

Universidade de São Paulo
Instituto de Física

SBI-IFUSP



305M810T4236

Estudo de Materiais Fotorrefrativos e suas Aplicações no Processamento Óptico Holográfico de Informação

Marcos Roberto da Rocha Gesualdi

Orientador: Prof. Dr. Mikiya Muramatsu

Tese de doutorado apresentada ao Instituto de Física
para a obtenção do título de Doutor em Ciências.

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Mikiya Muramatsu (IFUSP)
Prof. Dr. Walter Maigon Pontuschka (IFUSP)
Profª. Dra. Suhaila Maluf Shibli (IFUSP)
Prof. Dr. Tomaz Catunda (IF/SC/USP)
Prof. Dr. Edison Gonçalves (EP/USP)

INSTITUTO DE FÍSICA

Serviço de Biblioteca e Informação

Tombo: 4236 ex. 1

São Paulo
2005

Prof. Armando Corbani Ferraz
Presidente da Comissão de Pós Graduação

535

G 3932

D

Ex. 1

FICHA CATALOGRÁFICA

Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Gesualdi, Marcos Roberto da Rocha

Estudo dos Materiais Fotorrefrativos e suas Aplicações
no Processamento Óptico Holográfico de Informação.
São Paulo - 2005.

Tese (Doutoramento) - Universidade de São Paulo
Instituto de Física - Departamento de Física Geral

Orientador: Prof. Dr. Mikiya Muramatsu
Área de Concentração: Física

Unitermos

1. Materiais Fotorrefrativos;
2. Efeito Fotorrefrativo;
3. Efeito de Lente Foto-induzida;
4. Holografia e Interferometria Holográfica em Tempo Real;
5. Mapeamento de Fase;
6. Metrologia Óptica e Processamento Óptico de Informação.

USP/IF/SBI-008/2005

*À minha esposa Rosana e ao nosso filhinho Pedro Henrique que encheram
minha vida de amor, esperança e felicidade.*

O Homem... A Vida... O Mundo... E o Universo... ..

Agradecimentos

À Deus... .

Ao meu Pai por ter me amado e ter deixado saudades e à minha Mãe por me amar por todos esses anos e me ensinar que por cima de dificuldades se passa com amor, dedicação e trabalho.

A minha Irmã Célia por me amar e apoiar em momentos decisivos de minha vida, e sua família por ser também minha Família.

Aos meus Irmãos: Marcio André e Marcelo por me amarem e pelos bons momentos de nossa trajetória da infância até os dias de hoje, e suas famílias por serem também minha Família.

Ao meu orientador e amigo Prof. Dr. Mikiya Muramatsu e sua família por estarem do meu lado em momentos especiais na minha vida, pela oportunidade, pela orientação e pela liberdade de trabalho.

Ao meu amigo, colaborador e companheiro de todas as horas Diogo Soga(IFUSP) cuja participação e incentivo neste trabalho foram essenciais.

Aos meus colegas do LABÓPTICA-IFUSP: Raul, Edson, Eduardo Ferrara, Eduardo Khamis, George, Luis, Josmar, Emerson, Carlos e João pelo companheirismo e auxílio.

Aos colegas do IFSC-USP: Carlos Jacinto e Acacio A. Andrade pela ajuda, discussão e paciência na elaboração de parte deste trabalho.

Aos meus amigos Frederico Ayres de Oliveira Neto, Marcelo Oliveira da Costa Pires e aos colegas da Graduação e Pós-Graduação no IFUSP.

Aos Profs. Drs.: Walter M. Pontuschka(IFUSP), Tomaz Catunda(IFSC-USP), Jorge Ricardo Perez(MES-CUBA), Néstor Bolognini(CIOP-Argentina), Matsuyoshi Mori(FOUSP), Paulo A. M. dos Santos(IF-UFF) e Eduardo A. Barbosa(FATEC-SP) pelas frutíferas discussões acerca do trabalho realizado.

Aos funcionários do IFUSP: Sergio, Valdir, Seu Wilson, Edelberto, Marcelino, Rubens, Dirce e Ellen pela amizade e ajuda neste período.

À CAPES pelo apoio financeiro para realização deste trabalho.

Resumo

O Estudo de Materiais Fotorrefrativos e suas Aplicações no Processamento Óptico Holográfico de Informação vêm sendo feitos por diversos Grupos de Pesquisas em vários laboratórios devido aos bons resultados obtidos com esses meios em diversas áreas. Entre outros efeitos foto-induzidos o processo que possibilita essas aplicações é o efeito fotorrefrativo, um fenômeno onde o registro holográfico no meio fotorrefrativo ocorre pela modulação do índice de refração de acordo com a distribuição espacial da intensidade da luz incidente, devido a uma redistribuição foto-induzida de cargas espaciais, e conseqüente, geração de um campo espaço-carga no meio. Neste trabalho, estuda-se a propagação e acoplamento de ondas eletromagnéticas em monocristais eletro-ópticos paraelétricos da Família das Silenitas $Bi_{12}SiO_{20}$ (BSO) e $Bi_{12}TiO_{20}$ (BTO) e nos ferroelétricos $LiNbO_3$ puros e dopados. O propósito de estudar esses materiais é caracterizá-los e, principalmente, otimizá-los para aplicação no processamento óptico e holográfico de informação. Utiliza-se técnicas de caracterização de redes holográficas fotorrefrativas e de lentes foto-induzidas para determinação de figuras de mérito e parâmetros fotorrefrativos e termo-ópticos nestes meios fotorrefrativos. Propõe-se também algumas aplicações no processamento óptico e holográfico de informação, nas áreas de pesquisa básica, tecnológicas e biomédicas, que vêm despertando grande interesse nos últimos anos, como holografia em tempo real com mapeamento de fase, interferometria *speckle* em tempo real e registro não-holográfico no processo de conversão incoerente-incoerente; entre outras no processamento óptico e holográfico de dados.

Abstract

The Study of Photorefractive Materials and their Applications in Optical and Holographical Information Processing come being made for diverse Groups of Research in some laboratories due to the good results in many areas. Among other photo-induced effects, the process that allows these applications is the photorefractive effect, a phenomenon where the holographic recording in photorefractive medium occurs by means of the refractive index modulation due to the space distribution of the light intensity, producing a space-charge photo-induced redistribution, and consequently, the generation of a space-charge field governed by an electro-optic medium. In this work, we study the propagation and coupling of electromagnetic waves in electro-optic monocrystals of the sillenite family $Bi_{12}SiO_{20}$ (BSO) and $Bi_{12}TiO_{20}$ (BTO) and in the pure and doped $LiNbO_3$ crystals. The purpose to study these materials is to characterize them and, mainly, to optimize the conditions of their application in the optical and holographical information processing. We use photorefractive holographic gratings and photo-induced lens techniques for determination of figures of merit and photorefractive and thermo-optic parameters in these photorefractive materials. We also consider some applications in the optical and holographical information processing in the research basic, technological and biomedical areas, that come waken great interest in the last years, as phase-shifting real-time holography, real-time speckle interferometry and non-holographic recording with incoherent-incoherent conversion process; among others in the optic and holographic data processing.

Índice

Lista de Figuras	2
Lista de Tabelas	9
1 Introdução	10
2 Efeitos Foto-induzidos em Materiais Fotorrefrativos	18
2.1 Ondas Eletromagnéticas em Cristais	21
2.2 Efeito Eletro-Óptico	26
2.3 Efeito Fotorrefrativo	28
2.4 Efeito Fotovoltaico	43
2.5 Efeito Termo-óptico.	45
2.6 Efeito Piroelétrico	46
2.7 Efeito Fotocrômico.	48
3 Lentes Fotorrefrativas e Térmicas Foto-induzidas em Cristais Fotorrefrativos.	49
3.1 Teoria	53

3.1.1	Técnica de Lente Fotorrefrativa e Térmica Foto-induzidas com Duplo-Feixe no Modo-Descasado.	53
3.2	Experimentos	63
3.2.1	Procedimento Experimental	63
3.2.2	Resultados Experimentais	68
3.3	Conclusões	83
4	Holografia em Tempo Real com Mapeamento de Fase usando Cristais Fotorrefrativos	85
4.1	Mistura de Ondas em Cristais Fotorrefrativos.	86
4.2	Propriedades de Difração de Rede em Cristais Fotorrefrativos.	88
4.3	Hogramas de Volume e Hogramas Planos	88
4.4	Capacidade de Armazenamento Holográfico em Cristais Fotorrefrativos .	91
4.5	Caracterização de Redes Holográficas em Cristais Fotorrefrativos Silenitas	92
4.6	Holografia em Tempo Real com Mapeamento de Fase usando Cristais Fotorrefrativos Silenitas	98
4.6.1	Análise Teórica	102
4.6.2	Experimentos e Resultados	111
4.6.3	Conclusões	133
5	Ensaio de Outras Aplicações em Materiais Fotorrefrativos	140
5.1	Registro e reconstrução não holográfica em Cristais Fotorrefrativos Silenitas: processo de conversão incoerente-incoerente.	140
5.1.1	Análise Teórico-Experimental	141
5.1.2	Conclusões e Perspectivas	145

	1
5.2 Padrões de Speckle Modulados em Interferometria Speckle em Tempo Real (ISTR) usando Cristais Fotorrefrativos Silenitas	146
5.2.1 Análise Teórico-Experimental	147
5.2.2 Conclusões e Perspectivas	152
6 Conclusões e Perspectivas	155
Bibliografia	160
Apêndices	170
A Técnica de Deslocamento de Fase	170
B Retirada da Ambigüidade de Fase	176

Lista de Figuras

2.1 Efeito da atividade óptica na polarização da onda eletromagnética num cristal fotorrefrativo....	25
2.2 Mecanismo de transporte de cargas no Modelo de Transporte de Bandas.....	29
2.3 Incidência de dois feixes laser num Cristal Fotorrefrativo.....	30
2.4 Processo de Modulação no Efeito Fotorrefrativo.....	32
2.5 Mistura de duas ondas num cristal fotorrefrativo com configuração eletro-óptica transversa.....	37
3.1 Sinal da Técnica de Lente Térmica de modo descasado em função da temperatura.....	58
3.2 Arranjo Esquemático para medição na Técnica de Lente Térmica de modo descasado.....	64
3.3 Processo de focalização dos feixes gaussianos na Técnica de Lente Térmica de modo descasado.....	65
3.4 Medidas de absorção óptica na região do visível foram feitas entre 400nm e 820nm utilizando um espectrofotômetro HP4328S.....	68
3.5 Medidas de Lente Foto-induzida para o niobato de lítio, com $\lambda_e = 514,5$ nm.....	71
3.6 Medidas de Lente Foto-induzida para o niobato de lítio dopados com ferro, com $\lambda_e = 750,0$ nm...	74
3.7 Medidas de Lente Foto-induzida para o niobato de lítio dopados com ferro, com $\lambda_e = 514,5$ nm...	74
3.8 Medidas de Lente Foto-induzida para o $Bi_{1-x}TiO_x$, com $\lambda_e = 750,0$ nm.....	76
3.9 Medidas de Lente Foto-induzida para o $Bi_{1-x}TiO_x$, com $\lambda_e = 514,5$ nm.....	79
3.10 Medidas de Lente Foto-induzida para o $Bi_{1-x}TiO_x$, com $\lambda_e = 750,0$ nm.....	79
3.11 Medidas de Lente Foto-induzida para o $Bi_{1-x}TiO_x$, com $\lambda_e = 514,5$ nm.....	80

3.12 Medidas de Lente Foto-induzida para o $Bi_{12}SiO_{20}$, com $\lambda_e = 750,0$ nm.....	80
3.13 Medidas de Lente Foto-induzida para o $Bi_{12}SiO_{20}$, com $\lambda_e = 514,5$ nm.....	81
3.14 Medidas de Lente Foto-induzida para o $Bi_{12}SiO_{20}$, com $\lambda_e = 750,0$ nm.....	81
3.15 Medidas de Lente Foto-induzida para o $Bi_{12}SiO_{20}$, com $\lambda_e = 514,5$ nm.....	82
4.1 Modulação de Índice de Refração de um cristal BSO como função do ângulo de incidência dos feixes de registro na Técnica de Mistura de Duas Ondas. Em regime de difusão ($E_0 = 0$) e arraste ($E_0 = 5KV$).....	95
4.2 Eficiência de Difração de um cristal BSO como função do ângulo de incidência dos feixes de registro na Técnica de Mistura de Duas Ondas. Em regime de difusão ($E_0 = 0$) e arraste ($E_0 = 5KV$).....	96
4.3 Constante de Tempo de Resposta (τ) de um cristal BSO como função da intensidade dos feixes de registro na Técnica de Mistura de Duas Ondas. Em regime de difusão ($E_0 = 0$) e arraste ($E_0 = 5KV$).....	97
4.4 Esquema para IHTR para Análise de Ondas Ópticas, em lentes, (a) variação da frente de onda para lentes convergentes, e (b) variação da frente de onda para lentes divergentes.....	108
4.5 Arranjo experimental para HTR e/ou IHTR usando cristais fotorrefrativos BSO (ou BTO), onde, a fonte de luz é um Laser de Argônio ($\lambda=514,5nm$); M1, M2, M3, M4 são espelhos planos; BS1, BS2, BS3 são divisores de feixe; SF1, SF2 são filtros espaciais; L1, L2 são lentes; O1, O2 são objetivas; Po1, Po2 são polarizadores; PZL/M é um translador piezoelétrico + espelho plano; PD é um fotodetector; BSO(BTO) é o cristal fotorrefrativo; e CCD é a câmera.....	111
4.6 Diagrama do procedimento de captura dos interferogramas por IHTR, onde L é a variação na superfície, I é a intensidade dos feixes, $\Delta\phi$ é a variação da fase com o PZT, Δt é o tempo de resposta no processo temporal.....	113
4.7 Diagrama do procedimento para se obter a variação do objeto, onde (a) é o registro do holograma do objeto sem perturbação (128 x 128 pixels); (b) são os interferogramas holográficos com deslocamento	

- de fase $\phi = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$; (c) é o mapa de fase modulado dado pela Técnica de Quatro Passos; (d) é o mapa de fase desmodulado pela Técnica do Autômato Celular; e (e) é a variação da superfície.. 114
- 4.8 Rotações de um espelho plano, com a variação nos obtivemos os valores ajustados, (a) $(2, 5 \pm 0, 2) \times 10^{-4}rad$ e (b) $(4, 0 \pm 0, 6) \times 10^{-4}rad$. Estes valores estão de acordo com os valores dados pelo sistema de rotação, para (a) $(2, 4 \pm 0, 2) \times 10^{-4}rad$ e (b) $(4, 0 \pm 0, 5) \times 10^{-4}rad$ 115
- 4.9 Rotações de um espelho plano, onde (a) é o interferograma holográfico (128 x 128 pixels) para $\phi = 0$; (b) é o mapa de fase modulado; (c) é o mapa de fase desmodulado; e (d) é a variação na superfície, com rotações da ordem de: (I) $(1, 2 \pm 0, 3) \times 10^{-4}rad$, (II) $(9, 4 \pm 0, 2) \times 10^{-4}rad$, e (III) $(19, 3 \pm 0, 2) \times 10^{-4}rad$ 116
- 4.10 Rotações de uma moeda, objeto opaco difuso, neste caso os resultados obtidos com a técnica estão de acordo com os valores esperados, onde (a) é o interferograma holográfico para $\phi = 0$; (b) é o mapa de fase modulado; (c) é o mapa de fase desmodulado; e (d) é a variação na superfície da moeda..... 117
- 4.11 Puntual Deslocamento pontual em uma placa de alumínio, onde (a) é o interferograma holográfico para $\phi = 0$ (200 pixels); (b) é o mapa de fase modulado; (c) é o mapa de fase desmodulado; e (d) variação na superfície, com valores medidos com a técnica compatíveis com os valores medidos no parafuso micrométrico..... 118
- 4.12 Deformação em uma mandíbula de cachorro pintada com tinta retro-refletora submetido a um carregamento e analisada com a técnica, onde (a) é o aparato de carregamento; a) é o interferograma holográfico para $\phi = 0$; (c) é o mapa de fase modulado; (d) é o mapa de fase desmodulado em algumas regiões da mandíbula; e, (e) e (f) são as variações na superfície com valores da deformação sofrida na estrutura da mandíbula..... 119
- 4.13 Sequência de Deformação em uma mandíbula de cachorro pintada com tinta retro-refletora submetida a carregamento e analisada com a técnica..... 120

- 4.14 Deformação em parafuso de implante dentário pintado com tinta retro-refletora submetido a uma ação de um torquímetro digital e analisada com a técnica, onde (a) é o esquema do parafuso; (b) é o interferograma holográfico para $\phi = 0$; (c) é o mapa de fase modulado; (d) é o mapa de fase desmodulado em algumas regiões do parafuso; e, (e) e (f) são as variações na superfície com valores da deformação sofrida na estrutura do parafuso..... 121
- 4.15 Esquema do arranjo experimental para HTR com cristal fotorrefrativo BSO com mapeamento de fase adaptado ao método de rotação da fonte..... 122
- 4.16 Diagrama do processo para obter a topografia do objeto, onde (a) são os interferogramas holográficos para $\phi = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$; (b) é o mapa de fase modulado; (c) é o mapa de fase desmodulado; e (d) é a topografia do objeto..... 122
- 4.17 Sequência para obter a topografia da superfície de uma lâmpada, onde (a) é a imagem da lâmpada; (b) é o interferograma holográfico para $\phi = 0$; (c) e (d) são os mapas de fase modulados antes e depois da filtragem pelo filtro anisotrópico sen/cos, respectivamente (128 x 128 pixels); (e) é o mapa de fase desmodulado (128 x 128 pixels); e (f) é a topografia da superfície..... 123
- 4.18 Sequência para obter a topografia da superfície de uma dama de xadrez, onde (a) é a imagem da dama de xadrez; (b) é o interferograma holográfico para $\phi = 0$; (c) e (d) são os mapas de fase modulados antes e depois da filtragem pelo filtro anisotrópico sen/cos, respectivamente (128 x 128 pixels); (e) é o mapa de fase desmodulado (128 x 128 pixels); e (f) é a topografia da superfície..... 124
- 4.19 Sequência para obter a topografia da superfície de um botão, onde (a) é a imagem do botão; (b) é o interferograma holográfico para $\phi = 0$; (c) e (d) são os mapas de fase modulados antes e depois da filtragem pelo filtro anisotrópico sen/cos, respectivamente (128 x 128 pixels); (e) é o mapa de fase desmodulado (128 x 128 pixels); e (f) é a topografia da superfície..... 125
- 4.20 Sequência para obter a topografia da superfície de uma fenda numa placa de alumínio, onde (a) é

a imagem da fenda numa placa de alumminio; (b) é o interferograma holográfico para $\phi = 0$; (c) e (d) são os mapas de fase modulados antes e depois da filtragem pelo filtro anisotrópico sen/cos, respectivamente (128 x 128 pixels); (e) é o mapa de fase desmodulado (128 x 128 pixels); e (f) é a topografia da superfície.....	126
4.21 Resultados das medidas em um placa inclinada, onde (a) são os interferogramas holográficos para $\phi = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$; (b) é o mapa de fase modulado; (c) é o mapa de fase desmodulado; e (d) é a topografia do objeto.....	127
4.22 Resultados das medidas em um cilindro, onde (a) são os interferogramas holográficos para $\phi = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$; (b) é o mapa de fase modulado; (c) é o mapa de fase desmodulado; e (d) é a topografia do objeto.....	128
4.23 Resultados das medidas em um alto-falante, onde (a) são os interferogramas holográficos para $\phi = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$; (b) é o mapa de fase modulado; (c) é o mapa de fase desmodulado; e (d) é a topografia do objeto.....	129
4.24 Arranjo para IHTR com mapeamento de fase usando cristal BSO e detalhe do processo de análise da distribuição de fase da frente de onda por IHTR.....	130
4.25 Diagrama do processo para se obter a frente de onda, onde (a) é o holograma registrado de uma frente de onda plana (192 x 192 pixels); (b) são os interferogramas holográficos com deslocamento de fase da lente teste LT (0, $\pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$); (c) é o mapa de fase modulado dado pela técnica de Quatro Passos; (d) é o mapa de fase desmodulado; e (e) é a variação na frente de onda devido a lente LT (128 x 128 pixels).....	135
4.26 Aplicação da técnica de IHTR em lentes esféricas positivas, $f_N=50,0\text{mm}$, em diferentes posições ao longo da direção de propagação da luz: $d'=115,0\text{mm}$, onde (e) é o interferograma holográfico para $\Phi = 0$, (f) é o mapa de fase modulado, e (g) o mapa de fase desmodulado; (h) é a variação na frente de onda (128 x 128 pixels); e $d'=215,0\text{mm}$, onde (i) é o interferograma holográfico para $\Phi = 0$, (j) é o mapa de	

fase, e (k) é mapa de fase desmodulado (192 x 192 pixels); (l) é a variação na frente de onda (128 x 128 pixels).....	136
4.27 Aplicação da técnica de IHTR em lentes cilíndricas positivas, onde (a) é o interferograma holográfico para $\Phi = 0$, (b) é o mapa de fase modulado, (c) o mapa de fase desmodulado (192 x 192 pixels) e (d) é a variação da frente de onda para uma lente com $f_N=100\text{mm}$ e $d=215,0\text{mm}$ (128 x 128 pixels).....	137
4.28 A técnica de IHTR em lentes esféricas positivas, $f_N=50,0\text{mm}$ e $d=128,0\text{mm}$, onde (a) é o interferograma holográfico para $\Phi = 0$, (b) é o mapa de fase modulado, (c) o mapa de fase desmodulado; (d), (e) e (f) é a variação na frente de onda esférica; e com a lente foto-induzida no cristal $Bi_{12}TiO_{20}$, onde (g) é o interferograma holográfico para $\Phi = 0$, (h) é o mapa de fase modulado, (i) o mapa de fase desmodulado ; (j), (k) e (l) é a variação astigmática da frente de onda.....	138
4.29 A técnica de IHTR em lentes esféricas positivas, $f_N=50,0\text{mm}$ e $d=128,0\text{mm}$, onde (a) é o interferograma holográfico para $\Phi = 0$, (b) é o mapa de fase modulado, (c) o mapa de fase desmodulado; (d), (e) e (f) é a variação na frente de onda esférica; e com a lente foto-induzida no cristal $LiNbO_3 : Fe$, onde (g) é o interferograma holográfico para $\Phi = 0$, (h) é o mapa de fase modulado, (i) o mapa de fase desmodulado ; (j), (k) e (l) é a variação esférica da frente de onda.....	139
5.1 Arranjo esquemático para Registro e reconstrução não holográfica de imagem em Cristais Fotorrefrativos $Bi_{12}SiO_{20}$ (BSO) e $Bi_{12}TiO_{20}$ (BTO): processo de conversão incoerente-incoerente.....	143
5.2 Reconstrução das redes de Ronchi de transmissão para diferentes valores de frequência da rede e orientação dos polarizadores P_2 e P_3	144
5.3 Reconstrução das redes de Ronchi de reflexão para diferentes valores de frequência da rede e orientação do polarizador P_3	145
5.4 Reconstrução das redes de Ronchi de reflexão para diferentes valores de frequência da rede e orientação do polarizador P_3	145
5.5 Reconstrução das redes de Ronchi de reflexão para diferentes valores de frequência da rede e orien-	

tação do polarizador P_3	146
5.6 Arranjo Experimental para Padrões de Speckle Modulados em Interferometria Speckle em Tempo Real (RTSI) usando Cristais Fotorrefrativos Silenitas.....	150
5.7 A reconstrução on-Bragg (a) e off-Bragg (b) são mostradas.....	151
5.8 Padrões de difração da reconstrução on-Bragg da imagem speckle para diferentes valores de d_{ij} e D : (a) $d_{ij} = 15,0mm$, (b) $d_{ij} = 10,0mm$, (c) $d_{ij} = 5,0mm$, (I) $D = 2,0mm$, (II) $D = 4,0mm$ e (III) $D = 6,0mm$	152
5.9 Padrões de difração da reconstrução on-Bragg da imagem speckle para valores de $d_{ij} = 8,0mm$ e $D = 4,0mm$ com diferentes orientações das aberturas das pupilas α_{ij} : (a) 0, (b) 30 e (c) 60 graus.	152
5.10 Reconstrução on-Bragg da imagem speckle com dupla exposição para um deslocamento.....	153
5.11 Reconstrução on-Bragg da imagem speckle da letra S.....	153

Lista de Tabelas

3.1 A determinação de valores de m e V , onde $m = (\omega_p/\omega_e)^2$ e $V = (Z_1/Z_{cp})$	66
3.2 Valores obtidos de medidas de lente foto-induzida em cristais fotorrefrativos niobato de lítio $LiNbO_3$ e $LiNbO_3 : Fe$	72
3.3 Valores obtidos de medidas de lente foto-induzida em cristais fotorrefrativos $Bi_{12}TiO_{20}$	77
3.4 Valores obtidos de medidas de lente foto-induzida em cristais fotorrefrativos $Bi_{12}SiO_{20}$	78

Capítulo 1

Introdução

Os materiais fotorrefrativos têm se mostrado materiais potencialmente promissores para aplicações em óptica não linear, formação de sólitons, optoeletrônica e processamento óptico e holográfico de informação[1-3]. O que caracteriza estes materiais é o efeito fotorrefrativo[4-8].

