MERILYN SANTOS FERREIRA

**MICROSCOPIA INTERFEROMÉTRICA HOLOGRÁFICA PARA A
CARACTERIZAÇÃO DE MICROTRANSDUTORES**

São Paulo

2014

MERILYN SANTOS FERREIRA

**MICROSCOPIA INTERFEROMÉTRICA HOLOGRÁFICA PARA A
CARACTERIZAÇÃO DE MICROTRANSDUTORES**

Dissertação apresentada à Escola
Politécnica da Universidade de São Paulo
para obtenção do título de Mestre em
Ciências

São Paulo

2014

MERILYN SANTOS FERREIRA

**MICROSCOPIA INTERFEROMÉTRICA HOLOGRÁFICA PARA A
CARACTERIZAÇÃO DE MICROTRANSDUTORES**

Dissertação apresentada à Escola
Politécnica da Universidade de São
Paulo para obtenção do título de
Mestre em Ciências

Área de Concentração:
Microeletrônica

Orientador:
Prof. Dr. Eduardo Acedo Barbosa

São Paulo

2014

Este exemplar foi revisado e corrigido em relação à versão original, sob responsabilidade única do autor e com a anuência de seu orientador.

São Paulo, 18 de março de 2014.

Assinatura do autor _____

Assinatura do orientador _____

• FICHA CATALOGRÁFICA

Ferreira, Merilyn Santos

Microscopia interferométrica holográfica para a caracterização de microtransdutores / M.S. Ferreira. -- versão corr. -- São Paulo, 2014.

101 p.

Dissertação (Mestrado) - Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. Departamento de Engenharia de Sistemas Eletrônicos.

1.Interferometria 2.Holografia 3.Microscopia I.Universidade de São Paulo. Escola Politécnica. Departamento de Engenharia de Sistemas Eletrônicos II.t.

***Dedico este trabalho ao meu marido e filhos.
E especialmente, aos meus pais.***

AGRADECIMENTOS

Agradeço ao Prof. Barbosa por sua orientação e generosidade, que tornou o desenvolvimento deste trabalho o mais tranquilo e agradável possível.

Ao meu colega de trabalho Danilo, por sua amizade e constante contribuição.

Aos professores que contribuíram para a minha aprendizagem durante o mestrado.

Aos meus pais, Doralice e Luiz, por me apoiarem sempre.

Aos meus filhos, Sabrina e Guilherme por sua admiração e carinho, e ao meu marido, Joel, por sua dedicação e compreensão.

Ao professor Mikiya Muramatsu, IFUSP, pelo empréstimo do *chart* USAF 1951.

À Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP) pelo apoio financeiro.

A todos, que embora não citados explicitamente, contribuíram direta ou indiretamente para a realização deste trabalho.

"Tenho a impressão de ter sido uma criança brincando à beira-mar, divertindo-me ao descobrir uma pedrinha mais lisa ou uma concha mais bonita que as outras, enquanto o imenso oceano da verdade continua misterioso diante de meus olhos."

Isaac Newton

RESUMO

A finalidade deste trabalho é aplicar a técnica de holografia em cristais fotorrefrativos para o estudo de propriedades mecânicas de microdispositivos, garantindo ainda a obtenção de uma geometria de arranjo holográfico simples e compacto. Foram feitas a análise de vibração e a análise de deformação de microdispositivos por meio da interferometria de média temporal e de dupla exposição, respectivamente. Como fontes de luz, foram utilizados diodos laser emitindo em 660nm, e um He-Ne laser emitindo em 632,8nm. Como meio fotorrefrativo de registro holográfico foi utilizado o cristal $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, (BTO) da família das selenitas. Foi proposto um arranjo óptico de holografia de reflexão do tipo Denisiuk, e a este arranjo foi adicionado um conjunto de lentes objetiva e ocular para formar uma configuração de microscópio composto, com o objetivo de obterem-se imagens holográficas de objetos de dimensões microscópicas. A gravação e a reconstrução do holograma se deram simultaneamente, devido à associação do cristal fotorrefrativo a uma câmera CMOS. Desta maneira, a observação dos hologramas foi feita em tempo real. Foram feitas, inicialmente, imagens de dupla exposição de piezorresistores MEMS (microelectromechanical systems), de geometria reduzida ($2,96 \times 0,6 \text{ mm}^2$), e de dispositivos CMUT (Capacitive Micromachined Ultrasonic Transducers) com $640\mu\text{m}$ de diâmetro. Através desta técnica foi possível medir deslocamentos de $0,33\mu\text{m}$ a $4,3\mu\text{m}$. Foram obtidos também interferogramas de média temporal de cerâmicas e transdutores piezoelétricos, porém, iluminando apenas pequenas regiões destes objetos. Estas imagens mostraram qualidade razoável, indicando que é possível aplicar a técnica de interferometria em média temporal para objetos com amplitude de vibração entre $0,12\mu\text{m}$ e $1,7\mu\text{m}$. Para investigar as potencialidades microscópicas foram feitas imagens de padrões de teste de resolução, onde foi possível visualizar estruturas com geometrias entre 2mm e $20\mu\text{m}$.

Palavras-chave: Interferometria. Holografia. Microscopia.

ABSTRACT

The aim of this work is to apply photorefractive crystals holography technique for the study of mechanical properties of micro-devices; it ensures obtaining a simple and compact geometry of holographic setup. Vibration and deformation analyses of micro-devices were performed using time average and double exposure interferometry, respectively. As light sources, it was used diode lasers emitting at 660nm, and He-Ne laser emitting at 632.8nm. As photorefractive holographic recording medium was used $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO) crystal, family of selenites. An optical setup of Denisiuk-type reflection holography was proposed, and this setup was added a set of objective and eyepiece lenses to form a compound microscope configuration, in order to obtain holographic images of objects with microscopic dimensions. Recording and reconstruction of the hologram occurred simultaneously, due to the combination of the photorefractive crystal to a CMOS camera. Thus, holograms observation occurs in real time. It was initially performed double exposure images of MEMS (microelectromechanical systems) piezoresistors, with reduced geometry ($2.96 \times 0.6 \text{ mm}^2$), and CMUT (capacitive micromachined ultrasonic transducers) devices with $640\mu\text{m}$ diameter. By this technique was possible measure displacements of $0.33\mu\text{m}$ to $4.3\mu\text{m}$. Time average interferograms of Ceramics and piezoelectric transducers were also obtained, however, it illuminating only small regions of these objects. These images showed reasonable quality, indicating that it is possible apply the time average technique for objects with vibration amplitude between $0.12\mu\text{m}$ e $1.7\mu\text{m}$. In order to investigate the microscopic potentialities images of resolution test chart were done, where it was possible to visualize structures with geometries between $20 \mu\text{m}$ and 2mm .

Keywords: Interferometry. Holography. Microscopy.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1– Gravando um holograma. A placa fotográfica grava o padrão de interferência produzido pela onda espalhada pelo objeto e a onda referência refletida pelo espelho.	31
Figura 2– Reconstrução da imagem. O holograma, depois do processamento, é iluminado com a onda referência vinda do laser. A luz difratada pelo holograma parece vir do objeto original.....	31
Figura 3– Sistema óptico usado na gravação do holograma de Gabor.....	33
Figura 4– Sistema óptico usado para reconstruir a imagem de um holograma "in-line".	33
Figura 5– Arranjo holográfico de transmissão.	34
Figura 6– Reconstrução de imagem por um holograma gravado com um feixe referência "off-axis".	35
Figura 7– Sistema óptico para a gravação de um holograma de transmissão.	35
Figura 8– Arranjo óptico típico para a gravação de hologramas de reflexão.....	36
Figura 9– Arranjo óptico de Denisiuk para a produção de hologramas de reflexão.....	37
Figura 10 – Processo holográfico.....	38
Figura 11– Imagem de interferometria holográfica de uma lata de alumínio deformada por um elástico (22).....	40
Figura 12– Vista lateral da viga, deslocamento ocorre em $+z$, e iluminação em $-z$	42
Figura 13– Exemplo de padrão de franjas observado na frente da viga.	44
Figura 14– Desenho esquemático de um transdutor polarizado senoidalmente. (a) Vista lateral do transdutor. O deslocamento está na direção z e a iluminação está na direção $-z$. (b) Padrão de franjas observado na vista frontal do transdutor.	46
Figura 15– Plotagem de $J_0(2\rho)$, que é a função das franjas para interferometria holográfica de média temporal de vibrações senoidais.	48
Figura 16– Interferograma de média temporal de um transdutor de área $1,27 \times 1,27 \text{ cm}^2$ vibrando à 5kHz (26).	50

Figura 17– Desenho esquemático da modulação de cargas por meio da incidência de luz não homogênea (32)	52
Figura 18– A distribuição de cargas produz uma modulação do campo elétrico (32).	53
Figura 19– Esquema de bandas representativo de um cristal fotorrefrativo.	54
Figura 20– Processo de modulação do índice de refração. a) Migração de elétrons. b) Distribuição das cargas $\rho(x)$. c) Campo elétrico espacialmente modulado. d) Modulação do índice de refração $\Delta n(x)$...	58
Figura 21– Cristal de BTO em corte eletro-óptico transversal.	63
Figura 22– rotação do sistema de coordenadas em torno do eixo x.	64
Figura 23– Feixes monocromáticos e coerentes incidindo sobre a rede fixa.....	67
Figura 24– (a) Polarização da onda referência R_e seu vetor de propagação k_R na entrada do cristal $x=d$; (b) polarizações dos feixes transmitidos S' e difratado U propagando ao longo do eixo x no sentido positivo em $x=d$	71
Figura 25– polarização da onda referência na entrada do cristal BTO e o sistema de coordenadas X-Y-Z, x-y-z e x'-y'-z'.	71
Figura 26– Melhor orientação do BTO para o máximo valor de sinal-ruído da imagem holográfica.....	75
Figura 27: Arranjo holográfico de Denisiuk baseado em cristais selenitas.	76
Figura 28– arranjo óptico de microscopia sugerido neste trabalho.....	77
Figura 29– Primeiro arranjo experimental, cristal de BTO entre a objetiva e o objeto.	79
Figura 30– Imagem holográfica de uma letra "x" de 2 mm de altura.	80
Figura 31– Segundo arranjo experimental, lente objetiva entre cristal e objeto.....	81
Figura 32– Imagem holográfica de uma estrutura padrão.	81
Figura 33– Imagens holográficas das estruturas do target Layertec, os tamanhos são referentes ao comprimento da seta inseridas em cada imagem.	83
Figura 34– Representação do chart USAF 1951.	84
Figura 35– Imagem holográfica do grupo 3 do padrão USAF, cujo comprimento da menor estrutura do grupo (indicado pela seta) é 35,08 μm	84
Figura 36– Imagens de elementos presentes no grupo 5 do padrão USAF-1951, as dimensões apontadas são referentes ao comprimento das setas. ...	85

Figura 37–Imagens de elementos presentes no grupo 6 do padrão USAF-1951, as dimensões apontadas são referentes ao comprimento das setas.	86
Figura 38–Imagens de elementos presentes no grupo 7 do padrão USAF-1951, as dimensões apontadas são referentes ao comprimento das setas.	87
Figura 39– Imagem interferométrica de uma letra “x” com 2 mm de altura, esforço aleatório.	88
Figura 40– Imagens de dupla exposição de uma placa metálica, com área iluminada de 2,5x2,5-mm ² , esforço aleatório.	88
Figura 41– Interferogramas de dupla exposição para forças aplicadas de aleatório (a) 0,1N (b) e 0,5 N (c).	89
Figura 42– Mapa de deformação do PZR parcialmente torcido.	90
Figura 43– Imagens holográficas de dupla exposição dos eletrodos do dispositivo CMUT, com 640 µm de diâmetro.	90
Figura 44– Imagens interferométricas do dispositivo CMUT ao sofrer a ação gradual da tensão de 25V (as setas indicam a evolução do esforço). ...	92
Figura 45–Hologramas de média temporal de uma cerâmica piezoelétrica vibrando a, 6 kHz (a), 11 kHz (b), e 14 kHz (c).	93
Figura 46– Hologramas de média temporal de uma cerâmica piezoelétrica vibrando a 1 kHz.	94

LISTA DE ABREVIATURA E SÍGLAS

BTO	$\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ – <i>Bismuth Titanium Oxide</i>
CCD	<i>Charge-coupled device</i>
CMOS	<i>Complementary Metal-oxide-semiconductor</i>
CMUTs	<i>Capacitive micromachined ultrasonic transducers</i>
He-Ne	Hélio-Neônio
MEMS	<i>Microelectromechanical systems</i>
PBS	<i>Polarizing beamsplitter</i>
PZR	<i>Piezoresistor</i>

LISTA DE SÍMBOLOS

S	Feixe objeto
R	Feixe referência
E	Campo elétrico
λ	Comprimento de onda
k	Número de onda
Γ	Caminho óptico
I	Intensidade luminosa
$*$	Complexo conjugado
ϕ	Fase óptica
τ	Coeficiente de transmissão
β	Constante representativa da resposta do meio de registro
E_U	Onda reconstruída
N	Número inteiro
$Z(x)$	Deslocamento referente ao eixo z
$A(x)$	Amplitude da vibração mecânica no ponto x
ω	Frequência circular da vibração
l_0	Distância entre objeto e holograma
t	Tempo
T	Intervalo de exposição
M_T	Função característica para vibração senoidal
J_0	Função de Bessel do primeiro tipo e de ordem zero
Fe^+	Íons de ferro
N_D^0	Densidade de centros doadores
n	Densidade de cargas móveis na banda de condução
N_A^+	Densidade de centros aceitadores
N_D^-	Densidade de cargas negativas
g	Taxa de geração de fotoelétrons
R	Taxa de recombinação de fotoelétrons
j	Densidade de corrente na direção x
δ	Coeficiente de recombinação

σ	Tempo de vida dos fotoelétrons na banda de condução
μ	Mobilidade dos portadores de carga na banda de condução
D	Coeficiente de difusão
E_0	Campo elétrico externo
E_{sc}	Campo elétrico originado pela distribuição não uniforme de cargas
m	Contraste do padrão de interferência
α_0	Coeficiente de absorção do meio
Φ	Eficiência quântica
L_s	Comprimento de blindagem de Debye
E_D	Campo elétrico de difusão
Ψ	Constante de rede
h	Constante de difusão do meio
k_B	Constante de Boltzmann
T	Temperatura absoluta
n	Índice de refração
r_{ij}	Elementos do tensor eletro-óptico
θ	Ângulo de rotação
κ	Constante de acoplamento
L	Espessura do holograma
η	Eficiência de difração
s	Vetor do campo elétrico perpendicular ao plano de incidência
p	Vetor do campo elétrico paralelo ao plano de incidência
ρ	Atividade óptica do cristal
d	Espessura do cristal
$\vec{U}$	Feixe difratado
φ	Ângulo entre os vetores da onda difratada e da onda objeto
γ	Ângulo entre o eixo [001] do cristal e a polarização de entrada

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	23
1.1	OBJETIVOS	25
1.2	JUSTIFICATIVAS	26
1.3	ORIGINALIDADE/ CONTRIBUIÇÃO	27
2	REVISÃO DA LITERATURA.....	29
2.1	INTRODUÇÃO	29
2.2	HOLOGRAFIA	29
2.2.1	<i>Tipos de holograma</i>	<i>32</i>
2.2.1.1	Holograma de transmissão.....	32
2.2.1.2	Holograma de reflexão	36
2.2.2	<i>Registro holográfico</i>	<i>37</i>
2.3	INTERFEROMETRIA HOLOGRÁFICA	40
2.3.1	<i>Interferometria holográfica de Dupla Exposição</i>	<i>41</i>
2.3.2	<i>Interferometria holográfica em média temporal.....</i>	<i>45</i>
2.4	CRISTAIS FOTORREFRATIVOS.....	50
2.5	EFEITO FOTORREFRATIVO.....	51
2.5.1	<i>Modelo de migração de cargas</i>	<i>53</i>
2.6	EFEITO ELETRO-ÓPTICO LINEAR.....	58
2.6.1	<i>Elipsoides de índices.....</i>	<i>59</i>
2.6.2	<i>Modulação do índice de refração</i>	<i>60</i>
2.6.3	<i>Cristal de BTO.....</i>	<i>61</i>
2.7	HOLOGRAFIA DE REFLEXÃO EM CRISTAIS SELENITAS	62
2.7.1	<i>Gravação holográfica</i>	<i>62</i>
2.7.2	<i>Reconstrução holográfica em holografia de reflexão com cristais fotorrefrativos.....</i>	<i>65</i>
2.7.2.1	Teoria de ondas acopladas	66
2.7.2.2	Difração anisotrópica	70
3	MATERIAIS E MÉTODOS.....	75
3.1	DESCRIÇÃO DOS EQUIPAMENTOS	77
3.2	DESCRIÇÃO DO MÉTODO.....	78
4	RESULTADOS E DISCUSSÕES.....	83
4.1	MEDIDAS POR INTERFEROMETRIA HOLOGRÁFICA DE DUPLA-EXPOSIÇÃO.....	87
4.2	MEDIDAS DE VIBRAÇÃO POR MÉDIA TEMPORAL	93
5	CONCLUSÕES	95
6	PERSPECTIVAS FUTURAS.....	97
7	REFERÊNCIAS	99

1 INTRODUÇÃO

O desenvolvimento de micro e nano dispositivos tem sido de ampla importância no mundo moderno e tem apresentado crescimento constante. Desta maneira, a demanda por técnicas de caracterização destes dispositivos também cresceu e para atender satisfatoriamente tal demanda estas técnicas precisam ser reproduzíveis e de boa precisão, e ainda serem capazes de permitir a visualização do comportamento dinâmico destes dispositivos. Com isso, a técnica mais apropriada para atender estas necessidades é a interferometria holográfica. Isto porque esta técnica é capaz de analisar o objeto em condição de campo completo e sem contato.

