos na portadora óptica por meio de modulação direta. A seleção do comprimento de onda específico a ser emitido por cada ONT ocorre pelo travamento remoto dos respectivos FP-LDs. Por sua vez, este travamento remoto do FP-LD é realizado por meio do fatiamento espectral de uma fonte BLS.

Normalmente, as fontes BLS são obtidas por meio da utilização da ASE provinda de um EDFA, para a banda C. Na ferramenta computacional Optisystem, o sinal de ASE do EDFA foi gerado por meio de uma componente da biblioteca do *software* denominada “*EDFA Measured*”, possibilitando a obtenção de um espectro plano na região de 1550 nm. O sinal de ASE proveniente do OLT, após propagar-se pela fibra, é devidamente

Figura 5.1: Representação esquemática da rede contendo 8 ONTs equipadas com FP-LDs similares.

fatiado por um AWG localizado em um nó remoto próximo às ONTs do sistema. Desta forma, cada fatia do espectro da ASE, proveniente de cada uma das portas do AWG, é injetada em cada um dos FP-LDs específicos de cada ONT, como mostra a Fig. 5.1. O comprimento de onda de emissão do modo central, m_o , do FP-LD proposto, localiza-se em 1550 nm e seus modos adjacentes estão espaçados de 100 GHz, totalizando 9 modos na cavidade do dispositivo.

Conforme mencionado anteriormente, no esquema mostrado na Fig. 5.1, como o FP-LD encontra-se nas instalações do usuário, realiza-se modulação direta no dispositivo. Após a modulação, o sinal de *upstream* de cada ONT percorre o caminho de volta para o OLT. A fim de verificar o desempenho dessa rede, foi computada a BER para cada modo travado em frequência do FP-LD, variando-se a distância entre o OLT e as ONUs. As taxas de transmissão utilizadas nas simulações, para essa rede, foram de 622 Mbps e 1,25 Gbps. As Fig. 5.2 e 5.3 mostram os resultados obtidos para os modos m_0 e m_4 , pois estes representam o melhor e o pior desempenho das ONTs, respectivamente. Claramente, para uma mesma taxa de transmissão, o modo central atinge distâncias superiores àsquelas do modo lateral, pois a potência de m_0 , que chega ao receptor no OLT, é maior do que a potência de m_4 .

Figura 5.2: BERs calculadas para o modo central, utilizando-se o travamento de FP-LDs similares localizados nas ONTs e modulados diretamente.

Para taxas de 622 Mbps e 1,25 Gbps, o modo central, m_0 , atinge uma BER de 10^{-12} a distâncias de, aproximadamente, 30 km e 5 km do OLT, respectivamente. Já o modo lateral, m_4 , atinge uma BER de 10^{-12} somente a uma distância em torno de 18 km do OLT para taxa de 622 Mbps. Portanto, tendo-se em vista que as várias ONTs podem localizar-se a diferentes distâncias do OLT, pode-se alocar o modo central para ONTs mais distantes. No caso da taxa de 622 Mbps, a distância máxima que uma ONT poderia estar do OLT seria de 30 km, se fosse utilizado o modo central. A limitação do alcance desta arquitetura deve-se a baixa potência do sinal de ASE que atinge a ONT após a propagação pela fibra, acrescida pela perda de inserção e a perda pelo fatiamento espectral do AWG, sendo insuficiente para realizar o travamento do FP-LD para distâncias superiores a 30 km do OLT. Uma melhoria no orçamento de potência pode ser alcançada utilizando-se o travamento óptico de FP-LD pela injeção de laser DFB.

5.2.2 Travamento de Fabry-Pérot pela injeção de laser DFB

Uma alternativa a utilização do fatiamento espectral da ASE para realizar o travamento dos FP-LDs é a substituição desta BLS por um conjunto de lasers DFB, como já citado. A frequência de operação de cada DFB foi ajustada de forma a coincidir com uma das frequências dos modos do FP-LD. Os sinais de 8 lasers DFB com frequências

Figura 5.3: BERs calculadas para o modo lateral, utilizando-se o travamento de FP-LDs similares, localizados nas ONTs e modulados diretamente.

distintas, em operação CW e com potência de saída de -5 dBm, foram multiplexados no OLT e enviados pela fibra óptica, sendo demultiplexados pelo AWG próximo ao nó central, de modo que cada uma das oito frequências fosse destinada a uma ONT específica. Analogamente à secção anterior, foram calculadas as BERs para os modos m_0 e m_4 . As taxas de transmissão utilizadas foram de 1,25 e 2,5 Gbps e os resultados estão mostrados nas Fig. 5.4-5.5, para os modos m_0 e m_4 , respectivamente.

Comparando-se os resultados obtidos nesta secção com aqueles da secção 5.2.1, para a taxa de 1,25 Gbps, nota-se claramente que o alcance dessa rede, para uma BER de 10^{-12} , é maior. De fato, a potência do laser DFB que atinge a ONT é superior à potência da ASE, o que permite um travamento mais eficiente no FP-LD, produzindo uma redução na BER. Desta forma, esta rede poderia fornecer serviços em uma área abrangente, pois o modo central atinge, a uma distância em torno de 80 km, ainda permitindo uma BER de 10^{-12} . A desvantagem da utilização de um *array* de DFB, como alternativa à uma fonte BLS fatiada, consiste no fato de que o provedor de serviços passa a necessitar de um estoque de lasers específicos para realizar o travamento remoto dos FP-LDs, o que aumenta sobremaneira as dificuldades de gerenciamento e manutenção do estoque das fontes ópticas da rede.

Figura 5.4: BER calculada para o modo central do FP-LD da ONT após o travamento pelo sinal CW de um laser DFB e modulação local.

5.3 Rede de fonte óptica centralizada

5.3.1 Travamento de Fabry-Pérot pela injeção do fatiamento espectral de ASE

Em [42], a portadora gerada pelo OLT é enviada alternadamente, ora modulada, ora em formato CW, para inserção dos dados de *upstream*. Entretanto, nesse trabalho, apenas a fração do sinal CW foi considerada, uma vez que esta parte da portadora sofre de maiores penalidade ao completar o *round-trip* OLT-ONT-OLT. A Fig. 5.6 mostra, em detalhes, a fonte óptica *colorless* presente no OLT.

Para avaliar o alcance da rede, foi feita uma varredura das distâncias entre OLT e ONTs e efetuado o cálculo das respectivas BERs para taxas de transmissão de 622 Mbps, 1,25 Gbps e 2,5 Gbps considerando-se os modos m_0 e m_4 , como mostram as Fig. 5.7-5.8, respectivamente.

