



UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação

Mareli Rodigheri

Caracterização de Lasers Ultra Coerentes por Processamento Analógico para Digital Ultrarrápido e Recepção Óptica Coerente

Campinas

2021



UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação

Mareli Rodigheri

Caracterização de Lasers Ultra Coerentes por Processamento Analógico para Digital Ultrarrápido e Recepção Óptica Coerente

Dissertação apresentada à Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação da Universidade Estadual de Campinas como parte dos requisitos exigidos para a obtenção do título de Mestre em Engenharia Elétrica, na Área de Telecomunicações e Telemática

Orientador: Prof. Dr. Evandro Conforti

Co-orientador: Dr. Tiago Sutili

Co-orientador: Prof. Dr. Cristiano de Mello Gallep

Este exemplar corresponde à versão da dissertação defendida pela aluna Mareli Rodigheri, orientada pelo Prof. Dr. Evandro Conforti e co-orientada pelo Prof. Dr. Tiago Sutili e pelo Prof. Dr. Cristiano de Mello Gallep

Campinas

2021

Ficha catalográfica
Universidade Estadual de Campinas
Biblioteca da Área de Engenharia e Arquitetura
Rose Meire da Silva - CRB 8/5974

R617c Rodigheri, Mareli, 1994-
Caracterização de lasers ultra coerentes por processamento analógico para digital ultrarrápido e recepção óptica coerente / Mareli Rodigheri. – Campinas, SP : [s.n.], 2021.

Orientador: Evandro Conforti.
Coorientadores: Tiago Sutili e Cristiano de Mello Gallep.
Dissertação (mestrado) – Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação.

1. Comunicações ópticas. 2. Lasers semicondutores. 3. Análise espectral. 4. Processamento digital de sinais. I. Conforti, Evandro, 1947-. II. Sutili, Tiago, 1988-. III. Gallep, Cristiano de Mello, 1974-. IV. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação. V. Título.

Informações para Biblioteca Digital

Título em outro idioma: Narrow linewidth lasers characterization using ultra high speed ADCs and optical coherent reception with DSP

Palavras-chave em inglês:

Optical communications

Semiconductors lasers

Spectral analysis

Digital signal processing

Área de concentração: Telecomunicações e Telemática

Titulação: Mestra em Engenharia Elétrica

Banca examinadora:

Evandro Conforti [Orientador]

Adriano Luís Toazza

Aldário Chrestani Bordonalli

Data de defesa: 26-01-2021

Programa de Pós-Graduação: Engenharia Elétrica

Identificação e informações acadêmicas do(a) aluno(a)

- ORCID do autor: <https://orcid.org/0000-0002-4566-157X>

- Currículo Lattes do autor: <http://lattes.cnpq.br/8007984302535929>

Comissão Julgadora – Dissertação de Mestrado

Candidata: Mareli Rodigheri (RA: 229959)

Data da Defesa: 26 de janeiro de 2021

Título da Dissertação: “Caracterização de Lasers Ultra Coerentes por Processamento Analógico para Digital Ultrarrápido e Recepção Óptica Coerente”

Prof. Dr. Evandro Conforti (Presidente, FEEC/UNICAMP)

Prof. Dr. Adriano Luís Toazza (Membro externo, UPF)

Prof. Dr. Aldário Chrestani Bordonalli (Membro interno, FEEC/UNICAMP)

A ata de defesa, com as respectivas assinaturas dos membros da Comissão Julgadora, encontra-se no SIGA (Sistema de Fluxo de Dissertação/Tese) e na Secretaria de Pós-Graduação da Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação.

Dedico esta dissertação à minha família.

Agradecimentos

Agradeço aos meus pais Valdo e Rosma, pela formação de valores, pelo apoio e incentivo durante minha jornada até aqui, por todo amor, carinho, compreensão e, ajuda e por serem tão especiais. Ao meu irmão Lucas, pelas risadas, pela troca de ideias e perspectivas e pelo companheirismo. Ao meu afilhado Higor, pelo carinho, pelas brincadeiras de criança e por fazer os dias se tornarem simples e divertidos. Ao meu cunhado Leonardo, pela amizade, pelo exemplo como pessoa e pela troca de conhecimentos. À minha irmã Grazieli, pela confiança que sempre deposita em mim, pelos conselhos, pelas conversas intermináveis e por sempre estar ao meu lado.

Agradeço ao meu orientador, Prof. Evandro, pela oportunidade de trabalharmos juntos, tornando a minha experiência no mestrado um grande aprendizado. Agradeço por todo o apoio, paciência, troca de ideias e todo conhecimento nesse período que convivemos. Aos meus co-orientadores, Tiago e Cristiano, pela ajuda constante para a realização deste projeto. Aos colegas e amigos do LAPCOM, Danierick, Ernesto, Isac, Leonid, Maria, Prof. Aldário e Saman, pelo apoio, pelo companheirismo e momentos de descontração.

Agradeço aos demais professores que fizeram parte da minha formação acadêmica. À UNICAMP, FAPESP, CNPq e Padtec, pelo apoio financeiro e estrutural para realização deste projeto de pesquisa. O presente trabalho foi realizado com apoio do processo nº 2018/18337-5, Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP).

“There is an art, or, rather, a knack to flying. The knack lies in learning how to throw yourself at the ground and miss.”
(Douglas Adams)

Resumo

Devido à conveniência da utilização de lasers em sistemas de comunicações ópticas baseados em técnicas de recepção coerentes, o conhecimento das propriedades da portadora óptica é de grande valia para o projeto e avaliação da qualidade de enlaces ópticos. Neste sentido, uma técnica para caracterizar lasers com largura de linha estreita foi proposta neste trabalho. Trata-se de uma técnica baseada na recepção por sobreposição de duas portadoras ópticas, uma proveniente de um laser oscilador local e outra de um laser a ser caracterizado, seguida pela fotodetecção, aquisição ultrarrápida e processamento digital *offline*. Foram desenvolvidos algoritmos com a finalidade de examinar os desvios de fase e de frequência da portadora fotônica. Os resultados fornecem uma visão profunda a respeito dos eventos de perda de coerência, uma estimativa da largura de linha, assim como do ruído de fase em lasers monomodo. No entanto, a separação da contribuição de cada um dos lasers fica condicionada à utilização de dois fotorreceptores idênticos.

Palavras-chaves: Comunicações ópticas; lasers semicondutores; análise espectral; processamento digital de sinais.

Abstract

Due to the convenience of using lasers in optical communications systems based on coherent reception techniques, the understanding of the optical carrier properties are of interest for designing and evaluation of optical links quality. We describe a method for narrow linewidth laser evaluation using a technique based on the beating after photoreception of two optical carriers, one from a local oscillator laser and the other from a laser to be characterized, followed by analog to digital ultrafast acquisition and offline digital processing. Algorithms were developed for evaluation of the phase and frequency deviations of electromagnetic carrier. The results provide a thoughtful insight at the loss of coherence events, including an estimative of the laser linewidth and phase noise. However, to obtain the individual contribution of each laser (signal and local oscillator), it is necessary to employ two identical photoreceivers.

Keywords: Optical communications; semiconductors lasers; spectral analysis; digital signal processing.

Lista de ilustrações

Figura 2.1 – Elementos típicos de um laser, adaptado de [35].	22
Figura 2.2 – Transições atômicas a) absorção b) emissão espontânea c) emissão estimulada, adaptado de [37].	23
Figura 2.3 – Nível de Fermi para a) um semicondutor dopado tipo p b) um semicondutor dopado tipo n c) uma junção pn em equilíbrio d) uma junção pn polarizada diretamente, adaptado de [39].	25
Figura 2.4 – Diagrama das equações de taxa para um laser semicondutor, onde g é o ganho por unidade de volume, adaptado de [34].	29
Figura 2.5 – a) Espectro do ruído branco de frequência; b) Variância do erro de fase; c) Espectro lorentziano para ruído branco de frequência. Retirado de [49]	32
Figura 2.6 – a) Espectro de ruído de frequência; b) Variância do erro de fase; c) Espectro de emissão aumentado com o aparecimento de ruído do tipo $1/f$. Retirado de [49].	32
Figura 3.1 – Configuração experimental.	34
Figura 3.2 – Montagem experimental realizada.	36
Figura 3.3 – Fluxograma do algoritmo para determinação das larguras de linha de $i_1(t)$ e $i_2(t)$	38
Figura 3.4 – Fluxograma do algoritmo para determinação dos desvios de fase e eventos de perda de coerência.	40
Figura 4.1 – Amostras dos sinais fotodetectados: (a) fotodetecção com DSC-R410; (b) fotodetecção com AD-10ir	42
Figura 4.2 – Largura de linha em função da quantidade de semiciclos de senóide em cada amostra, resultado semelhante ao discutido em [15].	43
Figura 4.3 – Histogramas contendo os desvios de frequência que resultam em (a) espectro lorentziano para o sinal $E_1(t)$ (b) espectro lorentziano para o sinal $E_2(t)$	44
Figura 4.4 – Largura de linha considerando diferentes comprimentos de fibra para atraso do sinal óptico a ser caracterizado.	45

Figura 4.5 – Exemplos dos desvios de fase (linha vermelha) do sinal $E_2(t)$ (linha azul) em relação a um sinal de referência (linha pontilhada). Observam-se (a) desvios predominantes de até 0,3 rad (b) dois eventos com desvios abruptos cujas amplitudes são iguais a $-0,5$ e $0,9$ rad (c) exemplo de variação abrupta de fase com valor de $-0,9$ rad (d) exemplo de variação abrupta de fase, com menor probabilidade de ocorrência, com valor de 1,2 rad.	47
Figura 4.6 – Distribuição gaussiana de probabilidade dos desvios de fase observados em $E_2(t)$, com $\mu = -0,06$ rad e $\sigma = 0,1591$ rad.	48
Figura 4.7 – Distribuição gaussiana de probabilidade dos desvios de fase observados em $E_1(t)$, com $\mu = 0$ e $\sigma = 0,1172$ rad.	48
Figura 4.8 – Exemplos de desvios de fase no sinal $E_1(t)$ em relação a um sinal de referência. Observam-se (a) desvios predominantes de até 0,3 rad (b) desvio de fase repentino com 0,5 rad (c) exemplo de variação abrupta de fase com valor de $-0,8$ rad (d) exemplo de variação abrupta de fase com valor de 1,2 rad.	49
Figura 4.9 – Tremor temporal para o batimento entre os lasers oscilador local e sob teste.	50

Lista de tabelas

Tabela 3.1 – Parâmetros de fábrica do laser operando como oscilador local (E_o) e do laser a ser caracterizado (E_s).	37
Tabela 3.2 – Parâmetros operacionais dos fotodetectores	38

Lista de Acrônimos e Símbolos

Acrônimos

DPS - Digital signal processing

DWDM - Dense wavelength division multiplexing (Densa multiplexação por divisão em Comprimento de Onda)

EICL - External integrated cavity laser (Laser com cavidade externa integrada)

FWFM - Full width at the half maximum (Linha completa na metade do máximo)

MZI - Mach-Zehnder interferometer (interferômetro de Mach-Zehnder)

OPC - Optical polarization controller (Controlador de polarização óptico)

OPLL - Optical phase locked loop (Laço de travamento de fase óptica)

QAM - Quadrature amplitude mModulation (Modulação de amplitude em quadratura)

RIN - Relative intensity noise (Ruído de intensidade relativa)

RIO - Redfern Integrated Optics

Símbolos

δf Largura de linha

α_c Fator anti-guiamento

$\Delta\nu_c$ Largura de banda do ressonador

$\Delta\nu_{laser}$ Largura de linha obtida pela equação de Schawlow-Townes

$\Delta\omega_o$ Largura de linha referente ao laser oscilador local

$\Delta\omega_s$ Largura de linha referente ao laser sob teste

$\Delta\phi_\tau$ Diferença de fase

Γ Fator de confinamento do campo óptico

ω	Frequência central de uma portadora óptica
ω_1	Espectro de frequências relativo ao sinal de batimento sem atraso
ω_2	Espectro de frequências relativo ao sinal de batimento com atraso
ω_i	Frequência intermediária do batimento entre as portadoras ópticas
ω_o	Frequência central de emissão do laser oscilador local
ω_s	Frequência central de emissão do laser a ser caracterizado
ϕ	Fase de portadora óptica
ϕ_1	Desvios de fase do sinal de batimento sem atraso
ϕ_2	Desvios de fase do sinal de batimento com atraso
ϕ_o	Fase do laser oscilador local
ϕ_s	Fase do laser a ser caracterizado
$\sigma_\phi(\tau)^2$	Variância da diferença de fase
τ	Tempo de atraso do sinal óptico
τ_s	Tempo de vida dos portadores
τ_{ph}	Tempo de vida dos fótons
A_{nr}	Taxa de emissão não radiativa
B	Taxa de recombinações espontâneas
C	Taxa das recombinações de Auger
C_s	Fração de fótons não coerentes que sobrevivem dentro da cavidade
d	Espessura da camada ativa
E_1	Campo eletromagnético do batimento a ser analisado
E_2	Campo eletromagnético do batimento com atraso a ser analisado
E_a	Banda de menor energia da junção semicondutora

E_b	Banda de maior energia da junção semicondutora
E_o	Campo eletromagnético do laser operando como oscilador local
E_s	Campo eletromagnético do laser a ser caracterizado
G	Ganho óptico por unidade de tempo
h	Constante de Planck
$h\nu$	Energia do fóton
i_1	Corrente fotodetectada sem atraso no sinal de batimento
i_2	Corrente fotodetectada com atraso no sinal de batimento
J	Densidade de corrente elétrica
N	Número de portadores minoritários por unidade de volume
n	Número total de portadores minoritários em um semicondutor extrínseco
P_o	Potência óptica do laser oscilador local
P_s	Potência óptica do laser a ser caracterizado
P_{out}	Potência de saída do laser
q	Carga elementar
R	Responsividade do fotodetector
R_a	Total de recombinações de Auger
R_{nr}	Total de emissões não radiativas
R_{rr}	Total de emissões espontâneas
S	Densidade de fótons no ressonador
$S(f)$	Espectro de emissão do laser
S_F	Espectro do ruído de frequência
V	Volume

Sumário

1	Introdução	17
1.1	Objetivos	19
1.2	Organização da Dissertação	19
2	Fundamentação Teórica	20
2.1	Princípios Operacionais	21
2.2	Diodo Laser	24
2.3	Equações de Taxa	26
2.3.1	Equação de taxa para a densidade de portadores	26
2.3.2	Equação de taxa para a densidade de fótons	27
2.3.3	Equação de taxa para a fase óptica	28
2.4	Largura de Linha	29
3	Desenvolvimento da Técnica	33
3.1	Configuração experimental proposta	33
3.1.1	Montagem experimental	36
3.2	Análise offline	37
3.2.1	Largura de Linha	38
3.2.2	Ruído de Fase e Perda de Coerência	40
4	Resultados Experimentais	42
4.1	Largura de Linha	43
4.2	Ruído de fase	46
4.3	Tremor Temporal	50
5	Conclusão	51
5.1	Perspectivas Futuras	52
5.2	Lista de Publicações	53
	Referências	54

1 Introdução

A grande aplicabilidade de lasers nas mais diversas áreas é reflexo de décadas de pesquisas e esforços científicos. Em comunicações ópticas coerentes, lasers de elevada coerência precisam ser utilizados tanto para a transmissão do sinal como para a sua recepção. Nesse sentido, o desenvolvimento de fontes ópticas coerentes com largura de linha da ordem de alguns hertz poderão permitir sistemas em altas taxas a curtas distâncias e sem necessidade de pós-processamento digital, com aplicações, por exemplo, em *Data Centers* [1, 2, 3, 4, 5]. Larguras de linha estreitas também são desejáveis em sensores baseados em fibras ópticas, como sensores de ultrassom [6], micro vibrações [7], sensores de temperatura e pressão [8], e sensores acústicos [9]. Outras aplicações relevantes destes lasers concentram-se nas áreas científicas, militares, médicas, industriais e comerciais.