No decorrer dos anos houve um crescente interesse nesses meios fotorrefrativos, devido à suas particularidades ópticas não-lineares, e a possibilidade de utilizarmos esses meios como memórias ópticas de altíssima capacidade de armazenagem; em algumas aplicações interessantes em computação óptica como: operações lógicas e com matrizes[2], ampliação e subtração de imagem[1,2], interconexão óptica[2,3], e outros; em óptica integrada[2,4]; e em ensaios não-destrutivos, como interferometria holográfica[1,3]. Em resumo, podemos visualizar nesses materiais vários campos de aplicação onde a Óptica vem se inserindo como importante alternativa no Processamento de Informação, tanto em áreas de pesquisa básica pura, tecnológicas e biomédicas.

Um breve histórico da evolução da pesquisa com esses materiais fotorrefrativos nos últimos anos será apresentado a seguir. Nos cristais eletro-ópticos ($BaTiO_3$, $KNbO_3$,

$LiNbO_3$, $LiTaO_3$, $Sr_{1-x}Ba_xNb_2O_6$ (SBN), $Bi_{12}SiO_{20}$, $Bi_{12}GeO_{20}$, $Bi_{12}TiO_{20}$, $GaAs$, InP , $CdTe$) o registro holográfico ocorre pela modulação do índice de refração de acordo com a distribuição espacial da intensidade da luz incidente, devido a uma redistribuição foto-induzida de cargas espaciais e efeito eletro-óptico linear (efeito Pockels). Este fenômeno foi primeiro observado na década de 60, quando Ashkin e colaboradores descobriram que um feixe intenso de luz laser (azul ou verde) incidindo dentro de um cristal de $LiNbO_3$ ou $LiTaO_3$ causava uma mudança no índice de refração nessa região do cristal[9]. Essa inhomogeneidade no índice distorcia a frente de onda transmitida ("dano óptico"). Já nessa época Shortly e depois Chen demonstraram como o efeito fotorrefrativo poderia ser usado na armazenagem óptica de dados como memória holográfica de volume de altíssima capacidade de armazenagem, além de alta eficiência de difração e alta resolução[10].

Posteriormente, em estudos sobre mistura de ondas, como os de Kogelnik, onde foram feitas formulações para eficiência de difração, sensibilidade angular e comprimento de onda em hologramas de transmissão e reflexão[11]. E os trabalhos de Staebler e Amodei, que descrevem sistematicamente o registro holográfico, difração, apagamento, e fixação em $LiNbO_3$; e sugerem um modelo em que a fixação de hologramas está associada com padrão iônico de carga formado por arraste de íons agitados termicamente[12,13]. Também, nesse período, Vahey apresentou um estudo da evolução temporal das propriedades de difração de redes em ferroelétricos, particularmente $LiNbO_3 : Fe$ [14].

No final da década de 70, Kukhtarev explicou teoricamente o efeito fotorrefrativo em termos do modelo de transpote de bandas e formulou as *equações de Kukhtarev*[15,16]. Yeh fez diversos estudos com cristais fotorrefrativos onde, entre outras características, examinou a constante de tempo para formação da rede em cristais fotorrefrativos do

ponto de vista da deposição de energia necessária para foto-excitação[17]. E Valley com trabalhos de determinação de propriedades óptimas de cristais fotorrefrativos, como na determinação de figuras de mérito do $BaTiO_3$ e $Bi_{12}SiO_{20}$ [18]; e apresentando uma teoria para mistura de duas ondas em materiais fotorrefrativos com aplicação de campo elétrico externo e rede móvel. Esses trabalhos serviram de fundamento para posteriores investigações na formação de redes e mistura de duas ondas.

Nos últimos anos diversos trabalhos de caracterização com técnicas conhecidas de óptica não linear, determinação de parâmetros ópticos não-lineares e aplicações vêm sendo feitas nesses materiais. Podemos citar o trabalho de Rush *et al*, onde é feito um estudo da variação do índice de refração do cristal fotorrefrativo $BaTiO_3$ causadas pela absorção óptica[19]; e Tsai *et al* que estuda a auto-focalização em cristais silenitas BSO com um campo elétrico DC aplicado nas faces do cristal[20]. Também existem, alguns trabalhos de aplicação da técnica de Z-scan em fotorrefrativos para determinação da variação do índice de refração, como o trabalho de Song *et al* que analisa o espalhamento foto-induzido em cristais de Niobatos de Lítio puros e dopados, utilizando a técnica de Z-scan[21]; e do campo fotovoltaico em alguns cristais fotorrefrativos, como os trabalhos de Bian *et al*[22][23]. E finalmente, o trabalho de Zolzulya *et al*[24] e Ryf *et al*[25], onde se estuda a propagação de um feixe laser num meio fotorrefrativo num modelo 3-D e determina parâmetros importantes em meios fotorrefrativos.

Neste trabalho procuramos sintetizar os estudos teóricos e experimentais das propriedades físicas macroscópicas dos materiais fotorrefrativos (Capítulos 2 e 3), especificamente de cristais fotorrefrativos, bem como algumas de suas aplicações no processamento óptico e holográfico de informação (Capítulos 4 e 5).

No Capítulo 2 apresentamos a parte teórica envolvendo os efeitos foto-induzidos

nos cristais fotorrefrativos e suas propriedades particulares. Como nos últimos anos muitas pesquisas de registro de redes holográficas de origem térmica e fotorrefrativa foto-induzidas em cristais fotorrefrativos tem sido feitas, então é importante conhecer em detalhes as propriedades termo-ópticas, fotorrefrativas, piroelétricas, fotocromicas, suas relações e limites de atuação nestes materiais fotorrefrativos[1,4-7,26-29].

No Capítulo 3, com uma proposta original com relação aos métodos consagrados de análise de materiais fotorrefrativos, como redes holográficas[1-8] e, mais recentemente, Z-scan[21,22,25,30,31], apresentamos resultados teóricos e experimentais para técnica de lente foto-induzida com duplo-feixe de modo descasado[32-35].

Nos baseamos no modelo de espectrometria de lente térmica de duplo-feixe de modo-descasado, que tem se apresentado ideal para determinação de propriedades termo-ópticas em materiais não-fotorrefrativos, pois este é mais sensível que o de duplo-feixe de modo casado ou feixe único e mais conveniente onde o feixe de prova faz também o papel de iluminação incoerente de fundo quase uniforme, influenciando na intensidade "escura", além de as medidas poderem ser feitas no estado estacionário e resolvido no tempo.

Assim, estudamos efeitos de auto-focalização e auto-defocalização, determinação de parâmetros termo-ópticos e fotorrefrativos, além de estabelecer uma melhor compreensão dos efeitos termo-ópticos e fotorrefrativos, suas relações e limites de atuação nesses materiais. Para o estudo de materiais fotorrefrativos adaptamos a técnica às características inerentes desses materiais.

Os parâmetros termo-ópticos devem estar bem determinados para uma compreensão detalhada dos efeitos termo-ópticos em meios fotorrefrativos. A técnica de lente foto-induzida tem provado ser um método válido para estudo das propriedades termo-ópticas de diversos materiais ópticos. Assim, vários trabalhos tem usado a espectrometria de

lente térmica para determinação de propriedades termo-ópticas de diversos materiais, entre vidros fotônicos e cristais, na determinação de propriedades termo-ópticas de vidros ópticos para aplicações em lasers[33-35]. No que diz respeito às propriedades fotorrefrativas, ou seja, de foto-indução, transporte de carga e eletro-ópticas, a compreensão detalhada do mecanismo de foto-indução e transporte de portadores de carga, produção de um campo espacial de carga foto-induzido que provoca um gradiente de índice e caminho óptico foto-induzido é extremamente importante para otimização das propriedades fotorrefrativas do material e conseqüentemente de suas aplicações, tanto em óptica não linear, lentes fotorrefrativas, formação de sólitons fotorrefrativos[36-37] que operam em baixa potência laser, armazenagem holográfica de redes de volume e no processamento óptico e holográfico de informação. Num meio fotorrefrativo, o efeito de auto-focalização (auto-defocalização) de um feixe laser pode ser explicado pelo Modelo de Transporte de Bandas[15,16]. A dependência do efeito de lente foto-induzida ao campo elétrico foto-induzido (e/ ou aplicado) na amostra, apresenta diversas características singulares que diferem da convencional resposta não linear tipo Kerr. Como independe da intensidade dos feixes de excitação e prova (relacionados somente ao tempo de relaxação característicos), o efeito de lente pode ser controlado por parâmetros como campo elétrico aplicado, polarização dos feixes e intensidade incoerente homogênea de fundo (relacionada a intensidade "escura").

Por outro lado, os materiais fotorrefrativos vêm sendo usados em diversas aplicações no processamento óptico holográfico de informação[1-3,7].

Assim, no Capítulo 4 estudamos algumas aplicações de Técnicas de Holografia e Interferometria Holográfica, que são poderosos métodos ópticos para análise de superfícies, no campo dos Ensaio Não-Destrutivos, sendo extremamente úteis em aplicações nas

áreas da Pesquisa Básica, Biomédicas e Tecnológicas[39-41]. Essas técnicas são representadas nos seguintes métodos: Holografia e Interferometria Holográfica em Tempo Real (HTR e IHTR, respectivamente), Interferometria Holográfica de Dupla Exposição (IH2E) e Interferometria Holográfica de Média Temporal (IHMT). Apresentam vantagens sobre as técnicas convencionais: elas não apresentam contato com as superfícies analisadas, permitindo uma absoluta confiabilidade, apresentando uma alta acurácia e também permitem fazer análise qualitativa através de simples inspeção visual.

Como os cristais fotorrefrativos vêm se apresentando como um atrativo meio de registro para HTR e IHTR, pois apresentam vantagens como o auto-processamento *in situ* do meio de registro, infinita reusabilidade, ou seja, não apresenta fadiga, e os processos são dinâmicos e reversíveis iniciamos com a determinação das propriedades fundamentais dos hologramas planos e de volume quando o meio de registro é um material fotorrefrativo[38].

Nas últimas décadas têm sido apresentados inúmeros trabalhos de Holografia e Interferometria Holográfica usando cristais fotorrefrativos. Podemos citar alguns como os de J. P. Huignard *et al*[42], A. A. Kamishilin e M. P. Petrov[43], J. Frejlich *et al*[44,45], e E. Barbosa e M. Muramatsu[46]. As técnicas espaciais de medidas de fase com deslocamento de fase foram descritas por Creath[47], como Técnicas de Deslocamento de Fase (*Phase-Shifting Techniques*). Vários interferogramas eram capturados tendo suas intensidades mudadas devido a um deslocamento de fase conhecido, gerado por micro-deslocador linear piezoelétrico linear (PZT). Se o deslocamento de fase é contínuo no tempo teremos a Técnica de Deslocamento de Fase (*Phase-Shifting*), e quando o deslocamento de fase é discreto ele será chamado Técnica de Degraus de fase (*Phase-Stepping*). Nos últimos anos foram publicados vários trabalhos sobre técnicas de desmodulação (*unwrapping*): Judge

et al[48-52], Glighia *et al*[53], Strand *et al*[54] e Spik *et al*[55]. Vários grupos vêm trabalhando no desenvolvimento de instrumentos para aplicações tecnológicas e biomédicas, como G. Von Bally *et al*[56]; e M.P. Georges e Ph. C. Lemaire[57].

Neste trabalho apresentamos um aparato holográfico otimizado que usa os cristais fotorrefrativos silenitas em regime de difusão com configuração exibindo anisotropia de difração para Holografia e Interferometria Holográfica em Tempo Real, o qual é conectado a um método de análise de interferogramas que usa a Técnica de Deslocamento de Fase para medidas na análise de superfícies. No procedimento experimental produzimos interferogramas holográficos da superfície analisada com controle do processo de registro-leitura e calculamos o mapa de fase com a Técnica de Quatro Passos. Um outro programa remove a ambigüidade da função tangente (*unwrapping*), usando a Técnica do Autômato Celular, que foi aplicada para calcular o mapa de fase e, em seguida, determinamos resultados quantitativos das superfícies dos objetos analisados. Este aparato permite medidas quantitativas de micro-rotações, micro-deslocamentos, micro-deformações e contorno de superfícies, que permite obter a altura de superfícies por dois métodos diferentes: primeiro, por uma variação na fase da onda objeto reconstruída pela rotação do feixe de iluminação do objeto[58-60] e depois por holografia em tempo real com exposição única usando um laser de diodo multimodo[59]. Finalmente, realizamos ensaios na análise de ondas ópticas de lentes e foto-induzidas com visualização, monitoramento e análise *in situ* destas propriedades[61,62].

No Capítulo 5 apresentamos ensaios envolvendo outras aplicações dos materiais fotorrefrativos no processamento óptico de informação. Primeiro estudamos Padrões de Speckle Modulados em Interferometria Speckle em Tempo Real (ISTR) onde uma superfície opticamente rugosa é iluminada por luz coerente, *speckles* aparecem em frente

da superfície. Os padrões *speckles* têm importantes aplicações em medidas de pequenos deslocamentos, deformações, rugosidade, etc. A natureza volumétrica da distribuição de intensidade do padrão de speckle da imagem no cristal provoca uma modulação do índice de refração. Também estudamos o Registro e reconstrução não holográfica de imagem com o processo de conversão incoerente-incoerente usando cristais fotorrefrativos[63-67], onde registro e reconstrução não holográfica de imagem em tempo real é feita a partir da modulação foto-induzida do índice de refração utilizando-se luz branca incoerente. O processo de registro se dá com luz branca passando por um filtro interferométrico, ou seja, luz monocromática incoerente incidindo em redes de Ronchi transparentes e focalizadas no cristal com campo-elétrico externo aplicado. As redes de Ronchi introduzem uma distribuição espacial de intensidade luminosa no cristal produzindo uma modulação foto-induzida do índice de refração via efeito fotorrefrativo. No processo de reconstrução, também, utilizamos luz branca passando por um filtro interferométrico. As propriedades de polarização da difração da frente de onda reconstruída com relação a de registro permite controlar o contraste da imagem reconstruída.

Enfim, fizemos estudos dos materiais fotorrefrativos e investigamos as potencialidades de aplicações dos materiais fotorrefrativos no processamento óptico de informação[68-76].

Capítulo 2

Efeitos Foto-induzidos em Materiais Fotorrefrativos

É bem conhecido que um feixe de luz propaga-se em linha reta em um meio homogêneo. A velocidade de propagação é dada por c/n onde n é o índice de refração do meio, e c é a velocidade da luz no vácuo. Para uma interface entre dois meios ocorrem reflexão e refração como resultado da descontinuidade dielétrica. Em óptica linear, o índice de refração n depende do comprimento de onda da luz. O índice de refração de um meio, em geral, depende do arranjo dos átomos e da distribuição dos elétrons. Sob a iluminação, os portadores de carga, geralmente elétrons, se movem devido ao campo eletromagnético do feixe de luz. O movimento dos elétrons pode então gerar um campo que é proporcional à luz incidente. Isto resulta em um deslocamento de fase no campo transmitido que é equivalente a velocidade de propagação. Se a intensidade do feixe incidente é tão pequena que o campo elétrico da luz é muito menor ao comparado com o campo intra-atômico, pode-se mostrar que o deslocamento de fase é independente da intensidade. Em outras palavras, o índice de refração é independente da intensidade do feixe de luz e este é o

regime da óptica linear[41,93].

Quando a intensidade do campo do feixe de luz é comparável ao campo elétrico intratômico a distribuição dos elétrons no meio pode ser modificada pela radiação. Isto gera um diferente índice de refração. A reflexão e refração para uma interface e a propagação através de um meio pode agora depender da intensidade do feixe incidente. Este é o regime da óptica não linear, onde o material responde não-linearmente à amplitude do campo elétrico. A propagação de um feixe de luz em um meio material é determinada pelo índice de refração. Se o índice de refração de um meio pode ser controlado pela iluminação de um feixe de luz, então podemos manipular a propagação de um feixe de luz por outro feixe de luz. Isto pode gerar uma grande variedade de inovações tecnológicas baseadas no controle da luz pela luz.

Na teoria eletromagnética da luz, a resposta do material à iluminação é descrita pela polarização induzida do meio: $P = \epsilon_0\chi^{(1)}E + \epsilon_0\chi^{(2)}EE + \epsilon_0\chi^{(3)}EEE + \dots$, onde ϵ_0 é a constante dielétrica no vácuo, E é o campo elétrico da luz e $\chi^{(1)}$, $\chi^{(2)}$, $\chi^{(3)}$ são constantes. A óptica linear é descrita por $\chi^{(1)}$ que está relacionada ao índice de refração por $n^2 = 1 + \chi^{(1)}$. A resposta óptica não linear do meio caracterizada pelos parâmetros $\chi^{(2)}$ e $\chi^{(3)}$ são interessantes para fenômenos e aplicações ópticas. O termo de segunda ordem é responsável pela geração do segundo harmônico, geração de soma e diferença de frequência, e para amplificação e oscilação paramétrica. O termo de terceira ordem é responsável por diversos fenômenos com geração de terceiro harmônico, espalhamento de Brillouin e Raman, auto-focalização e conjugação de fase óptica. Para baixas intensidades de luz, os termos de altas ordens são muito pequenos e a óptica é adequadamente descrita pelo termo de primeira ordem. O termo de segunda ordem pode ser visto como uma modificação para o termo de primeira ordem $\Delta\chi^{(1)} = \chi^{(2)}E$. Para meios ópticos típicos

$\chi^{(1)}$ é da ordem de 1. A iluminação por um feixe laser de determinados materiais induz uma mudança significativa no índice de refração que pode afetar a propagação do feixe de luz[8].

Estes processos da óptica não linear geraram diversas interpretações e experimentos de geração de harmônicos e muitos outros fenômenos da óptica não linear têm sido descobertos, como mistura óptica paramétrica, espalhamento de Brillouin estimulado, conjugação de fase, mistura de ondas, holografia em tempo real, etc. Como foi dito, estes fenômenos ópticos não lineares requerem feixes de laser intensos[1,4,8].

Entretanto, nas últimas décadas um outro fenômeno óptico não linear vem permitindo obter excelentes resultados em conjugação de fase[1-3], mistura de ondas[1,8], formação de sólitons[36,37], holografia em tempo real[2,41-43], etc, em alguns materiais ópticos não lineares usando feixes laser de baixa intensidade. Este fenômeno é chamado efeito fotorrefrativo[1,4-6]. O efeito fotorrefrativo tem sido observado em muitos cristais eletro-ópticos, cristais líquidos e polímeros. Acredita-se que impurezas ou defeitos nestes materiais participem da caracterização deste fenômeno. Particularmente nos cristais, os níveis de energia dos elétrons dessas impurezas ou defeitos estão no meio do *gap*. Quando o cristal é iluminado com radiação eletromagnética, alguns dos elétrons podem ser excitados para a banda de condução se a energia do fóton for grande. As impurezas podem ser ionizadas e gerar elétrons(centros doadores), por outro lado essas podem servir como centros aceitadores que capturam elétrons. Os elétrons podem migrar e serem aprisionados nesses sítios. Os elétrons aprisionados podem ser reexcitados pela luz e não ser reexcitados onde não haja luz, assim, uma distribuição espaço-carga é criada quando o cristal é iluminado por um padrão espacial de interferência. A separação espacial das cargas gera um campo espacial de carga que induz uma mudança no índice de refração

via efeito eletro-óptico linear (efeito Pockels). Assim, um holograma pode ser registrado por dois feixes interferindo num meio fotorrefrativo, e pode ser apagado iluminando o holograma com luz, possibilitando a holografia dinâmica com laser de baixa potência nesses materiais.

Neste Capítulo, nós estudamos os princípios básicos do efeito fotorrefrativo[1,4-6], e outros efeitos foto-induzidos, como o termo-óptico[6,29,32,72], piroelétrico[6,26,72] e fotocromico[24,28], em meios fotorrefrativos, suas relações e limites de atuação nestes meios.

2.1 Ondas Eletromagnéticas em Cristais

A propagação de ondas eletromagnéticas em meios dielétricos obedece as Equações de Maxwell[8,41,92]. Neste capítulo, estudaremos a propagação de onda em meio anisotrópico[4,8] pois os meios fotorrefrativos são em sua maioria cristais anisotrópicos com permissividade dielétrica ϵ sendo um tensor simétrico de ordem 2

$$\epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{pmatrix} = \epsilon_0 \begin{pmatrix} n_x^2 & 0 & 0 \\ 0 & n_y^2 & 0 \\ 0 & 0 & n_z^2 \end{pmatrix}$$

A propagação de ondas eletromagnéticas nesses meios é dada por

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \quad (2.1)$$

aplicando na equação para propagação de ondas num meio dielétrico temos a equação

$$\mathbf{k} \times (\mathbf{k} \times \mathbf{E}_0) + \mu_0 \epsilon \omega^2 \mathbf{E}_0 = 0 \quad (2.2)$$

assim,

$$\begin{pmatrix} \omega^2 \mu_0 \epsilon_x - k_y^2 - k_z^2 & k_x k_y & k_x k_z \\ k_y k_x & \omega^2 \mu_0 \epsilon_y - k_x^2 - k_z^2 & k_y k_z \\ k_z k_x & k_z k_y & \omega^2 \mu_0 \epsilon_z - k_x^2 - k_y^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \\ E_{0z} \end{pmatrix} = 0$$

Então, obtemos relação entre a frequência angular ω e o vetor de onda \mathbf{k} ,

$$\begin{pmatrix} \omega^2 \mu_0 \epsilon_x - k_y^2 - k_z^2 & k_x k_y & k_x k_z \\ k_y k_x & \omega^2 \mu_0 \epsilon_y - k_x^2 - k_z^2 & k_y k_z \\ k_z k_x & k_z k_y & \omega^2 \mu_0 \epsilon_z - k_x^2 - k_y^2 \end{pmatrix} = 0$$

que representa o espaço-k [8].

Para muitos meios transparentes ($\epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_z$ ou $n_x = n_z$), estas duas frentes de onda são aproximadamente esféricas exceto perto do ponto de intersecção no espaço-k. A linha da origem a direção de propagação intercepta a superfície normal em 2 pontos, estes 2 k's correspondem a 2 velocidades de fase ω/k de propagação ao longo de uma dada direção, assim, $\mathbf{k} = n\mathbf{s}(\omega/c)$, onde \mathbf{s} é o vetor ao longo da direção de propagação e n o índice de refração. Então, obtemos a equação de Fresnel de ondas normais

$$\frac{s_x^2}{n^2 - n_x^2} + \frac{s_y^2}{n^2 - n_y^2} + \frac{s_z^2}{n^2 - n_z^2} = \frac{1}{n^2} \quad (2.3)$$

onde para cada direção de propagação temos 2 soluções para n^2 . Considerando n_1^2 e n_2^2 soluções da equação de Fresnel,

$$\mathbf{E}_1 = \begin{pmatrix} \frac{s_x}{n_1^2 - n_x^2} \\ \frac{s_y}{n_1^2 - n_y^2} \\ \frac{s_z}{n_1^2 - n_z^2} \end{pmatrix}$$

$$\mathbf{E}_2 = \begin{pmatrix} \frac{s_x}{n_2^2 - n_x^2} \\ \frac{s_y}{n_2^2 - n_y^2} \\ \frac{s_z}{n_2^2 - n_z^2} \end{pmatrix}$$

onde n_1 e n_2 são os índices de refração e \mathbf{E}_1 , \mathbf{E}_2 os vetores campo elétrico.

Considere a propagação no plano-xy, se $k_x = 0$, temos

$$\begin{pmatrix} \omega^2 \mu_0 \epsilon_x - k_y^2 - k_z^2 & 0 & 0 \\ 0 & \omega^2 \mu_0 \epsilon_y - k_x^2 - k_z^2 & 0 \\ 0 & 0 & \omega^2 \mu_0 \epsilon_z - k_x^2 - k_y^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{0x} \\ E_{0y} \\ E_{0z} \end{pmatrix} = 0$$

assim,

$$\left(\frac{k_y^2}{n_x^2} + \frac{k_z^2}{n_x^2} - \frac{\omega^2}{c^2} \right) \left(\frac{k_y^2}{n_z^2} + \frac{k_z^2}{n_y^2} - \frac{\omega^2}{c^2} \right) = 0 \quad (2.4)$$

que consiste de um círculo e uma elipse no plano-xz, onde o círculo corresponde a um índice de refração de n_x e um vetor campo elétrico

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

onde este campo é perpendicular ao plano de propagação e a elipse corresponde a um índice de refração de

$$\frac{1}{n^2} = \frac{s_y^2}{n_z^2} + \frac{s_z^2}{n_y^2} \quad (2.5)$$

e o campo elétrico deve ser obtido da equação secular

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{s_z^2}{n_y^2} \\ -\frac{s_y^2}{n_z^2} \end{pmatrix}$$

onde este campo elétrico é paralelo ao plano de propagação, plano-yz, tangente a elipse.

