



**UNIVERSIDADE TECNOLÓGICA FEDERAL DO PARANÁ
CAMPUS CURITIBA**

GERÊNCIA DE PESQUISA E PÓS-GRADUAÇÃO

**PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA E
INFORMÁTICA INDUSTRIAL – CPGEI**

NILTON HARAMONI

**SISTEMA PARA INTERROGAÇÃO DE REDES
DE BRAGG UTILIZANDO LASER EDF
SINTONIZADO MECANICAMENTE**

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

CURITIBA

FEVEREIRO – 2007.

Livros Grátis

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.

NILTON HARAMONI

**SISTEMA PARA INTERROGAÇÃO DE REDES DE BRAGG UTILIZANDO LASER
EDF SINTONIZADO MECANICAMENTE**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica e Informática Industrial da Universidade Tecnológica Federal do Paraná, como requisito parcial para a obtenção do grau de “Mestre em Ciências” – Área de Concentração: Informática Industrial.

Orientador: Prof. Dr. Hypolito José Kalinowski

Co-Orientador: Prof. Dr. Aleksander Sade Paterno

Curitiba

2007

Ficha catalográfica elaborada pela Biblioteca da UTFPR – Campus Curitiba

H254s Haramoni, Nilton

Sistema para interrogação de redes de Bragg utilizando laser EDF sintonizado mecanicamente / Nilton Haramoni, Curitiba. UTFPR, 2007

XII, 103 p. : il. ; 30 cm

Orientador: Prof. Dr. Hypolito José Kalinowski

Dissertação (Mestrado) – Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Curso de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica e Informática Industrial. Curitiba, 2007

Bibliografia: p. 95 - 103

1. Fibras óticas. 2. Sensores. 3. Redes de Bragg. 4. Detectores óticos. I. Kalinowski, Hypolito José, orient. II. Universidade Tecnológica Federal do Paraná. Curso de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica e Informática Industrial. III. Título

CDD: 621.3692

DISSERTAÇÃO
apresentada à UTFPR
para obtenção do grau de

MESTRE EM CIÊNCIAS

por

NILTON HARAMONI

**SISTEMA PARA INTERROGAÇÃO DE REDES DE BRAGG
UTILIZANDO LASER EDF SINTONIZADO MECANICAMENTE**

Banca Examinadora:

Presidente:

Prof^ª. Dr. MARCIA MULLER

UTFPR

Examinadores:

Prof^ª. Dr. ROSANE FALATE

UEPG

Prof. Dr. JEAN CARLOS CARDOZO DA SILVA

UTFPR

Prof. Dr. ALEKSANDER SADE PATERNO

UTFPR

Curitiba, fevereiro de 2007.

DEDICATÓRIA

À minha mãe Elza,
aos meus irmãos Nivaldo, Terezinha e Leoni,
à minha noiva Juliana e minha sobrinha Carolina.

AGRADECIMENTOS

Meus sinceros agradecimentos ao professor Dr. Hypolito José Kalinowski pela oportunidade e apoio que me foram dados.

Aos meus colegas de laboratório, Jean, Leandro, Maura, Giovana, Fabiano, Rodrigo, Ricardo, Guilherme, Paulo, Geraldo e em especial ao Aleksander que dividiu comigo boa parte dos experimentos e me co-orientou.

À minha família pelo apoio incondicional e à minha noiva que esteve do meu lado a 800 km de distância.

À minha amiga Juliana Iéteka por ter me aconselhado a cursar a pós-graduação da UTFPR.

Aos funcionários do CPGEI e seus professores, em especial aos professores Dr. José Luís Fabris, Dr. Alexandre Pohl, Dr. Richard Demo Souza e Dra. Tania Mezzadri Centeno.

À Capes pela concessão de bolsa e CNPq, Fundação Araucária, ANP e FINEP pelo suporte financeiro aos laboratórios.

À UTFPR, a qual retornei depois de 20 anos e que faz parte da minha história de vida.

Sobretudo quero agradecer a Deus por ter colocado em meu caminho todas as pessoas citadas acima, sem as quais este trabalho de mestrado não existiria. A ajuda Dele se fez por meio delas.

SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS	vii
LISTA DE TABELAS	x
LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS	x
RESUMO	xi
ABSTRACT	xii
1 INTRODUÇÃO	1
1.1 MOTIVAÇÕES.....	1
1.2 OBJETIVOS.....	3
1.3 ESTRUTURA DA DISSERTAÇÃO.....	4
2 SENSORES ÓPTICOS	5
2.1 INTRODUÇÃO.....	5
2.2 SENSORES INTRÍNSECOS E EXTRÍNSECOS.....	6
2.3 SENSOR DISTRIBUÍDO.....	8
3 REDES DE BRAGG EM FIBRAS ÓPTICAS	11
3.1 INTRODUÇÃO.....	11
3.2 RESUMO HISTÓRICO.....	11
3.3 SENSIBILIDADE DA FBG.....	14
3.3.1 Sensibilidade à temperatura e deformação.....	14
3.3.2 Sensibilidade cruzada.....	16
3.4 CARACTERÍSTICAS FÍSICAS.....	17
3.5 SENSORES MULTIPLEXADOS BASEADOS EM REDES DE BRAGG.....	19
4 TÉCNICAS DE DEMODULAÇÃO DE REDES DE BRAGG	23
4.1 INTRODUÇÃO.....	23
4.2 MÉTODOS INTERFEROMÉTRICOS.....	24
4.3 MÉTODOS BASEADOS EM FILTROS SINTONIZÁVEIS.....	26
4.4 MÉTODOS BASEADOS EM FONTES SINTONIZÁVEIS.....	29
4.4.1 Sintonia de um laser a fibra.....	30
4.4.2 FBG como refletor do EDFL e elemento sensor.....	31
4.4.3 Sintonia do EDFL por varredura da FBG.....	33

5 SISTEMAS DE INTERROGAÇÃO: DESCRIÇÃO E CARACTERIZAÇÃO.....	39
5.1 INTRODUÇÃO.....	39
5.2 DESCRIÇÃO GERAL DOS SISTEMAS COM DTG.....	39
5.2.1 Sistema utilizando uma DTG sintonizável.....	39
5.2.2 Sistema utilizando duas DTGs sintonizáveis.....	42
5.3 RÚIDO INTERFEROMÉTRICO NA FOTODETECÇÃO DO SINAL.....	44
5.4 CARACTERIZAÇÃO DO LASER EDF.....	45
5.4.1 Sinal de saída sem a FBG na cavidade.....	47
5.4.2 Sinal laser em função da potência de bombeamento.....	48
5.4.3 Largura espectral do sinal laser.....	50
5.4.4 Oscilações de relaxação.....	52
5.4.5 Faixa de varredura do sistema.....	61
5.5 INTERROGAÇÃO E PROCESSAMENTO DO SINAL.....	68
5.5.1 Considerações iniciais.....	68
5.5.2 Aquisição do sinal e determinação do pico de reflexão da rede interrogada.....	69
5.5.3 Utilização de redes de Bragg de referência.....	72
5.6 ESTABILIDADE EM TEMPERATURA.....	78
5.7 CARACTERÍSTICAS E LIMITAÇÕES DO PZT.....	82
5.7.1 Expansão do PZT.....	83
5.7.2 Freqüência de ressonância do PZT.....	87
6 CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS.....	89
6.1 CONCLUSÕES.....	89
6.2 TRABALHOS FUTUROS.....	91
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	95

LISTA DE FIGURAS

1	Funções básicas do sensor a fibra óptica.....	6
2	Sensor de temperatura baseado em intensidade utilizando diferentes bandas de absorção via efeito termocrômico.....	7
3	Modulador de atenuação da fibra por microcurvaturas.....	8
4	Aplicação da reflectometria óptica por divisão do tempo (OTDR) em sensoriamento distribuído baseado em espalhamento Rayleigh.....	9
5	Raios refletidos pelo espalhamento dos átomos de uma estrutura cristalina em fase e em contra-fase.....	12
6	Resposta de um sensor com duas redes para temperatura e deformação.....	17
7	Representação da rede de Bragg inscrita em uma fibra óptica e os espectros da luz incidente (P_{in}), refletida (P_r) e transmitida (P_t).....	18
8	Esquema com duas opções de multiplexação por divisão de comprimento de onda....	20
9	Sistema de rede sensora com discriminação de comprimento de onda via interferômetro a fibra para medidas dinâmicas de deformação.....	25
10	Diagrama esquemático do circuito óptico e do sistema piezoelétrico no sistema de interrogação.....	27
11	Sinais típicos obtidos pelo sistema de aquisição.....	28
12	Esquema do sistema sensor de deformação com laser a fibra.....	32
13	Diagrama representando a montagem utilizada da caracterização do sistema de interrogação.....	34
14	Gráficos mostrando o sinal aplicado ao PZT; o sinal fotodetectado; a primeira derivada do sinal fotodetectado, obtida por filtragem digital.....	35
15	Esquema da montagem utilizada para a interrogação de redes multiplexadas e caracterização do sistema.....	40
16	Modificação no circuito óptico para funcionamento com duas DTGs.....	42
17	Sinais de interesse no sistema de interrogação com duas DTGs.....	43
18	Influência do gel casador de índice (IMG) aplicado à extremidade não conectada das redes multiplexadas.....	45
19	Esquema de uma cavidade unidirecional em anel usada em lasers à fibra.....	46
20	Sinal de banda larga na saída da cavidade laser para vários valores de corrente de	

bombeamento quando a FBG sintonizável é retirada do circuito óptico.....	47
21 Potência laser de saída em função da potência de bombeamento para as 3 DTGs utilizadas como refletores de saída da cavidade.....	49
22 Potência óptica lançada pelo laser de bombeamento na EDF e potência óptica de saída do laser em função da corrente de bombeamento.....	50
23 Comportamento dinâmico de um EDFL com 5 metros bombeado em $\lambda_p = 810$ nm para uma concentração de pares de íons $x = 0,075$	53
24 Duas FBGs interrogadas pelo sistema de varredura. Varredura em 5 Hz; Varredura em 30 Hz; Varredura em 100 Hz.....	54
25 Observação das oscilações de relaxação do EDFL durante a comutação da chave óptica.....	56
26 Sinal de rampa aplicado ao PZT e sinal laser fotodetectado durante a varredura do laser num período de 1 s para 300, 500 e 900 mA de corrente de bombeamento.....	56
27 Oscilações de relaxação quando a chave óptica comuta da DTG1 para a DTG2 para 180, 500 e 900 mA de corrente de bombeamento.....	58
28 Oscilações de relaxação quando a chave óptica comuta da DTG2 para a DTG1 para 180, 500 e 900 mA de corrente de bombeamento.....	58
29 Período das oscilações de relaxação observadas no sinal laser em função da corrente de bombeamento.....	59
30 Freqüência das oscilações de relaxação em função da potência de bombeamento normalizada do EDFL.....	60
31 Freqüência das oscilações de relaxação em função da relação $(r - 1)^{1/2}$	60
32 Sintonia do sinal laser utilizando a DTG1 e a DTG2 em função da tensão aplicada ao PZT.....	61
33 Faixas de sintonia do laser EDF operando com a DTG2 (rampa de descida) e DTG3 (rampa de subida) em varredura de 0,1 Hz e 1 Hz.....	63
34 Sistema utilizado para caracterizar a varredura do sinal laser.....	64
35 Curvas características da varredura em 1 Hz do sinal laser durante a rampa de subida e a rampa de descida.....	66
36 Exemplos do sinal fotodetectado no início e fim da varredura da DTG3 durante a rampa de subida.....	66
37 Curvas de caracterização da varredura para a rampa de subida com um sinal senoidal e para a rampa de descida com sinal triangular aplicados ao PZT.....	67

38	Gráficos traçados para a determinação do pico de reflexão da FBG interrogada.....	70
39	Retas de ajuste sobre os pontos experimentais levantados para a varredura em 1 Hz do sinal laser.....	71
40	Exemplo de interrogação de uma FBG sensora e duas FBGs de referência durante a rampa de subida.....	72
41	Resposta do comprimento de onda da FBGS medido pelo OSA e das diferenças temporais entre os picos da rede sensora e das redes de referência, em função da distensão na fibra.....	73
42	Comprimento de onda de pico da rede sensora em função da distensão na fibra óptica segundo dados levantados pelo sistema de interrogação e valores medidos com o OSA.....	75
43	Deslocamento do comprimento de onda de três redes sensoras instaladas no interior de um motor elétrico, em três pontos diferentes do estator.....	77
44	Variação do deslocamento do comprimento de onda ($\Delta\lambda_B$) das três redes sensoras durante o período de resfriamento do motor.....	78
45	Faixas de varredura do sinal laser pela sintonia da DTG2 em três ocasiões com temperaturas ambientes diferentes.....	81
46	Fotos do PZT utilizado para tracionar as DTGs coladas sobre as plataformas móveis.	83
47	Deslocamento do ponto zero de expansão do atuador piezoelétrico com a aplicação de uma força constante. Expansão característica do atuador piezoelétrico livre e sob a ação da força produzida por uma mola.....	85
48	Exemplo do sinal de rampa necessário para otimizar a faixa de varredura do sinal laser.....	90

LISTA DE TABELAS

1	Características das DTGs utilizadas no sistema de interrogação.....	48
2	Tempo na fotodeteção do pico de 3 redes interrogadas para a mesma variação de temperatura ambiente nas redes e no sistema de varredura.....	79

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ASE	- <i>Amplified Spontaneous Emission</i> (amplificação por emissão espontânea)
BGS	- <i>Bragg Grating Sensor</i> (Sensor baseado em rede de Bragg)
DFB	- <i>Distributed Feedback</i> (realimentação distribuída)
DTG	- <i>Draw-Tower Grating</i> (rede gravada na torre de puxamento da fibra)
EDF	- <i>Erbium-Doped Fiber</i> (fibra dopada com Érbio)
EDFL	- <i>Erbium-Doped Fiber Laser</i> (laser a fibra dopada com Érbio)
ELED	- <i>Edge Light-emitting Diode</i> (diodo de emissão de borda)
FBG	- <i>Fiber Bragg Grating</i> (Rede de Bragg em fibra óptica)
FSR	- <i>Free Spectral Range</i> (faixa espectral livre)
FWHM	- <i>Full Width at Half Maximum</i> (largura a meia altura da amplitude máxima)
IMG	- <i>Index Matching Gel</i> (gel casador de índice)
OPD	- <i>Optical Path Difference</i> (diferença de caminho óptico)
OSA	- <i>Optical Spectrum Analyzer</i> (analisador de espectros ópticos)
OTDR	- <i>Optical Time-domain Reflectometry</i> (reflectometria óptica por divisão do tempo)
PZT	- <i>Lead Zirconium Titanate</i> - $\text{Pb}(\text{Zr},\text{Ti})\text{O}_3$ (transdutor piezoelétrico de Titanato Zirconato de Chumbo)
RMS	- <i>Root Mean Square</i> (média quadrática)
SNR	- <i>Signal-to-Noise Ratio</i> (relação sinal-ruído)
TDM	- <i>Time-division Multiplexing</i> (multiplexação por divisão do tempo)
TFBG	- <i>Tunable Fiber Bragg Grating</i> (rede de Bragg sintonizável)
TTL	- <i>Transistor-transistor Logic</i> (lógica digital)
WDM	- <i>Wavelength-division Multiplexing</i> (multiplexação por divisão de comprimento de onda)

RESUMO

Este trabalho descreve sistemas para interrogação de redes de Bragg multiplexadas, através de varredura espectral do sinal produzido por um laser a fibra dopada com Érbio com cavidade linear. A sintonia do laser é obtida pela tração da rede de Bragg que atua como um dos refletores da cavidade. O sistema mecânico de tração consiste em um atuador piezoelétrico sobre o qual a rede é colada e que também promove a varredura em comprimento de onda do sinal laser. O resultado da convolução do sinal laser com os espectros de reflexão das redes sensoras é fotodetectado e processado por filtros digitais. Obtém-se assim uma representação elétrica e temporal do sinal óptico que é uma boa aproximação dos espectros interrogados.

Através da utilização de duas redes de Bragg de alta resistência o sistema é capaz de dobrar a faixa espectral de interrogação, operando numa configuração híbrida de multiplexação em comprimento de onda (WDM) e divisão no tempo (TDM). As principais limitações do sistema, como as oscilações de relaxação do laser, efeito da temperatura e faixa de varredura são investigadas, com intuito de apontar os fatores que podem ser alterados futuramente para a melhoria do sistema.

Palavras-chave: Redes de Bragg em fibra óptica; sensores ópticos; técnicas de interrogação, laser sintonizável, laser a fibra dopada com Érbio; atuador piezoelétrico.

ABSTRACT

This work describes systems for the interrogation of multiplexed fiber Bragg gratings by means of a scanning Erbium-doped fiber laser with linear cavity. The laser tuning is achieved by stretching a fiber Bragg grating that is one of the cavity's end reflectors and laser output coupler. The stretching device is a piezoelectric actuator onto which the fiber is attached. Scanning laser signal is obtained by a controlled triangular voltage applied to the piezoelectric actuator. By photo-detecting the resulting signal from the convolution of laser signal and grating spectra, an electrical and temporal representation of the optical signal is acquired. Digital filters and the cross-zero method are used to determine the reflection peaks in the time domain.

A system using two high-strength fiber Bragg gratings as tunable reflectors is described as a means of achieving a twofold increase in the laser sweeping range. The addressing of the fiber sensors can be described as a hybrid wavelength-time division approach. The main limitations of the system, namely relaxation oscillations, temperature influence and sweeping range are investigated in order to stress the points that may be modified in the future to improve the system performance.

Keywords: Fiber Bragg grating; optical sensors; interrogation techniques; tunable laser; Erbium-doped fiber laser; piezoelectric actuator.

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

1.1 MOTIVAÇÕES

Provavelmente o principal evento científico na área de sensores ópticos seja o *International Conference Series on Optical Fibre Sensors* (OFS), cuja primeira edição ocorreu em Londres em 1983 e a última em 2006 na cidade de Cancún, no México, sendo esta a décima oitava edição do evento. Desde 1998, sob esforço de seus organizadores, os trabalhos apresentados nos eventos realizados vêm sendo reunidos em mídia digital, facilitando a divulgação das pesquisas na área de sensores ópticos junto à comunidade científica. No CD-ROM lançado em 1999, em sua carta de introdução, Brian Culshaw resumiu de forma simples e elegante a motivação que impulsiona as pesquisas nesse campo. Numa tradução livre¹:

“A tecnologia por de trás de sensores ópticos a fibra é de fato sobre modulação – sobre fazer a luz interagir com o meio de forma repetida e controlada, e por fim, de maneira útil. O estímulo original foi a curiosidade científica acoplada ao despontar das aplicações.”

Com efeito, a Óptica é uma das áreas de conhecimento mais antiga, abrangente e intrigante. A compreensão dos processos físicos envolvidos nessa área tem proporcionado avanços espantosos. Pode-se dizer que a luz não é apenas aquilo que nos faz enxergar o mundo, mas também uma ferramenta passível de ser compreendida, manipulada e utilizada para o desenvolvimento humano (ainda que essa ferramenta passe despercebida à grande maioria das pessoas, seja pela sua existência tão natural, seja pela suas aplicações tão sutis).

Sistemas sensores a fibra óptica compartilham praticamente a mesma tecnologia empregada atualmente nos sistemas de comunicação e transmissão de dados. Num processo semelhante ao que ocorre há décadas com a Eletrônica, vive-se hoje uma época de grande evolução da **Fotônica**. A fibra óptica, seu expoente mais conhecido, não deve ser vista como

¹ Texto original: “*OFS technology is really about modulation – about making light interact with the environment in a controlled repeatable and, finally, useful fashion. The stimulus was originally scientific curiosity coupled to the glimmer of application.*”

uma simples evolução dos fios elétricos e cabos coaxiais usados em telefonia. Tanto em sistemas sensores quanto em comunicações, as fibras ópticas desempenham papel fundamental em dispositivos como lasers, roteadores, acopladores, amplificadores ópticos e diversos componentes presentes em sistemas WDM (KEISER, 1999).

Embora sensores em fibra óptica apresentem vantagens como imunidade a interferência eletromagnética, peso e tamanho reduzidos e alta sensibilidade, a indústria voltada para este segmento é altamente fragmentada (CULSHAW, 2000). Todavia o interesse científico nessa área é intenso, tanto na pesquisa quanto no desenvolvimento de produtos finais. O estímulo não é mais o “despontar das aplicações”, mas atender demandas específicas de mercado de forma eficiente e competitiva.

Há certa tendência em se discutir os diversos tipos de sensores e suas aplicações deixando de lado um fato de suma importância: como os sensores são interrogados. Um sensor pode ter alta sensibilidade ao parâmetro externo que se deseja medir, mas o resultado final que indicará o valor da medida dependerá muito da resolução, precisão e acurácia do sistema utilizado para detectar as variações induzidas no sensor. Esse ponto é particularmente crítico para sistemas que monitoram sensores codificados em comprimento de onda, como é o caso de sensores baseados em redes de Bragg em fibras ópticas (FBGs).

Os sistemas tratados neste trabalho correspondem a conjuntos de circuitos ópticos, elétricos e de processamento de sinal capazes de interrogar vários sensores baseados em FBGs e traduzir suas variações espectrais para as correspondentes grandezas físicas medidas, de forma rápida, precisa e acurada. Um sistema ideal pode ser imaginado como aquele que, além de robusto e preciso, seja capaz de monitorar dezenas ou até mesmo centenas de sensores, cobrindo uma larga faixa espectral e com rapidez suficiente para medidas dinâmicas (exigidas, por exemplo, no caso de monitoração de vibrações mecânicas). A rigor, a limitação imposta para se construir um sistema ideal não é tecnológica, mas econômica. Sistemas como o descrito acima são consideravelmente caros e, portanto, limitados a aplicações onde sua utilização é justificada. Assim sendo, as motivações deste trabalho de dissertação despertam da necessidade de buscar soluções viáveis para sistemas destinados a interrogar sensores FBG multiplexados, ultrapassando os métodos cuja utilização é restrita aos laboratórios de pesquisa.

Nenhum produto de tecnologia atinge estágio de produção sem antes passar pelas etapas rigorosas de desenvolvimento. Ao se buscar algo novo, essas etapas agregam conhecimento e desafios que instigam a curiosidade e impulsionam a criatividade, fatores altamente motivantes. Quando uma idéia nova é testada, é muito relativo afirmar simplesmente que ela “funciona”. É preciso determinar em quais circunstâncias isso ocorre para a questão investigada, ou seja, buscam-se descobrir quais as condições de funcionamento, quais as limitações e qual é o grau de perfeição exigido para determinada aplicação. Tais conceitos foram norteadores no desenvolvimento deste projeto de mestrado, incentivando a busca constante de respostas na literatura científica e na análise dos resultados levantados no laboratório.

1.2 OBJETIVOS

Este trabalho de dissertação tem como figuras centrais as redes de Bragg em fibras ópticas (FBGs) e laser a fibra dopada com Érbio (EDFL). Esses e outros dispositivos foram utilizados na proposta para sistemas de interrogação de FBGs de baixo custo e boa performance. O objetivo principal é investigar, caracterizar e demonstrar a viabilidade de sistemas para a interrogação de sensores FBG multiplexados. O ponto de partida foram os sistemas de interrogação desenvolvidos anteriormente no Laboratório de Ótica e Optoeletrônica da UTFPR, dos quais vários componentes foram aproveitados.

Inúmeras propostas de sistemas de interrogação podem ser encontradas na literatura, porém muitas possuem apenas caráter experimental, com baixo potencial de aplicabilidade comercial imediata. Os três sistemas propostos nesta dissertação são simples e dispensam muitos dos dispositivos caros ou sensíveis utilizados em outros trabalhos, como filtros ópticos do tipo Fabry-Perot (KERSEY, BERKOFF e MOREY, 1993; DAVIS *et al*, 1996) ou interferômetros de Mach-Zehnder (KERSEY, BERKOFF e MOREY, 1992; KALLI *et al*, 1995). Procurou-se levantar as características, versatilidade e possíveis modificações nos sistemas propostos que permitam ser aperfeiçoados em trabalhos futuros.

As principais características dos sistemas investigados se referem à faixa espectral de trabalho (que determina o número de sensores FBG possíveis de serem interrogados) e à velocidade de aquisição do sinal proveniente dos sensores. Tais parâmetros determinam as possibilidades de utilização do sistema sensor em aplicações de engenharia, bem como a

viabilidade de sua implementação como um produto final. Algumas limitações são inerentes ao processo de varredura e sintonia do laser a fibra, enquanto outras podem ser significativamente melhoradas pela substituição de elementos dos circuitos óptico e elétrico. Os principais objetivos deste trabalho foram investigar tais limitações, principalmente aquelas relacionadas ao EDFL e o processo de interrogação de redes de Bragg. Além disso, no intuito de verificar a aplicação prática de um dos sistemas propostos, foi feita a monitoração do aquecimento em um motor elétrico em funcionamento utilizando sensores multiplexados.

1.3 ESTRUTURA DA DISSERTAÇÃO

Esta dissertação está organizada em seis capítulos. O Capítulo 2 apresenta os conceitos sobre sensores ópticos e apresenta alguns exemplos de como a luz pode ser utilizada de forma controlada para detectar parâmetros dentro de uma extensa gama de grandezas físicas, químicas e biológicas. O Capítulo 3 explica o que é uma rede de Bragg em fibra óptica, demonstrando como esta pode ser utilizada como sensor intrínseco de temperatura e deformação. No Capítulo 4 faz-se uma revisão da literatura sobre sistemas de interrogação, em particular aqueles que utilizam fontes sintonizáveis e técnicas de varredura. Ainda nesse capítulo é apresentado um dos sistemas de interrogação propostos neste trabalho de mestrado, tal que sua descrição serve de introdução para alguns conceitos discutidos no capítulo seguinte. O Capítulo 5 descreve detalhadamente a instrumentação dos dois principais sistemas sensores investigados, apontando as características do laser EDF, do processamento dos sinais fotodetectados e do dispositivo mecânico (atuador piezoelétrico) utilizado para promover a sintonia e varredura do sinal laser. Finalmente, o Capítulo 6 faz a conclusão do trabalho através da análise dos resultados e das dificuldades encontradas, apresentando ainda as propostas de trabalhos futuros.

CAPÍTULO 2

SENSORES ÓPTICOS

2.1 INTRODUÇÃO

Poucas pessoas se dão conta de que vivem num mundo rodeado de sensores. Graças a eles, dirigem cientes da velocidade do carro, da quantidade de combustível, da temperatura da água no radiador. Sensores indicam estados de febre ou pressão alta. Sensores detectam a presença de fumaça, radiação, atividades sísmicas e permitem que apareça na tela do computador aquilo que se digita no teclado. De fato, existe um universo imenso de sensores para milhares de aplicações, e há cerca de trinta anos fibras ópticas vêm sendo utilizadas para detectar o mais variado conjunto de grandezas. Entretanto, para muitas pessoas o termo “sensor óptico” é sinônimo apenas de fotoresistor ou então dos leitores de códigos de barra. Uma observação mais acurada mostra que os avanços são notáveis, sobretudo sob a perspectiva de que essa área ainda encontra-se em fase de amadurecimento, calcada nas pequenas e grandes contribuições de pesquisadores de todas as partes do mundo.

A terceira edição do livro *Handbook of Modern Sensors* (FRADEN, 2003) dedica cerca de 20 das suas 555 páginas a sensores ópticos. Em nenhum momento as redes de Bragg em fibra e suas aplicações são citadas. Por outro lado, um artigo escrito por Byounggho Lee (2003) sobre o estágio de desenvolvimento dos sensores ópticos cita que na OFS-15 (Portland-OR, EUA, 2002) entre as diversas tecnologias utilizadas a mais abordada correspondia a redes em fibra (em 44,2 % dos trabalhos), principalmente nas medidas de deformação e temperatura. De certa forma, tais situações demonstram que sensores FBG ainda têm um longo caminho de consolidação de mercado, cujo desenvolvimento se dá em uma área com diversas linhas de pesquisa.

Neste capítulo serão apresentados alguns exemplos de sensores ópticos, enquanto o capítulo seguinte irá abordar detalhadamente a rede de Bragg em fibra óptica. A idéia aqui é mostrar a versatilidade da fibra óptica na área de sensores e evitar que FBGs sejam consideradas como sinônimos de sensores ópticos a fibra, mas sim parte do vasto universo de aplicações das fibras ópticas.

A idéia por trás de sensores ópticos é modular alguma das características da luz (amplitude, frequência, fase, estado de polarização) em função de algum agente perturbador e demodular o sinal óptico através de algum método convencional. No caso das fibras ópticas os métodos consistem de várias técnicas interferométricas, de polarização, de variação de amplitude, de acoplamento de campos evanescentes, as quais são utilizadas nas medidas de diversos parâmetros físicos como temperatura, pressão, campo magnético, deformação, tensão/corrente elétrica, aceleração, entre outros, bem como na detecção de compostos químicos e em espectroscopia (e.g. STUEFLOTTEN *et al*, 1984; CHAN, ITO e INABA, 1987; WETJEN *et al*, 1999).

A Figura 1 mostra a idéia básica por trás de um sistema de medida por fibra óptica. A luz lançada na fibra passa por uma região na qual um parâmetro físico, químico ou biológico provoca uma modulação ou desvio sistemático em alguma de suas características. A luz é então transmitida para um receptor que detecta e demodula o sinal fazendo a correlação entre o parâmetro medido e a variação detectada no sinal luminoso. Nas próximas seções serão discutidos alguns exemplos de como a fibra óptica é utilizada como sensor. O termo “sensor” passará a ser utilizado para se referir aos sensores em fibra óptica.

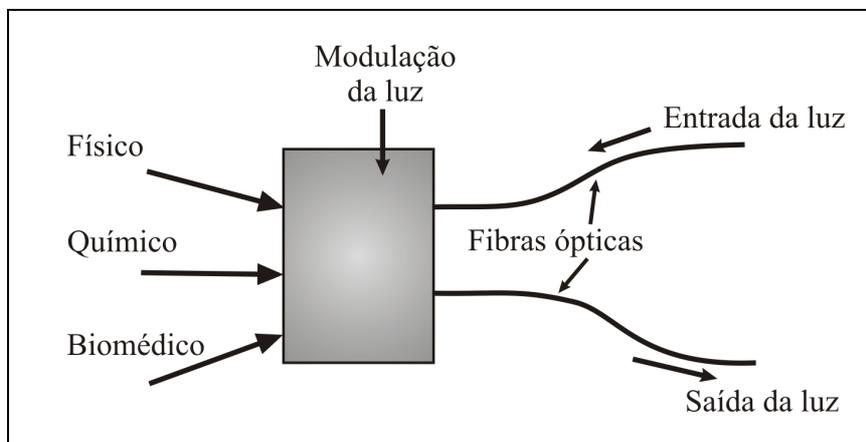


Figura 1: Funções básicas do sensor a fibra óptica (CULSHAW, 2000).

2.2 SENSORES INTRÍNSECOS E EXTRÍNSECOS

Via de regra, sensores podem ser **intrínsecos** ou **extrínsecos**. No primeiro caso, o parâmetro externo que se deseja medir interfere diretamente com a luz que se propaga na

fibra. No outro caso, a fibra óptica atua apenas como um transmissor do sinal, sendo que a modulação da luz propagante é feita por algum transdutor externo à fibra. Muitos sensores extrínsecos se baseiam na variação da intensidade do sinal luminoso, uma vez que esse é um dos parâmetros mais fáceis de serem controlados. Nesses casos, contudo, a precisão da medida pode ficar comprometida caso não haja uma compensação nas variações de amplitude que podem ocorrer por oscilações da fonte luminosa e perdas em conexões.

A Figura 2 mostra um exemplo de um sensor extrínseco de temperatura proposto por Brenci *et al* (1984) para utilização na área biomédica. À ponta da fibra óptica é acoplado um tubo capilar (dimensões 1,5 mm por 10 mm) preenchido com uma solução salina de Cobalto. A cor dessa substância varia com a temperatura, conhecido como efeito termocrômico. A absorção de luz ocorre em torno de dois comprimentos de onda em particular, 500 nm e 660 nm, sendo este último bem mais sensível à temperatura. Lança-se na fibra um sinal luminoso com banda de emissão na região de interesse e mede-se a intensidade do sinal refletido através de filtros ópticos sintonizados em 655 nm e 800 nm. A absorção em 800 nm pela solução de Cobalto praticamente não depende da temperatura, servindo assim de sinal de referência para o sistema. Mesmo que ocorram flutuações de amplitude causadas, por exemplo, por variações na potência óptica da fonte ou perdas por conexões, a relação entre as intensidades detectadas em λ_1 (655 nm) e λ_2 (800 nm) dependerá apenas da temperatura na ponta da fibra.

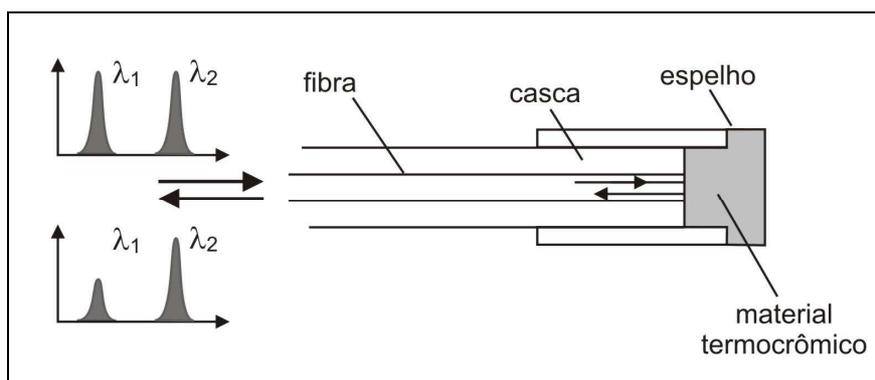


Figura 2: Sensor de temperatura baseado em intensidade utilizando diferentes bandas de absorção via efeito termocrômico (KERSEY e DANDRIGE, 1990).

Um exemplo de sensor intrínseco proposto no final da década de 70 é um sensor de pressão baseado nas perdas por microcurvaturas que ocorrem em fibras ópticas (FIELDS *et al*, 1980). Essas microcurvaturas alteram o acoplamento entre os modos guiados e os modos

de casca, influenciando a potência óptica na saída da fibra. A Figura 3 representa parte do aparato experimental. Uma fibra óptica multimodo é posicionada entre duas plataformas corrugadas (6,0 cm por 2,5 cm) e iluminada pelo sinal de um laser Hélio-Neônio. Sua outra extremidade é direcionada a um fotodetector, mas de tal forma que apenas o sinal proveniente do núcleo da fibra seja detectado. Outros parâmetros além da carga aplicada à plataforma de pressão influenciam na resposta do sistema, como a abertura numérica da fibra e o ângulo de incidência do sinal laser. No trabalho citado, os autores mostraram que a transmissão do sinal luminoso pela fibra pode ter uma queda de mais de 60 % com apenas 2 N de força aplicada à plataforma de pressão, com sensibilidade calculada de 100 μ Pa para detecção com 1 Hz de largura de banda.

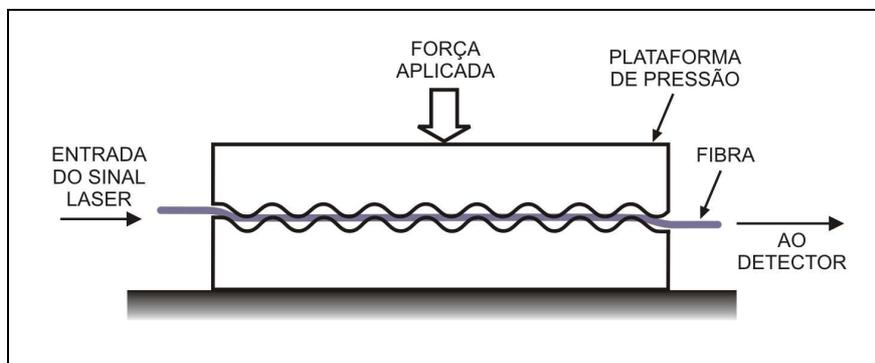


Figura 3: Modulador de atenuação da fibra por microcurvaturas (FIELDS *et al*, 1980).

A opção por sensores extrínsecos ou intrínsecos depende das vantagens e desvantagens que cada tipo apresenta. De maneira geral, sensores extrínsecos são mais simples e mais facilmente multiplexados, porém são menos sensíveis e podem apresentar problemas em conexões. Sensores intrínsecos são mais sensíveis e mais versáteis, porém são mais susceptíveis a perturbações externas indesejadas, apresentam sensibilidade a vários parâmetros e exigem um sistema mais complexo de demodulação (FUHR, 2000).

2.3 SENSOR DISTRIBUÍDO

Uma importante aplicação das fibras ópticas, investigada desde a década de 70, é a possibilidade de a fibra atuar como sensor distribuído, indicando algum tipo de perturbação do meio externo em qualquer ponto ao longo de seu comprimento, permitindo assim uma resposta espacial e temporal do sistema sensor. O princípio físico para a monitoração

distribuída em sensores intrínsecos baseia-se nos mecanismos de espalhamento Rayleigh, Brillouin ou Raman que podem ocorrer ao longo da fibra óptica (AGRAWAL, 2001). O exemplo de aplicação mais conhecido é a reflectometria óptica por divisão do tempo, OTDR (HEALEY, 1986). A técnica OTDR é utilizada, por exemplo, na localização de pontos de excesso de perda de sinal em sistemas de comunicação a fibra óptica, causada por microcurvaturas, emendas ou quebra da fibra. O processo consiste em lançar numa extremidade da fibra um pulso luminoso de curta duração e analisar a fração de luz que é refletida por espalhamento Rayleigh, como ilustra a Figura 4 (KERSEY e DANDRIGE, 1990). A amplitude do sinal retro-espalhado que é fotodetectado decai em relação ao tempo em proporção logarítmica, apresentando uma descontinuidade localizada que é função da perturbação na fibra causada pelo meio externo. Essa perturbação pode ser provocada por tensão mecânica, temperatura, interação química, variação do índice de refração ao redor da casca da fibra ou por um dispositivo como aquele esquematizado na Figura 3.