Recentemente, ondas gravitacionais puderam ser detectadas fazendo-se o uso de lasers com largura de linha muito estreita [10]. O Observatório Interferométrico de Ondas Gravitacionais (LIGO - *Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory*) utilizou dois túneis perpendiculares com quatro quilômetros de extensão cada, resultando na criação de um interferômetro laser de altíssima precisão [11]. O feixe de luz é inicialmente dividido em duas partes, cada uma injetada em um dos túneis. No final do percurso, espelhos refletem cada um dos feixes para que sejam recombinados novamente. Ondas gravitacionais são detectáveis neste sistema pois, ao se propagarem, deformam o espaço-tempo, esticando o espaço em uma direção e comprimindo-o na direção perpendicular ao percurso da onda, fazendo com que o comprimento efetivo dos túneis seja alterado. A variação no comprimento dos braços do interferômetro se traduz em um novo padrão de interferência entre os feixes, o que levou os quase mil cientistas envolvidos no projeto à comprovação do fenômeno. A detecção destas ondas foi um marco para a ciência e permitirá a exploração do universo sob novas perspectivas.

No contexto das telecomunicações, sistemas ópticos coerentes são essenciais para suprir a crescente demanda no tráfego mundial de dados, impulsionada pela grande variedade de serviços oferecidos e pela popularidade de dispositivos pessoais de comunicação. Neste intuito, formatos de modulação complexos, tais como a modulação de amplitude em quadratura (QAM - *Quadrature Amplitude Modulation*), utilizada em constelações com

16, 64, 256 ou até mesmo 1024 símbolos, e formatos de modulação otimizados através de técnicas de modelagem probabilística e geométrica, promovem o uso mais eficiente dos canais ópticos de comunicação. Tais formatos garantem maior eficiência espectral e, portanto, a utilização mais eficiente da banda de transmissão disponível [12]. Além disso, a multiplexação dos dados modulados é outra ferramenta indispensável em sistemas de alta capacidade, fundamentais para suprir o alto volume no tráfego de dados, principalmente nas redes tronco, do mercado em Telecomunicações e Internet. Nesse contexto, o progresso obtido em sistemas coerentes está diretamente relacionado à alta pureza espectral das fontes ópticas, assim como à eficiência de outros dispositivos ópticos e optoeletrônicos que compõem um enlace.

Como exemplificado, lasers de largura de linha estreita são desejáveis em diversas aplicações. No entanto, a emissão coerente de fótons é ligada aos processos dinâmicos entre portadores elétricos e ópticos na cavidade ativa de uma heterojunção semicondutora. Fenômenos quânticos e efeitos não lineares relacionados à emissão de luz coerente são observados nestes processos e atuam como fontes de ruído [13]. Estando diretamente relacionado à largura de linha, o ruído de fase é um importante fator de degradação na emissão da luz laser [14, 15, 16]. Em sistemas de comunicação óptica coerente, o ruído de fase provocado pelas emissões espontâneas no processo de geração da luz determina o limite da sensibilidade do receptor [17]. Além disso, a largura espectral da fonte óptica é um agravante da dispersão cromática [18]. Neste contexto, a avaliação das distorções na fase e frequência da portadora óptica são relevantes para o projeto e avaliação da qualidade de enlaces ópticos, especialmente aqueles baseados em modulações de fase [15].

Os métodos mais tradicionais para medição da largura de linha são aqueles baseados em interferometria, como o método auto-heteródino atrasado [19, 20] e auto-homódino em interferômetro de Mach-Zehnder (MZI - *Mach-Zehnder Interferometer*) [21]. Em ambos os casos, é realizado o batimento da portadora óptica a ser caracterizada com uma réplica de si mesma atrasada no tempo. A quebra de coerência da fase da portadora óptica é obtida através de um atraso temporal suficientemente longo, em uma das parcelas da portadora, ou através da translação de frequência. No entanto, para lasers de alta coerência, o enlace de fibra pode se tornar demasiadamente longo, ocasionando o aparecimento de ruído do tipo $1/f$ [20]. Recentemente, a dispersão Brillouin estimulada tem sido usada para realizar a medição da largura de linha. Neste método, o batimento

heteródino é realizado entre o sinal do laser sob teste e a onda de Stokes gerada por um laser de bombeio [22]. Por fim, o aperfeiçoamento da recepção coerente permitiu que distorções de fase e frequência da portadora óptica fossem convertidas para o domínio elétrico e armazenadas em memórias de altíssima velocidade. A análise é realizada posteriormente, por meio de técnicas de processamento digital de sinais (DSP - *Digital Signal Processing*) *offline* [15, 16].

1.1 Objetivos

O trabalho tem por objetivo a caracterização de lasers com largura de linha estreita quanto a variações de fase e frequência. Trata-se da continuação do desenvolvimento de uma técnica de batimento bifrequencial, com posterior análise digital no domínio do tempo, inicialmente proposta em [16]. A vantagem deste método é a montagem experimental relativamente simples e a análise exclusivamente no domínio temporal, evitando-se o uso de longos trechos de fibra óptica, os quais são tradicionalmente usados para descorrelacionar os sinais que produzem o batimento nos métodos de avaliação auto-homódino e auto-heteródino. Em particular, este trabalho pretende obter o ruído introduzido por cada um destes lasers, separando seus efeitos.

1.2 Organização da Dissertação

Este trabalho está organizado em 5 capítulos, sendo que a presente introdução e contextualização do projeto contemplam o Capítulo 1. O Capítulo 2 apresenta o referencial teórico dos conceitos abordados e estudados para o desenvolvimento deste trabalho. Os fundamentos do diodo laser, bem como a análise do comportamento dinâmico deste e os ruídos envolvidos no processo de geração da luz coerente são assuntos desta parte. No Capítulo 3, a metodologia proposta para o desenvolvimento do projeto é detalhada. Os aspectos experimentais do esquema proposto são discutidos e os fundamentos para o desenvolvimento do algoritmo de análise digital *offline* são apresentados. No Capítulo 4, são apresentados os resultados experimentais. E, por fim, a conclusão e as considerações finais a respeito do trabalho realizado são apresentadas no Capítulo 5.

2 Fundamentação Teórica

Considerada uma das maiores invenções do Século XX, o laser é o resultado de um estudo feito por Albert Einstein em 1916. Em sua teoria da radiação [23], Einstein introduziu o conceito de que, nas circunstâncias adequadas, os átomos poderiam liberar o excesso de energia na forma de luz, espontaneamente ou quando estimulados pela luz. Quase 40 anos mais tarde, após o fim da Segunda Guerra Mundial, cientistas puderam comprovar experimentalmente a emissão estimulada, mostrando que Einstein estava correto e colocando os lasers no caminho para se tornarem as ferramentas poderosas que são hoje. Neste período, marcado por temores de que as tensões da Guerra Fria pudessem levar a uma guerra nuclear, muitas tecnologias floresceram devido aos grandes investimentos governamentais e corporativos, os quais impulsionaram o rápido crescimento do número de cientistas e deixaram um legado de ideias e equipamentos dos anos de guerra.

O primeiro dispositivo baseado em emissão estimulada, teorizado no início da década de 1950, foi o *maser*, cujo nome é acrônimo para um dispositivo baseado na amplificação de microondas por emissão estimulada de radiação (*microwave amplification by stimulated emission of radiation*). Nesse período, Aleksandr Prokhorov e Nicolay Basov trabalhando no Instituto de Física Lebedev, em Moscou, realizaram importantes estudos na área. Porém a primeira demonstração do dispositivo surgiu em de 1954, quando Charles H. Townes, na Universidade de Columbia, assistido por James P. Gordon e Herbert J. Zeiger, operou um *maser* de amônia pulsado a, aproximadamente, 24 GHz [24]. Em 1964 Townes, Prokhorov e Basov receberam o Nobel da Física por suas importantes contribuições no campo da eletrônica quântica.

Ainda na década de 1950, muitos cientistas trabalharam na ideia de produzir um *maser* óptico, a fim de se estender a ação do *maser* para comprimentos de onda mais curtos, da luz infravermelha ou visível. A referência teórica amplamente difundida de tal dispositivo foi publicada por Charles Townes e Arthur Leonard Schawlow em 1958 [25]. Neste contexto, o primeiro dispositivo prático experimentalmente bem-sucedido foi o laser de rubi, com bombeamento óptico e emissão pulsada a 694 nm, operado por Theodore H. Maiman nos Laboratórios de Pesquisa Hughes em 1960 [26]. O laser de hélio neônio também foi operado com sucesso no mesmo ano por Ali Javan e colaboradores

dos Laboratórios Bell Labs [27]. Diferente de Maiman, Javan usou corrente elétrica para bombear a mistura de gases inertes e obteve um feixe de luz laser contínuo operando a 1153 nm, no infravermelho próximo. Pouco tempo depois, em 1962, grupos de pesquisa da General Electric e do Lincoln Laboratory do MIT noticiaram o funcionamento de um laser baseado em Arseneto de Gálio (GaAs) [28, 29, 30]. Embora tal dispositivo semiconductor tenha sido um grande avanço na época, eram construídos com homojunções de ampla área, operavam apenas quando resfriados à temperatura de nitrogênio líquido e eram acionados por pulsos de corrente com densidades da ordem de dezenas de kA/cm^2 . Nos anos seguintes, a utilização de heterojunções mais complexas e a redução da espessura da região ativa permitiram a operação de lasers semicondutores em temperatura ambiente a corrente contínua, com redução significativa da densidade da corrente de limiar [31, 32].

No contexto das telecomunicações, a fibra óptica foi proposta como guia de onda dielétrico em 1966, instigada pela invenção do laser e pela possibilidade da transferência confiável de informações usando a luz como portadora [33]. Porém, as altas atenuações e diversos problemas na junção dos cabos de fibra, retardaram seu uso até a década de 70. À medida que tais problemas foram sendo corrigidos, os demais componentes ópticos que constituiriam o sistema de comunicação a fibra óptica ganharam notoriedade. Uma vez que as frequências ópticas são acompanhadas por comprimentos de onda extremamente curtos, o desenvolvimento de todos esses componentes exigiu novas tecnologias. Lasers, em particular, foram originalmente fabricados a partir de ligas de arseneto de gálio (Al-GaAs) e emitiam luz no infravermelho próximo, entre 0,8 e 0,9 μm . Posteriormente, esta faixa de comprimento de onda foi estendida para incluir a região de 1,1 a 1,6 μm , a fim de se tirar vantagem das características aprimoradas de desempenho exibidas pelas fibras ópticas nesta faixa.

2.1 Princípios Operacionais

Os princípios que regem o funcionamento de um dispositivo laser são a geração de um sinal óptico coerente e sua auto-oscilação [34]. Para que estes ocorram, quatro elementos são essenciais: um meio ativo para amplificação do sinal óptico; um sistema de bombeamento que forneça energia ao meio de ganho; uma cavidade ressonante que proporcione uma realimentação positiva ao sinal; e um mecanismo de acoplamento para extração do sinal [35]. O sistema formado é ilustrado na Figura 2.1.

amplificação, fundamental para a ação laser [37]. A Figura 2.2 ilustra a absorção, emissão espontânea e emissão estimulada que ocorrem nas transições atômicas supracitadas.

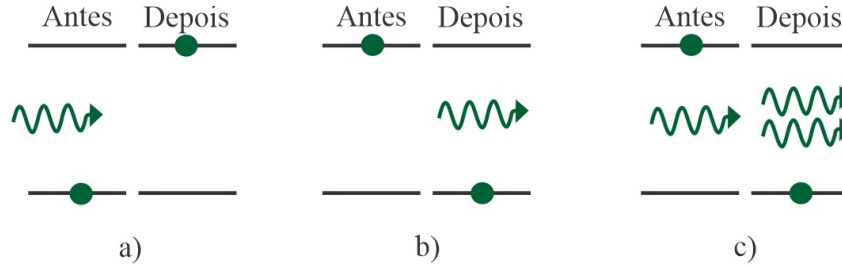


Figura 2.2 – Transições atômicas a) absorção b) emissão espontânea c) emissão estimulada, adaptado de [37].

Sob condições normais de equilíbrio termodinâmico, a densidade de elétrons excitados é muito pequena e os fótons incidentes serão, em sua maior parte, absorvidos pelo sistema, de modo que a emissão estimulada é essencialmente insignificante [38]. Quando, no entanto, a população de elétrons dos estados excitados é maior que a do estado fundamental a emissão estimulada supera a absorção e o efeito líquido é a amplificação do sinal óptico. Esse estágio de inversão populacional é alcançado bombeando-se energia ao meio ativo através de uma fonte externa, usualmente denominada como fonte de bombeio [35]. O terceiro elemento essencial para a obtenção de um sistema laser é a cavidade óptica ressonante, que proporciona realimentação positiva ao sistema e, combinada à amplificação coerente, transforma o dispositivo em um oscilador e completa a ação laser. Essa cavidade é usualmente obtida por elementos reflexivos cuidadosamente alinhados nas extremidades do meio de ganho, constituindo uma cavidade de Fabry Perot. Os fótons gerados pela emissão estimulada são refletidos pela cavidade e retornam ao meio ativo, desencadeando novos decaimentos e, conseqüentemente, aumentando o ganho do feixe óptico. Além disso, os comprimentos de onda que são múltiplos inteiros do comprimento da cavidade se interferem construtivamente nas sucessivas passagens pelo interior do dispositivo, aumentando sua amplitude. Por outro lado, outros comprimentos de onda se interferem destrutivamente e são atenuados. A refletividade parcial de uma das extremidades funciona como mecanismo de acoplamento e permite a extração do feixe óptico coerente [35].

2.2 Diodo Laser

Dentre a grande variedade de dispositivos disponíveis no mercado, o diodo laser ganha destaque em aplicações tecnológicas e de pesquisa, incluindo os sistemas de comunicações ópticas, devido às suas características especiais, que incluem tamanho compacto, alta eficiência, apropriada faixa de comprimentos de onda, baixos níveis de ruído de fase, consumo energético adequado e possibilidade de modulação direta [37]. A junção pn é a essência deste tipo de dispositivo e o bombeio é realizado pela injeção de elétrons no meio ativo semiconductor, razão pelo qual o diodo laser também é conhecido como laser de injeção.

Os diodos lasers são construídos a partir do crescimento epitaxial de materiais semicondutores, formando uma hetero-estrutura cristalina. Por conseguinte, níveis individuais de energia associados a um único átomo se fundem, formando bandas de energia. As duas bandas no cristal relevantes para a discussão do funcionamento do dispositivo são as de valência e de condução, que representam, respectivamente, a banda mais elevada preenchida com elétrons e a primeira banda que está praticamente sem elétrons. Entre as referidas bandas, há um intervalo de energia onde nenhum estado é permitido, conhecida como banda proibida (*bandgap*) [38].

Para semicondutores dopados com materiais tipo p e tipo n , os portadores de carga majoritários são, respectivamente, lacunas e elétrons. Essa característica pode ser observada pelo nível de Fermi nestes materiais, o qual se relaciona à probabilidade de um elétron ocupar um determinado estado de energia. Pode-se observar o nível de Fermi em uma posição mais próxima da banda de valência para o semiconductor tipo p , mostrado na Figura 2.3a, e mais próxima da banda de condução para o tipo n , Figura 2.3b. Tais posições indicam maior número de elétrons livres que o de lacunas neste e o inverso para aquele [39]. Colocando semicondutores do tipos p e n em contato, obtêm-se uma junção pn e há uma rápida difusão de portadores majoritários, os quais se recombinam na região da junção de forma radiativa (emissão de fótons) ou não radiativa. Os elétrons do lado pn movem-se para no lado p , causando o aparecimento de buracos o lado n , e o inverso ocorre com as lacunas. Como resultado, um estado de equilíbrio é alcançado, devido à barreira eletrostática que se forma na junção, e força os dois níveis de energia Fermi a se alinharem, conforme mostra a Figura 2.3c [38]. Quando a junção pn é polarizada diretamente, o campo elétrico aplicado, de sentido contrário ao estabelecido na junção em equilíbrio,

reduz a barreira eletrostática e permite que o fluxo de portadores volte a ocorrer. Nesta situação o estado de equilíbrio da população de portadores é interrompido e o nível de Fermi se divide em dois níveis *quasi*-Fermi, conforme mostra a Figura 2.3d. Na região da junção, conhecida como região ativa, a presença simultânea de elétrons e lacunas permite que esses portadores se recombinem e possam emitir fótons neste processo [39]. Quando a tensão externa aplicada excede um valor crítico, a condição de inversão populacional é alcançada e a junção *pn* é então capaz de amplificar a radiação eletromagnética [13].