Então, há 2 modos de propagação em um plano coordenado que é perpendicular a um dos eixos principais. O campo elétrico de um dos modos é paralelo ao eixo principal com um índice de refração igual ao índice de refração principal associado ao eixo. O campo elétrico do outro modo é perpendicular ao eixo. Este campo é aproximadamente transversal à direção de propagação para muitos meios transparentes com $\epsilon_x = \epsilon_y = \epsilon_z$ ou

$n_x = n_z$. A intersecção da superfície normal com os planos coordenados sempre consiste de um círculo e uma elipse. O círculo e a elipse interceptam somente em um plano coordenado. Este plano é determinado pela magnitude relativa dos índices de refração principais n_x, n_y, n_z . Para $n_x < n_y < n_z$ o círculo e a elipse interceptam no plano-xz.

Em muitos dos cristais fotorrefrativos dois dos índices de refração são iguais e estes são ditos uniaxiais. Assim devido as propriedades de simetria, teremos

$$\left(\frac{k_x^2 + k_y^2}{n_e^2} + \frac{k_z^2}{n_o^2} - \frac{\omega^2}{c^2}\right)\left(\frac{k^2}{n_o^2} - \frac{\omega^2}{c^2}\right) = 0 \quad (2.6)$$

onde $n_e = n_z$ e $n_o = n_x = n_y$ são os índices de refração extraordinário e ordinário, respectivamente.

Os índices de refração e o vetor campo elétrico dos modos normais de propagação podem ser obtidos diretamente das equações de Maxwell, ou equivalentemente, usando o método do elipsóide de índices. No estado tridimensional teremos

$$\sum \eta_{ij} \xi_i \xi_j = 1 \quad (2.7)$$

onde η_{ij} são componentes do tensor impermeabilidade

$$\eta_{ij} = \xi_0 (\xi^{-1})_{ij} \quad (2.8)$$

coordenada principal, o índice elipsóide, é dado por

$$\frac{D_x^2}{\xi_x} + \frac{D_y^2}{\xi_y} + \frac{D_z^2}{\xi_z} = 2U_e \quad (2.9)$$

resultando

$$\frac{x^2}{n_x} + \frac{y^2}{n_y} + \frac{z^2}{n_z} = 1 \quad (2.10)$$

O elipsóide de índices pode ser usado para achar os índices de refração n_1, n_2 e D_1, D_2 de uma onda plana propagando-se ao longo da direção s , achando a intersecção

entre o elipsóide de índices em um plano que passa através do centro do elipsóide e é perpendicular à direção de propagação ϵ . O comprimento de maior e menor eixo da elipse é dada por $2n_1$ e $2n_2$, sendo esses eixos paralelos ao produto dos vetores \mathbf{D}_1 e \mathbf{D}_2 dos modos normais.

Também devemos levar em conta a atividade óptica em algumas famílias de cristais fotorrefrativos[1,4,5]. A atividade óptica em alguns meios fotorrefrativos (BSO, BTO, BGO) causa uma restrição do plano de polarização da luz linearmente polarizada. É empiricamente caracterizada pela rotação específica ρ , o ângulo de rotação por unidade de comprimento $\rho = \theta/L$, ver Fig. 2.1.

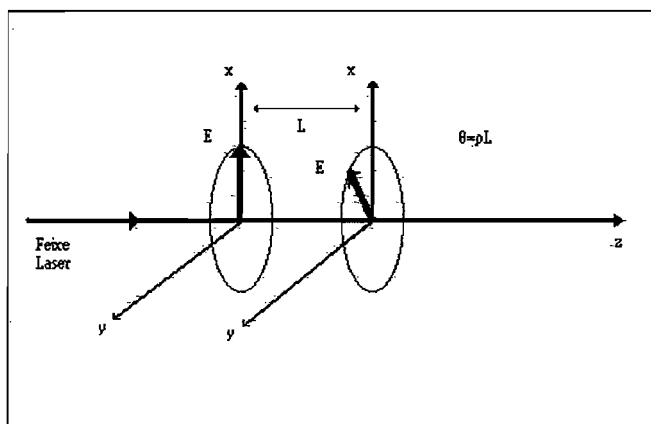


Figura 2.1: Efeito da Atividade Óptica na polarização da onda eletromagnética num meio fotorrefrativo.

A atividade óptica em cristais anisotrópicos é um tipo de dupla refração onde os modos normais de propagação da luz são duas ondas circularmente polarizadas opostas, a uma plano polarizada em um cristal opticamente ativo é recomposta em 2 ondas com polarização circular para a esquerda e para a direita, atravessando o meio com velocidades diferentes. Isso implica uma diferença de fase entre as duas ondas propagando-se a uma distância L , ou seja, devido a uma diferença no índice de refração para n_- e n_+ .

2.2 Efeito Eletro-Óptico

O efeito eletro-óptico é um fenômeno que ocorre em certos tipos de cristais onde a presença de um campo elétrico resulta numa mudança no tensor permissividade dielétrica ϵ , ou equivalentemente uma mudança nas dimensões e orientações do elipsóide de índices [4] [8]. Em cristais fotorrefrativos o campo elétrico é produzido pelos portadores de carga que são gerados pela foto-excitação devido à presença de feixes de luz laser.

O efeito eletro-óptico consiste numa mudança no tensor impermeabilidade

$$\Delta\eta_{ij} = \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_{ij} = r_{ijk}E_k + s_{ijkm}E_kE_m \quad (2.11)$$

onde E_k , E_m são componentes do campo elétrico aplicado e r_{ijk} , s_{ijkm} correspondem, respectivamente, ao coeficiente eletro-óptico linear e quadrático, devido a uma mudança no tensor dielétrico $\Delta\epsilon$

$$\Delta\epsilon_{ij} = -\epsilon_0 n_i^2 n_j^2 \Delta\eta_{ij} \quad (2.12)$$

Nos cristais fotorrefrativos prevalece o efeito eletro-óptico linear (efeito Pockels), então, sendo o coeficiente eletro-óptico linear r_{ijk} componentes de um tensor de ordem 3. Assim, a equação para o elipsóide de índices na presença de um campo elétrico aplicado será

$$\left(\frac{1}{n_x^2} + r_{1k}E_k\right)x^2 + \left(\frac{1}{n_y^2} + r_{2k}E_k\right)y^2 + \left(\frac{1}{n_z^2} + r_{3k}E_k\right)z^2 + 2y z r_{4k}E_k + 2z x r_{5k}E_k + 2x y r_{6k}E_k = 1 \quad (2.13)$$

onde E_k ($k=1,2,3$) são componentes do campo elétrico aplicado. Por exemplo, o efeito eletro-óptico em cristais fotorrefrativos da família das silenitas ($Bi_{12}SiO_{20}$, $Bi_{12}TiO_{20}$ e $Bi_{12}GeO_{20}$), cristais cúbicos com grupo de simetria de ponto 23, ou seja, sem simetria de inversão, o coeficiente eletro-óptico será

$$\mathbf{r}_{\mathbf{lk}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{41} \end{pmatrix}$$

Aplicando um campo elétrico (E_x, E_y, E_z), a mudança no tensor impermeabilidade

$$\Delta\eta_{ij} = \Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_{ij} = r_{ijk}E_k + s_{ijkm}E_kE_m \quad (2.14)$$

$$\Delta\eta_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & r_{41}E_z & r_{41}E_y \\ r_{41}E_z & 0 & r_{41}E_x \\ r_{41}E_y & r_{41}E_x & 0 \end{pmatrix}$$

a mudança no tensor dielétrico resulta em

$$\Delta\epsilon_{ij} = -\epsilon_0 n_i^2 n_j^2 \Delta\eta_{ij} \quad (2.15)$$

$$\Delta\epsilon_{ij} = -\epsilon_0 n^4 \begin{pmatrix} 0 & r_{41}E_z & r_{41}E_y \\ r_{41}E_z & 0 & r_{41}E_x \\ r_{41}E_y & r_{41}E_x & 0 \end{pmatrix}$$

onde n é o índice de refração do meio. Assim, usando a equação para o elipsóide de índices na presença de campo aplicado, obtemos o elipsóide de índices para cristais fotorrefrativos da família das silenitas dado por

$$\left(\frac{x^2}{n^2}\right) + \left(\frac{y^2}{n^2}\right) + \left(\frac{z^2}{n^2}\right) + 2y z r_{41} E_x + 2z x r_{41} E_y + 2x y r_{41} E_z = 1 \quad (2.16)$$

2.3 Efeito Fotorrefrativo

O efeito fotorrefrativo[1,4-6] é um fenômeno em que o índice local de refração de um meio varia devido à iluminação por um feixe de luz com variação espacial da intensidade. Consiste basicamente de dois processos: migração de portadores de carga de regiões mais iluminadas para as regiões menos iluminadas do meio e alteração do índice de refração causada pela nova distribuição espacial de cargas, o primeiro processo se refere à foto-indução e o segundo ao efeito eletro-óptico.

O modelo teórico que melhor explica o efeito fotorrefrativo é o Modelo de Transporte de Bandas[15,16]. Neste modelo, assumimos que o meio fotorrefrativo tem certos tipos de impurezas ou defeitos. Assim, impurezas doadoras de elétrons idênticas, com mesmo estado de energia no meio do *gap* podem ser ionizadas pela absorção de fótons, devido à incidência de luz coerente, gerando elétrons para a banda de condução, estes por sua vez são capturados por impurezas ionizadas, ver Fig. 2.2.

Definindo N_D a densidade de impurezas ou centros doadores, N_D^i a densidade de impurezas ou centros ionizados (constante do material e negativas que no escuro compensam as cargas positivas), N_A densidade de centros aceitadores, a taxa de geração de fotoelétrons será proporcional $(sI + \beta)(N_D - N_D^i)$, linearmente proporcional ao número de centros doadores ocupados e a taxa de recombinação dos fotoelétrons será $\gamma_R N N_D^i$, linearmente proporcional ao número de elétrons livres e ao número de centros ionizados vazios, onde N é a densidade de elétrons, s a seção de choque para fotoexcitação, I a intensidade da luz, β o coeficiente de geração térmica e γ_R o coeficiente de recombinação. Nessas condições, a variação da densidade de impurezas ou centros doadores ionizados

será

$$\frac{\partial N_D^i}{\partial t} = sI(N_D - N_D^i) - \gamma_R N N_D^i \quad (2.17)$$

Como ao gerarmos uma impureza ionizada um elétron também é gerado, isto implica que a taxa de geração de elétrons é a mesma que a de impurezas ionizadas onde os elétrons são móveis enquanto as impurezas são estacionárias provocando uma variação na densidade de corrente, ou seja,

$$\frac{\partial N}{\partial t} - \frac{\partial N_D^i}{\partial t} = \frac{1}{q} \nabla \cdot \mathbf{j} \quad (2.18)$$

onde, a densidade de corrente é uma combinação da contribuição de arraste, devido a um campo aplicado externo e ao campo derivado de uma distribuição não uniforme de cargas, e a contribuição de difusão de cargas,

$$\mathbf{j} = qN\mu\mathbf{E} + qL_d\nabla N \quad (2.19)$$

sendo μ a mobilidade dos elétrons na banda de condução e $L_d = k_B T \mu / q$ o coeficiente de difusão. E o tempo de vida dos fotoelétrons na banda de condução dado por $\tau = \frac{1}{\gamma N_D^i}$.

A presença desses elétrons geram um campo elétrico espacial afetando o transporte dos

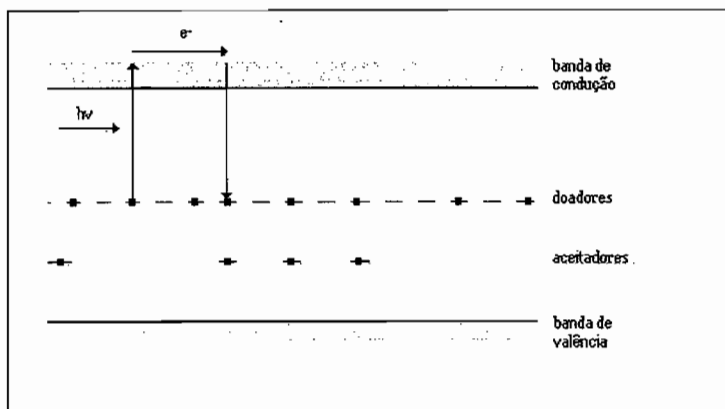


Figura 2.2: Mecanismo de transporte de cargas no Modelo de Transporte de Bandas.

portadores de carga. Então, resolvendo a equação de Poisson

$$\nabla \cdot \epsilon \mathbf{E} = \rho(\mathbf{r}) = -q(N + N_A - N_D^i) \quad (2.20)$$

onde N_A é a densidade de impurezas aceitadoras, importantes na neutralidade de carga, ou seja,

$$(N + N_A - N_D^i) = 0 \quad (2.21)$$

No processo de incidência de dois feixes laser num meio fotorrefrativo, como está ilustrado

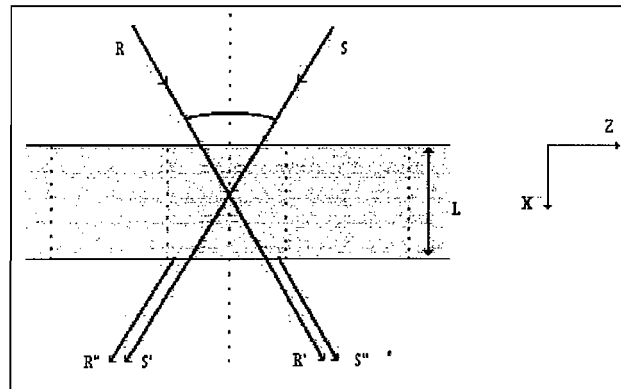


Figura 2.3: Incidência de dois feixes laser num Cristal Fotorrefrativo.

na Fig. 2.3, o campo das ondas será

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_R e^{i(\omega t - \mathbf{k}_R \cdot \mathbf{r})} + \mathbf{E}_S e^{i(\omega t - \mathbf{k}_S \cdot \mathbf{r})} \quad (2.22)$$

Os estados de polarização não são orientados, assim elas formarão um padrão de interferência de intensidade, ou seja, no volume do meio forma-se uma rede holográfica,

$$I(\mathbf{r}) = I_0 + \text{Re}\{I_1 e^{-i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}}\} \quad (2.23)$$

onde

$$I_0 = |\mathbf{E}_R|^2 + |\mathbf{E}_S|^2 \quad (2.24)$$

$$I_1 = 2\mathbf{E}_S \cdot \mathbf{E}_R^* \quad (2.25)$$

sendo $\mathbf{K} = \mathbf{k}_S - \mathbf{k}_R$ o vetor de onda da rede onde $K = \frac{2\pi}{\Lambda}$. A visibilidade máxima da franja ocorre quando as duas ondas são polarizadas ao longo da mesma direção e com mesma magnitude ($E_R = E_S$).

A componente fundamental da densidade de carga será

$$\rho = \rho_0 \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) \quad (2.26)$$

da integração da equação de Poisson

$$\mathbf{E} = \rho_0 \frac{\mathbf{K}}{\mathbf{K} \cdot \epsilon \mathbf{K}} \sin(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) \quad (2.27)$$

este campo elétrico espacial é defasado em $\pi/2$ em relação ao padrão de intensidade e induz uma mudança no índice de refração via eletro-óptico linear (Efeito Pockels), ver Fig. 2.4. Portanto, basicamente, o efeito fotorrefrativo consiste de 5 processos fundamentais que ocorrem em cristais eletro-ópticos:

- Foto-ionização das impurezas e a geração de portadores de carga;
- Transporte desses portadores de carga;
- Aprisionamento dos portadores de carga e formação de densidade espacial de carga;
- Formação de campo elétrico espacial foto-induzido; e
- Formação de um índice reticular via efeito eletro-óptico linear (Efeito Pockels).

Dada uma intensidade de iluminação do padrão de interferência, a solução para o campo elétrico espacial como função de r e t , na situação de estado estacionário, será obtida fazendo as derivadas temporais tenderem a zero nas equações fundamentais do Modelo de Transporte de Bandas para o efeito fotorrefrativo de Kukhtarev, assim,

$$sI(N_D - N_D^i) - \gamma_r N N_D^i = 0 \quad (2.28)$$

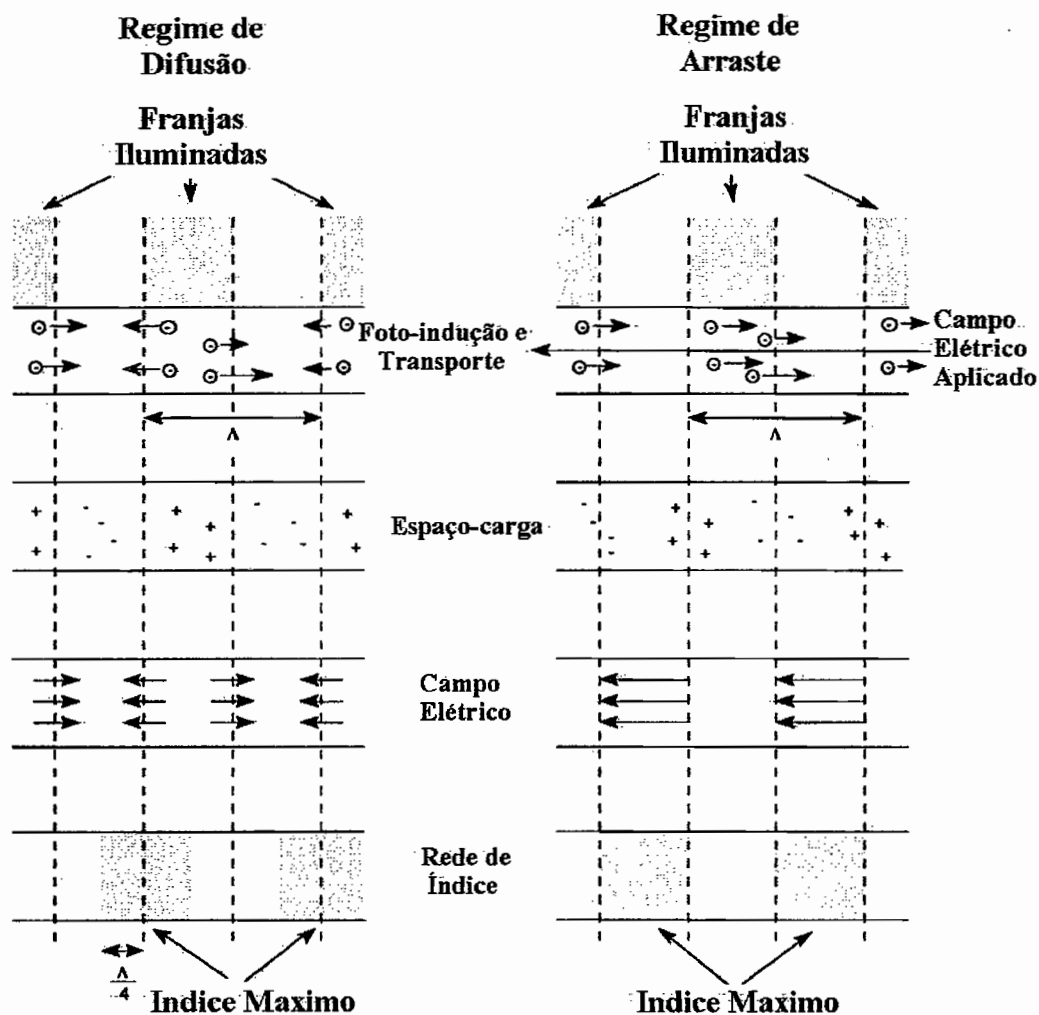


Figura 2.4: Processo de Modulação no Efeito Fotorrefrativo.

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0 \quad (2.29)$$

$$\mathbf{j} = qN\mu\mathbf{E} + k_B T \mu \nabla N \quad (2.30)$$

$$\nabla \cdot \epsilon \mathbf{E} = \rho(\mathbf{r}) = -q(N + N_A - N_D^i) \quad (2.31)$$

se $I_1 \ll I_0$, teremos,

$$N(\mathbf{r}) = N_0 + \text{Re}\{N_1 e^{-i\mathbf{k}_R \cdot \mathbf{r}}\} \quad (2.32)$$

$$N_D^i(\mathbf{r}) = N_D 0^i + \text{Re}\{N_D 1^i e^{-i\mathbf{k}_R \cdot \mathbf{r}}\} \quad (2.33)$$

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}) = \mathbf{j}_0 + \text{Re}\{\mathbf{j}_1 e^{-i\mathbf{k}_R \cdot \mathbf{r}}\} \quad (2.34)$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0 + \text{Re}\{\mathbf{E}_1 e^{-i\mathbf{k}_R \cdot \mathbf{r}}\} \quad (2.35)$$

Para o caso de iluminação uniforme ($I_1=0$) não há variação espacial de todas as quantidades físicas, então a densidade dos portadores de carga será dada por

$$sI(N_D - N_D^i) = \gamma_r N N_D^i \quad (2.36)$$

$$(N + N_A - N_D^i) = 0 \quad (2.37)$$

e a densidade para impurezas ou centros doadores será

$$N_D^i = \frac{sI N_D}{sI + \gamma_r N} \quad (2.38)$$

$$\gamma_r N^2 + sI + \gamma_r N_A N + (sI(N_A - N_D)) = 0 \quad (2.39)$$

Conseqüentemente, a densidade de foto-elétrons sobre a incidência de intensidade uniforme I será

$$N = \frac{N_D - N_A}{\gamma_r N_A} sI \quad (2.40)$$

$$N_D^i = N_A + \frac{N_D - N_A}{\gamma_r N_A} sI \quad (2.41)$$

Para o caso de iluminação não-uniforme ($I_1 \neq 0$), na intersecção dos dois feixes laser que incidem no meio fotorrefrativo, gerando um padrão de interferência, teremos

$$sI_1(N_D - N_D^{0^i}) + sI_0(-N_D^{1^i}) - \gamma_r N_1 N_D^{0^i} - \gamma_r N_0 N_D^{1^i} = 0 \quad (2.42)$$

$$sI_0(N_D - N_D^{0^i}) - \gamma_r N_0 N_D^{0^i} = 0 \quad (2.43)$$

$$\mathbf{K}(qN_1\mu\mathbf{E}_0 + qN_0\mu\mathbf{E}_1 + ik_B T\mu\mathbf{K}N_1) = 0 \quad (2.44)$$

$$-i\mathbf{K} \cdot \epsilon\mathbf{E} = -q(N_1 - N_D^{1^i}) \quad (2.45)$$

$$(N + N_A - N_D^i) = 0 \quad (2.46)$$

Sendo \mathbf{E}/\mathbf{K} , a amplitude do campo de carga espacial será

$$\mathbf{E}_1 = \frac{iK \frac{k_b T}{q} - \frac{\mathbf{K} \cdot \mu \mathbf{E}_0}{k \langle \mu \rangle}}{1 + \frac{K^2}{k_d^2} + i q \frac{\mathbf{K} \cdot \mu \mathbf{E}_0}{k_b T k_d^2 \langle \mu \rangle}} \frac{I_1}{I_0} \quad (2.47)$$

onde

$$\mathbf{k}_d^2 = \frac{q^2}{\langle \epsilon \rangle k_b T} \frac{N_a}{N_d} (N_a - N_d) \quad (2.48)$$

é o número de onda de Debye; E_0 o campo elétrico externo aplicado, e

$$\langle \epsilon \rangle = \frac{\mathbf{K} \cdot \epsilon \mathbf{K}}{k^2} \quad (2.49)$$

$$\langle \mu \rangle = \frac{\mathbf{K} \cdot \mu \mathbf{K}}{k^2} \quad (2.50)$$

dependem do vetor de onda da rede.

Quando o campo elétrico espacial não tem uma contribuição externa $\mathbf{E}_0 = \mathbf{0}$, os foto-elétrons são transportados por difusão, que é resultado do gradiente da densidade de elétrons gerados pela iluminação da luz e uma corrente é produzida pela difusão e cargas são separadas, gerando campo elétrico estático, onde elétrons deslocam em direções opostas. O campo de cargas espaciais será dado por

$$\mathbf{E}_1 = \frac{iE_d}{1 + \frac{E_d}{E_q}} \frac{I_1}{I_0} \quad (2.51)$$

ou seja, o campo espacial de cargas é espacialmente defasado por 1/4 de um período em relação ao padrão de franjas de interferência.

Com $\mathbf{E}_0 \neq \mathbf{0}$, na presença de campo elétrico externo aplicado paralelo ao vetor de onda da rede, a amplitude do campo de carga espacial é dado por

$$\mathbf{E}_1 = \frac{iE_d}{1 + \frac{E_d}{E_q}} \frac{I_1}{I_0} \left[\frac{1 + i(\frac{E_0}{E_d})}{1 + i(\frac{E_0}{E_q + E_d})} \right] \quad (2.52)$$

O efeito devido à aplicação de um campo E_0 , é insignificante quando $E_q \ll E_d$ e é considerável quando $E_q \gg E_d$ e $E_0 \gg E_d$.