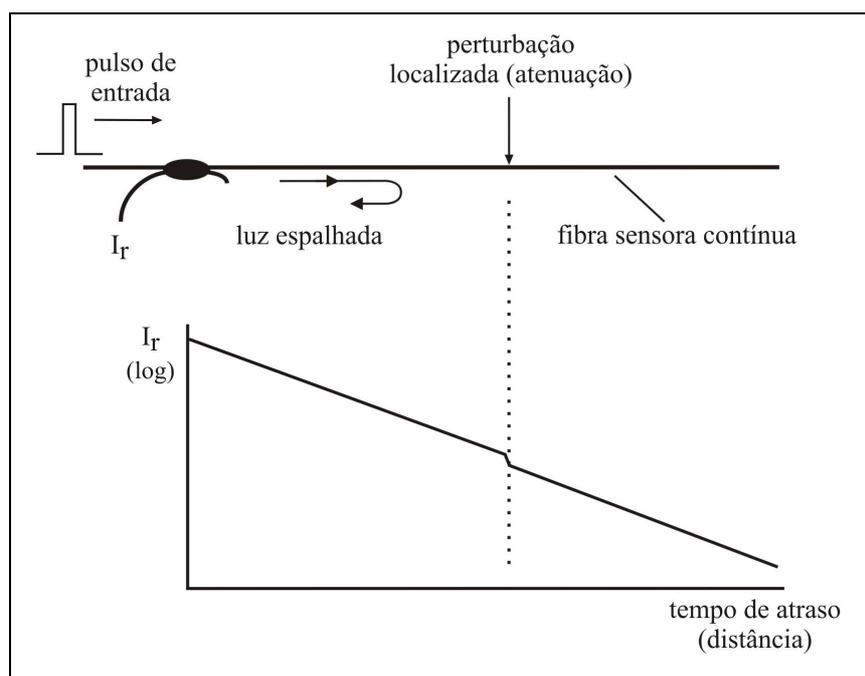


Figura 4: Aplicação da reflectometria óptica por divisão do tempo (OTDR) em sensoramento distribuído baseado em espalhamento Rayleigh (KERSEY e DANDRIGE, 1990).

Existem ainda muitos outros tipos de sensores ópticos que poderiam ser incluídos neste capítulo. Para uma visão mais aprofundada desse assunto, recomenda-se a leitura dos artigos citados no texto deste capítulo (e.g. KERSEY e DANDRIGE, 1990; CULSHAW, 2000; LEE, 2003).

CAPÍTULO 3

REDES DE BRAGG EM FIBRAS ÓPTICAS

3.1 INTRODUÇÃO

Existem diversos trabalhos publicados que abordam de maneira ampla os fundamentos, produção, tipos e aplicações das FBGs (KASHYAP, 1994; HILL e MELTZ, 1997; GILES, 1997; OTHONOS, 1997). Em função disso procurou-se fazer a descrição básica do que é uma FBG juntamente com um breve resumo histórico, iniciando pela definição do que é a rede de Bragg e apresentando as principais equações que descrevem os processos físicos envolvidos. Apenas no final do capítulo são apresentadas as características da rede de Bragg impressa numa fibra óptica, bem como sua aplicação em sistemas multiplexados. Dessa forma, são estabelecidos os conceitos básicos para o entendimento dos sistemas de interrogação discutidos nos Capítulos 4 e 5.

Todas as equações foram extraídas dos artigos citados no texto deste capítulo e optou-se por manter a formatação original de seus autores. Ocasionalmente, equações diferentes podem utilizar o mesmo símbolo para representar grandezas distintas. Entretanto, como todos os termos são descritos claramente logo após cada equação, não devem representar dificuldade de entendimento para o leitor mais atento.

3.2 RESUMO HISTÓRICO

O termo rede de Bragg é uma homenagem a Willian Henry Bragg e Willian Lawrence Bragg (pai e filho, respectivamente), ganhadores do prêmio Nobel de física de 1915 pelas investigações em estruturas cristalinas utilizando difração de raios-X. Entre outras notáveis contribuições científicas, W. H. e W. L. Bragg explicaram matematicamente como as faces de estruturas cristalinas refletem raios-X de acordo com o ângulo de incidência. Basicamente, os raios de um mesmo feixe incidindo sobre a estrutura periódica de um cristal emergem perfeitamente em fase caso cada onda percorra um caminho equivalente a um número inteiro

de comprimentos de onda, conforme descreve a equação abaixo (BRAGG, 1913, conf. SLATER, 1958):

$$n\lambda = 2d \sin \theta \quad (1)$$

onde λ é o comprimento de onda do feixe incidente, d é a distância entre os planos da rede cristalina, θ é o ângulo de incidência, n é um número inteiro que indica a ordem da difração de Bragg. A Equação 1 tornou-se conhecida como **Condição de Bragg**, e pode ser deduzida geometricamente tomando como base, por exemplo, a Figura 5:

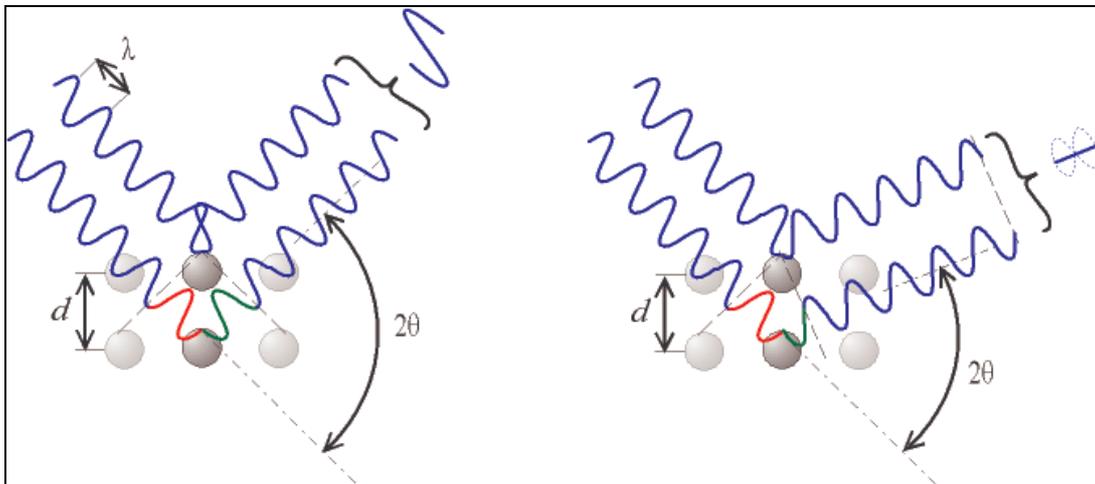


Figura 5: Raios refletidos pelo espalhamento dos átomos de uma estrutura cristalina em fase e em contra-fase.

Em 1978, Hill *et al* observaram fenômeno semelhante durante experimentos para estudar efeitos não-lineares em fibras ópticas dopadas com germânio. Ao lançar na fibra luz de um laser de Argônio (488,0 nm ou 514,5 nm), perceberam que, com o tempo, ocorria um progressivo aumento no sinal óptico refletido, muito acima dos 4% resultantes da reflexão de Fresnel nas faces de entrada e saída da fibra. No artigo que descreve aquela investigação, os autores atribuíram tal aumento no sinal refletido como consequência de uma perturbação periódica induzida no núcleo da fibra pelo sinal laser. Mais precisamente, da modulação do índice de refração do núcleo da fibra sob a ação de uma onda estacionária, formada pela interferência da luz propagante que incide numa extremidade da fibra com a luz refletida pela outra extremidade. Em outras palavras, a fibra dopada com germânio se mostrou **fotossensível**. Assim, os autores citados concluíram que a fibra poderia ser utilizada como filtro óptico, ao apresentar reflexão da luz incidente em torno de um comprimento de onda. A

condição de Bragg foi utilizada para indicar o comprimento de onda de ressonância do filtro (hoje também chamado de comprimento de onda de Bragg):

$$\lambda = 2nd \quad (2)$$

onde n é o índice de refração da fibra e d é o período espacial da perturbação induzida na fibra. A equação 2 é claramente a condição de Bragg para a incidência do feixe luminoso perpendicular à rede. Fisicamente, a condição de Bragg indica que pequenas e sucessivas reflexões com mesma fase ao longo da FBG se sobrepõem para formar uma forte reflexão em um dado comprimento de onda.

O termo “rede de Bragg em fibra” (*fiber Bragg grating*) não foi utilizado no artigo de Hill *et al* de 1978. Entretanto, naquele mesmo ano, outro artigo publicado pelos mesmos autores (KAWASAKI *et al*, 1978) descrevia o processo de fabricação de “refletores de Bragg” (*Bragg reflectors*), para a produção de filtros ópticos com potencial de utilização em sistemas de comunicação, particularmente nos sistemas WDM. É bem provável que o título do artigo tenha sido influenciado pelas aplicações mais comuns das redes de Bragg naquela época: a realimentação distribuída em cavidades laser (DFB). Naquele trabalho foi discutido com mais detalhes o processo de formação das redes de Bragg em fibras bem como a possibilidade de o comprimento de onda de reflexão ser sintonizado por tensão mecânica (*stress*) induzida longitudinalmente à fibra.

O desenvolvimento de redes de Bragg em fibras e aplicações em dispositivos ópticos se mostrou lento nos anos seguintes. As causas eram a dificuldade de se reproduzir os experimentos, a crença de que a fotossensibilidade era característica apenas de um tipo especial de fibra e o fato de que a gravação, por depender do comprimento de onda e da potência do laser, estava limitada à região visível ou ultravioleta do espectro, longe da faixa infravermelha utilizada nos sistemas de comunicação.

Dez anos se passaram até que Meltz *et al* (1988) demonstraram um método holográfico de gravação de FBGs, capaz de induzir a modulação do índice de refração no núcleo da fibra pela sua exposição lateral a um padrão de interferência de raios ultravioleta, e não através da propagação de luz visível pelo núcleo da fibra. O trabalho foi apresentado na OFS-5 (New Orleans-LA, EUA, 1988), embora frequentemente outros autores se referenciem ao artigo publicado em 1989 no periódico *Optics Letters* (MELTZ, MOREY e GLENN,

1989), por este incluir mais detalhes sobre o processo de gravação e formação das redes de Bragg. Alguns anos depois foi proposto o método de gravação por máscara de fase (Hill *et al*, 1993), que se tornou um dos métodos mais utilizados atualmente devido a maior reprodutibilidade conseguida na fabricação de FBGs.

Os métodos de gravação por exposição lateral simplificaram o processo de fabricação de FBGs e permitiram sua operação nas regiões espectrais utilizadas em telecomunicações, em torno de 1300 nm e 1550 nm (KASHYAP *et al*, 1990). Por ser uma área de pesquisa relativamente nova, diversas linhas de investigação encontram-se em andamento e certamente novos avanços ainda podem ser alcançados na produção de dispositivos voltados às áreas de telecomunicações e sensores.

3.3 SENSIBILIDADE DA FBG

3.3.1 Sensibilidade à temperatura e deformação

Redes de Bragg em fibras ópticas ocorrem pelo acoplamento em fase entre os modos espaciais que se propagam na fibra. Numa fibra mono-modo, o acoplamento dos modos fundamentais LP₀₁ propagante e contra-propagante é descrito por (KASHYAP, 1994):

$$\Delta\beta = \beta_{01} - (-\beta_{01}) = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (3)$$

onde $\Delta\beta$ é a diferença entre as constantes de propagação dos dois modos acoplados, Λ é o período da rede e o sinal negativo em β_{01} indica a constante de propagação do modo fundamental refletido pela rede. Dado que $\beta_{01} = 2\pi n_{eff}/\lambda$, tem-se:

$$\lambda_B = 2\Lambda n_{eff} \quad (4)$$

onde λ_B é o comprimento de onda de Bragg no espaço livre e n_{eff} é o índice de refração efetivo da fibra óptica para o modo fundamental. A Equação 4, frequentemente encontrada na literatura, é análoga à Equação 2, que foi utilizada por Hill *et al* em 1978. Por essa equação percebe-se que variações no período da rede ou no índice de refração efetivo da fibra podem

causar um deslocamento no comprimento de onda de Bragg. É interessante notar que os autores dos trabalhos publicados em 1978 não sugeriram a utilização de FBGs como sensores, embora tenham observado a dependência do comprimento de onda de Bragg com a temperatura e tensão longitudinal sobre a fibra óptica, tanto durante o processo de gravação da rede quanto na sua caracterização. Entre as aplicações sugeridas para as FBGs naquela época estavam a fabricação de filtros ópticos para sistemas WDM, controle modal em lasers, estruturas DFB e acopladores seletivos. Temperatura e estabilidade mecânica pareciam ser mais um empecilho para a reprodutibilidade dos experimentos do que grandezas físicas que poderiam ser medidas com as redes.

A possibilidade de utilizar a FBG como sensor foi discutida diretamente no trabalho de Meltz *et al* (1988), como demonstra a equação que relaciona o deslocamento espectral do comprimento de onda de Bragg em função da temperatura e da tensão longitudinal:

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = (1 - p_e)\varepsilon + (\alpha + \xi)\Delta T \quad (5)$$

onde λ_B é o comprimento de onda de Bragg, $\Delta\lambda_B$ é a variação no comprimento de onda, p_e é o coeficiente fotoelástico da fibra, ε é tensão longitudinal aplicada, α é o coeficiente de expansão térmica do material (sílica), ξ é o coeficiente termo-óptico da fibra e ΔT é a variação da temperatura. A unidade de tensão longitudinal é o *microstrain*, uma unidade de deformação relativa. Um *microstrain* equivale a uma expansão de 10^{-6} metro em uma fibra com comprimento total de 1 metro. Os valores calculados por Meltz *et al* (1988) para a fibra utilizada por eles levaram a:

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = 0,78 \cdot 10^{-6} \varepsilon(\mu strain) + 8,8 \cdot 10^{-6} \Delta T(^{\circ}C) \quad (6)$$

Para uma rede gravada em 1550 nm a Equação 6 indica que a FBG possui uma sensibilidade de aproximadamente 1,2 pm/ $\mu\varepsilon$ e 13,6 pm/ $^{\circ}C$. Esses valores também dependem do tipo de fibra e do tipo de FBG gravada (SHU *et al*, 2002), contudo a Equação 6 sugere que a FBG pode ser utilizada como sensor intrínseco de temperatura ou deformação. Por sua vez, a menor variação detectável dessas grandezas irá depender de fatores como largura de banda da FBG, estabilidade da fonte óptica que ilumina a rede e relação sinal/ruído. A pesquisa em

sistemas que utilizam sensores baseados em FBGs avançou significativamente a partir da década de 90 principalmente pela versatilidade na utilização das fibras ópticas, pela melhoria nos processos de gravação de redes (particularmente nos comprimentos de onda dentro das bandas de comunicação) e pela possibilidade de utilizar as FBGs em diversos dispositivos ópticos como lasers a fibra, amplificadores, filtros e sensores. (OTHONOS, 1997).

3.3.2 Sensibilidade Cruzada

Um aumento no comprimento de onda de Bragg pode indicar que a rede sofreu um aumento de temperatura, aumento de deformação longitudinal ou ambos, efeito conhecido como sensibilidade cruzada da FBG. É praticamente impossível separar a influência da temperatura e deformação baseado em uma única medida de deslocamento no comprimento de onda de Bragg. Portanto, em aplicações onde a FBG é utilizada para monitorar apenas uma dessas duas grandezas, a influência da outra deve ser eliminada ou minimizada. Há algumas formas possíveis de se conseguir isso. Por exemplo, num sistema onde se deseja monitorar a deformação em uma estrutura, pode-se utilizar duas FBGs idênticas, uma exposta à ação dos dois parâmetros e outra colocada próxima da primeira mas fora da estrutura, de tal forma que seu comprimento de onda só seja influenciado pelas variações de temperatura. A segunda FBG atua então como rede de referência para a primeira, tal que a deformação da estrutura pode ser inferida a partir da diferença entre os comprimentos de onda de Bragg das duas FBGs. Pode-se também optar pelo encapsulamento ou montagem de duas FBGs com elementos que tenham diferentes respostas a variações de temperatura ou deformação (MOREY, MELTZ e WEISS, 1992).

Outra proposta para distinguir os efeitos da temperatura e deformação sobre a FBG é a gravação de duas redes sobrepostas ou muito próximas uma da outra na mesma fibra, com comprimentos de onda de Bragg distantes ou de tipos diferentes (KASHYAP, 1999), tal que tenham a mesma sensibilidade à deformação mas sensibilidades diferentes à temperatura, conforme mostra a Figura 6 (SHU *et al*, 2002). Nesse tipo de compensação para sensibilidade cruzada, medidas de temperatura e deformação sobre o sensor podem ser obtidas resolvendo-se a seguinte equação matricial (XU *et al*, 1994):

$$\begin{pmatrix} \Delta\lambda_{B1} \\ \Delta\lambda_{B2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \kappa_{\varepsilon 1} & \kappa_{T1} \\ \kappa_{\varepsilon 2} & \kappa_{T2} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \Delta\varepsilon \\ \Delta T \end{pmatrix} \quad (7)$$

onde os coeficientes de sensibilidade κ_{T1} , κ_{T2} , $\kappa_{\varepsilon 1}$ e $\kappa_{\varepsilon 2}$ são obtidos através de medidas independentes de temperatura e deformação nas redes sensoras, $\Delta\lambda_{B1}$ e $\Delta\lambda_{B2}$ são os deslocamentos nos comprimentos de onda das redes sensoras e $\Delta\varepsilon$ e ΔT são as variações de deformação e temperatura, respectivamente.

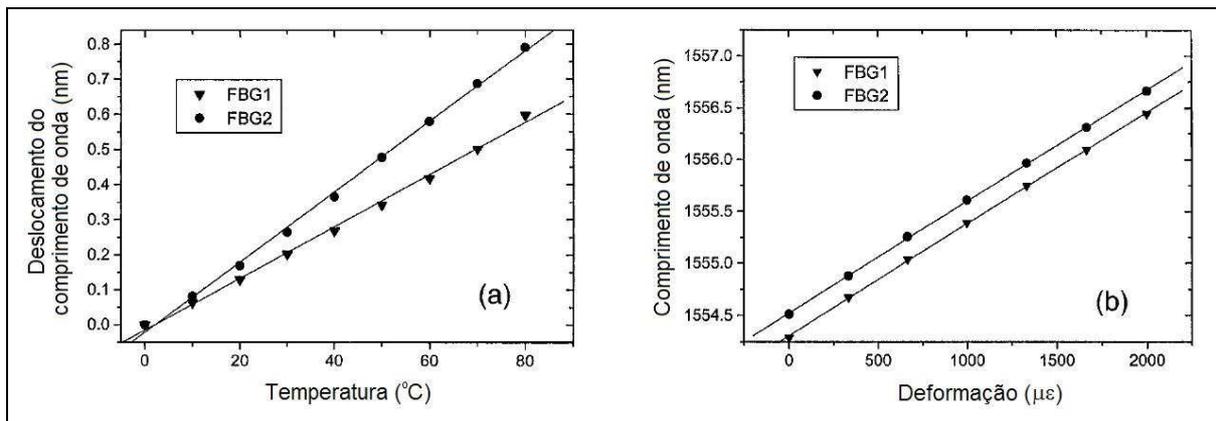


Figura 6: Resposta de um sensor com duas redes para (a) temperatura e (b) deformação (SHU *et al.*, 2002).

Um resumo sobre outros métodos de discriminação de medidas simultâneas utilizando FBGs pode ser encontrada em (ZHAO e LIAO, 2004).

3.4 CARACTERÍSTICAS FÍSICAS

A maioria das FBGs utilizadas neste trabalho de dissertação foi produzida no Núcleo de Dispositivos Fotorefrativos da UTFPR, gravadas em fibras de sílica (SiO_2) dopada, com comprimento de onda de Bragg dentro da janela de transmissão óptica, em torno de 1550 nm. A Figura 7 representa uma dessas FBGs. No intuito de ilustrar as grandezas envolvidas, podemos tomar como base as especificações da fibra Corning SMF-28e[®]: diâmetros de 8,2 μm para o núcleo da fibra e 125 μm para a casca, sobre a qual é aplicada uma camada protetora de polímero (acrilato) tal que o diâmetro externo da fibra passa para 245 μm. O guiamento da luz ocorre pela diferença de índice de refração entre o núcleo e a casca, sendo o índice do núcleo ligeiramente maior que o da casca. Na fibra Corning SMF-28e[®] essa

diferença é de 0,36 %, com índice de refração efetivo igual a 1,4682 para comprimento de onda em 1550 nm.

A rede de Bragg, por sua vez, consiste de uma modulação senoidal do índice de refração do núcleo numa pequena região ao longo da fibra, tipicamente cerca de 10 mm. Para comprimentos de onda em torno de 1550 nm, o período Λ da rede é aproximadamente 0,5 μm (conforme a Equação 4). A amplitude dessa modulação depende de parâmetros como a dopagem do núcleo da fibra, do tempo de exposição aos raios UV durante o processo de gravação e da potência do laser de inscrição, mas em geral é da ordem de 10^{-4} ou 10^{-3} .

Na Figura 7, P_{in} representa a densidade espectral da potência lançada na fibra, gerada por uma fonte de banda larga. A maior parte do sinal é observada na outra extremidade da fibra, como mostra o gráfico da potência transmitida, P_t . Nota-se que a rede de Bragg atua como um filtro corta-faixas, refletindo uma estreita parcela do sinal em comprimento de onda, P_r , com um perfil praticamente gaussiano.

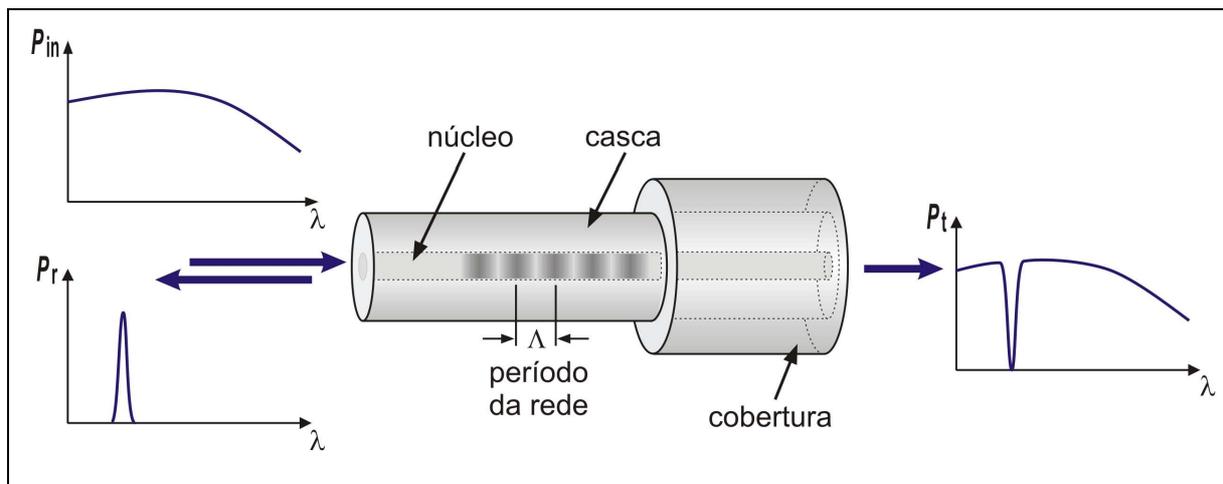


Figura 7: Representação da rede de Bragg inscrita em uma fibra óptica e os espectros da luz incidente (P_{in}), refletida (P_r) e transmitida (P_t).

Os principais parâmetros que caracterizam a FBG são: a refletividade da rede, o comprimento de onda de pico e a largura de banda do sinal refletido. Esses parâmetros dependem da amplitude de modulação do índice de refração do núcleo, do comprimento total da rede e do seu período ao longo da fibra (OTHONOS, 1999). A refletividade pode chegar a 100 %, sendo que este parâmetro também é frequentemente citado em decibéis. Nesse caso, considera-se a refletividade como a medida do valor mínimo do sinal transmitido, ou seja, a diferença em decibéis entre o vale em P_t na Figura 7 e a potência óptica que seria observada

caso não existisse a reflexão do sinal naquele comprimento de onda. Matematicamente (KASHYAP, 1999):

$$R = 1 - 10^{-T_d / 10} \quad (8)$$

onde R é a refletividade com valores entre 0 e 1, e T_d é o valor em decibéis do vale observado no sinal transmitido. Dessa forma, um vale de 10 dB abaixo do sinal transmitido equivale a uma refletividade de 90 % ($R = 0,9$), 20 dB equivale a 99 % e assim por diante.

O gráfico da potência óptica refletida, exemplificado na Figura 7, pode ser observado durante a gravação da rede de Bragg na fibra óptica. Uma vez que o processo de inscrição é lateral, uma das extremidades da fibra pode ser conectada a um acoplador ou circulador óptico, iluminada por uma fonte óptica e o sinal refletido registrado por um analisador de espectros. Por outro lado, a gravação lateral da rede exige que a cobertura polimérica que protege a fibra seja retirada. Isso e a exposição ao laser UV de gravação reduzem a resistência mecânica da fibra, que a torna mais susceptível a quebra por estiramento, mesmo que seja recoberta novamente após a gravação da FBG.

Para uma fibra óptica, o limite ao estiramento é em torno de 5%, valor que cai para menos de 1% com o processo usual de inscrição da FBG. Uma forma de contornar esse problema é gravar a rede de Bragg durante o processo de fabricação da fibra, logo antes dela receber a cobertura de proteção, como foi demonstrado por Dong *et al* em 1993. Nesse caso, a rede de Bragg é chamada de DTG (*Draw-Tower Grating*), um acrônimo para indicar a rede gravada na torre de puxamento da fibra, através de um único pulso UV de inscrição. Além de preservar a resistência mecânica da fibra óptica, o processo permite que mais de uma centena de FBGs sejam gravadas ao longo da mesma fibra para implementação de sistemas sensores discretamente distribuídos. Por outro lado, como a fibra é exposta a apenas um pulso de gravação com duração na ordem de nanossegundos, a refletividade da FBG tende a ser baixa, não mais que 40 % para redes do tipo I (CHOJETZKI *et al*, 2005).

3.5 SENSORES MULTIPLEXADOS BASEADOS EM REDES DE BRAGG

Sensores FBG também podem ser utilizados para se medir grandezas ao longo da extensão da fibra, como foi descrito na Seção 2.3. Nessa condição diz-se que as redes formam

um sistema **discretamente distribuído**, pois cada sensor responde pela perturbação externa apenas na região em torno da posição onde a rede está localizada. Os sensores podem ainda ser multiplexados no tempo (TDM) ou em comprimento de onda (WDM). A Figura 8 ilustra duas formas de multiplexação WDM (MOREY, 1990). As redes são gravadas ao longo da fibra com comprimentos de onda de Bragg distintos e separados no espectro tal que a faixa de operação de cada sensor não se sobreponha às demais. O sinal gerado por uma fonte óptica de banda larga é lançado na entrada da fibra e o sinal refletido é desviado por um acoplador para um analisador de espectros ópticos (OSA), capaz de indicar o comprimento de onda de Bragg de cada sensor. Na segunda forma, indicada na Figura 8 pelos termos entre parênteses, a fonte óptica possui largura de banda mais estreita que a largura de banda das redes e é sintonizada dentro de toda a faixa espectral de operação dos sensores. O sinal refletido pelas redes é então enviado a um fotodetector e associa-se os espectros fotodetectados das redes sensoras ao comprimento de onda da fonte sintonizável.

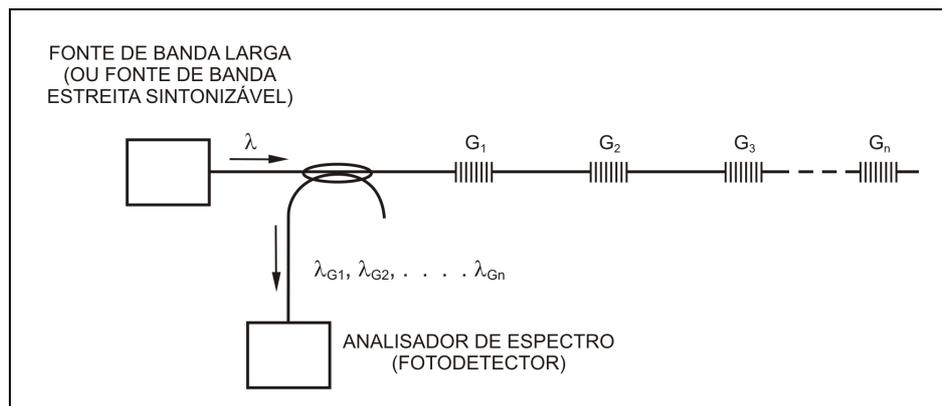


Figura 8: Esquema com duas opções de multiplexação por divisão de comprimento de onda, indicadas dentro e fora dos parênteses (MOREY, 1990).

Em um sistema TDM a fonte óptica gera pulsos com duração menor que o tempo gasto pelo sinal luminoso percorrer o caminho de ida e volta entre duas redes adjacentes gravadas ao longo da fibra. O sistema de fotodeteção recebe então uma seqüência de pulsos refletidos pelas redes multiplexadas. Um sistema eletrônico é necessário para separar cada pulso e associá-lo a um sensor correspondente. Cada rede de Bragg pode ser gravada aproximadamente no mesmo comprimento de onda, já que o que diferencia cada uma é o instante de tempo em que ocorre a detecção e demodulação dos vários pulsos refletidos. Obviamente, a refletividade de cada rede deve ser baixa para que os pulsos gerados pela fonte

cheguem a todas as redes. A maior limitação nesse caso são as multireflexões entre as redes que causam diafonia (*cross talk*) e influenciam a relação sinal-ruído do sistema.

O número máximo de sensores que podem ser implementados ao longo da fibra óptica depende da forma como são multiplexados. No caso WDM esse número depende da largura de banda da fonte óptica (ou da largura de banda de varredura, no caso de uma fonte sintonizável) e da separação espectral entre os comprimentos de onda de Bragg de cada rede. Já para sistemas TDM, os principais fatores que limitam o número de sensores são: a capacidade de geração e detecção de pulsos, a potência da fonte óptica e a refletividade das redes. Eventualmente, as duas formas de multiplexação podem ser combinadas para se obter um sistema com centenas de sensores espalhados ao longo da mesma fibra (VALENTE *et al*, 2003).

O trabalho apresentado nesta dissertação é uma descrição detalhada de sistemas que operam em condições semelhantes ao da Figura 8 na interrogação de sensores multiplexados em comprimento de onda através de uma fonte sintonizável. Antes de apresentar os sistemas desenvolvidos, o capítulo seguinte discute algumas das técnicas propostas ao longo dos últimos 15 anos para a interrogação de redes de Bragg. Evidentemente, pela enorme quantidade de trabalhos encontrados na literatura, uma discussão ampla que cubra todas as técnicas propostas nesse período é impraticável. Portanto, este trabalho aborda em mais detalhes aqueles trabalhos que apresentam relação direta com o sistema proposto: a interrogação de redes de Bragg multiplexadas por métodos de varredura e/ou fontes sintonizáveis.

CAPÍTULO 4

TÉCNICAS DE DEMODULAÇÃO DE REDES DE BRAGG

4.1 INTRODUÇÃO

Interrogar uma FBG significa determinar as suas características: refletividade, largura de banda e comprimento de onda de Bragg (vamos considerar aqui que λ_B é o comprimento de onda do pico de reflexão da rede, embora em alguns casos se tratem de conceitos distintos). O comprimento de onda do pico de reflexão é o principal parâmetro de interesse em sistemas sensores, pois conhecendo a sensibilidade da FBG à temperatura e/ou deformação e dispondo de um sistema capaz de detectar pequenas variações em λ_B é possível associar estas variações à medida de algum agente externo à fibra. Eventualmente esse parâmetro externo é uma variação periódica, de tal forma que modula o sinal refletido pela rede de Bragg. Por isso o processo de interrogação também é chamado de **demodulação** da FBG.

Ao contrário dos sistemas baseados em sensores de intensidade, detectar sinais codificados em comprimento de onda (e pequenas variações neste) não é um processo simples. A menor variação detectável no comprimento de onda da FBG é o principal fator que determina a resolução nas medidas de temperatura, deformação ou outro parâmetro qualquer. Por outro lado, o sistema codificado em comprimento de onda possui a vantagem de ser praticamente imune a variações de amplitude causadas por flutuações na fonte óptica ou perdas por conexões, embora uma baixa relação sinal-ruído seja indesejável, pois prejudica o processo de identificação do comprimento de onda dos sensores pelo sistema.

A forma mais comum utilizada em laboratório para interrogar uma ou várias FBGs é semelhante a que foi mostrada na Figura 8. Uma fonte óptica de banda larga ilumina a FBG via um acoplador ou circulador óptico. O sinal refletido pela rede de Bragg é então direcionado para um analisador de espectros ópticos que indica as características da FBG. Entretanto, esse esquema não é apropriado para ser implementado como um sistema de interrogação de sensores, pois o OSA é um equipamento relativamente caro e com alto tempo de resposta (na ordem de um segundo), o que inviabiliza sua utilização para medidas dinâmicas. Além disso, o sistema não precisa necessariamente mostrar o espectro óptico da rede interrogada, mas sim determinar seu comprimento de onda de Bragg, λ_B , e as eventuais

variações, $\Delta\lambda_B$. Caso o sistema opere com dezenas de sensores dentro de uma ampla faixa de comprimentos de onda, o OSA pode não possuir resolução suficiente para avaliar com precisão todas as redes interrogadas em uma única medida. Finalmente, um sistema completo deve ser versátil para associar os comprimentos de onda dos sensores aos respectivos valores das grandezas medidas, com precisão e acurácia desejadas.

Historicamente, técnicas para a interrogação de FBGs passaram a ser discutidas a partir de 1992. Desde então, uma grande variedade de técnicas têm sido demonstradas, embora apenas algumas possuam potencial prático para o desenvolvimento de sistemas comerciais (OTHONOS e KALLI, 1999). A princípio, existem duas abordagens básicas na interrogação de redes de Bragg em relação à fonte óptica: iluminar a FBG com uma fonte de banda larga (que inclua o comprimento de onda de Bragg da FBG) e utilizar filtros sintonizáveis na detecção do sinal refletido, ou utilizar uma fonte óptica sintonizável (que cubra a banda de operação da FBG), detectar o sinal refletido e associá-lo ao comprimento de onda da fonte sintonizável. Existe ainda a possibilidade de iluminar a FBG com uma fonte de banda larga, separar o sinal refletido em duas partes e tratá-las de tal forma que uma relação entre as intensidades permita inferir o comprimento de onda de Bragg. Isso pode ser conseguido pela utilização de um filtro com resposta linear de borda na faixa espectral de operação do sensor (MEASURES, MELLE e LIU, 1992), ou pela utilização de um acoplador com coeficiente de acoplamento dependente do comprimento de onda (DAVIS e KERSEY, 1994). Embora mais simples e de custo relativamente reduzido, aqueles métodos são limitados quanto à mínima resolução possível para o parâmetro medido e à capacidade de interrogar sensores multiplexados.

Excluindo-se as técnicas baseadas em demodulação por intensidade, as demais propostas encontradas na literatura podem ser classificadas como métodos interferométricos, métodos baseados em filtros sintonizáveis e métodos baseados em fontes sintonizáveis (RAO, 1997; OTHONOS, 1997). Além disso, é sempre interessante que o sistema possa interrogar várias redes, pois isto aumenta as possibilidades de aplicação comercial dos sensores.

4.2 MÉTODOS INTERFEROMÉTRICOS

O método interferométrico proposto por Kersey, Berkoff e Morey (1992) demonstrou possuir alta resolução dinâmica para medidas de deformação ($\sim 0,6 \text{ n}\epsilon/\sqrt{\text{Hz}}$ para frequências

acima de 100 Hz) e consistia em iluminar a rede de Bragg ($\lambda_B = 1545$ nm) com uma fonte de banda larga (1530 nm – 1565 nm) e direcionar o sinal refletido via acoplador óptico a um interferômetro do tipo Mach-Zehnder desbalanceado, conforme representado pela Figura 9. A intensidade do sinal de saída depende da diferença de fase entre os sinais que se propagam nos dois braços do interferômetro, que por sua vez depende da diferença do caminho óptico (OPD), do índice de refração efetivo da fibra, do comprimento de onda do sinal de entrada e de um desvio de fase de *offset*. Os fotodetectores recebem sinais de mesmo comprimento de onda, mas com diferença de fase entre 0 e 2π radianos. Variando-se o comprimento físico de um dos braços do interferômetro pela aplicação de um sinal periódico no cilindro piezoelétrico, a diferença de fase passa a ser modulada. Deslocamentos no comprimento de onda da rede sensora também alteram a relação de fase entre os dois sinais fotodetectados, logo as perturbações induzidas no sensor podem ser inferidas por um sistema de demodulação de fase. Um aspecto negativo daquele método é que enquanto a sensibilidade às variações de temperatura ou deformação na rede sensora são diretamente proporcionais à OPD, a faixa espectral de operação do sistema é inversamente proporcional à OPD.

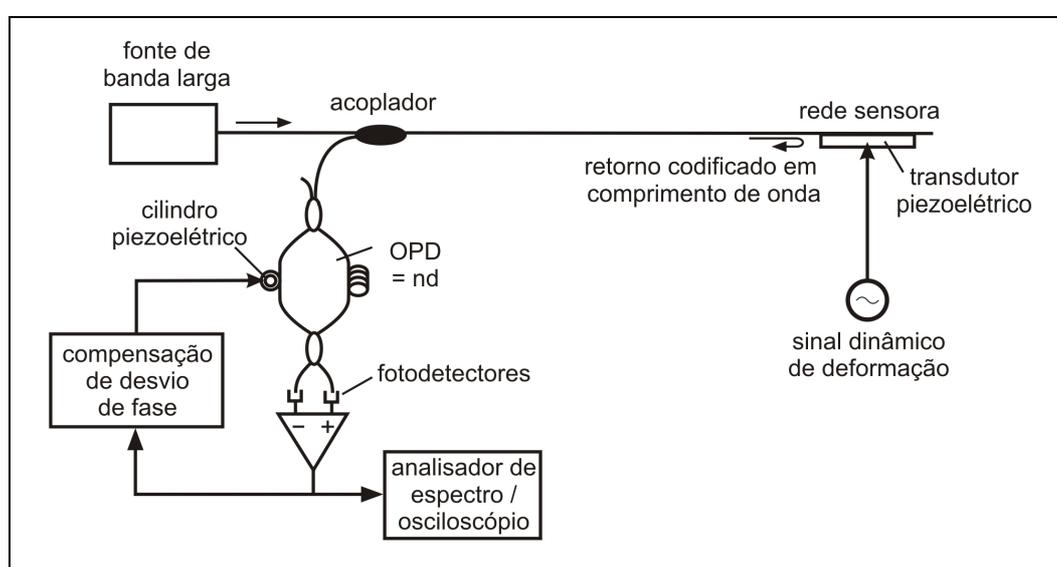


Figura 9: Sistema de rede sensora com discriminação de comprimento de onda via interferômetro a fibra para medidas dinâmicas de deformação (KERSEY, BERKOFF e MOREY, 1992).