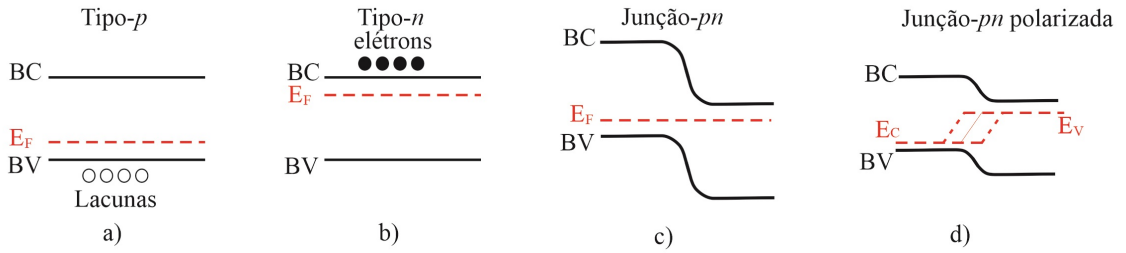


Figura 2.3 – Nível de Fermi para a) um semiconductor dopado tipo *p* b) um semiconductor dopado tipo *n* c) uma junção *pn* em equilíbrio d) uma junção *pn* polarizada diretamente, adaptado de [39].

Para maximizar a eficiência quântica da fotogeração, a estrutura do laser deve confinar os portadores de carga e a emissão óptica estimulada na região ativa da junção *pn*, onde ocorrem as recombinações radiativas. Tais requisitos são alcançados posicionando-se, na região da junção, uma pequena camada de semiconductor dopado, configurando uma heterojunção. Além disso, a região ativa deve possuir menor *bandgap* e maior índice de refração, quando comparada com as duas camadas de revestimento tipo *p* e tipo *n* [38]. As diferenças de *bandgap* das camadas adjacentes confinam os portadores de carga na região central transversal, de maneira que elétrons e lacunas não possam se difundir além dela. Isso permite um aumento substancial das populações de elétrons e lacunas no interior da região, onde eles podem se recombinar para produzir ganho óptico. Por outro lado, o índice de refração ligeiramente maior na região ativa faz com que esta atue como um guia de onda dielétrico, confinando transversalmente a fotogeração [40]. O confinamento lateral dos portadores pode ser feito usando-se um contato tipo faixa na região central (lasers de ganho guiado), limitando a área em que a corrente é conduzida e, portanto, a região de ganho na junção. Outra técnica de confinamento lateral também pode ser realizada pela introdução de um degrau no índice de refração na direção lateral, com a formação de um guia de onda retangular (lasers guiados por índice).

Além disso, a clivagem das extremidades do material semicondutor faz com que as mesmas operem como semi-espelhos, devido à diferença entre os índices de refração na interface ar-semicondutor. O meio de ganho posicionado entre tais facetas reflexivas constitui uma cavidade óptica do tipo Fabry-Perot, na qual a radiação eletromagnética oscila. Lasers com cavidade externas, no entanto, oferecem maior seletividade do comprimento de onda gerado, devido ao maior comprimento do conjunto região ativa e elemento externo de seleção do comprimento de onda.

2.3 Equações de Taxa

A interação entre matéria e luz num emissor é detalhada através das equações de Maxwell e da teoria quântica. No entanto, para discussão da dinâmica do laser em um intervalo maior que o tempo de relaxamento, as equações de taxa descrevem a correlação mútua entre as variações de portadores e de fótons e fornecem um meio adequado para a análise das características do laser.

O número de pares elétrons-lacuna e de fótons na região ativa são descritos como função da energia de bombeio e dos parâmetros associados à construção do laser e às propriedades do material. Para tanto, aproxima-se a distribuição de energia do elétron no semicondutor por dois níveis: um representando a banda de condução e o outro a banda de valência [34, 13].

2.3.1 Equação de taxa para a densidade de portadores

Em um semicondutor extrínseco, a densidade de portadores minoritários por unidade de volume é N . Considerando-se um determinado volume, V , pode-se definir o número total de elétrons na banda de condução, para um semicondutor tipo- p , ou de lacunas na banda de valência, para o material tipo- n , como $n = NV$. A injeção de portadores pela corrente de bombeio resulta em um acréscimo no valor de N , ao passo que recombinações que ocorrem na região ativa reduzem esta grandeza. A equação de taxa que rege as variações de N ao longo de tempo é dada pela Equação 2.2 [34]:

$$\frac{d}{dt}N = \frac{J}{dq} - \Gamma SG - \frac{N}{\tau_s} \quad (2.2)$$

onde o termo J/dq representa o acréscimo de portadores injetados na região ativa pela corrente de polarização. As variáveis J , q e d representam, respectivamente, a densidade de corrente, a carga elementar e a espessura da camada ativa. O termo ΓSG contabiliza as emissões estimuladas, que produzem ganho óptico. A variável Γ é o fator de confinamento, definido como a fração da energia óptica total, distribuída em todo volume modal, que se encontra na região ativa. Além disso, S representa a densidade de fótons no ressonador por unidade de volume e G é o ganho por unidade de tempo. A fração N/τ_s , em que τ_s é o tempo de vida do portador, engloba as emissões não coerentes que ocorrem na região ativa. De maneira mais detalhada, este termo engloba os eventos de recombinação não radiativa, radiativa espontânea e recombinação de Auger.

Na recombinação não radiativa, um elétron se recombina com uma lacuna produzindo diversos fônons. Tais processos reduzem a eficiência do dispositivo, uma vez que parte da energia do bombeio é utilizada para alimentar estas recombinações alternativas. A taxa de emissão não radiativa é dada por $R_{nr} = A_{nr}.V.N$ [13]. Por outro lado, a recombinação espontânea produz fótons e é o mecanismo responsável por iniciar a ação do laser. Porém, ela reduz a eficiência do dispositivo, uma vez que a maioria dos fótons gerados não são compatíveis com o modo de oscilação da cavidade. A taxa total de recombinações espontâneas é dado por $R_{rr} = B.V.N^2$ [13]. Por fim, as recombinações de Auger ocorrem quando os portadores transferem sua energia para outros portadores, que interagem com fônons para retornar a uma condição de equilíbrio. A taxa de eventos desta natureza é dado por $R_a = C.V.N^3$ [13].

A soma das taxas R_{nr} , R_{rr} e R_a , definidas por unidade de volume por segundo, é definida como o inverso do tempo de vida dos portadores, como mostrado na Equação 2.3 [13]:

$$\tau_s^{-1} = A_{nr} + BN + CN^2 \quad (2.3)$$

2.3.2 Equação de taxa para a densidade de fótons

O número total de fótons dentro da cavidade aumenta com as recombinações radiativas de pares elétrons-lacuna e diminui com as perdas ópticas que ocorrem dentro da cavidade. A equação de taxa que determina a variação da densidade de fótons, S , em

função do tempo é dada na Equação 2.4 [34]:

$$\frac{d}{dt}S = \Gamma SG + \frac{C_s N}{\tau_s} - \frac{S}{\tau_{ph}} \quad (2.4)$$

onde o termo ΓSG é referente à taxa de emissão estimulada, conforme discutido anteriormente. Porém, o número de fótons no modo laser aumenta não apenas com a emissão estimulada, mas também com a emissão espontânea. As emissões espontâneas ocorrem em todas as direções, de modo que alguns destes fótons se propagam na direção correta para entrar no guia de ondas da cavidade laser. Destes, uma fração ainda menor possui a mesma frequência dos fótons coerentes, por isso sobrevive dentro da cavidade. Esta pequena fração de fótons emitidos espontaneamente, que aumenta a densidade de fótons S da cavidade, é representada na Equação 2.4 pelo termo $C_s N/\tau_s$.

Por fim, S/τ_{ph} representa a taxa de perdas ópticas, sendo τ_{ph} definido como o tempo de vida do fóton. À medida que os fótons viajam entre os espelhos, alguns se perdem na cavidade. As perdas podem ocorrer pelos espelhos, pelas laterais ou por absorção de portadores livres. Tais eventos diminuem a taxa total de fótons S dentro da cavidade ativa. A relação entre as Equações 2.2 e 2.4 é representada na Figura 2.4.

2.3.3 Equação de taxa para a fase óptica

Inúmeros efeitos não lineares e fenômenos quânticos intrínsecos ao processo de recombinação de portadores impactam diretamente a coerência da emissão estimulada, produzindo flutuações de fase e intensidade na portadora óptica. A equação de taxa que relaciona a fase do campo óptico $\phi(t)$ emitido em função do tempo, é dada pela Equação 2.5 [34]:

$$\frac{d}{dt}\phi = \frac{\alpha_c}{2} \left(\Gamma G - \frac{1}{\tau_{ph}} \right) \quad (2.5)$$

em que α_c é o fator anti-guiamento, também conhecido como fator de alargamento espectral, o qual representa a variação do índice de refração no meio ativo que afeta o modo de oscilação do laser.

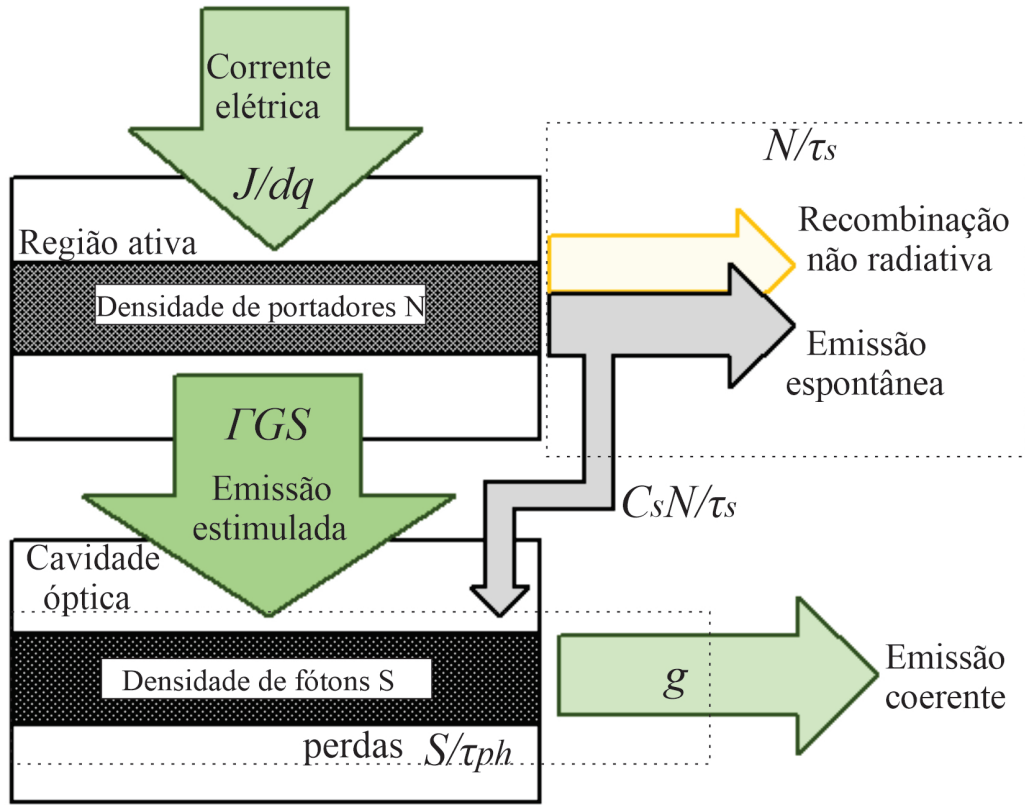


Figura 2.4 – Diagrama das equações de taxa para um laser semiconductor, onde g é o ganho por unidade de volume, adaptado de [34].

2.4 Largura de Linha

O campo eletromagnético de uma fonte laser está associado à uma frequência central de emissão, ω . No entanto, flutuações de fase, $\phi(t)$, provenientes da emissão espontânea e de efeitos quânticos não lineares traduzem-se em oscilações na frequência instantânea, uma vez que esta é dada pela derivada temporal da fase. As Equações 2.6 e 2.7 representam, respectivamente, o campo ótico e sua frequência instantânea.

$$E(t) = |E_l(t)| \exp \{j[\omega t + \phi(t)]\} \quad (2.6)$$

$$\delta\omega(t) = \frac{d\phi(t)}{dt} \quad (2.7)$$

Desta forma, a frequência da portadora ótica não é um valor único e há uma banda de valores que compõe o espectro da emissão laser. A medida deste conteúdo

espectral é comumente chamada de largura de linha e é definida como o alargamento do espectro em meia potência, ou 3 dB, (FWFM – *Full Width at the Half Maximum*)[13].

A pureza espectral de um laser monomodo é um aspecto de grande interesse em sistemas de comunicações ópticas [41, 42, 43]. Quanto maior é a largura de linha da fonte óptica, maior é a susceptibilidade do feixe transmitido aos efeitos de dispersão em fibras ópticas e a outros efeitos não lineares, como o espalhamento estimulado de Brillouin [22]. Além disso, em sistema de multiplexação densa por divisão em comprimento de onda (DWDM - *Dense Wavelength Division Multiplexing*), o alargamento do pulso pode ocasionar interferência entre canais adjacentes [44, 45]. Dessa forma, inúmeros esforços têm sido concentrados em técnicas para medição e avaliação da largura da linha e de sua forma.

A primeira referência teórica a discutir o conteúdo espectral da emissão óptica data de 1958, antes mesmo da demonstração experimental do primeiro laser [25]. Deste estudo, a famosa equação de Schawlow-Townes para a largura de linha, $\Delta\nu_{laser}$, usada até os dias de hoje, foi demonstrada e é reproduzida na Equação 2.8. O termo $h\nu$ é a energia do fóton, $\Delta\nu_c$ é a largura de banda do ressonador e P_{out} é a potência de saída.

$$\Delta\nu_{laser} = \frac{4\pi h\nu(\Delta\nu_c)^2}{P_{out}} \quad (2.8)$$

Novas avaliações experimentais mostraram que a largura de linha é superior àquela prevista na Equação 2.8 [14, 46]. Além disso, um formato de linha gaussiano foi obtido em [47] e analisado detalhadamente em [20]. Para tanto, ao se avaliar a densidade espectral de potência da emissão laser, tem-se uma investigação mais completa da gama de frequências emitidas, conforme mostra a Equação 2.9. Além disso, considerando a variância do ruído de fase em um intervalo de tempo τ , dada na Equação 2.10, a densidade espectral de potência, $S(f)$, pode ser obtida através da Equação 2.11 [48].

$$S(f) = \langle |\mathcal{F}[E(t)]|^2 \rangle \quad (2.9)$$

$$\sigma_\phi(\tau)^2 = \langle \Delta\phi_\tau(t)^2 \rangle \quad (2.10)$$

$$S(f) = \mathcal{F} \left[\exp \left(- \frac{\sigma_\phi(\tau)^2}{2} \right) \right] \quad (2.11)$$

Ainda, conforme analisado em [47], tendo S_F como o espectro do ruído de frequência, a variância da fase pode ser reescrita como na Equação 2.12:

$$\langle \Delta\phi_\tau(t)^2 \rangle = \frac{2}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \text{sen}^2 \left(\frac{\omega t}{2} \right) S_F(\omega) \frac{d\omega}{\omega^2} \quad (2.12)$$

Para o caso ideal, em que S_F é um ruído branco, conforme Equação 2.13, a variância de fase é diretamente proporcional ao tempo τ , conforme Equação 2.14, e $S(f)$ é uma lorentziana que se relaciona com a largura linha δf através da Equação 2.15 [48]:

$$S_F(f) = \frac{\delta f}{\pi} \quad (2.13)$$

$$\sigma_\phi(\tau)^2 = 2\pi\delta f\tau \quad (2.14)$$

$$S(f) = \frac{\delta f}{2\pi \left[f^2 + \left(\frac{\delta f}{2} \right)^2 \right]} \quad (2.15)$$

A Figura 2.5 contém uma ilustração das grandezas relacionadas nas Equações 2.13 a 2.15.