Na rede fotorrefrativa em cristais niobato de lítio $LiNbO_3$ com grupo de simetria de ponto $3m$ o tensor eletro-óptico é do tipo

$$\mathbf{r}_{\mathbf{ik}} = \begin{pmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Dada uma rede fotorrefrativa formada com vetor de onda da rede paralela ao eixo-c, um campo de carga espacial será

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} E_{sc} \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$$

que gera uma mudança no tensor impermeabilidade devido ao campo de carga espacial

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_{ij} = \begin{pmatrix} r_{13} & 0 & 0 \\ 0 & r_{13} & 0 \\ 0 & 0 & r_{33} \end{pmatrix} E_{sc} \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$$

Dada uma rede fotorrefrativa formada com vetor de onda da rede perpendicular ao eixo-c, um campo de carga espacial será, agora

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} E_{sc} \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$$

que gera uma mudança no tensor impermeabilidade devido ao campo de carga espacial

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & -r_{22} & r_{51} \\ -r_{22} & 0 & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \end{pmatrix} E_{sc} \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$$

Se o campo espacial de carga E_{sc} é o vetor de onda reticular \mathbf{K} são paralelos a direção do eixo-c e o estado de polarização da luz ao longo da direção do eixo-a, assim, teremos

$$\Delta n = -\frac{1}{2}n^3 r_{13} E_{sc} \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) \quad (2.53)$$

Na rede fotorrefrativa em cristais cúbicos como os cristais da família das silenitas (BSO, BGO, BTO) com grupo de simetria de ponto 23 o tensor eletro-óptico é do tipo

$$\mathbf{r}_{\mathbf{1k}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{41} \end{pmatrix}$$

Dado um campo de carga espacial

$$\mathbf{E}_{sc} = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$$

que gera uma mudança no tensor impermeabilidade devido ao campo de carga espacial

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & E_z & E_y \\ E_z & 0 & E_x \\ E_y & E_x & 0 \end{pmatrix} r_{41} \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$$

Se o campo espacial de carga E_{sc} e o vetor de onda reticular \mathbf{K} são paralelos à direção (010) e o estado de polarização da luz ao longo da direção (101), teremos

$$\Delta n = -\frac{1}{2}n^3 r_{41} E_{sc} \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) \quad (2.54)$$

Como o cristal é orientado de modo que o campo de carga espacial é paralelo à direção

(101), o índice de refração será

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_{ij} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} E^{sc} r_{41} \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$$

Conseqüentemente, a variação da constante dielétrica será dada por

$$\Delta\epsilon = -\epsilon_0 \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} n^4 E^{sc} r_{41} \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$$

Então, considerando um padrão de interferência incidindo sobre um cristal fotorrefrativo

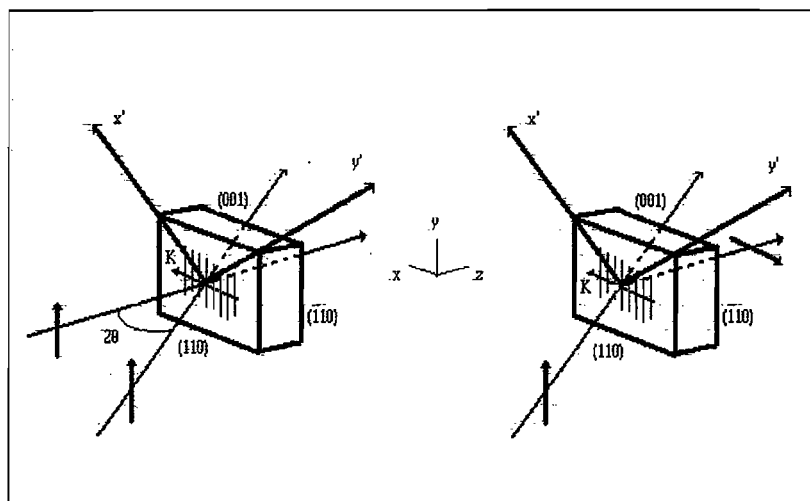


Figura 2.5: Mistura de duas ondas num cristal fotorrefrativo com configuração eletro-ótica transversa.

da família das silenitas, a espessura do cristal será considerada desprezível e as direções para os eixos X, Y e Z relativas aos eixos cristalográficos (100), (010) e (001), respectivamente. Utilizando-se a configuração eletro-ótica transversa, onde os eixos x e y estão girados a 45 graus em relação aos eixos X e Y, como está ilustrado na Fig. 2.5, teremos

$$X = x \cos 45^\circ + y \sin 45^\circ \quad (2.55)$$

$$Y = x \sin 45^\circ - y \cos 45^\circ \quad (2.56)$$

portanto, o elipsóide de índices será dado por

$$\left(\frac{x^2}{n^2}\right) + \left(\frac{y^2}{n^2}\right) + \left(\frac{z^2}{n^2}\right) + 2xzr_{41}E_{sc} = 1 \quad (2.57)$$

Fazendo uma nova mudança de coordenadas,

$$x = x' \cos 45^\circ + z' \sin 45^\circ \quad (2.58)$$

$$z = -x' \cos 45^\circ + z' \sin 45^\circ \quad (2.59)$$

teremos,

$$\left(\frac{1}{n^2} + r_{41}E_{sc}\right)x'^2 + \left(\frac{y^2}{n^2}\right) + \left(\frac{1}{n^2} - r_{41}E_{sc}\right)z'^2 = 1 \quad (2.60)$$

chega-se a

$$\frac{1}{n_x'^2} = \left(\frac{1}{n^2} + r_{41}E_{sc}\right) \quad (2.61)$$

$$\frac{1}{n_z'^2} = \left(\frac{1}{n^2} - r_{41}E_{sc}\right) \quad (2.62)$$

de onde obtemos a modulação do índice de refração

$$\Delta n_x' = -\frac{n^3}{2}r_{41}E_{sc} \quad (2.63)$$

$$\Delta n_z' = \frac{n^3}{2}r_{41}E_{sc} \quad (2.64)$$

As equações acima mostram que o padrão de interferência resultante gera um holograma de fase com o mesmo perfil do campo elétrico de distribuição de cargas. Assim, quando no registro holográfico predomina o regime de arraste, a diferença de fase entre o padrão de interferência e o holograma é 0 ou π e no caso do regime de difusão, a diferença de fase será $\pi/2$.

O efeito fotorrefrativo é um fenômeno macroscópico. A formação de uma rede com eficiência de difração significativa requer a excitação e transporte de um grande número

de portadores de carga, ou seja, a geração de portadores de carga é um pré-requisito do efeito fotorrefrativo, portanto, é necessário absorver fótons e liberar elétrons. A rapidez do efeito fotorrefrativo é, fundamentalmente, limitada pelo fluxo de fótons.

A seguir, examinaremos o tempo mínimo requerido para a formação de um rede em cristais fotorrefrativos do ponto de vista da deposição de energia necessária à foto-excitação[4,17]. Assumindo que a separação de um par de partículas requer a absorção de um único fóton, podemos calcular a energia requerida para formar uma dada rede de volume.

Assim, para investigar este tempo de transferência de energia quantitativamente, consideramos a densidade de cargas

$$\rho = \rho_0 \cos(Kx) \quad (2.65)$$

e

$$K = \frac{2\pi}{\Lambda} = 2k \sin(\theta) \quad (2.66)$$

onde 2θ é o ângulo entre os feixes e k é o número de onda da luz. O número de par de partículas separadas por unidade de volume é $N = \rho_0/\pi q$ e o número de foto-excitações por unidade de volume, $N_q = N/\eta$ (η = eficiência quântica). O campo de carga espacial gerado pela densidade de carga da equação de Poisson será, então,

$$E = \frac{\rho_0}{\epsilon K} \sin(Kx) \quad (2.67)$$

Em cristais anisotrópicos, esta contante dielétrica depende da direção do campo elétrico relativo à orientação do cristal. Este campo induz uma rede de volume via efeito Pockels

$$\Delta n = n_1 \sin(Kx) \quad (2.68)$$

onde a modulação do índice n_1 será

$$n_1 = \frac{1}{2} n^3 r_{41} \frac{\rho_0}{\epsilon K} \quad (2.69)$$

e

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 = \frac{\Lambda}{2\lambda} n^3 r \frac{\rho_0}{\epsilon} \quad (2.70)$$

onde a intensidade da constante de acoplamento γ é uma medida importante do efeito fotorrefrativo na superposição de duas ondas.

O tempo requerido para gerar N_p fotoexcitações em uma unidade de volume em meio fotorrefrativo com área de iluminação A e comprimento de interação L e potência de iluminação P , é dado por

$$t = \frac{h\nu}{I\alpha_p} N_p \quad (2.71)$$

onde α_p é o coeficiente de absorção, sendo $\alpha_p L \ll 1$. Assim,

$$t = \frac{h\nu \lambda \gamma \cdot 2}{q \Lambda \alpha_p \pi \eta I n^3 r} \frac{\epsilon}{\epsilon} \quad (2.72)$$

corresponde ao tempo mínimo necessário para a formação de uma rede que gera uma constante de acoplamento γ , no regime transiente e

$$\gamma = \gamma_s (1 - \exp -t/\tau) \quad (2.73)$$

Para $t \ll \tau$, temos

$$\gamma = \gamma_s \frac{t}{\tau} \quad (2.74)$$

e o tempo mínimo será

$$t = \tau \frac{\gamma}{\gamma_s} \quad (2.75)$$

Tendo a figura de mérito $Q = n_3 r / \epsilon$ para um material fotorrefrativo, o tempo limite para formação da rede será

$$t = \frac{h\nu \lambda \gamma \cdot 2}{q \Lambda \alpha_p \pi \eta I Q} \quad (2.76)$$

Se considerarmos a intersecção de dois feixes laser com diferentes freqüências incidindo num meio fotorrefrativo (ω_a, ω_b) , teremos a intensidade do padrão de franjas de interferência

$$I(\mathbf{r}) = I_0 + \text{Re}\{I_1 e^{i(\Omega t - \mathbf{K} \cdot \mathbf{r})}\} \quad (2.77)$$

e teremos a formação de um índice móvel em meio fotorrefrativo com velocidade $v = \Omega/k$.

Assim, se $I_1 \ll I_0$, teremos

$$N(\mathbf{r}, t) = N_0(t) + \text{Re}\{N_1(t) e^{i(\Omega t - \mathbf{K} \cdot \mathbf{r})}\} \quad (2.78)$$

$$N_D^i(\mathbf{r}, t) = N_D 0^i(t) + \text{Re}\{N_D 1^i(t) e^{i(\Omega t - \mathbf{K} \cdot \mathbf{r})}\} \quad (2.79)$$

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{j}_0(t) + \text{Re}\{\mathbf{j}_1(t) e^{i(\Omega t - \mathbf{K} \cdot \mathbf{r})}\} \quad (2.80)$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0(t) + \text{Re}\{\mathbf{E}_1(t) e^{i(\Omega t - \mathbf{K} \cdot \mathbf{r})}\} \quad (2.81)$$

As soluções para suas derivadas temporais de ordem zero decrevem a dependência temporal dos portadores e densidades dos aceitadores ionizados sobre iluminação uniforme; quando aplicado um campo E_0 constante no tempo, $sI_0 \ll \gamma_R N_A$ e $N_0 \ll N_A$, teremos

$$N_D 0^i(t) = N_A \quad (2.82)$$

$$N_0(t) = N_0(1 - e^{-t/\tau_R}) \quad (2.83)$$

onde

$$\tau_R = \frac{1}{\gamma_R N_A} \quad (2.84)$$

é a constante de tempo de recombinação.

Para as soluções de primeira ordem, sendo $E_1(t)$ o campo espacial de cargas, teremos

$$E_1(t) = E_1(1 - e^{-t/\tau}) \quad (2.85)$$

onde, no estado estacionário ($t = \infty$), o campo espacial de cargas será

$$\mathbf{E}_1 = \frac{iE_d}{1 + \frac{E_d}{E_q}} \left[\frac{1 + i\left(\frac{E_0}{E_d}\right)}{1 + i\left(\frac{E_0}{E_d + E_q}\right)} \right] \left[\frac{1}{1 + i\Omega t_0 \left(\frac{E_d + E_\mu + iE_0}{E_d + E_q + iE_0}\right)} \right] \frac{I_1}{I_0} \quad (2.86)$$

e a constante de tempo dada por

$$\tau = t_0 \frac{E_d + E_\mu + iE_0}{E_d + E_q + iE_0} \quad (2.87)$$

onde E_0 é o campo elétrico externo,

$$E_d = \frac{k_B T K}{q} \quad (2.88)$$

$$E_q = \frac{q N_a (N_D - N_A)}{\epsilon K N_D} \quad (2.89)$$

$$E_\mu = \frac{\gamma_\tau N_a}{\langle \mu \rangle K} \quad (2.90)$$

e a constante de tempo característica é

$$t_0 = \frac{N_a}{N_a s I_0} \quad (2.91)$$

Considerando somente a parte real dessas equações, obtemos a solução para o campo espacial de cargas dado por

$$\mathbf{E}_{sc}(z, t) = \mathbf{E}_{sc}(-\cos(Kz + \phi) + e^{-t/\tau} \cos(Kz + \omega t + \phi)) \quad (2.92)$$

onde E_{sc} é a amplitude do campo espacial de cargas no estado estacionário,

$$\mathbf{E}_{sc} = E_q \left[\frac{E_0^2 + E_d^2}{E_0^2 + (E_d + E_q)^2} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{I_1}{I_0} \quad (2.93)$$

ϕ é a defasagem entre o campo espacial de cargas no estado estacionário e o padrão de franjas dado por

$$\phi = \tan^{-1} \left[\frac{(E_d + E_q)E_d + E_0^2}{E_0 E_q} \right] \quad (2.94)$$

τ a constante de tempo no estado estacionário,

$$\tau = \tau_{di} \frac{(1 + \frac{E_d}{E_\mu})^2 + (\frac{E_0}{E_\mu})^2}{(1 + \frac{E_d}{E_\mu})(1 + \frac{E_d}{E_\mu}) + (\frac{E_0}{E_\mu})^2} \quad (2.95)$$

e a frequência da rede ω dada por

$$\omega = \frac{1}{\tau} \frac{\frac{E_0}{E_q} - \frac{E_0}{E_\mu}}{(1 + \frac{E_d}{E_\mu})^2} + (\frac{E_0}{E_\mu})^2 \quad (2.96)$$

onde o tempo de relaxação dielétrica é

$$\tau_{di} = \frac{\epsilon}{q\mu N_0} \quad (2.97)$$

No processo de decaimento da rede o campo espacial de cargas durante o decaimento da rede pode ser escrito como

$$E_1(t) = E_1 e^{-t/\tau_R} \quad (2.98)$$

de onde observamos que o tempo de decaimento da rede é igual ao tempo de formação.

2.4 Efeito Fotovoltaico

Em alguns cristais, por exemplo, o niobato de lítio, uma iluminação uniforme de luz pode gerar voltagem de circuito aberto ou corrente de curto-circuito. Este efeito é conhecido como efeito fotovoltaico ou fotogalvânico[4-6]. O efeito fotovoltaico deriva da assimetria do cristal, fenomenologicamente é descrito pela seguinte expansão

$$j_i = \sigma_{ij} E_j + \alpha_{ijk} E_j E_k \quad (2.99)$$

onde j é a densidade de corrente foto-induzida, σ é o tensor condutividade de carga, E é o campo elétrico e α é o tensor fotovoltaico.

Com a presença do efeito fotovoltaico, as equações anteriores do Modelo do transporte de Banda sofre uma modificação, assim,

$$\frac{\partial N_D^i}{\partial t} = (sI + \beta)(N_D - N_D^i) - \gamma_R N N_D^i \quad (2.100)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} - \frac{\partial N_D^i}{\partial t} = \frac{1}{q} \frac{\partial j}{\partial z} \quad (2.101)$$

$$\mathbf{j} = qN\mu\mathbf{E} + k_B T \mu \frac{\partial N}{\partial z} + pI \quad (2.102)$$

onde pI é a densidade de corrente fotovoltaica e p é a constante fotovoltaica. Se o cristal é iluminado uniformemente e sob condição de circuito aberto, haverá um campo elétrico constante no cristal para o estado estacionário. A corrente de arraste deste campo cancelará a corrente fotovoltaica. Este campo constante é chamado campo fotovoltaico

$$E_{fv} = -\frac{p\gamma_R N_A}{q\mu s(N_D - N_A)} \quad (2.103)$$

Repetindo os cálculos agora com influência do campo fotovoltaico para a parte real, obtemos

$$\mathbf{E}_{sc} = E_q \left[\frac{(E_0 + E_{fv})^2 + E_d^2}{E_0^2 + (E_d + E_q)^2} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{I_1}{I_0} \quad (2.104)$$

onde ϕ é a defasagem entre o campo de carga espacial no estado estacionário e o padrão de franjas dado por

$$\phi = \tan^{-1} \left[\frac{(E_d + E_q)E_d + (E_0 + E_{fv})^2}{(E_0 + E_{fv})E_q} \right] \quad (2.105)$$

τ a constante de tempo no estado estacionário,

$$\tau = \tau_{di} \frac{\left(1 + \frac{E_d}{E_\mu}\right)^2 + \left(\frac{E_0 + E_{fv}}{E_\mu}\right)^2}{\left(1 + \frac{E_d}{E_\mu}\right)\left(1 + \frac{E_d}{E_\mu}\right) + \left(\frac{E_0 + E_{fv}}{E_\mu}\right)^2} \quad (2.106)$$

e a frequência da rede ω dada por

$$\omega = \frac{1}{\tau} \frac{\frac{(E_0 + E_{fv})}{E_g} - \frac{(E_0 + E_{fv})}{E_\mu}}{\left(1 + \frac{E_d}{E_\mu}\right)^2} + \left(\frac{(E_0 + E_{fv})}{E_\mu}\right)^2 \quad (2.107)$$

onde o tempo de relaxação dielétrica é

$$\tau_{di} = \frac{\epsilon}{q\mu N_0} \quad (2.108)$$

Nos casos limites de não haver efeito fotovoltaico ($p=0$), retornamos às equações anteriores no Modelo de Transporte de Banda. Por exemplo, no niobato de lítio os resultados experimentais variam de amostra para amostra, para o visível (500nm), os valores de p são da ordem de $p = 10^{-9} A/W$ e um campo fotovoltaico da ordem de $E_{fv} = 10kV/cm$.

2.5 Efeito Termo-óptico.

O efeito termo-óptico é caracterizado por uma perturbação do índice de refração provocada por um gradiente de temperatura foto-induzido $\Delta T(r, t)$ [26,32,35], devido à energia de absorção óptica em processos não-radiativos de decaimento. Isto gera uma quantidade de calor por unidade de comprimento e tempo entre r e $r + dr$, resultado da iluminação $I(r)$ na amostra dado por

$$Q(r) = 2\pi AI(r)rdr \quad (2.109)$$

A equação de transferência de calor é dada por

$$c\rho \frac{\partial}{\partial t} [\Delta T(r, t) - K_T \nabla^2 \Delta T(r, t)] = Q(r) \quad (2.110)$$

onde c é o calor específico, ρ é a densidade, K_T a condutividade térmica.

A variação no índice de refração devido ao $\Delta T(r, t)$ foto-induzido pelo feixe de excitação $I(r)$ é

$$\Delta n_T(r, t) = \frac{dn}{dT} \Delta T(r, t) \quad (2.111)$$

onde para sólidos dn/dT é substituído por ds/dT , pois o deslocamento da fase da frente de onda vai ser gerado por uma variação de caminho óptico.

$$\Delta s_T(r, t) = \frac{ds}{dT} \Delta T(r, t) \quad (2.112)$$

O coeficiente de variação do caminho óptico com a temperatura é dado por

$$\frac{ds}{dT} = \frac{dn}{dT} + \alpha(n-1)(1+\nu) + n^3 \alpha Y (q_{\parallel} + q_{\perp})/4 \quad (2.113)$$

onde o primeiro termo se deve ao efeito termo-óptico dn/dT estacionário; o segundo, ao efeito de expansão térmica, onde α é o coeficiente de expansão térmica, n o índice de refração nominal e ν o Número de Poisson e o terceiro está relacionado ao efeito foto-elástico, onde Y é o Módulo de Young e os q 's são os coeficientes foto-elásticos.

2.6 Efeito Piroelétrico

O efeito piroelétrico [6,26,72] é um efeito característico de alguns cristais fotorrefrativos, como o niobato de lítio, onde o gradiente de temperatura provoca um campo elétrico foto-induzido na amostra

$$E_{Piro} = -\frac{1}{\epsilon\epsilon_0} \frac{\partial P_s}{\partial T} \Delta T \quad (2.114)$$

onde P_s é a polarização espontânea.

Podemos caracterizá-lo por uma perturbação do índice de refração provocada por um gradiente de temperatura foto-induzido $\Delta T(r, t)$. Este é devido à energia de absorção

óptica em processos não-radiativos de decaimento, gerando uma quantidade de calor por unidade de comprimento e tempo entre r e $r + dr$ resultado da iluminação $I(r)$ na amostra dado por

$$Q(r) = 2\pi AI(r)rdr \quad (2.115)$$

A equação de transferência de calor é dada por

$$c\rho \frac{\partial}{\partial t} [\Delta T(r, t) - K_T \nabla^2 \Delta T(r, t)] = Q(r) \quad (2.116)$$

onde c é o calor específico, ρ é a densidade, K_T a condutividade térmica.

Considerando um padrão de interferência incidente num meio piroelétrico, valendo as equações (2.23), (2.24) e (2.25), teremos uma variação de temperatura na amostra, dada por

$$\Delta T(r, t) = \Delta T(r, t)_0 [1 - \exp(-t/t_T)] \quad (2.117)$$

onde

$$\Delta T(r, t)_0 = \frac{mI(r)A\Lambda^2}{\lambda 4\pi^2} \quad (2.118)$$

Assim, a variação no índice de refração devido ao $\Delta T(r, t)$ foto-induzido pelo feixe de excitação $I(r)$ é

$$\Delta n_T(r, t) = \frac{dn}{dT} \Delta T(r, t) \quad (2.119)$$

onde para sólidos dn/dT é substituído por ds/dT , pois o deslocamento da fase da frente de onda será gerado por uma variação de caminho óptico

$$\Delta s_T(r, t) = \frac{ds}{dT} \Delta T(r, t) \quad (2.120)$$

e o coeficiente de variação do caminho óptico com a temperatura é dado por

$$\frac{ds}{dT} = \frac{dn}{dT} + \alpha(n-1)(1+\nu) + n^3 \alpha Y (q_{\parallel} + q_{\perp})/4 + \frac{n^3 r^{eff}}{2\epsilon\epsilon_0} \frac{dP_s}{dT} \quad (2.121)$$

2.7 Efeito Fotocrômico.

O efeito fotocrômico consiste de um efeito foto-induzido que provoca uma variação na absorção óptica do meio fotorrefrativo[28,93]. Este efeito tem sido observado em diversos materiais fotorrefrativos, como os silenitas $Bi_{12}SiO_{20}$, $Bi_{12}TiO_{20}$ e $Bi_{12}GeO_{20}$, $BaTiO_3$, $GaAs : Cr$ e outros.

O mecanismo físico da geração de redes fotocrômicas pode ser feito a partir da interpretação da modulação espacial dos portadores de carga excitados nos meios fotorrefrativos[28]. Assim, das equações de formação de redes usadas por Kukhtarev[1,4-6,17,18], podemos obter, como vimos anteriormente, as expressões do campo-espaço-carga E_{sc} e a densidade de doadores ionizados associado com as variações no índice de refração e coeficiente de absorção, respectivamente,

$$E_{sc} = \frac{E_q(-E_0 + iE_d)}{(E_q + E_d) + iE_0} m \quad (2.122)$$

e

$$N_D^+ = -i \frac{E_{sc}}{E_q} N_A \quad (2.123)$$

onde m é a modulação do padrão de interferência.

Portanto, a expressão para as variações foto-induzidas no coeficiente de absorção é dada por

$$\Delta\alpha = sN_D^+ = -i\alpha_0 \frac{E_{sc}}{E_q} \quad (2.124)$$

Estas redes fotocrômicas sempre são defasadas de $+\pi/2$ ou $-\pi/2$ em relação às redes fotorrefrativos vistas anteriormente e defasadas de π em relação ao padrão de interferência. Então, em geral as redes fotorrefrativas e fotocrômicas têm diferentes deslocamentos de fase em relação ao padrão interferência.

Capítulo 3

Lentes Fotorrefrativas e Térmicas Foto-induzidas em Cristais Fotorrefrativos.

Os cristais fotorrefrativos têm se mostrado materiais potencialmente promissores com propriedades não lineares para aplicações em óptica não linear, formação de sólitons, optoeletrônica e processamento óptico e holográfico de informação[1-6]. O efeito fotorrefrativo nestes materiais vêm sendo estudado há mais de 3 décadas. Entretanto, a determinação de parâmetros termo-ópticos e fotorrefrativos, como tempo de relaxação característico, condutividade e difusividade, e coeficientes de variação do caminho óptico e de índice de refração, todos em função da temperatura e campo elétrico foto-induzido em cristais fotorrefrativos usando técnicas experimentais conhecidas em óptica não linear apresentam sérias dificuldades devido à sua sensibilidade para baixas intensidades de excitação, foto-indução e transporte de carga e efeito eletro-óptico linear (efeito Pockels).