O método interferométrico proposto por Kalli *et al* (1995) apresentou sensibilidade semelhante ($90 \text{ n}\epsilon/\sqrt{\text{Hz}}$ para frequência de 7 Hz) com a vantagem de interrogar redes multiplexadas. Para tanto foi utilizado além do interferômetro de Mach-Zehnder um interferômetro Fabry-Perot. Oito redes foram interrogadas através da multiplexação em

comprimento de onda e multiplexação espacial (pela utilização de dois sistemas fotodetectores).

4.3 MÉTODOS BASEADOS EM FILTROS SINTONIZÁVEIS

Uma forma mais simples e direta de interrogar uma FBG é através da convolução do seu espectro de reflexão com o espectro de um filtro sintonizável. Os trabalhos propostos segundo essa idéia utilizam filtros acusto-ópticos (XU *et al*, 1993; XU, GEIGER e DAKIN, 1996), filtros Fabry-Perot (KERSEY, BERKOFF e MOREY, 1993; DAVIS *et al*, 1996) e FBGs sintonizáveis (JACKSON *et al*, 1993; FERREIRA, SANTOS e FARABI, 1997).

A idéia central do método baseado em filtro sintonizável consiste em rastrear o sinal refletido pela FBG sensora através da varredura do espectro do filtro dentro da faixa de operação do sensor. Kersey, Berkoff e Morey (1993) demonstraram que a resposta do filtro pode ser sintonizada tanto numa faixa larga para interrogar sensores multiplexados quanto operar em malha fechada para interrogar apenas um sensor. Nesse segundo caso, o espectro do filtro “acompanha” o espectro do sinal refletido pelo sensor e o circuito de controle (normalmente um amplificador *lock-in*) fornece um sinal proporcional à grandeza que se está medindo. Operando em varredura, o número máximo de sensores que o sistema pode interrogar depende da largura espectral da fonte, da faixa de sintonia do filtro, da separação espectral entre os sensores (tipicamente 3 nm) e da forma como as redes são multiplexadas. Davis *et al* (1996) demonstraram a interrogação de 60 sensores utilizando uma fonte ELED, um único filtro Fabry-Perot com faixa espectral livre (FSR) de 45 nm e 5 conjuntos de 12 FBGs multiplexadas em comprimento de onda, sendo que cada conjunto era interrogado seqüencialmente através da comutação de chaves ópticas num ciclo de 2,5 segundos.

De particular interesse, pela relação com este trabalho de dissertação, é o método proposto por Paterno *et al* (2006a), representado na Figura 10. As linhas em cinza representam o circuito óptico enquanto as linhas pretas representam ligações elétricas. O sistema utiliza três redes de Bragg, uma atuando como filtro sintonizável (TFBG) e duas como sensores de deformação (BGS). A TFBG é colada sobre um conjunto de lâminas paralelas movimentadas pela ação de um atuador piezoelétrico (PZT). Ao esticar a TFBG, seu comprimento de onda de Bragg (1537,38 nm) pode ser deslocado até o limite de ruptura da fibra óptica (aproximadamente 1% de deformação longitudinal), o que equivale a cerca de

12 nm de varredura espectral. Na prática esse limite não é atingido em função da alta probabilidade de quebra da rede uma vez que o processo de gravação da FBG fragiliza a fibra óptica (VARELAS *et al*, 1997).

Com a fonte de banda larga (ASE) ligada e através da aplicação de um sinal do tipo dente-de-serra de 100 V e 1 Hz no PZT, a varredura do comprimento de onda de pico da TFBG cobre uma faixa espectral que ultrapassa os comprimentos de onda das redes sensoras (1538,44 nm e 1541,35 nm). Além disso, sobre a tensão de rampa é adicionado um sinal senoidal de *dither* (3 V_{pp}, 100 Hz), o qual possibilita que o sistema detecte os picos das redes interrogadas pelos cruzamentos de zeros do sinal gerado pelo amplificador *lock-in*, da mesma forma como foi descrito por Kersey, Berkoff e Morey (1993), mas sem a necessidade de utilizar um filtro Fabry-Perot.

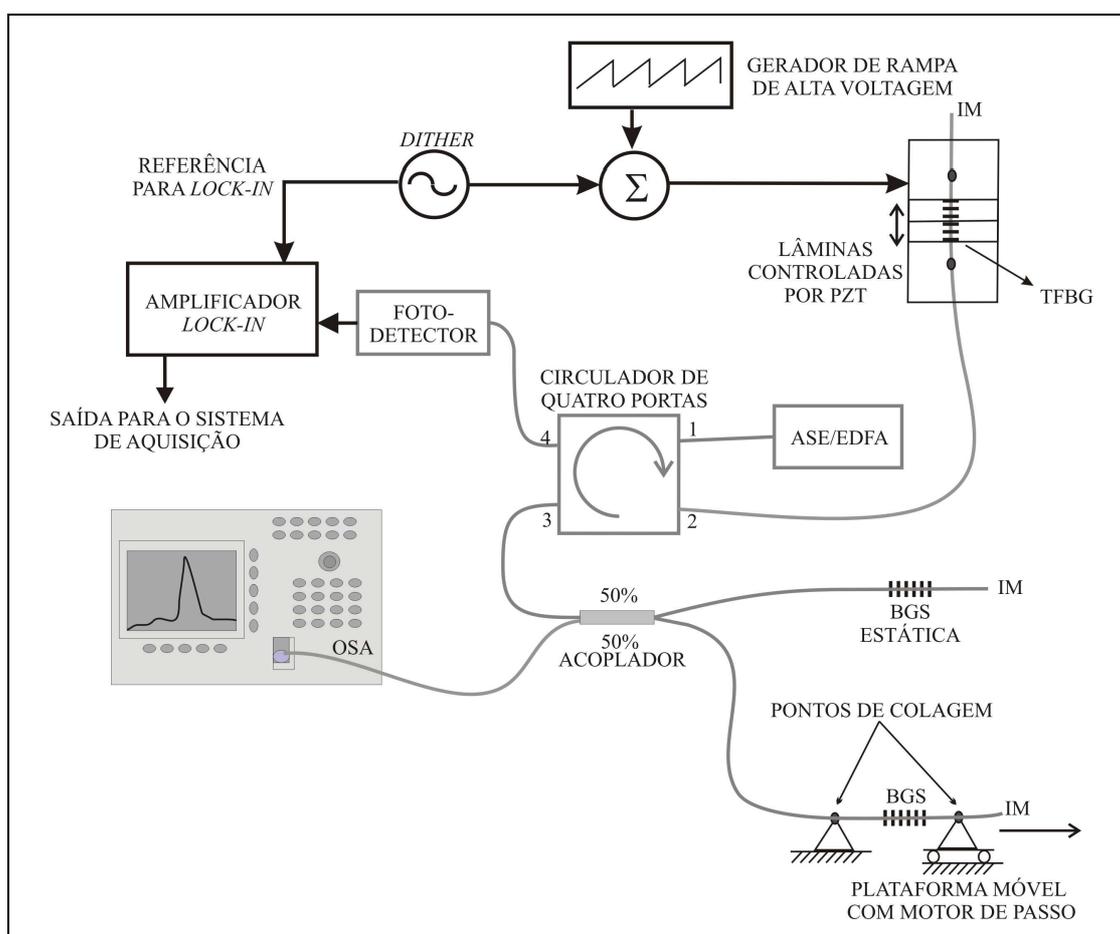


Figura 10: Diagrama esquemático do circuito óptico e do sistema piezoelétrico no sistema de interrogação. As linhas cinzas representam a fibra mono-modo no circuito óptico; linhas pretas grossas representam o circuito elétrico; linhas pretas finas representam a direção de movimento das partes móveis (IM = gel casador de índice). (PATERNO *et al*, 2006a).

Quando o espectro da TFBG convolui com o espectro de uma BGS através do sinal aplicado à entrada do acoplador, o sinal refletido é direcionado a um fotodetector via porta 4 do circulador óptico. O *dither* somado à rampa modula o sinal fotodetectado. Essa modulação possui componentes harmônicos da frequência de *dither*, mas quando o pico de reflexão da TFBG coincide com o pico de reflexão da BGS, a amplitude da componente fundamental é nula. Uma vez que o amplificador *lock-in* recebe o sinal de *dither* como referência, sua saída fornece um sinal proporcional à primeira derivada do sinal de convolução dos dois espectros. A Figura 11(a) ilustra o sinal de rampa com *dither* enquanto a Figura 11(b) mostra o sinal na saída do amplificador *lock-in*, bem como o intervalo de tempo Δt entre os cruzamentos de zero obtidos na interrogação das redes sensoras.

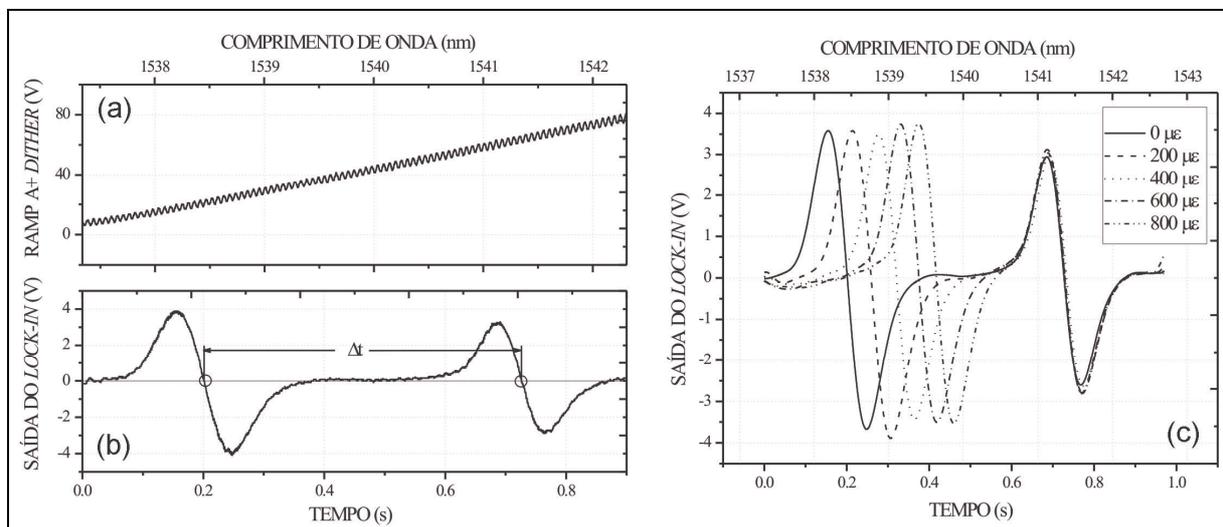


Figura 11: Sinais típicos obtidos pelo sistema de aquisição. (a) Sinal de rampa modulado aplicado ao PZT. (b) Sinal na saída do *lock-in* e a distância Δt entre os pontos de cruzamento de zero. (c) Saída do *lock-in* ilustrando o comportamento do sinal com a aplicação de deformação a um dos sensores (PATERNO *et al.*, 2006a).

Em seguida, uma das redes é esticada pela ação do deslocamento da plataforma móvel sobre a qual a BGS está colada. Em função disso, o pico do comprimento de onda da rede aumenta, deslocando o instante de tempo onde ocorre o cruzamento de zero da primeira derivada, conforme mostra a Figura 11(c). Os valores de deformação em *microstrain* e a diferença temporal dos cruzamentos de zero são anotados. Plotando-se os valores de deformação induzida na BGS em função dessa diferença temporal obtém-se uma relação praticamente linear entre as duas grandezas. Uma vez que as duas BGS foram colocadas uma próxima a outra, as variações de temperatura provocam igual deslocamento espectral do pico de reflexão nas duas FBGs, não alterando o intervalo de tempo entre os cruzamentos de zeros.

Assim, a BGS estática serve de referência para compensação de temperatura nas medidas de deformação para outras redes sensoras.

Sem a aplicação do *dither*, o sinal fotodetectado pode ser analisado por um osciloscópio e reproduz aproximadamente o espectro das redes interrogadas na forma como são vistas na tela do OSA, resultado similar ao apresentado por Ferreira *et al* (1999). A discriminação do comprimento de onda dos sensores dependerá também da potência da fonte de banda larga, da refletividade da TFBG, da refletividade das redes sensoras e das características do fotodetector, parâmetros que influenciam diretamente a relação sinal/ruído (SNR) do sistema. A vantagem na utilização do amplificador *lock-in* se dá justamente na detecção de sinais com baixa SNR. Por outro lado, esse é um equipamento que encarece e complica o projeto final do sistema.

4.4 MÉTODOS BASEADOS EM FONTES SINTONIZÁVEIS

A utilização de um laser sintonizável na interrogação de sensores FBG melhora consideravelmente a SNR, uma vez que a densidade espectral de potência óptica do sinal laser é muito maior do que a do sinal gerado por uma fonte de banda larga do tipo ASE. Dessa forma, o processo de aquisição e tratamento do sinal fotodetectado pode ser simplificado, dispensando a utilização do amplificador *lock-in*. Quando o sinal laser é utilizado para interrogar vários sensores multiplexados, o sinal adquirido é uma convolução do espectro do laser com o espectro de reflexão das redes. Sendo o primeiro muito mais estreito que o segundo, os sistemas de demodulação tendem a ser mais precisos na identificação dos picos das redes interrogadas, possuindo assim grande potencial comercial.

A utilização de um laser a fibra no sistema possui diversas vantagens sobre outros tipos de fontes sintonizáveis, particularmente na facilidade de se lançar o sinal laser gerado pela cavidade no circuito óptico. Lasers a fibra dopada com Érbio possuem ainda a vantagem de operarem na região espectral de menor atenuação das fibras ópticas de sílica com uma faixa de sintonia bastante ampla. A rigor, esta seção não discutirá os tipos de fontes sintonizáveis, mas sim algumas formas utilizadas para sintonizar um laser a fibra e as situações que particularmente envolvem o EDFL e as FBGs, sejam as redes usadas como elementos de sintonia do EDFL ou como sensores do sistema de interrogação.

4.4.1 Sintonia de um laser a fibra

No mesmo artigo onde Hill *et al* (1978) descreveram a primeira rede de Bragg em fibra óptica, sua utilização como um dos refletores de uma cavidade laser foi demonstrada. Por isso, tão logo os sistemas de gravação evoluíram para permitir gravar redes nos comprimentos de onda utilizados em telecomunicações, a FBG passou a ser intensamente investigada como elemento ativo na sintonia de lasers a fibra. Mesmo antes disso, a primeira demonstração de um EDFL sintonizável foi feita por Reekie *et al* (1986) utilizando uma grade de difração como elemento de sintonia. Alguns anos depois Kashyap *et al* (1990) foram os primeiros a utilizar uma FBG como refletor num laser EDF, conectado uma rede com apenas 0,5 % de refletividade a uma das extremidades de uma fibra dopada com Érbio com 30 metros de comprimento, conseguindo produzir sinal laser com comprimento de onda em 1537,5 nm. Já Ball, Morey e Waters (1990) produziram um laser em 1085 nm com duas redes de Bragg gravadas holograficamente nas extremidades de 4 metros de fibra dopada com neodímio (Nd^{3+}). Naquela situação, para obter sinal laser foi necessário que as duas redes tivessem o mesmo comprimento de onda de Bragg, caso contrário a radiação na cavidade laser não seria realimentada e amplificada. Os autores também mostraram a sintonia do sinal laser numa faixa muito estreita ($\sim 0,8$ nm) através da variação de temperatura nas FBGs, e sugeriram que esta faixa poderia ser aumentada por um sistema capaz de tracionar as redes que compunham a cavidade do laser. De fato, Ball e Morey (1992) utilizaram FBGs para sintonizar um EDFL mono-modo num intervalo de 0,72 nm, através da ação de um PZT sobre o qual foi colada toda a extensão da cavidade (15,3 cm) contendo a fibra dopada e as FBGs refletoras.

Nem sempre, porém, a sintonia do EDFL se dá pela mudança do comprimento de onda de reflexão da FBG. Muitos trabalhos sugerem a utilização de filtros do tipo Fabry-Perot como elemento ativo de sintonia no interior da cavidade laser, por permitir uma faixa de sintonia equivalente à faixa espectral livre do filtro (KERSEY e MOREY, 1993; YUN, RICHARDSON e KIM, 1998; YAMASHITA e NISHIHARA, 2001; PATERNO, KALINOWSKI e FABRIS, 2004). Por outro lado, entre as vantagens de se utilizar FBGs ao mesmo tempo como refletores do EDFL e elementos de sintonia estão a simplicidade de operação, o custo reduzido e a compatibilidade na conexão das redes com a fibra dopada, permitindo inclusive que sejam gravadas diretamente na EDF (BALL, MOREY e GLENN, 1991). Na verdade não é necessário dispor de duas FBGs idênticas, visto que a cavidade do

laser a fibra pode ser formada em anel, ou então utilizar um refletor de banda larga numa das extremidades da cavidade e uma FBG na outra, como será mostrado mais adiante.

Um laser EDF sempre irá oscilar na frequência para a qual as condições da cavidade determinam o maior ganho. No caso de a FBG atuar como um dos refletores do laser (ou ambos) essa situação de maior ganho se dá aproximadamente para a frequência do pico de refletividade da FBG. A faixa espectral possível de ser varrida é fundamentalmente a do espectro de emissão da EDF limitada pela capacidade de sintonia da FBG.

Evidentemente, toda FBG possui um limite de estiramento, o que equivale a um limite máximo de sintonia em comprimento de onda. Tomando como limite o valor de 1 % no estiramento da fibra de sílica e um valor típico de sensibilidade à deformação da FBG de 1,2 pm/ $\mu\epsilon$, essa sintonia é aproximadamente 12 nm. Por outro lado, como a fibra é muito mais resistente à compressão do que ao estiramento, alguns trabalhos propostos na literatura apresentam faixas de sintonia muito maiores utilizando sistemas capazes de comprimir uniformemente a FBG (BALL e MOREY, 1994) ou utilizando uma combinação de tração e compressão (IOCCO *et al*, 1999; MOHAMMAD *et al*, 2004), porém tornam-se sistemas consideravelmente mais complicados. Song *et al* (2001) relataram uma faixa de 40 nm na sintonia do EDFL através de um dispositivo tracionador e da utilização de uma FBG com alta capacidade de estiramento, porém não na forma de varredura periódica do sinal laser.

No caso particular onde o EDFL é sintonizado pela FBG, há duas possibilidades distintas: a) a FBG é ao mesmo tempo parte da cavidade laser e elemento sensor; b) o EDFL é sintonizado em varredura por uma FBG e o sinal de saída é direcionado para interrogar outros sensores FBG.

4.4.2 FBG como refletor do EDFL e elemento sensor

Um exemplo do uso da FBG como refletor e elemento sensor é descrito por Melle *et al* (1993), cujo circuito óptico é representado na Figura 12. O sinal de um diodo laser operando a 980 nm é aplicado a uma das extremidades da fibra dopada com Érbio (comprimento de 4,75 m) via um acoplador WDM. À outra extremidade da fibra é conectada uma ponta espelhada (fibra mono-modo cuja ponta clivada recebeu uma deposição de nitrato de prata) com refletividade maior que 75 % na faixa de 980 – 1550 nm. A cavidade laser é formada

pela ponta espelhada, EDF, acoplador WDM e a FBG, com comprimento de onda de Bragg em 1551,15 nm e refletividade de 86 %. O sinal laser gerado é direcionado a um sistema passivo de demodulação em comprimento de onda, formado por dois fotodetectores e um filtro cuja resposta depende do comprimento de onda. A relação entre os dois sinais fotodetectados permite determinar o comprimento de onda do sinal laser, que oscila no comprimento de onda de pico da FBG. A FBG foi então colada sobre uma barra de alumínio sujeita a vibrações, tal que a FBG sofria compressão e distensão. O deslocamento total do comprimento de onda do laser foi aproximadamente 5 nm e permitiu medidas de deformação com resolução de 5,4 $\mu\epsilon$ e oscilações com 13 kHz de largura de banda.

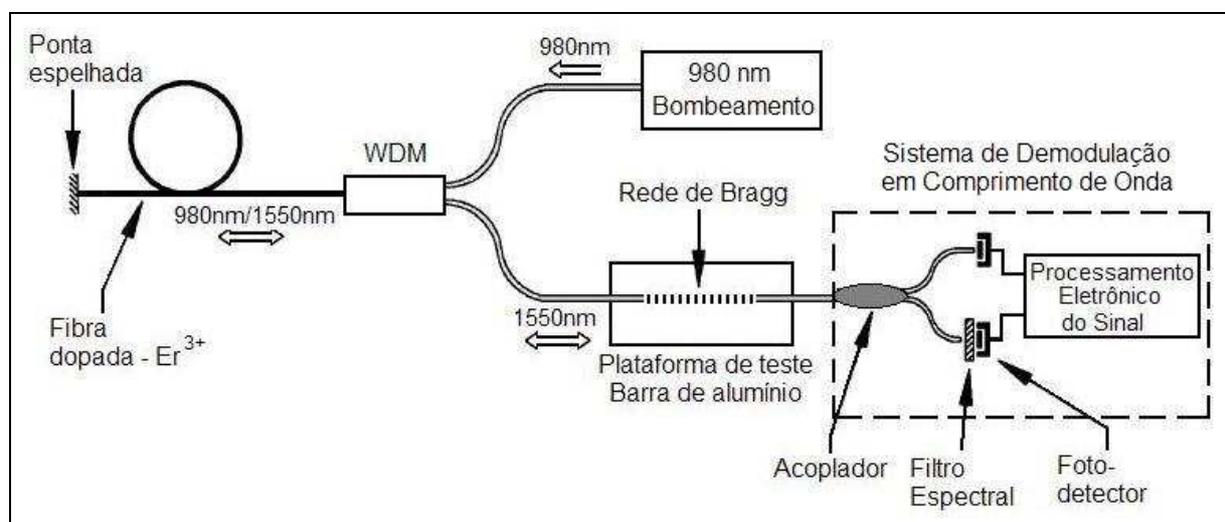


Figura 12: Esquema do sistema sensor de deformação com laser a fibra (MELLE *et al*, 1993).

O comprimento total da cavidade laser naquele experimento era de 7,8 m. O comprimento extenso da cavidade faz com que o sinal laser oscile em milhares de modos longitudinais, o que influencia a largura de banda do sinal laser e sua estabilidade, afetada pela competição modal. Na prática isso resulta em ruído espectral que limita a mínima resolução do sistema. Essa questão será discutida em mais detalhes no próximo capítulo.

Mais recentemente, Mandal *et al* (2005) propuseram um sistema semelhante ao descrito acima para uma faixa ampla de medidas de temperatura (22 °C a 500 °C) e deformação (0 a 1200 $\mu\epsilon$). Para tanto, a FBG sensora foi gravada numa fibra especial com alta resistência à temperatura, colocada no interior de um forno e colada a um estágio de translação. Na outra extremidade da cavidade linear do laser foi conectada uma FBG com gorjeio (*chirping*) (KASHYAP, 1999), em substituição à ponta espelhada. O comprimento de

onda do sinal laser variou entre 1536,3 nm e 1542,7 nm para as medidas de temperatura e 1536,3 nm a 1537,6 nm nas medidas de deformação. Ressalta-se aqui que o foco principal daquele trabalho foi a caracterização da rede sensora, e não do sistema de demodulação da FBG, pois as medidas de comprimento de onda foram obtidas com um analisador de espectros, e não com um sistema de aquisição desenvolvido para este fim.

4.4.3 Sintonia do EDFL por varredura da FBG

A forma mais prática de promover a sintonia periódica do EDFL através do estiramento da FBG refletora da cavidade é colando-a sobre um atuador PZT com controle preciso da voltagem aplicada e frequência de operação, que normalmente é um sinal do tipo triangular ou dente-de-serra. Ball e Morey (1992) foram os primeiros a sintonizar o sinal de um EDFL utilizando um PZT para esticar as FBGs que formavam a cavidade laser. Naquele experimento conduzido pelos autores a faixa de sintonia foi de apenas 0,72 nm. Dois anos depois foi utilizado um experimento semelhante para interrogar 3 sensores FBG numa faixa de 2,3 nm (BALL, MOREY e CHEO, 1994). Destaca-se que os sensores não eram multiplexados em comprimento de onda, pois todos foram gravados com o mesmo comprimento de onda de Bragg. A distinção entre as 3 redes só foi possível porque a temperatura em cada uma delas foi de 45 °C, 95 °C e 145 °C, o que causava cerca de 0,6 nm de separação espectral entre as redes.

Wetjen *et al* (1999) utilizaram o mesmo princípio na área de espectroscopia: um EDFL sintonizável em varredura foi utilizado no estudo das linhas de absorção do acetileno e amônia com comprimentos de onda em torno de 1550 nm. A faixa de sintonia obtida foi de 3 nm numa caracterização estática do sistema (sem varredura). Na caracterização dinâmica, um sinal triangular foi então aplicado ao PZT, com frequências de 1, 2, 5 e 10 Hz. A resposta do sistema foi praticamente igual para diversas frequências, porém a faixa de sintonia foi significativamente menor. Os autores acreditam que tal diferença ocorreu em função de alguma característica de flexibilidade da resina epoxy utilizada pra colar as FBGs ao PZT.

Uma das motivações deste trabalho de mestrado foi desenvolver uma versão mais evoluída de sistema de interrogação de FBGs do que aquele apresentado na Seção 4.3 (PATERNO *et al*, 2006a), através da utilização de um laser sintonizável ao invés de um filtro sintonizável. Tal versão será apresentada neste capítulo, sendo o capítulo seguinte dedicado

aos dois sistemas implementados posteriormente, uma vez que utilizaram maior número de componentes e foram caracterizados mais detalhadamente. O objetivo aqui é mostrar como se obteve a sintonia do EDFL pela varredura da FBG e a utilização do sinal gerado na interrogação de sensores, estabelecendo vários conceitos que serão explorados mais detalhadamente no Capítulo 5. Esse primeiro sistema é representado pelo esquema da Figura 13 (HARAMONI, PATERNO e KALINOWSKI, 2007).

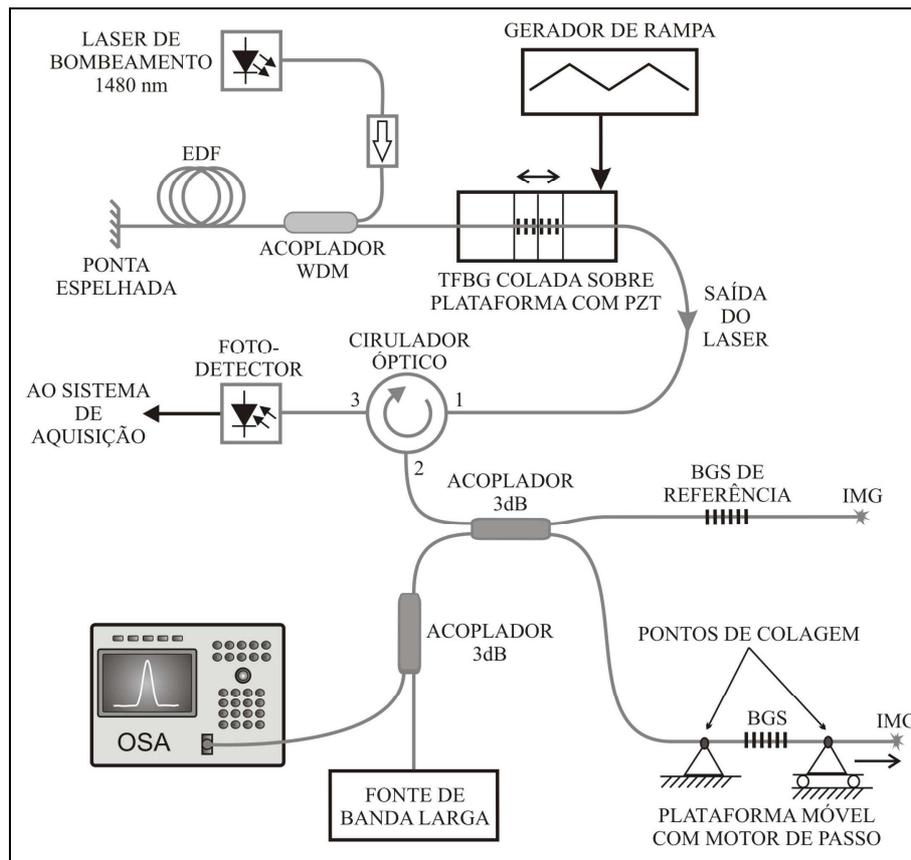


Figura 13: Diagrama representando a montagem utilizada da caracterização do sistema de interrogação. IMG: gel casador de índice (HARAMONI, PATERNO e KALINOWSKI, 2007).

A figura acima representa a montagem utilizada na caracterização do sistema. O sistema é semelhante ao utilizado por Wetjen *et al* (1999), porém apresenta uma faixa de sintonia maior, capaz de interrogar 3 sensores multiplexados em comprimento de onda. A cavidade linear do laser EDF é formada por 7 metros de fibra dopada, uma ponta espelhada com refletividade de 70 % na banda C, acoplador WDM e uma rede de Bragg sintonizável (TFBG) colada sobre uma plataforma com duas dobradiças móveis acionadas por um PZT. O PZT, por sua vez, é controlado pela aplicação de um sinal do tipo dente-de-serra com amplitude pico-a-pico ajustável até 100 V e frequência variável. Esse sinal promove a

varredura do sinal gerado pela cavidade laser que é utilizado para interrogar sensores FBG conectados à porta 2 do circulador óptico.

Na caracterização do sistema foram interrogadas duas redes sensoras (BGS) via um acoplador óptico de 3 dB, sendo também iluminadas por uma fonte de banda larga para que seus espectros de reflexão fossem gravados por um OSA. Seus comprimentos de onda de Bragg foram escolhidos de tal forma que estivessem dentro da faixa espectral de varredura do sinal laser. Sob a ação do PZT o sinal laser convolui periodicamente com os espectros das redes interrogadas, tal que o resultado desta convolução pode ser observado por um osciloscópio ligado à saída do fotodetector, conectado à porta 3 do circulador óptico. Obtém-se assim um sinal elétrico e temporal que é uma representação do sinal espectral de varredura das FBGs. O sistema de aquisição é um microcomputador que adquire o sinal fotodetectado e, através de filtros digitais, gera um outro sinal que é proporcional à primeira derivada do primeiro. A Figura 14 mostra uma aquisição típica dos sinais de rampa, fotodetectado e de primeira derivada para uma frequência de varredura de 1 Hz. Na região de subida da rampa aplicada ao PZT o sistema promove uma varredura crescente em comprimento de onda e decrescente na região de descida da rampa. Portanto, os dois picos observados no intervalo de descida da rampa são praticamente “espelhos” dos sinais interrogados durante a rampa de subida. Para efeito de aquisição dos dados, apenas os sinais obtidos durante a rampa de subida são considerados.

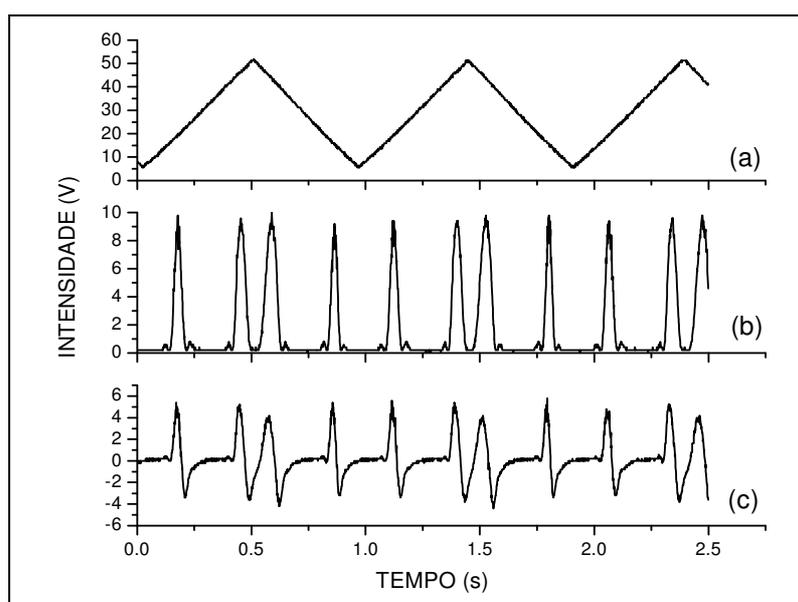


Figura 14: Gráficos mostrando (a) o sinal aplicado ao PZT; (b) o sinal fotodetectado; (c) a primeira derivada do sinal fotodetectado, obtida por filtragem digital (HARAMONI, PATERNO e KALINOWSKI, 2007).

A obtenção da primeira derivada do sinal fotodetectado possibilita que os picos de reflexão das redes interrogadas sejam associados, temporalmente, aos cruzamentos de zero nesse sinal. Como o nível do sinal pode variar em função de diversos fatores (nível do sinal laser, refletividade das redes interrogadas, perdas em emendas e conexões), a detecção de zero representa uma simplificação do ponto de vista do processamento digital dos dados adquiridos.

O sistema foi caracterizado praticamente da mesma forma como foi descrito por Paterno *et al* (2006a) e esquematizado nas Figuras 10 e 11. A BGS colada sobre a plataforma móvel foi esticada e seu estiramento foi relacionado à diferença temporal entre seu cruzamento de zero e aquele observado para a BGS de referência (estática). A principal diferença é que o sinal da primeira derivada não é obtido através de um amplificador *lock-in* (o que exigiria aplicar *dither* ao sinal da rampa), mas através de filtros digitais, que podem ser implementados através de programas como MATLAB[®], ORIGIN[®] ou mesmo via *hardware* digital.

Com as duas BGS mantidas próxima uma da outra, as medidas de deformação são compensadas em temperatura, visto que eventuais deslocamentos nos comprimentos de onda de Bragg por causa de variações na temperatura ocorrem na mesma medida para ambas as redes. Desse modo, a diferença temporal entre os cruzamentos de zero (ou, mais especificamente, a diferença entre o comprimento de onda de pico da rede tracionada e a rede de referência) é função apenas da deformação longitudinal aplicada à BGS colada sobre a plataforma móvel. As medidas feitas com o sistema de caracterização demonstraram que a relação entre deformação induzida numa BGS e a diferença temporal entre os cruzamentos de zero das duas BGS seguiu uma relação linear, cuja flutuação RMS indicou uma resolução de $4,6 \mu\epsilon/\sqrt{\text{Hz}}$ para o sistema.

Dois fatores determinam a faixa de varredura do sinal laser (além da sensibilidade à deformação da TFBG): a abertura máxima possível do PZT e a resistência mecânica da fibra, sendo que este último foi o fator limitante. O formato triangular do sinal aplicado ao PZT foi preferido ao sinal dente-de-serra porque dessa forma a relaxação mecânica na fibra colada ao PZT ocorre na mesma velocidade que sua distensão. Entretanto, o estudo da relação entre o processo de estiramento dinâmico da FBG e sua probabilidade de quebra em longo prazo não foi conduzido.

Todas as redes de Bragg utilizadas neste sistema foram gravadas em fibras mono-modo padrão pelo Núcleo de Dispositivos Fotorefrativos da UTFPR e diversas delas, utilizadas como TFBGs, quebraram-se devido ao esforço mecânico ao qual estavam submetidas pela ação do PZT. Assim, a faixa máxima de sintonia do laser EDF obtida para operação contínua do sistema foi de 7,4 nm. Valores maiores foram observados, porém as fibras utilizadas rompiam-se após um tempo de operação entre alguns minutos e poucas horas.

Estudos demonstram que a FBG gravada pelo processo de pulso único de inscrição na torre de puxamento (DTG), logo antes de a fibra receber a capa polimérica de proteção, não tem sua resistência mecânica degradada quando comparada com a fibra sem a rede de Bragg (ASKINS *et al*, 1997; HAGEMANN *et al*, 1998). Em função disso, decidiu-se utilizar como rede sintonizável uma DTG de alta resistência, comercializada pela empresa alemã FBGS Technologies. A fibra é recoberta com um tipo híbrido de composto polimérico chamado ORMOCER[®] (BUESTRICH *et al*, 2001) e, conforme informa o fabricante, sua capacidade máxima de estiramento pode chegar a 5 % do seu comprimento. No Capítulo 5 são apresentados dois sistemas propostos utilizando esse tipo de rede de Bragg na sintonia do laser EDF.

CAPÍTULO 5

SISTEMAS DE INTERROGAÇÃO: DESCRIÇÃO E CARACTERIZAÇÃO

5.1 INTRODUÇÃO

O objetivo principal de promover a varredura do sinal laser é interrogar um conjunto de sensores FBG (considerando apenas as aplicações do EDFL na área de sensores). Nesse sentido, busca-se obter uma ampla faixa de sintonia, alta frequência de varredura, grande precisão e acurácia. O desafio é atingir esses parâmetros com custo reduzido, que por si só é um parâmetro relativo quando se trata de sistemas de interrogação para sensores ópticos. Os trabalhos descritos neste capítulo são passos para o desenvolvimento de um sistema o mais próximo possível dessas características.

Inicialmente, um sistema utilizando uma FBG de alta resistência (DTG) foi implementado na mesma configuração daquela descrita na Seção 4.4.3 e representado pela Figura 13. O objetivo dessa modificação foi superar o risco de quebra da rede quando submetida à tensão mecânica induzida pelo PZT. O sistema de interrogação é representado aqui pela Figura 15. Seguiu-se então o desenvolvimento de outra configuração, utilizando duas DTGs, no intuito de dobrar a capacidade de interrogação de sensores pela varredura do sinal laser em duas faixas espectrais diferentes. Tal configuração representa o principal sistema de interrogação proposto neste trabalho.

5.2 DESCRIÇÃO GERAL DOS SISTEMAS COM DTG

5.2.1 Sistema utilizando uma DTG sintonizável

A Figura 15 representa a montagem do sistema utilizando uma DTG colada ao PZT (PATERNO *et al*, 2006b). As linhas em azul representam o circuito óptico e as linhas pretas o circuito elétrico do sistema. Pode-se dividir o sistema em 3 partes, cada uma delas ligada a uma das portas do circulador óptico. A primeira parte é o EDFL, com comprimento total da cavidade linear de aproximadamente 12 metros. A fibra dopada possui concentração de 330

ppm de Érbio, 880 nm de comprimento de onda de corte, abertura numérica de 0,21 e 7 metros de comprimento. Numa das extremidades da EDF foi emendada uma seção de fibra com ponta espelhada e refletividade de 70 % na banda de operação do sistema. À outra extremidade da EDF foi ligado um acoplador WDM (TB-W4X Telebrás). A função desse componente é permitir que o sinal do laser de bombeamento em 1480 nm, injetado em uma de suas entradas, seja lançado na fibra dopada e que a emissão em torno de 1550 nm seja retirada em uma das saídas. O diodo laser de bombeamento (Princeton Lightwave WavePower Series) é protegido contra reflexões e emissão da cavidade via um isolador óptico (JDS Fitel). À saída do acoplador WDM é ligada a DTG (FBGS Technologies) com refletividade de 30 %, comprimento de onda de Bragg de 1540,2 nm e largura de banda de 0,10 nm. A DTG é fixada sobre o centro das lâminas móveis do conjunto mecânico acionado pelo PZT (Piezosystem Jena PZS1) com cola a base de cianoacrilato gel (Super Bonder[®]). A exata posição da rede de Bragg foi previamente identificada na fibra para que os pontos de cola ficassem o mais próximo possível um do outro (9,5 mm) sem o risco de causar gorjeio (*chirping*) na rede durante a tração exercida pelas lâminas.