No entanto, em casos reais, o espectro não é necessariamente plano. Sua densidade espectral é frequentemente aumentada na região de baixa frequência, com o aparecimento do ruído do tipo $1/f$, a exemplo do que é mostrado na Figura 2.6 [48]. Os métodos de medição interferométricos baseados em longos atrasos de fibra, estão sujeitos ao ruído $1/f$ e podem apresentar uma medida aumentada da largura de linha [20].

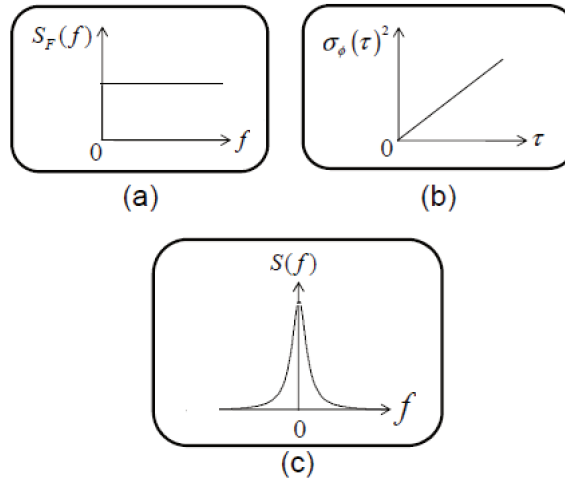


Figura 2.5 – a) Espectro do ruído branco de frequência; b) Variância do erro de fase; c) Espectro lorentziano para ruído branco de frequência. Retirado de [49]

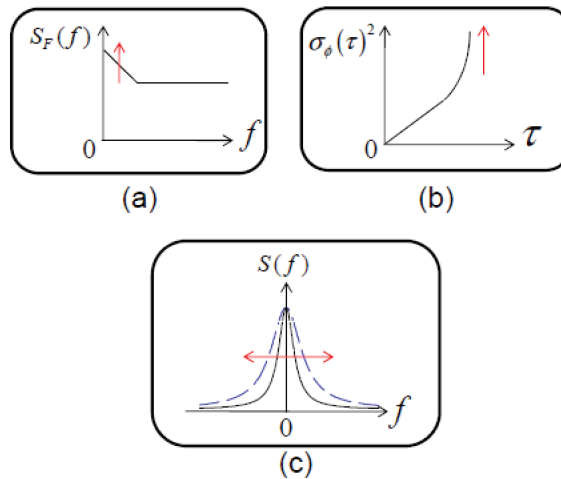


Figura 2.6 – a) Espectro de ruído de frequência; b) Variância do erro de fase; c) Espectro de emissão aumentado com o aparecimento de ruído do tipo $1/f$. Retirado de [49].

3 Desenvolvimento da Técnica

A técnica aqui proposta faz uso do princípio de recepção coerente com processamento digital *offline* para caracterizar lasers monomodo quanto ao ruído de fase, largura espectral e perda de coerência da portadora óptica. Para tanto, emprega-se uma montagem experimental de relativa simplicidade, discutida na Seção 3.1, baseada na sobreposição e aquisição ultrarrápida de envoltória de dois campos ópticos: um referente ao laser a ser caracterizado e outro ao laser operando como oscilador local. A investigação das propriedades dos sinais adquiridos é feita no domínio do tempo, através de algoritmos discutidos na Seção 3.2.

3.1 Configuração experimental proposta

O esquema proposto é mostrado na Figura 3.1. Dois lasers independentes são utilizados para gerar dois sinais de batimentos, que diferem entre si por um atraso óptico de uma de suas componentes. Uma fibra óptica de comprimento adequado é empregada para gerar tal atraso, mantendo-se a correlação de fase entre as duas parcelas envolvidas. Além disso, utilizam-se dois isoladores ópticos, para atenuar reflexões que ocorrem ao longo do percurso e retornam às fontes, dois controladores de polarização, para alinhar a polarização das portadoras ópticas e garantir a máxima eficiência no seu batimento, divisores e acopladores balanceados, dois fotoreceptores, idealmente idênticos, e um osciloscópio de tempo real.

Inicialmente, consideram-se duas portadoras ópticas: uma referente ao laser a ser caracterizado, $E_{sl}(t)$, e outra ao laser oscilador local, $E_{ol}(t)$. Ambas, após passarem pelos isoladores, são divididas em duas parcelas iguais. Uma das parcelas do dispositivo a ser caracterizado foi convenientemente atrasada pela inserção de um atraso, produzido pela propagação do sinal por um carretel de fibra. É importante destacar que o comprimento utilizado nesta etapa produz um atraso menor que o tempo de coerência do laser, uma vez que a relação de fase entre as duas parcelas desta portadora deve ser mantida. Por fim, cada uma das componentes do laser sob teste é sobreposta a uma das parcelas do laser oscilador local, para obtenção de dois campos eletromagnéticos, $E_1(t)$ e $E_2(t)$.

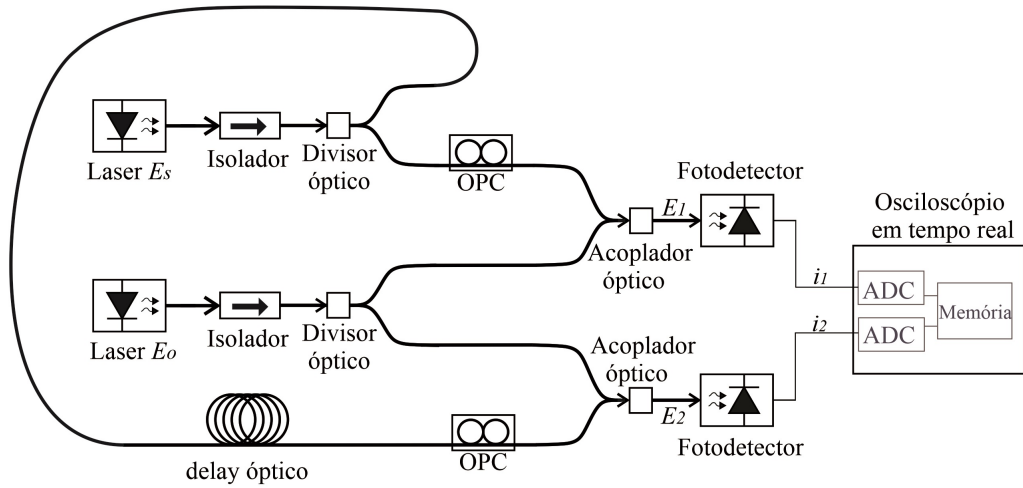


Figura 3.1 – Configuração experimental.

O batimento heteródino entre a emissão eletromagnética do laser a ser caracterizado e da fonte óptica operando como oscilador local, é dado pela soma de seus campos ópticos. Nas Equações 3.1 e 3.2 são apresentados os sinais de batimento $E_1(t)$ e $E_2(t)$, identificados na Figura 3.1, considerando-se os campos elétricos alinhados, em que ω é a frequência central de emissão do laser, ϕ representa as flutuações de fase em função do tempo e τ é o tempo de atraso do sinal que se propaga pelo comprimento de fibra inserido.

$$E_1(t) = E_o(t)\cos[\omega_o t + \phi_o(t)] + E_s(t)\cos[\omega_s t + \phi_s(t)] \quad (3.1)$$

$$E_2(t) = E_o(t)\cos[\omega_o t + \phi_o(t)] + E_s(t - \tau)\cos[\omega_s(t - \tau) + \phi_s(t - \tau)] \quad (3.2)$$

O processo de fotodetecção de um sinal eletromagnético implica na elevação ao quadrado do mesmo. Para os sinais $E_1(t)$ e $E_2(t)$, tal processo resultará no aparecimento de componentes com frequências iguais à soma e à subtração entre ω_o e ω_s . No entanto, devido à limitação dos componentes eletrônicos quanto à largura de banda, usualmente limitada a alguns giga Hertz, todas as componentes com frequência na faixa do tera Hertz são eliminadas. Desta forma, as duas correntes resultantes da fotodetecção balanceada podem ser definidas pelas Equações 3.3 e 3.4, em que R é a responsividade dos fotodetectores e P é a potência óptica de cada sinal.

$$i_1(t) = 2R\sqrt{P_o(t)P_s(t)}\sin[(\omega_o - \omega_s)t + \phi_o(t) - \phi_s(t)] \quad (3.3)$$

$$i_2(t) = 2R\sqrt{P_o(t)P_s(t-\tau)}\sin[(\omega_o - \omega_s)t + \phi_o(t) - \phi_s(t-\tau)] \quad (3.4)$$

Para posterior análise *offline*, as correntes fotodetectadas devem ser amostradas, convertidas para o domínio digital e armazenadas. Um osciloscópio da fabricante Keysight, modelo DSO-X 96204Q, foi utilizado neste processo. Tal equipamento possui dois canais para análise de sinais em tempo real, com banda de operação de 62 GHz, taxa de amostragem de 160 GSa/s e memorização ultrarrápida, capaz de armazenar até 41 milhões de pontos em cada canal por evento de medição.

Inicialmente, deve-se atentar ao critério de Nyquist, pelo qual a frequência de amostragem deve ser, no mínimo, igual ao dobro da frequência do sinal a ser amostrado. Quanto maior for esta frequência, maior é a fidelidade do sinal digital discreto em relação ao sinal contínuo. Além disso, as flutuações na amplitude dos batimentos entre as portadoras ópticas ocorrem com frequência muito superior à frequência de amostragem. Em contrapartida, devido à capacidade de armazenamento limitada, o aumento desta frequência reduz a duração do tempo de captura do sinal a ser armazenado, de forma que, neste caso, poucos ciclos de senóide seriam coletados e o processamento *offline* seria dificultado. A fim de conciliar os pontos destacados acima, optou-se por trabalhar com uma frequência de batimento de aproximadamente 10 GHz, conforme discutido em [16], com amostragem 16 vezes superior, permitindo o armazenamento de amostras com 41 milhões de pontos igualmente espaçados num período de 256 μ s. O processamento *offline* dos sinais digitais armazenados permite que informações, como amplitude, frequência e desvios de fase, ou o tremor temporal equivalente, sejam obtidas.

Considerando-se fotodetectores de mesma responsividade, as amplitudes das duas correntes $i_1(t)$ e $i_2(t)$ diferem-se por ruídos de intensidade da portadora $E_s(t)$, que serão visualizados em instantes de tempo distintos. A caracterização do laser quanto a ruído de intensidade relativa (RIN) poderia ser avaliada nestas condições. Porém, neste trabalho, o objeto de estudo são as variações na fase e frequência dos campos ópticos, de modo que as amplitudes foram ajustadas para que cada ciclo de senóide tenha um valor máximo igual a π , conforme será detalhado na Seção 3.2.

A partir da equalização das amplitudes, as correntes $i_1(t)$ e $i_2(t)$ diferem entre si por ruídos de fase e frequência no campo óptico da portadora $E_s(t)$. Um desvio na fase do sinal que ocorre num instante de tempo qualquer, será amostrado no instante

t para corrente $i_1(t)$ e no instante $t - \tau$ para a corrente $i_2(t)$. Esta condição permite que a contribuição dos ruídos de fase no campo óptico do laser oscilador local sejam desconsiderados, podendo ser possível separar os efeitos provenientes de cada um dos lasers, conforme será discutido a seguir na Seção 3.2.2.

3.1.1 Montagem experimental

A fim de aferir o emprego da técnica proposta, o esquema ilustrado na Figura 3.1 foi montado de forma experimental. Os componentes, com exceção dos fotodetectores e do osciloscópio, foram apoiados sob mesa óptica estabilizada, para reduzir a influência de vibrações espúrias. A Figura 3.2 mostra a disposição dos componentes sobre a bancada. Além do uso de dispositivos ópticos passivos de mesmo modelo, priorizou-se o uso de cabos de fibra óptica de comprimentos semelhantes, para que a referência temporal de cada laser seja mantida nos dois sinais de batimento.

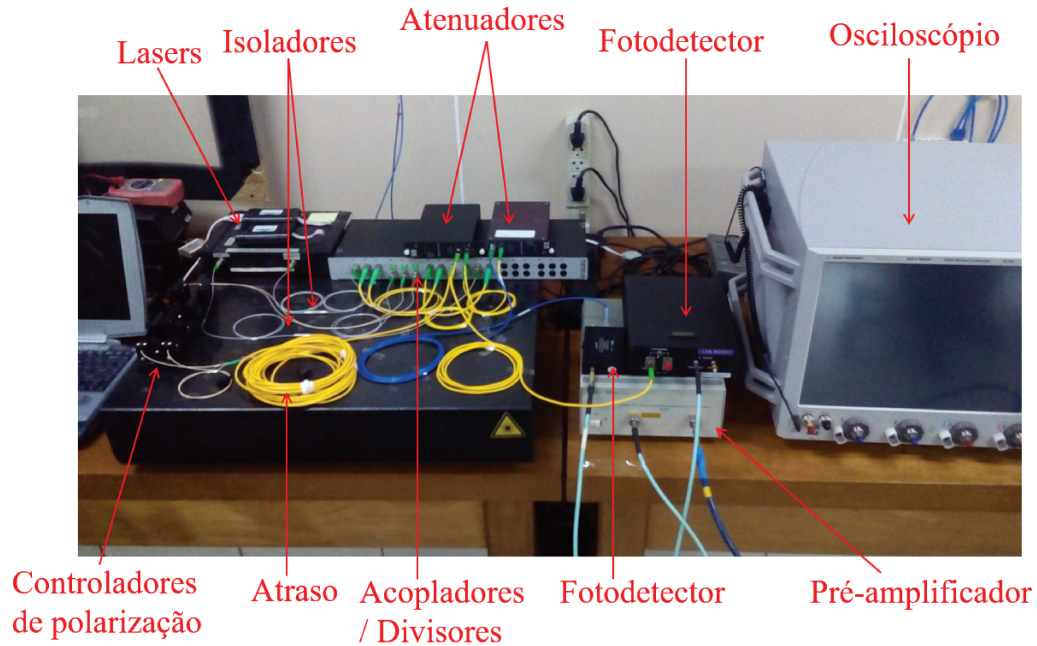


Figura 3.2 – Montagem experimental realizada.

Os dispositivos lasers utilizados foram de um mesmo modelo. Tratam-se de lasers em cavidade externa integrada (EICL - *External Integrated Cavity Laser*) da fabricante RIO (*Redfern Integrated Optics*), ambos com largura de linha estreita e baixos níveis de ruído. Na Tabela 3.1, são apresentados alguns parâmetros de operação de tais dispositivos, definidos a partir dos testes de fábrica. Quando a resistência do termistor

é adequadamente ajustada, há uma ligeira alteração no comprimento de onda central de emissão do laser. Desta forma, o ajuste de tal grandeza permitiu o controle da frequência do batimento entre as portadoras. Para tanto, o valor experimental obtido foi de, aproximadamente, 10,94 GHz.

A partir de testes realizados em laboratório, verificou-se, ainda, que a largura de linha de tais dispositivos apresenta uma certa divergência em relação aos valores indicados na Tabela 3.1. A variação é tênue para o laser oscilador local, cujo valor obtido experimentalmente foi de 4 kHz, e pode ser oriundo das condições experimentais distintas. Para o laser sob teste, o valor medido foi de, aproximadamente, 15 kHz, sendo que, neste caso, o aumento poderia ser justificado pela degradação física do dispositivo ao longo dos quase 10 anos de operação.

Para a conversão óptico-elétrica, os fotodetectores utilizados possuem parâmetros de operação apresentados na Tabela 3.2. Diferente do que foi suposto na Seção 3.1, devido à indisponibilidade de dois modelos idênticos no laboratório, os dispositivos utilizados foram diferentes. A operação distinta destes componentes resulta em sinais fotodetectados cuja equivalência entre os mesmos (considerando $\tau = 0$) não se faz presente. Assim sendo, a análise *offline* fica limitada em alguns aspectos, como será discutido no decorrer deste capítulo.

3.2 Análise offline

Para extração dos parâmetros de interesse, o *software* MATLAB foi utilizado para implementação de algoritmos *offline*. A análise das técnicas utilizadas para obtenção da largura de linha, ruído de fase e perda de coerência serão detalhadas nas seções seguintes.