Comparando-se as Fig. 5.2-5.3 com as Fig. 5.7-5.8, respectivamente, nota-se que a rede CLS possui desempenho superior ao da rede com o FP-LD na ONT. Isto pode ser explicado pelo fato da potência da ASE que chega ao FP-LD ser maior no caso da rede CLS, proporcionando uma melhor condição de travamento óptico no dispositivo semicondutor. A configuração centralizada oferece uma grande vantagem quanto aos processos

Figura 5.5: BER calculada para o modo lateral do FP-LD da ONT após o travamento pelo sinal CW de um laser DFB e modulação local.

de gerenciamento e manutenção, pois caso ocorra alguma falha nos lasers ou no EDFA (fonte de ASE), todos os empecilhos seriam resolvidos no próprio OLT, sem a necessidade do deslocamento de técnicos ao nó remoto ou às dependências do usuário. Registra-se ainda o maior alcance de tais redes quando comparadas às redes com FP-LDs nas ONTs investigadas na seção 5.2.1. Uma desvantagem desta rede CLS é a necessidade de modulação externa por meio de um Mach-Zehnder (ou alternativa compatível), o que aumenta o custo deste esquema em comparação ao da rede apresentada na subseção 5.2.1.

5.3.2 Travamento de Fabry-Pérot pela injeção de laser DFB

Da mesma forma como feito anteriormente, o sinal da ASE foi substituído por um conjunto de lasers DFB para se comparar o desempenho desta topologia ao da topologia da seção 5.3.1. Assim, na Fig. 5.6, substituiu-se o EDFA pelos 8 DFBs com frequências distintas, cuja potência de emissão foi estabelecida em -5 dBm. Analogamente à seção 5.2.2, foram calculadas as BERs para os modos m_0 e m_4 , utilizando-se as taxas de transmissão de 1,25 Gbps e 2,5 Gbps. As Fig. 5.9-5.10 mostram os resultados para estes dois modos.

Estabelecido o esquema de travamento, pode-se comparar as duas arquiteturas,

Figura 5.6: Fonte óptica *colorless* da rede CLS.

CLSxFP-LD na ONT. Assim, analisando-se os resultados apresentados na secção 5.2.2 e os obtidos nesta secção, observa-se uma notável diferença entre as distâncias de separação das ONTs e o OLT, para os dois casos, sendo que a rede com o FP-LD na ONT produz os melhores resultados, o que pode ser verificado nas Fig. 5.4 - 5.9. As duas arquiteturas, CLS e FP-LD na ONT, apresentam suas vantagens e desvantagens. Enquanto a rede com o FP-LD na ONT apresenta, como vantagem, a modulação direta, sua desvantagem está no fato de existir uma limitação na distância entre ONT e OLT, para o travamento utilizando ASE, como pode ser observado na secção 5.2.1. Já a rede CLS apresenta como vantagem uma redução no custo de implementação e gerenciamento da rede. Sua desvantagem é a necessidade de se fazer modulação externa, o que faz com que haja, necessariamente, um modulador nas ONTs.

Figura 5.7: Taxas de erro para o modo central na rede CLS, com fatiamento de ASE por AWG.

Figura 5.8: Taxas de erro para o modo lateral na rede CLS, com fatiamento de ASE por AWG.

Figura 5.9: Taxas de erro para o modo central na rede CLS, com travamento via DFB.

Figura 5.10: Taxas de erro para o modo lateral na rede CLS, com travamento via DFB.

Capítulo 6

Conclusão

Nesta dissertação, foi realizada um estudo do estado da arte referente às topologias de rede WDM-PON para soluções de acesso. Fica clara a necessidade de transmissores ópticos *colorless* em cada OLT/ONT do sistema, pois o estoque de fontes ópticas específicas para disponibilizar diferentes comprimentos de onda dedicado para cada ONT elevaria em demasiado o custo de gerenciamento e instalação desta arquitetura. Atualmente, a tecnologia preferencial para transmissores *colorless* é baseada no uso de FP-LD travados em comprimento de onda com injeção de sinal óptico externo a partir do fatiamento espectral de uma fonte BLS, escolha decorrente devido da maturidade tecnológica da técnica de travamento e da fabricação de tais dispositivos, embora a utilização de R-SOAs seja também expressiva neste tipo de cenário. Desta forma, uma série de lasers similares podem ser produzidos em massa e utilizados em quaisquer ONTs/OLT do sistema. Adicionalmente, a escolha de implantação de redes baseadas em CLS torna-se interessante, pois tal arquitetura exclui a necessidade de fontes ópticas nas ONTs, uma vez que grande parte do aparato para transmissão encontra-se no OLT, reduzindo o custo de instalação. Neste contexto, procurou-se conciliar todas as vantagens oferecidas em utilizar redes WDM-PON baseadas em CLS e suas variações, com o uso de FP-LDs em operação CW como fonte óptica *colorless*.

A dinâmica do FP-LD, em operação CW, em regime *free-running* ou travado em comprimento de onda com injeção óptica externa foi investigada nesse trabalho, através do formalismo baseado na resolução numérica das equações de taxa, com intuito de entender os mecanismo de operação do dispositivo semiconductor, identificando vantagens e limitações dos sistema. Em regime *free-running*, cálculos das curvas LxI , nxI e MSR

em função de diversos parâmetros foram obtidos, visando investigar o comportamento da fonte óptica e permitindo projetar um dispositivo com distribuição de potência plana em vários modos. Em regime de travamento óptico, mapas de estabilidade foram calculados afim de estabelecer os critérios de estabilidade do sistema, assim como compreender a fundamentação teórica física do fenômeno de travamento óptico. Adicionalmente, foram obtidos resultados importantes com uso de software OpitSystem[®], o qual, na sua versão 8.0, passou a permitir o estudo de esquemas de injection locking. Os resultados obtidos foram contrastados com sucesso com os resultados obtidos da literatura.

Topologias baseadas em redes CLS e suas variações foram estudadas em simulações realizadas também por meio do software OptiSystem 8.0[®]. As duas arquiteturas investigadas, CLS e FP-LD na ONT, apresentam suas vantagens e desvantagens. Enquanto a rede com o FP-LD na ONT apresenta como vantagem a modulação direta, sua desvantagem está no fato de existir uma limitação na distância entre ONT e OLT. Já a rede CLS apresenta como vantagem uma maior cobertura e alcance, quando comparada a rede com FP-LD na ONT. Sua desvantagem é a necessidade de modulação externa, o que faz com que haja, necessariamente, um modulador nas ONTs.