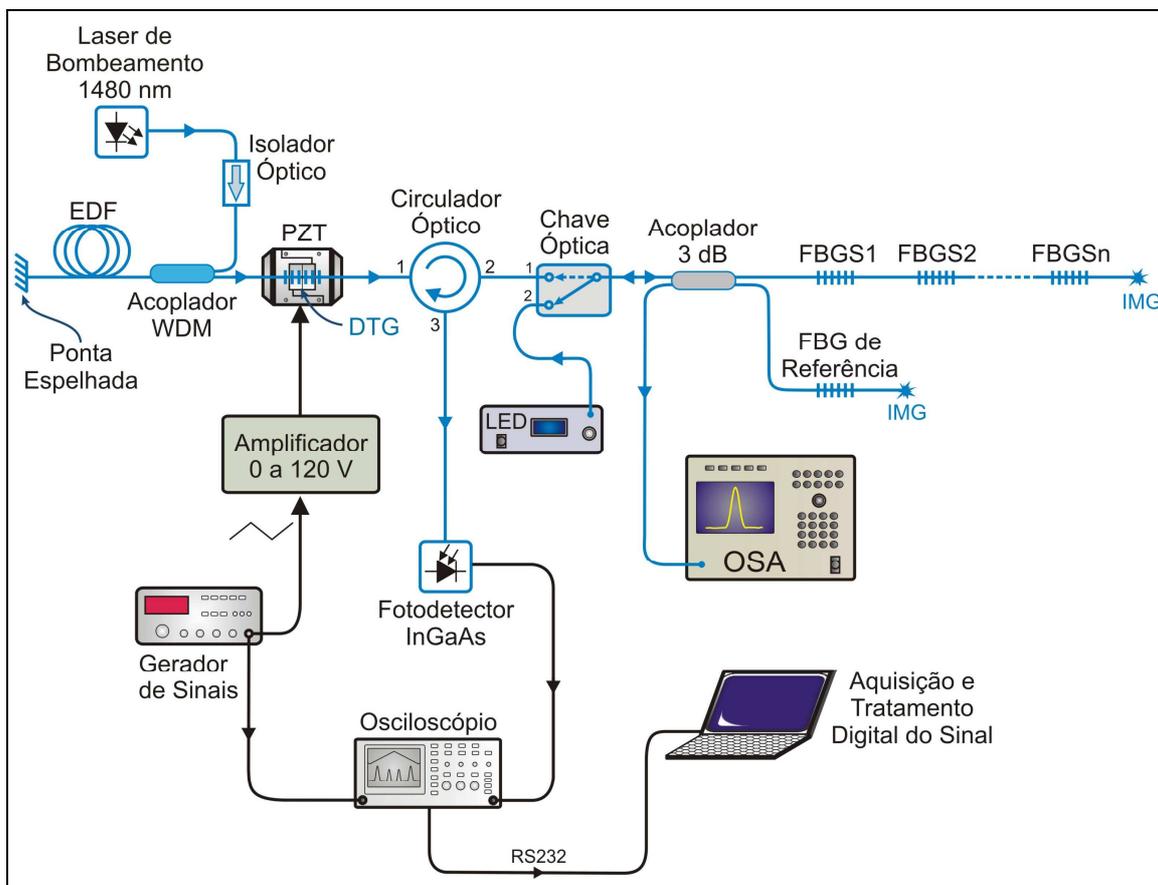


Figura 15: Esquema da montagem utilizada para a interrogação de redes multiplexadas e caracterização do sistema.

A segunda parte do sistema, ligada à porta 2 do circulador óptico, consiste nas redes sensoras interrogadas (FBGS). Conforme ilustra a Figura 15, os espectros das redes multiplexadas também podem ser interrogados por um OSA a partir da comutação de uma chave óptica (JDS Uniphase, SW1x2), que desliga o sinal de varredura laser e conecta uma fonte de banda larga (SLED 1480 nm Amonics) à entrada do acoplador de 3 dB. O acoplador também é utilizado para que uma FBG possa ser conectada ao circuito óptico e usada como referência do sistema, situação necessária para se eliminar a sensibilidade cruzada discutida no Capítulo 3.

A terceira parte é formada pela eletrônica do sistema, responsável pela fotodetecção do sinal, controle de corrente e temperatura do laser de bombeamento, acionamento do PZT e processamento dos sinais adquiridos. Num projeto final essa parte deverá constituir um circuito único. No estágio atual do sistema, o PZT é acionado pelo sinal triangular de um gerador de sinais (Tektronix CFG280) via um controlador/amplificador próprio para atuadores piezoelétricos (E-610 LVPZT). O PZT pode operar com tensões entre -10 V e 150 V, porém o amplificador utilizado opera numa faixa um pouco menor, de 0 V a 120 V. O sinal das redes interrogadas é aplicado a um fotodetector de arseneto de Gálio-Índio (InGaAs) (ETX75 FJS) de alta velocidade e adquirido por um osciloscópio (Tektronix TDS 220), que também recebe o sinal de rampa do gerador de sinais. Através da saída RS232 do osciloscópio os dados recebidos podem ser gravados num computador pessoal para posterior processamento. O diodo laser de bombeamento é controlado por uma fonte de corrente com alimentação máxima de 945 mA, embora o laser suporte valores até 1600 mA. A estabilização da temperatura do laser de bombeamento é feita por um controlador de temperatura (Thorlabs TED200).

Como foi descrito anteriormente, o sistema com uma DTG interroga as redes sensoras pela varredura contínua do sinal laser, tanto durante o período de subida da rampa (que promove a abertura das lâminas do PZT, esticando a DTG e deslocando o sinal laser para maiores comprimentos de onda) quanto na rampa de descida, quando ocorre o contrário. Como no processamento do sinal fotodetectado apenas os dados obtidos durante a rampa de subida são considerados, a varredura promovida pela rampa de descida representa tão somente o retorno do sinal laser ao seu comprimento de onda inicial. Entretanto, o sistema pode ser modificado para interrogar uma parte dos sensores multiplexados durante o primeiro meio-ciclo da varredura e outra parte durante o segundo meio-ciclo. Isso foi conseguido utilizando

duas DTGs sintonizáveis, com comprimentos de onda diferentes, que permitem dobrar a faixa espectral de varredura pela sintonia do sinal laser em duas faixas distintas.

5.2.2 Sistema utilizando duas DTGs sintonizáveis

O sistema com duas DTGs representa uma interrogação híbrida WDM e TDM. A modificação introduzida no circuito da Figura 15 é relativamente simples, como mostra a Figura 16. A varredura do sinal laser em duas faixas distintas de comprimento de onda é possível pela troca entre duas DTGs sintonizáveis, ambas coladas sobre o PZT, a cada meio-ciclo da tensão de rampa aplicada ao PZT. A comutação entre DTGs é efetuada por uma chave óptica, controlada por um sinal TTL (0 a 5 V) cuja borda de subida/descida apresenta-se em sincronismo com o valor máximo/mínimo do sinal triangular aplicado ao PZT. Assim, parte dos sensores multiplexados (WDM) é interrogada no intervalo de abertura das lâminas do PZT e parte durante o intervalo de fechamento (TDM). A vantagem sobre o sistema proposto por Davis *et al* (1996) é que todas as redes sensoras podem ser multiplexadas na mesma fibra, enquanto a potencial faixa espectral de sintonia das duas DTGs combinadas supera a FSR de grande parte dos filtros sintonizáveis.

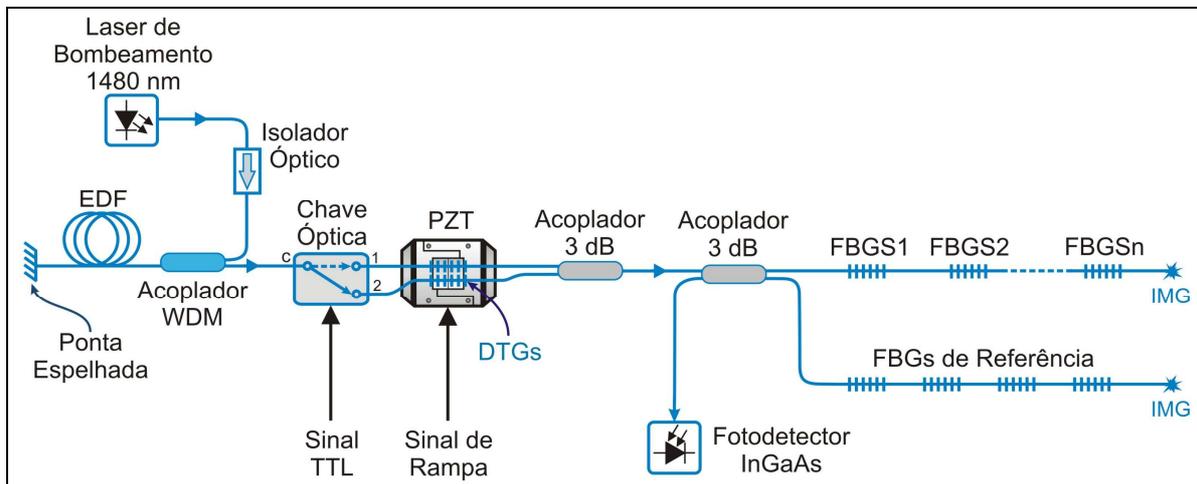


Figura 16: Modificação no circuito óptico para funcionamento com duas DTGs.

Um acoplador óptico de duas entradas e uma saída é utilizado para conectar as extremidades das duas fibras com as DTGs ao enlace a interrogar. O circulador óptico foi substituído por outro acoplador que permite a interrogação das redes sensoras e também de redes de referência para o sistema, cuja utilização será discutida na Seção 5.5.3.

A Figura 17, obtida com um osciloscópio de três canais (Agilent MSO6034A), mostra os sinais de rampa, TTL e fotodetectado na interrogação de 4 redes durante um ciclo completo de varredura com período de 1 segundo. No tempo $t = 0$ a tensão sobre o PZT é zero e inicia-se a varredura do sinal laser, com comprimento de onda inicial em torno de 1528 nm. A primeira rede interrogada, aproximadamente em $t = 0,06$ s, tem comprimento de onda de Bragg de 1528,4 nm e a segunda, em $t = 0,47$ s, tem comprimento de onda igual a 1534,2 nm. No instante $t = 0,50$ s a tensão sobre o PZT é máxima (120 V) e a chave óptica recebe o sinal para comutar de DTG. O laser passa então a oscilar em torno de 1547 nm. Nos instantes seguintes o comprimento de onda do sinal laser diminui, visto que o PZT começa a fechar as lâminas e a distensão nas DTGs é progressivamente reduzida. A terceira rede interrogada, em $t = 0,55$ s, tem comprimento de onda em 1546,5 nm e a última (que aparece com maior nível de tensão na Figura 17 devido à maior refletividade) tem comprimento de onda em 1541,2 nm. Em $t = 1$ s a chave óptica comuta novamente e o ciclo se repete.

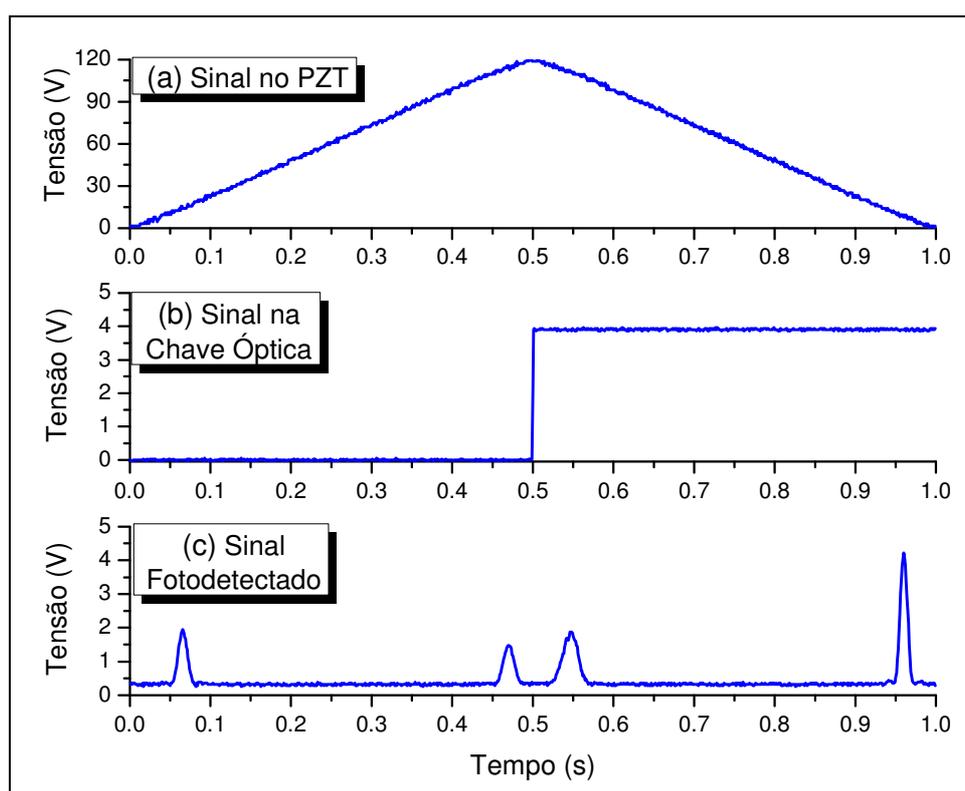


Figura 17: Sinais de interesse no sistema de interrogação com duas DTGs. (a) Sinal triangular aplicado ao PZT. (b) Sinal TTL sincronizado com o sinal de rampa e aplicado à chave óptica. (c) Sinal fotodetectado mostrando quatro redes interrogadas.

A frequência máxima de varredura do circuito representado na Figura 16 é limitada à máxima frequência de operação da chave óptica. Para o modelo da chave óptica utilizada

(JDS Uniphase, SW1x2) essa frequência é de apenas 5 Hz, devido às suas características mecânicas de funcionamento.

5.3 RUÍDO INTERFEROMÉTRICO NA FOTODETECÇÃO DO SINAL

Nenhum sistema prático, óptico ou elétrico, é totalmente imune a ruído. Para lasers, algumas fontes de ruído são inerentes do processo quântico de emissão, como o ruído causado por emissão espontânea, enquanto outras fontes podem ser minimizadas, como o ruído interferométrico gerado pelas múltiplas reflexões do sinal no circuito óptico em virtude de conexões e emendas. Fora da cavidade de lasers em fibra, esse tipo de ruído pode ser substancialmente reduzido utilizando gel casador de índice (IMG) nos cabos de conexão e, principalmente, nas extremidades não conectadas das FBGs e terminais não utilizados dos acopladores.

A Figura 18 ilustra a situação descrita, mostrando o sinal fotodetectado pelo sistema na interrogação de três FBGs gravadas na mesma fibra e multiplexadas em comprimento de onda. Em (a) a extremidade final da fibra foi clivada e o sinal fotodetectado apresenta alto nível de ruído interferométrico em função da reflexão de Fresnel. Em (b) as redes são interrogadas após a aplicação de gel casador de índice à extremidade não conectada da fibra, o que reduz o ruído sobre as redes e também no nível de sinal gerado pelo fotodetector quando não há convolução do sinal laser com as redes sensoras. Em (c) o gráfico mostra as mesmas redes interrogadas pelo OSA através da comutação da chave óptica no circuito da Figura 15. As FBGs foram interrogadas com uma varredura de 1 Hz durante a rampa de descida, por isso os espectros fotodetectados aparecem invertidos em relação ao sinal mostrado pelo OSA.

Como é possível perceber, a redução das reflexões nas extremidades não conectadas das fibras que compõe o circuito óptico reduz consideravelmente o ruído sobre o sinal fotodetectado. Como a cavidade laser possui extensão de vários metros e diversas emendas se fazem necessárias, o ruído interferométrico não pode ser totalmente eliminado. Wei Jin (1998) apresenta fórmulas que permitem estimar o erro na determinação do comprimento de onda da rede interrogada em função da variação na amplitude do sinal fotodetectado, causada pelo ruído interferométrico. Entretanto, o sistema proposto neste trabalho contorna tais flutuações na amplitude do sinal fotodetectado pela utilização de filtros digitais durante o

processamento dos sinais adquiridos, que reduzem consideravelmente esse problema (o próprio autor citado menciona essa possibilidade em seu artigo).

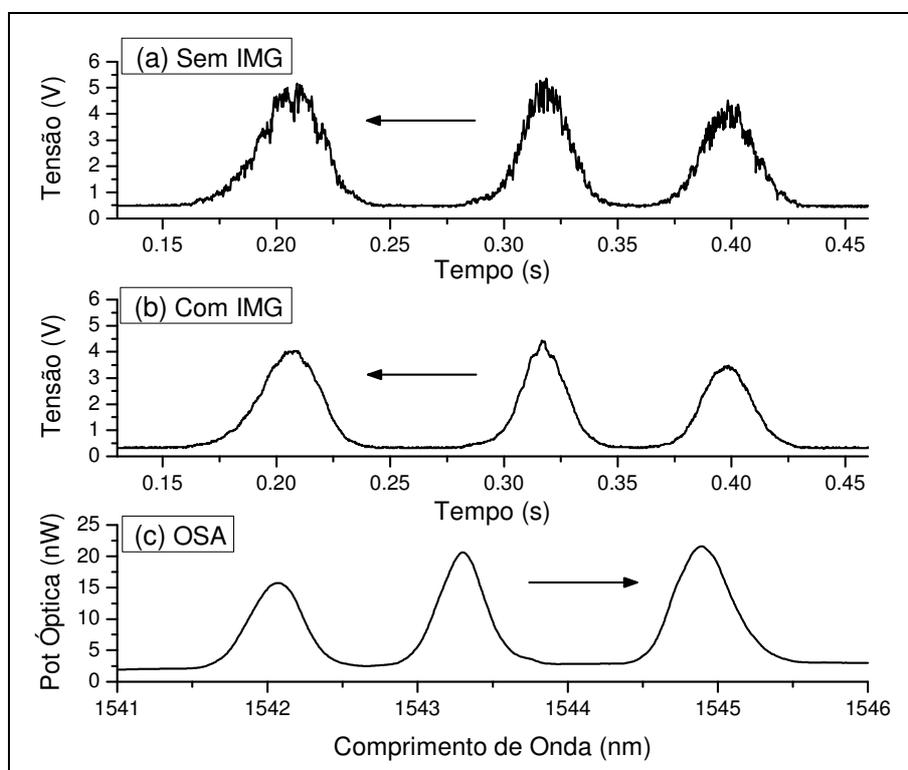


Figura 18: Influência do gel casador de índice (IMG) aplicado à extremidade não conectada das redes multiplexadas. (a) Sem a aplicação de IMG. (b) Com a aplicação de IMG. (c) Sinal das redes interrogadas pelo OSA. As setas indicam a direção do crescimento do comprimento de onda.

O sistema também é sujeito a outro tipo de oscilações de amplitude, sobretudo para valores baixos de corrente de bombeamento, que são as oscilações de relaxação do sinal laser. Essas oscilações se mostram particularmente críticas durante um curto intervalo de tempo após a comutação da chave óptica no sistema que opera com duas DTGs. Tal problema será abordado na seção seguinte, onde são levantadas as particularidades do EDFL.

5.4 CARACTERIZAÇÃO DO LASER EDF

O primeiro laser de sílica dopada com Érbio foi demonstrado por Snitzer e Woodcock em 1965. Depois disso, na década de 70, foram desenvolvidos lasers de sílica dopada com Neodímio na faixa de 1060 nm – 1080 nm, mas caíram em desuso uma vez que esta faixa não

se mostrou vantajosa para as comunicações ópticas. Na década de 80 surgiram os lasers a fibra dopada com terras-raras, sendo que os íons Er^{3+} foram logo reconhecidos como os mais adequados para o desenvolvimento de lasers e amplificadores utilizados em comunicações.

EDFLs são lasers de 3 níveis que podem ser eficientemente excitados por lasers semicondutores operando em 980 nm ou 1480 nm. Há diversas configurações possíveis para a cavidade laser, sendo que as duas mais utilizadas são do tipo Fabry-Perot e em anel. Na primeira situação a fibra dopada com Érbio (meio ativo) é colocada entre os dois refletores que formam a cavidade linear, como é o caso utilizado nos sistemas de interrogação descritos nesta dissertação. A escolha da cavidade em anel ou da linear depende das características desejadas para o laser em função de sua aplicação. Cavidades lineares podem ser feitas muito pequenas, na ordem de um centímetro (ZYSKIND *et al*, 1992) e assim obter oscilação laser num único modo longitudinal. Por sua vez, na configuração em anel o laser opera de forma unidirecional dispensando os refletores, o que potencialmente reduz as perdas da cavidade e permite, por exemplo, que o laser opere no regime de alta saturação, necessário para casos onde a faixa de sintonia é maior que 100 nm (BELLEMARE *et al*, 2001). Controladores de polarização são freqüentemente utilizados quando se precisa estabelecer um estado definido de polarização no sinal de saída. A Figura 19 mostra um exemplo simples de uma cavidade em anel (AGRAWAL, 2001).

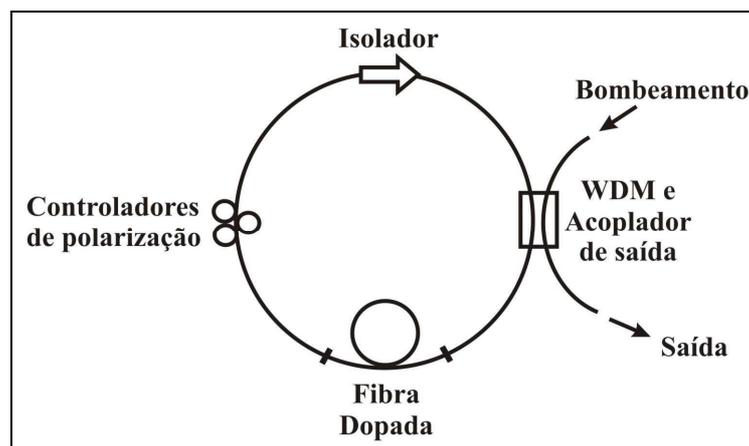


Figura 19: Esquema de uma cavidade unidirecional em anel usada em lasers à fibra (AGRAWAL, 2001).

Entre as diversas características associadas ao funcionamento do EDFL com cavidade linear, este trabalho destaca a caracterização da potência de saída do laser, a largura de banda, o regime transiente, a faixa de sintonia e a estabilidade em temperatura.

5.4.1 Sinal de saída sem a FBG na cavidade

Praticamente a única diferença entre um laser e um amplificador EDF é a existência de uma cavidade ressonante (ou realimentação) no primeiro. A Figura 20 mostra o sinal de saída obtido pelo OSA na saída do laser do sistema de interrogação quando a rede de Bragg, que forma um dos refletores, é retirada da cavidade. Nessa situação o que se obtém é um sinal do tipo ASE com espectro semelhante ao espectro de emissão dos íons Er^{+3} num amplificador a fibra com núcleo co-dopado com germânio (GILES e DESURVIRE, 1991).

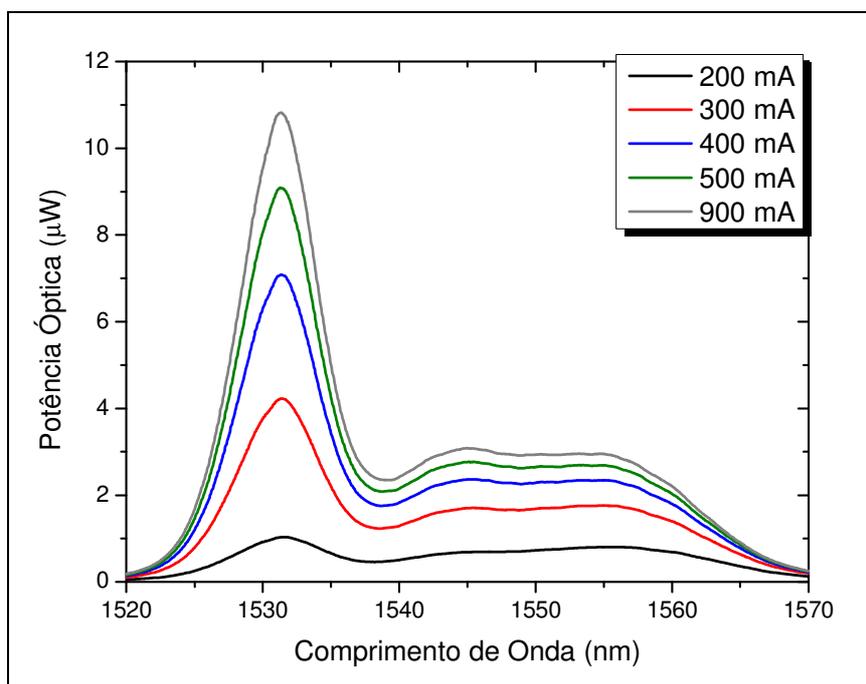


Figura 20: Sinal de banda larga na saída da cavidade laser para vários valores de corrente de bombeamento quando a FBG sintonizável é retirada do circuito óptico.

Observando o gráfico acima se pode esperar que a varredura do sinal laser tenha amplitude mais estável se operar na faixa entre 1540 nm e 1560 nm, mas nada impede que a interrogação ocorra numa faixa maior, por exemplo, de 1520 nm a 1570 nm, visto que fundamentalmente a interrogação não depende da amplitude do sinal. Na verdade, para se verificar como o nível do sinal laser varia com o comprimento de onda, o procedimento correto seria promover a varredura contínua da TFBG no intervalo entre 1520 nm e 1570 nm e observar o nível do sinal laser. Isso não foi feito durante o desenvolvimento deste projeto por limitações práticas: sintonizar o laser numa faixa de 50 nm implicaria trocar de TFBG seguidamente (visto que uma FBG não permite tal sintonia por estiramento e não se dispunha

de uma FBG de alta resistência com comprimento de onda em torno de 1520 nm). Além disso, a potência do sinal laser também depende da refletividade da TFBG, situação que também deixou de ser investigada porque não foi possível determinar com exatidão o valor da perda de sinal óptico pelas emendas que teriam que ser refeitas toda vez que se trocasse a TFBG por outra com refletividade diferente. Uma opção mais prática seria utilizar um acoplador com coeficiente de acoplamento ajustável na faixa de 1550 nm, dispositivo que também não havia no laboratório.

5.4.2 Sinal laser em função da potência de bombeamento

O desempenho do laser a fibra depende de vários fatores, como o comprimento da EDF, nível de dopagem, refletividade da FBG e perdas na cavidade. (PFEIFFER, SCHMUCK e BÜLOW, 1992; MIGNON e DESURVIRE, 1992). Como o objetivo deste trabalho de dissertação era avaliar de forma geral todos os componentes dos sistemas de interrogação para então levantar as suas características, e não propriamente o desempenho do EDFL, tais fatores não foram investigados. Entretanto, sabe-se que a refletividade da FBG da cavidade não é um parâmetro crítico; é possível obter ação laser com baixas ou altas refletividades (por exemplo, entre 2 % e 98 %). A Tabela 1 resume as características das três DTGs de alta resistência que foram usadas como elemento de sintonia do EDFL, conforme as informações fornecidas pelo fabricante. O comprimento típico da rede gravada é 8 mm. Já a Figura 21 mostra o sinal laser obtido com cada uma delas para diversas potências de bombeamento.

Tabela 1: Características das DTGs utilizadas no sistema de interrogação

DTG	Comprimento de Onda	Largura de Banda FWHM	Refletividade	Sensibilidade à Deformação
1	1527,07 nm	0,10 nm	27,2 %	1,19 pm/ $\mu\epsilon$
2	1540,19 nm	0,10 nm	30,0 %	1,20 pm/ $\mu\epsilon$
3	1554,08 nm	0,10 nm	26,0 %	1,21 pm/ $\mu\epsilon$

O gráfico da Figura 21 mostra uma relação bastante linear da potência óptica na saída do laser em relação à potência óptica de bombeamento (previamente medida com um medidor de potência óptica Anritsu MS9020D na saída do acoplador WDM), para as três DTGs

utilizadas como refletores de saída da cavidade linear. Nota-se que o laser com a rede em 1554 nm apresentou eficiência superior. Embora artigos na literatura apontem que a potência de saída do laser decresce com o aumento da refletividade, outros fatores devem ter influenciado a melhor eficiência do sinal laser gerado com a DTG3, como diferentes perdas nas emendas das três redes testadas. Pelos resultados observados obteve-se que a eficiência do laser para as DTGs 1, 2 e 3 foi de 4,3 %, 3,9 % e 8,9 %, respectivamente.

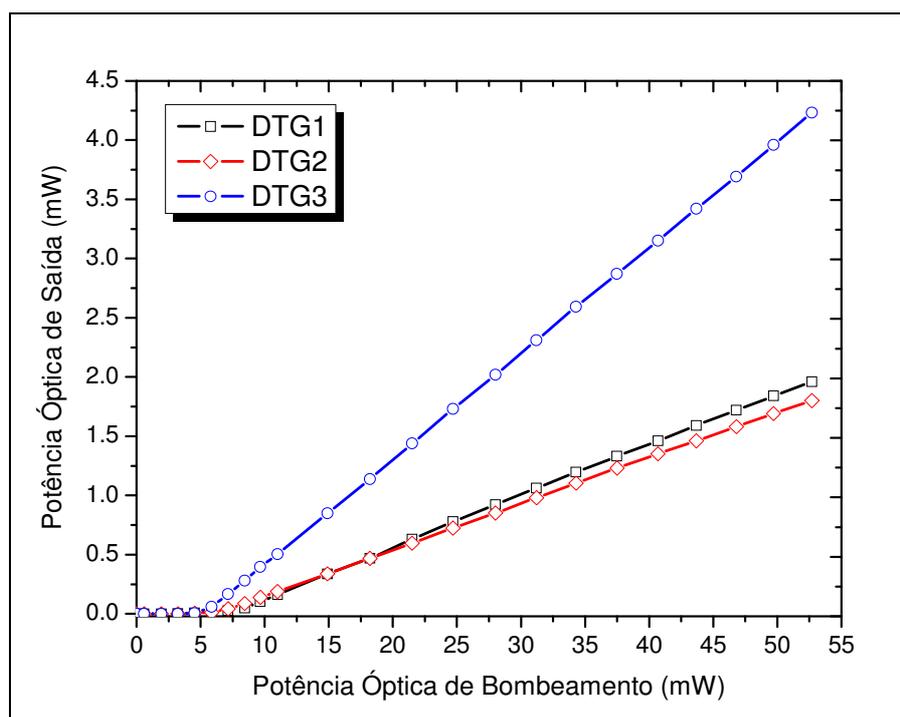


Figura 21: Potência laser de saída em função da potência de bombeamento para as 3 DTGs utilizadas como refletores de saída da cavidade. Os pontos indicam valores experimentais e foram ligados por linhas para facilitar a visualização.

Outro ponto de interesse é observar as potências de bombeamento na EDF e de saída em função da corrente no laser de bombeamento, conforme mostra o gráfico da Figura 22, obtido para o laser com a DTG2. Verifica-se que o diodo laser que excita a EDF também tem uma resposta linear após atingir a corrente de limiar, em torno de 73 mA. Obviamente, a corrente necessária para iniciar a ação laser na EDF é maior, e seu valor é praticamente o mesmo para as três DTGs utilizadas, em torno de 175 mA.

Os valores de potência óptica lançada na EDF foram determinados interrompendo-se a conexão do acoplador WDM com a EDF e conectando-se o medidor de potência óptica ao terminal do acoplador WDM. Para tanto foi necessário conectar um terminal FC/PC ao

terminal do acoplador. Assumiu-se que a perda causada pela emenda do conector ao acoplador era aproximadamente a mesma perda causada pela emenda do acoplador à fibra dopada, embora os valores reais não pudessem ser estimados. Portanto, os valores considerados como a potência de bombeamento na EDF são a rigor os valores medidos no terminal do acoplador WDM ao qual a EDF é conectada.

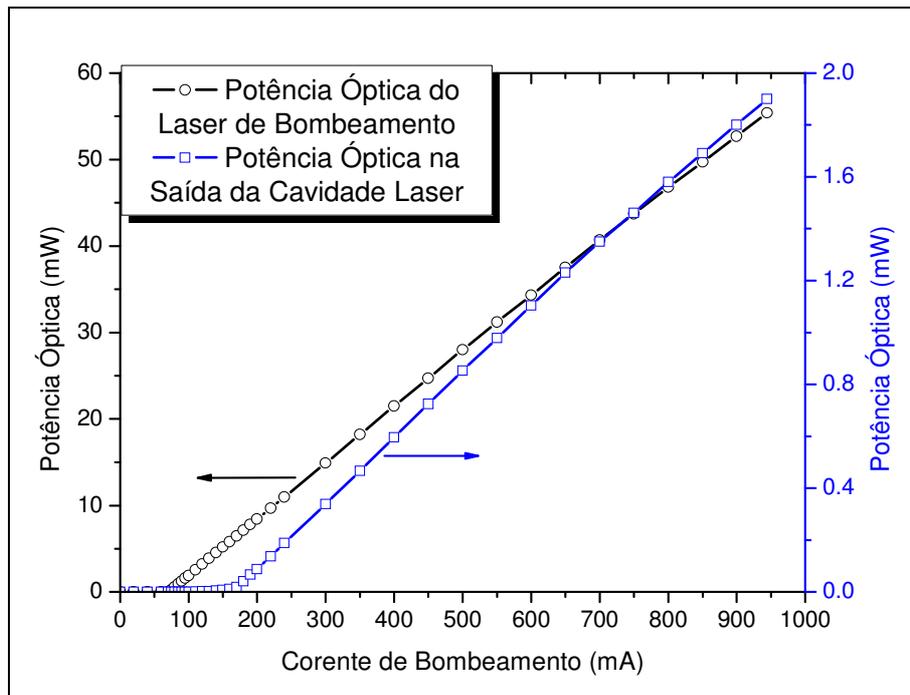


Figura 22: Potência óptica lançada pelo laser de bombeamento na EDF e potência óptica de saída do laser em função da corrente de bombeamento. Os pontos indicam valores experimentais e foram ligados por linhas para facilitar a visualização.

Da Figura 22 pode-se ainda obter a relação entre a potência óptica de bombeamento e a potência de limiar da ação laser, resultado importante na caracterização de lasers EDF.

5.4.3 Largura espectral do sinal laser

Para algumas aplicações (em sistemas WDM, por exemplo) deseja-se que o sinal do EDFL seja mono-modo, sem flutuações de amplitude, tenha alta potência e seja estável em relação ao seu funcionamento em longo prazo. Um laser é mono-modo quando apenas um modo longitudinal pode oscilar na cavidade. Há basicamente duas abordagens para se conseguir isso: ou aplica-se alguma forma de filtragem espectral que reduza o ganho da

cavidade para os modos que se deseja suprimir ou o comprimento da cavidade é feito tão pequeno que a condição de ressonância é satisfeita para um único modo longitudinal. A condição de ressonância é dada por (CSELE, 2004):

$$\lambda = \frac{2nL}{m} \quad (9)$$

onde λ é o comprimento de onda do modo longitudinal, n é o índice de refração do meio, L é o comprimento da cavidade e m é um número inteiro. Considerando $\Delta\lambda$ como a separação espectral entre dois modos adjacentes, tem-se:

$$\Delta\lambda = \frac{2nL}{m} - \frac{2nL}{m+1} = \frac{2nL}{m(m+1)} \quad (10)$$

No caso de o comprimento da cavidade ser grande, podemos considerar $m+1 \approx m$, tal que

$$\Delta\lambda = \frac{2nL}{m^2} \quad (11)$$

Combinando (9) e (11):

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2nL} \quad (12)$$

A Equação 12 permite calcular a separação em comprimento de onda entre os modos longitudinais na cavidade laser de comprimento $L \gg \lambda$. Para o EDFL utilizado no sistema de interrogação, após algumas modificações, a distância entre a ponta espelhada e as DTGs é de aproximadamente 11,6 metros. Para o laser emitindo em torno de 1540 nm isso significa que a separação espectral entre os modos é de apenas 0,07 pm. Considerando que o ganho na cavidade só supere as perdas na faixa FWHM da DTG, que é de 0,1 nm, então mais de 1400 modos podem oscilar. Entretanto, como a fibra dopada com Érbio é um meio ativo de ganho homogêneo, quando a cavidade é excitada os modos que são amplificados mais rapidamente são aqueles com comprimento de onda em torno do pico de refletividade da DTG. Esses modos causam a depleção do ganho para os demais; em última análise é o que faz a linha espectral do laser ser mais estreita que a FWHM da DTG. Por outro lado isso não evita a competição modal, na qual o pico de amplitude se alterna entre modos próximos entre si ou,

mais especificamente neste caso, entre grupos de modos. Além disso, instabilidades na cavidade causadas, por exemplo, por variações na temperatura, vibrações e flutuações na potência óptica de bombeamento causam instabilidades na frequência de oscilação do sinal laser (DUARTE, 1995), o que implica incerteza nas medidas efetuadas pelo sistema de interrogação. A precisão, acurácia e reprodutibilidade do sistema de medida dependerão ainda de outros parâmetros, como flutuação na tensão da rampa, histerese do PZT e do método de determinação de picos das redes interrogadas.

A largura espectral do laser medida com o analisador de espectros foi de 0,06 nm. Como esse valor é a menor resolução FWHM do equipamento, a largura espectral do sinal laser pode ser consideravelmente menor, embora seu valor exato não tenha sido determinado.

5.4.4 Oscilações de Relaxação

A maioria dos lasers apresenta comportamento transiente com amplas variações de amplitude quando são ligados ou quando alguma perturbação provoca variação no ganho, atenuação ou alinhamento da cavidade. As oscilações podem ter formatos aproximadamente senoidais ou pulsos, citados na literatura como *spiking* (SIEGMAN, 1986). A causa desse fenômeno transiente é uma inter-relação entre a densidade de fótons, sinal de bombeamento e a taxa de inversão de população na cavidade. Uma explicação mais detalhada foge ao escopo deste trabalho de dissertação, mas pode ser encontrada na literatura (e.g. WEBER, 1982; SALEH e TEICH, 1991; SVELTO, 1998). Em geral as oscilações são amortecidas exponencialmente, mas também podem ter um comportamento irregular ou até mesmo se manterem com nível constante, numa condição de auto-pulsação.