Tabela 3.1 – Parâmetros de fábrica do laser operando como oscilador local (E_o) e do laser a ser caracterizado (E_s).

Parâmetro	Laser E_o	Laser E_s
Resistência do Termistor ($k\Omega$)	8,82	11,19
Corrente de limiar (mA)	110	95
Potência de saída (mW)	15,2	13
Comprimento de onda central (nm)	1551,721	1551,726
Razão de supressão dos modos laterais (dB)	54	55
Largura de linha (kHz)	1,9	2,2

Tabela 3.2 – Parâmetros operacionais dos fotodetectores

Parâmetro	Fotodetector 1	Fotodetector 2
Fabricante	<i>Newport</i>	<i>Discovery Semiconductors (Lab Buddy)</i>
Modelo	AD-10ir	DSC-R410
Construção	PIN	PIN
Banda de Operação (GHz)	38	23
Corrente de escuro (nA)	20	3
Responsividade (A/W)	-	0,63

3.2.1 Largura de Linha

A largura de linha especifica a banda de frequências que, em torno de um valor central, representa a maior probabilidade de emissão dos fótons. Nos intervalos das possíveis frequências de emissão, com formato tipicamente lorentziano, a largura de linha é definida como o ponto de meia potência, FWHM. Desta forma, o algoritmo desenvolvido, conforme o fluxograma mostrado na Figura 3.3, visa, em sua essência, o cálculo da frequência média de amostras contidas nos sinais $i_1(t)$ e $i_2(t)$. Para tanto é necessário conhecer os vários pontos que marcam o início e o fim de um período completo, como por exemplo os pontos de passagens por zero.

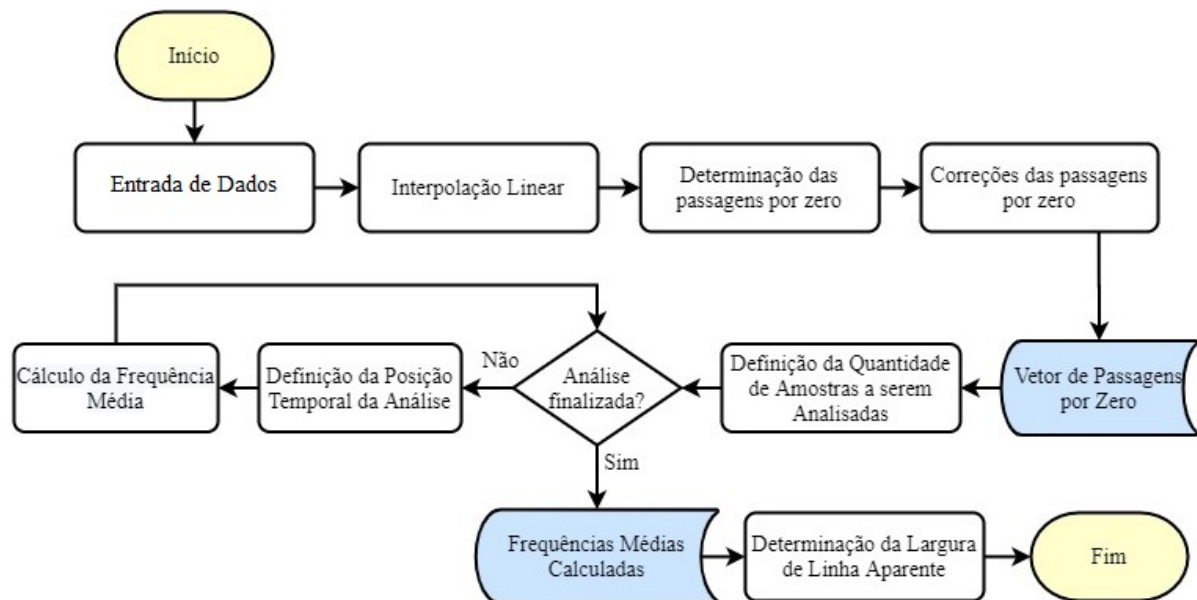


Figura 3.3 – Fluxograma do algoritmo para determinação das larguras de linha de $i_1(t)$ e $i_2(t)$.

O algoritmo se inicia com aquisição dos dados salvos pela memória ultrarrápida. Para reconstruir os batimentos $i_1(t)$ e $i_2(t)$, foi realizado uma interpolação de mais

pontos entre aqueles já adquiridos, devido à frequência de amostragem ter um valor finito. Neste algoritmo, os pontos de interesse são apenas os pontos de intersecção entre a senóide e o eixo das abcissas. Nestas regiões de cruzamento por zero, a senóide adquire uma certa linearidade e a interpolação linear é ideal para obtenção dos pontos de interesse. A fim de balancear o custo computacional e a obtenção de pontos cuja ordenada está efetivamente mais próxima de zero, foram interpolados 20 novos pontos entre dois pontos consecutivos da amostra original.

Como os valores ainda são discretos, as aqui referidas passagens por zero são pontos muito próximos ao eixo das abcissas, mas não necessariamente com ordenada igual a zero. Para determinação destes pontos de cruzamento, foram verificados os pontos de ordenada nula e a troca de sinal entre dois consecutivos. Devido às possíveis flutuações e ruídos nesta região do plano cartesiano, um passo de correção foi adicionado para evitar que tais eventos contaminem os cálculos de frequência. Em seguida o algoritmo salva as informações das passagens por zero e inicia a análise das frequências.

Após definir a quantidade de amostras a serem calculadas, um laço foi implementado para selecionar blocos em diferentes posições ao longo dos 256 μs e com diferentes quantidades de semiciclos para, logo em seguida, calcular a frequência média. O conjunto de valores obtidos permite a obtenção dos conteúdos espectrais ω_1 e ω_2 referentes à $i_1(t)$ e $i_2(t)$, conforme definido nas Equações 3.5 e 3.6. Para ambos os casos, $\Delta\omega_o$ e $\Delta\omega_s$ representam as flutuações de frequência em torno do valor central do batimento ω_i , cujo valor é igual a subtração entre ω_o e ω_s .

$$\omega_1 = \omega_i + \Delta\omega_o(t) + \Delta\omega_s(t) \quad (3.5)$$

$$\omega_2 = \omega_i + \Delta\omega_o(t) + \Delta\omega_s(t - \tau) \quad (3.6)$$

Para o caso ideal, em que as contribuições do laser oscilador local são iguais em ambos os espectros supracitados, a diferença entre ω_1 e ω_2 se deve às variações ocorridas num intervalo de tempo τ da emissão eletromagnética do laser sob teste. Dessa forma, a subtração entre as Equações 3.5 e 3.6 resultará na Equação 3.7, a qual pode ser interpretada como o conjunto de variações da frequência de emissão de $E_s(t)$ em instantes diferentes. Em outras palavras, tem-se a própria largura de linha do laser sob teste, $\Delta\omega_s$,

centrada na origem.

$$\omega_1 - \omega_2 = \omega_s(t) - \omega_s(t - \tau) = \Delta\omega_s \quad (3.7)$$

3.2.2 Ruído de Fase e Perda de Coerência

Diferente da análise anterior, a obtenção dos desvios de fase requer a análise do sinal como um todo e não apenas os pontos de passagem por zero. No entanto, tais eventos ainda são fundamentais para o desenvolvimento da técnica. O fluxograma do algoritmo desenvolvido é mostrado na Figura 3.4.

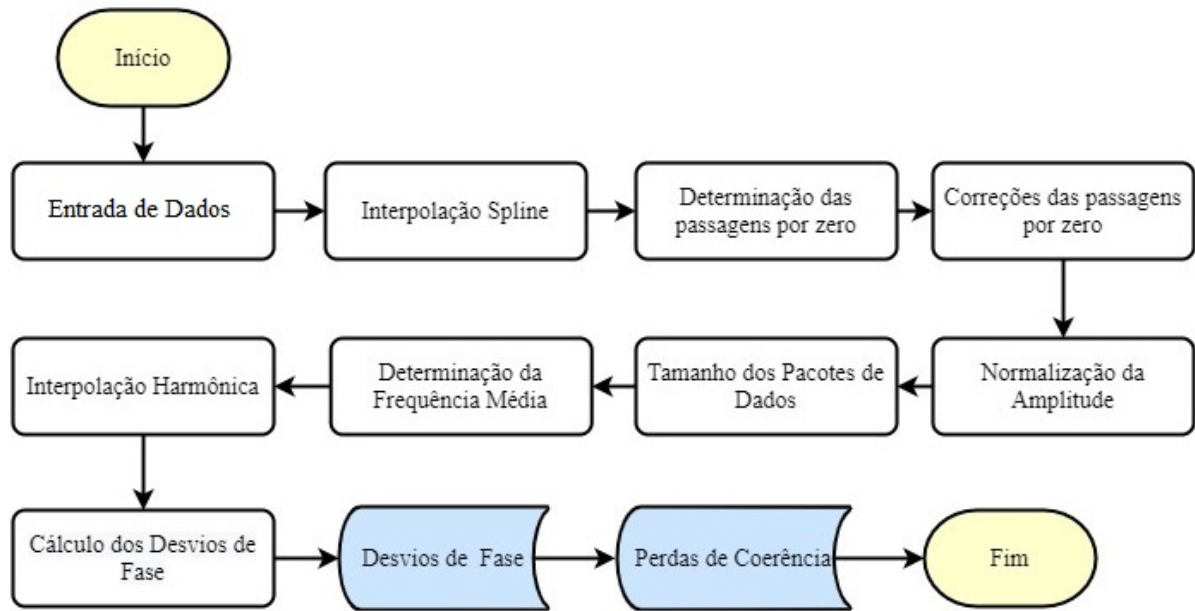


Figura 3.4 – Fluxograma do algoritmo para determinação dos desvios de fase e eventos de perda de coerência.

O algoritmo se inicia realizando a aquisição dos dados e, logo em seguida, a interpolação. Novamente foram utilizados 20 pontos interpolados entre aqueles já adquiridos pelo osciloscópio. Porém, optou-se aqui por uma interpolação polinomial *spline*, de modo a conseguir uma melhor aproximação com uma senóide. Os passos seguintes são a determinação das passagens por zero e correção destas, como já discutido anteriormente na Seção 3.2.1.

Para determinação dos desvios de fase, as flutuações de intensidade devem ser eliminadas. Para tanto, optou-se em ajustar a amplitude para um valor igual a π radianos, para que a amplitude do sinal e dos ruídos observados fiquem ambos na mesma escala. Nos

passos seguintes, faz-se a seleção de uma amostra de sinal, calculado a sua frequência média e, a partir dela, obtem-se um sinal senoidal de referência. Os desvios de fase são obtidos ao correlacionar-se a amostra do sinal coletado àquele gerado computacionalmente. Ao explorar o sinal como um todo, dividido em várias amostras menores, os vetores contendo os desvios de fase de $iE_1(t)$ e $i_2(t)$ são dados, respectivamente, pelas Equações 3.8 e 3.9:

$$\phi_1(t) = \phi_o(t) - \phi_s(t) \quad (3.8)$$

$$\phi_2(t) = \phi_o(t) - \phi_s(t - \tau) \quad (3.9)$$

Nota-se, na comparação entre as Equações 3.8 e 3.9, que a contribuição do laser oscilador local é a mesma em ambos os vetores. Esta particularidade é esperada devido à utilização de caminhos idênticos para ambas as parcelas do laser oscilador local no esquema proposto. Para tanto, a subtração entre tais vetores resulta na obtenção de um novo vetor constituído pela diferença na fase do laser a ser caracterizado em um intervalo de tempo τ , conforme Equação 3.10. A partir deste novo conjunto de dados, é possível obter propriedades importantes da emissão do laser sob teste.

$$\phi_2(t) - \phi_1(t) = \phi_s(t) - \phi_s(t - \tau) = \Delta\phi_\tau(t) \quad (3.10)$$

O algoritmo desenvolvido ainda possui a finalidade de relacionar cada evento de perda de coerência ao laser que o originou. Para desenvolver esta função, avalia-se a correlação entre os desvios de fase contidos nos vetores ϕ_1 e ϕ_2 . Um desvio brusco de fase é um indicativo de provável perda e coerência ou do laser sob teste ou do laser oscilador local. Se um determinado evento desta natureza é observado no mesmo instante de tempo para ambos os sinais de batimento, considera-se como sendo proveniente do laser oscilador local. Em contrapartida, eventos observados em instantes diferentes, separados por um atraso igual a τ , indicam eventos de prováveis perdas de coerência na laser sob teste.

4 Resultados Experimentais

A técnica proposta possibilitou a identificação das distorções na fase das portadoras ópticas, bem como a avaliação do conjunto de frequências emitidas. Porém, o uso de fotodetectores distintos limitou a obtenção de resultados, de forma que não foi possível separar os efeitos introduzidos por cada um dos lasers, conforme será discutido no decorrer deste capítulo. Na Figura 4.1 é apresentado uma amostra de cada um dos sinais fotodetectados.

O fotodetector da linha *Lab Buddy* apresentou um sinal mais limpo e, aparentemente, mais fiel ao esperado, conforme apresentado na Figura 4.1a. No entanto, o modelo AD-10ir apresentou uma resposta ruidosa, fazendo-se necessário o uso de um pré-amplificador externo a este. Apesar da melhora significativa, o sinal fotodetectado neste caminho ainda contém uma quantidade expressiva de ruídos. A Figura 4.1b contém uma amostra desta fotodetecção. Em adição, observa-se, na comparação entre as Figuras 4.1a e 4.1b, que a relação de fase entre os dois sinais de batimento, bem como a referência temporal do laser oscilador local nos mesmos, são perdidas neste processo de pré-amplificação e comprometem a análise *offline*.

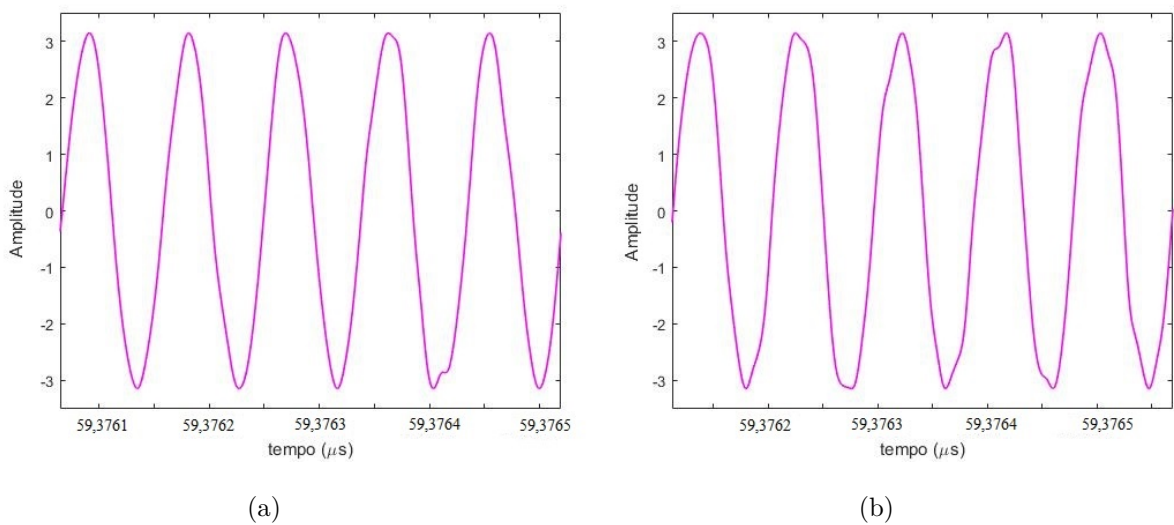


Figura 4.1 – Amostras dos sinais fotodetectados: (a) fotodetecção com DSC-R410; (b) fotodetecção com AD-10ir

Nas seções seguintes são apresentados alguns resultados obtidos através dos

algoritmos desenvolvidos para obtenção dos desvios de fase, tempo e frequência dos batimentos entre as duas portadoras eletromagnéticas aqui utilizadas.