A técnica de microscopia interferométrica holográfica tem sido utilizada na área biológica (1; 2; 3), e suas potencialidades para a caracterização de microdispositivos como MEMS (sistemas micro-eleto-mecânicos) e CMUTs (transdutores ultrassônicos microcapacitivos) têm sido extensivamente demonstradas, essencialmente através da técnica de holografia digital. Podemos citar alguns destes trabalhos: Jenkins (4) demonstrou a gravação de hologramas usando uma câmera eletrônica como elemento fotossensível, e ele aplicou a técnica para formar imagens de contraste de fase via microscopia interferométrica; Pedrini et. al. (5) descreveu um sistema óptico que permite a avaliação de deformações dinâmicas de dispositivos por meio da técnica de holografia digital; Picart P. et. al. (6) investigou aplicação de média temporal em holografia digital de Fresnel, apresentando resultados para um alto-falante sobre excitação senoidal.

Em trabalhos mais recentes, podemos citar Kumar et. al. (7), que investigou a caracterização de dispositivos MEMS utilizando microscopia holográfica digital para a medida de deflexão de dispositivos utilizados em sensores de pressão; Hu et. al.(8) caracterizou microestruturas MEMS obtendo o perfil de superfície, bem como as características dinâmicas destes dispositivos utilizando a técnica de microscopia interferométrica digital; Sing et. al.(9) investigou a caracterização dinâmica de um diafragma MEMS, usando a técnica de média temporal em um arranjo de holografia digital em linha.

A proposta deste trabalho é uma abordagem diferente para a caracterização de microdispositivos, e pretendemos fazer isso com o desenvolvimento de um microscópio interferométrico holográfico baseado em holografia de reflexão fotorrefrativa. A holografia fotorrefrativa possui algumas vantagens para a aplicação em interferometria de campo

completo, como a alta resolução e, conseqüentemente, alta visibilidade de franjas, sem a necessidade de revelações ou processamento computacional de imagens. Tendo ainda a característica de que a gravação e reconstrução holográfica são feitas em tempo real, permitindo que a observação dos interferogramas seja feita imediatamente durante o ensaio.

Interferometria com meios holográficos fotorrefrativos foram extensivamente demonstrados, Kamshilin e Petrov (10) apresentou uma técnica para a reconstrução contínua de hologramas de volume em cristais fotorrefrativos da família dos selenitas, explorando o efeito de difração anisotrópica e apresentando resultados para holografia em média temporal; Labrunie et. al. (11) apresentou um interferômetro de dupla exposição usando um cristal de $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ como mídia holográfica e como fontes de luz um laser pulsado de CW Argônio com $\lambda = 514\text{nm}$ e um laser de rubi com $\lambda = 694\text{nm}$ e pulsos de nanosegundos; Dirksen e Bally (12) apresentaram uma técnica de interferometria holográfica baseada em sequências rápidas de dupla exposição em cristais fotorrefrativos para a análise dinâmica de objetos reflexivos.

A utilização de um arranjo holográfico de reflexão nos permite a obtenção de imagens holográficas de alta resolução em arranjos ópticos muito simples e compactos, o que é particularmente interessante em microscopia. Porém, a maioria dos trabalhos em interferometria holográfica fotorrefrativa foram desenvolvidos usando configurações de holografia de transmissão.

Hologramas de reflexão em cristais fotorrefrativos foram demonstrados por Girolamo et. al.(13) onde apresentaram um interferômetro adaptativo baseado em hologramas dinâmicos de reflexão gravados em cristal fotorrefrativo de $\text{CdTe}:\text{V}$; Mandel et. al. (14) estudou experimentalmente a dinâmica do acoplamento de feixes em uma rede de reflexão gerada em cristal de $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ dopado com diferentes impurezas.

Neste trabalho nós exploramos a propriedade de difração anisotrópica dos cristais selenitas em um arranjo de holografia de reflexão para a construção e estudo de um microscópio holográfico. E por meio desta propriedade conseguimos aumentar a razão sinal-ruído significativamente. Posicionamos o objeto de estudo próximo ao meio holográfico, o que permite que a imagem do objeto seja coletada em um amplo alcance angular. A combinação destas características permitiu a obtenção de imagens microscópicas holográfica de alta resolução.

Os resultados alcançados neste trabalho estão sistematicamente descrito em 6 capítulos. O primeiro capítulo é composto pela introdução, objetivos, justificativas e originalidade/contribuição.

No capítulo 2 é apresentada a revisão bibliográfica deste trabalho. Começa-se apresentando o conceito de holografia, os tipos de hologramas mais comuns e o processo de registro holográfico. É abordada a técnica de interferometria holográfica, onde é descrito o processo interferométrico para a interferometria holográfica de dupla exposição e para a interferometria holográfica em média temporal. Em seguida é abordado o assunto Cristais fotorrefrativos e em seguida a física relacionada aos fenômenos presentes nestes materiais, como o efeito fotorrefrativo com o seu modelo de migração de cargas, e o efeito eletro-óptico com a modulação do índice de refração aplicada ao cristal de $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$. E, por fim, é apresentado o processo de gravação e reconstrução holográfica para a holografia de reflexão em cristais fotorrefrativos.

No capítulo 3 são apresentados os Materiais e Métodos, onde são descritas as duas geometrias de arranjo testadas, as características de cada geometria, bem como as motivações para a escolha de uma delas.

No capítulo 4, Resultados e Discussões, são apresentados como resultados as imagens de placas de teste de resolução de microscópios, com o intuito de apontar os limites de resolução do interferômetro desenvolvido neste trabalho. São apresentados também resultados de análises interferométricas de dupla exposição e de média temporal, e são discutidos os limites de sensibilidade do interferômetro com relação a estas duas técnicas.

No capítulo 5 são apresentadas as conclusões, no capítulo 6 as perspectivas futuras, e no capítulo 7 as referências.

1.1 OBJETIVOS

O objetivo deste trabalho foi desenvolver uma técnica óptica para a caracterização de algumas propriedades mecânicas, estáticas e dinâmicas, de microdispositivos. Para isto foi desenvolvido um arranjo holográfico que associa características importantes para esta aplicação como:

- Arranjo compacto e simples, característica que foi obtida pela utilização de uma geometria holográfica do tipo Denisiuk;
- Gravação e reconstrução holográfica em tempo real, que foi alcançado ao se utilizar um cristal fotorrefrativo da família das selenitas como meio de registro holográfico;

- Obtenção de imagens e interferogramas de objetos de tamanho reduzido, o que foi alcançado ao introduzirmos ao arranjo uma configuração óptica de microscópio composto.

O estudo de algumas propriedades dinâmicas e mecânicas dos microdispositivos foram feitos por meio da análise de vibração, e por meio da medida de deformação e deslocamento de microdispositivos, respectivamente. Os dois tipos de caracterização são feitas em um mesmo arranjo óptico, garantindo para a técnica flexibilidade e aplicabilidade.

1.2 JUSTIFICATIVAS

Durante as últimas décadas presenciamos o grande desenvolvimento da microeletrônica, o que permitiu o desenvolvimento de micro e nanodispositivos. A construção destes dispositivos se estendeu para inúmeras áreas tecnológicas desde a área médica, com os dispositivos ultrassônicos para a obtenção de imagens diagnósticas, a área aeroespacial, com os dispositivos sensoriais produzidos por meio de materiais semicondutores aplicáveis em ambientes inóspitos.

Ao se desenvolver um dispositivo tecnológico deste tipo se tem a necessidade de caracterizá-los para observar se o seu funcionamento está ocorrendo como o esperado. E para suprir esta demanda a melhor opção são as técnicas de microscopia interferométrica holográfica.

O desenvolvimento do arranjo holográfico deste trabalho vem para atender esta necessidade e permitir para os desenvolvedores destes dispositivos a análise do microdispositivo em campo completo, sem a necessidade de contato, possibilitando a obtenção das características mecânicas destes objetos.

A técnica desenvolvida neste trabalho vem também servir como alternativa à holografia digital, que é a técnica de microscopia holográfica mais utilizada por ter arranjos ópticos simples e obter imagens holográficas de alta resolução, com a possibilidade de representação multifocal do objeto a ser analisado. Apesar destas vantagens a técnica de holografia digital necessita de algoritmos robustos para a reconstrução numérica dos hologramas.

Porém na técnica de holografia fotorrefrativa não se tem a necessidade de reconstrução numérica, e nem mesmo de manipulação computacional, isso porque a gravação e reconstrução holográfica ocorrem simultaneamente em tempo real por meio do cristal fotorrefrativo.

1.3 ORIGINALIDADE/ CONTRIBUIÇÃO

A originalidade deste trabalho está em utilizar um cristal fotorrefrativo como meio de registro holográfico em uma geometria óptica de microscopia holográfica de reflexão. Onde a reconstrução holográfica é feita de maneira convencional, sem a utilização de manipulação computacional.

Ao utilizarmos um cristal fotorrefrativo como meio holográfico, associado a uma câmera CCD/CMOS para a observação dos hologramas, conseguimos observar os hologramas em tempo real. Simplificando, desta maneira, o ensaio dos dispositivos permitindo que os ajustes ao arranjo aconteçam com auxílio visual.

O cristal fotorrefrativo escolhido para ser o meio holográfico para este trabalho foi o cristal de $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO). Isto porque o cristal de BTO dentro da família das selenitas é o que apresenta a menor atividade óptica para a região do vermelho, o que é bastante apropriado para holografia, já que lasers na região do vermelho, como os lasers de diodo e de He-Ne, são lasers com melhor custo-benefício. Apesar desta família de cristais possuir baixa eficiência de difração conseguimos atingir uma boa razão sinal-ruído explorando a sua propriedade de difração anisotrópica. E por meio desta característica conseguimos aumentar a razão sinal-ruído significativamente, ao introduzir no arranjo um divisor de feixes polarizante.

Outra notável contribuição deste trabalho é a possibilidade de obtenção de imagens holográficas interferométricas de dispositivos microscópicos. E esta característica é obtida de maneira simples, ao introduzirmos a geometria óptica as lentes objetiva e ocular. A lente objetiva é inserida de maneira conveniente entre o meio holográfico e o objeto, desta maneira, esta lente é utilizada para iluminar o objeto e para formar a sua imagem no plano holográfico. A lente ocular é inserida à frente da câmera, o que permite a formação de uma configuração de microscópio composto.

A introdução das lentes de microscópio não afetaram a geometria do arranjo, e isso só foi possível porque ao utilizar um arranjo de reflexão do tipo Denisiuk é possível compactar o arranjo óptico, isto porque esta geometria necessita de um número reduzido de componentes ópticos.

2 REVISÃO DA LITERATURA

2.1 INTRODUÇÃO

Para que o funcionamento do arranjo experimental deste trabalho seja compreendido de maneira adequada faz-se necessária uma revisão bibliográfica dos conceitos físicos envolvidos. A revisão bibliográfica será iniciada com uma explanação superficial sobre os tipos de arranjos holográficos existentes, para que as particularidades de cada arranjo sejam compreendidas de modo que se possa justificar a escolha do tipo de arranjo adequado para o trabalho. A próxima parte é mostrar o desenvolvimento matemático de um registro holográfico, já que a compreensão matemática do fenômeno é indispensável para a sua utilização. O próximo passo é mostrar as técnicas interferométricas utilizadas neste trabalho. Após falarmos sobre as técnicas interferométricas iremos abordar os cristais fotorrefrativos, bem como a formulação envolvida na aplicação destes materiais como meio holográfico. Será apresentado como a gravação e a leitura holográfica ocorre nestes materiais, bem como suas particularidades.

2.2 HOLOGRAFIA

A holografia foi proposta por Denis Gabor (15), em 1948, como intuito de aumentar a resolução em microscopia eletrônica, já que era difícil corrigir aberrações esféricas de lentes eletrônicas magnéticas. Para isto ele propôs gravar o campo espalhado pelo objeto, que é gerado quando ele é irradiado com elétrons, e então reconstruir a imagem desta gravação com luz visível, uma proposta similar à microscopia de raios-X de Bragg (16). Apesar de toda a sua potencialidade a aplicação da técnica em microscopia eletrônica foi limitada por diversos problemas práticos.

Até meados dos anos 1960 a holografia óptica foi pouco explorada. Isso ocorreu devido à baixa qualidade das imagens holográficas. Isto porque a imagem reconstruída, no

arranjo proposto por Gabor (15), era superposta por um sinal de fundo, causado pela parte do feixe referência que não é difratada pelo holograma.

A invenção da técnica de holografia óptica com feixe referência “off-axis” veio para solucionar este problema, ela foi desenvolvida no início dos anos 1960 por Leith e Upatnieks (17). Nesta técnica o feixe objeto e o feixe referência incidem sobre o meio holográfico com um ângulo considerável entre eles, desta maneira durante a reconstrução da imagem o feixe transmitido e a imagem holográfica serão separados por um ângulo grande o suficiente para não serem sobrepostos.

Para acrescentar, o desenvolvimento desta técnica foi seguido pelo desenvolvimento do laser, garantindo assim a fonte de luz coerente necessária para a produção dos hologramas. Isto impulsionou o desenvolvimento de muitas técnicas nesta área. A holografia resultou em um prêmio Nobel para Denis Gabor em 1971.

Para entender melhor o que é um holograma podemos compará-lo com um processo fotográfico simples. Em uma fotografia o que é registrado no filme fotográfico é a distribuição de intensidade da onda luminosa, e a variação desta intensidade é convertida em opacidade na emulsão fotográfica. Porém, as informações de fase da onda incidente não são registradas, fase esta que é relativa ao comprimento do caminho óptico percorrido pela onda para diferentes partes do objeto.

Na holografia, com o uso de uma onda referência, tanto a fase quanto a amplitude da luz são registradas. Para que isto seja possível, as informações de fase são convertidas em variações de intensidade, o que só é possível graças à iluminação feita com luz coerente. Desta maneira, uma relação de fase entre uma onda referência e a onda vinda do objeto é estabelecida. A interferência destas duas ondas é gravada em um meio holográfico, um cristal fotorrefrativo ou uma placa fotográfica, por exemplo. Chamamos este padrão de holograma, ele é chamado assim por que a intensidade em qualquer ponto desta imagem contém as informações de fase e de amplitude da onda objeto original, este processo pode ser verificado na figura 1.

Figura 1– Gravando um holograma. A placa fotográfica grava o padrão de interferência produzido pela onda espalhada pelo objeto e a onda referência refletida pelo espelho.

Fonte: Hariharan (18).

A reconstrução da imagem tridimensional do objeto ocorre ao iluminarmos o holograma com o feixe referência, o mesmo utilizado na gravação do holograma. A luz que chega ao olho do observador vinda da imagem reconstruída é idêntica à luz que viria do objeto original, podemos observar a representação de uma reconstrução holográfica na figura 2. Na imagem reconstruída podem ser avaliadas diferenças de perspectiva, profundidade e paralaxe assim como no objeto original, não existindo nenhum teste visual que possa achar diferenças entre o objeto real e sua imagem reconstruída.

Figura 2– Reconstrução da imagem. O holograma, depois do processamento, é iluminado com a onda referência vinda do laser. A luz difratada pelo holograma parece vir do objeto original.

Fonte: Hariharan (18).

Pequenas porções de um holograma feito sem lente podem reconstruir o objeto (18). Caso o holograma seja fragmentado em vários pedaços, cada pedaço do holograma é capaz de reconstruir a imagem do objeto inteiro. Porém, com a redução do holograma, a imagem reconstruída perde resolução, brilho e perspectiva.

2.2.1 TIPOS DE HOLOGRAMA

Durante a fabricação de hologramas as ondas referência e objeto podem ser superpostas de diferentes maneiras, assim como o meio holográfico pode ser posicionado de diversas maneiras no plano holográfico. A partir destes parâmetros, múltiplos métodos holográficos podem ser deduzidos, e cada um deles possui propriedades específicas.

Com o objetivo de apontar as diferenças entre a geometria com a qual este trabalho foi desenvolvido e as geometrias mais comumente utilizadas será feita a classificação dos tipos de holograma com relação à maneira que se dá a reconstrução holográfica.

2.2.1.1 Holograma de transmissão

A primeira geometria para a gravação holográfica foi proposta por Gabor (15). Ele propôs uma geometria onde um feixe de luz colimado e monocromático era usado para iluminar uma transparência que continha algumas linhas finas e opacas, esta transparência era o objeto, logo atrás desta transparência era posicionada uma placa fotográfica. Sobre esta placa incidiam então a parte do feixe que atravessava diretamente a transparência, tornando-se o feixe referência, e a parte do feixe que foi difratado pelas linhas contidas na transparência. Desta maneira, era gravada sobre a placa holográfica a soma destas duas ondas, ou seja, sua interferência, este padrão de interferência modula a transmitância da placa fotográfica. Esta geometria, chamada de holografia “in-line”, pode ser visualizada na figura 3.

Figura 3– Sistema óptico usado na gravação do holograma de Gabor.

Fonte: Ferreira (2013)

Para fazer a reconstrução da imagem do objeto incidimos sobre o holograma gravado a mesma fonte de luz usada para a gravação. Desta maneira, a onda transmitida através do holograma irá conter uma onda diretamente transmitida, uma onda que possui a amplitude complexa idêntica à onda objeto, com sua imagem localizada atrás da placa, e uma onda com uma frente de onda igual à do objeto original, porém com curvatura oposta, isto pode ser visto na figura 4.

Figura 4– Sistema óptico usado para reconstruir a imagem de um holograma "in-line".

Fonte: Ferreira (2013).

Pode-se perceber então que em uma geometria de holograma “in-line”, um observador irá ver superposto à imagem holográfica do objeto uma imagem gêmea fora de foco, bem como um feixe de fundo coerente e forte. Esta é a grande limitação de arranjos do tipo “in-line”, esta sobreposição de ondas indesejadas inviabilizou a utilização deste tipo de geometria para a maioria das aplicações holográficas.

Para solucionar este problema Leith e Upatnieks (19) desenvolveram uma geometria chamada de “off-axis”. Esta geometria foi a primeira amplamente utilizada para a confecção de hologramas (20), nela tanto o feixe referência quanto o feixe vindo do objeto incidem do mesmo lado do meio de registro, assim como na geometria “in-line”. Porém, estes feixes incidem sobre o meio de registro com um determinado ângulo entre si, como pode ser observado na Figura 5.

Figura 5– Arranjo holográfico de transmissão.