Como nos últimos anos muitas pesquisas de registro de redes holográficas de origem

térmica foto-induzida[26,27] em cristais fotorrefrativos têm sido feitas, conhecer em detalhes as propriedades termo-ópticas desses materiais torna-se necessário. As propriedades termo-ópticas, essencialmente, determinam as condições de *shock* e *stress* térmico, efeito de lente térmica (focalização e desfocalização), condições de registro de redes holográficas térmicas, entre outros. Diversos parâmetros termo-ópticos devem estar bem determinados para uma compreensão detalhada dos efeitos termo-ópticos em meios fotorrefrativos, parâmetros como a difusividade térmica(D) que mede a resposta temporal do aquecimento local na amostra (em cm^2s^{-1}) e depende da composição, micro-estrutura e condições de processamento do material. A condutividade térmica(K) também depende das propriedades do material; o coeficiente de variação do caminho óptico com a temperatura(ds/dT) descreve a distorção termo-induzida da frente de onda de um feixe laser após passar através da amostra e finalmente, o coeficiente de variação do índice de refração com a temperatura(dn/dT) que descreve uma mudança no índice devido a um tratamento térmico local[32-35], este é o parâmetro mais importante na formação de lente térmica e eficiência de difração de redes holográficas de origem térmica.

A técnica de lente foto-induzida de origem térmica tem provado ser um método válido para estudo das propriedades termo-ópticas de diversos materiais ópticos. Ela permite a determinação da difusividade e condutividade térmica, o coeficiente de variação do caminho óptico e índice de refração com a temperatura, o coeficiente de absorção óptica e a eficiência quântica de fluorescência. No efeito de lente térmica a propagação de um feixe laser gaussiano TEM_{00} é afetado pelo gradiente de índice de refração, ou mais genericamente, por um gradiente do perfil do caminho óptico termicamente foto-induzido. Como resultado, teremos um feixe divergente, quando $ds/dT < 0$, com uma redução na intensidade (auto-desfocalização), ou um feixe convergente, quando $ds/dT > 0$, com um

crescimento na intensidade (focalização), na região central do feixe no campo distante. No caso do efeito de lente térmica, o efeito de focalização (desfocalização) tem uma relação direta com o coeficiente de variação do índice de refração com a temperatura, dn/dT , onde para $dn/dT > 0 (< 0)$ temos focalização (desfocalização) do feixe de prova; coeficiente de expansão volumétrica; Número de Poisson; Módulo de Young; estes últimos com grau de importância menor. Todos eles combinados nos permitem determinar o coeficiente de variação de caminho óptico com a temperatura, o fator ds/dT em sólidos. Inúmeros trabalhos foram realizados usando espectrometria de lente térmica para determinação de propriedades termo-ópticas de diversos materiais, entre vidros fotônicos e cristais[33-35], na determinação de propriedades termo-ópticas de vidros fluoretos, calcogenetos, calchoaletos e alumino-silicatos, obtendo importantes propriedades desses materiais para aplicações em lasers.

No que diz respeito às propriedades fotorrefrativas[1,4-6], uma compreensão detalhada do mecanismo de foto-indução e transporte de portadores de carga, produção de um campo espaço-carga foto-induzido que provoca um gradiente de índice e caminho óptico foto-induzido é extremamente importante para otimização das propriedades fotorrefrativas do material e, conseqüentemente, de suas aplicações em óptica não linear, lentes fotorrefrativas (auto-focalização e auto-desfocalização fotorrefrativa)[20-25], formação de sólitons fotorrefrativos (espaciais e temporais) que operam em baixa potência laser[5,36,37], armazenagem holográfica de redes de volume e no processamento óptico e holográfico de informação[1-3].

Num meio fotorrefrativo, o efeito de auto-focalização (auto-desfocalização) de um feixe laser pode ser explicado pelo Modelo de Transporte de Bandas e pelas equações de taxa de Kukhtarev, ver Capítulo 2. O gradiente de campo e o efeito eletro-óptico implicam em

gradiente de índice de refração. A dependência do efeito de lente foto-induzida ao campo elétrico foto-induzido (e/ ou aplicado) na amostra apresentam diversas características singulares que diferem da convencional resposta não linear tipo Kerr, como independe da intensidade dos feixes de excitação e prova (relacionados somente ao tempo de relaxação característicos). O efeito de lente pode ser controlado por parâmetros como campo elétrico aplicado (ac ou dc), polarização dos feixes e intensidade incoerente homogênea de fundo.

Com relação aos cristais fotorrefrativos[2-5], existem diversos trabalhos de caracterização óptica não linear, determinação de parâmetros ópticos não-lineares e aplicações. Entretanto, a quantidade de trabalhos é pequena quanto a determinação à determinação de parâmetros termo-ópticos e suas relações e influências com os efeitos fotorrefrativos e aplicações. Podemos citar o trabalho de Rush *et al*, onde é feito um estudo da variação do índice de refração do cristal fotorrefrativo $BaTiO_3$ devido as suas propriedades termo-ópticas [19]; e Tsai *et al* que estuda a auto-focalização em cristais silenitas BSO com um campo elétrico DC aplicado nas faces do cristal [20]. Também existem alguns trabalhos de aplicação da técnica de Z-scan em cristais fotorrefrativos para a determinação da variação do índice de refração, como o trabalho de Song *et al* que analisa o espalhamento foto-induzido em cristais de niobatos de lítio puros e dopados,utilizando a técnica de Z-scan [21] e do campo fotovoltaico em alguns cristais fotorrefrativos, como os trabalhos de Bian *et al*[22,23], e finalmente, o trabalho de Zolzulya *et al* [24] e Ryf *et al* [25], onde se estuda a propagação de um feixe laser num meio fotorrefrativo num modelo 3-tridimensional.

Neste Capítulo, com uma proposta original com relação as técnicas consagradas de análise de materiais fotorrefrativos, como a técnica de redes holográficas[1,4-6,12,13] e,

mais recentemente, a técnica de Z-scan[20-23,25,30,31], apresentamos resultados teóricos e experimentais para técnica de lente fotorrefrativa e térmica foto-induzida com duplo-feixe de modo descasado[32-35,72]. Estudamos efeitos de focalização e desfocalização, determinação de parâmetros termo-ópticos e fotorrefrativos e buscamos estabelecer uma melhor compreensão dos efeitos termo-ópticos e fotorrefrativos, suas relações e limites de atuação nesses materiais.

3.1 Teoria

3.1.1 Técnica de Lente Fotorrefrativa e Térmica Foto-induzidas com Duplo-Feixe no Modo-Descasado.

Nas medidas de lente foto-induzida de modo descasado[32-35] em materiais fotorrefrativos, a amostra é iluminada por dois feixes laser gaussianos TEM_{00} com a cintura dos feixes descasada, e as intensidades dadas por,

$$I_e(r) = \frac{2P_e}{\pi\omega_e^2} \exp(-2r^2/\omega_e^2) \quad (3.1)$$

e

$$I_p(r) = \frac{2P_p}{\pi\omega_p^2} \exp(-2r^2/\omega_p^2) \quad (3.2)$$

onde $I_e(r)$ é o feixe de excitação e $I_p(r)$ é o feixe de prova. O feixe de excitação provoca uma perturbação foto-induzida no índice de refração e caminho óptico na amostra, devido: a uma variação local de temperatura, resultado da energia de absorção óptica e processos de decaimentos não-radiativos e a uma variação local do campo elétrico foto-induzido, resultado da fotorrefratividade do material, assim,

$$\Delta n_{total}(r, t) = \frac{dn}{dT} \Delta T(r, t) + \frac{dn}{dE} \Delta E(r, t) \quad (3.3)$$

e

$$\Delta s_{total}(r, t) = \frac{ds}{dT} \Delta T(r, t) + \frac{ds}{dE} \Delta E(r, t) \quad (3.4)$$

A variação do índice de refração e caminho óptico com a temperatura e campo elétrico foto-induzido produz um efeito de lente na região iluminada pelo feixe de excitação.

O feixe de prova, com baixa intensidade em relação ao feixe de excitação e cintura do feixe de 5 a 8 vezes em relação ao feixe de excitação e descasada em relação a este, propagando-se através da região iluminada pelo feixe de excitação mudará o caminho óptico, resultando em uma variação de sua intensidade no centro do feixe no campo distante devido ao efeito de focalização e/ou desfocalização na região iluminada. O mesmo também pode ser usado como iluminação incoerente de fundo tendo forte influência na intensidade escura.

Efeito de Lente Foto-induzida: Regime Térmico. Vamos, inicialmente, estudar a perturbação no índice e caminho óptico provocada por $\Delta T(r, t)$ foto-induzido. O gradiente de temperatura $\Delta T(r, t)$ foto-induzido é devido à energia de absorção óptica em processos não-radiativos de decaimento, isto gera uma quantidade de calor por unidade de comprimento e tempo entre r e $r + dr$ resultado da iluminação $I_e(r)$ na amostra dado por

$$Q(r) = 2\pi A_e I_e(r) r dr \quad (3.5)$$

A equação de transferência de calor

$$c\rho \frac{\partial}{\partial t} [\Delta T(r, t) - K_T \nabla^2 \Delta T(r, t)] = Q(r) \quad (3.6)$$

onde c é o calor específico, ρ é a densidade, K_T a condutividade térmica, resolvendo para $\Delta T(r, 0) = 0$ e $\Delta T(\infty, t) = 0$, $t > 0$ e aplicando a função de Green, teremos a

variação de temperatura dada por

$$\Delta T(r, t) = \frac{2P_e A_e}{\pi c \rho \omega_e^2} \int \frac{1}{(1 + 2t'/t_T)} \exp\left[-\frac{2r^2/\omega_e^2}{1 + 2t'/t_T}\right] dt' \quad (3.7)$$

onde

$$t_T = \frac{\omega_e^2}{4D_T} \quad (3.8)$$

é a constante de tempo de formação de lente térmica, e

$$D_T = \frac{K_T}{c\rho} \quad (3.9)$$

é a difusividade térmica.

A variação no índice de refração devido ao $\Delta T(r, t)$ foto-induzido pelo feixe de excitação $I_e(r)$ é

$$\Delta n_T(r, t) = \frac{dn}{dT} \Delta T(r, t) \quad (3.10)$$

provocando uma variação na fase dada por

$$\Phi_T = \frac{2\pi L}{\lambda_p} [n_T(r, t) - n_T(0, t)] \quad (3.11)$$

substituindo a equação 3.1, temos

$$\Phi_T = \frac{\theta_T}{t_T} \int \frac{1}{(1 + 2t'/t_T)} [1 - \exp(-\frac{2r^2/\omega_e^2}{1 + 2t'/t_T})] dt' \quad (3.12)$$

onde para sólidos dn/dT é substituído por ds/dT , pois a variação de fase vai ser gerado por uma variação de caminho óptico

$$\Delta s_T(r, t) = \frac{ds}{dT} \Delta T(r, t) \quad (3.13)$$

e

$$\theta_T = -\frac{P_e A_e L_{eff}}{K_T \lambda_p} \varphi \frac{ds}{dT} \quad (3.14)$$

é a perturbação na fase, L_{eff} é a espessura efetiva da amostra, A_e a absorção óptica para o comprimento de onda do feixe de excitação λ_e , ϕ o coeficiente de fluorescência quântica ($\phi = 1$), e λ_p o comprimento de onda do feixe de prova.

O coeficiente de variação do caminho óptico com a temperatura é dado por

$$\frac{ds}{dT} = \frac{dn}{dT} + \alpha(n-1)(1+\nu) + n^3\alpha Y(q_{\parallel} + q_{\perp})/4 \quad (3.15)$$

onde o primeiro termo se deve ao efeito termo-óptico dn/dT estacionário; o segundo, ao efeito de expansão térmica, onde α é o coeficiente de expansão térmica, n o índice de refração nominal e ν o Número de Poisson; e o terceiro está relacionado ao efeito foto-elástico, onde Y é o Módulo de Young e os q 's são os coeficientes foto-elásticos.

Propagação do Feixe de Prova. A amplitude complexa do campo elétrico do feixe de prova na entrada da amostra é dado por

$$\Psi_p(r, Z_1) = \left(\frac{2P_p}{\pi}\right)^{-1/2} \frac{1}{\omega_{1p}} \exp\left[-i\frac{\pi}{\lambda_p}(2Z_1 + r^2/R_{1p}) - r^2/\omega_{1p}^2\right] \quad (3.16)$$

onde R_{1p} é o raio de curvatura do feixe em Z_1 .

O feixe de prova é então submetido a uma variação de fase pela lente foto-induzida

$$\Psi_p(r, Z_1) = B \exp\left[-i\left(\frac{\pi}{\lambda_p} + \frac{r^2}{R_{1p}} + \Phi_T\right) - r^2/\omega_{1p}^2\right] \quad (3.17)$$

onde

$$B = \left(\frac{2P_p}{\pi}\right)^{-1/2} \frac{1}{\omega_{1p}} \exp\left[-i\frac{2\pi}{\lambda_p}Z_1\right] \quad (3.18)$$

A potência absorvida do feixe de prova é desprezada no $\Delta T(r, t)$ foto-induzido. Assim, o feixe de prova sai da amostra para o detector e é tratada pela teoria de difração de Fresnel na parte central da íris e a amplitude complexa do feixe de prova para o centro, em coordenadas cilíndricas, é

$$\Psi_p(Z_1 + Z_2, t) = C \int \exp[-(1+iV)g] \exp(-i\Phi_T) dg \quad (3.19)$$

Fazendo uma aproximação de primeira ordem em $\exp(-i\phi) = 1 - i\phi$, $\phi \ll 1$, temos a integral de difração

$$\Psi_p(Z_1 + Z_2, t) = C \int (1 + i\Phi_T) \exp[-(1 + iV)g] dg \quad (3.20)$$

Sendo a intensidade $I(t)$ do feixe de prova no campo distante dada por

$$I(t) = |\Psi_p(Z_1 + Z_2, t)|^2 \quad (3.21)$$

temos

$$I(t) = I(0) \left[1 - \frac{\theta_T}{2} \tan^{-1} \left(\frac{2mv}{[(1 + 2m)^2 + v^2] t_T / 2t + 1 + 2m + v^2} \right) \right]^2 \quad (3.22)$$

onde $I(0)$ é a intensidade para $r = 0$ ou $t = 0$

$$t_T = \frac{\omega_e^2}{4D_T} \quad (3.23)$$

é a constante de tempo de formação de lente térmica e

$$D_T = \frac{K_T}{c\rho} \quad (3.24)$$

é a difusividade térmica.

O efeito térmico de lente foto-induzida predomina na maioria dos materiais não-fotorrefrativos sobre as outras não-linearidades ópticas e a partir de parâmetros de ajuste determinamos t_T e θ_T , veja Fig. 3.1. Conseqüentemente, conseguimos obter parâmetros termo-ópticos importantes do material óptico não-linear, como o tempo característico térmico do material, difusividade e condutividade térmica, coeficiente de variação do caminho óptico e do índice de refração com a temperatura, bem como estudar efeitos de auto-focalização ($ds/dT > 0$) e auto-desfocalização ($ds/dT < 0$), dependentes da temperatura.

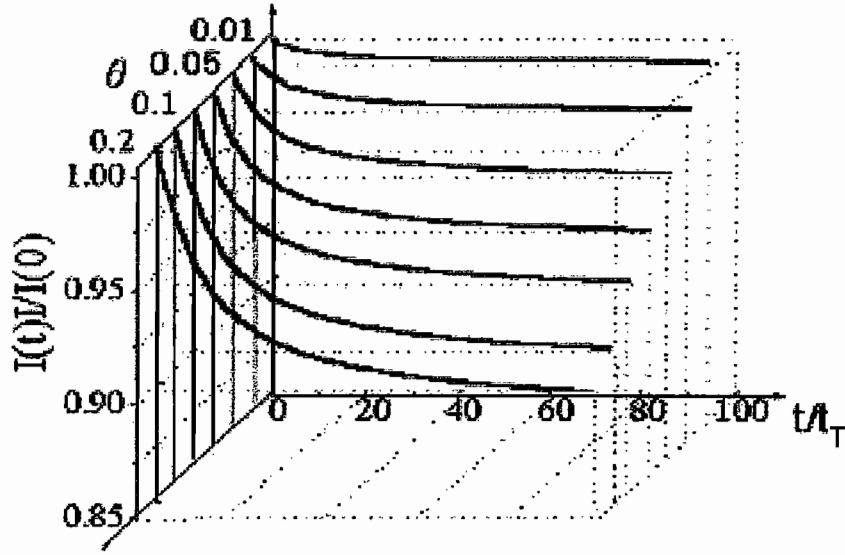


Figura 3.1: Sinal da Técnica de Lente Térmica de modo descasado em função da temperatura.

Efeito de Lente Foto-induzida: Regime Fotorrefrativo. Com relação aos efeitos de campo espaço-carga na lente foto-induzida em meios fotorrefrativos, Ryf *et al* [25] e mais completamente, Zolzulya *et al* [24] fizeram o tratamento teórico e experimental desta perturbação no índice devido à incidência de um feixe gaussiano, mas não consideram a influência do efeito termo-óptico. Assim, como vimos anteriormente, quando um feixe gaussiano se propaga em um material fotorrefrativo, o perfil de intensidade não homogêneo provoca uma mudança não homogênea no índice de refração similar a uma lente de gradiente de índice e pode focar ou desfocar o feixe de prova.

A não-linearidade fotorrefrativa estudada a partir das soluções das equações de Kukhtarev e efeito eletro-óptico linear nos dá

$$\nabla E + \nabla \ln(I_e(r) + I_d(r)) \cdot E = -\Delta E_{sc,Drift} + \Delta E_{sc,Dif} \quad (3.25)$$

$$\Delta E_{sc,Drift} = -(\Delta E_{Drift} - \Delta E_{FV} - \Delta E_{Piro}) \frac{\partial}{\partial r} \ln(I_e(r) + I_d(r)) \quad (3.26)$$

$$\Delta E_{sc,Dif} = \frac{k_B T}{e} \frac{\nabla^2 I_e(r)}{I_e(r) + I_d(r)} \quad (3.27)$$

Considerando um feixe simétrico, teremos

$$\Delta E(r, t) = -(\Delta E_{Drift} - \Delta E_{FV} - \Delta E_{Piro}) \frac{I_e(r)}{I_e(r) + I_d(r)} + \frac{k_B T}{e} \frac{\nabla I_e(r)}{I_e(r) + I_d(r)} \quad (3.28)$$

onde

$$\Delta E_{Drift}(r, t) = E_0 = \frac{V_{ext}}{L} \quad (3.29)$$

$$\Delta E_{FV}(r, t) = \kappa s (N_D - N_D^+) (I_e(r) + I_p(r)) \quad (3.30)$$

$$\Delta E_{Piro}(r, t) = -\frac{1}{\varepsilon \varepsilon_0} \frac{\partial P_s}{\partial T} \Delta T(r, t) \quad (3.31)$$

$$\Delta E_{Dif}(r, t) = \frac{k_B T}{e} \frac{\nabla I_e(r)}{I_e(r) + I_d(r)} \quad (3.32)$$

e

$$I_d(r) = \frac{\beta}{s(\lambda_e)} + \frac{s(\lambda_p)}{s(\lambda_e)} I_p(r) \quad (3.33)$$

onde $\Delta E_{Dif}(r, t)$ é o campo de difusão, $\Delta E_{Drift}(r, t)$ é o campo de arraste, $\Delta E_{FV}(r, t)$ é o campo fotovoltaico, $\Delta E_{Piro}(r, t)$ é o campo de piroelétrico, $E_0 (= V_{ext}/L)$ é o campo elétrico externo, κ é o coeficiente fotovoltaico, s a seção de choque de iluminação, N_D e N_D^+ a densidade de centros doadores e doadores ionizados, $\partial P_s/\partial T$ é o coeficiente de variação da polarização espontânea com a temperatura, k_B é a constante de Boltzman, e a carga do elétron, ε a constante dielétrica e $I_d(r)$ a intensidade escura.

Consequentemente, via efeito eletro-óptico linear, temos

$$\Delta n_{E,Total}(r, t) = -\frac{1}{2} n^3 r^{eff} \Delta E_{Total}(r, t) \quad (3.34)$$

onde n é o índice de refração, r^{eff} é o coeficiente eletro-óptico efetivo, e

$$\Delta E_{Total}(r, t) = \Delta E_{Drift,Total}(r, t) + \Delta E_{Dif}(r, t) \quad (3.35)$$

com

$$\Delta E_{Drift,Total}(r, t) = -[\Delta E_{Drift}(r, t) - \Delta E_{FV}(r, t) - \Delta E_{Piro}(r, t)] \frac{I_e(r)}{I_e(r) + I_d(r)} \quad (3.36)$$

$$\Delta E_{Dif}(r, t) = \frac{k_B T}{e} \frac{\nabla I_e(r)}{I_e(r) + I_d(r)} \quad (3.37)$$

O deslocamento de fase da frente de onda na amostra devido a $\Delta E(r, t)$ é

$$\Phi_{E,Total} = \frac{2\pi L}{\lambda_p} [n_E(r, t) - n_E(0, t)] \quad (3.38)$$

$$\Phi_{E,Total} = \frac{\pi L n^3 r^{eff}}{\lambda_p} \Delta E_{Total}(r, t) \quad (3.39)$$

fazendo

$$\frac{I_e(r)}{I_e(r) + I_d(r)} = \frac{I_e(r)/I_d(r)}{1 + I_e(r)/I_d(r)} \rightarrow 1 \quad (3.40)$$

Considerando os cristais ferroelétricos, como os niobatos de lítio, trabalhamos com $\Delta E_{Drift} = E_0 = 0$ (sem aplicação do campo elétrico externo) e negligenciando o campo de difusão $\Delta E_{Dif} \rightarrow 0$, temos

$$\Phi_{E,Total} = \frac{\pi L n^3 r^{eff}}{\lambda_p} [-\Delta E_{FV}(r, t) - \Delta E_{Piro}(r, t)] \frac{I_e(r)}{I_e(r) + I_d(r)} \quad (3.41)$$

Para $LiNbO_3$: *puro* podemos desprezar o efeito fotovoltaico $\Delta E_{FV}(r, t) \rightarrow 0$, de modo que

$$\Phi_{E,Total} = \frac{\pi L n^3 r^{eff}}{\lambda_p} [-\Delta E_{Piro}(r, t)] \quad (3.42)$$

$$\Phi_{E,Total} = \frac{\pi L n^3 r^{eff}}{2\epsilon\epsilon_0\lambda_p} \frac{\partial P_s}{\partial T} \Delta T(r, t) \quad (3.43)$$

Devido à dependência com $\Delta T(r, t)$ vamos analisar por comodidade o efeito do campo piroelétrico e definir juntamente com o efeito termo-óptico o $\Delta n_{T,total}(r, t)$, dado por

$$\Delta n_{T,Total}(r, t) = \Delta n_T(r, t) + \Delta n_{Piro}(r, t) \quad (3.44)$$

onde

$$\Delta n_T(r, t) = \left(\frac{dn}{dT}\right)_T \Delta T(r, t) \quad (3.45)$$

$$\Delta n_T(r, t) = \left(\frac{dn}{dT}\right)_{Piro} \Delta T(r, t) = \frac{n^3 r^{eff}}{2\epsilon\epsilon_0} \frac{dP_s}{dT} \Delta T(r, t) \quad (3.46)$$

O coeficiente de variação do caminho óptico com a temperatura é dado por

$$\frac{ds}{dT} = \frac{dn}{dT} + \alpha(n-1)(1+\nu) + n^3 \alpha Y(q_{\parallel} + q_{\perp})/4 + \frac{n^3 r^{eff}}{2\epsilon\epsilon_0} \frac{dP_s}{dT} \quad (3.47)$$

Assim, analogamente à equação (3.22), teremos $I(t)$ a intensidade para $r = 0$ ou $t = 0$, t_T a constante de tempo de formação de lente foto-induzida, e D_T a difusividade térmica ($cm^2 s^{-1}$).

Então, $\Delta n_{Piro}(r, t) < 0$, pois $\partial P_s / \partial T < 0$ (desfocalização), ou, $\Delta n_{Piro}(r, t) > 0$, pois $\partial P_s / \partial T > 0$ (focalização), após o pulso de iluminação $I_e(r)$, $\Delta T(r, t)$ decai. Conseqüentemente o efeito termicamente foto-induzido (termo-óptico e piroelétrico) também decai (t_T é da ordem de milisegundos). Medindo $\Delta n(r, t)$ para $t \gg t_T$ a sua dependência temporal é dada pela relaxação térmica. Para o $LiNbO_3 : puro$, temos $\frac{dP_s}{dT} < 0$, como o termo termo-óptico é maior que o termo piroelétrico teremos $ds/dT > 0$.

Os outros efeitos de perturbação no índice de refração e caminho óptico em cristais fotorrefrativos devido ao campo elétrico foto-induzido merecem outro tratamento, pois não dependem somente de $\Delta T(r, t)$ foto-induzido mas também de $\Delta E(r, t)$ foto-induzido e efeito eletro-óptico linear.