4.1 Largura de Linha

A identificação dos pontos de passagens por zero permitiu a obtenção das frequências médias de amostras contidas nos sinais de batimento adquiridos. Associando-se um conjunto de tais frequências, foi possível verificar a variação destas em torno do valor central de batimento. No entanto, a quantidade de ciclos de senóide utilizados nas amostras tem influência sobre o valor obtido. Na Figura 4.2 é apresentada a variação da largura de linha aparente em função da quantidade de semiciclos utilizados para o cálculo da frequência média, onde cada círculo azul representa uma medição e a linha tracejada indica a tendência dos resultados.

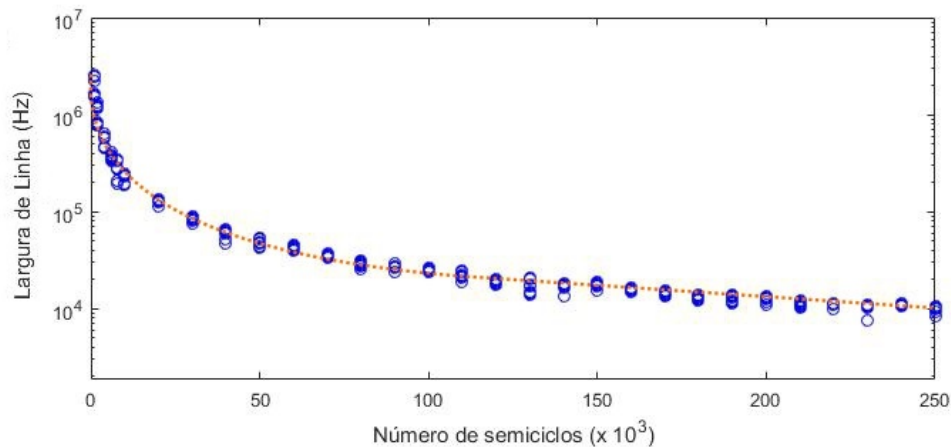


Figura 4.2 – Largura de linha em função da quantidade de semiciclos de senóide em cada amostra, resultado semelhante ao discutido em [15].

Analisando-se a linha de tendência da largura de linha medida na Figura 4.2, verifica-se que a mesma apresenta comportamento decrescente em toda a sua extensão. No entanto, dois tipos de trajetória podem ser observados: exponencial e linear. Inicialmente, há um decaimento rápido da largura de linha medida com o aumento do tamanho das amostras. Com aproximadamente cem mil semiciclos a trajetória passa a decrescer linearmente. A derivada dos pontos corrobora tal comportamento. Tal cálculo apresenta resultados sempre negativos, com crescimento inicial rápido seguido de valores essencialmente constantes e ordem de grandeza de milésimos de Hz por ciclo de senóide. Estes

últimos valores especificam uma reta decrescente com pequena declividade, em concordância com a linha tracejada neste trecho da Figura 4.2.

A justificativa para o comportamento descrito acima é o fato de amostras com poucos semiciclos apresentarem maiores variações temporais umas em relação às outras. À medida que a quantidade de ciclos aumenta, as frequências calculadas convergem para a própria frequência média e, como resultado, a largura de linha aparente diminui. Ao utilizar-se um número grande de semiciclos por amostra tem-se poucas amostras disponíveis para o cálculo da largura de linha e, para tanto, a confiabilidade dos resultados é incerta. Neste trabalho de pesquisa, o ponto de transição para o comportamento linear foi utilizado como referência para a obtenção da largura de linha.

Diante do exposto acima, a análise da frequência média de inúmeros blocos de sinal tornou possível a obtenção da largura de linha aparente de cada um dos campos $E_1(t)$ e $E_2(t)$, conforme mostrado na Figura 4.3. Em ambos os casos a largura de linha aparente medida foi de aproximadamente 21 kHz. Ambas são resultado da soma das larguras de linhas dos lasers oscilador local e do laser sob teste.

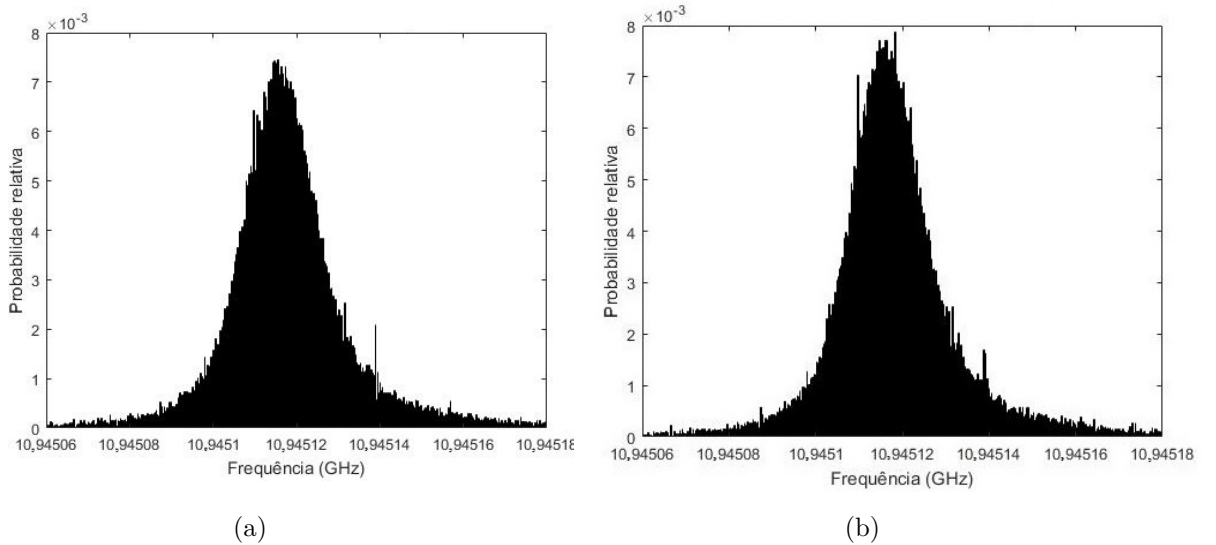


Figura 4.3 – Histogramas contendo os desvios de frequência que resultam em (a) espectro lorentziano para o sinal $E_1(t)$ (b) espectro lorentziano para o sinal $E_2(t)$.

A diferença entre os espectros mostrados na Figura 4.3, entretanto, converge para o mesmo valor de ω_1 ou ω_2 , definidos nas Equações 3.5 e 3.6, respectivamente. Diferente do que foi definido inicialmente na Seção 3.2.1, a diferença entre os conjuntos de frequências médias dos sinais analisados ainda tem tendência a representar a soma entre

as larguras de linhas das duas portadoras ópticas utilizadas. Na Figura 4.4 é mostrado o resultado da largura de linha resultante da subtração definida na Equação 3.7. Observa-se, na Figura 4.4, a dependência da largura de linha em relação número de semiciclos utilizados na análise e o alargamento da mesma com o aumento do comprimento de fibra utilizado para atrasar o sinal do laser a ser caracterizado.

Os valores obtidos na Figura 4.4 podem ser justificados através da montagem experimental. Para realização da mesma utilizaram-se dois caminhos para a fotodetecção dos dois sinais ópticos. Porém, como analisado inicialmente, foram utilizados dois fotorreceptores distintos. O efeito líquido é de que a resposta distinta em cada um dos caminhos da fotodetecção leva à perda da equivalência entre as parcelas do laser oscilador local nos sinais fotodetectados. Desta forma, as parcelas de $E_s(t)$ em $E_1(t)$ e $E_2(t)$ ainda estão distanciadas no tempo, como desejado. No entanto, as parcelas de $E_o(t)$ em $E_1(t)$ e $E_2(t)$ também sofrem um pequeno atraso uma em relação à outra, devido aos comprimentos distintos e indeterminados em cada um dos caminhos utilizados.

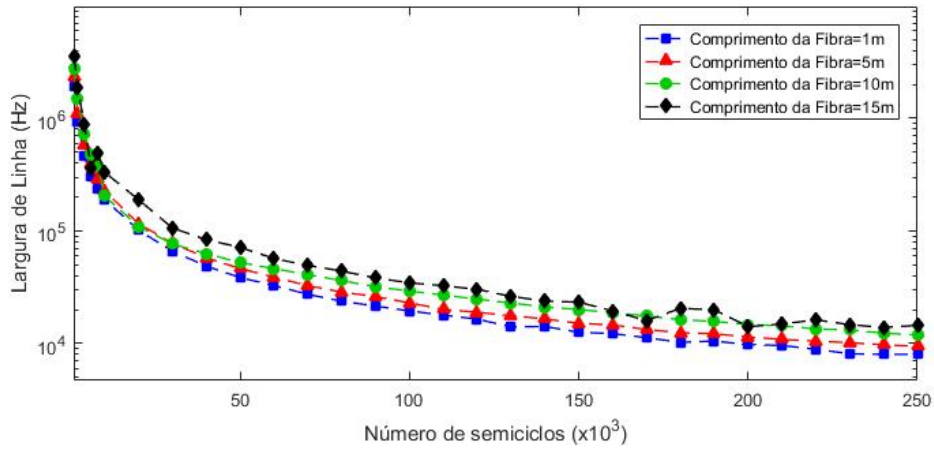


Figura 4.4 – Largura de linha considerando diferentes comprimentos de fibra para atraso do sinal óptico a ser caracterizado.

Nota-se, na Figura 4.4, que a medição da largura de linha do laser aumenta com o comprimento de fibra óptica utilizada para dar o atraso no sinal do laser sob teste. Trabalhos do grupo mostram que a fibra está sujeita a ruídos acústicos do ambiente do laboratório, incluindo-se o ruído dos ventiladores do osciloscópio na montagem. Esses ruídos acústicos perturbam a fibra causando mudanças em sua birrefringência e causando um aumento na largura de linha de lasers com larguras de linha abaixo de kHz [49, 50, 51, 52]. Para diminuir esse ruído, isolações acústicas da fibra de atraso, assim como da montagem em geral serão executadas em trabalhos futuros.

4.2 Ruído de fase

Ao analisarem-se os desvios na fase dos sinais de batimento adquiridos, pôde-se verificar os eventos de provável perda de coerência de cada um destes. No entanto, devido à diferença entre as fotodetecções realizadas, é impossível separar as contribuições de cada um dos lasers. Na Figura 4.5, são apresentadas amostras da análise realizada para o sinal $E_2(t)$. Para tanto, observa-se que, em determinados instantes, o sinal apresenta divergências expressivas em relação à senóide de referência, quando há um desvio repentino na fase. Tais eventos são oriundos tanto de possíveis perdas de coerência dos lasers quanto de ruídos originados no processo de fotodetecção, sendo impossível distingui-los.

A identificação de todos os desvios de fase que ocorrem no período de $256 \mu\text{s}$ do sinal capturado permite analisá-los estatisticamente. Na Figura 4.6, é apresentado um histograma com os atrasos e avanços que ocorrem na fase de $E_2(t)$. Para tanto, observou-se uma distribuição de probabilidade gaussiana, com média aritmética, μ , de $-0,06 \text{ rad}$ e desvio padrão, σ , de $0,1591 \text{ rad}$. A partir destas informações, é possível constatar que mais de 99% dos desvios encontram-se no intervalo de $-0,54 \text{ rad}$ a $0,42 \text{ rad}$ (o triplo do desvio padrão em torno da média). Os mesmos podem ser resultantes de não linearidades que ocorrem na geração da luz laser, de possíveis ruídos ambientais ou de desvios no processo de fotodetecção do sinal óptico, sendo que a técnica aqui proposta não permite diferenciá-los. Dentre os menos de 1% dos desvios restantes encontram-se as eventuais perdas de coerência do laser sob teste e do laser oscilador local, misturadas aos substanciais ruídos acrescidos na fotodetecção.

Realizando-se a mesma análise para $E_1(t)$, a Figura 4.7 mostra a distribuição de probabilidade dos desvios de fase, com média nula e desvio padrão de $0,1172 \text{ rad}$. Neste caso, mais de 99% dos valores encontram-se no intervalo de $-0,34 \text{ rad}$ a $0,34 \text{ rad}$. Tais desvios, como mencionado anteriormente, podem ser provenientes de ruídos oriundos do processo de geração da luz coerente, de ruídos térmicos, vibracionais e acústicos do ambiente e de possíveis distorções provenientes da fotodetecção. Embora não seja possível descartar os ruídos introduzidos pelo fotodetector, observou-se uma eminente redução destes. Na Figura 4.8a, é mostrado uma amostra dos desvios de fase predominantes de até $0,3 \text{ rad}$, onde pode-se verificar a semelhança satisfatória do sinal adquirido em relação ao sinal senoidal de referência.

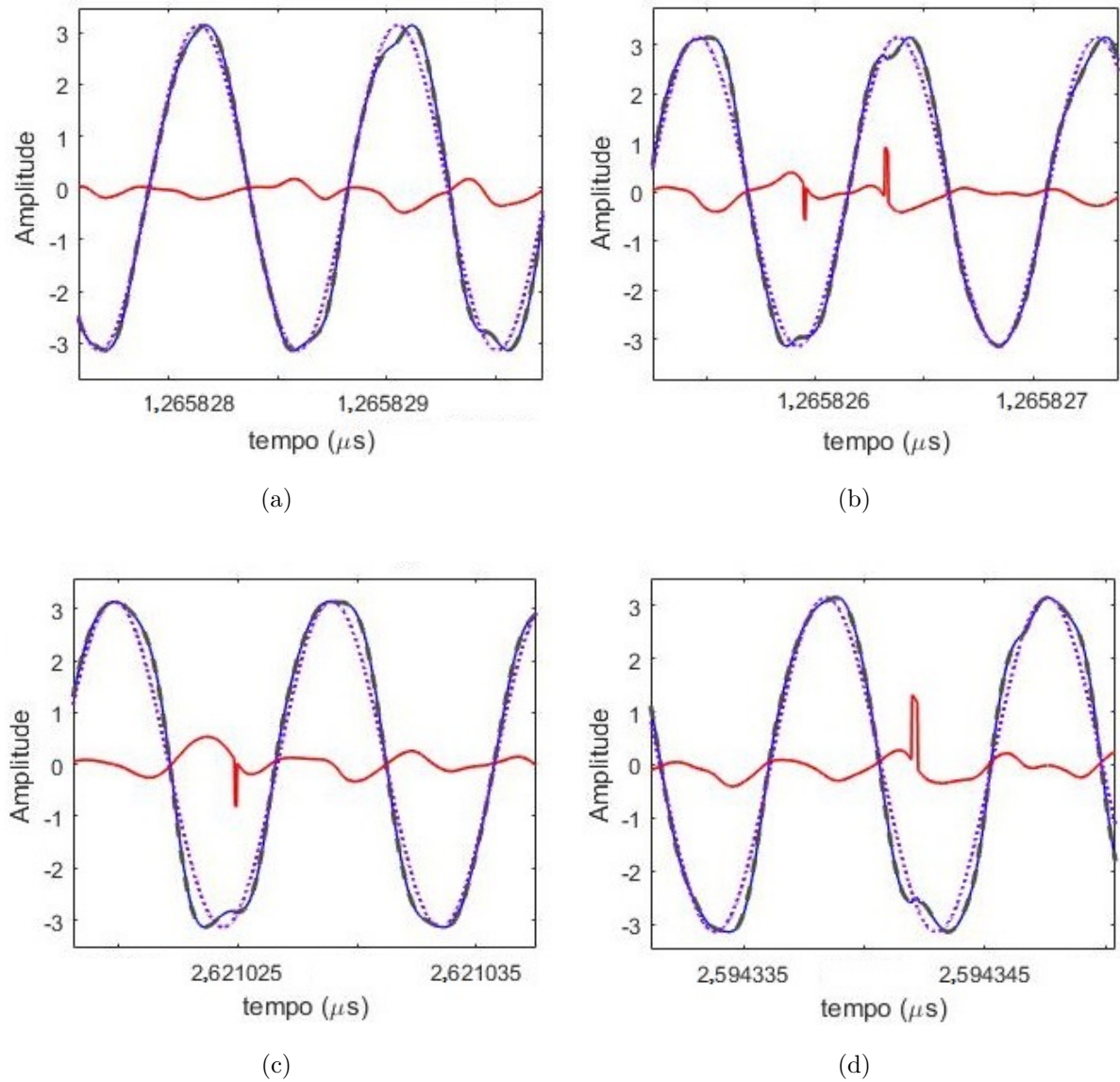


Figura 4.5 – Exemplos dos desvios de fase (linha vermelha) do sinal $E_2(t)$ (linha azul) em relação a um sinal de referência (linha pontilhada). Observam-se (a) desvios predominantes de até 0,3 rad (b) dois eventos com desvios abruptos cujas amplitudes são iguais a $-0,5$ e $0,9$ rad (c) exemplo de variação abrupta de fase com valor de $-0,9$ rad (d) exemplo de variação abrupta de fase, com menor probabilidade de ocorrência, com valor de $1,2$ rad.