Fonte: Ferreira (2013).

Desta maneira, durante a reconstrução holográfica, o feixe diretamente transmitido e o feixe difratado pelo holograma irão emergir do meio de registro em direções diferentes, como se observa na figura 6, permitindo a observação da imagem reconstruída sem a presença do feixe transmitido, que serviria como ruído de fundo, e sem a imagem gêmea fora de foco. É importante lembrar que o feixe referência e o feixe usado para iluminar o objeto vêm da mesma fonte, para garantir que sejam coerentes.

Figura 6– Reconstrução de imagem por um holograma gravado com um feixe referência "off-axis".

Fonte: Ferreira (2013).

Graças a esta característica a observação da imagem reconstruída é facilitada, e por isso, este é o tipo de geometria mais utilizada para interferometria holográfica.

Este tipo de holograma permite também a reconstrução com qualquer comprimento de onda, porém esta prática é inviável, já que a utilização de luz branca produzirá aberração cromática. Na figura 7 podemos ver um exemplo de um sistema óptico para a gravação de um holograma de transmissão.

Figura 7– Sistema óptico para a gravação de um holograma de transmissão.

Fonte: Ferreira (2013).

2.2.1.2 Holograma de reflexão

A holografia de reflexão foi reportada primeiramente por Denisiuk (21). Nesta técnica os feixes referência e objeto são incidentes no meio holográfico de lados opostos. Como resultado as franjas de interferência gravadas são na verdade camadas quase que paralelas à superfície do meio holográfico, e estas camadas possuem uma separação de metade do comprimento de onda. Na figura 8 podemos verificar um exemplo de sistema óptico para holografia de reflexão.

Figura 8— Arranjo óptico típico para a gravação de hologramas de reflexão.

Fonte: Ferreira (2013).

Nesta geometria como os feixes são paralelos e incidem perpendicularmente em relação à superfície do meio de registro, o holograma gravado funcionará como uma rede de difração. Como consequência disto durante a reconstrução holográfica, quando incidirmos o feixe referência sobre o holograma gravado, parcelas deste feixe referência serão refletidas pela rede formada pelo holograma, estas parcelas refletidas irão interferir entre si e formaram a imagem reconstruída do objeto.

O arranjo óptico mostrado na figura 8 exemplifica uma geometria de reflexão mais comumente utilizada, porém a geometria proposta nos anos 1960 por Yuri Denisiuk (21) é muito mais simples. Na geometria de Denisiuk não são usados feixes referência e objeto separados, ao invés disso a luz utilizada é incidida diretamente sobre o meio de registro holográfico, a porção da luz que é transmitida pelo meio de registro é usada para iluminar o

objeto. Desta maneira o meio de registro servirá também como um divisor de feixes, a representação deste tipo de geometria pode ser vista na figura 9.

Figura 9– Arranjo óptico de Denisiuk para a produção de hologramas de reflexão.

Fonte: Ferreira (2013).

Na configuração mostrada na figura 9 a superfície do objeto é posicionada por trás do meio de registro holográfico. O feixe laser atinge a face frontal do meio de registro e é denominado feixe referência; o feixe transmitido passa através do meio de registro holográfico e ilumina o objeto. A luz espalhada pelo objeto, que ilumina o registro holográfico, constitui o feixe objeto. Dentro do meio de registro os feixes interferem e geram o holograma.

A disposição dos componentes deste holograma torna o arranjo simples e compacto. E uma característica interessante deste tipo de holograma é que quando iluminados com luz branca vinda de uma fonte pontual refletem uma banda de comprimento de onda suficientemente estreita para reconstruir uma imagem de qualidade aceitável, similar à que é normalmente obtida com iluminação monocromática.

2.2.2 REGISTRO HOLOGRÁFICO

Para demonstrar matematicamente como o registro e a reconstrução holográfica acontecem podemos partir de uma geometria como esta da figura 10.

Figura 10 – Processo holográfico.

Fonte: Ferreira (2013).

Para a gravação do holograma incidimos sobre o meio de registro dois feixes de luz laser, vindos da mesma fonte, um deles é o feixe vindo do objeto S, e o outro é o feixe referência R, teremos então a interferência dos dois sobre o meio de registro.

Estas ondas com amplitude de campo elétrico E , podem ser representadas da seguinte maneira:

$$E_S = E_{0S} e^{i(k\Gamma_S)} \quad (1)$$

$$E_R = E_{0R} e^{i(k\Gamma_R)} \quad (2)$$

sendo $k\Gamma$ a fase, onde $k = 2\pi/\lambda$ e Γ é o caminho óptico dos feixes.

Assumindo que elas possuam mesma frequência e velocidade ao se sobreporem durante a interferência, podemos afirmar que a soma total das amplitudes destas ondas pode ser apresentada como:

$$E_T = E_R + E_S = E_{0S} e^{i(k\Gamma_S)} + E_{0R} e^{i(k\Gamma_R)} \quad (3)$$

É conhecido que a intensidade da luz pode ser escrita como o produto de seu campo elétrico pelo seu complexo conjugado:

$$I \propto E_T^* E_T \quad (4)$$

Substituindo a eq.(3) na eq.(4) podemos então calcular a intensidade:

$$I = (E_{0S}e^{-i(k\Gamma_S)} + E_{0R}e^{-i(k\Gamma_R)})(E_{0S}e^{i(k\Gamma_S)} + E_{0R}e^{i(k\Gamma_R)}) \quad (5)$$

$$I = E_{0S}^2 + E_{0R}^2 + E_{0S}E_{0R}e^{ik(\Gamma_R - \Gamma_S)} + E_{0S}E_{0R}e^{-ik(\Gamma_R - \Gamma_S)} \quad (6)$$

Utilizando relações trigonométricas podemos simplificar a eq.(6), obtendo o seguinte:

$$I = E_{0S}^2 + E_{0R}^2 + E_{0S}E_{0R}2 \cos \Delta\phi \quad (7)$$

onde $\Delta\phi = k(\Gamma_R - \Gamma_S)$.

Sabemos que este padrão de interferência irá atuar sobre o meio de registro holográfico modulando a sua transmitância, por isso ao efetuar a reconstrução holográfica devemos descrever o coeficiente de transmissão τ como proporcional à intensidade I :

$$\tau = \beta I \quad (8)$$

onde β é uma constante que representa a resposta do meio de registro.

Se durante a reconstrução o holograma é iluminado com o feixe referência, a onda reconstruída E_U terá o seguinte formato:

$$E_U = \beta I E_R \quad (9)$$

Escrevendo o feixe referência na sua forma complexa como apresentada anteriormente e desenvolvendo a equação 9, obtém-se o seguinte resultado:

$$E_U = \beta E_{0R} [E_{0S}^2 e^{i(k\Gamma_R)} + E_{0R}^2 e^{i(k\Gamma_R)} + E_{0S}E_{0R} (e^{i(2\Gamma_R - \Gamma_S)} + e^{i(k\Gamma_S)})] \quad (10)$$

Substituindo a relação $E_{0S}^2 + E_{0R}^2 \propto I_0$ na eq.(10), tem-se:

$$E_U = \beta [(I_0 E_{0R} e^{i(k\Gamma_R)}) + (E_{0S} e^{-i(k\Gamma_S)})(E_{0R}^2 e^{2i(k\Gamma_R)}) + E_{0R}^2 (E_{0S} e^{i(k\Gamma_S)})] \quad (11)$$

Neste momento podemos então discutir o significado de cada termo da eq.(11). O primeiro termo $(I_0 E_{0R} e^{i(k\Gamma_R)})$ é a ordem 0 de difração, este termo representa a porção da onda que foi transmitida pelo holograma, $E_{0R} e^{i(k\Gamma_R)}$ multiplicado pela intensidade dos feixes, I_0 . O segundo termo $(E_{0S} e^{-i(k\Gamma_S)})(E_{0R}^2 e^{2i(k\Gamma_R)})$ de ordem -1 está relacionado á imagem real do objeto, isto porque $(E_{0S} e^{-i(k\Gamma_S)})$ representa a reconstrução holográfica do objeto com a fase

negativa, $e^{-i(k\Gamma_S)}$, multiplicado pelo feixe referência ($E_{0R}^2 e^{2i(k\Gamma_R)}$). O último termo ($E_{0S} e^{i(k\Gamma_S)}$) é a reconstrução holográfica do objeto, já que ele reproduz a onda do objeto $e^{i(k\Gamma_S)}$; este termo é de ordem 1, referindo-se a imagem virtual do objeto.

A propriedade da reconstrução holográfica de reproduzir a fase do feixe objeto é que confere à imagem reconstruída a sua característica de informação tipicamente tridimensional.

2.3 INTERFEROMETRIA HOLOGRÁFICA

Foi visto na seção anterior que a holografia é capaz de produzir imagens tridimensionais de objetos. Estas imagens gravadas e reconstruídas holograficamente são produzidas por meio da luz espalhada por estes objetos, e reproduzem a frente de onda espalhada pelo objeto tão fielmente que podem ser comparadas interferometricamente com a luz espalhada pelo mesmo objeto, em outro momento. Nós chamamos este processo de interferometria holográfica, e ela é definida como a comparação interferométrica de duas ou mais ondas, em que pelo menos uma delas é reconstruída holograficamente (18).

A comparação destas ondas resulta em uma imagem do objeto coberta por franjas de interferência, veja a figura 11, estas franjas são indicativas da deformação, deslocamento ou rotação do objeto, isto para o caso de se tratar de objetos opacos. Quando tratamos de hologramas de objetos transparentes, as franjas formadas indicam mudanças no índice de refração ou na espessura do objeto.

Figura 11– Imagem de interferometria holográfica de uma lata de alumínio deformada por um elástico

(22).

Fonte: e-fisica.fc.up.pt

De maneira geral podemos dizer que a holografia é um processo linear, no sentido que duas ou mais ondas ópticas podem ser gravadas sequencialmente no tempo e mais tarde podem ser reconstruídas simultaneamente. Portanto, a soma, a diferença ou até mesmo a média de uma sequência de ondas pode ser produzida.

Para uma melhor compreensão podemos comparar a interferometria holográfica com a interferometria convencional. Os interferômetros clássicos tratam de uma divisão espacial da amplitude da luz para dois caminhos diferentes, ou seja, nestes interferômetros a amplitude de uma fonte de luz laser é dividida em duas, elas percorrem então caminhos diferentes e depois são recombinadas, formando desta maneira um padrão de interferência resultante da diferença de caminho óptico entre as duas ondas. Na interferometria holográfica, a amplitude é dividida temporalmente, ou seja, as ondas que interferem percorrem essencialmente o mesmo caminho no espaço em dois momentos diferentes. O primeiro momento trata-se de uma condição de referência do objeto, e o segundo momento trata-se de quando a superfície do objeto estudado foi alterada de maneira sutil.

A técnica de interferometria holográfica que aplica essencialmente o método até o momento descrito é chamada de interferometria holográfica de dupla exposição, pois nela são comparadas ondas advindas de essencialmente dois momentos distintos. Porém, podemos também fazer uma gravação permanente das ondas do objeto enquanto este está sofrendo alterações periódicas na sua superfície. Teremos como resultado um interferograma que representa a média temporal destas alterações. Esta técnica é chamada de interferometria holográfica em média temporal, e ela é particularmente utilizada para o estudo de vibrações mecânicas. Estas duas técnicas de interferometria holográfica são as mais utilizadas e serão descritas em maiores detalhes a seguir.

2.3.1 INTERFEROMETRIA HOLOGRÁFICA DE DUPLA EXPOSIÇÃO

Convencionalmente para a técnica de interferometria holográfica de dupla exposição costuma-se utilizar geometrias de holografia “off-axis”, como a da figura 7. Para exemplificar o processo de dupla exposição podemos supor que o objeto seja uma viga *cantilever*, como a da figura 12. A viga *cantilever* é uma barra metálica, normalmente de aço, com uma extremidade livre e a outra presa a um bloco maciço, este bloco impede que a viga desloque-

se durante o esforço. A força é exercida na extremidade livre da viga, na direção normal à sua superfície. A iluminação ocorre de maneira contrária, ou seja, o esforço enverga a viga na direção positiva de z , e a iluminação da viga é feita na direção negativa de z .

Figura 12– Vista lateral da viga, deslocamento ocorre em $+z$, e iluminação em $-z$.

Fonte: Vest (19).

Uma exposição holográfica deste objeto é feita em sua condição inicial, desta maneira o seu estado inicial é gravado ao expor o meio de registro holográfico à onda referência e a onda objeto simultaneamente. Uma força é então aplicada na viga, fazendo com que ela sofre uma deformação, e então uma segunda exposição holográfica é feita no mesmo meio de registro.

O holograma gravado é iluminado pela onda referência e então a imagem do objeto é reconstruída, e esta imagem estará coberta por franjas de interferência, um exemplo de como seria esta imagem pode ser visto na figura 13.

Podemos expressar as ondas vindas do objeto nos instantes t_1 e t_2 da seguinte maneira:

$$E_{S1} = E_{0S} e^{i(k\Gamma_{S1})} \quad (12)$$

$$E_{S2} = E_{0S} e^{i(k\Gamma_{S2})} \quad (13)$$

No processo de dupla exposição o meio holográfico é exposto primeiro pela onda E_{S1} junto com a onda referência E_R , como a da eq.(2). E então é exposto à E_{S2} junto com E_R novamente. Quando este holograma é iluminado por E_R a irradiância da onda reconstruída será proporcional à

$$I = |E_{S1} + E_{S2}|^2 \quad (14)$$

Em aplicações para interferometria, $E_{S1} = E_S$ representa a luz espalhada ou transmitida para o plano holográfico pelo objeto, e $E_{S2} = E'_S$ representa a luz vinda do objeto após ele ser deformado ou alterado de alguma maneira. Deformações ou mudanças essencialmente afetam a fase de E , assim devemos escrever

$$\begin{aligned} E_S &= E_{0S} e^{-i\phi} \\ E'_S &= E_{0S} e^{-i(\phi + \Delta\phi)} \end{aligned} \quad (15)$$

A irradiância da onda reconstruída, eq.(14), será

$$\begin{aligned} I &= |E_{0S} e^{-i\phi} + E_{0S} e^{-i(\phi + \Delta\phi)}|^2 = \\ &= 2E_{0S}^2 [1 + \cos(\Delta\phi)] \end{aligned} \quad (16)$$

A eq.(16) representa a imagem do objeto, $2E_{0S}^2$, modulada pelo padrão de franjas $[1 + \cos(\Delta\phi)]$, onde $\Delta\phi$ é a mudança na fase devido à mudança de posição do objeto entre as exposições. As franjas escuras são os mínimos de interferência, sobre elas $\Delta\phi$ possui valores constantes que são múltiplos ímpares e inteiros de π . E as franjas claras são os máximos de difração, e sobre elas encontramos valores constantes de $\Delta\phi$ que são múltiplos pares inteiros de π .

Dependendo da aplicação $\Delta\phi$ deve ser relacionado às quantidades físicas tais como deslocamento, rotação, deformação, momento de flexão, amplitude de vibração, temperatura, pressão, concentração de massa, densidade de elétrons ou *stress* (18). No caso do nosso exemplo $\Delta\phi$ está relacionado à deformação da viga *cantilever*.

Para fazer uma avaliação quantitativa da deformação da viga por meio dos interferogramas precisamos encontrar um meio de determinar a fase examinando o padrão de franjas, e então relacionar a mudança de fase ao vetor deslocamento dos pontos na superfície do objeto. Em função disto primeiramente consideramos que o deslocamento ocorre somente em uma direção. Consideramos também que o feixe que ilumina a viga é uma onda plana deslocando-se na direção negativa do eixo z , onde z é o eixo normal à superfície da viga, como pode ser visto na figura 12.

Desde que os deslocamentos são pequenos e que eles somente ocorrem na direção de z , inicialmente cada ponto estava no plano $z = 0$. Após o deslocamento cada ponto moveu-se para uma nova posição descrita por $z = Z(x)$.

Se a luz desloca-se de uma distância l_0 da fonte a um ponto no objeto e volta para o observador antes do objeto ser deformado, e então viajará uma distância $z = l_0 - 2Z(x)$ após o objeto ser deformado. Então o deslocamento de fase correspondente será $\Delta\phi(x) = \frac{2\pi}{\lambda}[2Z(x)]$, onde λ é o comprimento de onda da luz laser. Um exemplo da aparência deste holograma pode ser visto na figura 13.

Figura 13– Exemplo de padrão de franjas observado na frente da viga.

Fonte: Vest (19).

É preciso atribuir uma ordem numérica para as franjas claras. A viga é presa na sua extremidade inferior por isso sabemos que esta região foi a que menos se deslocou durante o ensaio, desta maneira atribuímos para a franja clara que cobre esta região o número $N = 0$. Às outras franjas claras são atribuídos os números $N = 1, 2, 3, \dots$, consecutivamente. A n ésima franja clara corresponde a uma mudança de fase $\Delta\phi = 2\pi N = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)[2Z(x)]$, assim

$$Z(x) = \frac{N\lambda}{2} \quad (17)$$

A partir desta equação, e simplesmente contando as franjas para uma dada localização, o deslocamento pode ser calculado.

É preciso lembrar que esta interpretação de franjas só serve para o caso que a deformação é normal a superfície, para o caso de superfície com deformação mais complexa a

interpretação de franjas não é tão simples. O caso mais complexo pode ser consultado no trabalho de Sollid (23).

2.3.2 INTERFEROMETRIA HOLOGRÁFICA EM MÉDIA TEMPORAL

Interferometria holográfica em média temporal é a técnica de produção de interferogramas em que, a exposição holográfica ocorre durante certo período de tempo, onde no qual o objeto executa um movimento. Esta técnica é utilizada para verificar a operação de componentes que devem vibrar como alto-falantes, transdutores ultrassônicos, etc.. O objetivo pode ser a prevenção de falha por fadiga, ou a detecção de geração de ruídos. Nestas aplicações existe a necessidade da utilização de métodos de medida que não afetam a vibração do objeto, desta maneira a interferometria em média temporal é uma ótima escolha.