Sanchez *et al* (1993) apresentaram resultados que sugerem que a causa da auto-pulsação em EDFLs é a concentração de pares de íons (ou *clusters*) que atuam como absorvedores saturáveis. Segundo esses autores, para concentrações abaixo de 0,06 a amplitude do sinal laser é contínua, enquanto que para concentrações acima de 0,1 o sinal é pulsante. De maneira geral, a saída do EDFL pode apresentar pulsos amortecidos ou se manter pulsante, dependendo de três fatores: da concentração de pares de íons, do tempo de vida do fóton na cavidade e da taxa de bombeamento, r (também chamada de potência de bombeamento normalizada), definida como a razão entre a potência de bombeamento e a potência limiar do laser. A Figura 23 ilustra essa situação, mostrando o comportamento da

amplitude do sinal em um EDFL para três valores diferentes de taxa de bombeamento. Os autores citados demonstram que lasers EDF tendem a ser auto-pulsantes para concentrações de pares de íons acima de 0,07, a menos que o laser opere com taxas de bombeamento mais altas, como mostra o gráfico (d) da Figura 23, onde os picos transientes são amortecidos na forma que comumente ocorre nas oscilações de relaxação. No caso de o EDFL apresentar tais oscilações, o aumento da potência de bombeamento causa a diminuição do período e amplitude dos pulsos, situação que também foi observada por Rangel-Rojo e Mohebi (1997).

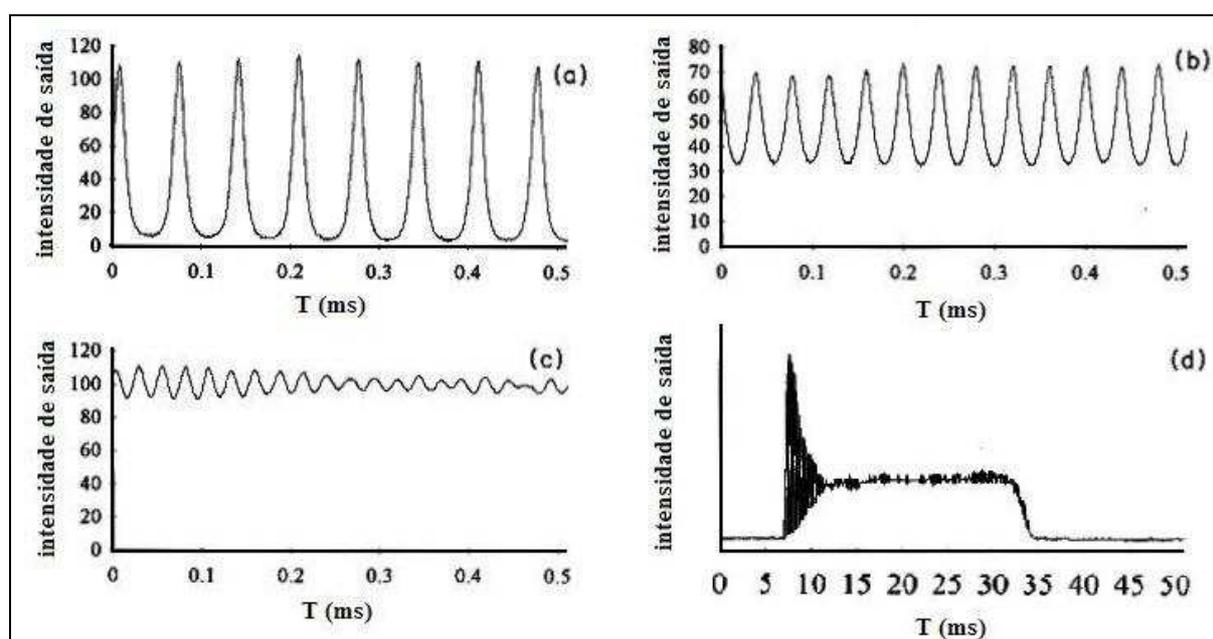


Figura 23: Comportamento dinâmico de um EDFL com 5 metros bombeado em $\lambda_p = 810$ nm para uma concentração de pares de íons $x = 0,075$: (a) auto-pulsação ocorre para $r = 2$; (b) uma saída senoidal se forma para $r = 4$; (c) saída tendendo a nível contínuo para $r = 5$; (d) comportamento transiente para $r = 5$ (SANCHEZ et al, 1993).

Em outro trabalho, Mizrahi *et al* (1993) apontam que oscilações de relaxação também podem ocorrer por vibrações na cavidade laser ou por pequenas flutuações na corrente de bombeamento com frequências em torno de 150 kHz, e propõem a estabilização do laser via realimentação eletrônica.

No caso dos sistemas de interrogações em estudo, como a FBG de sintonia é continuamente tensionada, o laser nunca se encontra numa situação estável, e as oscilações de relaxação se manifestam como uma flutuação periódica no nível do sinal fotodetectado, como mostra a Figura 24. Nessa figura aparecem duas FBGs interrogadas (1542,0 nm e 1543,3 nm) para três frequências de varredura: 5 Hz, 30 Hz e 100 Hz (sistema operando apenas com a

DTG2). Com o aumento da frequência de varredura do osciloscópio é possível observar que aquilo que parecia ser ruído sobre o sinal das redes interrogadas é na verdade uma modulação senoidal.

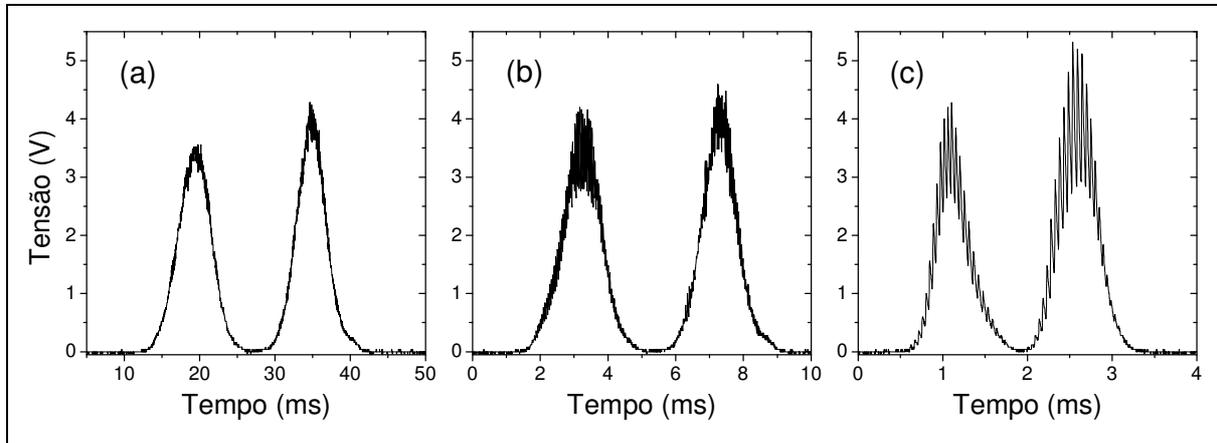


Figura 24: Duas FBGs interrogadas pelo sistema de varredura. (a) Varredura em 5 Hz; (b) Varredura em 30 Hz; (c) Varredura em 100 Hz.

Embora esses resultados indiquem que a modulação aumenta com a frequência de varredura (situação que precisa ser mais bem investigada), o principal responsável pela amplitude das oscilações é, nesse caso, o valor da corrente de bombeamento. As aquisições mostradas na Figura 24 foram feitas para uma corrente de apenas 300 mA, o que representa uma taxa de bombeamento r calculada em 2,3. Para uma corrente de 900 mA a taxa de bombeamento passa a ser aproximadamente igual a 8, e as oscilações senoidais não se verificam, como sugere Sanchez *et al* (1993). Na verdade, essa é uma situação particular: aumentando-se a corrente de bombeamento para investigar as oscilações de relaxação, aumenta-se o nível do sinal na entrada do fotodetector, saturando-o. Para evitar isso é necessário utilizar um atenuador óptico ligado à entrada do fotodetector. Entretanto, atenuando-se o sinal também se atenuam as oscilações de relaxação que se deseja investigar.

Procedimentos posteriores que melhoraram o desempenho do EDFL (redução do tamanho da cavidade e do número de emendas) mostraram que as oscilações de relaxação não constituem uma fonte de perturbação significativa durante a varredura do sinal laser, mas sim nos instantes em que a chave óptica comuta de uma DTG para outra, na troca da faixa de varredura do sistema. O que se observa nesses instantes são picos na amplitude do sinal laser, seguidos de oscilações aproximadamente senoidais. Quanto menor o valor da corrente de bombeamento, mais pronunciado é o comportamento transitório. Para correntes de

bombeamento abaixo de 400 mA os picos de amplitude chegam a ser até três vezes maiores que o nível médio do sinal laser. Após certo intervalo de tempo as oscilações amortecem e o sinal laser atinge um estado de equilíbrio. Esse intervalo diminui com o aumento da corrente de bombeamento: em torno de 20 ms para 200 mA e 5 ms para 900 mA. Para uma corrente com valor próximo à corrente de limiar do EDFL, as oscilações assumem configuração de pulsos (*spiking*) e persistem por mais de 50 ms.

Num primeiro ensaio para investigar as oscilações de relaxação no laser EDF, manteve-se o PZT desligado e a corrente de bombeamento foi ajustada em 500 mA. Dessa forma a comutação da chave óptica promove a troca alternada entre os dois sinais laser, oscilando nos comprimentos de onda de 1527,4 nm e 1540,3 nm, correspondente às DTGs 1 e 2, respectivamente. Esses valores são ligeiramente maiores que o comprimento de onda de Bragg das duas DTGs porque estas foram coladas sobre as lâminas do PZT levemente tensionadas. Nesse experimento o comprimento de onda do sinal laser não é de interesse, mas sim as variações de amplitude causadas pelas oscilações de relaxação após a conexão da DTG à cavidade. A saída do laser foi conectada a um fotodetector via atenuador óptico e as oscilações foram observadas num osciloscópio.

Na Figura 25(a) observa-se o sinal fotodetectado para dois ciclos da chave óptica, onde podem ser percebidos os pulsos de amplitude durante as transições. Como o sinal laser em 1527,4 nm apresentou maior amplitude do que o sinal em 1540,3 nm, o nível médio do sinal fotodetectado não é constante, variando de 4,0 V para a chave óptica na posição da DTG1 para 2,7 V na posição da DTG2. A Figura 25(b) mostra em detalhe as oscilações de relaxação durante a transição do sinal laser gerado pela DTG1 para a DTG2, enquanto a Figura 25(c) mostra a transição da DTG2 para a DTG1. É possível perceber que o tempo entre a queda do sinal em um comprimento de onda e o primeiro pico de relaxação no outro é da ordem de 0,8 ms na comutação DTG1 → DTG2 e de 2 ms na comutação DTG2 → DTG1. Tal diferença provavelmente ocorre em função do tempo de comutação da chave óptica.

Após essas aquisições o PZT foi ligado para que se observassem as oscilações de relaxação durante a operação dinâmica do sistema. Os gráficos da Figura 26 mostram a rampa de subida e descida com o sinal fotodetectado logo abaixo, para três valores diferentes de corrente de bombeamento. O atenuador óptico foi ajustado para que a saída do fotodetector não saturasse com o aumento da corrente de bombeamento.

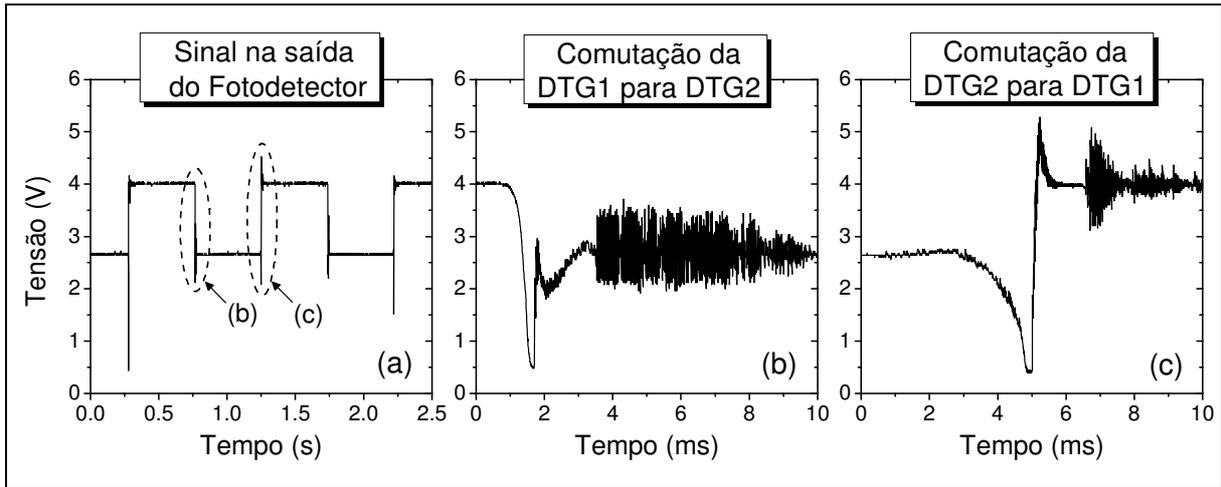


Figura 25: Observação das oscilações de relaxação do EDFL durante a comutação da chave óptica. (a) Visão geral do sinal fotodetectado sem a varredura espectral do laser. (b) Detalhe das oscilações na comutação da DTG1 para a DTG2. (c) Detalhe das oscilações na comutação da DTG2 para a DTG1.

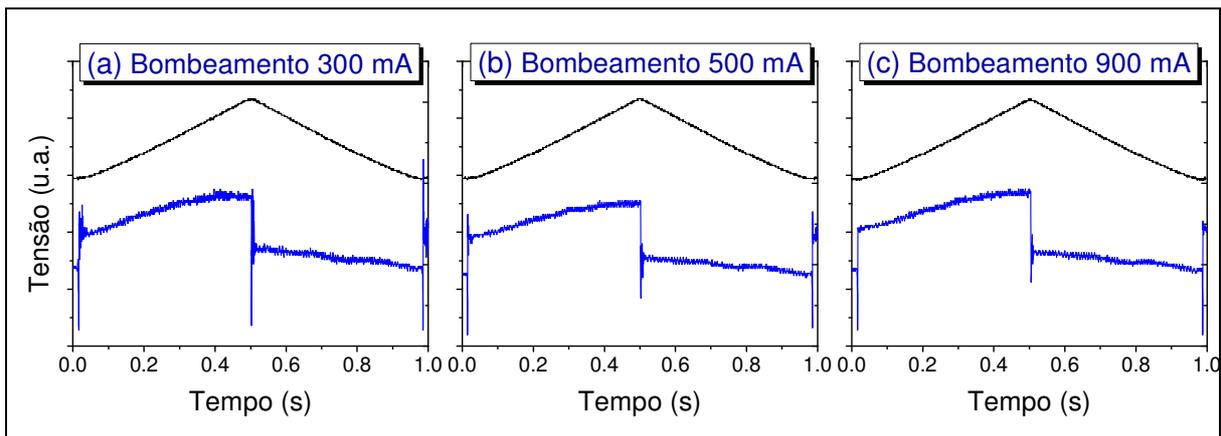


Figura 26: Sinal de rampa aplicado ao PZT (em preto) e sinal laser fotodetectado (em azul) durante a varredura do laser num período de 1 s para (a) 300 mA, (b) 500 mA e (c) 900 mA de corrente de bombeamento.

A constatação mais evidente que pode ser feita a partir da Figura 26 é que a amplitude do sinal laser varia ao longo de sua varredura, aumentando quando o comprimento de onda aumenta a partir de 1527,4 nm (DTG1, varredura sob ação da rampa de subida) e diminuindo quando o comprimento de onda retorna para 1540,3 nm (DTG2, varredura sob a ação da rampa de descida). Essa variação está ligada ao perfil de ganho da cavidade laser, que é aproximadamente igual à curva mostrada na Figura 20. Testes efetuados com o OSA indicam que as variações máximas de amplitude verificadas para 900 mA de corrente de bombeamento foram de 27 % para a DTG1, 23 % para a DTG2 e apenas 3 % para a DTG3 (que promove a

varredura na faixa mais linear de ganho da EDFL). Um controlador de polarização (Thorlabs FPC030) foi instalado na cavidade laser entre o acoplador WDM e a chave óptica e mostrou que o perfil da amplitude em função do comprimento também depende da polarização do sinal laser. Ajustes no controlador de polarização podem reduzir a diferença entre os valores máximo e mínimo na potência do sinal laser durante a varredura. Essa variação na amplitude do sinal de interrogação não é significativa se considerarmos que ocorre numa faixa de varredura de vários nanômetros, muitas vezes maior que a largura espectral de uma rede interrogada.

Uma situação adversa ocorre quando a interrogação do sensor é feita na faixa onde ocorrem as oscilações de relaxação. Nesse caso os picos na amplitude do sinal de interrogação acontecem em intervalos de tempo muito curtos (na ordem de algumas dezenas de microssegundos) e comprometem a determinação do pico temporal das redes interrogadas. Portanto é necessário levantar a frequência das oscilações de relaxação e seu tempo de duração. Tais parâmetros são importantes para definir o regime de trabalho dos filtros digitais que serão utilizados no tratamento do sinal fotodetectado, além da faixa espectral de operação dos sensores multiplexados. Foi observado que a frequência das oscilações aumenta e sua duração diminui com o aumento da corrente de bombeamento, o que sugere que o sistema é otimizado se operar com potências ópticas mais altas para o sinal laser de varredura. Para a caracterização desses parâmetros foram feitas aquisições do sinal fotodetectado para vários valores de corrente de bombeamento e para as duas transições do sinal laser (DTG1 para DTG2 e DTG2 para DTG1). Os gráficos da Figura 27 e 28 ilustram em detalhe as oscilações para correntes de bombeamento de 180 mA, 500 mA e 900 mA.

Para correntes de bombeamento próximas à corrente limiar do EDFL, as oscilações de relaxação se apresentam como *spikes*, porém sem amplitude e periodicidade bem definidos, como mostram os gráficos com corrente de bombeamento de 180 mA nas Figuras 27(a) e 28(a). Para correntes acima de 200 mA e após as primeiras variações do sinal, as oscilações são aproximadamente senoidais. Com valores altos de corrente de bombeamento as oscilações são amortecidas mais rapidamente, como mostram os gráficos com corrente de bombeamento de 900 mA, Figuras 27(c) e 28(c).

Além de o aumento da corrente de bombeamento representar a diminuição nas oscilações de relaxação, é possível perceber que ocorre o aumento da frequência das oscilações. Tentou-se avaliar a frequência dessas oscilações aplicando-se a transformada de

Fourier ao sinal adquirido através do programa ORIGIN[®], mas o resultado não foi satisfatório, pois além de as oscilações não serem perfeitamente senoidais, para um mesmo valor de corrente de bombeamento o período diminui ligeiramente ao longo do tempo, efeito também observado por Dinand e Schütte (1995). Como os autores citados constataram que o período das oscilações tende a um valor estável após 2 ms do início da relaxação, decidiu-se tomar como referência o período das oscilações após esse intervalo de tempo.

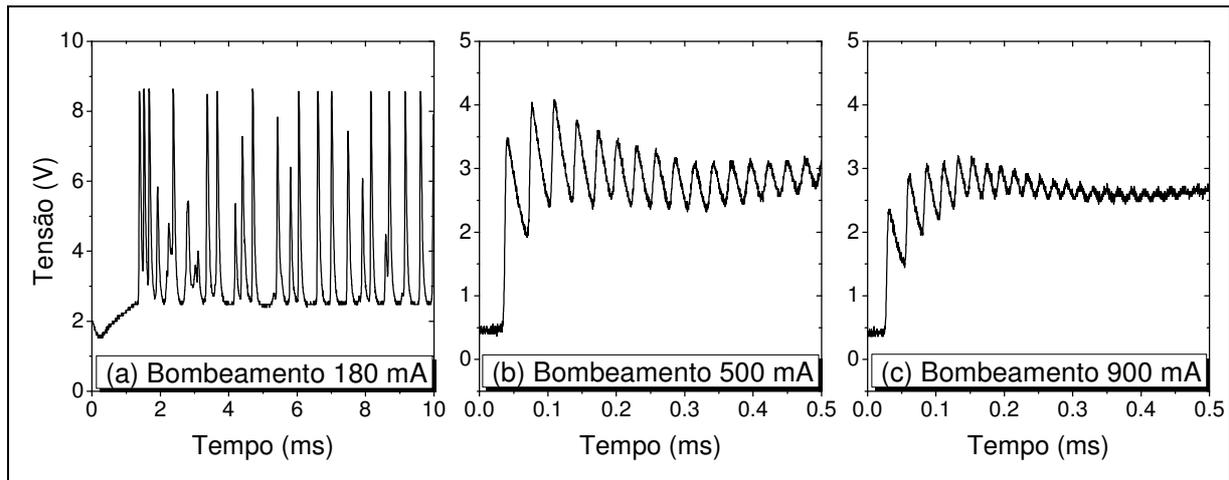


Figura 27: Oscilações de relaxação quando a chave óptica comuta da DTG1 para a DTG2 para (a) 180 mA, (b) 500 mA e (c) 900 mA de corrente de bombeamento.

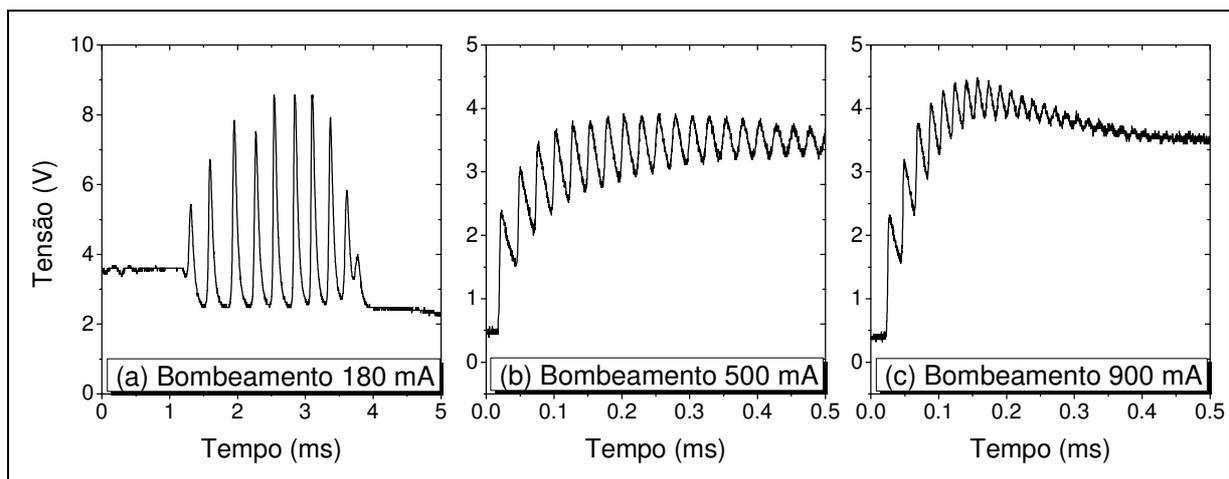


Figura 28: Oscilações de relaxação quando a chave óptica comuta da DTG2 para a DTG1 para (a) 180 mA, (b) 500 mA e (c) 900 mA de corrente de bombeamento.

A Figura 29 mostra o gráfico do período das oscilações em função da corrente de bombeamento. Os pontos considerados representam a média dos valores observados para

várias aquisições, com correntes de bombeamento entre 200 mA e 900 mA e com o sinal laser gerado pelas três DTGs testadas. A incerteza foi tomada como a variação máxima observada em torno dos valores médios. Como as oscilações são amortecidas mais rapidamente para correntes de bombeamento mais altas, os valores levantados para o período das oscilações após 2 ms se mostraram muito parecidos entre as diversas aquisições, resultando em menor incerteza.

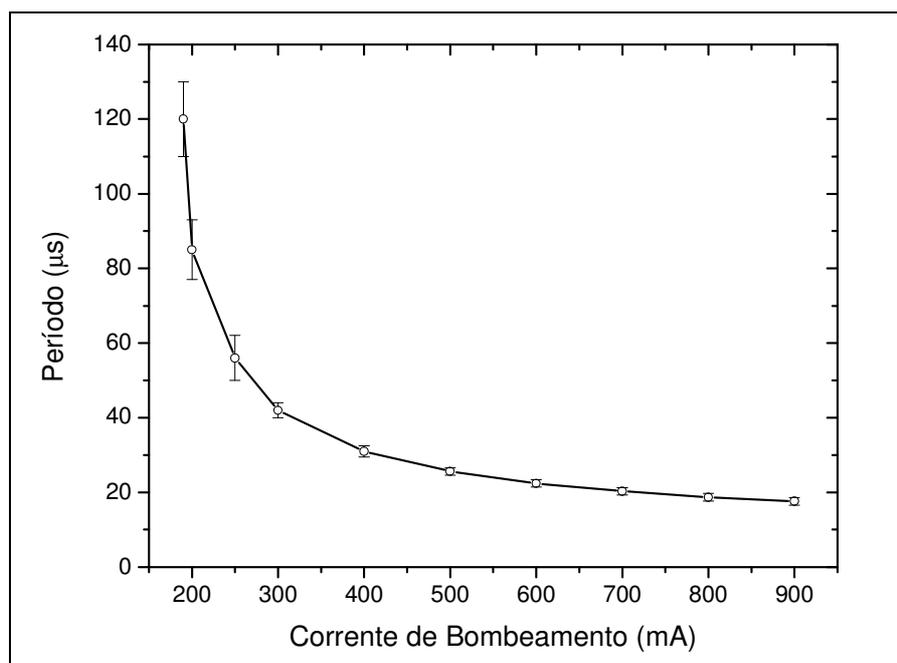


Figura 29: Período das oscilações de relaxação observadas no sinal laser em função da corrente de bombeamento. Os pontos representam médias de valores experimentais e foram ligados por linhas para facilitar a visualização.

A partir dos resultados representados na Figura 29 é possível traçar o gráfico da frequência das oscilações de relaxação em função da potência de bombeamento normalizada, r , como mostra a Figura 30. A incerteza na frequência representa o intervalo calculado pelo período máximo e mínimo das oscilações para cada valor de corrente de bombeamento. A potência de bombeamento normalizada foi estimada pelos valores indicados no gráfico da Figura 22, obtidos conforme foi explicado na Seção 5.4.2. Nesse caso, $r = 1$ representa 6,6 mW de potência óptica lançada na EDF que inicia a ação laser na cavidade. Para a corrente máxima de 944 mA, r é igual a 8,4.

Segundo Svalgaard e Gilbert (1997), a frequência de relaxação é diretamente proporcional à seguinte relação envolvendo a potência óptica normalizada: $(r - 1)^{1/2}$. A Figura 31 mostra o gráfico obtido para a frequência de relaxação em função dessa relação. Embora

os autores citados tenham verificado essa relação para lasers mono-modo e duplo-modo, o resultado linear obtido, com coeficiente de correlação igual a 0,99955, é um forte indício de que ela também vale para o EDFL multimodal utilizado no sistema de interrogação.

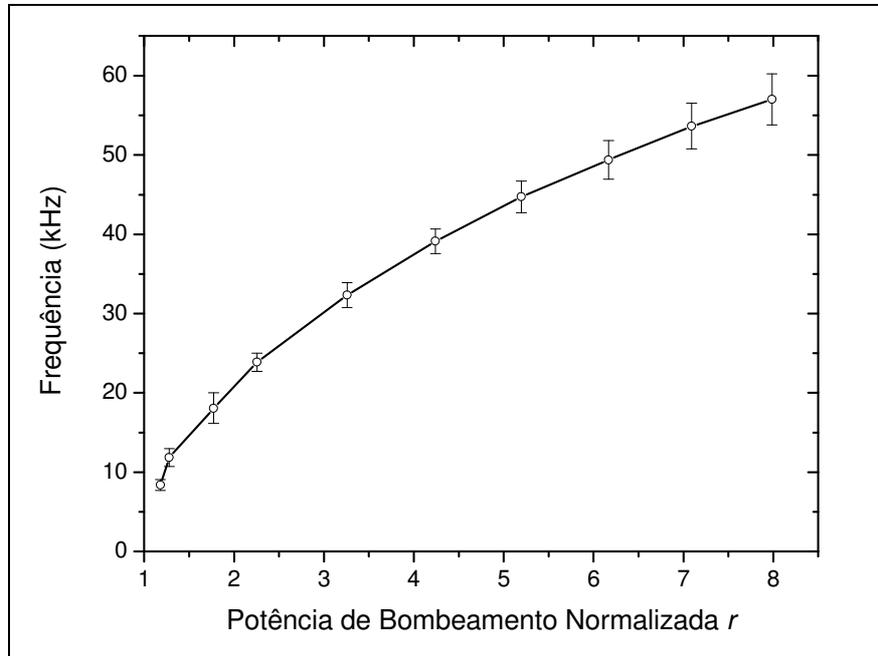


Figura 30: Frequência das oscilações de relaxação em função da potência de bombeamento normalizada do EDFL. Os pontos representam médias de valores experimentais e foram ligados por linhas para facilitar a visualização.

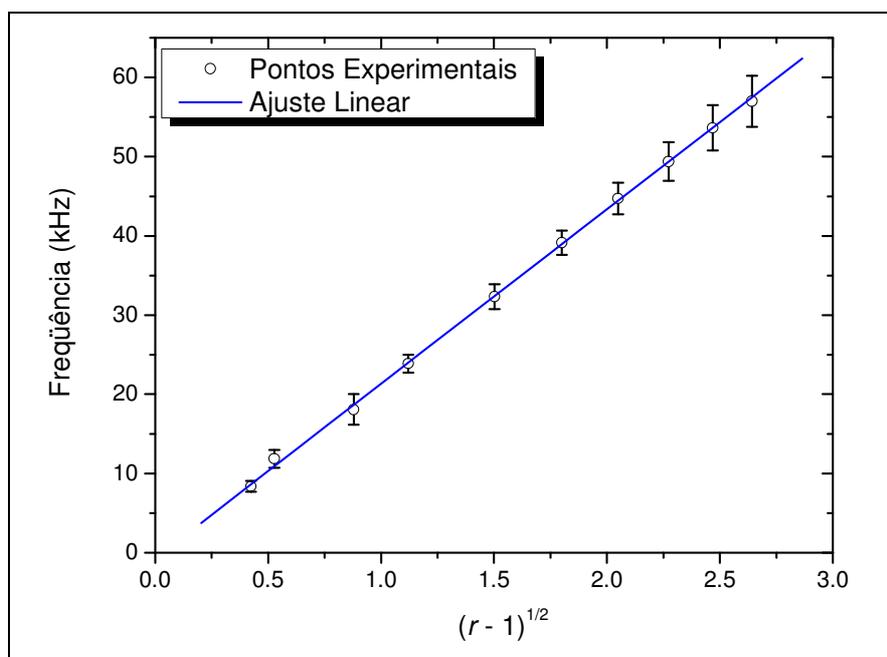


Figura 31: Frequência das oscilações de relaxação em função da relação $(r - 1)^{1/2}$, onde r é a potência de bombeamento normalizada. Os pontos representam valores experimentais e a linha sólida o ajuste linear.

5.4.5 Faixa de Varredura do Sistema

Determinar a faixa espectral de varredura do sinal laser é fundamental para caracterizar o sistema de interrogação. Como a sintonia do sinal é feita através da distensão das DTGs, o sistema mecânico utilizado e a resistência da fibra são os dois principais fatores que determinam a faixa de varredura. Além disso, é necessário saber se a varredura ocorre de forma linear ou se apresenta uma resposta equivalente à histerese do PZT. Outros parâmetros também influenciam o processo de varredura, como a frequência do sinal triangular aplicado ao PZT e a temperatura ambiente. Nesta seção são mostrados os meios utilizados para caracterizar a varredura do sinal laser. A influência da temperatura ambiente sobre o sistema e as limitações do PZT serão discutidas nas duas últimas seções deste capítulo.

Foram utilizadas três formas de medidas para observar a faixa de sintonia do sinal laser. Uma delas consiste em aplicar diversos valores de tensão no PZT e observar o comprimento de onda do sinal laser através de um analisador de espectros ópticos. Essa caracterização foi feita para as DTGs 1 e 2, na faixa de zero a 100 V aplicados ao PZT, para valores crescentes e decrescentes de tensão. Embora o PZT suporte até 150 V, a faixa utilizada foi determinada pelo limite de ajuste do amplificador de potência utilizado. A Figura 32 mostra os resultados obtidos.

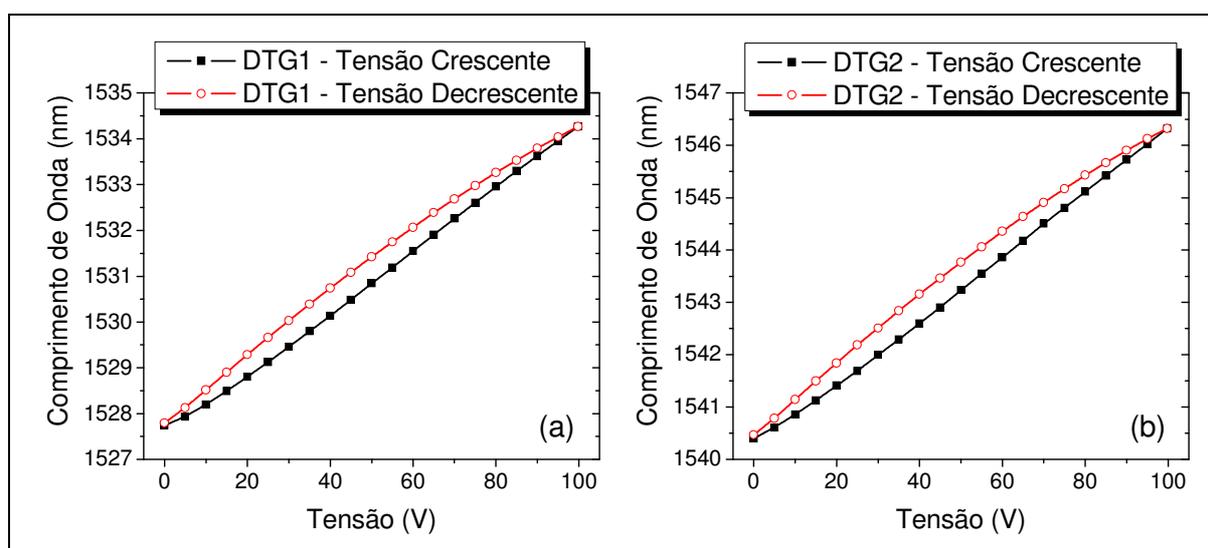


Figura 32: Sintonia do sinal laser utilizando (a) DTG1 e (b) DTG2 em função da tensão aplicada ao PZT. Os pontos representam valores obtidos experimentalmente e foram conectados por linhas para facilitar a visualização da histerese.

Na situação ilustrada pela Figura 32 é clara a influência de histerese na sintonia espectral do laser. Essa histerese é associada tanto à expansão e compressão da cerâmica piezoelétrica quanto à resposta do sistema mecânico que, juntos, compõem o PZT utilizado neste trabalho. A maior diferença entre os comprimentos de onda observados para as tensões crescente e decrescente ocorreu em torno de 40 V aplicados ao PZT, sendo aproximadamente 0,61 nm para a DTG1 e 0,56 nm para a DTG2. Observa-se ainda que o valor mínimo do comprimento de onda para a tensão decrescente não coincide ao valor obtido para zero volt da tensão crescente (uma diferença em torno de 0,06 nm). Essa é uma característica de histerese dada pelo fato de que a medida representa um único ciclo de subida e descida da tensão aplicada ao PZT.

O comprimento de onda do laser operando com a DTG1 variou entre 1527,74 nm e 1534,27 nm, enquanto que para a DTG2 variou entre 1540,48 nm e 1546,32 nm. A diferença de 0,69 nm entre as duas faixas de varredura pode ser atribuída a uma ligeira diferença na distância entre os pontos de colagem das duas fibras sobre o PZT, o que faz a DTG1 sofrer uma distensão um pouco maior que a DTG2 para uma mesma abertura das lâminas do conjunto mecânico.

Os resultados apresentados na Figura 32 não podem ser considerados conclusivos porque foram obtidos de forma “estática”, isto é, pela aplicação de vários níveis de tensão contínua ao PZT, e não por uma tensão variável do tipo rampa. Por outro lado, esses resultados são bons indicativos de que o sinal de varredura pode ser mais linear durante a rampa de subida do que durante a rampa de descida. Procurou-se então investigar os sinais de varredura na forma dinâmica pela qual o sistema opera.

A segunda forma de observar a sintonia do sinal laser faz uso de outra aplicação do analisador de espectros ópticos. Embora o equipamento utilizado (OSA Agilent 86142B) tenha um tempo de resposta muito alto, na ordem de 1 segundo, é possível utilizar a função *trace*, na qual cada aquisição fica registrada na tela do instrumento. Como o sinal laser se desloca ao longo do tempo, o OSA grava sucessivos espectros do laser em posições diferentes dentro de uma faixa de observação escolhida. Num intervalo de cerca de uma hora o OSA adquire espectros em praticamente todos os comprimentos de onda dentro da faixa de varredura. Esse tipo de medida também permite observar o perfil de amplitude do sinal laser ao longo da varredura e os picos transientes das oscilações de relaxação induzidas pela comutação da chave óptica. A Figura 33 ilustra essa situação para as DTGs 2 e 3.