Como atividades futuras, em um programa de doutoramento, um estudo sobre redes WDM-PON de alta capacidade (> 50 Gbps), com viés experimental, apoiado por simulações realizadas no software OpitSystem[®], empregando arquiteturas CLS com formatos avançados de modulação e transmissores do tipo R-SOA e/ou FP-LD, poderia ser realizado. Atualmente, o autor vem desenvolvendo uma rede WDM-PON para o acesso empregando R-SOAs modulados diretamente com formato OOK, com o âmbito de projetar uma configuração de 80 canais à taxas simétricas de 1,25 Gb/s, totalizando 100 Gb/s de capacidade, na Fundação Centro de Pesquisa e Desenvolvimento em Telecomunicações (CPqD) em Campinas - Projeto 100 GETH. Configurações de longo-alcance, do tipo *extend* WDM-PON, também podem ser objeto de interesse. Além disso, estender a fundamentação teórica e o desenvolvimento numérico referente à mapas de estabilidades para cavidades de FP-LD multimodo sob regime OIL permitiria uma melhor otimização destes dispositivos.

Apêndice A

Fundamentos da física do laser

A.1 Fundamentos do laser

O funcionamento de um laser é resultado, basicamente, de três processos que ocorrem simultaneamente no meio ativo do dispositivo: absorção, emissão espontânea e emissão estimulada. Estes três processos estão exemplificados na Fig. A.1, onde um átomo é representado por um sistema de dois níveis de energia, por questão de simplicidade. O sistema, inicialmente, está no estado fundamental, com o elétron localizado no nível de menor energia, E_0 , como mostra a Fig. A.1(a).

De acordo com a lei de Planck, se um fóton com energia $h\nu_{10}$, ou seja, $E_1 - E_0$, incidir nesse sistema, haverá probabilidade não nula de excitação do elétron para o nível de energia E_1 (absorção), como mostra a Fig. A.1 (a). O elétron excitado, eventualmente, após um certo tempo, decai para o estado de menor energia, emitindo um fóton de energia $E_1 - E_0$ como mostra a Fig. A.1 (b). Este processo ocorre sem qualquer influência externa e é denominado emissão espontânea. Neste tipo de processo, grande parte dos fótons são emitidos em direções aleatórias, sem qualquer relação de fase, ou seja, sem coerência entre eles. A luz emitida é dita incoerente e é típica de LEDs e lâmpadas comuns. Alternativamente, o elétron pode também ser induzido a uma transição do estado excitado para o estado fundamental por um estímulo externo. Neste caso, se um fóton de energia $h\nu_{10}$ incide no sistema enquanto o elétron ainda está no estado excitado, há probabilidade não nula deste ser imediatamente estimulado a decair para o estado fundamental, emitindo outro fóton de energia $h\nu_{10}$, como mostra a Fig. A.1(c). O fóton estimulado é idêntico ao original, em fase, frequência e direção de propagação, de modo que a emissão deste

processo é denominada emissão estimulada, e a luz emitida é dita coerente, sendo típica de lasers. Em linhas gerais, o processo de emissão estimulada é o que gera grande parte da amplificação óptica no meio ativo do dispositivo semicondutor devido a emissão em fase dos fótons na cavidade.

Figura A.1: Processos básicos de funcionamento de um laser representado por um sistema de 2 níveis de energia: (a) absorção (b) emissão espontânea e (c) emissão estimulada

Sob condições normais, isto é, em equilíbrio termodinâmico, o processo de absorção é sempre dominante no meio ativo do laser, pois a probabilidade de absorção é superior frente a probabilidade de emissão estimuladas nestas condições. O processo de emissão estimulada somente será significativo quando a densidade de elétrons no estado excitado for superior à densidade de elétrons no estado fundamental, condição esta conhecida como inversão de população. Como esta não é a condição de equilíbrio termodinâmico, a inversão de população só pode ocorrer com auxílio de mecanismos externos que favoreçam o processo, tais como técnicas de bombeamento, como mostra a Fig. A.2, na qual o átomo é, agora, representado por um sistema de três níveis de energia e bombardeado por dois feixes de fótons, o primeiro de energia $h\nu_{20} = E_2 - E_0$ e o segundo de energia $h\nu_{10} = E_1 - E_0$.

De fato, se o sistema, inicialmente em equilíbrio termodinâmico, for irradiado com fótons de energia $h\nu_{20}$, um grande número de elétrons serão excitados para o estado de energia E_2 , decaindo rapidamente para o estado de energia E_1 via emissão espontânea, devido a alta instabilidade do nível de maior energia. Como o decaimento do estado de energia E_1 para o estado fundamental E_0 é lento, ocorrerá inversão de população entre os níveis E_1 e E_0 . Enquanto o feixe de fótons $h\nu_{20}$ promove a inversão de população entre os níveis E_1 e E_0 , a incidência do feixe de fótons $h\nu_{10}$ gera as emissões estimuladas entre os níveis E_1 e E_0 , finalizando o processo.

Figura A.2: Técnica de bombeamento em um laser à fibra dopada cujo meio ativo é representado por um sistema de 3 níveis de energia: (a) Condição de inversão de população devido ao primeiro feixe de fótons e (b) Emissões estimuladas devido ao segundo feixe de fótons.

Em linhas gerais, além da inversão de população, uma outra condição crucial para o funcionamento do laser é o confinamento óptico no meio ativo do dispositivo. Tal condição é satisfeita devido a existência de faces refletoras (refletividade $\approx 0,32$) [52] nas extremidades do meio ativo, as quais formam uma cavidade óptica ressonante e aumentam a intensidade óptica dentro do laser, favorecendo os processos de emissões estimuladas e a existência de vários modos ópticos ressonantes na cavidade. Desta forma, este tipo de dispositivo é chamado cavidade de Fabry-Pérot [52]. A inversão de população e o confinamento óptico garantem que a emissão de luz seja um processo contínuo e sustentável, assim como garantem a existência de um número suficiente de fótons no material, de modo que a ocorrência de emissão estimulada seja o processo dominante no meio ativo. Embora o meio ativo de um laser semiconductor não possa ser definido por uma visão simplista de um modelo de átomos de dois ou três níveis de energia, como ilustrado pelas Fig. A.1 e Fig. A.2, o objetivo dessa secção foi elucidar os princípios básicos de seu funcionamento. Para um maior aprofundamento no assunto é necessário uma introdução aos conceitos de física do estado sólido, assunto da subsecção A.2.