Este método holográfico foi desenvolvido e inicialmente proposto por Powell e Stetson (24; 25) em 1965. Eles mostraram que se realizarmos uma exposição holográfica temporal de uma superfície que está vibrando, iremos produzir uma imagem da superfície do objeto modulada por um sistema de franjas de interferência. A mais clara destas franjas de interferência coincide com a região nodal, que é a porção da superfície que permaneceu estacionária durante a vibração. Além da franja nodal clara, diversas outras franjas são observadas na imagem holográfica, cada uma destas franjas é um contorno de uma amplitude de vibração constante.

Se o movimento de vibração possui dependência temporal, como por exemplo, dependência senoidal, a amplitude de vibração de cada ponto na superfície pode ser determinada por uma análise direta destas franjas.

Iniciamos considerando como exemplo um transdutor quadrado polarizado de maneira adequada e fixo em um suporte, de maneira que, a fixação não impeça ou interfira na sua vibração. O desenho esquemático deste objeto pode ser visto na figura 14(a).

Figura 14– Desenho esquemático de um transdutor polarizado senoidalmente. (a) Vista lateral do transdutor. O deslocamento está na direção z e a iluminação está na direção $-z$. (b) Padrão de franjas observado na vista frontal do transdutor.

Fonte: Ferreira (2013).

O transdutor é iluminado com uma onda plana normal a superfície frontal do objeto, viajando na direção $-z$. O transdutor está vibrando devido a uma tensão senoidal aplicada a ele, então podemos dizer que o deslocamento em cada ponto do transdutor será:

$$z(x, t) = A(x)\text{sen}\omega t \quad (18)$$

onde $A(x)$ é a amplitude da vibração mecânica no ponto x , e ω é a frequência angular da vibração. A amplitude da luz espalhado pelo transdutor quando ele está parado é:

$$E_S(x, y) = E_{0S}(x, y)e^{i\phi(x, y)} \quad (19)$$

Supondo que a distância entre o objeto e o holograma seja l_0 , quando o objeto estiver vibrando a luz irá percorrer a distância $l_0 - 2A(x)\text{sen}(\omega t)$ para ir e voltar do objeto. A mudança de fase óptica correspondente será $\Delta\phi(x, y, t) = (2\pi/\lambda)2A(x)\text{sen}\omega t$. Desta maneira, a amplitude complexa da luz no plano holográfico em qualquer instante de tempo será

$$E_{Sv}(x, y, t) = E_{0S}(x, y)e^{i\left[\phi(x, y) + \frac{4\pi}{\lambda}A(x)\text{sen}\omega t\right]} \quad (20)$$

O holograma de média temporal é gravado pela exposição do meio holográfico à $E_{Sv}(x, y, t)$ por um período de tempo T . Quando este holograma for processado e iluminado pelo feixe referência, a onda reconstruída terá uma amplitude complexa que é proporcional à média temporal de $E_{Sv}(x, y, t)$ com respeito ao intervalo de exposição T :

$$\begin{aligned}
\langle E_{Sv}(x, y, t) \rangle &= \frac{1}{T} \int_0^T E_{0S}(x, y) e^{i[\phi(x, y) + \frac{4\pi}{\lambda} A(x) \sin \omega t]} dt \\
&= E_S(x, y) \frac{1}{T} \int_0^T e^{i[\frac{4\pi}{\lambda} A(x) \sin \omega t]} dt
\end{aligned} \tag{21}$$

A integral de média temporal da eq.(21) é chamada de função característica para vibração senoidal e é denotada por M_T . Assim a amplitude complexa reconstruída será proporcional à $E_{Sv}(x, y) \cdot M_T$, e a irradiância será proporcional à

$$I(x, y) = |E_{Sv}(x, y) \cdot M_T|^2 = |E_{Sv}(x, y)|^2 |M_T|^2 \tag{22}$$

Para solucionar a função característica M_T devemos supor que o tempo de exposição é grande em comparação ao período de vibração do objeto, $T \gg 1/\omega$, assim teremos

$$M_T = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T e^{i[\frac{4\pi}{\lambda} A(x) \sin \omega t]} dt \tag{23}$$

Para solucionar esta integração podemos utilizar a expansão de Fourier:

$$\begin{aligned}
M_T &= \frac{1}{T} \left[\int_0^T J_0(\rho) dt + 2i \sum_{n=1}^{\infty} \int_0^T J_{2n-1}(\rho) \sin[(2n-1)\omega t] dt \right. \\
&\quad \left. + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \int_0^T J_{2n}(\rho) \cos(2n\omega t) dt \right]
\end{aligned} \tag{24}$$

onde $\rho = \frac{4\pi}{\lambda} A(x)$.

Após a expansão de Fourier as integrais passam a ser solucionáveis, porém, fica fácil perceber que a partir do termo de ordem $n = 1$ a solução das integrais será zero, já que a média temporal das funções seno ou cosseno é zero. Desta maneira a solução da função característica M_T conterà somente o termo de ordem zero

$$M_T = J_0 \left[\frac{4\pi}{\lambda} A(x) \right] \tag{25}$$

onde J_0 é a função de Bessel do primeiro tipo e de ordem zero. Desta maneira, substituindo a eq.(25) na eq.(22) encontraremos que a irradiância será proporcional à

$$I(x, y) = E_{0S}^2(x, y) J_0^2 \left[\left(\frac{4\pi}{\lambda} \right) A(x) \right] \quad (26)$$

A eq.(26) indica que a imagem é modulada por um padrão de franjas, e este padrão de franjas é descrito pelo quadrado da função de Bessel de ordem zero, o gráfico desta função pode ser verificado na figura 15a seguir.

Figura 15– Plotagem de $J_0^2(\rho)$, que é a função das franjas para interferometria holográfica de média temporal de vibrações senoidais.

Fonte: Ferreira (2013).

Observando o gráfico podemos ver que a função de Bessel nos dá como resultado o máximo de luminosidade no zero de amplitude de vibração, ou seja, a luminosidade máxima se encontra na posição onde o objeto não vibrou neste intervalo de tempo, nas outras franjas claras temos que o objeto vibrou, porém, com uma amplitude inferior que à das franjas escuras em sua volta. Podemos visualizar um exemplo deste padrão de franjas na figura 14(b).

As franjas escuras estarão posicionadas em pontos da superfície do objeto onde a amplitude de vibração $Z(x)$ é tal que a função de Bessel é zero.

Podemos calcular os zeros da função de Bessel ao quadrado usando a seguinte relação:

$$J_0^2(\rho) = 0 \rightarrow \rho = n\pi + \frac{3}{4}\pi \quad (27)$$

com $n = 0, 1, 2 \dots$

Desta maneira podemos elaborar uma tabela com os zeros da função de Bessel ao quadrado.

Tabela 1: Zeros da função de Bessel $J_0^2(\rho)$.

n	ρ	n	ρ
0	2,4	11	36,9
1	5,4	12	40,1
2	8,6	13	43,2
3	11,8	14	46,3
4	14,9	15	49,5
5	18,1	16	52,6
6	21,2	17	55,8
7	24,4	18	58,9
8	27,5	19	62,1
9	30,6	20	65,2
10	33,8	21	68,3

Desta maneira basta analisar o padrão de franjas obtido, localizando a franja de máxima luminosidade, para a franja escura mais próxima a ela atribuímos o valor de $n = 0$, e a seguinte o valor de $n = 1$, e assim consecutivamente. Na tabela podemos verificar o valor de ρ para este n e assim calcular a amplitude de vibração na região desta franja. Como exemplo podemos calcular a amplitude de vibração para $n = 2$, na tabela $\rho \cong 8,64$, sabendo que

$$\rho = \frac{4\pi}{\lambda} A(x) \quad (28)$$

Se assumirmos que $\lambda = 632,8nm$, teremos que $A(x) = 0,435\mu m$. A amplitude de vibração em qualquer ponto pode ser determinada da mesma maneira.

Um holograma de média temporal de um transdutor como o descrito nesta seção pode ser visto na figura 16.

Figura 16– Interferograma de média temporal de um transdutor de área $1,27 \times 1,27 \text{ cm}^2$ vibrando à 5kHz (26).

Fonte: Ferreira (2010).

Podemos ver que a franja de ordem zero é facilmente identificada por ser maior e mais clara que as outras franjas.

2.4 CRISTAIS FOTORREFRATIVOS

Cristais fotorrefrativos são materiais que apresentam a propriedade de terem o seu índice de refração modulado por um padrão luminoso. Basicamente, o que acontece é: a incidência de fótons com energia apropriada extrai fotoelétrons de centros doadores presentes neste material, os mesmos migram por difusão ou por arraste na banda de condução, até serem armadilhados em centros aceitadores. Esta nova distribuição espacial provoca uma variação local do campo elétrico no interior do material, desta forma modulando o seu índice de refração.

É importante dizer que o acúmulo de cargas em certas regiões do cristal só é possível quando ele é iluminado de maneira não uniforme, pois quando ele é iluminado de maneira uniforme a excitação e o aprisionamento de fotoelétrons compensam-se, gerando assim um processo em equilíbrio, o que mantém a distribuição de cargas original do material.

Os materiais fotorrefrativos surgiram como uma alternativa promissora como meio de registro em interferometria holográfica (27). Sua dinâmica para registrar e apagar imagens

holográficas infinitamente, sem a necessidade de revelação química, permite grande simplicidade e agilidade nos processos holográficos.

A total reversibilidade do processo de gravação possibilita o uso de apenas um cristal, para um processo de intermináveis ensaios, sem que o cristal apresente fadiga. Isso porque para apagar o registro de um padrão luminoso basta iluminar o cristal de maneira uniforme.

Estes cristais registram a fase do holograma em seu volume, e o registro ocorre através da modulação local do índice de refração, como já explicado anteriormente. Desta maneira, os cristais fotorrefrativos apresentam alta resolução para a formação de imagens, e para a formação de hologramas em tempo real, permitindo a análise e o acompanhamento das perturbações aplicadas no objeto estudado.

Os mecanismos pelos quais ocorre o deslocamento de cargas são: o efeito fotorrefrativo e o efeito eletro-óptico linear (28). Os tópicos deste capítulo foram organizados pensando na descrição dos fenômenos de gravação e de leitura do holograma em um cristal.

Primeiramente veremos como se origina o campo elétrico de cargas espaciais, a partir da projeção de um padrão de interferência sobre o cristal, e sua descrição quantitativa do processo de deslocamento de cargas. Na sequência será abordado como este campo elétrico modifica a elipsoide de índices de refração do cristal via efeito eletro-óptico; para tanto obteremos o tensor eletro-óptico, e para isso levaremos em consideração as suas propriedades de simetria. Obtidas as características do elipsoide de índices veremos como os feixes se acoplam no interior da rede, transferindo energia entre si. Deste acoplamento poderemos calcular a eficiência de difração da rede e derivaremos também a propriedade de polarização dos feixes difratado e transmitido.

2.5 EFEITO FOTORREFRATIVO

Inicialmente, em sua descoberta em 1966, F.S. Chen dos laboratórios Bell classificou o efeito fotorrefrativo como “dano óptico” (29), por verificar que a incidência de um feixe laser induzia variações localizadas no índice de refração do cristal utilizado por ele. Ele verificou este efeito ao tentar gerar o efeito de segundo harmônico em cristais ferroelétricos. Anos mais tarde, Chen sugeriu o uso deste fenômeno como memória holográfica para armazenar dados (cerca de 10^{12} bits por cm^3) (30). E, em 1969, descreveu os primeiros

modelos de migração de cargas, com a possibilidade de registrar hologramas utilizando cristais de LiNbO_3 expostos a um padrão de interferência.

Pensando de maneira qualitativa podemos descrever o processo de formação da rede em volume (31), quando não há campo elétrico externo aplicado, da seguinte forma: iluminando o cristal com duas ondas coerentes, temos a formação de um padrão de franjas de interferência cuja intensidade estará modulada senoidalmente; nas regiões claras temos a excitação de elétrons para a banda de condução, que por difusão, migram para as regiões escuras, onde são recapturados, isto pode ser visto por meio do esquema na figura 17.

Esta nova distribuição de cargas no material obedece à modulação do padrão luminoso. Por consequência, esta modulação das cargas no corpo do material gera um campo elétrico modulado espacialmente, como pode ser observado na figura 18.

O campo elétrico por sua vez modula o índice de refração do cristal via efeito eletro-óptico, gerando uma rede de difração de fase no volume do cristal.

Figura 17– Desenho esquemático da modulação de cargas por meio da incidência de luz não homogênea (32)

Fonte: Frejlich (32).

Figura 18– A distribuição de cargas produz uma modulação do campo elétrico (32).

Fonte: Frejlich (32).

2.5.1 MODELO DE MIGRAÇÃO DE CARGAS

Para que todo este processo de geração e recombinação de cargas ocorra, precisamos que o cristal possua dopantes introduzidos em sua rede cristalina. Estes dopantes precisam ocupar níveis de energia dentro do *band gap* de energia do material, próximo ao seu nível de Fermi. A presença destes dopantes permite a geração de portadores de cargas livres durante a incidência de luz de energia apropriada, e a presença de centros aceitadores permite o aprisionamento destas cargas nas regiões sem iluminação. Os dopantes são incorporados ao material durante o processo de crescimento do cristal.

Para que o acúmulo de carga elétrica aconteça é necessário que centros doadores e aceitadores estejam presentes em concentrações adequadas, senão pode acontecer de este portador de carga que foi excitado seja recapturado na mesma região que foi excitado, não permitindo assim o acúmulo em certas regiões.

O modelo mais simples utilizado para descrever este processo é o *modelo de um centro* (28) as previsões deste modelo estão em excelente concordância com resultados

experimentais que foram obtidos com cristais $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ e $\text{LiNbO}_3:\text{Cu}$ (33), com isto este modelo é também aplicado para outros materiais, inclusive para os cristais selenitas. A descrição deste modelo pode ser vista a seguir.

Quando assumimos o modelo de transporte de cargas mais simples, o modelo de um centro, nós assumimos um único tipo de centro fotoativo (32). Tomaremos como exemplo o cristal de LiNbO_3 dopado com íons de Fe^{+2} . Os íons de Fe^{+2} irão constituir os centros doadores do cristal, quando houver incidência de luz haverá a transferência de elétrons para a banda de condução, obtendo como resultado elétrons móveis na banda de condução e centros formados por íons de Fe^{+3} que constituem lacunas (*trap*) vazias. O esquema de bandas pode ser observado na figura 19.

Figura 19– Esquema de bandas representativo de um cristal fotorrefrativo.

Na figura, N_D^0 representa a densidade dos centros doadores, n representa a densidade de cargas móveis na banda de condução, N_A^+ a densidade dos centros aceitadores e N_D^- é uma constante do material que expressa a densidade de cargas negativas que no escuro compensam as cargas positivas N_A^+ , estabelecendo assim o equilíbrio eletrostático do cristal. No cristal de LiNbO_3 o estado N_D^0 corresponde ao íon Fe^{+2} e N_A^+ aos íons de Fe^{+3} . A seta na figura indica o processo de excitação dos elétrons de centro doadores para a banda de condução, e depois a sua recombinação com um centro aceitador.

Para analisar matematicamente o processo de distribuição de cargas no cristal quando ele é iluminado, partimos da equação de Poisson $\text{div}(\epsilon \vec{E}) = \rho/\epsilon_0$, da equação de continuidade $\partial \rho / \partial t = -\partial j / \partial x$, da equação para a densidade de $j = \mu e n(x) + e D \partial n / \partial x$, e

da densidade de cargas no cristal $\rho = q(N_A^+ - n - N_D^-)$. Além disso, supomos que apenas uma pequena parcela dos doadores será ionizada neste processo, ou seja, $N_D^0 \gg N_A^+$; e que o movimento de cargas ocorre somente na direção x do cristal. Desta maneira a equação da taxa de densidade de cargas livres na banda de condução será

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} = g(x, t) - R(x, t) + \frac{1}{q} \frac{\partial j(x, t)}{\partial x} \quad (29)$$

onde g é a taxa de geração de fotoelétrons, relacionada à intensidade luminosa incidente, R é a taxa de recombinação de fotoelétrons da banda de condução para os centros aceitadores e j é a densidade de corrente ao longo da direção x do cristal. A taxa de recombinação R é definida por

$$R = \delta n(x, t) N_A^+(x, t) \quad (30)$$

onde δ é o coeficiente de recombinação. O tempo de vida dos fotoelétrons na banda de condução pode ser dado por $\sigma = (\delta N_A^+)^{-1}$.

Pensando agora na equação da taxa para a densidade de centros aceitadores, N_A^+ , teremos:

$$\frac{\partial N_A^+(x, t)}{\partial t} = g(x, t) - R(x, t) \quad (31)$$

A equação que descreve a densidade de corrente ao longo da direção x do cristal vem da teoria de fotocondutividade e é dada por:

$$j(x, t) = \mu q n(x, t) E(x, t) + q D \frac{\partial n(x, t)}{\partial x} \quad (32)$$

μ é a mobilidade dos portadores de carga na banda de condução e D o coeficiente de difusão. Descrevendo os termos do segundo membro da eq.(32) temos que o primeiro termo representa uma contribuição de deriva (arraste) para a corrente, onde o campo elétrico $E(x, t)$ é uma combinação entre o campo aplicado externamente ao cristal E_0 e o campo $E_{sc}(x, t)$ originado pela distribuição não uniforme de cargas. O segundo termo é a contribuição da difusão de cargas.

Supondo que incidimos sobre o cristal um padrão de interferência luminoso não uniforme, resultante de feixes cujas intensidades são I_R e I_S , podemos representar esta intensidade da seguinte maneira:

$$I = I_0[1 + |m| \cos(Kx + \phi)] \quad (33)$$

onde I_0 é a irradiância média entre os feixes, K é a frequência espacial do padrão de interferência, $I_0 = I_R + I_S$, ϕ é a fase arbitrária do feixe I_S e m é definido como o contraste do padrão de interferência.

$$m = 2 \frac{\sqrt{I_R I_S}}{I_0} \quad (34)$$

Se $m \ll 1$, pois tipicamente $I_R \gg I_S$, é possível reescrever a eq.(33) através da expansão de I_0 , até o primeiro harmônico da série de Fourier:

$$I(x) = I_0 + \frac{I_0}{2} [m e^{iKx} + m^* e^{-iKx}] \quad (35)$$

onde $*$ representa o complexo conjugado.