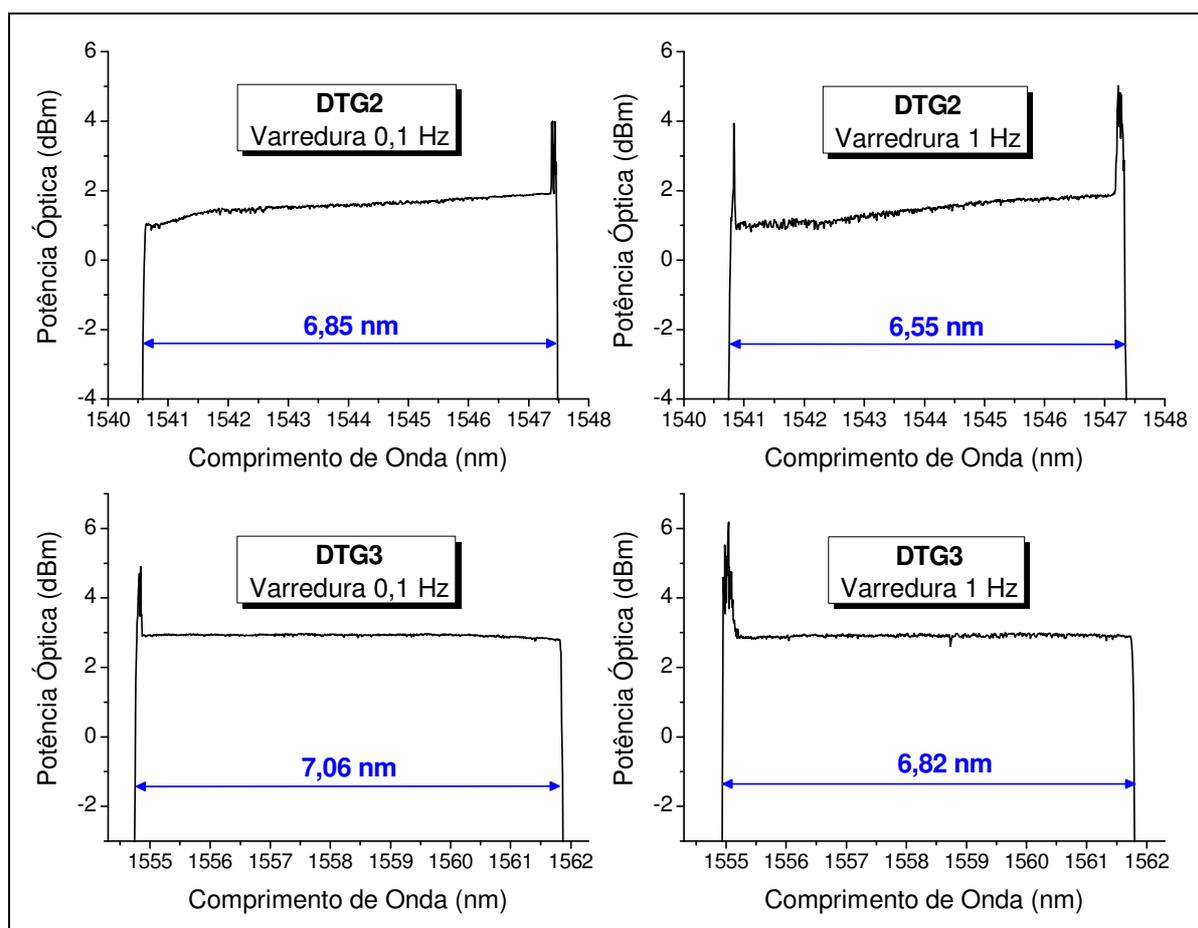


Figura 33: Faixas de sintonia do laser EDF operando com a DTG2 (rampa de descida) e DTG3 (rampa de subida) em varredura de 0,1 Hz e 1 Hz. Corrente de bombeamento: 900 mA, tensão na rampa do PZT: 121 Vpp.

Outras aquisições foram feitas com vários valores de frequência de varredura, entre 0,02 Hz e 5 Hz (limite da chave óptica) e observou-se que a largura de banda da varredura varia nessas condições, sendo maior para frequências de varredura menores. Uma possível explicação para essa diferença é a seguinte: quando a tensão de rampa chega ao seu valor máximo ou mínimo a chave óptica recebe o sinal elétrico para comutar de uma DTG para outra. Entretanto, a chave óptica tem um tempo de resposta relativamente longo (10 ms, segundo o fabricante). Com a varredura a 0,1 Hz o PZT opera a 24 volts por segundo, então quando a DTG é efetivamente trocada, a tensão sobre o PZT não é mais o valor máximo ou mínimo, mas 0,24 V abaixo de 120 V ou acima de 0 V (devido ao atraso de 10 ms na comutação da chave óptica). Claramente, se a frequência for 10 vezes maior, a “perda” de tensão na rampa devido a esse atraso da chave óptica será maior. Além disso, o PZT é uma carga capacitiva e pode estar respondendo de forma diferente dependendo da frequência da rampa aplicada, porém esta hipótese não foi confirmada.

A terceira forma de abordagem utilizada para caracterizar a varredura espectral foi através da interrogação de redes de Bragg com comprimentos de onda dentro de toda a faixa de sintonia do sinal laser. Essa é a forma de análise mais apropriada, pois é capaz de representar a sintonia dinâmica do sinal laser. Redes foram coladas numa plataforma móvel controlada por um motor de passo, tal que os comprimentos de onda de Bragg pudessem ser sintonizados por estiramento das fibras. Quatro redes foram utilizadas alternadamente, sendo que seus comprimentos de onda foram escolhidos de forma que pudessem cobrir toda a faixa de varredura do laser sintonizado pelas DTGs 2 e 3, quando tracionadas. O sistema foi ajustado para operar com 1 Hz de frequência de varredura, 120 V pico-a-pico de tensão de rampa e 900 mA de corrente de bombeamento. A temperatura ambiente do laboratório foi cuidadosamente monitorada, com variação máxima de 0,4 °C durante as medidas. Todos os equipamentos foram ligados com pelo menos 45 minutos de antecedência às medidas, garantindo seus regimes estáveis de funcionamento. A Figura 34 ilustra o circuito óptico e os equipamentos utilizados para a caracterização.

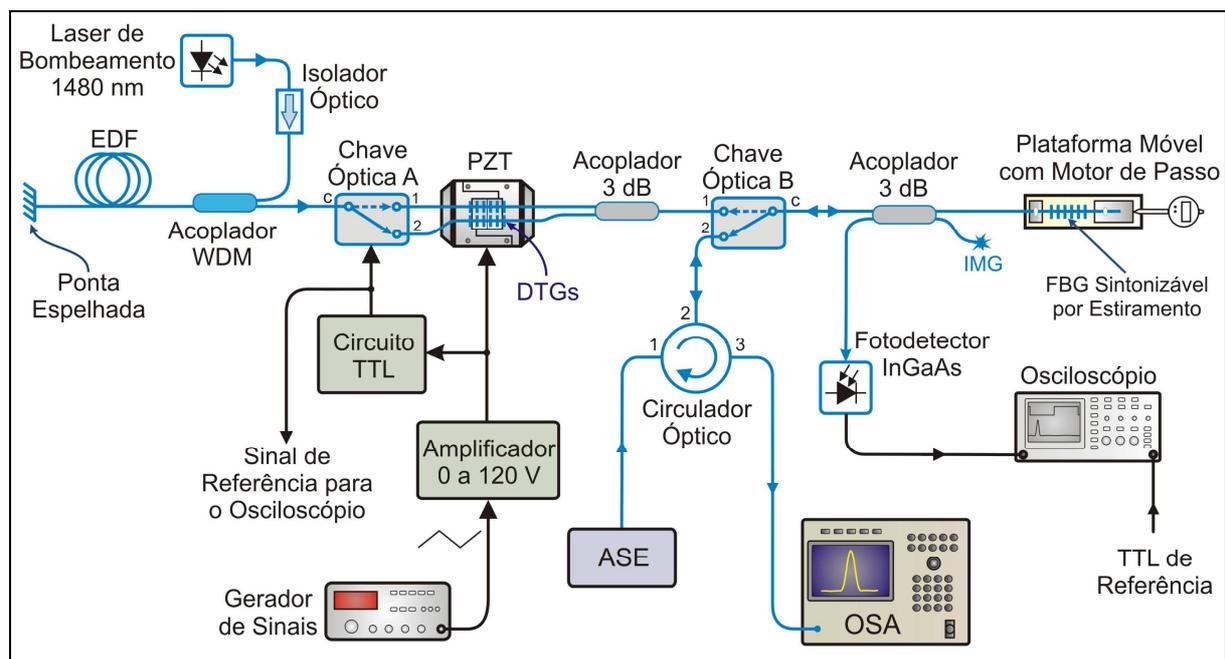


Figura 34: Sistema utilizado para caracterizar a varredura do sinal laser. O sistema interroga uma FBG sintonizada por estiramento, e o sinal fotodetectado pelo osciloscópio pode ser comparado com o espectro adquirido por um OSA.

A FBG colada sobre a plataforma móvel era sucessivamente tracionada e seu comprimento de onda de pico era registrado pelo OSA quando iluminada por uma fonte do tipo ASE e através da comutação da chave óptica B para a posição 2. A escala de tempo no

osciloscópio foi ajustada para que as medidas fossem adquiridas num intervalo de tempo de 0 a 0,5 segundo, correspondente ao meio período de varredura do sinal laser durante a rampa de subida (DTG3 conectada) ou rampa de descida (DTG2 conectada). Como o sincronismo do osciloscópio foi feito pelo sinal TTL aplicado à chave óptica, o tempo $t = 0$ representou sempre o instante no qual a tensão de rampa atingia seu valor máximo ou mínimo.

O espectro da FBG era observado temporalmente no osciloscópio dentro do intervalo de interrogação. Para cada valor diferente de estiramento induzido na FBG era anotado o valor do comprimento de onda de pico da rede (interrogada pelo OSA) e o correspondente sinal temporal observado no osciloscópio era transferido para um computador pessoal via conexão RS232. Com os dados adquiridos foi possível determinar o instante de tempo do pico sinal fotodetectado em cada medida, através da filtragem dos espectros e pelo cruzamento de zero da primeira derivada do sinal adquirido. O processo de tratamento dos sinais adquiridos é descrito com mais detalhes na próxima seção.

A Figura 35 mostra as curvas de caracterização da varredura do sinal laser para a rampa de subida e descida aplicada ao PZT, através dos dados levantados. A curva da Figura 35(b) aparece invertida em relação à Figura 35(a) porque na rampa de descida o comprimento de onda do sinal laser diminui ao longo do tempo. Pode-se perceber a influência da histerese do PZT sobre a resposta do sinal na sintonia dinâmica promovida pelas DTGs. Além disso, é importante notar que os limites das faixas de sintonia não se localizam nos instantes $t = 0$ e $t = 0,5$ s. Isso acontece porque a varredura em cada comprimento de onda só pode ter início quando ocorre efetivamente a comutação da chave óptica, que por sua vez apresenta certo atraso em relação ao sinal TTL usado como referência temporal.

As redes interrogadas puderam ser sintonizadas com comprimentos de onda antes do início e depois do final da varredura do sinal laser. Isso permitiu observar que as oscilações de relaxação distorcem o sinal da rede interrogada e a inércia do PZT provoca o alargamento os espectros interrogados quando localizados próximos ao início e fim da varredura. A Figura 36 mostra as situações nas quais o comprimento de onda da rede interrogada encontra-se muito próxima do início e do fim da varredura promovida pela DTG3. Na Figura 36(a) o comprimento de onda da rede interrogada é ligeiramente maior do que o sinal laser no início da varredura (borda de ataque) e as oscilações de relaxação aparecem bem pronunciadas sobre o sinal fotodetectado. Já na Figura 36(b) o comprimento de onda de pico da rede interrogada é maior que o valor máximo de varredura do sinal laser (encontra-se fora da borda de fuga). A

amplitude do sinal na Figura 36(b) é menor justamente porque o pico da rede não foi varrido pelo sinal laser.

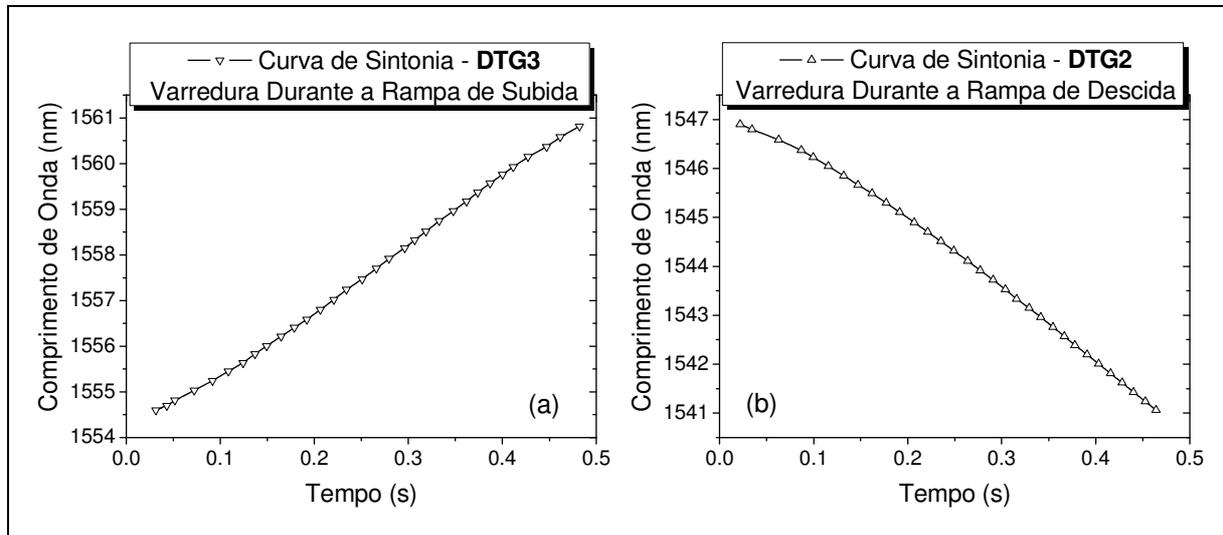


Figura 35: Curvas características da varredura em 1 Hz do sinal laser durante: (a) rampa de subida e (b) rampa de descida. Os pontos representam valores obtidos experimentalmente e foram conectados por linhas para facilitar a visualização.

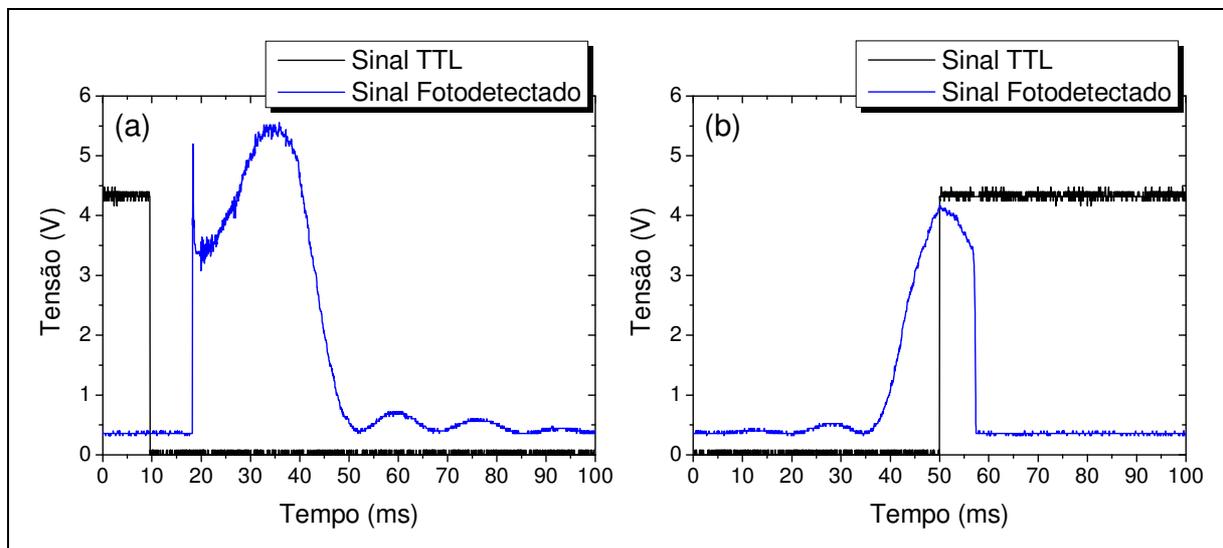


Figura 36: Exemplos do sinal fotodetectado (linhas em azul) no início (a) e fim (b) da varredura da DTG3 durante a rampa de subida. O sinal TTL aplicado à chave óptica também é indicado (linhas em preto) para mostrar o tempo de atraso entre o início/fim da varredura e a inversão do movimento do PZT.

Pelos gráficos da Figura 36 é possível verificar o intervalo de tempo entre a comutação do sinal TTL aplicado à chave óptica e o início da ação laser de varredura. Nessa e em outras medidas esse tempo variou entre 7,3 ms e 8,7 ms. Considerando que as oscilações de

relaxação interfiram no sinal por mais 15 ms, o sistema deve ser configurado tal que o menor valor de comprimento de onda interrogado na rampa de subida e o maior valor interrogado na rampa de descida não ocorram antes de 20 ms ou 25 ms após a comutação do sinal TTL.

Com os dados levantados até aqui se pode dizer que a melhor forma de interrogar os sensores multiplexados se dá com valores de corrente de bombeamento bem acima da corrente de limiar (o que diminui as oscilações de relaxação) e com baixa frequência de operação do PZT (o que aumenta um pouco a faixa espectral de varredura). Pela Figura 33 também se pode constatar que com frequências de varredura mais baixas as oscilações de relaxação tendem a ser menores, provavelmente porque a baixa velocidade do PZT induz menos vibrações na DTG que forma a cavidade laser. Seguindo a mesma forma de aquisição, foram investigadas as respostas do sinal laser caso o sinal de rampa aplicado no PZT: a) seja um sinal senoidal de frequência 1 Hz, e b) seja um sinal de rampa com frequência de 5 Hz. A primeira situação foi levantada para a DTG3 (rampa de subida) e a segunda para a DTG2 (rampa de descida). Os gráficos da Figura 37 mostram os resultados obtidos.

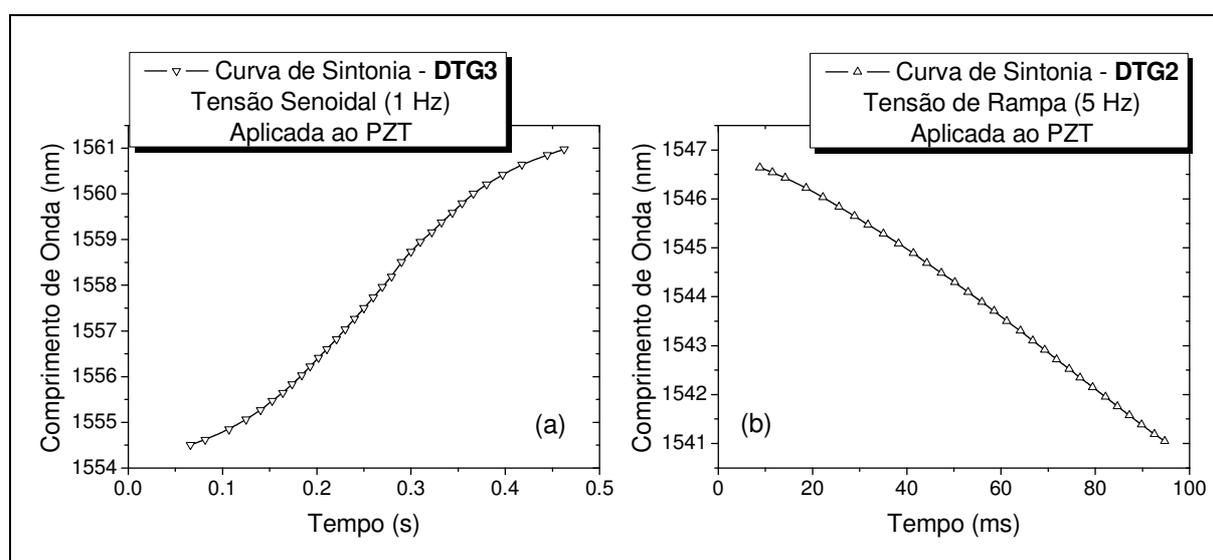


Figura 37: (a) Curvas de caracterização da varredura para a rampa de subida com um sinal senoidal (120 Vpp, 1 Hz) aplicado ao PZT. (b) Caracterização da varredura para a rampa de descida com sinal triangular (120 Vpp, 5 Hz) aplicado ao PZT. Os pontos representam valores experimentais e foram conectados por linhas para facilitar a visualização.

Comparando as Figuras 37(a) e 35(a) pode-se concluir que o sinal senoidal aplicado ao PZT representa uma desvantagem em relação ao sinal triangular, pois a resposta da sintonia dinâmica do sinal laser deixa de ser aproximadamente linear. Operando nessas condições o

sistema de aquisição deverá ser capaz de aplicar uma fórmula de ajuste complicada para associar o tempo no qual ocorre a detecção do pico da rede interrogada a um valor em comprimento de onda. Comparando as Figuras 37(b) e 35(b) verifica-se que a resposta do sistema não apresenta diferenças significativas quanto à linearidade da varredura. Há, porém, diminuição na faixa de sintonia, visto que para 5 Hz o tempo de atraso na comutação da chave óptica representa uma parcela maior do período da varredura.

Os três métodos de investigação da varredura espectral do laser evidenciam uma característica importante: a faixa de sintonia do sinal laser não é exatamente a faixa de interrogação das redes sensoras. Quando o sinal laser é sintonizado nos instantes seguintes à comutação da chave óptica, as oscilações de relaxação e a aceleração/desaceleração das lâminas móveis controladas pelo PZT distorcem o espectro adquirido para o sinal fotodetectado, prejudicando a determinação do pico da rede interrogada.

A configuração do sistema com duas DTGs aumenta a capacidade de interrogação de sensores, visto que se têm praticamente dois sinais laser de varredura distintos. Entretanto, na montagem investigada, as duas faixas de varredura acabam limitadas pela capacidade de estiramento do PZT, pela velocidade de comutação da chave óptica e pelos transientes observados no sinal laser durante a transição de um comprimento de onda para outro. Assim, a faixa espectral total de interrogação não chega a ser o dobro da faixa conseguida com apenas uma DTG (aproximadamente 10 nm) mas um pouco menor, em torno de 14 nm.

5.5 INTERROGAÇÃO E PROCESSAMENTO DO SINAL

5.5.1 Considerações iniciais

Um sistema de interrogação de sensores FBG deve ser capaz de detectar variações muito pequenas nos comprimentos de onda de pico das redes interrogadas. Para sensores de temperatura, uma variação de 1 °C representa uma variação em λ_B na ordem de 12 pm. A menor variação que um sistema é capaz de detectar configura a sua **resolução**. Há também dois outros parâmetros igualmente importantes: **precisão** e **acurácia**. A precisão está relacionada a um conjunto de medidas e quão próximas estão seus valores entre si. Se houve pouca variação entre medidas feitas num pequeno intervalo de tempo então o sistema possui boa **repetibilidade**; medidas feitas num longo intervalo de tempo determinam a

reprodutibilidade do sistema. Finalmente, a acurácia representa quão próxima está a média de várias medidas do valor real do mesurando (SYDENHAM, 1999).

A confiabilidade do sistema proposto neste trabalho em relação aos parâmetros descritos acima não foi totalmente avaliada, pois isto implicaria cálculos estatísticos envolvendo a sensibilidade, precisão e acurácia dos diversos equipamentos utilizados (OSA, osciloscópio, gerador de sinais). Isso não impede, porém, que se façam algumas considerações importantes. Primeiramente, todo sistema de medida se baseia em pelo menos uma referência. Nas medidas descritas na Seção 5.3.5, os valores de comprimento de onda foram todos obtidos com o OSA, que possui acurácia de ± 10 pm. Além disso, a detecção dos picos ao longo do tempo tomou como referência o instante em que a chave óptica recebe o sinal elétrico para comutar de estado, correspondente à máxima ou mínima tensão da rampa. Portanto, flutuações na frequência ou tensão do sinal aplicado ao PZT induzirão flutuações na referência temporal do sistema. Em futuras caracterizações deve-se estar atento ao fato de que não basta apenas o sistema ter boa sensibilidade na determinação de $\Delta\lambda_B$ se não for possível determinar λ_B com boa acurácia.

5.5.2 Aquisição do sinal e determinação do pico de reflexão da rede interrogada

Nesta seção são descritos os procedimentos utilizados no levantamento dos valores que geraram os gráficos mostrados nas Figuras 35 e 37. Como foi descrito anteriormente, a frequência de varredura foi ajustada em 1 Hz ou 5 Hz. A flutuação na frequência, observada no osciloscópio, foi de $\pm 0,02$ Hz. Um computador pessoal registrava as medidas do sinal fotodetectado para cada valor de comprimento de onda da FBG sintonizável indicado pelo OSA (Figura 34). Posteriormente os dados foram processados pelo programa ORIGIN[®], da seguinte forma: primeiramente era aplicado um filtro passa-baixas ao sinal temporal para eliminação do ruído de frequências mais altas. A frequência de corte escolhida foi de 100 vezes o valor da frequência de varredura. Em seguida o sinal foi derivado pelo programa e o cruzamento de zero foi considerado como a posição temporal do pico de refletividade da FBG interrogada. A Figura 38 mostra tal procedimento para uma das medidas do osciloscópio.

É importante frisar que o método utilizado é um entre vários possíveis para a detecção do pico de reflexão de redes interrogadas e foi escolhido pela sua simplicidade. Outros algoritmos para detecção dos picos do espectro adquirido podem ser implementados, baseados

em ajuste gaussiano, polinomial ou centróide (PATERNO, 2006), por exemplo. Como o circuito digital para o processamento do sinal fotodetectado não foi efetivamente implementado neste trabalho, a melhor forma de aquisição e tratamento das medidas é objeto de estudo aberto a futuras investigações.

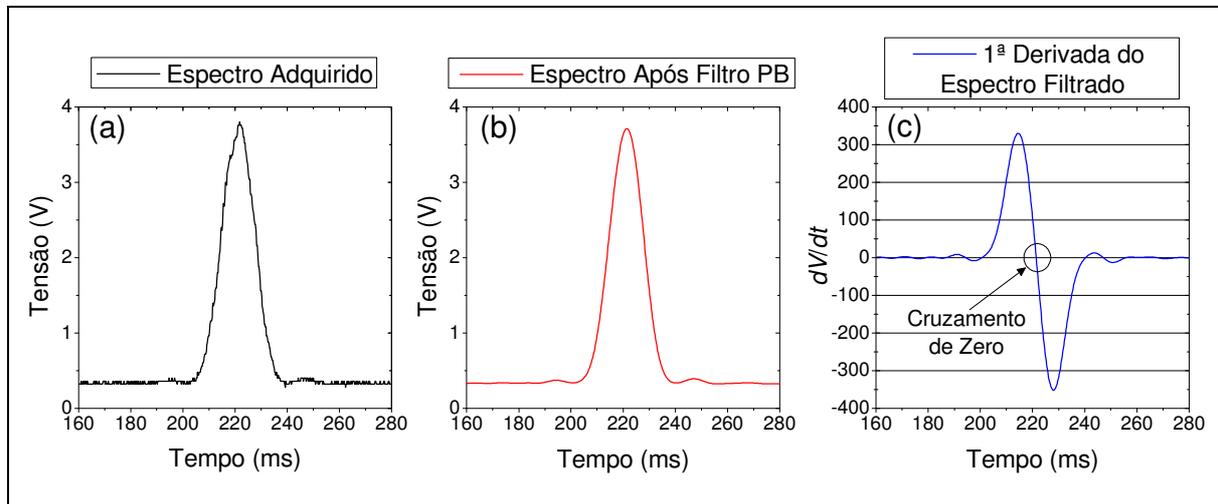


Figura 38: Gráficos traçados para a determinação do pico de reflexão da FBG interrogada. (a) Espectro temporal adquirido pelo osciloscópio. (b) Espectro após filtragem com filtro passa-baixas. (c) Primeira derivada do espectro filtrado e o cruzamento de zero que indicam o instante de tempo para o pico de reflexão da FBG.

Para se ter uma idéia sobre a repetibilidade do sistema, duas medidas foram feitas com o osciloscópio para cada valor de comprimento de onda da FBG, dentro de um intervalo de aproximadamente 30 segundos. As maiores diferenças ocorrem nos espectros temporais próximos aos instantes de comutação da chave óptica. Para os valores obtidos na varredura promovida pela DTG2, a maior diferença foi de 0,65 ms para varredura em 1 Hz e 0,1 ms para varredura em 5 Hz. Para a DTG3 as maiores diferenças foram em torno de 1,1 ms (varredura em 1 Hz). A menor variação em 5 Hz ocorre porque a escala de tempo do osciloscópio é reduzida de 50 ms por divisão para 10 ms por divisão, o que melhora a resolução do osciloscópio, não representando assim uma melhora na repetibilidade do sistema.

A Figura 39 ilustra a média dos pontos experimentais na caracterização em 1 Hz da varredura do sinal laser para as rampas de subida e descida e as retas obtidas por um ajuste de mínimos quadrados. As equações lineares que relacionam o comprimento de onda, λ , e o instante na fotodetecção, t , das redes interrogadas são mostradas. R indica o coeficiente de

correlação dos pontos experimentais em relação à reta de ajuste. O desvio RMS calculado foi de 5,4 ms para a rampa de subida e de 9,9 ms para a rampa de descida.

Observando a Figura 39 é fácil concluir que o desvio na rampa de descida é maior do que na rampa de subida em função dos primeiros pontos, obtidos quando o PZT está em sua maior expansão. O desvio pode ser reduzido caso se considere uma faixa de varredura mais linear dentro das curvas de caracterização ou caso o sistema de aquisição faça a conversão dos valores temporais para valores em comprimento de onda considerando um ajuste polinomial às curvas de caracterização.

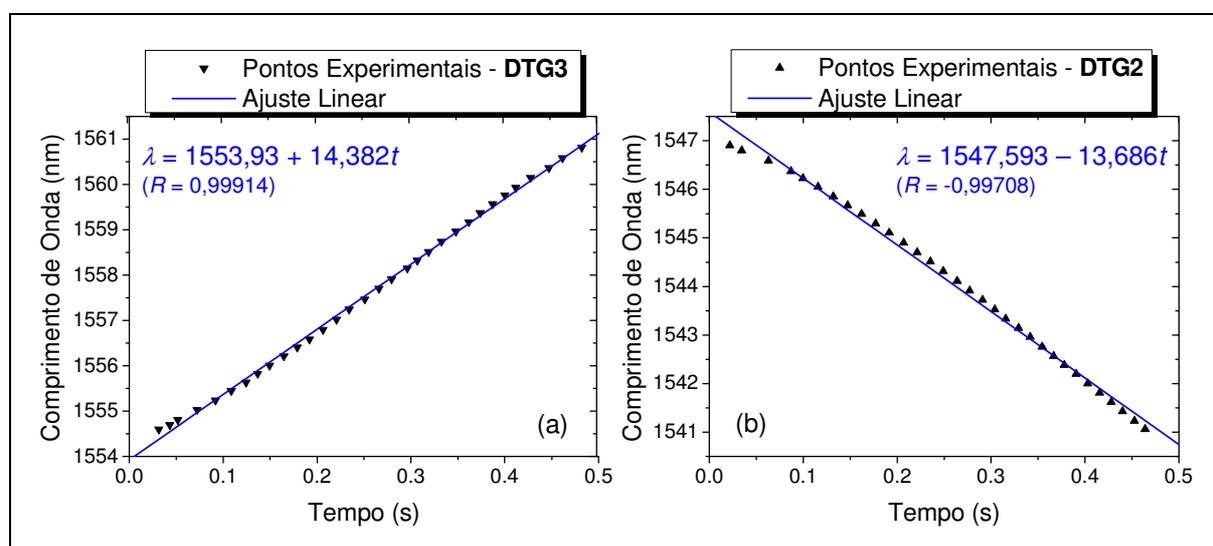


Figura 39: Retas de ajuste sobre os pontos experimentais levantados para a varredura em 1 Hz do sinal laser. (a) Ajuste para a varredura durante a rampa de subida no PZT. (b) Ajuste para a varredura durante a rampa de descida no PZT. Nas equações lineares indicadas, λ é o comprimento de onda e t o instante na fotodeteccção da rede interrogada. R é o coeficiente de correlação dos pontos experimentais em relação à reta de ajuste.

Assumindo que o sistema tem, para a rampa de subida, uma precisão de 1,1 ms (dada pela flutuação nos valores determinados para os picos interrogados) e acurácia de 5,4 ms, (dada pelo desvio RMS entre a reta de ajuste e os pontos experimentais) basta multiplicar esses valores pelo coeficiente angular da reta mostrada na Figura 39(a) para obter os correspondentes valores de precisão e acurácia em comprimento de onda: 15,8 pm e 77,7 pm, respectivamente. Esses valores são apenas aproximações e também dependem de que aquisições sejam feitas várias vezes para se levantar os valores de repetibilidade e reprodutibilidade das medidas efetuadas pelo sistema de interrogação.

5.5.3 Utilização de redes de Bragg de referência

Flutuações no comprimento de onda do sinal laser, na tensão aplicada ao PZT ou na frequência de varredura implicam flutuações no instante de tempo no qual o espectro de uma rede interrogada é determinado, induzindo erros de medida. Uma forma de minimizar esses erros e também a sensibilidade cruzada nas redes sensoras é utilizar redes de referência, com comprimentos de onda de Bragg conhecidos, próximos ao início e fim de cada varredura e largura de banda estreita. Assim, flutuações que causem aumento ou diminuição nos valores de início e fim da faixa espectral de varredura produzirão uma variação temporal entre os picos das redes de referência aproximadamente na mesma proporção, tal que os picos das redes sensoras podem ser referenciados pela relação temporal com os picos das redes de referência. A Figura 40(a) mostra o espectro de três redes, sendo duas redes de referência e, entre elas, uma rede sensora, interrogadas na varredura promovida pela rampa de subida. O circuito óptico é o mesmo da Figura 34 (ver também Figura 16), com as redes de referência conectadas à saída livre do segundo acoplador. Os valores de interesse são a diferença temporal entre as redes de referência (Δt_{Ref}) e a diferença temporal entre a rede sensora e a primeira rede de referência (Δt_{S1}), indicados no gráfico da Figura 40(b), que mostra a primeira derivada do sinal fotodetectado filtrado. A corrente de bombeamento foi ajustada em 900 mA, a tensão pico-a-pico sobre o PZT em 120 V e a frequência de varredura em 1 Hz.

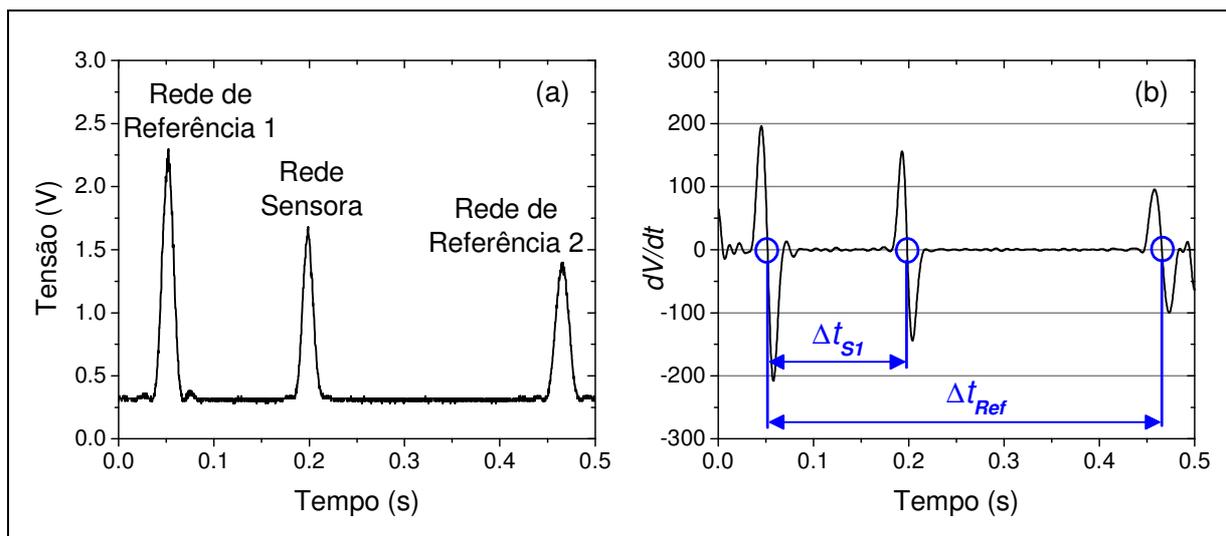


Figura 40: Exemplo de interrogação de uma FBG sensora e duas FBGs de referência durante a rampa de subida. (a) Sinal gerado pelo fotodetector. (b) Determinação dos cruzamentos de zero pela primeira derivada do espectro filtrado e as diferenças temporais entre as redes de referência, Δt_{Ref} , e entre a rede sensora e a primeira rede de referência, Δt_{S1} .

Como os comprimentos de onda das redes de referência são previamente conhecidos, a diferença temporal Δt_{Ref} pode ser associada diretamente a uma faixa espectral de varredura. Assumindo que a varredura se dá de forma linear, os picos das redes sensoras podem ser determinados pela relação entre Δt_{SI} e Δt_{Ref} , em uma simples interpolação linear.

Em um experimento conduzido para testar a situação proposta, um trecho de 74 mm de fibra contendo uma FBG sensora foi colada à plataforma móvel controlada por motor de passo. Através da distensão da fibra, a FBGS teve seu comprimento de onda de pico sintonizado entre 1529,71 nm e 1531,79 nm. Duas redes, em 1528,40 nm e 1534,22 nm, foram utilizadas como referência para a varredura promovida durante a rampa de subida. Foram feitas dezenove aquisições do sinal fotodetectado com as três redes interrogadas, cada aquisição com um valor diferente de tração induzida na fibra contendo a rede sensora. Os valores de comprimento de onda da FBGS foram determinados pelo OSA e a distensão na fibra por um micrômetro analógico. A Figura 41(a) mostra o comprimento de onda do sensor em função da distensão na fibra óptica colada sobre a plataforma de estiramento, enquanto a Figura 41(b) mostra a razão temporal entre Δt_{SI} e Δt_{Ref} em função da distensão na fibra.

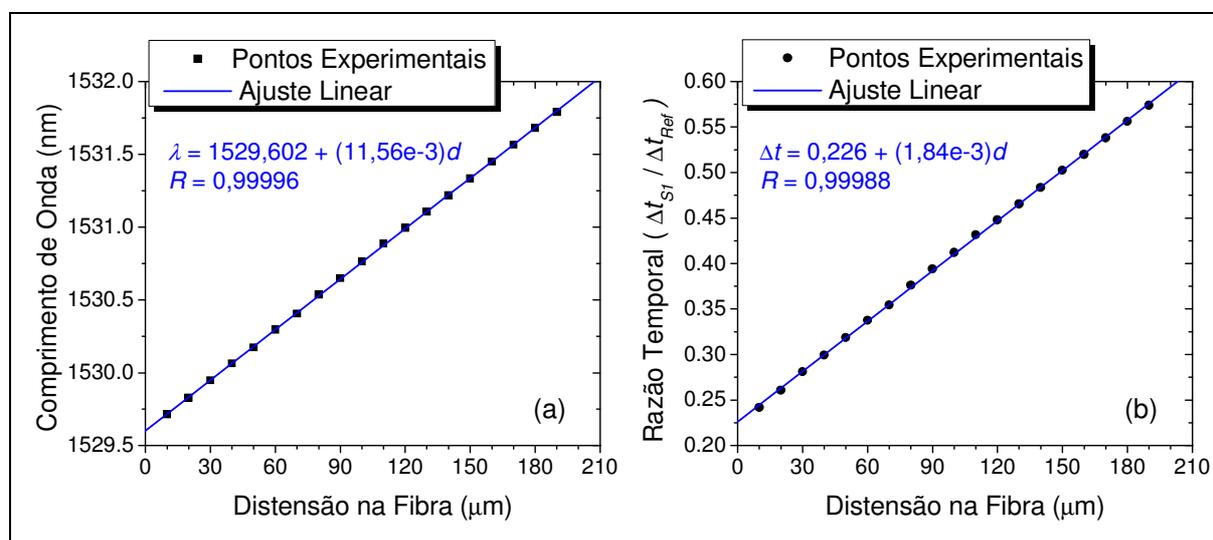


Figura 41: (a) Resposta do comprimento de onda da FBGS medido pelo OSA em função da distensão na fibra óptica. (b) Resposta das diferenças temporais entre os picos da rede sensora e das redes de referência em função da distensão na fibra. Nas equações lineares indicadas, λ é o comprimento de onda da FBGS, d é distensão da fibra óptica, Δt é a razão temporal entre Δt_{SI} e Δt_{Ref} e R é o coeficiente de correlação entre os pontos experimentais e as retas de ajuste.