Os desvios abruptos de fase somam cerca de 0,02% dos desvios totais e incluem mudanças repentinas com módulo de até 1,5 rad. Dentre tais eventos, que sinalizam potenciais perda de coerência, aproximadamente 95% são aqueles cujo módulo é inferior a 0,7 rad, a exemplo do que ocorre na Figura 4.8b. Desvios com amplitudes, em módulo, entre 0,7 e 1 rad, como mostrado na Figura 4.8c, ocorrem em cerca de 4,8% dos eventos. Por fim, variações bruscas com módulos superiores a 1 rad são menos comuns e somam cerca de 0,2% dos eventos, conforme exemplo mostrado na Figura 4.8d.

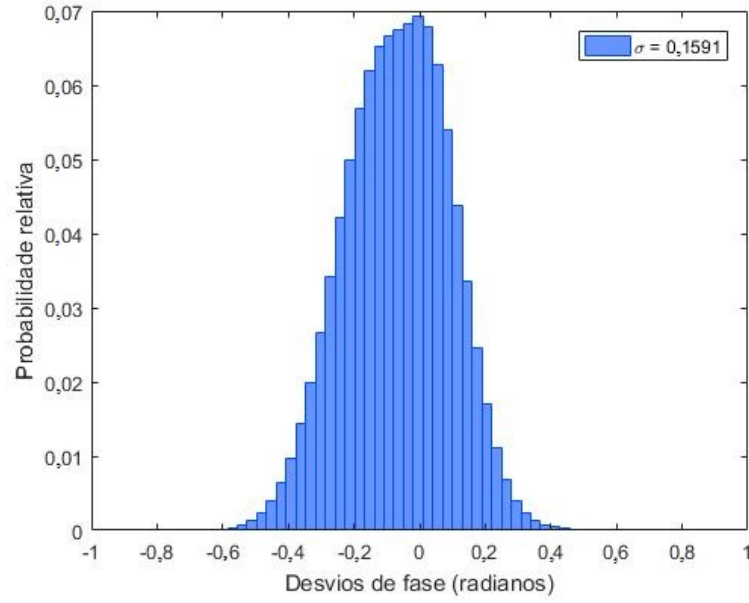


Figura 4.6 – Distribuição gaussiana de probabilidade dos desvios de fase observados em $E_2(t)$, com $\mu = -0,06$ rad e $\sigma = 0,1591$ rad.

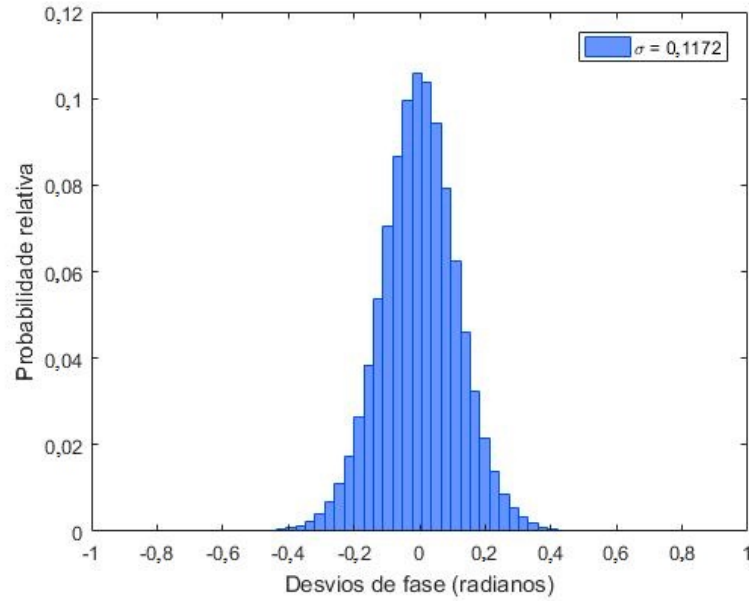


Figura 4.7 – Distribuição gaussiana de probabilidade dos desvios de fase observados em $E_1(t)$, com $\mu = 0$ e $\sigma = 0,1172$ rad.

O algoritmo desenvolvido ainda possui a finalidade de relacionar cada evento de perda de coerência ao laser que o originou. Contudo, resultados experimentais desta natureza não foram alcançados. Ao correlacionar os sinais de batimento, um determinado desvio súbito na fase observado em $E_1(t)$ não é identificado com clareza em $E_2(t)$. Devido a diferenças quanto a relação temporal e de fase neste e naquele, desvios bruscos observados no instante t_i do sinal $E_1(t)$ encontram-se em um instante de tempo aleatório t'_i

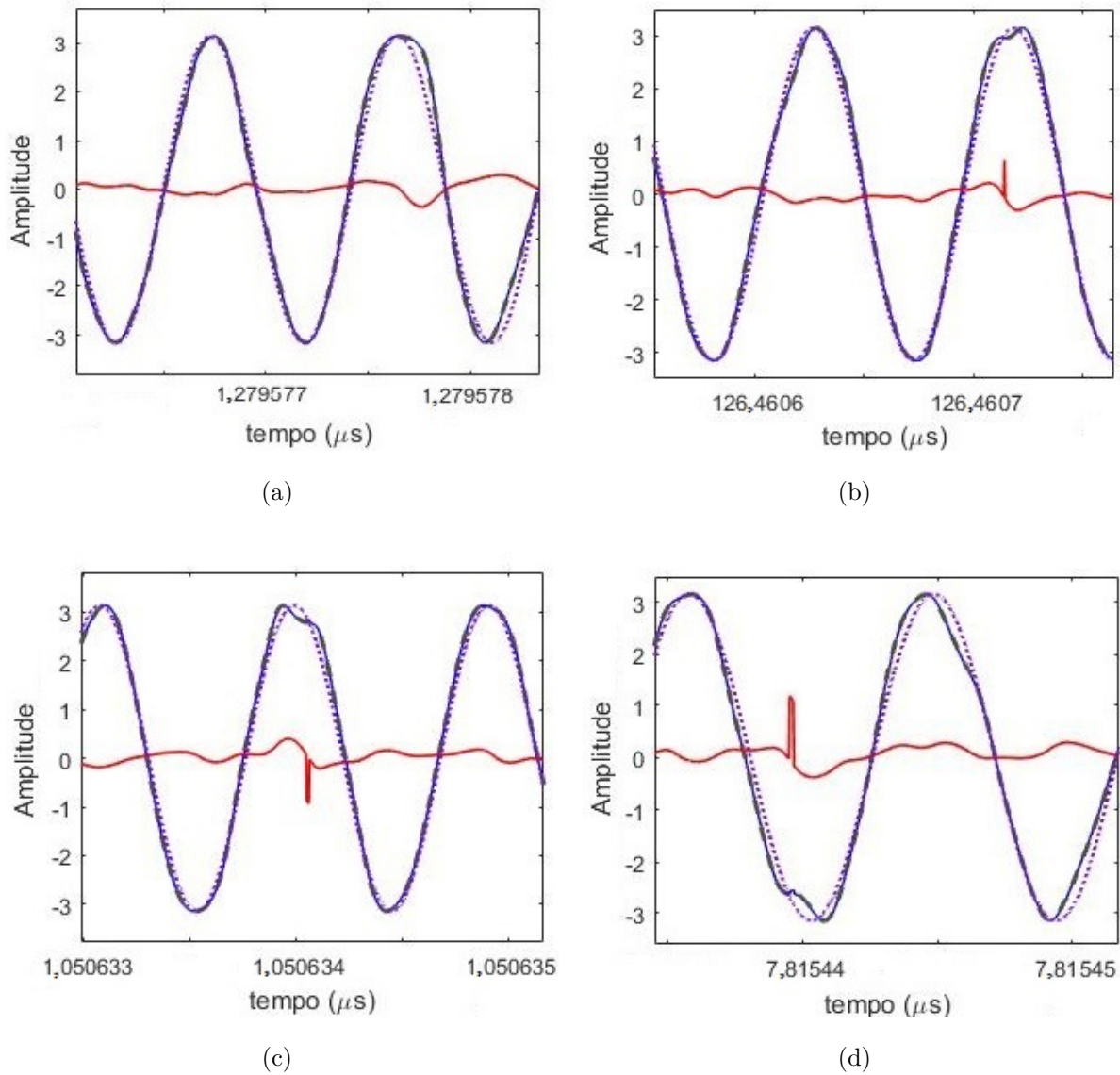


Figura 4.8 – Exemplos de desvios de fase no sinal $E_1(t)$ em relação a um sinal de referência. Observam-se (a) desvios predominantes de até 0,3 rad (b) desvio de fase repentino com 0,5 rad (c) exemplo de variação abrupta de fase com valor de $-0,8$ rad (d) exemplo de variação abrupta de fase com valor de 1,2 rad.

do sinal $E_2(t)$. Outro agravante é relacionado às distorções introduzidas no processo de fotodetecção. Uma vez que o algoritmo não consegue distinguir os desvios de fase introduzidos pelo fotodetector daqueles introduzidos pelos lasers, a correlação dos sinais fica sujeita a incertezas. Deste modo, a equalização dos caminhos do esquema proposto será empreendida em trabalhos futuros e uma nova análise será executada para a obtenção de resultados conclusivos.

4.3 Tremor Temporal

Uma terceira análise consiste em avaliar as distorções do sinal como desvios de tempo ao invés de desvios de fase. O tremor temporal (*jitter*) é um importante parâmetro no projeto de sistemas de comunicações digitais. Trata-se do desvio temporal de um pulso digital em relação ao relógio de referência, que limita a taxa de transmissão de dados e degrada a taxa de erro de bit [53]. Além disso, o tremor temporal é um fator limitante em aplicações envolvendo fontes de pulso óptico de curta duração e alta taxa de repetição, sendo estudado principalmente em laser de modo bloqueado e pentes ópticos de frequência [54, 55, 56, 57].

Em sistemas de comunicação óptica coerente o sinal de relógio pode ser obtido utilizando-se um laço de travamento de fase óptica (OPLL - *Optical Phase-Locked Loop*) [58]. Neste sentido, o desempenho do circuito pode ser avaliado utilizando-se dados conhecidos do tremor temporal envolvido no sinal resultante do batimento entre a portadora óptica modulada e o laser oscilador local. Na Figura 4.9, é mostrado o resultado encontrado para o tremor temporal, considerando-se o sinal de batimento entre a portadora óptica do laser sob teste e a do laser oscilador local.

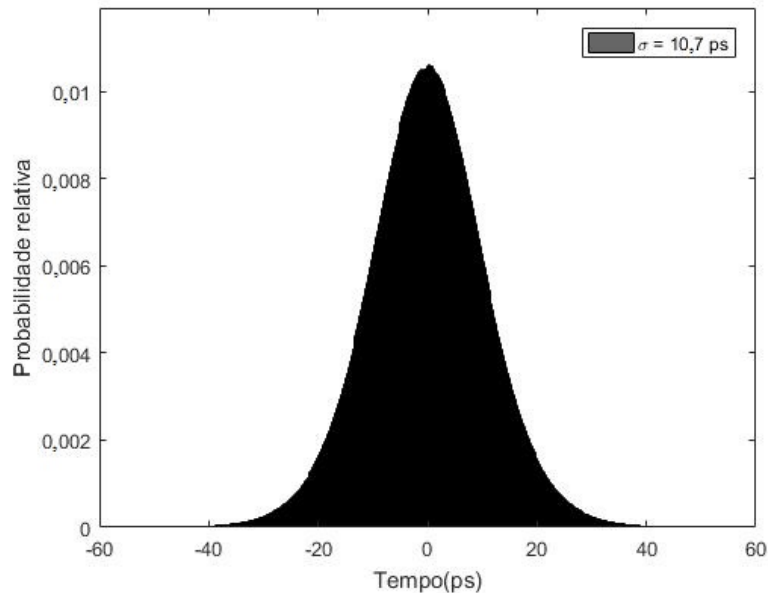


Figura 4.9 – Tremor temporal para o batimento entre os lasers oscilador local e sob teste.

A investigação detalhada do tremor temporal será estudada em trabalhos futuros. No entanto, a Figura 4.9 contém uma análise preliminar das variações temporais no sinal de radiofrequência resultante do batimento entre portadoras ópticas.

5 Conclusão

O projeto proposto inclui um avanço na técnica proposta em [16], visando separar os efeitos provenientes do laser sob teste e do laser oscilador local. Foi utilizada uma montagem experimental baseada na recepção coerente, seguida de aquisição ultrarrápida e processamento digital *offline* no domínio do tempo. A análise da fase e frequência dos inúmeros ciclos de senóide adquiridos permitiu a avaliação da largura de linha e ruído de fase em lasers de alta coerência. Apesar da relativa simplicidade da configuração experimental quando comparada aos métodos tradicionais interferométricos, ela fica vinculada ao uso de dois fotorreceptores idênticos. Esta relação de dependência, somada à indisponibilidade de tais dispositivos e às limitações compulsórias do período atual, limitaram a obtenção de resultados.

Conforme apresentado, foram desenvolvidos algoritmos no *software* MATLAB para avaliação *offline* dos sinais de batimento entre as portadoras eletromagnéticas, memorizados pelo osciloscópio de tempo real. Embora tenha sido possível a extração dos desvios de frequência em ambos os sinais de batimento, não foi possível obter a largura de linha exclusiva do laser a ser caracterizado. Ademais, resultados para avaliação dos desvios de fase também foram comprometidos. Para ambos os sinais adquiridos, os desvios de fase foram avaliados, porém, não foi possível separar a contribuição de cada um dos lasers nas medições. A avaliação do tremor temporal, em adição, foi realizada dentro das limitações do esquema experimental, constituindo-se um resultado importante em aplicações como recuperação de relógio em sistema de comunicação [58].

Deve-se destacar que o projeto proposto possui relevância para caracterização de dispositivos fotônicos, sendo parte de uma série de estudos e pesquisas aliando a grande usabilidade de componentes optoeletrônicos, a necessidade de se conhecer seus parâmetros de operação e o avanço em técnicas e componentes para processamento digital de sinais. Apesar de não ter sido possível apresentar resultados conclusivos em relação à contribuição de cada um dos lasers nas medições, algoritmos foram desenvolvidos com este propósito. Além disso, as dificuldades e adversidades encontradas servem como aprendizado para a continuação do desenvolvimento de novas técnicas neste âmbito. A seguir serão apresentadas as perspectivas futuras em relação ao trabalho e as publicações desenvolvidas

juntamente com o grupo de pesquisa do Prof. Dr. Evandro Conforti.

5.1 Perspectivas Futuras

Em virtude das limitações e dificuldades experimentais relatadas nas seções anteriores, objetiva-se, a curto prazo, a realização de uma nova montagem experimental com o propósito de equalizar os dois caminhos do esquema proposto. Por conseguinte, será possível correlacionar os eventos de perda de coerência aos lasers oscilador local e sob teste, bem como obter a largura de linha deste. A influência de parâmetros, como a potência de saída do laser, comprimento da fibra de atraso e ruídos acústicos nas medições, também deve ser avaliada em trabalhos futuros. Adicionalmente, outros lasers disponíveis no laboratório serão caracterizados a partir da técnica aqui proposta.