A.2 Introdução à Física dos semicondutores

Materiais semicondutores são aqueles cujas propriedades de condução elétrica apresentam características intermediárias entre metais e isolantes. Estas propriedades podem ser entendidas com auxílio de diagramas de bandas de energia como mostra a Fig. A.3, obtidos a partir da formulação da Física do Estado Sólido. Existem duas bandas de energia que surgem em um material semiconductor: banda de valência (BV) e banda de condução (BC). Na BV, estão localizados os níveis de energia que podem ser ocupados por elétrons e lacunas (ausência de elétrons), enquanto que, na BC, estão localizados níveis de energia que somente elétrons podem ocupar. Essas duas bandas são separadas por uma região denominada por banda proibida (BP), na qual não existem níveis de energia permitidos em semicondutores reconhecidamente intrínsecos.

Portanto, para determinar as propriedades elétricas de um material semiconductor, é necessário conhecer como os elétrons distribuem-se entre os estados disponíveis nas bandas de energias. De acordo com a formulação da Mecânica Quântica, elétrons são partículas de *spin* semi-inteiro e, por isto, obedecem à distribuição estatística de Fermi-Dirac, a qual leva em conta o Princípio de Exclusão de Pauli. Assim, a função distribuição estatística de Fermi-Dirac, a qual calcula a probabilidade de um dado nível de energia estar ocupado por um elétron, é expressa por:

$$f(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_f)/K_b T}} \quad (\text{A.1})$$

onde T , E , E_f e K_b são a temperatura absoluta, a energia do estado acessível, a energia do nível de Quasi-Fermi e a constante de Boltzmann, respectivamente. Na temperatura zero absoluto, o comportamento da função $f(E)$ muda abruptamente para valores de E próximos a E_f , pois torna-se descontínua, de modo que:

$$\begin{cases} f(E) = 1, E < E_f \\ f(E) = 0, E > E_f \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

onde $f(E) = 1$ significa que o estado de energia E tem probabilidade máxima, ou seja, probabilidade de 100% de estar ocupado por um elétron.

Em semicondutores, na temperatura zero absoluto, a BC está completamente cheia de elétrons e a BV está totalmente desprovida de elétrons. Nesta condição, o nível de Fermi estabelece o limite superior para os níveis de ocupação dos elétrons, limitando-os

aos níveis de energia da BV, como mostra a Fig. A.3 (a). Para temperaturas diferentes do zero absoluto, a função $f(E)$ varia continuamente entre 1 e 0, significando que a ocupação dos estados de energia varia suavemente, de modo que exista probabilidade não nula de ocupação eletrônica em estados cujos níveis de energia localizam-se na BC.

Figura A.3: Representação do diagrama de bandas de energia de um material semiconductor: (a) Níveis de energia ocupados em temperatura zero absoluto e (b) Níveis de energia ocupados em temperatura acima do zero absoluto. E_f , E_c e E_v correspondem ao nível de Fermi, nível de menor energia da banda de condução e nível de maior energia da banda de valência

De fato, à medida que a temperatura aumenta, um número progressivamente maior de elétrons da BV pode atingir a BC tornando-se elétrons livres, pois estes absorvem energia térmica suficiente para ocuparem níveis mais energéticos, localizados na BC. Neste processo, cada transição de um elétron da BV para BC deixa um nível energético não ocupado, ou seja, uma lacuna livre, na BV. Elétrons da BC, assim como lacunas na BV, são denominados portadores eletrônicos livres, e contribuem para a condutividade elétrica no material semiconductor.

Embora transições de elétrons da BV para a BC ocorram devido a energia térmica, esse é um processo análogo a absorção descrito na secção A.1, onde um elétron é excitado pela energia do fóton incidente e promovido para um nível de maior energia.

O equilíbrio termodinâmico é estabelecido pela transição de elétrons da BV para BC, assim como pela ocorrência de um processo oposto denominado recombinação. Tal

processo ocorre quando um elétron da BC de energia E_e recombina-se com uma lacuna da BV de energia E_l emitindo um fóton cuja energia é igual a $E_e - E_l$, caracterizando o processo como recombinação radiativa, como mostra a Fig. A.4. Estes processos são o cerne da geração de fótons no laser semiconductor, e assemelham-se aos processos de emissões espontâneas e estimuladas descritos em A.1. Vale a pena ressaltar que alguns tipos de recombinações não produzem fótons, ou seja, são não radiativas, sendo inerentes ao dispositivo, transformando a energia liberada pela recombinação do par elétron-lacuna em fônons, isto é, energia de vibração na rede [52].

Figura A.4: Processos radiativos representados no diagrama de bandas de energia em um material semiconductor: (a) Recombinação Espontânea e (b) Recombinação Estimulada.

Atingido o equilíbrio termodinâmico, a geração de pares elétrons-lacunas é muito mais significativa do que os processos de recombinações estimuladas no laser semiconductor, pois a condição de inversão de população ocorre somente na presença de mecanismos externos que favoreçam o processo, como ressaltado na A.1. Em lasers semicondutores tal condição pode ser satisfeita através da injeção de portadores eletrônicos em uma junção pn diretamente polarizada.

Apêndice B

Derivação para as equações de taxa do campo elétrico [52]

B.1 Cálculo da equação de taxa para o campo Elétrico na cavidade

Partindo da equação diferencial para o campo óptico, expressa por:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\epsilon \mathbf{E}) = 0 \quad (\text{B.1})$$

Uma possível solução para (B.1) pode ser dada por:

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = \frac{1}{2} \psi(x) \theta(y) \sin(kz) E(t) e^{-i\omega t} \hat{\mathbf{x}} + c.c \quad (\text{B.2})$$