A resposta da FBGS à tração é praticamente linear, com coeficiente de correlação igual a 0,99996 em relação à reta de ajuste para as medidas com o OSA e 0,99988 em relação

aos valores obtidos pela razão entre as diferenças temporais. Os desvios associados às medidas, embora não levantados, decorrem das incertezas nas medidas efetuadas com o OSA, na medida da distensão da fibra óptica e no processo de determinação dos comprimentos de onda de pico das redes interrogadas. Como os valores de razão temporal representam medidas indiretas, possuem maior erro associado quando comparados com os valores associados à Figura 41(a). Quantificar o erro de medidas depende do cálculo correto de propagação de incertezas, envolvendo operações matemáticas de estatística (FURTADO, 1950; GONÇALVES JR., 2002). Tal procedimento não foi feito por não ser o foco central desta seção. Por outro lado, a observação da Figura 41(b) mostra que a utilização das diferenças temporais possibilita a determinação da posição espectral da rede sensora, ainda que isso acarrete em incerteza um pouco maior nas medidas.

A característica mais importante relacionada às redes de referência é a possibilidade de o sistema determinar a taxa de varredura (a “velocidade” de sintonia do sinal laser, em nanômetros por segundo) durante cada medida. Na Figura 39 a taxa de varredura é dada pelo coeficiente angular da reta linear de ajuste sobre as curvas de caracterização. Determinar esse valor é fundamental para associar o valor temporal do pico de uma rede interrogada ao seu valor em comprimento de onda, permitindo assim inferir a grandeza que está sendo medida. Entretanto, a menos que o sistema tenha excelente reprodutibilidade e repetibilidade, o valor de taxa de varredura não pode ser considerado fixo para todas as medidas. Portanto, operando com duas redes de referência em cada intervalo da rampa aplicada ao PZT, o sistema pode determinar as taxas de varredura dividindo a diferença entre os comprimentos de onda de pico das redes (valores conhecidos do sistema) pela diferença temporal entre os picos fotodetectados (valores determinados pelo sistema). Como a própria identificação dos picos das redes de referência está sujeita a discrepâncias associadas ao processo de interrogação, essas redes devem ter, preferencialmente, boa refletividade e larguras de banda estreitas.

No experimento descrito, a diferença espectral entre as redes de referência medida pelo OSA era de 5,82 nm, valor que permaneceu constante mesmo com um ligeiro aumento na temperatura do laboratório. Dividindo-se esse valor por Δt_{Ref} em cada medida obtém-se a taxa de varredura, que variou entre 14,069 nm/s e 14,087 nm/s, uma diferença de apenas 0,13 %. Multiplicando os valores de taxa de varredura pelo deslocamento temporal normalizado da rede sensora, chega-se ao valor de deslocamento em comprimento de onda da FBGS. Assumindo-se que o valor inicial de λ_B da FBGS era conhecido (1529,71 nm), pode-se traçar o gráfico do comprimento de onda do sensor medido pelo sistema de interrogação em

função da distensão na fibra óptica. A Figura 42 mostra esse gráfico, incluindo também os pontos referentes às medidas do OSA.

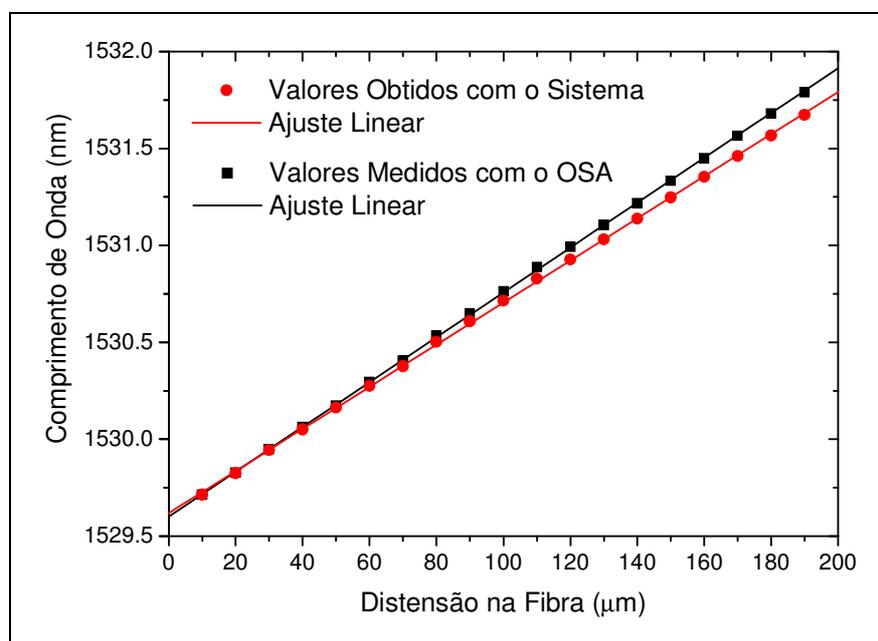


Figura 42: Comprimento de onda de pico da rede sensora em função da distensão na fibra óptica segundo dados levantados pelo sistema de interrogação (pontos vermelhos) e valores medidos com o OSA (pontos pretos). As retas representam os ajustes lineares sobre os dois conjuntos de pontos.

Se os resultados das medidas fossem idênticos com os dois sistemas, as retas de ajuste linear estariam superpostas. O que se observa é que a diferença entre os valores de comprimento de onda obtidos pelas duas formas de medição aumenta para maiores valores de estiramento induzidos na FBGS. Essa diferença pode ser explicada pelo aumento da temperatura ambiente no laboratório, aproximadamente $1\text{ }^{\circ}\text{C}$ entre o início e fim do teste. Esse aumento na temperatura provocou um deslocamento de aproximadamente $1,9\text{ ms}$ entre os instantes iniciais e finais na fotodetecção dos picos das redes interrogadas. Pode-se analisar essa situação da seguinte forma: caso a rede sensora seja interrogada sem sofrer nenhum estiramento, com o aumento da temperatura seu correspondente pico fotodetectado é deslocado para maiores valores temporais, devido à sensibilidade da rede de Bragg à temperatura. Entretanto, o mesmo ocorre com as redes de referência e, como o sistema toma como referência valores de tempo relativos, o deslocamento no comprimento de onda da rede sensora é igual a zero, pois os três cruzamentos de zero na Figura 40(b) se deslocam igualmente para a direita. Com a rede sensora sendo interrogada pelo o OSA nas mesmas

condições, observa-se o aumento no seu comprimento de onda de pico. Portanto, parte da diferença de valores observada na Figura 42 ocorreu porque o sistema foi incapaz de detectar o deslocamento em λ_B causado pelo aumento da temperatura ambiente.

Pode-se argumentar que a variação de apenas 1 °C na temperatura não justifica uma diferença tão grande entre as medidas obtidas pelo OSA e pelo sistema de interrogação porque o deslocamento no comprimento de onda das redes é da ordem de apenas 10 pm. Na verdade, o aumento da temperatura ambiente não provoca tão somente deslocamentos nos comprimentos de onda das redes interrogadas, mas também influencia o comprimento de onda do sinal laser e o processo dinâmico da varredura. O importante a ressaltar aqui é que o sistema apresenta dados de medida que são quase tão lineares quanto os dados fornecidos pelo OSA. Assim, erros sistemáticos podem ser facilmente compensados eletronicamente se suas causas forem identificadas e rigorosamente caracterizadas.

Em um outro experimento, três redes sensoras foram instaladas em posições diferentes no interior de um motor elétrico trifásico para avaliar as temperaturas durante o seu funcionamento. As FBGs foram gravadas na mesma fibra (multiplexadas em comprimento de onda), separadas por uma distância de 18 cm e encapsuladas em tubos metálicos com 1 mm de diâmetro. Cada sensor foi colado em posições diferentes do estator, junto às bobinas de cada uma das fases do motor. Dois sensores foram interrogados na varredura laser durante a rampa da subida e um sensor durante a rampa de descida. O sistema foi ajustado para operar com 1 Hz de varredura, 120 V pico-a-pico de tensão no PZT e 904 mA de corrente de bombeamento. As correntes elétricas em cada enrolamento do motor foram medidas por amperímetros digitais.

Os dados de leitura do osciloscópio foram adquiridos a cada 2 minutos, durante duas horas. O motor permaneceu desligado nos primeiros 15 minutos de aquisição, sendo em seguida mantido ligado por um período de 45 minutos. A posição espectral dos sensores foi então monitorada por mais uma hora após o motor ter sido desligado. As quatro redes de referência foram mantidas à temperatura ambiente, que aumentou 0,5 °C durante as duas horas de duração do teste. Posteriormente, cada aquisição foi processada e os tempos correspondentes aos picos das sete redes interrogadas foram determinados. A taxa de varredura ficou em torno de 14,1 nm/s para a rampa de subida e 13,1 nm/s para a rampa de descida. O instante de tempo na fotodetecção de cada rede sensora foi normalizado (tomado como sendo igual a zero no início do teste) e multiplicado pela taxa de varredura. A Figura 43

mostra o resultado dessa operação através do gráfico do deslocamento espectral de cada FBGS em função do tempo. O maior deslocamento de comprimento de onda observado para a FBGS 2 indica que a temperatura no interior do motor foi maior no ponto onde esse sensor estava localizado do que para os outros dois sensores. Com efeito, as correntes elétricas de alimentação do motor variaram entre 0,84 A e 0,87 A nas bobinas onde as FBGs 1 e 3 estavam coladas, enquanto chegou a 1,09 A na bobina monitorada pela FBGS 2. Dessa forma, foi possível comprovar o desbalanceamento do motor e, como consequência, seu aquecimento não uniforme.

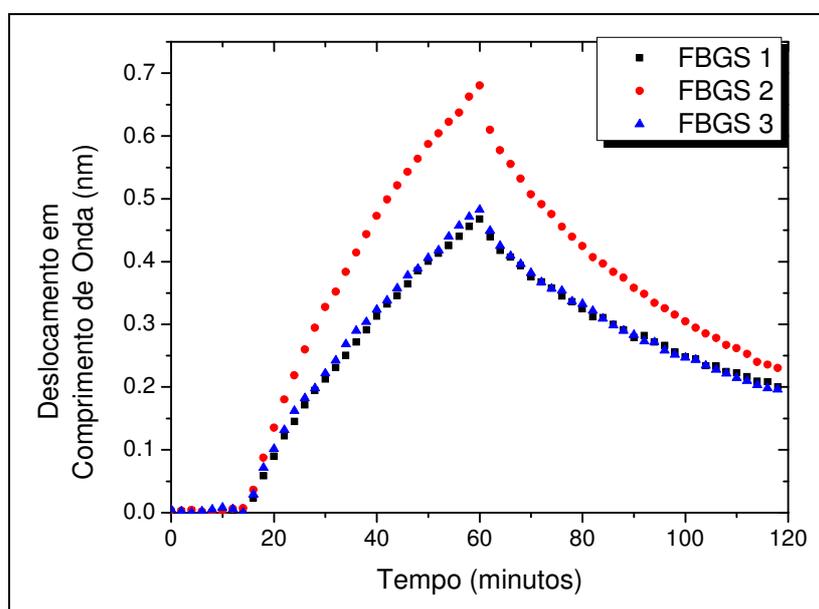


Figura 43: Deslocamento do comprimento de onda de três redes sensoras instaladas no interior de um motor elétrico, em três pontos diferentes do estator. As curvas acompanham o aquecimento do motor durante 45 minutos de funcionamento e uma hora de resfriamento após o motor ter sido desligado.

Três horas depois de o motor ter sido desligado, mais uma aquisição foi feita com os dados do osciloscópio. Os gráficos da Figura 44 mostram a diminuição do deslocamento espectral das redes sensoras durante o resfriamento do motor. A diminuição do comprimento de onda dos sensores segue praticamente a Lei do Arrefecimento de Newton:

$$T(t) = T_{amb} + (T_0 - T_{amb}) \cdot e^{-kt} \quad (13)$$

onde $T(t)$ é a temperatura do corpo aquecido no instante t , T_{amb} é a temperatura ambiente, T_0 é a temperatura inicial do corpo e k é a constante de tempo que depende de características

específicas do corpo. Nesse caso, as temperaturas equivalem aos deslocamentos dos comprimentos de onda dos sensores. $T(t)$ é substituído por $\Delta\lambda_B$, T_0 é a maior variação do comprimento de onda (correspondente ao valor no tempo $t = 60$ min) e T_{amb} é zero, pois como foi descrito anteriormente, os instantes de tempo da fotodetecção dos sensores foram normalizados. As constantes de tempo k obtidas pelas retas de ajuste (decaimento exponencial de primeira ordem) foram $15,54 \text{ ms}^{-1}$ para a FBGS 1, $16,99 \text{ ms}^{-1}$ para a FBGS 2 e $15,35 \text{ ms}^{-1}$ para a FBGS 3. Pode-se perceber que os pontos experimentais se encontram bem próximos das curvas de ajuste, indicando que o sistema interrogou satisfatoriamente os sensores.

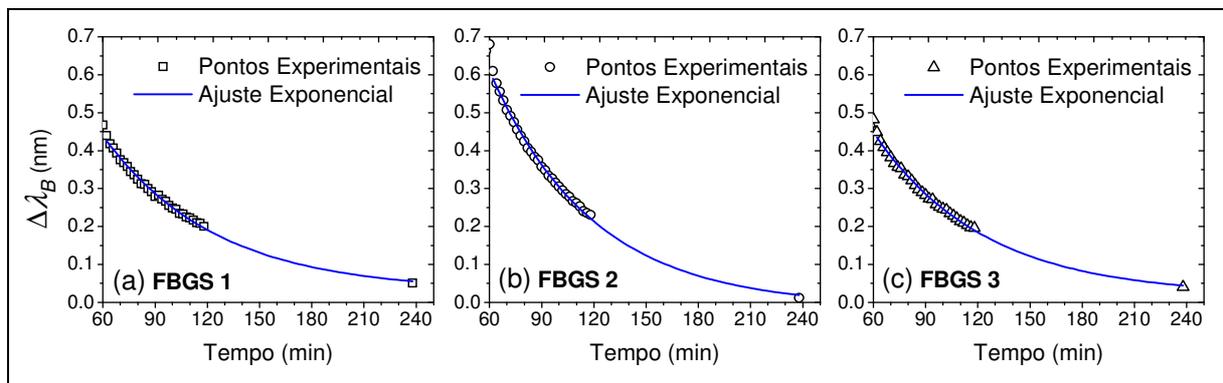


Figura 44: Variação do deslocamento do comprimento de onda ($\Delta\lambda_B$) das três redes sensoras durante o período de resfriamento do motor. Os pontos representam valores experimentais e as linhas cheias as curvas de ajuste em decaimento exponencial de primeira ordem.

5.6 ESTABILIDADE EM TEMPERATURA

Pode-se dizer que os parâmetros fundamentais dos sistemas de interrogação por varredura descritos neste trabalho são os comprimentos de onda inicial e final do laser sintonizável. Como foi mostrado na Seção 5.3.5, esses valores dependem em parte da frequência de varredura. Uma vez definida a velocidade de varredura do sistema, é imperativo que tais parâmetros não se alterem além dos valores de tolerância que venham a ser definidos. Por isso é importante investigar a influência da temperatura ambiente sobre o funcionamento do sistema. Dois testes foram conduzidos nesse sentido. No primeiro, três FBGs gravadas na mesma fibra foram interrogadas pelo sistema durante um período de duas horas. Nesse período o ar-condicionado do laboratório foi mantido desligado e a temperatura subiu de $27,5 \text{ }^\circ\text{C}$ para $30,3 \text{ }^\circ\text{C}$. O sistema fora ligado uma hora e trinta minutos antes do início do teste, permitindo assim que o funcionamento de todos os instrumentos e do EDFL se estabilizasse.

O comprimento de onda das redes foi registrado pelo OSA no início e fim do teste. Para as três FBGs o aumento no comprimento de onda em relação aos valores iniciais foi praticamente o mesmo, 22 pm, o que sugere que a sensibilidade das FBGs à temperatura era 7,86 nm/°C. A fibra contendo as três redes foi mantida próxima ao PZT sobre o qual as DTGs sintonizáveis foram coladas, garantindo que a temperatura nas FBGs e DTGs fosse a mesma.

Os espectros fotodetectados foram gravados em três aquisições sucessivas, para quatro horários diferentes. Os sinais foram processados conforme descrito anteriormente e os tempos correspondentes aos picos das redes foram anotados em uma planilha. A Tabela 2 mostra os horários em que ocorreram as aquisições, a temperatura ambiente naquele instante e os tempos na fotodetecção, computados pela média de três aquisições feitas naquele instante. Todas as medidas temporais foram referenciadas pelo sinal TTL aplicado à chave óptica. Instantes de tempo menores indicam comprimentos de onda maiores, pois todas as redes foram interrogadas durante a rampa de descida aplicada ao PZT.

Tabela 2: Tempo na fotodetecção do pico de 3 redes interrogadas para a mesma variação de temperatura ambiente nas redes e no sistema de varredura

Hora	Temperatura ambiente	Tempo na	Tempo na	Tempo na	$T_B - T_A$	$T_C - T_A$	(1) / (2)
		Detecção Rede A	Detecção Rede B	Detecção Rede C	(1)	(2)	
9:45	27,5 °C	0,1846 s	0,2967 s	0,3774 s	0,1121 s	0,1928 s	0,5814
10:15	28,8 °C	0,1817 s	0,2940 s	0,3748 s	0,1123 s	0,1931 s	0,5816
10:45	29,4 °C	0,1789 s	0,2916 s	0,3727 s	0,1127 s	0,1938 s	0,5815
11:45	30,3 °C	0,1748 s	0,2880 s	0,3694 s	0,1132 s	0,1946 s	0,5817

Se o aumento da temperatura tivesse deslocado o comprimento de onda do sinal laser na mesma proporção que deslocou o comprimento de onda de Bragg das redes interrogadas, os tempos fotodetectados não seriam alterados. A diminuição dos tempos fotodetectados para cada rede indica que o pico de convolução entre o espectro das redes e o sinal laser ocorreu mais próximo do início da varredura (início da varredura em torno de 1547 nm e fim em torno de 1541 nm). Mais especificamente, durante o teste o comprimento de onda do sinal laser foi ficando mais próximo das redes, não tanto porque houve o deslocamento das redes para maiores comprimentos de onda, mas efetivamente porque o início da varredura laser se deu a partir de comprimentos de onda abaixo do valor máximo observado em temperaturas

ambientes mais baixas. Além disso, a variação temporal não foi igual para as três redes: 9,8 ms para a rede A, 8,7 ms para a rede B e 8,0 ms para a rede C, indicando que a taxa de varredura não se manteve constante. Esses tempos foram muito maiores do que aqueles observados em medidas sucessivas, comprometendo a reprodutibilidade do sistema.

Um dado interessante pode ser obtido pelas diferenças temporais entre as três redes. A última coluna da Tabela 2 mostra o resultado obtido pela divisão do intervalo de tempo entre a detecção das redes A e B pelo intervalo de tempo entre a detecção das redes A e C. O resultado quase idêntico dessa relação para os quatro casos é uma boa indicação de que a posição espectral de uma rede interrogada pode ser referenciada pela sua posição temporal em relação a outras duas redes no sinal fotodetectado. Esse resultado não sugere, porém, que redes de referência podem contornar o problema de falta de estabilidade na varredura do sinal laser, uma vez que as três redes tinham comprimentos de onda próximos e mesma sensibilidade à temperatura.

O fato de o comprimento de onda máximo que o sinal laser atinge durante a varredura ser reduzido com o aumento da temperatura também foi verificado no segundo teste conduzido. A idéia foi observar a faixa de varredura obtida pela opção *trace* do OSA, conforme foi explicado na Seção 5.4.5 e representado anteriormente pela Figura 33.

O laser EDF foi ligado em 3 ocasiões diferentes, com 120 Vpp de tensão de rampa, 900 mA de corrente de bombeamento e 1 Hz de frequência de varredura. Em cada ocasião as posições espectrais do sinal laser sintonizado via DTG2 foram gravados pela opção *trace* do OSA, por um período de meia-hora. As temperaturas ambientes variaram apenas 0,2 °C durante esse intervalo, mas foram bem distintas entre cada sessão do teste. Para otimizar o número de espectros adquiridos, a chave óptica foi mantida desligada, assim a varredura do sinal laser ocorreu na mesma faixa espectral tanto para a rampa de subida quanto para rampa de descida. A Figura 45 mostra a faixa de sintonia do sinal laser para as três situações com diferentes temperaturas ambientes.

Como ilustra a Figura 45, o aumento da temperatura provoca o deslocamento da faixa de varredura para comprimentos de onda menores. Isso pode parecer contra-intuitivo, uma vez que o aumento na temperatura ambiente desloca o comprimento de onda de Bragg da DTG para valores maiores. Entretanto, devemos lembrar que as DTGs estão coladas sobre o aparato mecânico do PZT, que responde de maneira diferente da rede de Bragg ao aumento da

temperatura. Segundo o fabricante do PZT, para temperaturas até 120 °C o coeficiente de expansão térmica da cerâmica piezoelétrica é negativa, enquanto é positivo o coeficiente de expansão térmica das partes metálicas que compõem as lâminas móveis. Logo, não se pode afirmar que o aumento na temperatura ambiente deve aumentar o comprimento de onda do sinal laser, sendo perfeitamente plausível o comportamento oposto que foi observado.

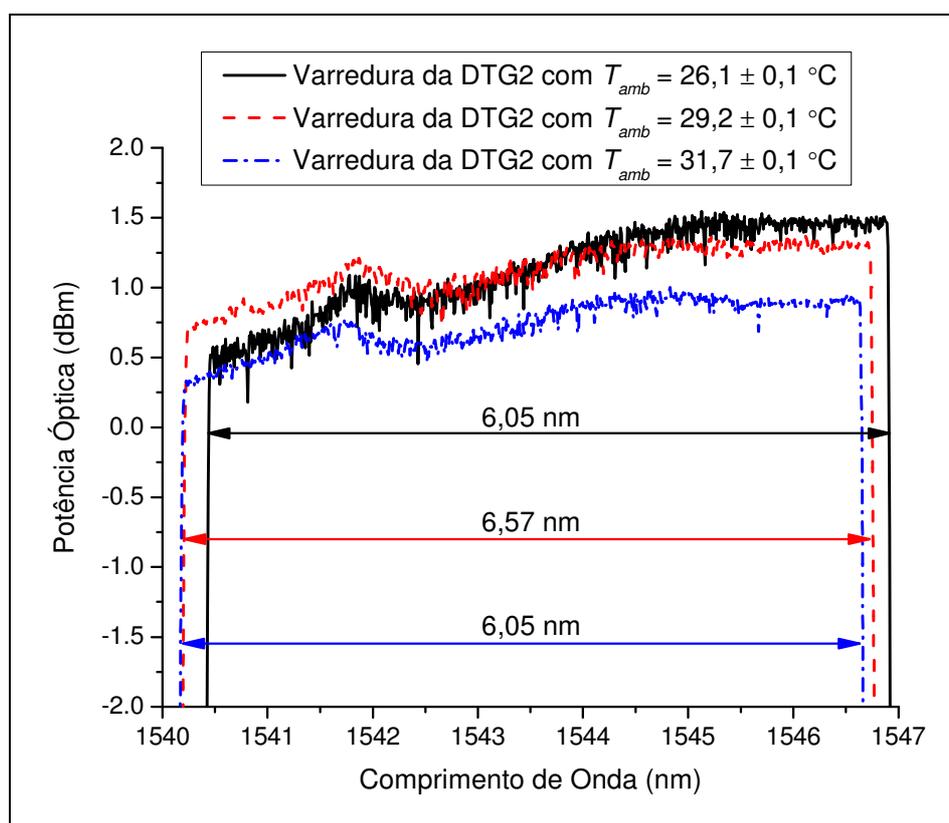


Figura 45: Faixas de varredura do sinal laser pela sintonia da DTG2 em três ocasiões com temperaturas ambientes diferentes. T_{amb} = temperatura ambiente.

Não se chegou a uma conclusão a respeito da influência da temperatura ambiente sobre a largura espectral da faixa de varredura. Na Figura 45, essa largura foi de 6,05 nm para a temperatura de 26,1 °C, 6,57 nm para 29,2 °C e 6,05 nm para 31,7 °C. Como se obteve a mesma faixa espectral nas situações com maior diferença de temperatura ambiente, essa questão se mantém aberta a futuras investigações. Além disso, a amplitude do sinal de varredura também sofre influência da temperatura. A potência óptica máxima registrada na varredura em 26,1 °C foi em torno de 1,42 mW. Esse valor caiu para 1,25 mW com o aumento de 5,6 °C na temperatura ambiente, uma redução em torno de 12 % na amplitude do sinal de varredura.

Os testes de estabilidade da varredura espectral em função da temperatura ambiente deixam claro que essa é uma questão que não pode ser ignorada. A repetibilidade e reprodutibilidade das medidas efetuadas pelo sistema de interrogação dependem de sua correta estabilização térmica.

5.7 CARACTERÍSTICAS E LIMITAÇÕES DO PZT

As considerações que são feitas nesta seção se baseiam no catálogo sobre atuadores piezoelétricos da empresa Piezosystem Jena², fabricante do PZT que faz parte do sistema descrito neste trabalho, e do tutorial da empresa Physik Instrumente³. Até aqui, o termo “PZT” tem sido utilizado neste trabalho para se referir ao conjunto mecânico de lâminas móveis comandada por um atuador piezoelétrico. De fato, “PZT” indica o composto cerâmico (titanato zirconato de chumbo) que apresenta o efeito piezoelétrico inverso, pelo qual a aplicação de uma tensão elétrica no material causa uma mudança em suas dimensões. Os atuadores piezoelétricos podem ter formatos de lâminas, cilindros ou paralelogramos, sendo geralmente formados pela junção de vários discos paralelos.

A alteração nas dimensões do atuador depende da polaridade da tensão elétrica: se para uma determinada polaridade o material apresenta expansão, na polaridade inversa o material apresenta compressão em suas dimensões. Evidentemente, há restrições nas duas situações, sendo o limite de tensão inversa muito menor do que o limite de tensão direta. Na verdade, um excesso na tensão inversa pode reverter os dipolos elétricos na cerâmica e o material passa a exibir expansão ao invés de contração. Exceder os limites nominais de tensão pode causar ainda a despolarização do material, danificando permanentemente o PZT. A tensão direta nominal varia entre algumas poucas dezenas de volts até valores em torno de mil volts, dependendo do tipo de PZT. Do ponto de vista elétrico a cerâmica é uma carga capacitiva. O que causa efetivamente a sua expansão não é uma corrente elétrica atravessando o material, mas o campo elétrico em seu interior. Normalmente o valor máximo de campo elétrico é 2kV/mm, portanto a tensão elétrica máxima dependerá da espessura e do número de discos que compõe o atuador piezoelétrico.

² *Catalogue part 4 - Piezoline*. Disponível em: <http://www.piezojena.com/pre_cat_137-id_217-subid_353_.html> Acesso em: 08 dezembro 2006.

³ *Tutorial: Piezoelectrics in Nanopositioning, Designing with Piezoelectric Actuators*. Disponível em: <http://www.physikinstrumente.com/en/products/piezo_tutorial.php> Acesso em: 08 dezembro 2006.

A Figura 46 mostra duas fotos do sistema de lâminas móveis com as duas DTGs coladas sobre elas. A cerâmica piezoelétrica está localizada na parte inferior do atuador e não pode ser visualizada nas fotos. A dimensão total do conjunto é 42 mm x 42 mm x 14 mm, sendo que cada uma das lâminas móveis mede 8 mm x 22 mm.

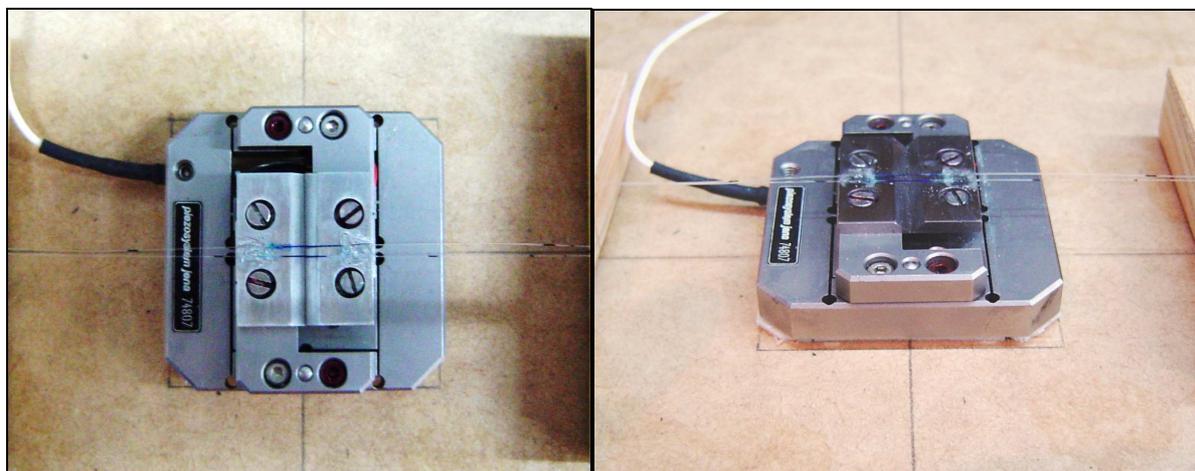


Figura 46: Fotos do PZT utilizado para tracionar as DTGs coladas sobre as plataformas móveis.

5.7.1 Expansão do PZT

A expansão no comprimento da cerâmica piezoelétrica (ΔL) é dada pela seguinte equação:

$$\Delta L = S \cdot L_0 \approx d_{ij} \cdot E \cdot L_0 \quad (14)$$

onde L_0 é o comprimento nominal da cerâmica, S é a expansão relativa ($\Delta L/L_0$), E é a intensidade do campo elétrico aplicado e d_{ij} representa o coeficiente piezoelétrico do material. Os índices ij indicam se o deslocamento é paralelo ou ortogonal em relação ao vetor de polarização do material. A Equação 14 é aproximada porque a expansão da cerâmica não é perfeitamente linear, mas apresenta histerese intrínseca do material piezoelétrico.

A expansão máxima de uma cerâmica não é maior do que 0,2 % de L_0 , o que representa deslocamentos de apenas algumas dezenas de micrometros. Em função disso muitos atuadores são formados por conjuntos mecânicos que utilizam sistemas de transmissão para ampliar a expansão promovida pelo elemento piezoelétrico. Segundo informações do

fabricante do PZT utilizado neste trabalho, o conjunto possui uma cerâmica com comprimento L_0 de 18 mm (formada pela junção de discos com 100 μm de espessura), coeficiente piezoelétrico d_{33} igual a $635 \cdot 10^{-12}$ m/V e constante elástica de 65 N/ μm . A faixa de tensão de operação vai de -10 a +150 V, o que representa uma abertura de 0 a 230 $\mu\text{m} \pm 10\%$ nas lâminas do sistema mecânico. Por uma questão de simplicidade, o termo PZT continuará sendo usado aqui para mencionar o conjunto formado pela cerâmica piezoelétrica e as plataformas móveis da Figura 46.

Utilizando a Equação 14 é possível calcular a expansão máxima da cerâmica utilizada no PZT da Figura 46. Como a espessura dos discos que compõe a cerâmica é 100 μm , a intensidade de campo elétrico para 150 V de tensão máxima será $1,5 \cdot 10^6$ V/m. Assim,

$$\Delta L = d_{33} \cdot E \cdot L_0 = 17,145 \mu\text{m} \quad (15)$$

Segundo o protocolo de histerese fornecido pelo fabricante, a abertura das lâminas móveis para 150 V aplicados é de aproximadamente 240 μm . Logo, o sistema mecânico incrementa o deslocamento do elemento piezoelétrico cerca de 14 vezes. Esse valor é chamado de **Fator de Transmissão (TF)**. Entretanto, essa abertura só é possível sem a aplicação de forças contrárias à expansão do elemento piezoelétrico, que pode ser imaginado como uma mola com constante elástica c_T . Se uma carga externa for aplicada à cerâmica (menor que o limite de carga do material) tal que represente uma força de valor constante, o material sofrerá uma redução no seu comprimento nominal, mas a expansão ΔL continuará a ter o mesmo valor apresentado sem carga externa. Isso muda de figura se a força externa contrária for do tipo $F = f(\Delta L)$, caso de uma mola com constante elástica c_F . Nesse caso a expansão da cerâmica será menor, dada pela seguinte expressão:

$$\Delta L = \Delta L_0 \cdot \frac{c_T}{c_T + c_F} \quad (16)$$

As duas situações descritas são ilustradas a seguir. Na Figura 47(a) um elemento piezoelétrico representado na situação A tem comprimento inicial L_0 e desenvolve uma expansão ΔL_0 dada pela sua curva de histerese A. Na situação B uma massa M é aplicada

sobre o elemento piezoelétrico, tal que a seu comprimento inicial é reduzido a L_1 e a posição zero de expansão é reduzida em ΔL_N , conforme mostra a curva de histerese B.

Na Figura 47(b) a situação B indica que uma mola de constante elástica c_F atua sobre o elemento piezoelétrico, e o deslocamento ΔL_0 é reduzido a ΔL , conforme mostra a curva de histerese B.

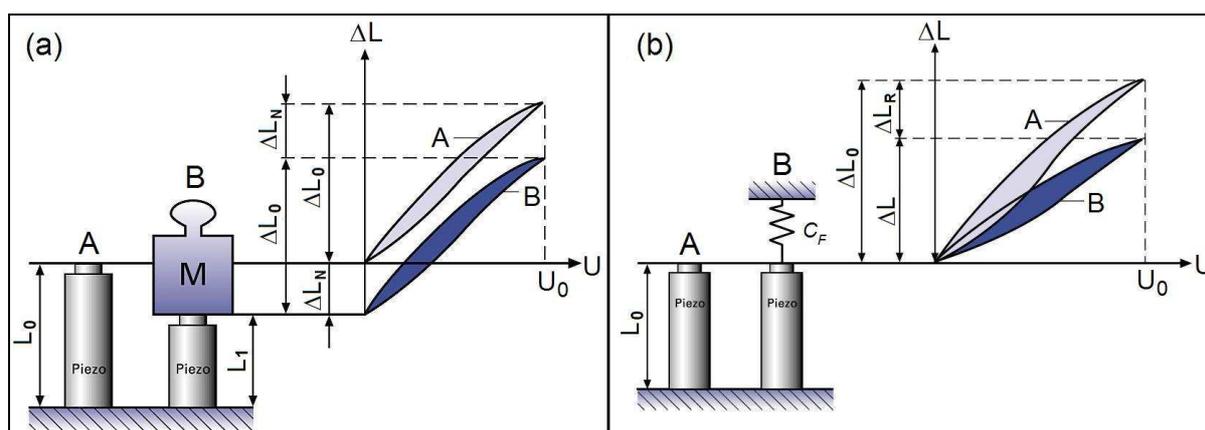


Figura 47: (a) Deslocamento do ponto zero de expansão do atuador piezoelétrico com a aplicação de uma força constante. (b) Expansão característica do atuador piezoelétrico livre e sob a ação da força produzida por uma mola (TUTORIAL PHYSIK INSTRUMENTE, 2006).

A expansão que se obtém com um elemento piezoelétrico atuando contra uma mola representa o equilíbrio entre a força produzida pelo elemento e a força produzida pela mola. A força máxima que a cerâmica pode exercer é calculada pela Equação 17, e corresponde à força gerada pela cerâmica quando esta é impedida de se expandir pela ação de uma força de bloqueio (como se a cerâmica estivesse “presa” entre duas paredes). Para o PZT utilizado:

$$F_{Máx} = c_T \cdot \Delta L = 1114 \text{ N} \quad (17)$$

A utilização do sistema de transmissão reduz a força máxima na proporção inversa do Fator de Transmissão:

$$F_{MáxPZT} = \frac{1}{TF} \cdot F_{Máx} = 79,6 \text{ N} \quad (18)$$

O sistema mecânico também reduz o coeficiente elástico do conjunto em relação ao coeficiente da cerâmica piezoelétrica. Segundo informação fornecida pelo fabricante, esse valor é igual a $1 \text{ N}/\mu\text{m}$ para o PZT.

Quando a rampa de varredura é aplicada ao PZT, o atuador trabalha contra as forças de resistência dadas pelas constantes elásticas das fibras coladas sobre as plataformas móveis. Para corpos sólidos, a constante elástica é representada pelo módulo de Young (Y):

$$\frac{F}{S} = Y \frac{\Delta L}{L} \quad (19)$$

onde F é a força, S é a área do corpo sólido, ΔL é a variação no comprimento e L é o comprimento total do corpo. Comparando a Equação 19 com a lei de Hooke tem-se:

$$c_F = Y \frac{S}{L} \quad (20)$$

No caso da fibra óptica, a constante elástica deve ser considerada como a soma das constantes elásticas da sílica e da capa de proteção (BEADLE e WEIS, 1998). O valor calculado utilizando os valores de módulo de Young fornecidos pelo fabricante das DTGs indica uma constante elástica de 0,104 N/ μ m para cada DTG. Não se conseguiu calcular com precisão a influência das DTGs coladas ao PZT sobre seu movimento, pois as equações disponíveis representam apenas valores aproximados (os valores obtidos nas Equações 15, 17 e 18 são apenas ilustrativos, pois consideram a atuação do PZT com tensão elétrica máxima e sem forças externas aplicadas). Considerando que a sensibilidade à deformação das DTGs é 1,2 pm/ μ ϵ e que a distância entre os pontos de cola é de 9,5 mm, a faixa de sintonia observada no sinal laser indica que a abertura do PZT foi de apenas 55 μ m para duas DTGs coladas e 75 μ m para apenas uma DTG colada sobre as lâminas móveis. Esses valores são muito inferiores à abertura nominal do PZT para 120 V aplicados e sem carga externa (210 μ m) e representam menos de 1 % de deformação nas redes. Conclui-se que faixas de varredura muito maiores podem ser alcançadas caso se utilize um sistema PZT capaz de gerar maior força associada à expansão. Esse é um ponto importante na escolha do PZT, pois o dispositivo pode ter uma grande abertura em função de um alto Fator de Transmissão, mas ter um baixo valor de constante elástica. Nesse caso, o PZT não será capaz de produzir força suficiente para esticar sensivelmente a fibra óptica. É preciso ter em mente que a produção de força por uma cerâmica piezoelétrica se dá sempre na proporção inversa do seu deslocamento.