Neste ponto temos as informações sobre o padrão interferométrico que ilumina o cristal, a partir daqui podemos determinar as equações de densidade de cargas sobre estas condições. Sendo assim, a densidade de cargas na banda de condução $n(x, t)$ e a densidade dos aceitadores $N_A^+(x, t)$ podem ser dadas por

$$n(x, t) = n_0 + \frac{n_0}{2} [a(t) e^{iKx} + a^*(t) e^{-iKx}] \quad (36)$$

$$N_A^+(x, t) = N_A + \frac{N_A}{2} [A(t) e^{iKx} + A^*(t) e^{-iKx}] \quad (37)$$

sendo o termo N_A a densidade dos centros aceitadores quando a iluminação é uniforme e n_0 a densidade de cargas na banda de condução também sobre iluminação uniforme. Os fatores $a(t)$ e $A(t)$ são responsáveis pela evolução temporal de n e N_A^+ respectivamente. Observamos que as densidades de cargas irão seguir a mesma distribuição espacial do padrão de interferência. O campo elétrico devido à distribuição de cargas é dado de maneira análoga, se considerarmos a aproximação $m \ll 1$, que ocorre tipicamente quando um feixe é bem mais

intenso que o outro (27), e se considerarmos também que não há um campo elétrico E_0 aplicado externamente ao cristal teremos:

$$E(x) = \frac{[E_{SC}e^{ikx} + E_{SC}^*e^{-ikx}]}{2} \quad (38)$$

Sabendo que a taxa de geração acompanha o perfil do padrão de interferência, ela será dada por:

$$g(x) = g_0[1 + |m|\cos(Kx + \phi)] \quad (39)$$

onde $g_0 = \frac{\alpha_0 \Phi I_0}{h\nu}$, α_0 é o coeficiente de absorção do meio e Φ a eficiência quântica. Através das equações obtidas nesta seção e através da equação de Poisson $\text{div}(\epsilon \vec{E}) = \rho/\epsilon_0$, da equação de continuidade $\partial \rho / \partial t = -\partial j / \partial x$ e da equação para a densidade de $j = \mu en(x) + eD\partial n / \partial x$ podemos encontrar o campo elétrico E_{SC} da distribuição das cargas (31), que para o caso estacionário, e em um holograma gravado por difusão ($E_0 = 0$), será dado por:

$$E_{SC} = \frac{-imE_D}{1k^2L_S^2} \quad (40)$$

onde $L_S = \left(\frac{\epsilon \epsilon_0 k_B T}{q^2 N_A}\right)^{1/2}$ é o comprimento de Debye, e E_D é o campo elétrico de difusão $E_D = \Psi \frac{h}{\mu} = \Psi \frac{k_B T}{q}$, onde Ψ é a constante de rede, h é a constante de difusão do meio, μ é a mobilidade das cargas q , k_B é a constante de Boltzmann e T é a temperatura absoluta.

O termo complexo i na eq.(40) mostra que o campo elétrico E_{SC} está defasado de $\pi/2$ em relação ao padrão de interferência. Desta maneira o holograma formado também estará defasado de $\pi/2$ em relação ao padrão luminoso, isso porque a modulação do índice de refração está em fase com o campo E_{SC} .

O mecanismo fotorrefrativo pode ser sumarizado pela figura 20. A figura 20(a) representa o padrão de luz que incide sobre o cristal, onde nas regiões claras os elétrons são excitados, de maneira que eles ficam livres para serem aprisionados nas regiões escuras. Em seguida, na figura 20(b) verificamos que, como consequência da iluminação, a distribuição de cargas dentro do material estará modulada em fase com o padrão luminoso. Na figura 20(c) vemos a modulação espacial do campo elétrico, E_{SC} , devido à modulação de cargas, podemos observar que o campo elétrico está defasado em $\pi/2$ em relação ao padrão luminoso. E por

fim, na figura 20(d), vemos a modulação do índice de refração, em fase com o campo elétrico modulado.

Figura 20—Processo de modulação do índice de refração. a) Migração de elétrons. b) Distribuição das cargas $\rho(x)$. c) Campo elétrico espacialmente modulado. d) Modulação do índice de refração $\Delta n(x)$

Fonte: Barbosa (31).

2.6 EFEITO ELETRO-ÓPTICO LINEAR

O efeito eletro-óptico linear é a indução de birrefringência em cristais por meio de um campo elétrico aplicado. Ele só está presente em cristais que não possuem simetria de inversão (não centro simétricos, ou seja, cristais que não possuam um ponto central que através do qual cada átomo pode ser refletido em um átomo idêntico) e a birrefringência é proporcional à primeira potência do campo elétrico aplicado, ou seja, à tensão aplicada. Este efeito é conhecido como Efeito Pockels (34) por ter sido extensivamente estudado por Friedrich Carl Pockels em 1893. Somente 20 das 32 classes de simetria de cristais apresentam o Efeito Pockels, e estas mesmas classes são também piezoelétricas.

2.6.1 ELIPSOIDES DE ÍNDICES

Quando uma onda eletromagnética propaga-se através de um material anisotrópico a sua velocidade de propagação depende do seu vetor de polarização. Isso porque, para cada direção dentro de um material anisotrópico temos um determinado valor de constante dielétrica, ou seja, um determinado índice de refração. Como exemplo, podemos utilizar uma onda eletromagnética se propagando ao longo da direção z de um cristal, com o campo elétrico com componentes nas direções x e y . Desta maneira, cada componente irá se propagar com velocidade diferente, já que cada direção possui um índice de refração. Para a determinação destes valores de velocidade torna-se conveniente obter uma equação que forneça o índice de refração para cada direção de polarização, e isto é feito por meio das elipsóides de índices.

O elipsoide de índices fornece a distribuição de índices de refração do meio. No caso de um meio isotrópico, tem-se uma superfície esférica, já que $n_x = n_y = n_z$. Para materiais bi-refringentes uniaxiais $n_x = n_y = n_0 \neq n_z$, sendo n_z denominado como índice de refração ordinário, isto porque a componente do campo elétrico que é paralela ao eixo z , propaga-se com velocidade diferente das componentes y e x .

Na ausência de um agente externo, o elipsoide de índices é dado por:

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (41)$$

A eq.(41) é uma equação resumida de um elipsoide, onde as direções x , y e z são os eixos cristalinos principais do cristal e n_x , n_y e n_z são os índices de refração associados aos seus eixos cristalinos principais.

2.6.2 MODULAÇÃO DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO

Quando os cristais que apresentam o efeito Pockels estão sob a ação de um campo elétrico o seu índice de refração é alterado. Desta maneira, a equação do elipsoide de índices pode ser dada por (35)

$$\frac{x^2}{n_1^2} + \frac{y^2}{n_2^2} + \frac{z^2}{n_3^2} + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 yz + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 xz + 2\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 xy = 1 \quad (42)$$

onde os termos $\left(\frac{1}{n^2}\right)_{4-6}$ são nulos caso não haja campo agindo sobre o cristal, e são determinados como uma função de um campo elétrico arbitrário através da relação matricial:

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_i = \sum_{j=1}^3 r_{ij} E_j \quad (43)$$

onde E_j representa as componentes E_x , E_y e E_z do campo elétrico aplicado e os termos r_{ij} são os coeficientes eletro-ópticos que formam a matriz 6 x 3 do tensor eletro-óptico, desta maneira r_{ij} é dado por

$$r_{ij} = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{bmatrix} \quad (44)$$

Cada grupo de simetria de cristais possui um tensor eletro-óptico característico, e estes tensores são bem conhecidos da literatura (36). Para cristais que têm simetria de inversão, $r_{ij} = 0$, podemos ver pela eq.(43) que o coeficiente eletro-óptico possui unidade de metros por Volt.

2.6.3 CRISTAL DE BTO

O objetivo desta seção é determinar as grandezas eletro-ópticas do cristal utilizado neste trabalho. O cristal de BTO, $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, conhecido como Óxido de Bismuto e Titânio, pertence à família das selenitas, de grupo de simetria $23m$. Todos os cristais deste grupo são isotrópicos na ausência de campo elétrico, tornando-se birrefringentes na presença deste. Dentre os cristais selenitas o cristal de BTO é o que possui a menor atividade óptica, o que para algumas aplicações é bastante desejável.

Este foi o cristal escolhido para ser utilizado neste trabalho como mídia holográfica, isto porque o cristal de BTO responde bastante bem aos comprimentos de onda na região do vermelho, $\lambda \sim 600 \text{ nm}$. Isto é desejável, já que os lasers de melhor custo benefício e de maior disponibilidade no mercado trabalham nesta região de comprimento de onda, como por exemplo, o laser de diodo e o laser de He-Ne. Esta característica é importante, já que facilita a aplicabilidade da geometria óptica utilizada neste trabalho.

O tensor eletro-óptico para os cristais selenitas depende só dos coeficientes r_{41} , r_{52} e r_{63} , sendo que $r_{41} = r_{52} = r_{63} = 5 \times 10^{-12} \text{ m/V}$ para o BTO(35), o tensor eletro-óptico destes cristais é escrito como:

$$r_{ij} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{41} \end{bmatrix} \quad (45)$$

Por meio das eqs.(43) e (45) podemos determinar os coeficientes para os termos cruzados da eq.(42):

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_4 = r_{41} E_X \quad (46)$$

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_5 = r_{41} E_Y \quad (47)$$

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_6 = r_{41}E_Z \quad (48)$$

sendo $n_x = n_y = n_z = n_0$ a equação para a elipsoide de índices toma a forma

$$\frac{x^2}{n_0^2} + \frac{y^2}{n_0^2} + \frac{z^2}{n_0^2} + 2r_{41}E_X yz + 2r_{41}E_Y xz + 2r_{41}E_Z xy = 1 \quad (49)$$

Na eq.(49) consideramos que as direções definidas pelos eixos x, y e z são relativas aos eixos cristalográficos $\langle 100 \rangle$, $\langle 010 \rangle$ e $\langle 001 \rangle$ respectivamente. Por meio da eq.(49) obteremos a modulação do índice de refração na subseção seguinte.

2.7 HOLOGRAFIA DE REFLEXÃO EM CRISTAIS SELENITAS

2.7.1 GRAVAÇÃO HOLOGRÁFICA

O objetivo desta seção é estudar a gravação holográfica em um cristal de BTO utilizando uma configuração de reflexão. Para isso começamos considerando a incidência de um padrão de interferência sobre o cristal, como já vimos anteriormente, este padrão de interferência irá rearranjar os portadores de carga por difusão, levando a um campo elétrico espacialmente não uniforme E_{SC} dentro do cristal. Através do efeito eletro-óptico este campo elétrico dá origem a uma rede de fase gerada devido à modulação do índice de refração. O cristal considerado é cortado na configuração eletro-óptica transversa (37), em que suas facetas de entrada são paralelas ao plano cristalino (110), como pode ser visto na figura 21.

Figura 21– Cristal de BTO em corte eletro-óptico transverso.

Fonte: Barbosa et. al. (38).

Por se tratar de uma configuração de reflexão, as ondas interferentes propagam-se opostamente (com vetores de propagação $\vec{k}_S$ e $\vec{k}_R$ como mostrados na figura). Estas ondas incidem normalmente à face do cristal, desta maneira o vetor de rede e o campo elétrico induzido serão paralelos ao eixo $[100]$, que é o eixo x da figura 21. Desta maneira a elipsoide de índice da eq.(49), devido ao campo elétrico E_{SC} , será dada por

$$\frac{x^2}{n_0^2} + \frac{y^2}{n_0^2} + \frac{z^2}{n_0^2} + 2E_{SC}r_{41}YZ = 1 \quad (50)$$

onde n_0 é o índice de refração de corpo do material. Rotacionando o cristal de BTO em torno do eixo X por um ângulo θ , a eq.(50) pode ser expressa de maneira que os eixos x , y e z do sistema de coordenadas sejam paralelos aos eixos cristalográficos principais. Na rotação x e X são paralelos, desta maneira, as relações de transformação são dadas por:

$$\begin{aligned} X &= x \\ Y &= y \cos \theta - z \sin \theta \\ Z &= y \sin \theta + z \cos \theta \end{aligned} \quad (51)$$

Substituindo Y e Z da eq.(51) na eq.(50), a elipsoide de índice no sistema x , y , z será escrita como

$$\frac{x^2}{n_0^2} + \frac{y^2}{n_0^2} + \frac{z^2}{n_0^2} + 2E_{SC}r_{41}yz = 1 \quad (52)$$

Podemos notar que as eqs. (50) e (52) têm a mesma forma, independentemente do ângulo de rotação θ . Os eixos principais da elipsoide x' , y' , z' podem ser determinados por meio de outra transformação de coordenadas para uma rotação de 45° em torno do eixo x , como mostrado na figura 22.

Figura 22– rotação do sistema de coordenadas em torno do eixo x .

Fonte: Barbosa et. al. (38).

Desta maneira teremos então:

$$\begin{aligned} x &= x' \\ y &= y' \cos 45^\circ - z' \sin 45^\circ \\ z &= y' \sin 45^\circ + z' \cos 45^\circ \end{aligned} \quad (53)$$

Assim após as devidas substituições na eq. (52) a transformação de coordenadas resultará em

$$\frac{x'^2}{n_0^2} + y'^2 \left(\frac{1}{n_0^2} + E_{SC} r_{41} \right) + z'^2 \left(\frac{1}{n_0^2} + E_{SC} r_{41} \right) = 1 \quad (54)$$

O que é correspondente à seguinte elipsoide, com os eixos x' , y' e z' :

$$\frac{x'^2}{n_0^2} + \frac{y'^2}{n_{y'}^2} + \frac{z'^2}{n_{z'}^2} = 1 \quad (55)$$

Comparando a eq.(54) com a eq.(55) podemos obter a seguinte relação

$$\begin{aligned}\frac{1}{n_{y'}^2} &= \frac{1}{n_0^2} + r_{41} E_{SC} \\ \frac{1}{n_{z'}^2} &= \frac{1}{n_0^2} + r_{41} E_{SC}\end{aligned}\tag{56}$$

Com a ajuda da relação

$$d\left(\frac{1}{n^2}\right) = -\frac{2}{n^3} dn\tag{57}$$

A eq.(56) fornece a modulação do índice de refração ao longo dos eixos y' e z' :

$$\Delta n_{z'} = \frac{n_0^3}{2} r_{41} E_{SC} = -\Delta n_{y'}\tag{58}$$

Este resultado evidencia a anisotropia na rede de fase fotorrefrativa gerada no cristal selenita, já que $\Delta n_{y'} \neq \Delta n_{z'}$, esta anisotropia será analisada na seção sobre difração anisotrópica.

2.7.2 RECONSTRUÇÃO HOLOGRÁFICA EM HOLOGRAFIA DE REFLEXÃO COM CRISTAIS FOTORREFRATIVOS

Será apresentado neste capítulo o processo de reconstrução holográfica através de uma rede de volume gravada em um cristal de BTO. Sabe-se que os cristais da família dos selenitas (BSO, BTO e BGO) possuem baixa eficiência de difração, o que compromete a visibilidade dos hologramas, desta maneira o aperfeiçoamento do processo de reconstrução holográfica torna-se imprescindível. Por isso, é de grande importância neste estudo a determinação da eficiência de difração.

A eficiência de difração determina a capacidade da rede holográfica em difratar a luz, e a sua formulação matemática é descrita pela Teoria de Ondas Acopladas. Esta teoria foi proposta por Kogelnik (38), e por meio das equações de ondas acopladas obtidas por esta teoria poderemos determinar a equação para a eficiência de difração, e poderemos ainda estudar como se dá a troca de energia entre os feixes durante o processo holográfico. A partir dos resultados obtidos por Kogelnik para redes “fixas”, podemos analisar o acoplamento que

ocorre entre os feixes interagentes no interior do cristal, e a influência da polarização dos feixes sobre este acoplamento. Através da teoria de ondas acopladas podem-se obter os parâmetros de intensidade e direção de polarização dos feixes incidentes sobre o cristal de modo a se aperfeiçoar a imagem holográfica quanto à sua intensidade e quanto à visibilidade de franjas.

Outro fator importante a se considerar em reconstrução holográfica com cristais fotorrefrativos é a amplitude de modulação do índice de refração, pois este é um fator determinante para a eficiência de difração. Para o caso particular da holografia de reflexão, devemos garantir um valor máximo de sinal holográfico, e ainda poder garantir que seja possível a separação deste sinal holográfico do feixe transmitido pelo holograma, isso porque neste tipo de geometria estes dois feixes emergem juntos do meio holográfico.

Desta maneira, é de grande interesse o estudo da propriedade de difração anisotrópica em cristais selenitas, especialmente em cristais de BTO (39). A partir deste estudo podemos determinar a polarização que o feixe referência deve ter ao incidir sobre o cristal, bem como o ângulo de inclinação do cristal, para garantir que os feixes transmitido e difratado emergem do cristal com polarização perpendicular entre si, garantindo que estes dois feixes possam ser facilmente separados.

Esta é uma característica bastante importante também para a formação de hologramas em tempo real, se os feixes transmitido e difratado não são facilmente separados no arranjo holográfico a aplicação da geometria de reflexão para holografia em tempo real fica inviabilizada.

2.7.2.1 Teoria de ondas acopladas

O modelo proposto por Kogelnik (38) para a Teoria de Ondas Acopladas considera que a rede holográfica está fixa no volume do material, garantindo desta forma que não há interação entre o feixe de leitura e o holograma, porém para os cristais fotorrefrativos o processo de registro holográfico é dinâmico, ou seja, há uma interação dos feixes de escrita com a rede que se forma. Mas, mesmo desta forma a teoria de ondas acopladas nos fornece importantes subsídios para a análise do comportamento e da relação entre os feixes no interior de um cristal fotorrefrativo.