Substituindo-se (B.2) em (B.1), multiplicando os lados da equação por $\psi(x)$ e $\phi(y)$ e assumindo que o campo $E(t)$ varia lentamente, integra-se em todo o intervalo de x e y na cavidade. Após algumas simplificações, obtém-se:

$$\frac{2i\omega}{c^2} \left(\langle \epsilon \rangle + \frac{\omega}{2} \frac{\partial \langle \epsilon \rangle}{\partial \omega} \right) \frac{dE(t)}{dt} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} \langle \epsilon \rangle - k^2 \right) E(t) = 0 \quad (\text{B.3})$$

onde foi definida a constante dielétrica efetiva, dada por:

$$\langle \epsilon \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} \int \epsilon(x, y) \psi^2(x) \theta^2(y) dx dy \quad (\text{B.4})$$

onde foi assumido $\psi(x)$ e $\theta(y)$ estarem devidamente normalizadas. O segundo termo de B.3 representa a natureza dispersiva existente em materiais semicondutores. Por meio

da análise desenvolvida em [52], (B.4) está relacionada aos parâmetros do dispositivo semicondutor dada por:

$$\langle \epsilon \rangle \cong \hat{n}^2 + 2\Gamma\hat{n}\Delta\mu n_b + i\hat{n}\alpha/k_o \quad (\text{B.5})$$

Usando as seguintes relações:

$$k = \frac{\hat{n}\Omega}{c} \quad (\text{B.6})$$

$$(\omega^2 - \Omega^2) \approx 2\omega(\omega - \Omega) \quad (\text{B.7})$$

$$\langle \epsilon \rangle \approx \hat{n}^2$$

$$(\hat{n}/n_g)[\omega - \Omega] = \omega - \omega_{th}$$

Substituindo o conjunto de (B.6) em (B.3), finalmente é obtida:

$$\frac{d}{dt}E(t) = i(\omega - \omega_{th})E(t) + \frac{i\omega}{n_g}(\Gamma\Delta\mu_b + i\alpha/2k_o)E(t) \quad (\text{B.8})$$

B.2 Cálculo da equação de taxa para fótons e para fase do sinal óptico

Definindo:

$$E(t) = A(t)e^{-i\phi(t)} \quad (\text{B.9})$$

$$E^*(t) = A(t)e^{i\phi(t)} \quad (\text{B.10})$$

Pode-se extrair as seguintes relações de (B.9) :

$$\frac{dA^2(t)}{dt} = \frac{d}{dt}[E(t).E^*(t)] = E(t)\frac{dE^*(t)}{dt} + E^*(t)\frac{dE(t)}{dt} \quad (\text{B.11})$$

$$\frac{dA^2(t)}{dt} = 2A(t)\frac{dA(t)}{dt} \quad (\text{B.12})$$

$$2A(t)\frac{dA(t)}{dt} = E(t)\frac{dE^*(t)}{dt} + E^*(t)\frac{dE(t)}{dt} \quad (\text{B.13})$$

$$\frac{dE(t)}{dt} = -i.A(t) * e^{-i\phi(t)}\frac{d\phi(t)}{dt} + \frac{dA(t)}{dt}e^{-i\phi(t)} \quad (\text{B.14})$$

$$E^*(t).\frac{dE(t)}{dt} = -iA^2(t)\frac{d\phi(t)}{dt} + A(t).\frac{dA(t)}{dt} \quad (\text{B.15})$$

$$E(t).\frac{dE^*(t)}{dt} = iA^2(t)\frac{d\phi(t)}{dt} + A(t).\frac{dA(t)}{dt} \quad (\text{B.16})$$

$$2iA^2\frac{d\phi(t)}{dt} = E(t).\frac{dE^*(t)}{dt} - E^*(t).\frac{dE(t)}{dt} \quad (\text{B.17})$$

Usando as seguintes relações:

$$\alpha = -\Gamma g + \alpha_{int} + \alpha_m \quad (\text{B.18})$$

$$\Delta n_b = -(\beta_c/2k_o) \Delta g$$

$$v_g = \frac{c}{n_g} \quad (\text{B.19})$$

$$\Gamma v_g \Delta g = G(n, s) - \gamma$$

Pode-se reescrever as Eq. (B.13) e (B.17) como:

$$\frac{d}{dt}A(t) = \frac{1}{2} \{G[n(t), s(t)] - \gamma\} . A(t) \quad (\text{B.20})$$

$$\frac{d}{dt}\phi(t) = -[\omega(n) - \omega_{th}] + \frac{1}{2}\beta_c . [G[n(t), s(t)] - \gamma] \quad (\text{B.21})$$

Referências Bibliográficas

- [1] Y. A. Akulova *et al.*, “*Widely tunable electroabsorption-modulated sampled-grating DBR laser transmitter*”, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, **8**, 6, pp. 1349-1357, (2002).
- [2] L. A. Coldren, G. A. Fish, Y. Akulova, J. S. Barton, e C. W. Coldren, “*Tunable semiconductor laser: a tutorial*”, Journal of Lightwave Technology, **22**, 1, pp. 193-202, (2004).
- [3] D. K. Jung, H. Kim, K. H. Han, e Y. C. Chung, “*Spectrum-sliced bidirectional passive optical network for simultaneous transmission of WDM and digital broadcast video signals*”, Electronics Letters, **37**, 5, pp. 308-309, (2001).
- [4] S. L. Woodward, P. P. Iannone, K. C. Reichmann, e N. J. Frigo, “*A spectrally sliced PON employing Fabry-Pérot lasers*”, IEEE Photonics Technology Letters, **10**, 9, pp. 1337-1339, (1998).
- [5] H.-K. Lee, H.-J. Lee, e C.-H. Lee, “*A simple and color-free WDM-passive optical network using spectrum-sliced Fabry-Pérot laser diodes*”, IEEE Photonics Technology Letters, **20**, 3, pp. 220-222, (2008).
- [6] F. Payoux, P. Chanclou, e R. Brenot, “*WDM PON with a single SLED seeding colorless RSOA-based OLT and ONUs*”, Optical Communications, 2006, ECOC 2006, European Conference on, pp. 1-2, (2006).
- [7] S.-H. Cho *et al.*, “*1.25 Gb/s Operation of ASE injected RSOA with 50 GHz channel spacing by using injection current adjustment, dispersion management and receiver with decision threshold level control*”, Transparent Optical Networks (ICTON), 2010 12th International Conference on, pp. 1-4, (2010).