O desenvolvimento de novas técnicas para avaliação de ruídos e efeitos não lineares, tanto em lasers quanto em outros dispositivos fotônicos, será objeto de estudo em uma futura fase do curso de doutorado. Para tanto devem ser realizadas montagens experimentais, baseadas na aquisição ultrarrápida e processamento digital *offline* visando-se, dentre outros:

- Medição de ruídos em baixa frequência em lasers altamente coerentes;
- Medição de gorjeio em chaves espaciais com amplificadores ópticos a semicondutor (SOA);
- Medição de gorjeio de pulsos ultracurtos gerados por moduladores de Mach-Zehnder (MZM);
- Medição de gorjeio de pulsos ultracurtos amplificados por SOAs;
- Medição da velocidade das modulações cruzadas de ganho de fase (XGM e XPM) e mistura de quatro ondas (FWM) em SOAs.

5.2 Lista de Publicações

Artigos Publicados em Periódicos

- 1 - CONFORTI, E.; RODIGHERI, M.; SUTILI, T.; GALDIERI, F. J. Acoustical and $1/f$ noises in narrow linewidth lasers. *Optics Communications*, v. 476, p. 126286, 2020. ISSN 0030-4018.
- 2 - RODIGHERI, M.; GALDIERI, F. J.; SUTILI, T.; CONFORTI, E. Optical Fiber Spool Acoustic Wave Resonances Employing a Mach-Zehnder Interferometer in Vacuum Chamber. *J. Microw. Optoelectron. Electromagn. Appl.*, v. 19, n. 4, p. 485-494, Dec. 2020. ISSN 2179-1074.

Publicações em Anais de Congressos Nacionais

- 3 - RODIGHERI, M.; SUTILI, T.; CONFORTI, E. Técnica de Aquisição OffLine da Coerência em Onda Contínua de Lasers Semicondutores com Cálculo do Tempo de Atraso. In: XXXVII Simpósio Brasileiro de Telecomunicações e Processamento Digital de Sinais (SBrT), Petrópolis, 2019.
- 4 - RODIGHERI, M.; GALDIERI, F. J.; SUTILI, T.; CONFORTI, E.. Ruídos em lasers de longo tempo de coerência com interferômetros de pequenos tempos de atraso. In: 19º Simpósio Brasileiro de Micro-ondas e Optoeletrônica e 14º Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo (MOMAG), 2020.

Referências

- 1 BLUMENTHAL, D. J. *et al.* Frequency-stabilized links for coherent wdm fiber interconnects in the datacenter. *J. Lightwave Technol.*, v. 38, n. 13, p. 3376–3386, 2020. Citado na página 17.
- 2 GUNDAVARAPU, S. *et al.* Sub-hertz fundamental linewidth photonic integrated Brillouin laser. *Nature Photonics*, Nature, v. 13, n. 1, p. 60—67, Jan 2019. [doi:10.1038/s41566-018-0313-2]. Citado na página 17.
- 3 LOH, W.; YEGNANARAYANAN, S.; O'DONNELL, F.; JUODAWLKIS, P. W. Ultra-narrow linewidth Brillouin laser with nanokelvin temperature self-referencing. *Optica*, OSA, v. 6, n. 2, p. 152–159, Feb 2019. [doi:10.1364/OPTICA.6.000152]. Citado na página 17.
- 4 LEWOCZKO-ADAMCZYK, W. *et al.* Ultra-narrow linewidth DFB-laser with optical feedback from a monolithic confocal Fabry-Perot cavity. *Opt. Express*, OSA, v. 23, p. 9705–9709, 2015. ISSN 0030-4026. Citado na página 17.
- 5 WINZER, P. J.; NEILSON, D. T.; CHRAPLYVY, A. R. Fiber-optic transmission and networking: the previous 20 and the next 20 years [Invited]. *Opt. Express*, OSA, v. 26, n. 18, p. 24190–24239, Sep 2018. [doi:10.1364/OE.26.024190]. Citado na página 17.
- 6 WEN, H. *et al.* High-sensitivity fiber-optic ultrasound sensors for medical imaging applications. *Ultrasonic Imaging*, v. 20, n. 2, p. 103–112, 1998. [doi:10.1177/016173469802000202]. Citado na página 17.
- 7 ZHANG, W. *et al.* Optical heterodyne micro-vibration measurement based on all-fiber acousto-optic frequency shifter. *Opt. Express*, OSA, v. 23, n. 13, p. 17576–17583, Jun 2015. [doi:10.1364/OE.23.017576]. Citado na página 17.
- 8 HOCKER, G. B. Fiber optic acoustic sensors with composite structure: an analysis. *Appl. Opt.*, OSA, v. 18, n. 21, p. 3679–3683, Nov 1979. Citado na página 17.
- 9 HOCKER, G. B. Fiber-optic sensing of pressure and temperature. *Appl. Opt.*, OSA, v. 18, p. 1445–1448, May 1979. [doi:10.1364/AO.18.001445]. Citado na página 17.
- 10 ABBOTT, B. P. *et al.* Observation of gravitational waves from a binary black hole merger. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 116, p. 061102, Feb 2016. Citado na página 17.
- 11 ABRAMOVICI, A. *et al.* Ligo: The laser interferometer gravitational-wave observatory. *Science*, American Association for the Advancement of Science, v. 256, n. 5055, p. 325–333, 1992. ISSN 0036-8075. Citado na página 17.
- 12 RAMASWAMI, R.; SIVARAJAN, K.; SASAKI, G. *Optical Networks: A Practical Perspective*. [S.l.]: Morgan Kaufmann, 2009. Citado na página 18.
- 13 AGRAWAL, G. P.; DUTTA, N. K. *Semiconductor lasers*. [S.l.]: Springer Science Business Media, 2013. Citado 5 vezes nas páginas 18, 25, 26, 27 e 30.

- 14 HENRY, C. Theory of the linewidth of semiconductor lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v. 18, n. 2, p. 259–264, 1982. Citado 2 vezes nas páginas 18 e 30.
- 15 KIKUCHI, K.; OKOSHI, T.; NAGAMATSU, M.; HENMI, N. Degradation of bit-error rate in coherent optical communications due to spectral spread of the transmitter and the local oscillator. *J. Lightwave Technol.*, v. 2, p. 1024–1033, 1984. Citado 2 vezes nas páginas 18 e 19.
- 16 SUTILI, T.; FIGUEIREDO, R. C.; CONFORTI, E. Laser linewidth and phase noise evaluation using heterodyne offline signal processing. *J. Lightwave Technol.*, v. 34, n. 21, p. 4933–4940, Nov 2016. ISSN 1558-2213. [doi:10.1109/JLT.2016.2597217]. Citado 4 vezes nas páginas 18, 19, 35 e 51.
- 17 ZHAO, J.; ZHOU, H.; LIU, F.; YU, Y. Numerical analysis of phase noise characteristics of SGDBR lasers. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, v. 21, p. 1–1, 11 2015. Citado na página 18.
- 18 HENRY, C. Phase noise in semiconductor lasers. *J. Lightwave Technol.*, v. 4, n. 3, p. 298–311, March 1986. ISSN 1558-2213. [doi:10.1109/JLT.1986.1074721]. Citado na página 18.
- 19 OKOSHI, T.; KIKUCHI, K.; NAKAYAMA, A. Novel method for high resolution measurement of laser output spectrum. *Electronics Letters*, v. 16, n. 16, p. 630–631, July 1980. ISSN 0013-5194. [doi:10.1049/el:19800437]. Citado na página 18.
- 20 MERCER, L. B. 1/f frequency noise effects on self-heterodyne linewidth measurements. *J. Lightwave Technol.*, v. 9, n. 4, p. 485–493, April 1991. ISSN 1558-2213. [doi:10.1109/50.76663]. Citado 3 vezes nas páginas 18, 30 e 31.
- 21 ALI, A. H.; ABDUL-WAHID, N. Analysis of self-homodyne and delayed self-heterodyne detections for tunable laser source linewidth measurements. v. 2, p. 1–06, 10 2012. Citado na página 18.
- 22 SEVILLANO, P. *et al.* Brillouin induced self-heterodyne technique for narrow line width measurement. *Opt. Express*, OSA, v. 18, n. 14, p. 15201–15206, Jul 2010. [doi:10.1364/OE.18.015201]. Citado 2 vezes nas páginas 19 e 30.
- 23 EINSTEIN, A. On the quantum theory of radiation. *Phys.*, n. 18, 1917. Citado na página 20.
- 24 GORDON, J. P.; ZEIGER, H. J.; TOWNES, C. H. The maser—new type of microwave amplifier, frequency standard, and spectrometer. *Phys. Rev.*, American Physical Society, v. 99, p. 1264–1274, Aug 1955. Citado na página 20.
- 25 SCHAWLOW, A. L.; TOWNES, C. H. Infrared and optical masers. *Phys. Rev.*, v. 112, n. 6, p. 1940 – 1949, 1958. Citado 2 vezes nas páginas 20 e 30.
- 26 MAIMAN, T. H. Stimulated Optical Radiation in Ruby. , v. 187, n. 4736, p. 493–494, ago. 1960. Citado na página 20.
- 27 JAVAN, A.; BENNETT, W. R.; HERRIOTT, D. R. Population inversion and continuous optical maser oscillation in a gas discharge containing a He-Ne mixture. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 6, p. 106–110, Feb 1961. Citado na página 21.

- 28 ARNOLD, K. M.; MAYBURG, S. Cylindrical GaAs laser diode. *Journal of Applied Physics*, v. 34, n. 10, p. 3136–3136, 1963. Citado na página 21.
- 29 QUIST, T. M. *et al.* Semiconductor Maser of GaAs. *Applied Physics Letters*, v. 1, n. 4, p. 91–92, dez. 1962. Citado na página 21.
- 30 HALL, R. N. *et al.* Coherent light emission from gaas junctions. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 9, p. 366–368, Nov 1962. Citado na página 21.
- 31 HAYASHI, I.; PANISH, M. B.; FOY, P. W.; SUMSKI, S. Junction lasers which operate continuously at room temperature. *Applied Physics Letters*, v. 17, n. 3, p. 109–111, 1970. Citado na página 21.
- 32 ETTENBERG, M. Very low-threshold double-heterojunction $Al_xGa_{1-x}As$ injection lasers. *Applied Physics Letters*, v. 27, n. 12, p. 652–654, 1975. Citado na página 21.
- 33 KAO, K. C.; HOCKHAM, G. A. Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies. *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, v. 113, p. 1151–1158, 1966. Citado na página 21.
- 34 SUHARA, T. *Semiconductor laser fundamentals*. [S.l.]: CRC press, 2004. Citado 3 vezes nas páginas 21, 26 e 28.
- 35 SIEGMAN, A. E. *Lasers*. [S.l.]: University Science Books, 1986. Citado 3 vezes nas páginas 21, 22 e 23.
- 36 HEWITT, P. G. *Conceptual physics*. [S.l.]: Pearson Educación, 2002. Citado na página 22.
- 37 AGRAWAL, G. P. *Fiber-Optic Communication Systems*. [S.l.]: Wiley, Hoboken, 2002. Citado 2 vezes nas páginas 23 e 24.
- 38 KEISER, G. E. *Optical Fiber Communications*. New York: McGraw-Hill, 2000. Citado 3 vezes nas páginas 23, 24 e 25.
- 39 PARKER, M. A. *Physics of optoelectronics*. [S.l.]: CRC Press, 2018. Citado 2 vezes nas páginas 24 e 25.
- 40 GIOZZA, W. F.; CONFORTI, E.; WALDMAN, H. *Fibras ópticas: Tecnologia e Projeto de sistemas*. [S.l.]: Makron Books, 1991. Citado na página 25.
- 41 GRIFFIN, R.; CARTER, A. Optical differential quadrature phase-shift key (oDQPSK) for high capacity optical transmission. In: . [S.l.: s.n.], 2002. v. 70, p. 367 – 368. Citado na página 30.
- 42 ATZMON, Y.; NAZARATHY, M. Laser phase noise in coherent and differential optical transmission revisited in the polar domain. *J. Lightwave Technol.*, OSA, v. 27, n. 1, p. 19–29, Jan 2009. Citado na página 30.
- 43 YI, X.; SHIEH, W.; MA, Y. Phase noise effects on high spectral efficiency coherent optical OFDM transmission. *J. Lightwave Technol.*, v. 26, n. 10, p. 1309–1316, 2008. Citado na página 30.

- 44 CHENNU, P.; BRATTON, J. D.; SHADARAM, M. Effect of phase noise in dense wavelength division multiplexing (DWDM) networks. In: *2006 IEEE Region 5 Conference*. [S.l.: s.n.], 2006. p. 181–184. Citado na página 30.
- 45 CAI, B. *et al.* Crosstalk, noise, and stability analysis of DWDM channels generated by injection locking techniques. *J. Lightwave Technol.*, OSA, v. 21, n. 12, p. 3029, Dec 2003. Citado na página 30.
- 46 OSINSKI, M.; BUUS, J. Linewidth broadening factor in semiconductor lasers - an overview. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v. 23, n. 1, p. 9–29, 1987. Citado na página 30.
- 47 KIKUCHI, K.; OKOSHI, T. Dependence of semiconductor laser linewidth on measurement time: evidence of predominance of $1/f$ noise. *Electronics Letters*, v. 21, n. 22, p. 1011–1012, October 1985. ISSN 0013-5194. [doi:10.1049/el:19850717]. Citado 2 vezes nas páginas 30 e 31.
- 48 KIKUCHI, K. Characterization of semiconductor-laser phase noise and estimation of bit-error rate performance with low-speed offline digital coherent receivers. *Opt. Express*, OSA, v. 20, n. 5, p. 5291–5302, Feb 2012. Citado 2 vezes nas páginas 30 e 31.
- 49 GALDIERI, F. J. *et al.* Influence of exterior acoustic noise on narrow linewidth laser measurements using self-homodyne optical fiber interferometer. *Optik*, v. 204, p. 164101, 2020. ISSN 0030-4026. Citado na página 45.
- 50 RODIGHERI, M.; GALDIERI, F. J.; SUTILI, T.; CONFORTI, E. Ruídos em lasers de longo tempo de coerência com interferômetros de pequenos tempos de atraso. In: *Simpósio Brasileiro de Micro-ondas e Optoeletrônica, (SBMO)*. [S.l.: s.n.], 2020. p. 1–5. Citado na página 45.
- 51 RODIGHERI, M.; SUTILI, T.; CONFORTI, E. Técnica de aquisição offline da coerência em onda contínua de lasers semicondutores com cálculo do tempo de atraso. In: *Simpósio Brasileiro de Telecomunicações e Processamento de Sinais, (SBrT)*. [S.l.: s.n.], 2019. p. 1–5. Citado na página 45.
- 52 CONFORTI, E.; RODIGHERI, M.; SUTILI, T.; GALDIERI, F. J. Acoustical and $1/f$ noises in narrow linewidth lasers. *Optics Communications*, v. 476, p. 126286, 2020. ISSN 0030-4018. Citado na página 45.
- 53 SINGH, N.; JAIN, V. K.; GUPTA, H. M. Effects of local oscillator excess noise, laser phase noise and time jitter on digital signalling schemes in coherent optical fibre communication systems. *IEE Proceedings J - Optoelectronics*, v. 137, n. 2, p. 115–123, 1990. Citado na página 50.
- 54 PASCHOTTA, R. Timing jitter and phase noise of mode-locked fiber lasers. *Opt. Express*, OSA, v. 18, n. 5, p. 5041–5054, Mar 2010. Citado na página 50.
- 55 HJELME, D.; MICKELSON, A. Theory of timing jitter in actively mode-locked lasers. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, v. 28, p. 1594 – 1606, 07 1992. Citado na página 50.
- 56 SHI, H. *et al.* Review of low timing jitter mode-locked fiber lasers and applications in dual-comb absolute distance measurement. *Nanotechnology and Precision Engineering*, v. 1, n. 4, p. 205 – 217, 2018. ISSN 2589-5540. Citado na página 50.

- 57 PASCHOTTA, R. *et al.* Relative timing jitter measurements with an indirect phase comparison method. *Applied Physics B*, v. 80, p. 185–192, 02 2005. Citado na página 50.
- 58 ZIBAR, D. *et al.* Timing jitter analysis for clock recovery circuits based on an optoelectronic phase-locked loop (OPLL). In: *(CLEO). Conference on Lasers and Electro-Optics, 2005*. [S.l.: s.n.], 2005. v. 1, p. 458–460. Citado 2 vezes nas páginas 50 e 51.