Considerando a incidência de dois feixes monocromáticos e coerentes de amplitudes R (feixe colimado incidente) e S (feixe difratado) e de mesma direção de polarização sobre um holograma de volume puramente de fase conforme a fig. 23:

Figura 23– Feixes monocromáticos e coerentes incidindo sobre a rede fixa.

Fonte: Barbosa (31).

Sendo que $\vec{k}_1$ e $\vec{k}_2$ são os vetores de onda de S e R, respectivamente, o campo total dentro da rede pode ser dado por:

$$\vec{E}(r) = \frac{1}{2} [\vec{S}(\vec{r}_1) \exp(-i\vec{k}_1 \vec{r}) + \vec{S}^*(\vec{r}_1) \exp(i\vec{k}_1 \vec{r}) + \vec{R}(\vec{r}_2) \exp(-i\vec{k}_2 \vec{r}) + \vec{R}^*(\vec{r}_2) \exp(i\vec{k}_2 \vec{r})] \quad (59)$$

Estas ondas irão propagar em um meio onde o índice de refração está espacialmente modulado, com sua modulação dada por:

$$n(r) = n_0 + \Delta n \cos(\vec{K} \cdot \vec{r}) \quad (60)$$

Onde $\vec{K}$ é o vetor holográfico, cujo módulo é a frequência espacial K do padrão de interferência. Supondo que a condição de Bragg seja satisfeita para este caso, já que é o que ocorre em mistura de duas ondas em cristais fotorrefrativos, temos:

$$\vec{K} = \vec{k}_2 - \vec{k}_1 \quad (61)$$

Utilizando as equações de Maxwell para obter a equação que descreve o comportamento das ondas no meio, e fazendo as devidas manipulações matemáticas (31)

encontraremos as equações de acoplamento de R e S, considerando que os feixes propagam-se ao longo da direção y:

$$\frac{\partial R}{\partial y} = -i\kappa S(y) \quad (62)$$

$$\frac{\partial S}{\partial y} = -i\kappa R(y) \quad (63)$$

Neste caso foi feita uma mudança de variáveis $y = r_{1,2} \cos \alpha$, sendo que 2α é o ângulo entre os dois feixes na entrada do holograma, conforme a figura 23. As eqs.(62) e (63) são chamadas de equações de ondas acopladas de Kogelnik, e neste caso foi desprezado qualquer tipo de absorção na rede. κ é a constante de acoplamento, que é dada por

$$\kappa = \frac{\pi \Delta n}{\lambda \cos \alpha} \quad (64)$$

Para o estudo do acoplamento de ondas em um cristal fotorrefrativo, onde o registro holográfico ocorre de maneira dinâmica, a solução das equações acima pode ser dada por

$$R(y) = ae^{i\kappa y} + be^{-i\kappa y} \quad (65)$$

$$S(y) = ce^{i\kappa y} + de^{-i\kappa y} \quad (66)$$

Sendo que a, b, c e d são constantes determinadas pelas condições de contorno.

Para o caso de um holograma de transmissão, temos como condições de contorno:

$$R(0) = R_0 \quad (67)$$

$$S(0) = S_0 e^{i\phi} \quad (68)$$

O expoente ϕ representa uma possível defasagem entre o holograma e o padrão de interferência, o que ocorre em hologramas gravados em cristais fotorrefrativos por processo de difusão. A solução para este caso pode ser dada por (40)

$$R(y) = R_0 \cos \kappa y - iS_0 e^{-i\phi} \sin \kappa y \quad (69)$$

$$S(y) = -iR_0 \sin \kappa y + S_0 e^{-i\phi} \cos \kappa y \quad (70)$$

As intensidades associadas às ondas R e S podem ser dadas por

$$I_R = R_0^2 \cos^2(\kappa y) + S_0^2 \sin^2(\kappa y) - R_0 S_0 \sin(2\kappa y) \sin(\phi) \quad (71)$$

$$I_S = R_0^2 \sin^2(\kappa y) + S_0^2 \cos^2(\kappa y) + R_0 S_0 \sin(2\kappa y) \sin(\phi) \quad (72)$$

Pelas equações acima podemos constatar que a transferência de energia entre os feixes I_R e I_S ocorre ao longo da direção y do holograma, a análise é feita por meio do termo das eqs.(71) e (72) que contêm o $\sin(\phi)$. Para $\phi = \pi/2$ a transferência de energia é máxima, e este é o caso de registro em cristais fotorrefrativos em regime de difusão, que é o caso quando não se aplica sobre o cristal um campo elétrico externo. Para o caso de somente “leitura” do holograma, o feixe S é bloqueado, desta maneira as condições de contorno serão $S(0) = 0$ e $R(0) = 1$. A partir destas condições as eqs.(69) e (70) fornecem o feixe difratado $S(L)$ que emerge do holograma de espessura L :

$$R(L) = R_0 \cos(\kappa L) \quad (73)$$

$$S(L) = -iS_0 \sin(\kappa L) \quad (74)$$

Podemos concluir por meio da eq.(74) que o feixe difratado está defasado de $\pi/2$ em relação ao feixe referência R . A eficiência de difração que é definida por $\eta = |S(L)|^2 / |R(0)|^2$, pode ser dada desta maneira:

$$\eta = \sin^2 \left(\frac{\pi \Delta n L}{\lambda \cos \alpha} \right) \quad (75)$$

2.7.2.2 Difração anisotrópica

Os cristais selenitas fotorrefrativos possuem inúmeras vantagens para a gravação holográfica, como gravação e reconstrução holográficas simultâneas sem a necessidade de processamento químico, e ainda a capacidade de infinitos ciclos de gravação e apagamento. E ao selecionarmos para utilização um cristal de BTO temos ainda a vantagem adicional de baixa atividade óptica para a luz vermelha. Porém tais cristais possuem baixa eficiência de difração em reconstrução holográfica, ou seja, a intensidade do feixe difratado (reconstrução holográfica da frente de onda do objeto) é muito inferior à intensidade do feixe transmitido pelo holograma. Contudo, é possível compensar este problema explorando a propriedade de difração anisotrópica que os cristais selenitas possuem (41).

Como resultado da difração anisotrópica o feixe objeto transmitido e o feixe difratado emergem do cristal ortogonalmente polarizados entre si. Desta maneira com o posicionamento de um polarizador na saída do cristal o feixe transmitido pode ser extinto, permitindo que chegue até o observador somente a reconstrução holográfica. Este é um procedimento bastante simples em arranjos de holografia de transmissão, onde os feixes referência e objeto incidem na mesma face do cristal. Porém em arranjos de reflexão, como é o nosso caso, os feixes referência e objeto propagam-se na mesma direção, mas em sentidos opostos, de modo que a maneira convencional de eliminação do ruído eliminaria também o feixe referência.

Para solucionar este problema é incorporado na montagem óptica um divisor de feixes polarizante (PBS – Polarizing BeamSplitter), e o cristal de BTO é inclinado em relação ao seu eixo $\langle 001 \rangle$ para compensar a rotação de polarização do feixe ao atravessar o cristal, que ocorre devido à sua atividade óptica.

Quando o feixe laser incide sobre o divisor de feixes polarizante, ele separa a polarização s (vetor do campo elétrico perpendicular ao plano de incidência) da polarização p (vetor do campo elétrico paralelo ao plano de incidência) da onda incidente, estas componentes tornam-se linearmente polarizadas, e os dois feixes gerados irão propagar-se em direções perpendiculares. Desta maneira a luz polarizada perpendicularmente ao plano de incidência irá atingir o cristal, enquanto que a outra parte da luz irá ser transmitida pelo divisor de feixes, sendo assim descartada.

Devido à atividade óptica do cristal de BTO, o feixe gira dentro do cristal em um ângulo ρd , onde ρ é a atividade óptica do cristal e d a sua espessura, desta forma o feixe que

ilumina o objeto é polarizado com ângulo ρd em relação ao eixo Z (ver figura 24). Esta luz retorna do objeto e atravessa novamente o cristal, desta vez no sentido contrário ao anterior, desta maneira a sua polarização irá girar novamente de ρd , porém agora no sentido contrário da vez anterior. Emergindo do cristal basicamente na mesma polarização que entrou.

Figura 24– (a) Polarização da onda referência $\vec{R}$ e seu vetor de propagação $\vec{k}_R$ na entrada do cristal $x=d$; (b) polarizações dos feixes transmitidos ($\vec{S}'$) e difratado ($\vec{U}$) propagando ao longo do eixo x no sentido positivo em $x=d$.

Fonte: Barbosa et. al. (38).

A figura 24(a) mostra a polarização do feixe referência $\vec{R}$ e seu vetor de propagação $\vec{k}_R$ na entrada do cristal em $x = d$. O vetor tracejado representa a polarização do eixo referência após atravessar o cristal. A figura 24(b) mostra a propagação do feixe transmitido ($\vec{S}'$) e o feixe difratado ($\vec{U}$), que ocorre ao longo do sentido positivo do eixo, em $x = d$.

Vamos agora analisar de maneira quantitativa como ocorre o processo de difração no arranjo de reflexão. A figura 25 mostra a orientação da polarização do feixe referência na entrada do cristal BTO com respeito ao sistema de coordenadas envolvidas no ângulo de rotação γ .

Figura 25– polarização da onda referência na entrada do cristal BTO e o sistema de coordenadas X - Y - Z , x - y - z e x' - y' - z' .

Fonte: Barbosa et. al. (38).

As componentes y' e z' do feixe referência são dadas por

$$R_{y'}(x) = R_0 \cos[\theta - \rho(d - x)] \quad (76)$$

$$R_{z'}(x) = R_0 \sin[\theta - \rho(d - x)] \quad (77)$$

onde θ é o ângulo entre a polarização do feixe referência e o eixo y' na saída do cristal e R_0 é a amplitude do feixe referência em $x = 0$. A polarização do feixe objeto e do feixe referência são paralelas ao atravessarem o cristal. O contraste de franjas m como uma função da profundidade x do cristal leva em conta as mudanças dos feixes interagentes ao propagarem ao longo da amostra (28)

$$m(x) = m_0 \exp \left\{ 2 \frac{\beta}{\rho} \cos[2\theta - \rho(2d - x)] \sin(\rho d) \right\} \quad (78)$$

Onde $\beta \equiv \pi r_0^3 r_{41} E_{SC} / 2\lambda$ e $m_0 \approx 2S_0/R_0$ para $R_0 \gg S_0$, onde S_0 é a amplitude do feixe objeto em $x = 0$. Os componentes elementares da amplitude difratada em $x = d$ são dados por:

$$dU_{y'}(x) = -\beta m(x) R_0 \cos(\theta - 2\rho d + \rho x) dx \quad (79)$$

$$dU_{z'}(x) = -\beta m(x) R_0 \sin(\theta - 2\rho d + \rho x) dx \quad (80)$$

Em condições experimentais, a intensidade do feixe referência é cerca de 20 vezes maior do que o feixe objeto, o que leva a um $m_0 \ll 1$. Uma vez que o campo elétrico espacial é proporcional a m_0 , tem-se $|\beta/\rho| < 0.4$, e $m(x)$ pode ser expandido em uma série de Taylor até o segundo termo. Desta maneira a eq.(78) pode ser escrita como:

$$m(x) = m_0 \exp[-\beta/\rho \sin(2\theta - 2\rho d)] [1 + \beta/\rho \cos(2\theta - 2\rho d + 2\rho x)] \quad (81)$$

Substituindo $m(x)$ nas eqs.(79) e (80), e integrando ao longo de toda a espessura do cristal, as componentes da amplitude difratada paralelas às direções y' e z' são dadas por:

$$U_{y'}(d) = -\beta R_0 m_0 \exp[-2\beta \sin(2\theta)/\rho] \times \left\{ \frac{\sin \rho d}{\rho} \cos(\theta - \rho d) + \frac{\beta}{8\rho^2} [\sin(4\rho d - 3\theta) + \sin(3\theta) + 4\rho d \cos \theta] \right\} \quad (82)$$

$$U_{z'}(d) = -\beta R_0 m_0 \exp[-2\beta \sin(2\theta)/\rho] \times \left\{ \frac{\sin \rho d}{\rho} \cos(\theta - \rho d) + \frac{\beta}{8\rho^2} [\cos(4\rho d - 3\theta) - \cos(3\theta) - 4\rho d \sin \theta] \right\} \quad (83)$$

Na face frontal do cristal as componentes y' e z' da amplitude da onda objeto são dadas por $S_{y'}(d) = S_0 \cos \theta$ e $S_{z'}(d) = S_0 \sin \theta$, respectivamente. Desde que esta onda não carrega nenhuma informação relevante, e constitui um ruído para a frente de onda reconstruída holograficamente, o feixe objeto transmitido é cortado por um elemento polarizante garantindo que reste somente a onda difratada. O sinal holográfico máximo I_U corresponde à imagem holográfica e deve ser proporcional ao $\sin^2 \varphi$, onde φ é o ângulo entre os vetores $\vec{U} = U_{y'}(d)\hat{y}' + U_{z'}(d)\hat{z}'$ e $\vec{S} = S_{y'}(d)\hat{y}' + S_{z'}(d)\hat{z}'$:

$$I_U \propto \sin^2 \varphi = 1 - \left(\frac{\vec{U} \cdot \vec{S}}{|\vec{U}| |\vec{S}|} \right)^2 \quad (84)$$

É conveniente fazer a substituição $\theta = \pi/4 - \gamma$ onde γ é o ângulo entre o eixo [001] e o eixo Z do cristal, como mostra a figura 25. Com a ajuda das eqs.(84), (83) e (82) obtemos o sinal I_U :

$$I_U \propto \sin^2 \varphi \approx 1 - \frac{\left\{ \sin(\rho d) \sin(2\gamma + \rho d) + \frac{\beta}{8\rho} [\sin 4\gamma - \sin(4\rho d - 4\gamma) + 4\rho d] \right\}^2}{\sin^2(\rho d) + \frac{\beta}{4\rho} \sin(\rho d) [4\rho d \sin(2\gamma + 4\rho d) + \cos(2\gamma - \rho d) - \cos(2\gamma + 3\rho d)]} \quad (85)$$

Com respeito às condições experimentais a imagem espalhada pelo objeto é difusa, e $\beta \ll \rho$, tanto que o sinal I_U da eq.(85) pode ser escrito como:

$$I_U \approx \cos^2(2\gamma + \rho d) \quad (86)$$

3 MATERIAIS E MÉTODOS

O objetivo deste trabalho foi desenvolver um microscópio holográfico que fosse capaz de obter imagens interferométricas de microdispositivos em tempo real. Para isso foi arquitetado um arranjo óptico que agrega um cristal fotorrefrativo como meio holográfico e uma câmera CMOS/CCD para o registro das imagens. Pensando na aplicabilidade da técnica, durante o desenvolvimento da geometria do arranjo foi considerado a simplicidade e o tamanho do arranjo, em função disto resolvemos utilizar um arranjo de reflexão do tipo Denisiuk. Porém, para que isso fosse possível, nós tivemos de explorar a propriedade de difração anisotrópica do cristal de BTO. Como já foi abordado anteriormente, por meio desta propriedade as ondas transmitida e difratada são transformadas em ortogonalmente polarizadas entre si, com isso o feixe transmitido pode ser eliminado possibilitando, desta maneira, a visualização do holograma sem a sobreposição da onda objeto transmitida.

Para determinar a inclinação do cristal, que é necessária para a devida separação das ondas transmitida e difratada, utilizamos a eq.(86) e por meio dela encontramos que o melhor ângulo entre o eixo [001] do cristal e a polarização de entrada deve ser $\gamma \approx -\rho d/2 + N\pi/2$, onde $N = 1,2,3, \dots$. Em termos práticos, desde que a polarização do feixe incidente seja perpendicular ao topo da mesa, o cristal deve ser inclinado em relação ao seu eixo [001] produzindo um ângulo de $\gamma \approx -\rho d/2$ com respeito ao eixo Z, como mostra a figura 26.

Figura 26–Melhor orientação do BTO para o máximo valor de sinal-ruído da imagem holográfica.

Fonte: Barbosa et. al. (38).

O valor da inclinação γ foi determinado como sendo $\approx 20^\circ$. Além de inclinar o cristal, para que possamos explorar a propriedade de difração anisotrópica, precisamos também garantir que a polarização de entrada do feixe incidente seja perpendicular ao plano da mesa,

paralelo ao eixo Z, para isso utilizamos um divisor de feixes polarizante (PBS). Este componente funciona da seguinte maneira: o feixe incide sobre ele e as suas polarizações são separadas, a polarização s (perpendicular ao plano da mesa) é refletida para o cristal e a polarização p (paralela ao plano da mesa) passa direto, como pode ser visto na figura 27.

Figura 27: Arranjo holográfico de Denisiuk baseado em cristais selenitas.

Fonte: Barbosa, E., Silva, D., Ferreira, M. (41).

O feixe incide sobre o cristal, e é rotacionado em ρd no sentido anti-horário ao atravessá-lo (veja figura 24(a)), incide sobre o objeto, e é espalhado por ele retornando para o cristal com praticamente a mesma polarização com que saiu dele. Ao atravessar o cristal, agora em sentido oposto (veja figura 24(b)), ele é rotacionado em ρd novamente, desta vez no sentido contrário ao anterior, desta maneira, quando ele emerge do cristal possuirá a mesma polarização com que entrou, perpendicular ao plano da mesa. Ele incidirá novamente sobre o PBS e será refletido para o laser.

O feixe holográfico $\vec{U}$, que possui polarização paralela ao plano da mesa, também incidirá sobre o PBS e devido a sua polarização será transmitido por ele, incidindo sobre a câmera. Desta maneira, será observado pela câmera somente a reconstrução holográfica, sem a sobreposição do feixe objeto transmitido.

Para a formação de um microscópio composto inserimos no arranjo óptico uma lente objetiva e uma lente ocular, figura 28. A lente objetiva foi posicionada próxima ao objeto e foi utilizada tanto para iluminá-lo quanto para magnificar a sua imagem. A lente ocular foi posicionada à frente da câmera formando assim a imagem do objeto sobre o seu sensor. Desta maneira, as lentes objetiva e ocular formam uma configuração do tipo microscópio composto. Tal configuração permite a formação de imagens holográficas de objetos muito pequenos, da

ordem de micrometros. A associação de todas estas características nos permitiu a construção do arranjo holográfico mostrado na figura a seguir.