- [8] H. S. Shin *et al.*, “*16x1.25 Gbit/s WDM-PON based on ASE-injected R-SOAs in 60 °C temperature range*”, Optical Fiber Communication Conference, 2006 and the 2006 National Fiber Optic Engineers Conference. OFC 2006, pp. 1-3, (2006).
- [9] S.-H. Cho, S. S. Lee, e D.-W. Shin, “*Transmission performance enhancement for EIN limited 2.5 Gbit/s RSOA-based WDM-PON by using dispersion management*”, Electronics Letters, **46**, 9, pp. 636-638, (2010).
- [10] S.-H. Cho, S.-S. Lee, e D.-W. Shin, “*Improving upstream transmission performance using a receiver with decision threshold level adjustment in a loopback WDM-PON*”, Optical Fiber Technology, **16**, 3, pp. 129–134, (2010).
- [11] D. C. Kim *et al.*, “*2.5 Gbps Operation of RSOA for low cost WDM-PON sources*”, Optical Communication, 2009. ECOC '09. 35th European Conference on , pp. 1-2, (2009).
- [12] K. Y. Cho, Y. Takushima, e Y. C. Chung, “*10-Gb/s Operation of RSOA for WDM PON*”, IEEE Photonics Technology Letters, **20**, 18, pp. 1533-1535, (2008).
- [13] K. Y. Cho *et al.*, “*Effects of reflection in RSOA-based WDM PON utilizing remodulation technique*”, Journal of Lightwave Technology, **27**, 10, pp. 1286-1295, (2009).
- [14] J. M. Oh, S. G. Koo, D. Lee, e S.-J. Park, “*Enhancement of the performance of a Reflective SOA-based hybrid WDM/TDM PON system with a remotely pumped Erbium-Doped Fiber Amplifier*”, Journal of Lightwave Technology, **26**, 1, pp. 144-149, (2008).
- [15] K. Y. Cho, Y. Takushima, K. R. Oh, e Y. C. Chung, “*Operating wavelength range of 1.25 Gb/s WDM PON implemented by using uncooled RSOAs*”, Optical Fiber communication/National Fiber Optic Engineers Conference, 2008. OFC/NFOEC 2008. Conference on, pp. 1, (2008).
- [16] K. Y. Cho, Y. Takushima, e Y. C. Chung, “*Enhanced operating range of WDM PON implemented by using uncooled RSOA's*”, IEEE Photonics Technology Letters., **20**, 18, pp. 1536-1538, (2008).
- [17] C.-H. Lee *et al.*, “*WDM-PON experiences in Korea [Invited]*”, Journal of Optical Networking, **6**, 5, pp. 451-464, (2007).

- [18] H. K. Lee, H.-S. Cho, J.-Y. Kim, e C.-H. Lee, “A WDM-PON with an 80 Gb/s capacity based on wavelength-locked Fabry-Perot Laser”, *Optics Express*, **18**, 17, (2010).
- [19] H. D. Kim, S.-G. Kang, e C.-H. Lee, “A low-cost WDM source with an ASE injected Fabry-Perot semiconductor laser,” *IEEE Photonics Technology Letters*, **12**, 8, pp. 1067-1069, (2000).
- [20] <http://www.bayspec.com/pdf/ITU-DWDM.pdf>
- [21] R. P. Davey *et al.*, “Long-Reach Passive Optical Networks”, *Journal of Lightwave Technology*, **27**, 3, pp. 273-291, (2009).
- [22] D. Smith *et al.*, “Colourless 10Gb/s Reflective SOA-EAM with low polarization sensitivity for Long-Reach DWDM-PON Networks”, *Optical Communication*, 2009. ECOC '09. 35th European Conference on , pp. 1-2, (2009).
- [23] D. J. Shin *et al.*, “Transmission of HDTV and Ethernet data over a WDM-PON employing ASE-injected Fabry-Perot laser diodes”, *Optical Fiber Communication Conference*, 2004. OFC 2004, **1**, pp. 827-829, (2003).
- [24] S.-M. Lee, K.-M. Choi, S.-G. Mun, J.-H. Moon , e C.-H. Lee, “Dense WDM-PON based on Wavelength-Locked Fabry-Pérot Laser”, *IEEE Photonics Techonology Letters*, **17**, 7, pp. 1579-1581, (2005).
- [25] S.-G. Mun, J.-H. Moon, H.-K. Lee, J.-Y. Kim, e C.- H. Lee, “A WDM-PON with a 40 Gb/s (32x1.25 Gb/s) capacity based on wavelength-locked Fabry-Pérot laser diodes”, *Optics Express*, **16**, 15, pp. 11361-11368, (2008).
- [26] D. J. Shin *et al.*, “155 Mbits transmission using ASE-injected Fabry-Perot laser diode in WDM-PON over 70C temperature range”, *Electronics Letters*, **39**, 18, pp. 1331-1332, 2003.
- [27] K.-Y. Park, S.-G. Mun, K.-M. Choi, e C.-H. Lee, “A theoretical model of a Wavelength-Locked Fabry-Pérot Laser Diode to the externally injected narrow-band ASE”, *IEEE Photonics Technology Letters*, **17**, 9, pp. 1797-1799, (2005).
- [28] K.- Y. Park, e C.-H. Lee, “Noise analysis of a wavelength-locked Fabry-Pérot laser diode”, *Optical Internet*, 2008. COIN 2008. 7th International Conference on, pp. 1-2, (2008).

- [29] N. H. Zhu *et al.*, “*Single mode operation of a Fabry-Perot Laser locked by a tunable laser*”, Microwave and Optical Technology Letters, **50**, 7, pp. 1888-1892, (2008).
- [30] K. Y. Park, e C. H. Lee, “*Noise Characteristics of a wavelength-locked Fabry-Pérot laser diode*”, IEEE Journal of Quantum Electronics, **44**, 11, (2008).
- [31] T. R. Zaman, e R. J. Ram, “*Modulation of injection locked lasers for WDM-PON applications*”, Optical Fiber communication/National Fiber Optic Engineers Conference, 2008. OFC/NFOEC 2008. Conference on 2008, pp. 1-3, (2008).
- [32] K.-Y. Park, e C.-H. Lee, “*Intensity noise in a wavelength-locked Fabry-Pérot laser diode to a spectrum sliced ASE*”, IEEE Journal of Quantum Electronics, **44**, 3, pp. 209-215, (2008).
- [33] X. Cheng, Y. J. Wen, Z. Xu, e Y. Wang, “*Characterization of Fabry-Pérot laser diodes injection locked by spectrum sliced ASE noise in WDM-PON*”, Optical Fiber Technology, **15**, 2, pp. 1-4, (2009).
- [34] C.-H. Lee, S.-M. Lee, K.-M. Choi, e S.-G. Mun, “*Color-free optical sources for WDM-PON*”, <http://photonet.kaist.ac.kr/new-homepage/paper/paper2/file/76.pdf>
- [35] Z. Xu, Y. J. Wen, C.-J. Chae, Y. Wang, e Chao Lu, “*10 Gb/s WDM-PON upstream transmission using Injection-locked Fabry-Perot Lasers Diodes*”, Optical Fiber Communication Conference, 2006 and the 2006 National Fiber Optic Engineers Conference. OFC 2006, pp. 1-3, (2006).
- [36] D. J. Shin *et al.*, “*Low-cost WDM-PON with colorless bidirectional transceivers*” Journal of Lightwave Technology, **24**, 1, pp. 158-165, (2006).
- [37] S. S. Wagner, e T. E. Chapuran, “*Broadband high-density WDM transmission using superluminescent diodes*”, Electronics Letters, **26**, 11, pp. 696-697, (1990).
- [38] W.-J. Choi, S.-J. Han, H.-C. Kwon, e S.-K. Han, “*WDM Optical-source generation using wavelength-locked FP-LDs with a spectrally sliced FP-LD*”, Microwave and Optical Technology Letters, **43**, 1, pp. 84-87, (2004).
- [39] Y.-S. Liao, H.-C. Kuo, Y.-J. Chen, and G.-R. Lin, “*Side-mode transmission diagnosis of a multi-channel selectable injection-locked Fabry-Pérot laser diode with anti-reflection coated from face*”, Optics Express, **17**, 6, pp. 4858-4867, (2009).