Considerando, agora os cristais fotorrefrativos fotovoltaicos como o $LiNbO_3 : Fe$, teremos $\Delta E_{FV}(r, t) \neq 0$, de onde se obtém

$$\Phi_{E, Total} = \frac{\pi L n^3 r^{eff}}{\lambda_p} [-\Delta E_{FV}(r, t) - \Delta E_{Piro}(r, t)] \frac{I_e(r)}{I_e(r) + I_d(r)} \quad (3.48)$$

partindo de que

$$\Delta n_{Total}(r, t) = \Delta n_{T, Total}(r, t) + \Delta n_{E, Total}(r, t) \quad (3.49)$$

segue-se que

$$\Delta n_{T,Total}(r, t) = \Delta n_T(r, t) + \Delta n_{Piro}(r, t) \quad (3.50)$$

$$\Delta n_{E,Total}(r, t) = \Delta n_{FV}(r, t) \quad (3.51)$$

Para o caso dos cristais paraelétricos, como o $Bi_{12}SiO_{20}$ e $Bi_{12}TiO_{20}$, trabalhamos com $\Delta E_{Drift} = E_0 = 0$ (sem aplicação do campo elétrico externo) e desprezando o campo fotovoltaico $\Delta E_{FV} \rightarrow 0$, temos

$$\Delta n_{T,Total}(r, t) = \Delta n_T(r, t) + \Delta n_{Piro}(r, t) \quad (3.52)$$

$$\Delta n_{E,Total}(r, t) = \Delta n_{Dif}(r, t) \quad (3.53)$$

A evolução temporal de $\Delta n_{E,Total}$ está relacionada com $\Delta E_{Total}(t)$, sendo

$$t_E \frac{\partial \Delta E_{Total}}{\partial t} + \Delta E_{Total} = -\Delta E_{Total} \frac{I_e(r)}{I_e(r) + I_d(r)} \quad (3.54)$$

de modo que

$$\Delta E_{Total}(t) = -\Delta E_{Total}(0) [1 - \exp(-t/t_E)] \frac{I_e(r)}{I_e(r) + I_d(r)} \quad (3.55)$$

onde t_E é o tempo de formação da lente fotorrefrativa.

Analogamente ao tratamento feito anteriormente, neste caso o feixe de prova é submetido a um deslocamento de fase pela lente foto-induzida

$$\Psi_p(r, Z_1) = B \exp[-i(\frac{\pi}{\lambda_p} + \frac{r^2}{R_{1p}} + \Phi_T + \Phi_E) - r^2/\omega_{1p}^2] \quad (3.56)$$

onde

$$B = (\frac{2P_p}{\pi})^{-1/2} \frac{1}{\omega_{1p}} \exp[-i\frac{2\pi}{\lambda_p} Z_1] \quad (3.57)$$

Portanto, obtemos a expressão

$$\Psi_p(Z_1 + Z_2, t) = C \int [1 + i(\Phi_T + \Phi_E)] \exp[-(1 + iV)g] dg \quad (3.58)$$

Sendo a intensidade $I(t)$ do feixe de prova no campo distante dada por

$$I(t) = |\Psi_p(Z_1 + Z_2, t)|^2 \quad (3.59)$$

temos

$$I(t) = I(0) \left[1 - \frac{\theta_T}{2} \tan^{-1} \left(\frac{2mw}{[(1+2m)^2 + v^2] t_T / 2t + 1 + 2m + v^2} \right) - \theta_E \exp(-t/t_E) \right]^2 \quad (3.60)$$

onde $I(0)$ é a intensidade para $r = 0$ ou $t = 0$ e

$$t_T = \frac{\omega_e^2}{4D_T} \quad (3.61)$$

é a constante de tempo de formação de lente térmica,

$$D_T = \frac{K_T}{c\rho} \quad (3.62)$$

é a difusividade térmica,

$$t_E = \frac{\omega_e^2}{4\pi^2 D_E} \quad (3.63)$$

é a constante de tempo de formação de lente fotorrefrativa e

$$D_E = D_{E,Dif} + D_{E,Drift} \quad (3.64)$$

D_E é a difusividade de carga dependente do efeito de foto-indução predominante, difusão ou arraste, onde

$$D_{E,Dif} = \frac{\mu k_B T}{e} = \frac{\mu \omega_e \Delta E_{Dif}}{2\pi} \quad (3.65)$$

$$D_{E,Drift} = (\Delta E_{Drift} - \Delta E_{FV} - \Delta E_{Piro}) \mu \quad (3.66)$$

3.2 Experimentos

3.2.1 Procedimento Experimental

O arranjo experimental da técnica de lente foto-induzida com duplo feixe no modo-descasado em cristais fotorrefrativos utilizado em nossas medidas é mostrado na Fig.3.2.

O feixe de excitação foi focado por uma lente L1, a amostra PRC foi colocada em seu plano focal e sua incidência na amostra foi controlada por um *chopper* ou obturador mecânico. O feixe de prova foi focado pela lente L2, fazendo um pequeno ângulo de aproximadamente 1,5 graus em relação ao feixe de excitação e durante as medidas era centrado para passar pela lente foto-induzida e maximizar o sinal no fotodetector de silício PD1. A distância entre a amostra e o fotodetector PD1 chamamos de Z2. Em nossa configuração $Z2 \simeq 2,0m$. Uma íris de diâmetro de 4mm foi colocado em frente a PD1 para que apenas a parte central do feixe fosse captada. A disposição dos feixes próxima da amostra está ilustrado na Fig 3.3.

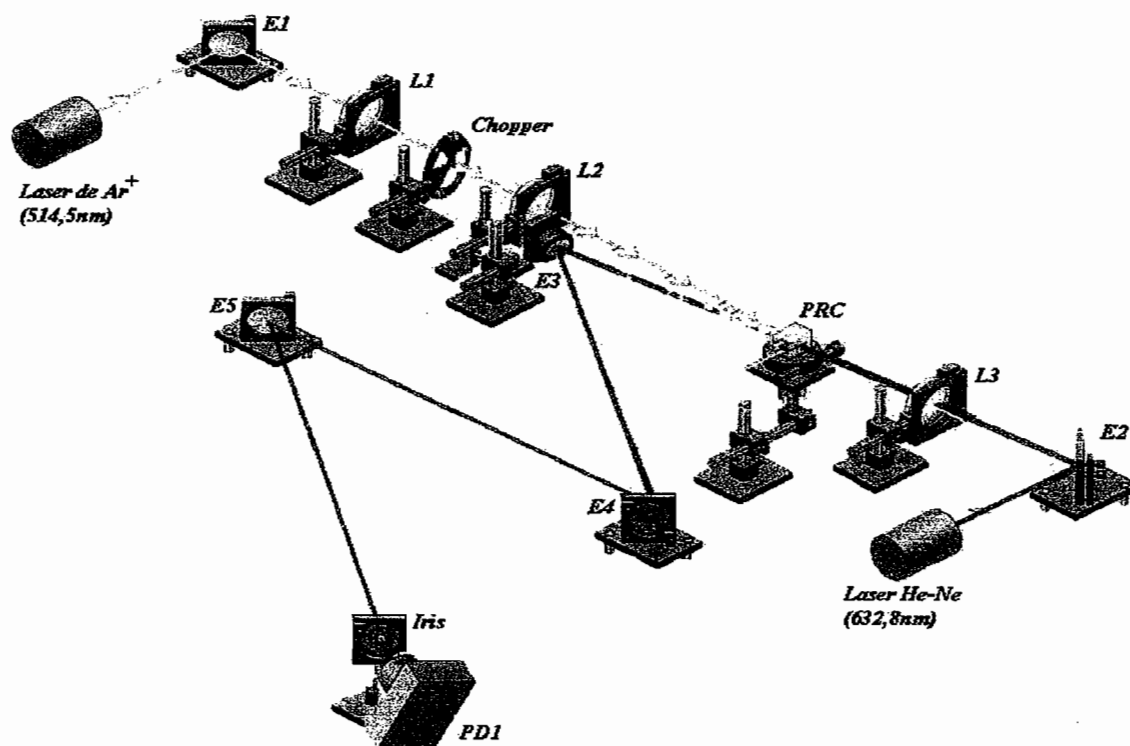


Figura 3.2: Arranjo Esquemático para medição na Técnica de Lente Térmica de modo descasado, onde o feixe de excitação é um laser de Argônio, o feixe de prova é um laser de He-Ne, E1, E2, E3, E4, e E5 são espelhos planos, L1, L2 e L3 são lentes, Chopper é um obturador mecânico, PRC é a amostra e uma íris acoplada a um fotodetector PD1.

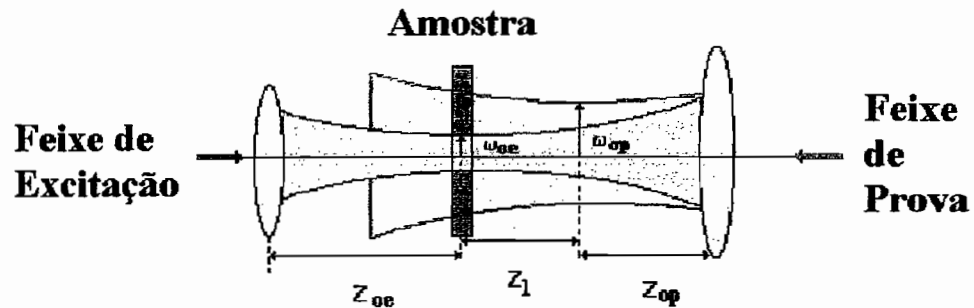


Figura 3.3: Processo de focalização dos feixes gaussianos na Técnica de Lente Térmica de modo descasado.

Como feixe de excitação usamos comprimentos de onda (λ_e) de um laser de Argônio ($\lambda_e=514,5\text{nm}$); ou um laser de Ti:Safira ($\lambda_e=750,0\text{nm}$), devido à alta sensibilidade fotorrefrativa dos cristais fotorrefrativos na região azul-verde do espectro. Quanto à polarização dos feixes de excitação e prova, todos eram polarizados linearmente, para o laser de Argônio polarizado verticalmente, para o laser de Ti:Safira polarizada horizontalmente e para o feixe de prova do He-Ne ($\lambda_p=632,8\text{nm}$) não houve controle na polarização do feixe. Quanto à relação de intensidades dos feixes focados temos uma razão de 5 a 8 vezes na cintura dos feixes de excitação e prova.

A determinação de m e V , onde $m = (\omega_p/\omega_e)^2$ e $V = (Z_1/Z_{cp})$, para otimização do arranjo experimental, foi feita para todos os comprimentos de onda dos feixes de excitação e prova para termos uma maior sensibilidade da técnica. Assim, para determinarmos os parâmetros m e V , ou seja, as posições focais das lentes L1 e L2 e seus raios no foco, colocamos uma íris acoplada a um detector e centrada no feixe laser, sobre um trilho óptico. O detector foi montado no trilho com suporte tipo xyz. Deslocando o detector ao longo do trilho determinamos a dependência em z na intensidade axial para os feixes de excitação e prova. A posição onde a intensidade é máxima, foi usualmente considerada

Tabela 3.1: A determinação de m e V , onde $m = (\omega_p/\omega_e)^2$ e $V = (Z_1/Z_{cp})$.

$\lambda(\text{nm})$	514,5	632,8	750,0	838,8
$\omega(10^{-3}\text{cm}^{-1})$	3,32	18,03	4,55	6,76
$V(\text{s})$	1,73	1,73	1,52	1,73
m	29,5		8,35	5,63

como cintura do feixe ou posição focal do feixe.

Utilizando lentes de comprimento focal de 20,0cm, determinamos a cintura dos feixes e os respectivos parâmetros confocais para os feixes de excitação e prova para cada comprimento de onda. Assim, com $\omega^2(z)$ pudemos obter m e V de modo a ter uma configuração ajustada e com maior sensibilidade, ver Tab. 3.1.

Para otimizarmos a técnica, realizamos várias medidas em amostras de LiNbO_3 : *puro* cujos valores dos parâmetros termo-ópticos são bem conhecidos. Foi adotado o seguinte procedimento: primeiramente, posicionamos a amostra na cintura do feixe de excitação e deixamos passar por ela apenas o feixe de prova. Com auxílio dos espelhos E3, E4 e E5 na Fig.3.2, direcionamos o feixe transmitido até o fotodetector PD1, onde maximizamos o sinal com ajuda de um multímetro.

Em seguida, incidimos o feixe de excitação de tal forma que ele cruze com o feixe de prova na amostra. O feixe de excitação age na amostra fotorrefrativa produzindo uma lente foto-induzida e o feixe de prova, ao passar pela lente formada, sofre uma variação na sua intensidade (focalização ou desfocalização) que é captada pelo fotodetector PD1 no campo distante. O que medimos com a técnica é exatamente esta variação da inten-

sidade que ocorre da ordem de milisegundos (termo-óptico) e microsegundos a segundos (fotorrefrativo).

Como exemplo, uma curva característica do sinal de lente foto-induzida para amostra de $LiNbO_3$: *puro* pode ser vista na Fig.3.5, onde temos um aumento de intensidade da luz no fotodetector, o que significa Δs foto-induzido maior que zero. Nesta curva, o laser de excitação que estava operando era um laser de Ar^+ ($\lambda_e = 514,5nm$) com uma potência de $\simeq 100,0mW$. Podemos ajustar esta curva transiente com a equação de lente foto-induzida termicamente (eq. 3.22 ou 3.60) e obter com a máxima confiabilidade os parâmetros ajustados t_T e θ_T , ou seja o tempo característico de formação da lente térmica e a variação da fase do feixe de prova no campo distante, respectivamente, para determinarmos a difusividade e condutividade térmica (eqs. 3.21 ou 3.62) e o coeficiente de variação do caminho óptico com a temperatura ds/dT (eq. 3.15 ou 3.47).

Foram repetidos os ajustes para diversas medidas variando a potência do feixe de excitação e o intervalo de tempo, de modo que a relação $\theta_T \times P_e$ apresentem uma dependência linear, pois pela equação 3.14 θ_T é diretamente proporcional a P_e .

A análise de erro da técnica é feita com base nos erros experimentais das medidas envolvidas e pelos erros relacionados aos parâmetros ajustados t_T e θ_T , assim, para a difusividade térmica D o arranjo experimental permite estimar um erro da ordem de 9,0 por cento, ver referência [32-35].

Todas as medidas foram feitas em cristais fotorrefrativos em condição de circuito aberto, sem aplicação de campo elétrico externo, com a iluminação do feixe de prova agindo como intensidade incoerente quase uniforme que tem uma forte influência na intensidade "escura", onde $P_p = 3mW$ para todas as amostras fotorrefrativas de um feixe laser de He-Ne com comprimento de onda de 632,8nm, com feixes de excitação e

prova polarizados linearmente, como já foi mencionado.

3.2.2 Resultados Experimentais

Nesta subseção apresentaremos os resultados experimentais de medidas feitas utilizando a técnica de lente foto-induzida com duplo feixe no modo-descasado, cujo arranjo experimental foi detalhado na seção anterior, em cristais fotorrefrativos. Com esses resultados buscamos determinar alguns parâmetros termo-ópticos e fotorrefrativos, importantes no entendimento do efeito de foto-indução e mudança do índice de refração nesses materiais e em aplicações dos cristais fotorrefrativos nos diversos campos da óptica moderna.

Medidas de absorção óptica na região do visível foram feitas entre 400nm e 820nm utilizando um espectrofotômetro HP4328S. Para observar efeitos de polarização da luz nas amostras de cristais fotorrefrativos niobato de lítio puro e dopado com Ferro, BTO e BSO, fizemos uma série de medidas de absorbância e transmitância controlando a polarização da luz emitida pela lâmpada de Xenônio fonte característica deste espectrofotômetro, veja Fig.3.4.

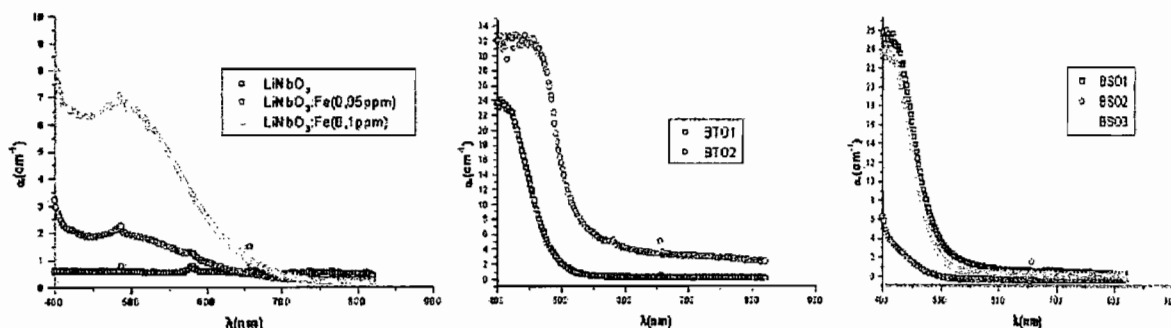


Figura 3.4: Medidas de absorção óptica na região do visível foram feitas entre 400nm e 820nm utilizando um espectrofotômetro HP4328S.

A expressão que relaciona a espessura x da amostra, os coeficientes de Transmissão T , reflexão R e absorção α e que, além disso, leva em conta as reflexões internas múltiplas que ocorrem nas interfaces do cristal é dada por

$$T = \frac{(1 - R)^2 \exp(-\alpha x)}{1 - R^2 \exp(-2\alpha x)} \quad (3.67)$$

Esta equação pode ser resolvida para α resultando na expressão

$$\alpha = -\frac{1}{x} \ln \frac{1}{R^2} \left(-\frac{(1 - R)^2}{2T} + \left(\left(\frac{(1 - R)^2}{2Tx} \right)^2 + R^2 \right)^{1/2} \right) \quad (3.68)$$

que será utilizada em nossos cálculos.

O coeficiente de reflexão será calculado usando a equação de Fresnel para incidência normal

$$R = \left(\frac{n - 1}{n + 1} \right)^2 \quad (3.69)$$

onde n é o índice de refração. Os valores de n serão calculados para cada comprimento de onda λ , usando a relação de dispersão do ajuste de Sellmmeier

$$n^2 - 1 = \frac{S_0 \lambda_0^2}{1 - \lambda_0^2 / \lambda^2} \quad (3.70)$$

A seguir, apresentamos separadamente em função de suas particularidades nos parâmetros termo-ópticos e fotorrefrativos, os resultados obtidos com medidas em cristais fotorrefrativos.

Cristais Fotorrefrativos de Niobato de Lítio $LiNbO_3$: puro. Para o $LiNbO_3$ puro foram feitas uma série de medidas utilizando o arranjo experimental da Fig.3.2 de

de lente foto-induzida com duplo feixe no modo-descasado. Medidas variando a potência do laser de excitação e a frequência do *chooper* ou obturador mecânico para otimizar os resultados, utilizamos a linha $\lambda_e = 514,5nm$ do laser de Argônio para o feixe de excitação polarizado linearmente verticalmente e como feixe de prova utilizamos um laser de He-Ne, $\lambda_p = 632,8nm$, polarizado linearmente. O $LiNbO_3 : puro$ apresenta coeficiente de absorção $A_e = 0,025cm^{-1}$ para $\lambda_e = 514,5nm$ [78]. A amostra estava sob condição de circuito aberto e o eixo-c paralelo à direção de propagação do feixe de excitação. Do ajuste da transmitância normalizada do sinal de lente foto-induzida obtivemos os parâmetros t_T e θ_T de onde determinamos o tempo característico de formação da lente foto-induzida, da ordem de $t_T=0,21ms$, ver Fig.3.5; também observamos a linearidade da curva de $\theta_T \times P_e$, ou seja, a perturbação de fase linearmente dependente da potência do feixe de excitação.

No caso do $LiNbO_3 : puro$, inicialmente vamos fazer uma análise do efeito térmico, no caso da lente foto-induzida ser decorrente de um gradiente de índice devido a uma variação de temperatura, há uma dependência direta da formação da lente a dn/dT ; no $LiNbO_3 : puro$, o $dn/dT > 0$, assim deveríamos esperar uma auto-focalização do feixe e um $ds/dT > 0$. Com relação ao efeito de campo foto-induzido, ou efeito fotorrefrativo, o gradiente de índice deve ser analisado para cada campo foto-induzido na amostra: o campo de difusão é desprezado, pois $\omega_e(z)$ é da ordem de micrometros; o campo de arraste devido ao campo elétrico externo é nulo ($E_0 = 0$); o campo fotovoltaico também é desprezado, pois o coeficiente fotovoltaico κ para o niobato de lítio puro é muito pequeno, pois está relacionado à concentração de impurezas intrínsecas doadoras e aceitadoras. Enfim, o único efeito de campo que pode influenciar a formação da lente foto-induzida é o campo pirolétrico que também é dependente do gradiente de temperatura.

Assim, podemos fazer a análise da perturbação do índice devido à variação $\Delta T(r, t)$, de modo que o ajuste da equação de lente foto-induzida nos permite obter o tempo térmico característico, a difusividade e condutividade térmica, o coeficiente de variação do caminho óptico e do índice de refração com a temperatura.

$$\Delta n_{T, Total}(r, t) = \Delta n_T(r, t) + \Delta n_{Piro}(r, t) \quad (3.71)$$

onde

$$\Delta n_T(r, t) = \left(\frac{dn}{dT}\right)_T \Delta T(r, t) \quad (3.72)$$

$$\Delta n_T(r, t) = \left(\frac{dn}{dT}\right)_{Piro} \Delta T(r, t) = \frac{n^3 r^{eff}}{2\epsilon\epsilon_0} \frac{dP_s}{dT} \Delta T(r, t) \quad (3.73)$$

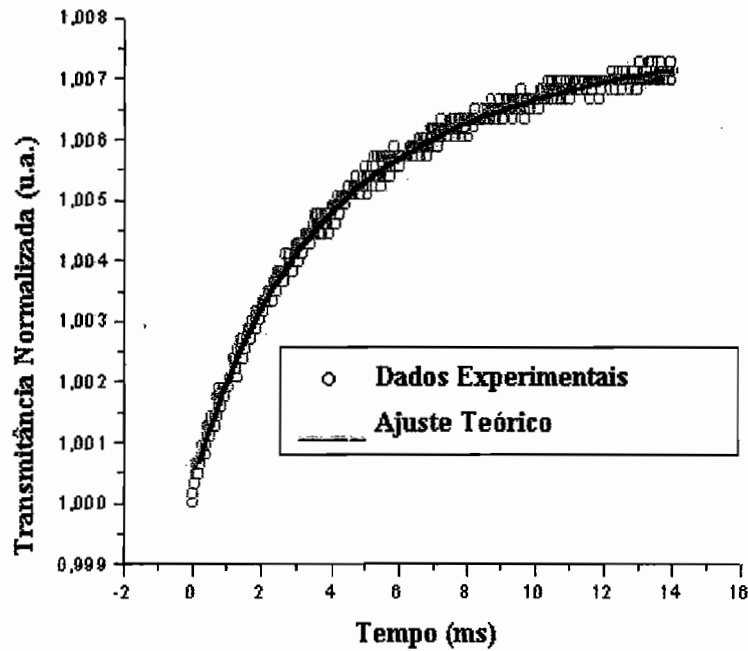


Figura 3.5: Medidas de Lente Foto-induzida para o niobato de lítio, com $\lambda_e = 514,5$ nm.

Sendo $dn/dT > 0$ e $dn_{piro}/dT < 0$ (pois, $dP_s/dT < 0$), o efeito de auto-focalização só será possível se $ds/dT > 0$, ou seja,

$$\frac{ds}{dT} = \frac{dn}{dT} + \alpha(n-1)(1+\nu) + n^3 \alpha Y (q_{||} + q_{\perp})/4 + \frac{n^3 r^{eff}}{2\epsilon\epsilon_0} \frac{dP_s}{dT} \quad (3.74)$$

Tabela 3.2: Valores obtidos de medidas de lente foto-induzida em cristais fotorrefrativos niobato de lítio $LiNbO_3$ e $LiNbO_3 : Fe$.

	$LiNbO_3 : puro$	$LiNbO_3 : Fe$	$LiNbO_3 : Fe$	Ref.
$\lambda_e(\text{nm})$	514,5	514,5	750,0	
$t_T(\text{ms})$	0,21	0,22	0,44	
$D_T(10^{-3}\text{cm}^2/\text{s})$	12,95	12,29	11,51	13,20[83]
$K_T(10^{-3}\text{W}/\text{Kcm})$	39,0	34,7	37,4	46,0[77]
$L(\text{cm})$	0,316	0,287	0,287	
$A_e(\text{cm}^{-1})$	0,025[77]	0,15	6,23	0,025[77]
$\rho(\text{g}/\text{cm}^3)$	4,65	4,65	4,65	4,65[77,78,79]
$c(\text{J}/\text{gK})$	0,648	0,648	0,648	0,648[77,84]
$n_o(\lambda_p)$	2,333	2,333	2,333	2,333[77,78,79,84]
$n_e(\lambda_p)$	2,227	2,227	2,227	2,227[77,78,79,84]
$\alpha(10^{-6}\text{K}^{-1})$	4,0	4,0	4,0	4,0[77]
ν	0,25	0,25	0,25	0,25[79]
Y	2,85	2,85	2,85	2,85[78]
q_{\parallel}	0,08	0,08	0,08	0,08[78]
q_{\perp}	-0,026	-0,026	-0,026	-0,026[78]
$r_{13}(\text{pm}/\text{V})$	9,6	9,6	9,6	9,6[77,78]
$r_{33}(\text{pm}/\text{V})$	30,9	30,9	30,9	30,9[77,78]
$ds/dT(10^{-6}\text{K}^{-1})$	6,4	10,4	6,55	
$dP_s/dT(10^{-5}\text{K}^{-1})$	-8,0	-8,0	-8,0	-8,0[81]
$dn_o/dT(10^{-6}\text{K}^{-1})$	4,9	8,84	4,9	5,2[77,78]
$dn_e/dT(10^{-5}\text{K}^{-1})$	4,8	5,02	4,42	4,3[77,78]

for positivo, o que está de acordo com nossos resultados e com a literatura, ver Tabela 3.2, se levarmos em conta o segundo e terceiro termo da equação para ds/dT , isto significa que não podemos desprezar os efeitos de expansão térmica e estresse termo-óptico na formação da lente foto-induzida (focalização) nesses cristais fotorrefrativos. Também fizemos uma série de medidas girando a amostra de 90 graus e para essa configuração cristalográfica não foram observados efeitos de polarização. Estes resultados nos permitem afirmar a validade da técnica para medir efeitos termo-ópticos e piroelétricos em cristais fotorrefrativos do $LiNbO_3$: *puro*.