Figura 28– arranjo óptico de microscopia sugerido neste trabalho.

Fonte: Ferreira (2013).

Ao compararmos a figura 28 com a figura 27 podemos perceber que a inserção do microscópio composto (lentes objetiva e ocular) quase que não altera a geometria do arranjo, e isto só é possível com a utilização da geometria de Denisiuk. Como consequência obtivemos um arranjo compacto, com tamanho total de aproximadamente $30 \times 20\text{-cm}^2$, e simples de alinhar e manusear, isso porque possui poucos componentes ópticos.

Durante o desenvolvimento experimental foram exploradas duas geometrias de arranjos de microscopia holográfica de reflexão com cristais fotorrefrativos, com o intuito de obter-se uma geometria de arranjo que promovesse a melhor qualidade de imagem. Desta maneira, serão apresentadas as descrições para estas duas configurações nas seções seguintes.

3.1 DESCRIÇÃO DOS EQUIPAMENTOS

Os equipamentos utilizados para a montagem dos arranjos experimentais foram:

- Mesa óptica com amortecimento pneumático;
- Cristal de BTO ;
- Polarizadores lineares;
- Suportes para alojar e fixar componentes ópticos;
- Lentes e espelhos;

- Lentes objetivas de microscópio com aumentos de 23x e 63x;
- Lente ocular de microscópio com comprimento focal de 28 mm;
- Divisor de feixes polarizante (PBS) de 8x8x8-mm³;
- Microcomputador;
- Câmera CMOS;
- Câmera CCD
- Laser de diodo com 50mW de potência de saída e $\lambda = 660nm$;
- Laser de He-Ne com 10mW de potência de saída e $\lambda = 632,8nm$;
- Gerador de funções com frequências na faixa 0,2 Hz – 20 MHz;
- Fontes de tensão AC e DC;
- Chart USAF 1951 para teste de resolução;
- Target Layertec, placa em material acrílico com padrões para medida de resolução gravados à laser.

3.2 DESCRIÇÃO DO MÉTODO

Com o intuito de encontrar um arranjo ideal para o desenvolvimento do trabalho foram exploradas duas geometrias de arranjo. Na primeira configuração óptica, que pode ser vista na figura 29, o feixe laser é expandido e colimado pela lente L1, e então é refletido pelo espelho para o divisor de feixes, este divisor divide o feixe em função da sua polarização, desta maneira, refletindo apenas a parte do feixe que está polarizada perpendicularmente em relação ao plano da mesa. O feixe é expandido pela lente L2, que é uma objetiva, e incide sobre o cristal de BTO, passa pelo polarizador e ilumina o objeto. O objeto espalha a luz, que é fracamente depolarizada, esta onda objeto incide sobre o polarizador e a depolarização é removida por ele. Esta onda incidirá sobre o cristal fornecendo a onda objeto para a formação do holograma. A imagem holográfica magnificada é formada no sensor da câmera por meio do microscópio composto formado pelas lentes L2 e L3, onde L2 é a objetiva e L3 é a ocular.

O polarizador posicionado à frente da câmera serve para remover qualquer vestígio de luz que não pertença ao holograma. Ele é necessário porque os componentes do arranjo óptico acabam por espalhar um pouco de luz, o que acaba por atrapalhar a visualização do

holograma. A polarização selecionada por este polarizador é a paralela ao plano da mesa, que é a polarização do feixe holográfico $\vec{U}$.

O polarizador posicionado à frente do objeto seleciona a polarização em pd com relação ao eixo perpendicular, eixo Z, ao topo da mesa.

Neste arranjo utilizado foi o laser de diodo de 50mW e uma câmera CCD.

Figura 29– Primeiro arranjo experimental, cristal de BTO entre a objetiva e o objeto.

Fonte: Ferreira (2013).

Observa-se que a mídia holográfica, o cristal de BTO, foi posicionada entre a lente objetiva e o objeto, de maneira que a onda objeto no cristal é originada diretamente do espalhamento da luz pela superfície do objeto, como mostra a figura 29. Desta maneira uma imagem holográfica real, que é construída pela lente objetiva, estará em um plano entre o PBS e a lente ocular que por sua vez forma uma imagem ampliada do holograma no sensor da câmera.

Esta configuração requer que o feixe de iluminação seja focalizado na superfície do objeto e que a face frontal do cristal seja posicionada tão perto quanto possível do objeto, o que dificulta a sua manipulação e alinhamento. Porém, isto garante que a intensidade do feixe objeto seja a maior possível dentro do cristal. E ainda, esta pequena distância permite que o feixe objeto seja coletado pelo BTO em um amplo alcance angular, o que aumenta a resolução da imagem devido à difração e, portanto, permite uma maior qualidade da imagem holográfica. A figura a seguir mostra a imagem holográfica de uma letra “x” de 2mm de altura que foi obtida por meio do arranjo descrito acima.

Figura 30— Imagem holográfica de uma letra "x" de 2 mm de altura.

Fonte: Ferreira (2012)

No segundo arranjo óptico, figura 31, o feixe que vem do diodo laser é fracamente expandido pela lente L1, ele é refletido pelo espelho e atinge o PBS. A direção de polarização é selecionada e o feixe é refletido para o cristal de BTO. O feixe irá incidir sobre o cristal de BTO, constituindo assim o feixe referência. Parte do feixe será transmitido pelo cristal e atingirá a lente objetiva L2. A lente objetiva irá focalizar o feixe próximo à superfície do objeto, o iluminando. A luz espalhada pelo objeto será coletada pela lente objetiva L2, e a imagem do objeto será formada no plano do cristal de BTO, desta maneira, esta imagem formará o feixe objeto. Entre a objetiva e o cristal foi posicionado um polarizador para remover a depolarização parcial causada pela superfície do objeto, assim com no caso do arranjo 1.

A lente ocular L3, de comprimento focal de 28 mm, é posicionada a uma distância do cristal que é próxima de seu comprimento focal frontal, permitindo formar uma imagem holográfica ampliada do objeto na câmera CMOS. O PBS foi posicionado entre a lente ocular e o meio de registro holográfico. O polarizador à frente da lente ocular L3 remove a luminosidade vinda do espalhamento da luz nos componentes ópticos do arranjo, permitindo a visualização do holograma sem esta luminosidade indesejada.

Figura 31– Segundo arranjo experimental, lente objetiva entre cristal e objeto

Fonte: Ferreira (2013).

O posicionamento da lente objetiva entre o objeto e o meio holográfico, permite que a lente seja usada para iluminar o objeto e para construir a sua imagem real na frente da lente ocular.

Este arranjo permite um ajuste do posicionamento do cristal de BTO, próximo ao PBS ou próximo à lente objetiva, garantindo que ele possa ser posicionado no plano da imagem da lente objetiva L2, o que garante uma maior intensidade do feixe objeto possibilitando um curto tempo de construção holográfica. Este posicionamento é feito de maneira simples, movendo o cristal para próximo da lente L2 ou para próximo do PBS enquanto a imagem holográfica é observada, e então é selecionada a posição de melhor imagem.

A figura 32 mostra a imagem holográfica de uma estrutura padrão obtida com este arranjo, a distância entre barras vizinhas é de $100\mu\text{m}$.

Figura 32– Imagem holográfica de uma estrutura padrão.

Fonte: Ferreira (2013).

Ao comparar os dois arranjos explorados, optamos em desenvolver o trabalho com a geometria da figura 31, onde a lente objetiva fica entre o cristal de BTO e o objeto. A escolha desta geometria ocorreu pelos motivos que serão descritos a seguir.

Nesta geometria podemos escolher a lente objetiva de acordo com a magnificação que desejamos. As lentes objetivas com aumentos razoáveis possuem comprimento focal muito pequeno, da ordem de poucos milímetros, desta maneira o objeto deve ser posicionado muito próximo à lente. Porém, na primeira geometria estudada isto não era possível, já que o meio de registro holográfico era posicionado entre o objeto e a lente. Isto limitava a magnificação das imagens holográficas.

Outro fator importante é a facilidade de manipulação do arranjo óptico. Quando trabalhamos com objetos de tamanho reduzido temos uma dificuldade em particular de alinhar o objeto para que possamos obter imagens das regiões desejadas. Isto era quase inviável na geometria objetiva-cristal-objeto.

Devido à flexibilidade do arranjo cristal-objetiva-objeto com relação à escolha das lentes, foi possível escolher também lentes com comprimento focal maior, com menores aumentos, o que permitiu adaptar o arranjo para uma vasta gama de objetos. Possibilitando assim a inserção de componentes ópticos que podem ser necessários para algumas aplicações.

Na configuração escolhida temos também a vantagem de que a intensidade do holograma é maior, porque o meio holográfico é posicionado no plano focal da lente objetiva. Desta maneira a intensidade da onda difratada é maior, resultando em interferogramas de maior visibilidade se comparado com o caso objetiva-cristal-objeto, por isso, as imagens obtidas por este arranjo foram de melhor qualidade.

4 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Para verificar a aplicabilidade do microscópio holográfico foram obtidas imagens holográficas de dispositivos para a medida de resolução microscópica. A primeira estrutura utilizada foi um target da Layertec. Este objeto é formado por um corpo acrílico onde foram gravadas, por processo a laser, microestruturas da ordem de centenas de micrômetros. A objetiva utilizada para estas imagens possui um aumento de 23x. As imagens destas estruturas podem ser vistas a seguir.

Figura 33– Imagens holográficas das estruturas do target Layertec, os tamanhos são referentes ao comprimento da seta inseridas em cada imagem.

Fonte: Ferreira (2013).

As dimensões apontadas para cada imagem são referentes ao comprimento das setas e possuem valores aproximados. As setas foram inseridas nas imagens para que o leitor tenha uma referência visual do tamanho das estruturas.

Pode-se verificar que foram obtidas imagens de boa qualidade, o que confirma a aplicabilidade do arranjo óptico para a obtenção de imagens de objetos com tamanho da ordem de poucos micrômetros. Foram obtidas também imagens de um Chart USAF 1951, este objeto é um padrão desenvolvido pela aeronáutica americana que é amplamente utilizado para a medida de resolução de equipamentos microscópicos. A seguir pode-se verificar como este padrão é apresentado no objeto.

Figura 34– Representação do chart USAF 1951.

Fonte: T-20 USAF 1951 Chart Standard Layout Product Specifications.

O padrão USAF-1951 utilizado por nós foi fabricado por deposição de cromo em vidro. As imagens holográficas obtidas deste objeto podem ser vistas a seguir.

Figura 35–Imagem holográfica do grupo 3 do padrão USAF, cujo comprimento da menor estrutura do grupo (indicado pela seta) é 35,08 μm .

Fonte: Ferreira (2013).

A imagem da figura 35 foi obtida com a utilização de lentes de comprimento focal longo, associadas a uma câmera para visualização da imagem. Neste caso a configuração de lentes objetiva-ocular proporciona a visualização de uma área maior, porém, apresentando um aumento menor.

Com uma configuração de lentes de microscópio convencionais (grande aumento, comprimento focal pequeno) foram obtidas imagens de estruturas menores. Utilizando uma objetiva com um aumento de 63x obtivemos imagens das menores estruturas presentes no

padrão USAF utilizado, elas são apresentadas a seguir, lembrando que as medidas são referentes aos tamanhos das setas, que assim como na figura 33, foram inseridas na imagem apenas como referência visual de tamanho aproximado das figuras.

Figura 36– Imagens de elementos presentes no grupo 5 do padrão USAF-1951, as dimensões apontadas são referentes ao comprimento das setas.

Grupo 5

a) Elemento 1 $\approx 16\mu\text{m}$

b) Elemento 2 $\approx 14\mu\text{m}$

c) Elemento 3 $\approx 13\mu\text{m}$

d) Elemento 4 $\approx 11\mu\text{m}$

e) Elemento 5 $\approx 10\mu\text{m}$

Fonte: Ferreira (2013).

Figura 37—Imagens de elementos presentes no grupo 6 do padrão USAF-1951, as dimensões apontadas são referentes ao comprimento das setas.

Grupo 6

a) Elemento 2 $\approx 7\mu\text{m}$

b) Elemento 3 $\approx 6\mu\text{m}$

c) Elemento 4 $\approx 6\mu\text{m}$

d) Elemento 5 $\approx 5\mu\text{m}$

e) Elemento 6 $\approx 4\mu\text{m}$

Fonte: Ferreira (2013).

Figura 38—Imagens de elementos presentes no grupo 7 do padrão USAF-1951, as dimensões apontadas são referentes ao comprimento das setas.

Grupo 7

Fonte: Ferreira (2013).

Podemos verificar pelos resultados mostrados até o momento que as imagens obtidas foram satisfatórias. Porém, ao observar os mesmos resultados ficou claro que para imagens com tamanho inferior a 15-20 microns a imagem holográfica passa a ser dominada pelo efeito “speckle”, que é inerente à iluminação com luz coerente (18, 20).

Desta maneira podemos dizer que o arranjo holográfico apresentado neste trabalho permite a obtenção de imagens de estruturas de poucos milímetros a $\sim 20\mu\text{m}$. O que nos leva a afirmar que o arranjo está apto a obter imagens holográficas de uma ampla gama de microdispositivos.

4.1 MEDIDAS POR INTERFEROMETRIA HOLOGRÁFICA DE DUPLA-EXPOSIÇÃO

Foram obtidas imagens holográficas interferométricas utilizando as duas configurações de arranjos apresentados neste trabalho. Com a primeira configuração apresentada, objetiva-cristal-objeto, foi obtida a imagem a seguir.

Figura 39– Imagem interferométrica de uma letra “x” com 2 mm de altura, esforço aleatório.

Fonte: Ferreira (2012).

Já com a segunda configuração de arranjo óptico, cristal-objetiva-objeto, foi obtida a imagem a seguir.

Figura 40– Imagens de dupla exposição de uma placa metálica, com área iluminada de $2,5 \times 2,5\text{-mm}^2$, esforço aleatório.

Fonte: Ferreira (2013).

A figura 40 mostra a imagem interferométrica holográfica de uma área iluminada de $2,5 \times 2,5\text{-mm}^2$ de uma barra metálica plana.

Nas figuras 39 e 40 visualizamos a imagem interferométrica de dupla exposição, onde os objetos foram submetidos a uma pequena perturbação mecânica. Os objetos das duas figuras foram presos por uma das extremidades em um suporte óptico e a perturbação mecânica foi aplicada à extremidade livre do objeto, assim como foi apresentado no tópico 2.3.1. A perturbação mecânica foi exercida manualmente.

Podemos calcular o deslocamento aproximado para cada uma das imagens apresentadas, para isto utilizamos a eq.(17), contamos o número de franjas N e substituímos, sabendo que para os dois casos $\lambda = 660\text{nm}$. Desta maneira, encontraremos o valor aproximado do deslocamento $Z(x)$ na extremidade livre, ou seja, o deslocamento na região onde ele teve maior valor. Este deslocamento é considerado aproximado porque a contagem das franjas é feita visualmente, o que acarreta em imprecisão nas medidas.

Por exemplo, na figura 30 conseguimos visualizar 3 franjas claras, desta maneira podemos dizer que o deslocamento na extremidade livre foi de $\sim 1\mu m$. Para a figura 31 temos a mesma quantidade de franjas, como o comprimento de onda é o mesmo, temos o mesmo deslocamento de $\sim 1\mu m$.

A performance do microscópio foi investigada estudando também a resposta à tensão mecânica de um piezorresistor (PZR) de a-SiC de $2.96 \times 0,6\text{-mm}^2$. A amostra foi colada em uma viga cantilever de aço inoxidável de $125 \times 25\text{-mm}^2$. O lado contendo o PZR foi fixado por um suporte maciço, enquanto que o lado livre foi submetido a forças aplicadas normalmente à superfície da viga. Ao aplicar o esforço sobre a placa, franjas $\cos^2$ são instantaneamente visualizadas. A consequente deformação do PZR pode ser visualizada examinando os interferogramas mostrados na figura 41, para um esforço aleatório (a), e para forças aplicadas de 0,1N (b), e 0,5N (c).

Figura 41– Interferogramas de dupla exposição para forças aplicadas de aleatório (a) 0,1N (b) e 0,5 N (c).

Fonte: Ferreira (2012).

Calculando os deslocamentos aproximados, com $\lambda = 660nm$, temos para a figura 41: (a) $N = 10$, então $Z(x) \cong 3,3\mu m$; (b) $N = 4$, então $Z(x) \cong 1,3\mu m$; (c) $N = 8$, então $Z(x) \cong 2,6\mu m$.

Um mapa de deformação do PZR parcialmente torcido é mostrado na figura 42.

Figura 42– Mapa de deformação do PZR parcialmente torcido.

Fonte: Ferreira (2012).

Foi investigada também a performance do microscópio na obtenção de imagens holográficas de estruturas similares às de um dispositivo CMUT, as estruturas utilizadas para isto são circulares feitas de filme de Al depositado sobre material vítreo, e no dispositivo finalizado estas estruturas são os eletrodos da membrana capacitiva que constitui o CMUT. Estas estruturas possuem geometria similar à encontrada no dispositivo finalizado e podem servir como referência para determinar a aplicabilidade do microscópio para o caso do dispositivo finalizado. A imagem de dupla exposição foi obtida da menor estrutura confeccionada, que possui 640 μm de diâmetro, utilizando uma objetiva com aumento de 23x. Estas imagens podem ser observadas na figura a seguir.

Figura 43– Imagens holográficas de dupla exposição dos eletrodos do dispositivo CMUT, com 640 μm de diâmetro.

(a) Repouso

(b) Esforço $\approx 0,1\text{N}$

(c) Esforço $\approx 0,2N$ (d) Esforço $\approx 0,3N$

Fonte: Ferreira (2013).