- [40] K.-M. Choi, J.-S. Baik, e C.-H. Lee, “*Broad-band light source using mutually injected Fabry-Pérot laser diodes for WDM-PON*”, IEEE Photonics Technology Letters, **17**, 2, pp. 2529-2531, (2005).
- [41] H.-C. Kwon, e S.-K. Han, “*Performance analysis of a wavelength-locked Fabry-Perot laser diode by light injection of an external spectrally sliced Fabry-Perot laser diode*”, Applied Optics, **45**, 24, pp. 6175-6179, (2006).
- [42] N. J. Frigo *et al.*, “*A wavelength-division multiplexed passive optical network with cost-shared components*”, IEEE Photonics Technology Letters., **6**, 11, pp. 1365-1367, (1994).
- [43] W. Hung, C.-K. Chan, L.-K. Chen, e F. Tong, “*An optical network unit for WDM Access networks with downstream DPSK and upstream remodulated OOK data using injection-locked FP laser*”, IEEE Photonics Techonology Letters, **15**, 10, pp. 1476-1478, (2003).
- [44] N. Deng, W. Hung, C.-K. Chan, L.- K. Chen, e F. Tong, “*A novel wavelength modulated transmitter and its application in WDM passive optical networks*”, Optical Fiber Communication Conference, 2004. OFC 2004, pp. 238-241, (2004).
- [45] D. Gutierrez, K S. Kim, F.-T. An, e L. G. Kazovsky, “*SUCCESS-HKPON: Migrating from TDM-PON to WDM-PON*”, Optical Communications, 2006. ECOC 2006. European Conference on, pp. 1-2, (2006).
- [46] S. S.-H. Yam, “*Optical access network using centralized light source, single-mode fiber + broad wavelength window multimode fiber*”, Journal of Optical Networking, **5**, 8, pp. 604-610, (2006).
- [47] N. Deng, C.-K. Chan, e L.-K. Chen, “*A centralized-light-source WDM access network utilizing inverse-RZ downstream signal with upstream data remodulation*”, Optical Fiber Technology, **13**, 1, pp. 18-21, (2006).
- [48] J. Zhao, L.-K. Chen, e C.- K. Chan, “*A Novel re-modulation scheme to achieve colorless high-speed WDM-PON with enhanced tolerance to chromatic dispersion and re-modulation misalignment*”, Optical Fiber Communication and the National Fiber Optic Engineers Conference, 2007. OFC/NFOEC 2007. Conference on pp. 1-3, (2007).

- [49] T. Uchikata, e A. Tajima, “*A novel power saving scheme for WDM-PON with centralized light sources*”, OptoElectronics and Communications Conference, 2009. OECC 2009. 14th, pp. 1-2, (2009).
- [50] H. Takesue, e T. Sugie, “*Wavelength channel data rewrite using saturated SOA modulator for WDM networks with centralized light sources*,” Journal of Lightwave Technology, **21**, 11, pp. 2546–2556, (2003).
- [51] F. Grassi, J. Mora, B. Ortega, e J. Capmany, “*Centralized light-source optical access network based on polarization multiplexing*”, Optics Express, **18**, 5, pp. 4240-4245, (2010).
- [52] G.P. Agrawal, e N. K. Dutta, “*Semiconductor Lasers*”, Second Edition. New York: Van Nostrand. (1993).
- [53] C. Kittel, “*Introdução á Física do Estado Sólido*,” Edição 8A. ED. LTC, (2006).
- [54] J. G. Fossum, R. P. Mertens, D. S. Lee, J. F. Nijs, “*Carrier recombination and lifetime in highly doped silicon*” Solid-State Electron. **26**, 6, pp. 569-576, (1983).
- [55] H. C. Casey, Jr. e M. B. Panish, “*Heterostructure Lasers*”, Academic Press, Orlando, (1978).
- [56] R. Tsu, e L. Esaki, “*Tunneling in a finite superlattice*” Applied Physics Letters, **11**, 22, pp. 562-564, (1973).
- [57] K. D. Machado, “*Teoria do Eletromagnetismo*”, **1**, 3º Edição, Editora UEPG, (2007).
- [58] J. R. Reitz, F. J. Milford, e Robert W. Christy, “*Fundamentos da Teoria Eletromagnética*”, 1º Edição, Editora CAMPUS, (1982).
- [59] A. E. Siegman, “*Lasers*”, Mill Valey, CA: University Science Books, (1986).
- [60] M. Sargent III, M. O. Scully, e W. E. Lamb, “*Laser Physic*”, Addison-Wesley Publishing Co, (1974).
- [61] P. W. Milonni, e J. H. Eberly, “*Lasers*”, New York: John Wiley and Sons, (1988).
- [62] J. W. Godman, “*Introduction to Fourier Optics*”, Second Edition, The McGRAW-HILL COMPANIES, INC. (1998).