Cristais Fotorrefrativos de Niobato de Lítio dopado com Ferro: $LiNbO_3$: $Fe(0,1ppmFe^{2+})$. Neste caso, fizemos medidas com 2 comprimentos de onda diferentes para o feixe de excitação, $\lambda_e = 514,5nm$ (laser de Argônio) e $\lambda_e = 750,0nm$ (laser de Ti:safira), o primeiro com polarização linear vertical e o segundo horizontal. O feixe de prova utilizado foi $\lambda_p = 632,8nm$ de um laser de He-Ne polarizado linearmente, este também nos servirá com iluminação uniforme incoerente influenciando a iluminação dark. Quanto à amostra de $LiNbO_3$: $Fe(0,1ppmFe^{2+})$ foi orientada com o eixo-c paralelo a direção de propagação do feixe de excitação e sob condição de circuito aberto. Os coeficientes de absorção óptica medidos foram $A_e = 6,23cm^{-1}$ para $\lambda_e = 514,5nm$ e $A_e = 0,15cm^{-1}$ para o $\lambda_e = 750,0nm$.

Vamos agora analisar cada caso separadamente para as medidas com diferentes λ_e . Partindo do fato de que os cristais fotorrefrativos $LiNbO_3$: Fe têm alta sensibilidade fotorrefrativa na região azul-verde do espectro. Iniciaremos pelas medidas com $\lambda_e = 750,0nm$. Neste caso, devemos levar em conta a influência do efeito fotovoltaico que tem uma relação direta com a concentração de impurezas na amostra, porém a baixa sensibilidade da amostra para este comprimento de onda nos permite desprezar este

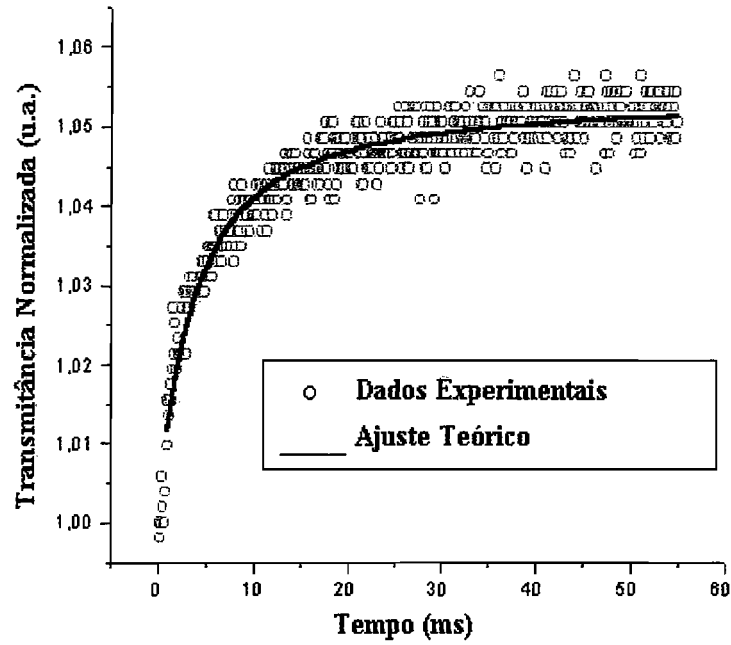


Figura 3.6: Medidas de Lente Térmica para o niobato de lítio dopados com ferro, com $\lambda_e = 750,0$ nm.

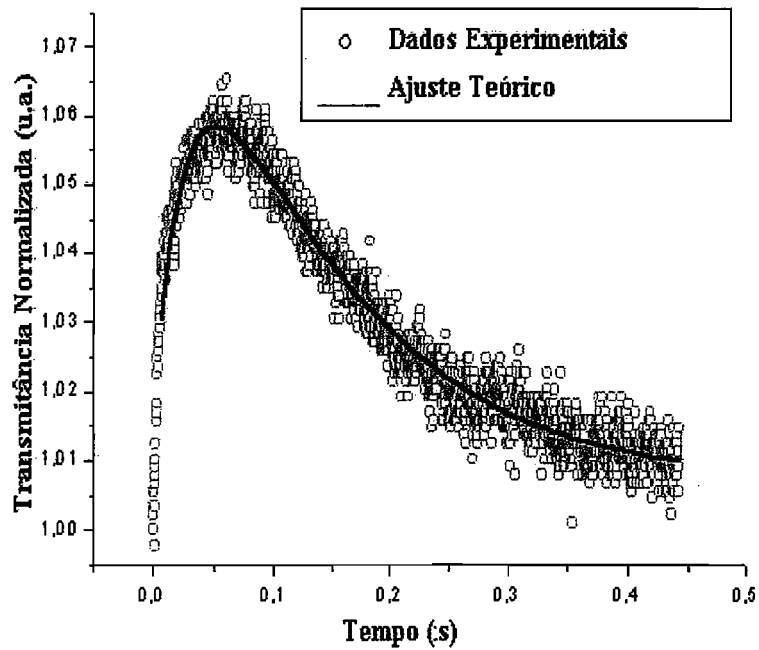


Figura 3.7: Medidas de Lente Térmica para o niobato de lítio dopados com ferro, com $\lambda_e = 514,5$ nm.

efeito. Assim, podemos fazer a análise como no $LiNbO_3$: *puro* e somente considerar os efeitos termo-ópticos e piroelétricos na perturbação do índice de refração. Como ambos

dependem de $\Delta T(r, t)$, o ajuste da curva de lente foto-induzida nos permite determinar parâmetros termo-ópticos (ver Fig. 3.6), bem como observar o efeito de focalização do feixe, pois $ds/dT > 0$ (como na amostra de $LiNbO_3 : puro$), independe da polarização dos feixes para o cristal com essa configuração cristalina. Comparando esses resultados com os obtidos para o $LiNbO_3 : puro$ e da literatura, observamos uma boa concordância, ver Tab.3.2.

Para as medidas feitas com o feixe de excitação com $\lambda_e = 514,5nm$, a alta sensibilidade dos campos foto-induzidos na região azul-verde do espectro visível, mais especificamente o campo fotovoltaico, pois os outros campos foto-induzidos na amostra podem ser desprezados em relação a este, analogamente ao $LiNbO_3 : puro$. Este fato nos obriga a fazer uma nova análise, pois a perturbação do índice terá agora uma dependência ao efeito termo-óptico e piroelétrico (devido a $\Delta T(r, t)$) e também ao efeito fotovoltaico, este fortemente dependente da intensidade do feixe de excitação $I_e(r)$ e da constante fotovoltaica κ . Também devemos levar em conta a intensidade do feixe de prova $I_p(r)$ que neste caso funciona como uma iluminação adicional incoerente uniforme com forte influência na intensidade "escura".

Como é de se esperar a perturbação no índice devido a $\Delta T(r, t)$ provoca na lente foto-induzida um efeito de focalização do feixe, como pode ser verificado para $\lambda_e = 750,0nm$ (ver Figura 3.6); e para $\lambda_e = 514,5nm$ no intervalo de tempo da ordem de $10ms$ (ver Figura 3.7). Porém, para $\lambda_e = 514,5nm$ e intervalos de tempo maiores que milisegundos observamos um forte efeito de defocalização que pode ser explicado pela forte influência do efeito fotovoltaico no gradiente de índice de refração na região iluminada.

Assim, do ajuste da curva de lente foto-induzida para intervalos de tempo longos, no caso do $LiNbO_3 : Fe$, poderemos após uma análise detalhada estimar o campo foto-

voltaico.

Cristais Fotorrefrativos Silenitas $Bi_{12}TiO_{20}$ e $Bi_{12}SiO_{20}$. Para os cristais fotorrefrativos silenitas foram feitas uma série de medidas com comprimentos de onda diferentes para o feixe de excitação, $\lambda_e = 514,5nm$ (laser de Argônio), $\lambda_e = 750,0nm$ e $\lambda_e = 838,0nm$ (laser de Ti:safira), o primeiro com polarização linear vertical e o segundo horizontal. O feixe de prova utilizado foi $\lambda_p = 632,8nm$ de um laser de He-Ne polarizado linearmente, este também nos servirá com iluminação uniforme incoerente influenciando a iluminação dark. As amostras foram orientadas em duas configurações, com a eletro-óptica transversa e com o eixo (001) paralelos à direção de propagação do feixe de excitação e sob condição de circuito aberto. Os coeficientes de absorção óptica medidos para o cristal $Bi_{12}TiO_{20}$ e $Bi_{12}SiO_{20}$ são mostrados nas Tabelas 3.3 e 3.4, respectivamente.

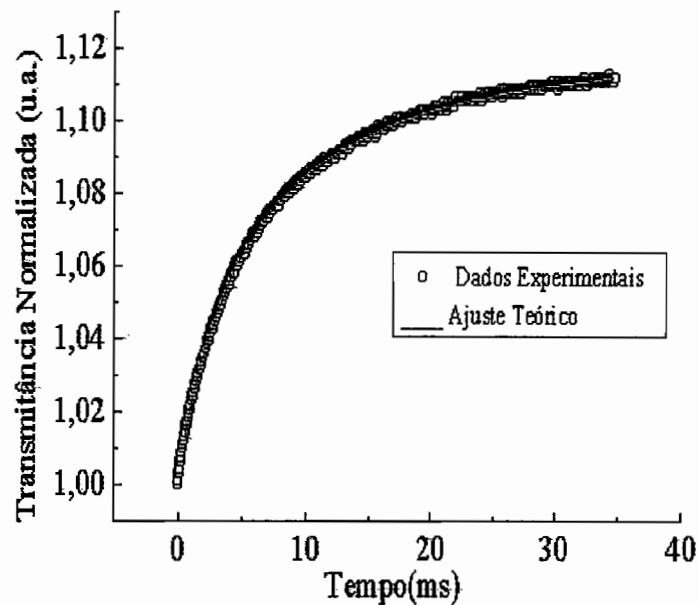


Figura 3.8: Medidas de Lente Foto-induzida para o $Bi_{12}TiO_{20}$, com $\lambda_e = 750,0$ nm.

Vamos agora analisar cada caso separadamente para as medidas com diferentes λ_e .

Tabela 3.3: Valores obtidos de medidas de lente foto-induzida em cristais fotorrefrativos

*Bi*₁₂*TiO*₂₀.

	<i>Bi</i> ₁₂ <i>TiO</i> ₂₀ [001]		<i>Bi</i> ₁₂ <i>TiO</i> ₂₀ [110]		Ref.
$\lambda_e(\text{nm})$	514,5	838,0	514,5	750,0	
$\tau_T(\text{ms})$	0,38	1,68	0,42	0,74	
$D_T(10^{-3}\text{cm}^2/\text{s})$	7,25	6,80	6,56	7,04	
$K_T(10^{-3}\text{W}/\text{Kcm})$	1,38	1,29	1,42	1,34	1,50[88]
$L(\text{cm})$	0,120	0,120	0,309	0,309	
$A_e(\text{cm}^{-1})$	8,73	0,83	8,73	1,33	
$\rho(\text{g}/\text{cm}^3)$	9,06	9,06	9,06	9,06	9,06[84,85]
$c(\text{J}/\text{gK})$	0,021	0,021	0,021	0,021	0,021[85]
$n_o(\lambda_p)$	2,580	2,580	2,580	2,580	2,580[84,85]
$\alpha(10^{-6}\text{K}^{-1})$	14,0	14,0	14,0	14,0	14,0[85,87,90]
ν	0,28	0,28	0,28	0,28	0,28[84]
Y	204	204	204	204	204[84]
q_{\parallel}	0,08	0,08	0,08		0,08[84]
q_{\perp}	-0,026	-0,026	-0,026		-0,026[84]
$r_{41}(\text{pm}/\text{V})$	5,17[]	5,17[]	5,17[]	5,17[]	5,17[85]
$ds/dT(10^{-6}\text{K}^{-1})$	0,14	1,38	0,09	0,34	
$dP_s/dT(10^{-5}\text{K}^{-1})$	5,2	5,2	5,2	5,2	5,2[92]
$dn_o/dT(10^{-6}\text{K}^{-1})$	-36,8	-35,6	-35,4	-35,2	-34,5[85]

Tabela 3.4: Valores obtidos de medidas de lente foto-induzida em cristais fotorrefrativos $Bi_{12}SiO_{20}$.

	$Bi_{12}SiO_{20}[001]$		$Bi_{12}SiO_{20}[110]$		Ref.
$\lambda_e(\text{nm})$	514,5	750,0	514,5	750,0	
$\tau_T(\text{ms})$	0,47	0,96	0,47	0,89	
$\bar{D}_T(10^{-3}\text{cm}^2/\text{s})$	5,87	5,37	5,85	5,82	
$K_T(10^{-3}\text{W}/\text{Kcm})$	1,47	1,35	1,47	1,46	1,50[88]
$L(\text{cm})$	0,04	0,04	0,328	0,328	
$A_e(\text{cm}^{-1})$	2,65	0,44	2,65	0,44	
$\rho(\text{g}/\text{cm}^3)$	9,19	9,19	9,19	9,19	9,19[84,85]
$c(\text{J}/\text{gK})$	0,027	0,027	0,027	0,027	0,027[85]
$n_o(\lambda_p)$	2,615	2,615	2,615	2,615	2,615[84,85]
$\alpha(10^{-6}\text{K}^{-1})$	16,0	16,0	16,0	16,0	16,0[85,87,90]
ν	0,31	0,31	0,31	0,31	0,31[84]
Y	204	204	204	204	204[84]
q_{\parallel}	0,08	0,08	0,08		0,08[84]
q_{\perp}	-0,026	-0,026	-0,026		-0,026[84]
$r_{41}(\text{pm}/\text{V})$	5,0	5,0	5,0	5,0	5,0[85]
$ds/dT(10^{-6}\text{K}^{-1})$	5,90	3,40	2,24	2,72	
$dP_s/dT(10^{-5}\text{K}^{-1})$	5,2	5,2	5,2	5,2	5,2[92]
$dn_o/dT(10^{-6}\text{K}^{-1})$	-36,3	-38,8	-38,3	-37,8	-34,5[85]

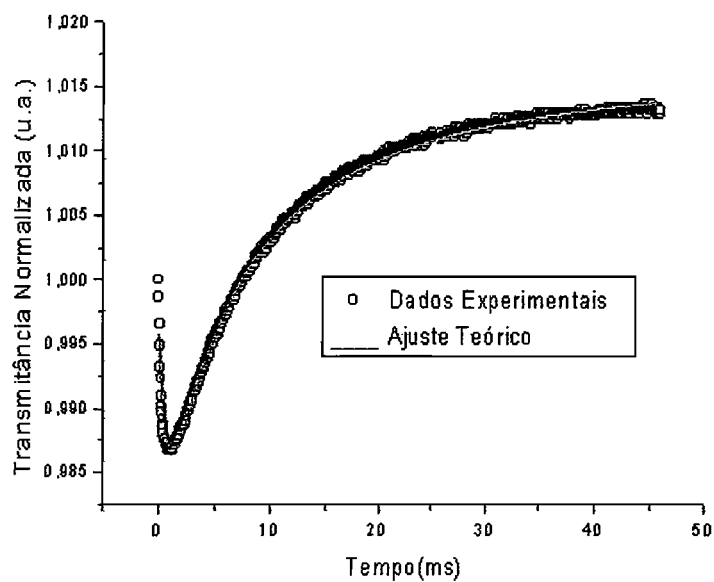


Figura 3.9: Medidas de Lente Foto-induzida para o $Bi_{12}TiO_{20}$, com $\lambda_e = 514,5$ nm.

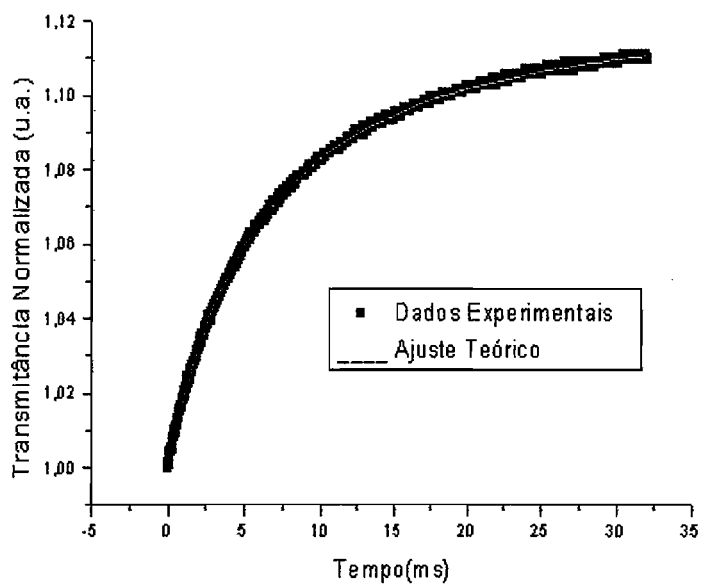


Figura 3.10: Medidas de Lente Foto-induzida para o $Bi_{12}TiO_{20}$, com $\lambda_e = 750,0$ nm.

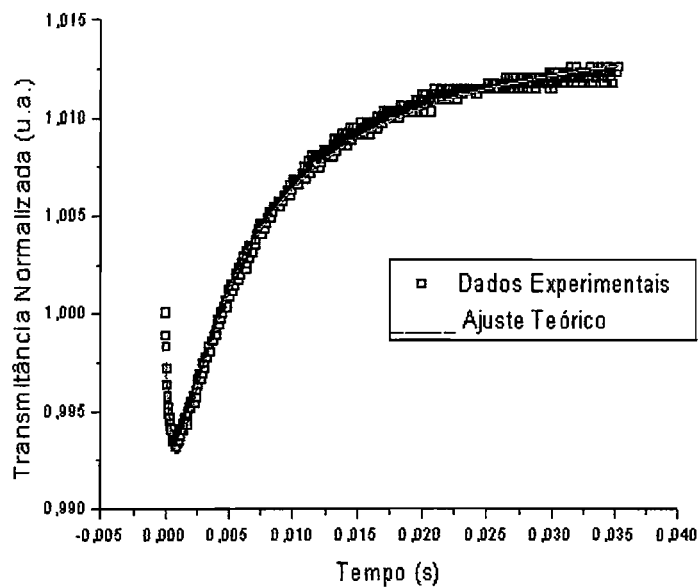


Figura 3.11: Medidas de Lente Foto-induzida para o $Bi_{12}TiO_{20}$, com $\lambda_e = 514,5$ nm.

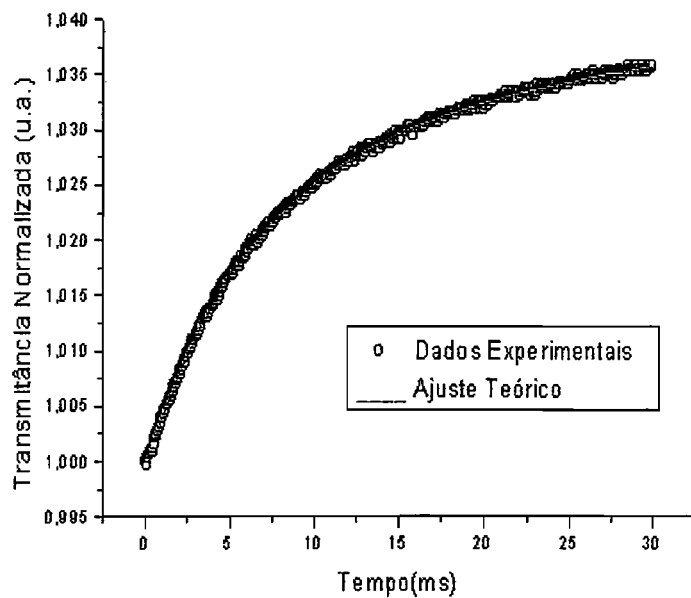


Figura 3.12: Medidas de Lente Foto-induzida para o $Bi_{12}SiO_{20}$, com $\lambda_e = 750,0$ nm.

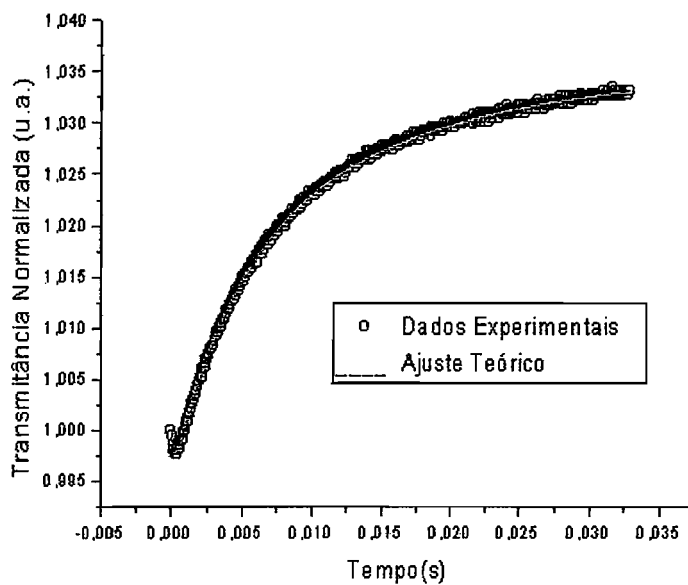


Figura 3.13: Medidas de Lente Foto-induzida para o $Bi_{12}SiO_{20}$, com $\lambda_e = 514,5$ nm.

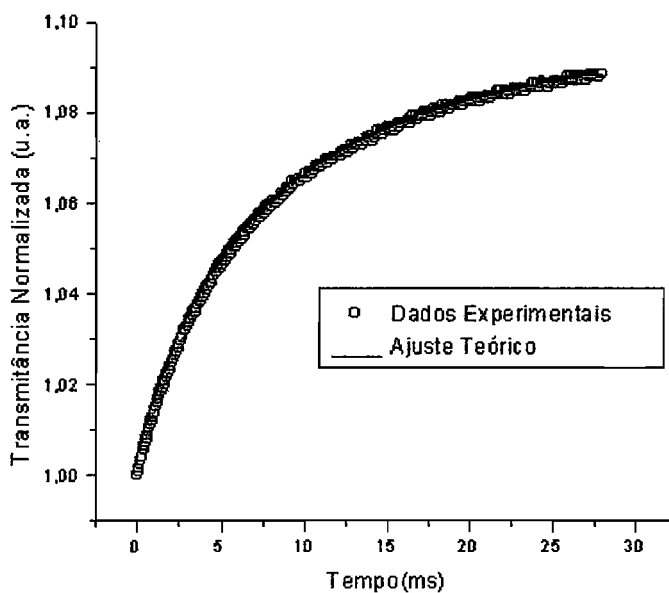


Figura 3.14: Medidas de Lente Foto-induzida para o $Bi_{12}SiO_{20}$, com $\lambda_e = 750,0$ nm.

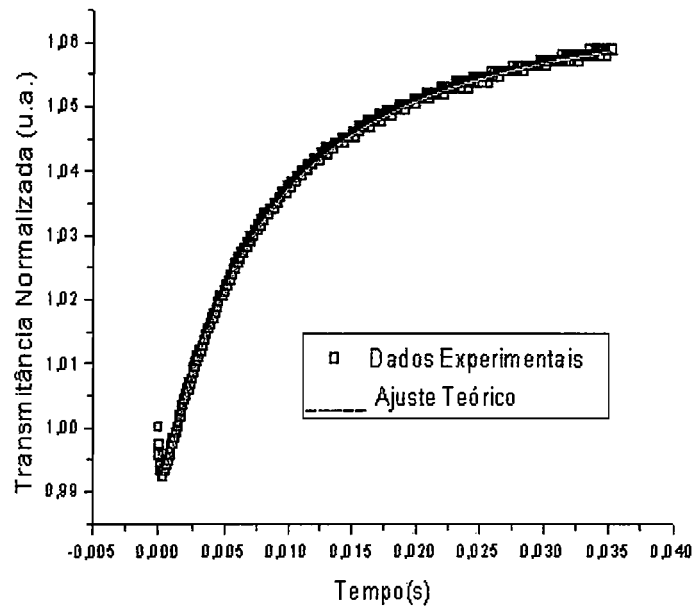


Figura 3.15: Medidas de Lente Foto-induzida para o $Bi_{12}SiO_{20}$, com $\lambda_e = 514,5$ nm.