Os interferogramas da figura 43 foram obtidos da seguinte maneira: a placa vítrea com os eletrodos gravados sobre ela foi presa pela extremidade inferior por um suporte óptico, o esforço foi exercido na extremidade livre da placa vítrea no sentido normal à superfície da placa, de maneira semelhante ao ocorrido com o exemplo da viga *cantilever* presente na seção 2.3.1 desta dissertação. Observando as imagens (b), (c), (d) da figura na sequência que são apresentadas podemos notar a evolução nos números de franjas presentes nos interferogramas conforme o esforço aplicado aumenta gradativamente. O esforço foi aplicado manualmente, sem a preocupação com medidas exatas de esforço, isso porque, o intuito era apenas averiguar o surgimento de franjas de interferência.

Podemos calcular o deslocamento para estes interferogramas. Na figura 43: (b) $Z(x) \approx 2\mu m$; (c) também $Z(x) \approx 2\mu m$; (d) $Z(x) \approx 3\mu m$.

Foram obtidas também imagens de dupla exposição de dispositivos CMUTs finalizados. Neste caso a superfície de interesse é um filme de Al contínuo que cobre toda a matriz de eletrodos do CMUT, ou seja, cobre todo um conjunto de eletrodos conectados em série. O dispositivo CMUT foi então polarizado com uma tensão de 25V, esta tensão foi aplicada gradualmente e as imagens holográficas foram tomadas concomitantemente à aplicação da tensão. As imagens de dupla exposição obtidas podem ser visualizadas a seguir.

Figura 44– Imagens interferométricas do dispositivo CMUT ao sofrer a ação gradual da tensão de 25V (as setas indicam a evolução do esforço).

Fonte: Ferreira (2013).

Observamos através destas imagens a resposta do dispositivo à ação da tensão aplicada, podemos verificar que conforme a tensão ia gradualmente sendo aumentada a membrana ia defletindo, formando, desta maneira, as franjas visualizadas. Nestas imagens o deslocamento $Z(x)$ máximo variou de $0,33\mu m$ (figura 44(a)) para $0,66\mu m$ (figura 44(b)), se manteve em $0,66\mu m$ (figura 44(c)) e voltou para $0,33\mu m$ (figura 44(d)). Percebe-se que a maneira com que as franjas de interferência se apresentam é diferente dos interferogramas anteriores, isso porque as células capacitivas deste objeto são circulares e a membrana capacitiva, da qual estamos obtendo as imagens, é um filme de Al depositado sobre vidro, ou seja, ele é preso uniformemente sobre este substrato isolante confere ao dispositivo este comportamento.

Podemos dizer que foram obtidas imagens de boa qualidade para interferometria de dupla exposição, com deslocamentos aproximados de $0,33\mu m$ a $3,3\mu m$. O que confirma a aplicabilidade do arranjo para este tipo de análise.

O mínimo deslocamento que este interferômetro é capaz de detectar é determinado pela eq.(17), e ele é da ordem de $\lambda/2$, ou seja, $0,33\mu m$. Já o deslocamento máximo depende não somente do comprimento de onda, mas também da quantidade de franjas de interferência

que conseguimos visualizar, ou seja, depende em parte da resolução do sistema óptico, pois quanto maior for o número de franjas menores estas franjas serão. Para o caso deste arranjo podemos afirmar que é confortável visualizar até ~13 franjas, o que nos dá um limite de deslocamento de $\sim 4,3\mu\text{m}$.

4.2 MEDIDAS DE VIBRAÇÃO POR MÉDIA TEMPORAL

Para análises de vibração por holografia em média temporal utilizamos apenas a configuração óptica cristal-objetiva-objeto com o laser de He-Ne. Para esta proposta uma cerâmica piezoelétrica de $20 \times 15\text{-mm}^2$ e um transdutor de $12,7 \times 12,7\text{-mm}^2$ foram excitados por um sinal alternado. A área iluminada do transdutor é de $2 \times 2\text{mm}^2$. As figuras 45a, 45b, e 45c mostram as regiões nodais da cerâmica piezoelétrica vibrando a 6kHz, 11kHz e 14kHz, respectivamente; a figura 46 mostra o padrão de média temporal da cerâmica piezoelétrica vibrando a 1 kHz. Voltando nas figuras 46, 45(b), e 45(c) as regiões nodais podem ser claramente notadas. Estas regiões claras correspondem ao local de amplitude de vibração igual a zero, como foi mostrado na seção 2.3.2 desta dissertação. As franjas escuras finas circundando as regiões nodais (denotadas por P e Q nas figuras 43(c) e 44) correspondem, por sua vez, à raiz de ordem zero da função de Bessel (a primeira raiz), cujo argumento é dado por $4\pi A/\lambda$, onde A é a amplitude de vibração e λ é o comprimento de onda da luz.

Figura 45–Hogramas de média temporal de uma cerâmica piezoelétrica vibrando a, 6 kHz (a), 11 kHz (b), e 14 kHz (c).

Fonte: Ferreira (2012).

Figura 46– Hologramas de média temporal de uma cerâmica piezoelétrica vibrando a 1 kHz

Fonte: Ferreira (2012).

Para determinar o mínimo de amplitude de vibração que é possível visualizar com este tipo de arranjo podemos utilizar a eq.(28) $\rho = \frac{4\pi}{\lambda} A(x)$ obtida na seção 2.3.2, utilizamos o valor de ρ encontrado na tabela 1 para a franja de ordem zero, $\rho = 2,4$, substituímos na equação utilizando o valor de $\lambda = 632,8nm$ (laser de He-Ne) e encontramos $A(x) = 0,12\mu m$.

Este é o limite de sensibilidade deste arranjo para esta técnica, ou seja, valores de amplitude de vibração inferiores a este o interferômetro não será capaz de detectar. Por meio destes resultados podemos afirmar que este arranjo óptico é bastante apropriado para a técnica de interferometria em média temporal, aplicada à microdispositivos que apresentem amplitude de vibração de $0,12\mu m$ à $\sim 1,7\mu m$. Este resultado é obtido supondo que sejamos capazes de visualizar até a franja de ordem $n = 10$.

Para calcular o limite de sensibilidade da técnica para outros comprimentos de onda podemos usar a relação $A_{min} = \frac{3}{16} \lambda$, vinda também da eq.(28).

5 CONCLUSÕES

Durante o desenvolvimento experimental do trabalho foi mostrado que o microscópio holográfico de reflexão do tipo Denisiuk é muito adequado para a caracterização de microdispositivos. Vimos que utilizando este microscópio para aplicar as técnicas de interferometria holográfica de dupla exposição e de média temporal, podemos obter imagens holográficas de boa qualidade em tempo real, possibilitando a caracterização de microdispositivos de maneira adequada, em um curto intervalo de tempo.

Obter estas imagens interferométricas só foi possível porque exploramos a característica de difração anisotrópico dos cristais fotorrefrativos. Para explorar esta característica foi preciso utilizar um divisor de feixes polarizante somado a uma inclinação do cristal de BTO. Desta maneira, garante-se que o feixe transmitido e a reconstrução holográfica saiam do cristal ortogonalmente polarizados entre si, o que possibilitou a obtenção de interferogramas de alta visibilidade.

A concepção do arranjo óptico proposto neste trabalho permite a construção de microscópios muito simples e compactos, isto porque a lente objetiva trabalha como lente iluminante e formadora de imagem, simultaneamente.

Na tentativa de determinar uma configuração óptica ideal foram propostas duas configurações de arranjo óptico. Os interferogramas gerados em ambos os casos possibilitaram a construção de instrumentos de caracterização de dispositivos microscópicos compactos e portáteis. Porém, foi escolhida a configuração em que a lente objetiva fica entre o cristal fotorrefrativo e o objeto. Esta configuração permite maior flexibilidade de trabalho, possibilitando que o arranjo óptico seja ajustado para obter imagens de uma grande variedade de tamanhos de objetos. Possuindo ainda a vantagem de ter uma onda objeto mais intensa, permitindo que a intensidade da onda difratada seja maior, e em consequência os interferogramas possuem melhor visibilidade.

Este arranjo óptico, desenvolvido neste trabalho, foi capaz de obter imagens holográficas de boa qualidade de objetos com dimensões entre $\sim 2\text{mm}$ à $\sim 20\mu\text{m}$. Ao empregar este arranjo para a técnica de interferometria holográfica de dupla exposição fomos capazes de visualizar deformações de $0,33\mu\text{m}$ à $4,3\mu\text{m}$. E para a técnica de interferometria holográfica em média temporal este mesmo arranjo permitiu a visualização de um intervalo de amplitudes de vibração de $\sim 0,12\mu\text{m}$ à $\sim 1,7\mu\text{m}$.

6 PERSPECTIVAS FUTURAS

Muitos aspectos referentes ao microscópio holográfico desenvolvido neste trabalho poderiam ser explorados visando melhores resultados. Estes aspectos poderiam ser:

- Melhoramento das imagens holográficas;
- Aprimoramento das medidas interferométricas;

O caminho para explorar estes aspectos seria:

- Processamento digital das imagens, para remover ruídos presentes, bem como a supressão do efeito speckle;
- Aquisição de lentes anti-aberração;
- Manipulação dos interferogramas via software, para a aquisição das medidas de maneira mais confiável;
- A utilização de lasers com sistemas para torná-los mais estáveis.

7 REFERÊNCIAS

1. KEMPER, B. et al. *Holographic interferometric microscopy systems for the application on biological samples*. **Proc. of SPIE.**, Vol. 5457, 2004.
2. DUBOIS, F. et al. *Digital holographic microscopy for three-dimensional dynamic analysis of in vitro cancer cell migration*. **Journal of Biomedical Optics**, v. 11, 2006.
3. STERN, A.; JAVIDI, B. *Theoretical analysis of three-dimensional imaging and recognition of micro-organisms with a single-exposure on-line holographic microscope*. **Journal of the Optical Society of America A**, v. 24, p.163-168, 2007.
4. JENKINS, C. *Digital Holography and Applications in Microscopic Interferometry*. digital commons. California Polytechnic State University: 2012, disponível em: < <http://digitalcommons.calpoly.edu/physsp/57> >.
5. PEDRINI, G.; TIZIANI, H. J. *Quantitative evaluation of two-dimensional dynamic deformations using digital holography*. **Optics & Laser Technology**, v. 29, p. 249-256, 1997.
6. PICART, P. et al. *Some opportunities for vibration analysis with time averaging in digital Fresnel holography*. **Applied Optics**, v. 44, p.337-343, janeiro 2005.
7. KUMAR, U. P. et al. *Microscopy TV holography for MEMS deflection and 3-D surface profile characterization*. **Optics and Lasers in Engineering**, v. 46, p. 687-694, 2008.
8. HU, X. et al. *Characterization of static and dynamic microstructures by microscopy interferometry based on a Fourier transform method*. **Measurement Science and Technology**, v. 17. 2006
9. SINGH, V. R. et al. *Dynamic characterization of MEMS diaphragm using time averaged in-line digital holography.*, **Optics Communications**, v. 280, p. 285-290, 2007.
10. KAMSHILIN, A. A.; PETROV, M. P. *Continuous reconstruction of holographic interferograms through anisotropic diffraction in photorefractive crystals*. **Optics Communications**, v. 53, p. 23-26, fevereiro 1985.
11. LABRUNIE, L. et al. *Real-time double exposure holographic phase shifting interferometer using a photorefractive crystal*. **Optics Communications**. v. 140, p. 119-127 1997.
12. DIRKSEN, D.; BALLY, G. V. *Holographic double-exposure interferometry in near real time with photorefractive crystals*. **J. Opt. Soc. Am. B.**, v. 11, p. 1858-1863, 1994.
13. GIROLAMO, S. D. et al. *Fast adaptive interferometer on dynamic reflection hologram in CdTe:V*. **Optics Express**, v. 15, p. 545-555, 2007.
14. MANDEL, A. E. et al. *Contradirection two-wave interaction in a sillenite crystals doped by different impurities*. **Proceedings of CAOL**, Alushta-Crimea, 2003.
15. GABOR, D. *A New Microscopic Principles*. **Nature**, v. 161, p. 777 - 778, 1948.
16. BRAGG, W. L. *A new type of "X-ray microscope"*. **Nature**. v. 143, p. 678, 1939.
17. LEITH, E. N.; UPATNIEKS, J. *Reconstructed wavefronts and communication theory*. **Journal of the Optical Society of America**, v. 52, p. 1123-1130, 1962.
18. VEST, C. M. *Holographic Interferometry*. **John Wiley & Sons**, New York, 1979. 465 p.

19. LEITH, E. N.;UPATNIEKS, J.*Wavefront reconstruction with continuous-tone objects. Journal of Optical Society of America.* v. 53, p. 1377-1381, 1963.
20. HARIHARAN, P.*Optical Holography: Principles, techniques and applications.*2nd ed.Cambridge Studies in Modern Optics, New York, 1996. 406 p.
21. DENISIUK, Y. N.*On the reproduction of the optical properties of an object by the wave field of its scattered radiation.Optics & Spectroscopy,* v. 15, p. 279-284, 1963.
22. Interferometria holográfica de dupla exposição: uma régua de luz. **Site da e-física.**Disponível em:<<http://e-fisica.fc.up.pt/edicoes/3a-edicao/projectos/interferometria-holografica-de-dupla-exposicao-uma-regua-de-luz>>.Acesso em: 25 set. 2013.
23. SOLLID, J. E.*Holographic interferometry applied to measurements of small static displacements of diffusely reflecting surfaces.Applied Optics,* v. 8, p. 1587-1595, 1969.
24. STETSON, K. A.; POWELL, R. L.*Interferometry hologram evaluation and real-time vibration analysis of diffuse objects.J. Opt. Soc. Am.,* v. 55, p. 1694-1695, 1965,.
25. POWELL, R. L. and STETSON, K. A.*Interferometry analysis by wavefront reconstruction. J. Opt. Soc. Am.,* v. 55, p. 1593-1598, 1965.
26. FERREIRA, M. S.**Medida de Vibração de Microtransdutores.** 2010. texto de TCCpara o curso de Materiais processos e componentes eletrônicos-FATEC-SP, sob a orientação do Prof. Dr. Eduardo A. Barbosa. São Paulo.
- 27.GLASS, A. M.; LINDE, V. D.*Photorefractive effects for reversible holographic storage of information.Applied Physics Letters,* v. 8, p.85-100, maio 1975.
28. BUSE, K. *Light-induced charge transport processes in photorefractive crystals I: Models and experimental methods.Applied Physics B,* v. 64, p. 273-291, 1997.
29. CHEN, F. S. et. al.*Holographic storage in lithium niobate.Applied Physics Letters,* v. 13, p. 223-225, 1968.
30. GUNTER, P. et. al.*Eletrooptic and photorefractive properties of Bi4Ge3O12 crystals in the ultraviolet spectral range. Optical Society of America,* v. 9, p. 1110-1117, 1992,.
31. BARBOSA, E. A.**Microvibrômetro a cristais fotorrefrativos.**1994. 88 p.Dissertação (mestrado) - UNICAMP, Campinas, 1994.
32. FREJLICH, J.*Photorefractive Materials: fundamental concepts, holographic recording, and materials characterization. John Wiley & Sons,* New Jersey, 2007. 309 p.
33. BUSE, K.*Light-induced charge transport processes in photorefractive crystals II: Materials.Applied Physics B,* v. 64, p. 391-407, 1997.
34. HECHT, E.*Optics.*4th ed. Addison-Wesley, New York, 1998. 698 p.
35. YARIV, A.*Quantum Electronics.*3rd ed.John Wiley & Sons, New York, 1987. 675 p.
36. NYE, J. F.*Physical Properties of Crystals.Oxford University Press,* New York, 1979. 333 p.
37. MARRAKCHI, A. et. al.*Polarization properties of photorefractive diffraction in eletrooptic and oprically active crystals (bragg regime). J. Opt. Soc. Am. B,* v. 3, p. 321-336, 1986.
38. KOGELNIK, H.*Coupled wave theory for thick hologram gratings.The Bell System Technical Journal,* v. 48, p. 2909-2947, 1969.

39. BARBOSA, E. et al. *Denisiuk-type reflection holography display with sillenite crystals for imaging and interferometry of small objects*. **Optics Communications**, v. 281, p. 408-414, 2008.
40. STAEBLER, D. L.; AMODEI, J. J. *Coupled-Wave Analysis of Holographic Storage in LiNbO₃*. **J. Appl. Phys.**, v. 43, 1972.
41. BARBOSA, E. A. et al. *Microscopic interferometry by reflection holography with photorefractive sillenite crystals*. In: MIHAYLOVA E. **Holography - Basic principles and contemporary applications**. [s.l.]: InTech, 2013. p. 203-225. Disponível em: <http://cdn.intechopen.com/pdfs/44943/InTech-Microscopic_interferometry_by_reflection_holography_with_photorefractive_sillenite_crystals.pdf>. Acesso em: 30 maio de 2013.
42. DENISIUK, Y. N. *On the reproduction of the properties of an object by the wave field of its scattered radiation*. **Optics and Spectroscopy**, v. 18, p. 152-158, 1965.
43. PRETO, A. O. *Caracterização de materiais por interferometria holográfica em cristais fotorrefrativos utilizando lasers de diodo multimodo*. 2009. 88 p. Dissertação - Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, São Paulo, 2009.
44. HARIHARAN, P. *Basics of Interferometry*. **Elsevier - Academic Press**, Cambridge, 2002. 163 p.
45. GÄSVIK, K. J. *Optical Metrology*. 3rd ed. **John Wiley & Sons Ltd**, West Sussex, 2002.
46. ROOSEN, G. et al. *Effect Photoréfractive dans le Cristaux d' Oxyde de Bismuth et de Silicium ou de Germanium*. **Physics Applied**, V. 13, 1987.
47. SCHNARS, U. *Direct phase determination in hologram interferometry with use of digitally recorded holograms*. **J. Opt. Soc. Am. A**, v. 11, p. 2011-2015, 1994.
48. COLLIER, R. J., et al. *Optical Holography*. **Academic Press**, New York, 1971.
49. MALLICK, S. et al. *Polarization properties of self-diffraction in sillenite crystals: reflection volume gratings*. **Journal of the Optical Society of America B**, v. 14, p. 1179-1186, 1997.
50. GUNTHER, J. P. *Photorefractive Materials and their applications II*. **Topics Appl. Phys.**, v. 62, p. 52-57, 1989.