- [63] K. Y. Lau, e Y. A. Yariv, “*Semiconductors and Semimetals*”, **22**, Part B, Ed W.T. Tsang, New York: Academic Press, (1985).
- [64] G. H. B. Thompson, “*Physics of Semiconductor Lasers Devices*”, John Wiley e Sons, (1980).
- [65] G. Arnold, P. Russer, e K. Petermann, “*Semiconductor Devices for Optical Communication*”, Ed. H. Kressel Berlin: Springer-Verlag, (1982).
- [66] P. Brosson, “*Analytical model of a semiconductor optical amplifier*”, Journal of Light-wave Technology, **12**, 1, pp. 49-54, (2004).
- [67] P. Royo, R. Koda, e L. A. Coldren, “*Vertical cavity semiconductor optical amplifiers; Comparison of Fabry-Pérot and rate equations approaches*”, IEEE Journal of Quantum Electronics, **38**, 3, pp. 279-284, (2002).
- [68] D. Labukhin, C. A. Soltz, N. A. Zakhleniuk, R. London, e M. J. Adams, “*Modified Fabry-Perot and rate equation methods for the nonlinear dynamics of an optically injected semiconductor laser*”, IEEE Journal of Quantum Electronics, **45**, 7, pp. 864-872, (2009).
- [69] <http://www.unige.ch/sciences/chifi/cpb>
- [70] T. P. Lee, C. A. Burrus, J. A. Copeland, A. G. Dentai, e D. Marcuse, “*Short-Cavity InGaAsP injection lasers: dependence of mode spectra and single-longitudinal-mode power on cavity length*”, IEEE Journal of Quantum Eletronics, **18**, 7, pp. 1101-1113, (1982).
- [71] K. Pettermann, “*Laser Diode modulation and noise*”. Dordrecht: Kluwer Academic Pub, (1991).
- [72] W. Streifer, D. R. Scifres, e R. D. Burnham, “*Spontaneous emission factor of narrow-stripe gain-guided diode lasers*”, Electronics Letters, **17**, 24, pp. 933-934, (1981).
- [73] M. J. Adams, e M. Osinski, “*Longitudinal mode competition in semiconductor lasers:Rate equations revisited*”, Solid-State and Electron Devices, IEE Proceedings I, **129**, 6, pp. 271-274, (1982).

- [74] J. Van der Pol, “*Forced oscillations in a circuit with nonlinear resistance*”, Philosophical Magazine, **3**, 13, pp. 65-80, (1927).
- [75] R. Adler, “*A study of locking phenomena in oscillators*”, Proceedings of the IRE, **34**, 6, pp. 1380-1385 (1946).
- [76] T. H. Maiman, “*Stimulated optical radiation in ruby*”, Nature, **187**, 4736, pp. 493-494, (1960).
- [77] H. L. Stover, e W. H. Steier, “*Locking of laser oscillators by injected signal*”, Applied Physics Letters, **8**, 4, pp. 91-93, (1966).
- [78] S. Kobayashi, e T. Kimura, “*Coherence on injection phase-locked AlGaAs semiconductor laser*”, Electronics Letters, **16**, 7, pp. 668-670, (1980).
- [79] E. K. Lau, L. J. Wong, e C. Wu, “*Enhanced modulation characteristics of optical injection-locked lasers: A Tutorial*”, IEEE Journal. of Selected Topics In Quantum Electronics, **15**, 3, pp. 618-633, (2009).
- [80] R. Lang, “*Injection locking properties of a semiconductor laser*”, IEEE Journal of Quantum Electronics, **18**, 6, pp. 976-983, (1982).
- [81] F. Mongense, H. Olesen, e G. Jacobsen, “*Locking conditions and stability properties for a semiconductor laser with external light injection*”, IEEE Journal of Quantum Electronics, **21**, 7, pp. 784-793, (1985).
- [82] I. Petitbon, P. Gallion, G. Debargue, e C. Chabran, “*Locking bandwidth and relaxation oscillations of an injection-locked semiconductor laser*”, IEEE Journal of Quantum Electronics, **24**, 2, pp. 148-154, (1988).
- [83] A. Murakami, K. Kawashima, e K. Atsuki, “*Cavity resonance shift and bandwidth enhancement in semiconductor lasers with strong light injection*”, IEEE Journal of Quantum Electronics, **39**, 10, pp. 1196-1204, (2003).
- [84] T. B. Simpson, J. M. Liu, e A. Gavrielides, “*Small-Signal analysis of modulation characteristics in a semiconductor laser subject to strong optical injection*”, IEEE Journal of Quantum Electronics, **32**, 8, pp. 1456-1468, (1996).

- [85] J. M. Liu, H. F. Chen, X. J. Meng, e T. B. Simpson, “*Modulation bandwidth, noise, and stability of a semiconductor laser subject to strong optical injection*”, IEEE Photonics Technology Letters, **9**, 10, pp. 1325-1327, (1997).
- [86] A. Murakami, “*Phase locking and chaos synchronization in injection-locked semiconductor lasers*”, IEEE Journal of Quantum Electronics, **39**, 3, pp. 438-447, (2003).
- [87] X. Jin, e S.-L. Chuang, “*Bandwidth enhancement of Fabry-Pérot quantum-well lasers by injection-locking*”, Solid State Electronic, **50**, 6, pp. 1141-1149, (2006).
- [88] L. Zhang, R. Dou, e J. Chen, “*Characteristics of the injection-locked master-slave lasers*”, Applied Optics, **47**, 14, pp. 2648-2654, (2008).
- [89] R. Gordon, “*Fabry-Perot semiconductor laser injection locking*”, IEEE Journal of Quantum Electronics, **42**, 4, pp. 353-356, (2006).
- [90] E. K. Lau, H.-K. Sung, e Ming C. Wu, “*Frequency response enhancement of optical injection-locked lasers*”, IEEE Journal of Quantum Electronics, **44**, 1, pp. 90-99, (2008).
- [91] H. Li, T. L. Lucas, e J. G. McInerney, “*Injection locking dynamics of vertical cavity semiconductor laser under conventional and phase conjugate injection*”, IEEE Journal of Quantum Electronics, **32**, 2, pp. 227-235, (1996).
- [92] J. Mercier, e M. McCall, “*Stability and dynamics of an injection-locked semiconductor laser array*”, Optics Communications, **138**, pp. 200-210, (1997).
- [93] M. K. Haldar, J. C. Coetzee, e K. B. Gan, “*Optical frequency modulation and intensity modulation supression in a master-slave semiconductor laser system with direct modulation of the master laser*”, IEEE Journal of Quantum Electronics, **41**, 3, pp. 280-286, (2005).