5.7.2 Frequência de ressonância do PZT

Se o sistema de interrogação operar com apenas uma DTG ou se a chave óptica da Figura 16 for mantida desligada, então a varredura do laser ocorrerá na mesma faixa espectral durante a abertura e fechamento das lâminas do PZT. Nessa condição, a maior frequência na qual o sistema pode interrogar as FBGs será limitada pela frequência de ressonância do PZT, que é de 450 Hz para o modelo utilizado. Esse valor se relaciona com a frequência de ressonância do elemento piezoelétrico através da seguinte expressão:

$$f_{PZT} = \frac{1}{TF} \cdot f_{Piezo} \quad (21)$$

onde f_{PZT} e f_{Piezo} são as frequências de ressonância do PZT e da cerâmica piezoelétrica, respectivamente. Além disso, deve-se levar em conta que a cerâmica é uma carga capacitiva, logo o amplificador utilizado para gerar a rampa deve ter uma larga banda de resposta e ser capaz de fornecer a corrente exigida pelo PZT, que pode ser calculada pela seguinte fórmula:

$$i_{MAX} = \pi \cdot f \cdot C \cdot U_{PP} \quad (22)$$

onde f é a frequência de operação do PZT, C é a sua capacitância e U_{PP} é a tensão pico-a-pico aplicada.

Além das características do amplificador deve-se observar também a resposta em frequência do fotodetector. Um dos circuitos de fotodetecção utilizados apresentava distorções nos espectros das redes interrogadas para frequências acima de 20 Hz. O fotodetector foi trocado por outro (EXT75 FJS – InGaAs) mas sua resposta em frequência foi testada somente até 130 Hz, limite do gerador de rampa utilizado. Esse valor não representa a máxima frequência de varredura do sistema, que deverá ser investigada em trabalhos futuros.

CAPÍTULO 6

CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS

6.1 CONCLUSÕES

Os resultados obtidos com os sistemas de interrogação propostos no Capítulo 5, em particular aquele que promove a varredura em duas faixas de comprimento de onda através da comutação de duas DTGs, são bastante satisfatórios sob o ponto de vista das limitações impostas pelos componentes utilizados. As redes de alta resistência se mostraram mais adequadas à varredura mecânica do que as FBGs gravadas em fibras hidrogenadas ou fotossensíveis por técnicas convencionais. Infelizmente, a sintonia das DTGs não foi explorada em toda a sua capacidade devido à limitação de tração do modelo de PZT utilizado. Foi observado que a colagem de uma segunda fibra sobre o PZT reduz em cerca de 40 % a faixa de sintonia da DTG, devido ao aumento da força de resistência contrária ao movimento das lâminas. A escolha de um PZT com sistema mecânico para a tração de fibras ópticas deve considerar não a capacidade de deslocamento do conjunto mecânico, mas sim a capacidade de geração de força do elemento piezoelétrico, dada pela sua constante elástica e deformação.

Uma desvantagem do sistema com duas DTGs sintonizáveis, representado na Figura 16, é que a velocidade de interrogação fica limitada à máxima frequência de operação da chave óptica. Para o modelo da chave óptica utilizada essa frequência é de apenas 5 Hz, o que praticamente limita o sistema a medidas estáticas de deformação e medidas de temperatura. Por outro lado, muitas situações práticas não exigem a aquisição de medidas com periodicidade de dezenas de vezes por segundo ou acima disso. Portanto, uma varredura de 5 Hz é satisfatória em diversas aplicações de engenharia.

Foi demonstrado que o sistema também sofre limitações na faixa de varredura impostas pelo tempo de comutação da chave óptica e pelo intervalo de amortecimento das oscilações de relaxação no laser EDF. A Figura 48 sugere um formato de onda que, aplicado ao PZT atual, poderia contornar tais problemas. Uma vez que a tensão de rampa atingisse seu valor máximo ou mínimo, permaneceria nesse estado pelo tempo necessário para a comutação da chave óptica e extinção das oscilações de relaxação. Um intervalo de apenas 25 ms seria

suficiente para permitir a estabilização do sinal laser, possibilitando que toda a faixa de varredura fosse aproveitada para a interrogação de sensores e redes de referência. Esse intervalo de tempo pode ser ainda reduzido caso o sistema opere com correntes de bombeamento mais altas, onde as oscilações de relaxação são amortecidas mais rapidamente. A Figura 48 também sugere os valores máximo e mínimo da tensão de rampa como -10 V e +150 V, limites de operação do PZT atualmente utilizado. O ideal é que esses valores sejam ajustáveis, pois trabalhar com uma faixa de tensão um pouco menor que o limite do PZT permite preservar seu funcionamento a longo prazo. A frequência de operação pode ser reduzida ou aumentada (até o limite de operação da chave óptica) de acordo com as aplicações do sistema.

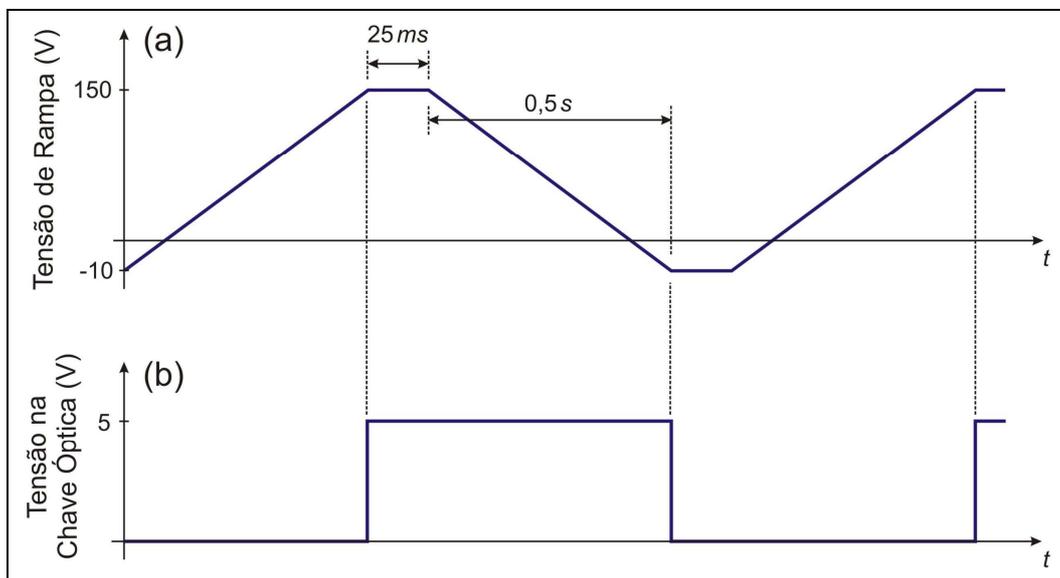


Figura 48: (a) Exemplo do sinal de rampa necessário para otimizar a faixa de varredura do sinal laser. (b) Sinal TTL aplicado à chave óptica, sincronizado com o sinal de rampa aplicado ao PZT.

As oscilações de relaxação na cavidade laser ocorrem na faixa de dezenas de quilohertz, não representando limites restritivos para a frequência de corte do filtro passa-baixas utilizado no processamento do sinal fotodetectado. Essas oscilações podem ser minimizadas aumentando-se a taxa de bombeamento ou até mesmo alterando-se a cavidade laser, pela utilização de EDF com diferentes comprimentos e diferentes concentrações de dopantes. Foi percebido que as principais fontes de ruído podem ser consideravelmente reduzidas pela atenção dada ao circuito óptico, eliminando emendas desnecessárias e reflexões nos terminais não conectados dos componentes ópticos.

Embora o sinal laser represente uma vantagem na convolução com os espectros das redes sensoras, especial atenção deve ser dada à sua estabilidade térmica e mecânica. O sistema precisa ser caracterizado dentro dos limites de uma faixa de temperatura de operação, para que se tenha a garantia de que a varredura espectral ocorra sempre dentro dos valores esperados. Vibrações na cavidade devem ser evitadas, pois além de produzirem excessivo ruído ao sinal óptico, podem eventualmente induzir oscilações de relaxação por um período muito mais longo do que a própria vibração mecânica. Por outro lado, a alta densidade espectral de potência do sinal laser quando comparado com fontes de banda larga permite que o equipamento de interrogação esteja distante muitos quilômetros das redes sensoras, evitando sua manipulação em ambientes sujeitos a vibrações e variações bruscas de temperatura.

Acima de tudo, a utilização de duas redes de Bragg de alta resistência na sintonia do EDFL pela comutação de uma chave óptica mostra que a varredura do sinal laser pode ocorrer em duas faixas espectrais bem distintas. Isso representa dobrar a capacidade de interrogação de sensores multiplexados quando comparado com sistemas de varredura em uma única faixa de “ida e volta” do sinal laser. Mesmo que o sistema não consiga operar em altas frequências de varredura, muitas aplicações não exigem alta velocidade de interrogação, mas necessitam mais sensores monitorados. Nesse sentido, a combinação de métodos híbridos WDM e TDM tem demonstrado ser uma das formas mais versáteis para a interrogação de sensores baseados em redes de Bragg.

6.2 TRABALHOS FUTUROS

A contribuição mais direta para sistema proposto é a automação do processo de aquisição e tratamento do sinal refletido pelas redes interrogadas. O circuito a ser implementado precisa ter um estágio analógico para a fotodetecção seguido dos estágios digitais de filtragem e detecção dos picos de tensão em sincronismo com o sinal TTL aplicado à chave óptica. De preferência, o circuito deve ser capaz de identificar um número variável de sensores, traduzindo as variações temporais nos picos de reflexão em variações de comprimento de onda, ou diretamente na grandeza física de medida, como temperatura ou deformação.

Os sinais fotodetectados foram processados pelos programas ORIGIN[®] e WAVESTAR[®], mas podem ser adquiridos e processados por circuitos digitais. Algoritmos

que tratem os dados de forma rápida e precisa necessitam ainda ser desenvolvidos e implementados. A melhor forma de identificação de pico deve ser investigada entre os métodos existentes, como ajuste gaussiano, ajuste polinomial ou centróide, por exemplo. Também é interessante que a conversão entre os tempos na fotodeteção dos picos das redes interrogadas para os respectivos comprimentos de onda possa ser feita de acordo com uma curva de ajuste polinomial sobre os pontos de caracterização da varredura, ao invés de um ajuste linear (ver Figura 39). Isso reduziria a diferença RMS entre os pontos experimentais e os pontos dados pela curva de ajuste, embora complicaria consideravelmente o processo de conversão dos valores temporais para os correspondentes valores da grandeza medida.

Atualmente o sistema utiliza um gerador de sinais para fornecer o sinal de rampa, que é então amplificado por um circuito amplificador próprio para PZT, de custo elevado. A eletrônica necessária para gerar os sinais de rampa e chave óptica é simples e pode ser obtida com um único circuito integrado, seguido pela implementação economicamente viável de um amplificador de potência com ampla banda de resposta (pelo menos até a frequência de ressonância do PZT).

Investigações podem ser feitas também no circuito óptico visando melhorar o desempenho da cavidade laser. Não foi levantado qual o melhor comprimento da EDF para se obter a máxima potência óptica de saída, maior estabilidade da amplitude durante a varredura e menor influência das oscilações de relaxação. O comprimento total da cavidade pode ser reduzido caso se consiga o espelhamento da extremidade da EDF pela deposição de prata na ponta clivada, descartando a utilização do terminal espelhado usado atualmente. A utilização de um acoplador com índice de acoplamento variável ligando as duas DTGs pode permitir a equalização da amplitude do sinal laser para as duas faixas espectrais de varredura. A potência do sinal laser também deve ser caracterizada em função da refletividade da FBG na saída da cavidade, determinando qual a refletividade ideal para a maior potência óptica do sinal de varredura.

Caso um sistema mecânico capaz de tracionar as DTGs até 3 % de estiramento fosse implementado, resultaria em uma faixa de sintonia de aproximadamente 36 nm para cada DTG, permitindo a multiplexação de até 24 FBGS com 3 nm de separação espectral entre elas. Os comprimentos de onda nominais das DTGs devem ser escolhidos com base no perfil de ganho do EDFL, que pode não ser suficiente para permitir ação laser numa faixa de 72 nm. Nesse caso, novas configurações de cavidade devem ser investigadas como, por exemplo, a

cavidade em anel proposta por Yamashita e Nishihara (2001) ou a cavidade linear proposta por Dong *et al* (2003). O dispositivo mecânico, por sua vez, poderia ser implementado de tal forma que promovesse o encurvamento da DTG, de maneira similar como foi feito por Goh *et al* (2003).

Uma vez que o circuito óptico seja otimizado e o circuito eletrônico compactado, as características de sensibilidade, precisão, e acurácia devem ser levantadas para o sistema, tanto para medidas sucessivas quanto aquelas feitas em dias diferentes. A acurácia irá depender diretamente de o sinal laser começar e terminar a varredura com os mesmos comprimentos de onda. Caso isso não seja possível dentro de limites pré-estabelecidos, a utilização de redes Bragg de referência pode minimizar o problema, desde que seus comprimentos de onda sejam bem definidos. Por outro lado, as redes de referência ocupam espaço na faixa de varredura que poderia ser utilizada na interrogação de sensores. Caso se consiga boa estabilidade do sinal laser, da tensão pico-a-pico aplicada ao PZT e na frequência de varredura, o sinal TTL gerado para a chave óptica pode ser a referência temporal do sistema.

A máxima frequência de varredura deve ser investigada caso o sistema opere com apenas uma DTG. Foi observada uma modulação no sinal fotodetectado com o aumento da frequência de varredura (Figura 24), mas que pode estar associada com as oscilações de relaxação induzidas pela vibração do PZT e, nesse caso, podem ser minimizadas com o aumento da corrente de bombeamento. As posições temporais dos picos interrogados podem, porém, ser influenciadas pela resposta geral do sistema em frequências mais altas de varredura. É interessante também que se utilize uma chave óptica com resposta mais rápida, o que certamente aumentaria o limite de frequência de varredura na operação com duas DTGs.

Outra sugestão é aumentar a frequência da rampa aplicada ao PZT e fazer várias aquisições antes de comutar a chave óptica. O sistema poderia operar, por exemplo, com 400 hertz de frequência de varredura (se as oscilações de relaxação não forem um impedimento) e ser controlado por um microprocessador que comutasse a chave óptica a cada 100 ciclos. Desse modo, a frequência da chave óptica seria de apenas 4 Hz, mas o sistema interrogaria um grupo de sensores 100 vezes a cada 0,25 segundo, permitindo então fazer medidas dinâmicas de até 200 Hz ou computar a média das 100 aquisições para melhorar a precisão do sistema.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- AGRAWAL, G. P. **Application of Nonlinear Fiber Optics**. San Diego: Academic Press, 2001, p. 204; 326-335.
- ASKINS, C. G., PUTNAM, M. A., PATRICK, H. J., FRIEBELE, E. J. Fibre strength unaffected by on-line writing of single-pulse Bragg gratings. **Electronics Letters**, v. 33, p. 1333-1334, 1997.
- BALL, G. A., MOREY, W. W., WATERS, J. P. Nd³⁺ fibre laser utilizing intra-core Bragg Reflectors. **Electronics Letters**, v. 26, p. 1829-1830, 1990.
- BALL, G. A., MOREY, W. W., GLENN, W. H. Standing-Wave Monomode Erbium Fiber Laser. **IEEE Photonics Technology Letters**, v. 3, p. 613-615, 1991.
- BALL, G. A., MOREY, W. W. Continuously tunable single-mode erbium fiber laser. **Optics Letters**, v.17, p. 420-422, 1992.
- BALL, G. A., MOREY, W. W., CHEO, P. K. Fiber Laser Source/Analyzer for Bragg Grating Sensor Array Interrogation. **Journal of Lightwave Technology**, v. 12, p. 700-702, 1994.
- BALL, G. A., MOREY, W. W. Compression-tuned single-frequency Bragg grating fiber laser. **Optics Letters**, v. 19, p. 1979-1981, 1994.
- BEADLE, B. M., WEIS, R. S. Longitudinal Vibrations of a Silica Fiber Segment Characterized Using a Fiber Bragg Grating. **IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control**, v. 45, p. 1100-1104, 1998.
- BELLEMARE, A., KARÁSEK, M., RIVIERE, C., BABIN, F., HE, G., ROY, V., SCHINN, G. W. A Broadly Tunable Erbium-Doped Fiber Ring Laser: Experimentation and Modeling. **IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics**, v. 7, p. 22-29, 2001.
- BRENCI, M., CONFORTI, G., FALCIAI, R., MIGNANI, A. G., SCHEGGI, A. M. Thermo-chromic Transducer Optical Fiber Temperature Sensor. **Proceedings of the 2nd International Conference on Optical Fiber Sensors - OFS'84**, p. 155-160, 1984.

- BUESTRICH, R., KAHLENBERG, F., POPALL, M., DANNBERG, P., MÜLLER-FIEDLER, R., RÖSCH, O. ORMOCER[®]s for Optical Interconnection Technology. **Journal of Sol-Gel Science and Technology**, v. 20, p. 181-186, 2001.
- CHAN, K., ITO, H., INABA, H. All-Optical-Fiber-Based Remote Sensing System for Near Infrared Absorption of Low-Level CH₄ Gas. **Journal of Lightwave Technology**, v. LT-5, p. 1706-1711, 1987.
- CHOJETZKI, C., ROTHHARDT, M., OMMER, J., UNGER, S., SCHUSTER, K., MUELLER, H. -R. High-reflectivity draw-tower fiber Bragg gratings – arrays and single gratings of type II. **Optical Engineering Letters**, v. 44, p. 60503-1–60503-2, 2005.
- CSELE, M. **Fundamentals of Light Sources and Lasers**. New Jersey: Wiley-Interscience, 2004, p. 163.
- CULSHAW, B. Introduction (24/11/1998), “Collected Papers of the International Conferences on Optical Fiber Sensors, 1983-1997” (CD-ROM), **SPIE, OSA and IEEE/LEOS**, 1999.
- CULSHAW, B. Fiber Optics in Sensing and Measurement. **IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics**, v. 6, p. 1014-1021, 2000.
- DAVIS, M. A., KERSEY, A. D. All-fibre Bragg grating strain-sensor demodulation technique using a wavelength division coupler. **Electronics Letters**, v. 30, p. 75-77, 1994.
- DAVIS, M. A., BELLEMORE, D. G., PUTNAM, M. A., KERSEY, A. D. Interrogation of 60 fibre Bragg grating sensors with microstrain resolution capability. **Electronics Letters**, v. 32, p. 1393-1394, 1996.
- DINAND, M., SCHÜTTE, Ch. Theoretical Modeling of Relaxation Oscillations in Er-doped Waveguide Lasers. **Journal of Lightwave Technology**, v. 13, p. 14-23, 1995.
- DONG, L., ARCHAMBAULT, J. L., REEKIE, L., RUSSEL, P. St. J., PAYNE, D. N. Single pulse Bragg gratings written during fibre drawing. **Electronics Letters**, v. 29, p. 1577-1578, 1993.
- DONG, X., NGO, N. Q., SHUM, P., TAM, H. -Y., DONG, X. Linear cavity erbium-doped fiber laser with over 100 nm tuning range. **Optics Express**, v. 11, p. 1689-1694, 2003.

- FERREIRA, L. A., SANTOS, J. L. FARAHI, F. Pseudoheterodyne Demodulation Technique for Fiber Bragg Grating Sensors Using Two Matched Gratings. **IEEE Photonics Technology Letters**, v. 9, p. 487-489, 1997.
- DUARTE, F. J. (editor). **Tunable Lasers Handbook**. San Diego: Academic Press, 1995, p. 79-82.
- FERREIRA, L. A., DIATZIKIS, E. V., SANTOS, J. L., FARAHI, F. Demodulation of fiber Bragg grating sensors based on dynamic tuning of a multimode laser diode. **Applied Optics**, v. 38, p. 4751-4759, 1999.
- FIELDS, J. N., ASAWA, C. K., RAMER, O. G., BARNOSKI, M. K. Fiber optic pressure sensor. **Journal of the Acoustical Society of America**, v. 67, p. 816-818, 1980.
- FRADEN, J. **Handbook of Modern Sensors – Physics, Designs and Applications**, Third Edition. New York: Springer-Verlag, 2003. 589p.
- FUHR, P. L. Measuring with Light – Part II, **Sensors Magazine**, May 2000. Disponível em: <<http://archives.sensorsmag.com/articles/0500/26/main.shtml>> Acesso em: 27 outubro 2004.
- FURTADO, N. F. **Física: Sistemas de Unidades – Teoria dos Erros**. Editora Gertum Carneiro, 1950, p. 61-103.
- GILES, C. R., DESURVIRE, E. Modeling Erbium-Doped Fiber Amplifiers. **Journal of Lightwave Technology**, v. 9, p. 271-283, 1991.
- GILES, C. R. Lightwave Applications of Fiber Bragg Gratings. **Journal of Lightwave Technology**, v. 15, p. 1391-1404, 1997.
- GOH, C. S., MOKHTAR, M. R., BUTLER, S. A., SET, S. Y., KIKUCHI, K., IBSEN, M. Wavelength Tuning of Fiber Bragg Grating Over 90 nm Using a Simple Tuning Package. **IEEE Photonics Technology Letters**, v. 15, p. 557-559, 2003.
- GONÇALVES JR., A. A. **Metrologia – Parte I**. Apostila do Laboratório de Metrologia e Automatização, Departamento de Engenharia Mecânica. Florianópolis: Universidade Federal de Santa Catarina, 2002, p. 80-98.

- HAGEMANN, V., TRUTZEL, M. N., STAUDIGEL, L., ROTHHARDT, M., MÜLLER, H. - R., KRUMPHOLZ, O. Mechanical resistance of draw-tower-Bragg-grating sensors. **Electronics Letters**, v. 34, p. 211-212, 1998.
- HARAMONI, N., PATERNO, A. S., KALINOWSKI, H. J. Mechanically Tuned EDF Laser for Interrogation of Multiplexed Fiber Bragg Grating Sensors. **Journal of Microwave and Optoelectronics**, aceito para publicação (2007).
- HEALEY, P. Instrumentation principles for optical time domain reflectometry. **Journal of Physics E: Scientific Instruments**, v. 19, p. 334-341, 1986.
- HILL, K. O., FUJII, Y., JOHNSON, D. C., KAWASAKI, B. S. Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection fiber fabrication. **Applied Physics Letters**, v. 32, p. 647-649, 1978.
- HILL, K. O., MALO, B., BILODEAU, F., JOHNSON, D. C., ALBERT, J. Bragg gratings fabricated in monomode photosensitive optical fiber by UV exposure through a phase mask. **Applied Physics Letters**, v. 62, p. 1035-1037, 1993.
- HILL, K. O., MELTZ, G. Fiber Bragg Grating Technology Fundamentals and Overview. **Journal of Lightwave Technology**, v. 15, p. 1263-1276, 1997.
- IOCCO, A., LIMBERGER, H. G., SALATHÉ, R. P., EVERALL, L. A., CHISHOLM, K. E., WILLIAMS, J. A. R., BENNION, I. Bragg Grating Fast Tunable Filter for Wavelength Division Multiplexing. **Journal of Lightwave Technology**, v. 17, p. 1217-1221, 1999.
- JACKSON, D. A., LOBO RIBEIRO, A. B., REEKIE, L., ARCHAMBAULT, J. L. Simple multiplexing scheme for a fiber-optic grating sensor network. **Optics Letters**, v. 18, p. 1192-1194, 1993.
- KALLI, K., BRADY, G. P., WEBB, D. J., JACKSON, D. A., ZHANG, L., BENNION, I. Wavelength-division and spatial multiplexing using tandem interferometers for Bragg grating sensor networks. **Optics Letters**, v. 20, p. 2544-2546, 1995.
- KASHYAP, R., ARMITAGE, J. R., WYATT, R., DAVEY, S. T., WILLIAMS, D. L. All-fibre narrowband reflection gratings at 1500 nm. **Electronics Letters**, v. 26, p. 730-732, 1990.

- KASHYAP, R. Photosensitive optical fibers: devices and applications. **Optical Fiber Technology**, v. 1, p. 17-34, 1994.
- KASHYAP, R. **Fiber Bragg Gratings**. San Diego: Academic Press, 1999, p. 101-102; 311-347; 414.
- KAWASAKI, B. S., HILL, K. O., JOHNSON, D. C., FUJII, Y. Narrow-band Bragg reflectors in optical fibers. **Optics Letters**, v. 3, p. 66-68, 1978.
- KEISER, G. E. A Review of WDM Technology and Applications (Tutorial Paper). **Optical Fiber Technology**, v. 5, p. 3-39, 1999.
- KERSEY, A. D., DANDRIGE, A. Applications of Fiber-Optic Sensors. **IEEE Transactions on Components, Hybrids and Manufacturing Technology**, v. 13, p. 137-143, 1990.
- KERSEY, A. D., BERKOFF, T. A., MOREY, W. W. High-Resolution Fibre-Grating Based Strain Sensor with Interferometric Wavelength-Shift Detection. **Electronics Letters**, v. 28, p. 236-238, 1992.
- KERSEY, A. D., BERKOFF, T. A., MOREY, W. W. Multiplexed fiber Bragg grating strain-sensor system with a fiber Fabry-Perot wavelength filter. **Optics Letters**, v. 18, p. 1370-1372, 1993.
- KERSEY, A. D., MOREY, W. W. Multi-element Bragg-grating based fibre-laser strain sensor. **Electronics Letters**, v. 29, p. 964-966, 1993.
- LEE, B. Review of the present status of optical fiber sensors. **Optical Fiber Technology**, v. 9, p. 57-79, 2003.
- MANDAL, J., SHEN, Y., PAL, S., SUN, T., GRATTAN, K. T. V., AUGOUSTI, A. T. Bragg grating tuned fiber laser system for measurement of wider range of temperature and strain. **Optics Communications**, v. 244, p. 111-121, 2005.
- MEASURES, R. M., MELLE, S., LIU, K. Wavelength demodulated Bragg Grating fiber optic sensing systems for addressing smart structure critical issues. **Smart Materials and Structures**, v. 1, p. 36-44, 1992.

- MELLE, S. M., ALAVIE, A. T., KARR, S., COROY, T., LIU, K., MEASURES, R. M. A Bragg Grating-Tuned Fiber Laser Stain Sensor System. **IEEE Photonics Technology Letters**, v. 5, p. 263-266, 1993.
- MELTZ, G., MOREY, W. W., GLENN, W. H., FARINA, J. D. In-fiber Bragg-grating sensors. **Proceedings of the 5th International Conference on Optical Fiber Sensors - OFS'88**, p. 163-166, 1988.
- MELTZ, G., MOREY, W. W., GLENN, W. H. Formation of Bragg gratings in optical fibers by a transverse holographic method. **Optics Letters**, v. 14, p. 823-825, 1989.
- MIGNON, M., DESURVIRE, E. An Analytical Model for the Determination of Optimal Output Reflectivity and Fiber Length in Erbium-Doped Fiber Lasers. **IEEE Photonics Technology Letters**, v. 4, p. 850-852, 1992.
- MIZRAHI, V., DIGIOVANNI, D. J., ATKINS R. M., GRUBB, S. G., PARK, Y. -K., DELAVAUX, J. M. P. Stable Single-Mode Erbium Fiber-Grating Laser For Digital Communication. **Journal of Lightwave Technology**, v. 11, p. 2021-2025, 1993.
- MOHAMMAD, N., SZYSZKOWSKI, W., ZHANG, W. J., HADDAD, E. I., ZOU, J., JAMROZ, W., KRUCZELECKY, R. Analysis and Development of a Tunable Fiber Bragg Grating Filter Based on Axial Tension/Compression. **Journal of Lightwave Technology**, v. 22, p. 2001-2013, 2004.
- MOREY, W. W. Distributed Fiber Grating Sensors. **Proceedings of the 7th International Conference on Optical Fiber Sensors - OFS'90**, p. 285-288, 1990.
- MOREY, W. W., MELTZ, G., WEISS, J. M. Separation of Temperature and Strain Measurands in Fiber Bragg Grating Sensors. **Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting, LEOS'92**, Conference Proceedings, p. 454-455, 1992.
- OTHONOS, A. Fiber Bragg gratings. **Review of Scientific Instruments**, v. 68, p. 4309-4341, 1997.
- OTHONOS, A., KALLI, K. **Fiber Bragg gratings, Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing**. Boston: Artech House, 1999, p. 95-113; 305-317.

- PATERNO, A. S. **Sistemas de sensoriamento em fibra ótica**: Análise e implementação com aplicações na instrumentação de processos petroquímicos. Curitiba, 2006. Tese de Doutorado - Universidade Tecnológica Federal do Paraná, p. 31-34; 40-45.
- PATERNO, A. S., KALINOWSKI, H. J., FABRIS, J. L. Sistema com Laser Sintonizável para Caracterização de Dispositivos Óticos. **Revista de Física Aplicada e Instrumentação**, v. 17, p. 86-92, 2004.
- PATERNO, A. S., OLIVEIRA, V., FIGUEIREDO, T. S., KALINOWSKI, H. J. Multiplexed Fiber Bragg Grating Interrogation System Using a Modulated Fiber Bragg Grating and the Tunable-Filter Method. **IEEE Sensors Journal**, v.6, p. 1662-1668, 2006.
- PATERNO, A. S., HARAMONI, N., SILVA, J. C. C., KALINOWSKI, H. J. Highly reliable strain-tuning of an Erbium-doped fiber laser for the interrogation of multiplexed Bragg grating sensors. **Optics Communications**, v. 273, p. 187-192, 2007.
- PFEIFFER, T., SCHMUCK, H., BÜLOW, H. Output Power Characteristics of Erbium-Doped Fiber Ring Lasers. **IEEE Photonics Technology Letters**, v. 4, p. 847-849, 1992.
- RANGEL-ROJO, R., MOHEBI, M. Study of the onset of self-pulsing behaviour in a Er-doped fibre laser. **Optics Communications**, v. 137, p. 98-102, 1997.
- RAO, Y. -J. Review Article: In-fibre Bragg grating sensors. **Measurement Science and Technology**, v. 8, p. 355-375, 1997.
- REEKIE, L., MEARS, J. R., POOLE, S. B., PAYNE, D. N. Tunable Single-Mode Fiber Lasers. **Journal of Lightwave Technology**, v. LT-4, p. 956-960, 1986.
- SALEH, B. E. A., TEICH, M. C. **Fundamentals of Photonics**. New York: John Wiley & Sons, Inc., 1991, p. 524-526.
- SANCHEZ, F., LE BOUDEC, P., FRANÇOIS, P. L., STEPHAN, G. Effects of ion pairs on the dynamics of erbium-doped fiber lasers. **Physical Review A**, v. 48, p. 2220-2229, 1993.
- SHU, X., LIU, Y., ZHAO, D., GWANDU, B., FLOREANI, F., ZHANG, L., BENNION, I. Dependence of temperature and strain coefficients on fiber grating type and its application to simultaneous temperature and strain measurement. **Optics Letters**, v. 27, p. 701-703, 2002.

- SIEGMAN, A. E. **Lasers**. Sausalito: University Science Books, 1986, p. 954-966.
- SLATER, J. C. Interaction of Waves in Crystals. **Reviews of Modern Physics**, v. 30, p. 197-222, 1958.
- SNITZER, E., WOODCOCK, R. Yb³⁺-Er³⁺ Glass Laser. **Applied Physics Letters**, v. 6, p. 45-46, 1965.
- SONG, Y. W., HAVSTAD, S. A., STARODUBOV, D., XIE, Y., WILLNER, A. E., FEINBERG, J. 40-nm-Wide Tunable Fiber Ring Laser With Single-Mode Operation Using a Highly Stretchable FBG. **IEEE Photonics Technology Letters**, v. 13, p. 1167-1169, 2001.
- STUEFLOTTEN, S., CHRISTENSEN, T., IVERSEN, S., HELLVIK, J. O., ALMAS, K., WIEN, T., GRAAV, A. An infrared fibre optic gas detection system. **Proceedings of the 2nd International Conference on Optical Fiber Sensors - OFS'84**, p. 87-90, 1984.
- SVALGAARD, M., GILBERT, S. L. Stability of short, single-mode erbium-doped fiber lasers. **Applied Optics**, v. 36, p. 4999-5005, 1997.
- SVELTO, O. **Principles of Lasers**, Fourth Edition (traduzido do original em italiano para inglês por David C. Hanna). New York: Springer, 1998, p. 305-310.
- SYDENHAM, P. H. **Measurement, Instrumentation, and Sensors Handbook CRCnetBase 1999**. Boca Raton: CRC Press LLC, 1999, cap. 3. CD-ROM.
- VALENTE, L. C. G., BRAGA, A. M. B., RIBEIRO, A. S. A., REGAZZI, R. D., ECKE, W., CHOJETZKI, C., WILLSCH, R. Combined Time and Wavelength Multiplexing Technique of Optical Fiber Grating Sensors Arrays Using Commercial OTDR Equipment. **IEEE Sensors Journal**, v. 3, p. 31-35, 2003.
- VARELAS, D., LIMBERGER, H. G., SALATHÉ, R. P., KOTROTSIOS, C. UV-induced mechanical degradation of optical fibres. **Electronics Letters**, v. 33, p. 804-806, 1997.
- WEBER, M. J. (editor). **CRC Handbook of Laser Science and Technology: Volume I – Lasers and Masers**, Boca Raton: CRC Press Inc., 1982, p. 208-210.

- WEI, J. Investigation of interferometric noise in fiber-optic Bragg grating sensors by use of tunable laser sources. **Applied Optics**, v.37, p. 2517-2525, 1998.
- WETJEN, E. T., SONNENFROH, D. M., ALLEN, M. G., MORSE, T. F. Demonstration of a rapidly strain tuned Er³⁺-doped fiber laser for sensitive gas detection. **Applied Optics**, v. 38, p. 3370-3375, 1999.
- XU, M. G., GEIGER, H., ARCHAMBAULT, J. L., REEKIE, L., DAKIN, J. P. Novel interrogating system for fibre Bragg grating sensors using an acousto-optic tunable filter. **Electronics Letters**, v. 29, p. 1510-1511, 1993.
- XU, M. G., ARCHAMBAULT, J. L., REEKIE, L., DAKIN, P. Discrimination between strain and temperature effects using dual-wavelength fibre grating sensors. **Electronics Letters**, v. 30, p. 1085-1087, 1994.
- XU, M. G., GEIGER, H., DAKIN, J. P. Modeling and Performance Analysis of a Fiber Bragg Grating Interrogating System Using an Acousto-Optic Tunable Filter. **Journal of Lightwave Technology**, v. 14, p. 391-396, 1996.
- YAMASHITA, S., NISHIHARA, M. Widely Tunable Erbium-Doped Fiber Ring Laser Covering Both C-Band and L-Band. **IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics**, v. 7, p. 41-43, 2001.
- YUN, S. H., RICHARDSON, D. J., KIM, B. Y. Interrogation of fiber grating sensor arrays with a wavelength-swept fiber laser. **Optics Letters**, v. 23, p. 843-845, 1998.
- ZHAO, Y., LIAO, Y. Discrimination methods and demodulation techniques for fiber Bragg grating sensors. **Optics and Lasers in Engineering**, v. 41, p. 1-18, 2004.
- ZYSKIND, J. L., MIZRAHI, V., DiGIOVANNI, D. J., SULHOFF, J. W. Short single frequency Erbium-doped fibre laser. **Electronics Letters**, v. 28, p. 1385-1386, 1992.

RESUMO

Este trabalho descreve sistemas para interrogação de redes de Bragg multiplexadas, através de varredura espectral do sinal produzido por um laser a fibra dopada com Érbio com cavidade linear. A sintonia do laser é obtida pela tração da rede de Bragg que atua como um dos refletores da cavidade. O sistema mecânico de tração consiste em um atuador piezoelétrico sobre o qual a rede é colada e que também promove a varredura em comprimento de onda do sinal laser. O resultado da convolução do sinal laser com os espectros de reflexão das redes sensoras é fotodetectado e processado por filtros digitais. Obtém-se assim uma representação elétrica e temporal do sinal óptico que é uma boa aproximação dos espectros interrogados.

Através da utilização de duas redes de Bragg de alta resistência o sistema é capaz de dobrar a faixa espectral de interrogação, operando numa configuração híbrida de multiplexação em comprimento de onda (WDM) e divisão no tempo (TDM). As principais limitações do sistema, como as oscilações de relaxação do laser, efeito da temperatura e faixa de varredura são investigadas, com intuito de apontar os fatores que podem ser alterados futuramente para a melhoria do sistema.

PALAVRAS-CHAVE

Redes de Bragg em fibra óptica; sensores ópticos; técnicas de interrogação, laser sintonizável, laser a fibra dopada com Érbio; atuador piezoelétrico.

ÁREA/SUB-ÁREA DE CONHECIMENTO

3.04.02.00-0: Medidas Elétricas, Magnéticas e Eletrônicas; Instrumentação

3.04.05.00-9: Eletrônica Industrial, Sistemas e Controles Eletrônicos

3.04.06.01-3: Teoria Eletromagnética, Microondas, Propagação de Ondas, Antenas

1.05.01.05-3: Metrologia, Técnicas Gerais de Laboratório, Sistema de Instrumentação

1.05.02.02-5: Ótica

2007

Nº: 436

Livros Grátis

(<http://www.livrosgratis.com.br>)

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)
[Baixar livros de Matemática](#)
[Baixar livros de Medicina](#)
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)
[Baixar livros de Meteorologia](#)
[Baixar Monografias e TCC](#)
[Baixar livros Multidisciplinar](#)
[Baixar livros de Música](#)
[Baixar livros de Psicologia](#)
[Baixar livros de Química](#)
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)
[Baixar livros de Serviço Social](#)
[Baixar livros de Sociologia](#)
[Baixar livros de Teologia](#)
[Baixar livros de Trabalho](#)
[Baixar livros de Turismo](#)