Partindo do fato de que os cristais fotorrefrativos silenitas terem uma alta sensibilidade fotorrefrativa na região azul-verde do espectro, iniciaremos pelas medidas com $\lambda_e = 750,0nm$ e $\lambda_e = 838,0nm$. Na análise feita da dependência do índice aos efeitos foto-induzidos na seção anterior, devemos levar em conta a influência dos efeitos fotorrefrativo, termo-óptico e fotocromico, porém a baixa sensibilidade da amostra para este comprimento de onda nos permite negligenciar o efeito fotorrefrativo. Assim, podemos fazer a análise e somente considerar os efeitos termo-ópticos, piroelétrico e fotocromico na perturbação do índice de refração. Como os efeitos termo-ópticos e piroelétrico dependem de $\Delta T(r, t)$, o ajuste da curva de lente foto-induzida nos permite determinar parâmetros termo-ópticos e piroelétricos, bem como observar o efeito de focalização do feixe, pois $ds/dT > 0$, independente da polarização dos feixes para o cristal com essa configuração cristalina. Esses resultados estão nas Tabelas 3.3 e 3.4. O erro relativo foi de aproximadamente 10 por cento.

Assim, temos medidas com os cristais $Bi_{12}TiO_{20}$, com diferentes configurações cristalográficas, no infravermelho próximo nas Fig. 3.8 e 3.10; e nos cristais $Bi_{12}SiO_{20}$, com diferentes configurações cristalográficas nas Fig. 3.12 e 3.14.

Para as medidas feitas com o feixe de excitação com $\lambda_e = 514,5nm$, a alta sensibilidade dos campos foto-induzidos na região azul-verde do espectro visível, mais especificamente ao campo de difusão e ao efeito fotocromico, pois os outros campos foto-induzidos na amostra podem ser negligenciados em relação a este. Este fato nos obriga a fazer uma nova análise, pois a perturbação do índice terá agora uma dependência ao efeito termo-óptico e piroelétrico (devido a $\Delta T(r, t)$), ao efeito fotocromico e também ao efeito de difusão. Também devemos levar em conta a intensidade do feixe de prova $I_p(r)$ que neste caso funciona como uma iluminação adicional incoerente uniforme com forte influência no intensidade escura. Como é de se esperar a perturbação no índice devido a $\Delta T(r, t)$ provoca na lente foto-induzida um efeito de focalização do feixe, como pode ser verificado para $\lambda_e = 750,0nm$; e para $\lambda_e = 514,5nm$ no intervalo de tempo da ordem de $10ms$.

Assim, temos medidas com os cristais $Bi_{12}TiO_{20}$, com diferentes configurações cristalográficas, para $\lambda_e = 514,5nm$ nas Fig. 3.9 e 3.11; e nos cristais $Bi_{12}SiO_{20}$, com diferentes configurações cristalográficas nas Fig. 3.13 e 3.15.

3.3 Conclusões

Neste capítulo apresentamos resultados teóricos e experimentais para técnica de lente fotorrefrativa e térmica foto-induzida com duplo-feixe de modo descasado, com resultados teóricos e experimentais baseados no modelo de espectrometria de lente térmica de duplo-feixe de modo-descasado que tem se apresentado ideal para determinação de pro-

priedades termo-ópticas em materiais não-fotorrefrativos, mais sensível que o de duplo feixe de modo casado ou feixe único e para nosso caso, é mais conveniente, pois o feixe de prova faz também o papel de iluminação incoerente de fundo quase uniforme, influenciando na intensidade "escura". Estudamos efeitos de auto-focalização e auto-desfocalização, determinação de parâmetros termo-ópticos e fotorrefrativos em cristais fotorrefrativos, além de estabelecer uma melhor compreensão dos efeitos termo-ópticos e fotorrefrativos e suas relações e limites de atuação nesses materiais. Para o estudo de materiais fotorrefrativos, devido à sua sensibilidade para baixas intensidades, adaptamos a técnica às características inerentes desses materiais. Obtivemos bons resultados, compatíveis com a literatura, na análise do efeito de lente térmica (focalização) em cristais fotorrefrativos com a determinação de parâmetros termo-ópticos como difusividade térmica, condutividade térmica, coeficiente de variação do caminho óptico e índice de refração com a temperatura, compatíveis com a literatura, cujo tempo característico é da ordem de milissegundos. Com relação ao efeito de lente fotorrefrativa (focalização e desfocalização), os parâmetros fotorrefrativos estiveram em boa aproximação com a literatura, cujo tempo característico é da ordem de nanosegundos a segundos, com dependência na determinação desses parâmetros ao campo foto-induzido predominante no material fotorrefrativo estudado importantes em face às promissoras possibilidades de aplicações desses materiais em óptica não-linear, formação de sólitons espaciais e temporais e no processamento óptico e holográfico de dados.

Capítulo 4

Holografia em Tempo Real com Mapeamento de Fase usando Cristais Fotorrefrativos

O estudo específico do uso dos cristais fotorrefrativos em holografia em tempo real requer a determinação de algumas figuras de mérito características de cada cristal fotorrefrativo. Assim, inicialmente, para otimizarmos um arranjo experimental para Holografia em Tempo Real usando Cristais Fotorrefrativos da Família das Silenitas, neste capítulo, estudamos o registro de redes holográficas determinando algumas figuras de mérito dos cristais, nos regimes de difusão e arraste. Em seguida, com o Arranjo Holográfico otimizado para Holografia e Interferometria Holográfica em Tempo Real, acoplamos um sistema de análise para o Mapeamento da Fase das superfícies dos objetos analisados.

4.1 Mistura de Ondas em Cristais Fotorrefrativos.

Quando dois feixes de luz coerentes interferem num meio fotorrefrativo[1-3,5,7], ver Fig. 2.3, a variação periódica da intensidade luminosa devido à interferência gera uma rede de índice de refração em volume, ver Fig. 2.4. O vetor de onda da rede é dado por $\mathbf{K} = \mathbf{k}_O \pm \mathbf{k}_R$, onde \mathbf{k}_R e \mathbf{k}_O são vetores de onda dos feixes referência e objeto, respectivamente. A presença de uma rede de índices de refração poderia afetar a propagação desses dois feixes. De fato, essas ondas são difratadas pela rede de índices por causa do espalhamento de Bragg. Então, o feixe R é espalhado pela rede de índices e o feixe difratado está se propagando ao longo da direção do feixe O. Similarmente o feixe O é espalhado pela mesma rede e o feixe difratado está se propagando ao longo da direção do feixe R. Isto depende da energia do acoplamento e o espalhamento é conhecido como auto-difração[1,4-6,11].

Considerando a interação de dois feixes laser com mesma frequência e polarização perpendicular ao plano de incidência num cristal fotorrefrativo, formou-se um padrão de interferência estacionário. Como vimos esse padrão de interferência gera uma rede de índice no volume do cristal via efeito fotorrefrativo, com defasagem em relação ao padrão de interferência. Assim, sendo os campos elétricos das duas ondas

$$E_j = A_j e^{i(\omega t - \mathbf{k}_j \cdot \mathbf{r})} \quad (4.1)$$

onde $j = R, O$ e essas vão se propagar no cristal com uma rede de índice dada por

$$n = n_0 + \left[\frac{n_1}{2} e^{i\phi} \frac{R^* O}{I_0} e^{-i(\mathbf{k}_j \cdot \mathbf{r})} + cc \right] \quad (4.2)$$

onde R e O correspondem às amplitudes dos campos elétricos das duas ondas e ϕ indica a fase que a rede de índice é defasada com relação ao padrão de interferência.

Das equações de Maxwell, obtemos a equação que descreve o acoplamento das ondas no volume do cristal

$$\nabla^2 E + \frac{\omega^2}{c^2} n^2 E = 0 \quad (4.3)$$

No processo de mistura de duas ondas co-direcionais, os dois feixes laser entram no cristal pelo mesmo lado ($z = 0$). Resolvendo a equação de acoplamento de duas ondas [4,11], teremos

$$\frac{dR}{dz} = \frac{-1}{2I_0} \Gamma |S|^2 R - \frac{\alpha}{2} R \quad (4.4)$$

$$\frac{dS}{dz} = \frac{-1}{2I_0} \Gamma |R|^2 S - \frac{\alpha}{2} S \quad (4.5)$$

onde

$$\Gamma = i \frac{2\pi n_1}{\lambda \cos \theta} e^{(-i\phi)} \quad (4.6)$$

e

$$R = \sqrt{I_R} e^{(-i\psi_R)} \quad (4.7)$$

$$S = \sqrt{I_S} e^{(-i\psi_S)} \quad (4.8)$$

sendo os ψ s fases das amplitudes complexas de R e S. Assim, resolvendo as equações acima obtemos as soluções de onda acopladas

$$I_R(z) = I_R(0) \frac{1 + m^{-1}}{1 + m^{-1} e^{\gamma z}} e^{-\alpha z} \quad (4.9)$$

$$I_S(z) = I_S(0) \frac{1 + m^{-1}}{1 + m^{-1} e^{\gamma z}} e^{-\alpha z} \quad (4.10)$$

sendo $m = I_R(0)/I_S(0)$, α é o coeficiente de absorção do cristal e γ é a constante de acoplamento.

4.2 Propriedades de Difração de Rede em Cristais Fotorrefrativos.

Consideraremos as propriedades de difração de uma rede de índices em volume presente dentro de um meio fotorrefrativo[1,4-8]. Esta rede pode ser foto-induzida por um par de feixes coerentes interferindo. Quando esta rede é lida por um feixe incidente sob o ângulo de Bragg, ocorre uma estranha difração. O feixe incidente e o feixe difratado poderão não somente afetar a existência da rede, mas também induzir uma nova rede fotorrefrativa. Então a difração da luz em meio fotorrefrativo é diferente de uma simples difração de Bragg, ver Fig. 2.5.

A evolução temporal da eficiência de difração num meio fotorrefrativo será dada por

$$\eta = \left(\frac{\pi n^3 r_{41} \delta E}{2\lambda \cos \theta} m \frac{\sin \rho l}{\rho} \right)^2 \quad (4.11)$$

onde

$$\Delta n = \frac{1}{2} n^3 r_{41} \delta E (1 - e^{-t/\tau}) \quad (4.12)$$

Conseqüentemente, a relação de intensidades de dois feixes interagindo no meio fotorrefrativo será

$$I = I_{residual} + I_{dif} (1 - e^{-t/\tau})^2 \quad (4.13)$$

4.3 Hologramas de Volume e Hologramas Planos

Os diversos materiais fotorrefrativos podem ser usados como meio de registro holográfico[1-3]. Quando a amplitude complexa de um objeto é registrado no meio pelo padrão de interferência, uma variação foto-induzida periódica do índice Δn é produzida. Foi demonstrado que do padrão de interferência registrado, uma imagem tri-dimensional

do objeto original pode ser reconstruída quando o meio de registro é um filme holográfico convencional. Assim, estudaremos algumas propriedades fundamentais dos hologramas planos e de volume.

No registro holográfico, o feixe referência é usualmente uma onda plana quando o feixe objeto é também uma onda plana o padrão de interferência é uma função senoidal da posição, de modo que uma variação senoidal do índice de refração é chamada rede. Se uma onda plana ou rede carrega informação não espacial, um holograma se constitui de várias redes para registro de informação espacial de um objeto qualquer, ou seja, um objeto que contém informação espacial pode sempre ser representado como uma superposição linear de várias ondas planas. Pela interferometria com a onda plana de referência, cada componente da onda plana do feixe objeto forma uma rede com o feixe referência. Então, o holograma registrado consiste de várias redes, cada uma com um vetor de onda diferente. Até recentemente, o padrão de interferência entre o objeto e o feixe referência era registrado em filmes holográficos de haletos de prata[39,40], resultando em holograma plano. Com os meios fotorrefrativos, registramos hologramas de volume[1,40,41].

Considerando a rede de transmissão com um índice de refração

$$n = n_0 + n_1 \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) \quad (4.14)$$

definindo o fator de largura da rede

$$Q = \frac{2\pi\lambda L}{n_0\Lambda^2} \quad (4.15)$$

para $Q > 1$, teremos uma rede de volume e para $Q < 1$ uma rede plana.

Em uma rede plana, a espessura (ou comprimento de interação) é pequeno

$$L < \frac{n_0\Lambda^2}{2\pi\lambda} \quad (4.16)$$

a espessura finita gera uma incerteza em K_z é igual a

$$\Delta K_z = \frac{2\pi}{L} \quad (4.17)$$

Na rede de volume, a eficiência de difração requer

$$\mathbf{k}' = \mathbf{k} + \mathbf{K} \quad (4.18)$$

onde \mathbf{k} é o vetor de onda incidente e \mathbf{k}' é o vetor de onda do feixe difratado e a magnitude do vetor de onda k' é resultado da conservação de energia, e $k' = k = \omega n_0/c$. Estas duas condições geram uma única direção de incidência para eficiência de difração em redes planas e a conservação do momento é

$$\mathbf{E} = \rho_0 \frac{\mathbf{K}}{\mathbf{K} \cdot \epsilon \mathbf{K}} \quad (4.19)$$

Considere o registro de uma onda objeto em meio plano $z = 0$. O feixe referência

$$\mathbf{E}_R = \mathbf{A}_R e^{i(\omega t - \mathbf{k}_R \cdot \mathbf{r})} \quad (4.20)$$

resulta da interferência e do registro um holograma é formado com Δn dado por

$$\Delta n = n_1 \mathbf{A}_R^* \mathbf{A}_S e^{i(k_{Rx}x - k_{Ry}y)} + c.c. \quad (4.21)$$

Se o holograma é iluminado com o mesmo feixe referência, a luz transmitida pelo holograma é

$$\mathbf{E}_T = \mathbf{E}_R e^{-i(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta n d)} \quad (4.22)$$

onde d é a espessura do holograma. Para este holograma, $2\pi \Delta n d / \lambda \ll 1$ e a onda transmitida pode ser escrita

$$\mathbf{E}_T = \mathbf{E}_R - i \frac{2\pi}{\lambda} d \Delta n \mathbf{E}_R \quad (4.23)$$

que consiste de uma porção E_R não-difratada e uma difratada. Usando as equações acima, a onda difratada para $z = 0$, pode ser escrita

$$\mathbf{E}_D = -i \frac{2\pi}{\lambda} d \Delta n E_R = -i \frac{2\pi}{\lambda} d n_1 \mathbf{A}_R^2 A_S e^{i\omega t} \quad (4.24)$$

que é exatamente proporcional à onda objeto E_S para $z = 0$, ou seja, E_D é proporcional a E_S para $z > d$.

Assim, mostramos que hologramas planos são adequados para reconstrução de ondas objeto. Porém, as vantagens de hologramas de volume são a seletividade de Bragg e a alta eficiência de difração. Mencionamos que difração, ou auto-leitura, de hologramas de volume requerem um alinhamento preciso do feixe de leitura, ou seja, o feixe de leitura deve ser exatamente paralelo ao feixe referência para reconstrução da onda objeto. A espessura do holograma não somente impõe limites à condição de Bragg, mas também provoca aumento da eficiência de difração que em hologramas planos é relativamente pequena devido ao comprimento de interação.

4.4 Capacidade de Armazenamento Holográfico em Cristais Fotorrefrativos

A capacidade de armazenamento de hologramas de volume de cristais fotorrefrativos é o número máximo de redes distinguíveis que podem ser armazenadas. Os valores podem ser obtidos da representação do espaço-k na rede. Assim, podemos definir a capacidade de armazenagem como um número máximo de redes distinguíveis que podem ser confinadas por uma rede espacial. É um limite superior teórico baseado em condições de incerteza [1,4,5,10,38].

Para determinar este limite superior dentro do espaço-k, se duas redes adjacentes são distinguíveis e tendo o volume no espaço-k de cada rede independente do vetor de onda da rede, o número total de redes distinguíveis é a razão entre o volume da rede espacial e o volume no espaço-k de cada rede

$$C = \frac{16\pi}{3} n_e^2 n_o \frac{V_{cristal}}{\lambda^3} \quad (4.25)$$

onde $V_{cristal}$ é o volume do cristal.

Já a capacidade de armazenamento de um meio holográfico plano pode ser menor que de um meio de volume com comparável tamanho. Portanto, estendendo a discussão no espaço-k para hologramas planos, teremos que a capacidade de armazenagem será

$$C = 4\pi n^2 \frac{A_{cristal}}{\lambda^2} \quad (4.26)$$

onde A é a área do meio de registro.

4.5 Caracterização de Redes Holográficas em Cristais Fotorrefrativos Silenitas

Algumas características recomendam os cristais fotorrefrativos para holografia e interferometria holográfica em tempo real: o processo de registro e leitura ocorre de maneira dinâmica através da técnica de mistura de duas ondas; o fato de serem meios reversíveis dispensando processamento químico; boa resolução implicando imagens holográficas de boa qualidade e a possibilidade de realizar experimentos em tempo real. No caso do cristal fotorrefrativo da família das silenitas como $Bi_{12}SiO_{20}$ (BSO), $Bi_{12}TiO_{20}$ (BTO) e o $Bi_{12}GeO_{20}$ (BGO), estes apresentam várias características como boa sensi-

bilidade, boa eficiência de difração, curto tempo de resposta, bi-refringência e atividade óptica[1,4,7,42,43].

Dentre as figuras de mérito importantes em aplicações de interferometria holográfica temos a variação no índice de refração, a eficiência de difração no estado estacionário, as constantes de tempo de resposta no registro e apagamento da rede, a sensibilidade ao comprimento de onda laser, a frequência espacial de resposta, a sensibilidade fotorrefrativa do cristal, entre outras. Para obtermos as propriedades ótimas do uso de cristais fotorrefrativos para aplicações em interferometria holográfica, fizemos um estudo de algumas figuras de mérito dos cristais fotorrefrativos da família das silenitas [68].

No procedimento experimental para caracterização e determinação de algumas figuras de mérito característicos dos cristais fotorrefrativos, procuramos avaliar as condições em que se apresentava melhor desempenho para holografia em tempo real, no regime de difusão (sem aplicação de campo elétrico externo) e de arraste (com aplicação de campo elétrico externo). Para isto trabalhamos num arranjo holográfico montado numa Mesa Holográfica Estabilizada, da Newport. Também usamos em nossa montagem outros dispositivos ópticos:

- um Laser de Argônio Sintonizável em Frequência, Spectra-Physics (comprimento de onda 514,5 nm e potência nominal 2.600mW);
- cristais fotorrefrativos da família das silenitas com configuração eletro-óptica transversa de dimensões $10 * 10 * 3 \text{ mm}^3$;
- um sistema de foto-deteção OPHIR;
- uma fonte de tensão dc fixa de 5KVolts;
- e outros elementos ópticos, como espelhos, atenuadores variáveis, polarizadores de vidro e divisores de feixes 50/50, lâmina cuja segunda superfície tem uma camada anti-

refletora(Edmund) e demais componentes ópto-mecânicos para controlar o posicionamento fino dos dispositivos ópticos (Newport).

A modulação do índice de refração foto-induzido em volume é

$$\Delta n = \frac{1}{2}n^3r_{41}E_{sc} \quad (4.27)$$

onde

$$E_{sc} = E_q \left[\frac{E_0^2 + E_d^2}{E_0^2 + (E_d + E_q)^2} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{I_1}{I_0} \quad (4.28)$$

sendo

$$E_d = \frac{k_BTK}{q} \quad (4.29)$$

e

$$E_q = \frac{qN_a(N_D - N_A)}{\epsilon KN_D} \quad (4.30)$$

que correspondem ao campo de difusão e o campo máximo correspondente à separação das cargas por período da rede, respectivamente. Isto implica que a modulação do índice fotorefrativo pode variar significativamente com o espaçamento da rede. Na Fig. 4.1, apresentamos os resultados obtidos para a modulação de índice de refração de um cristal BSO como função do ângulo de incidência dos feixes de registro, decorrente do espaçamento da rede na Técnica de Mistura de Duas Ondas. Em regime de difusão temos ($E_0 = 0$) e arraste ($E_0 = 5KV$).

A defasagem ϕ entre o padrão de franjas incidente e a modulação do índice é dada por

$$\phi = \tan^{-1} \left[\frac{(E_d + E_q)E_d + E_0^2}{E_0E_q} \right] \quad (4.31)$$

portanto, para regime de difusão, ou seja, sem aplicação de campo elétrico externo ($E_0 = 0$) a defasagem é $\pi/2$. Este resultado para a defasagem entre o padrão de franjas incidente

e a rede fotorrefrativa foi confirmado para o regime de difusão fazendo medidas com auxílio de 2 polarizadores ortogonalmente orientados.

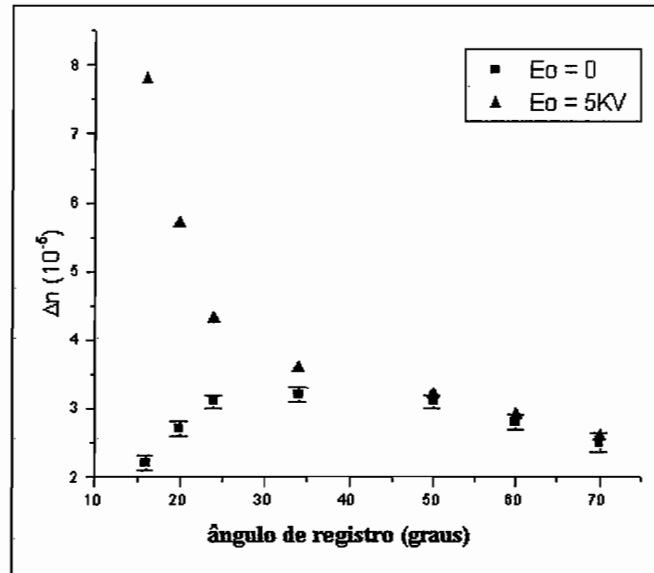


Figura 4.1: Modulação de Índice de Refração de um cristal BSO como função do ângulo de incidência dos feixes de registro na Técnica de Mistura de Duas Ondas. Em regime de difusão ($E_0 = 0$) e arraste ($E_0 = 5KV$).

A eficiência de difração (η) de uma rede com modulação do índice de refração é, como vimos no Capítulo 2, dada por

$$\eta = \left(\frac{\pi n^3 r_{41} \Delta E_{sc}}{2\lambda \cos \theta} m \frac{\sin \rho l}{\rho} \right)^2 \quad (4.32)$$

onde θ é o ângulo de Bragg de incidência no cristal. Podemos ver na Fig. 4.2 os valores da eficiência de difração de um cristal BSO como função do ângulo de incidência dos feixes de registro, ou seja, do espaçamento da rede, na Técnica de Mistura de Duas Ondas. Em regime de difusão ($E_0 = 0$) e arraste ($E_0 = 5KV$).

O tempo de resposta do efeito fotorrefrativo corresponde à constante de tempo de construção de uma rede e é uma importante característica do efeito fotorrefrativo. Sabe-se que a mudança no índice de refração devido ao efeito eletro-óptico dada pelo campo

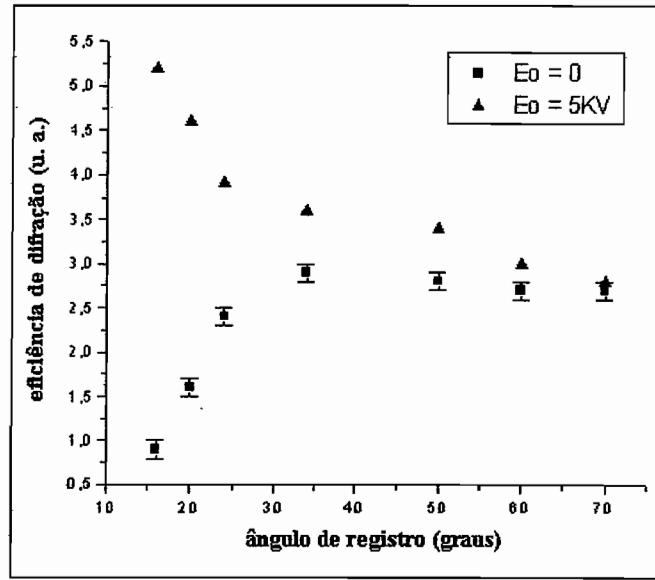


Figura 4.2: Eficiência de Difração de um cristal BSO como função do ângulo de incidência dos feixes de registro na Técnica de Mistura de Duas Ondas. Em regime de difusão ($E_0 = 0$) e arraste ($E_0 = 5KV$).

espacial de carga e o tempo requerido para o registro de uma rede depende da eficiência da geração de carga e do processo de transporte. A completa análise da evolução temporal da formação da rede foi apresentada no capítulo anterior, assim, o tempo de resposta é dado por

$$\tau = \tau_{di} \frac{(1 + \frac{E_d}{E_\mu})^2 + (\frac{E_0}{E_\mu})^2}{(1 + \frac{E_d}{E_\mu})(1 + \frac{E_d}{E_\mu}) + (\frac{E_0}{E_\mu})^2} \quad (4.33)$$

A dependência temporal do campo espacial de carga durante o registro da rede é

$$\Delta E_{sc} = mE_{sc}(1 - e^{-t/\tau}) \quad (4.34)$$

e durante o apagamento sob iluminação uniforme, o campo espacial foto-induzido decresce, como vimos no Capítulo 2, de acordo com

$$\Delta E_{sc} = mE_{sc}(e^{-t/\tau}) \quad (4.35)$$

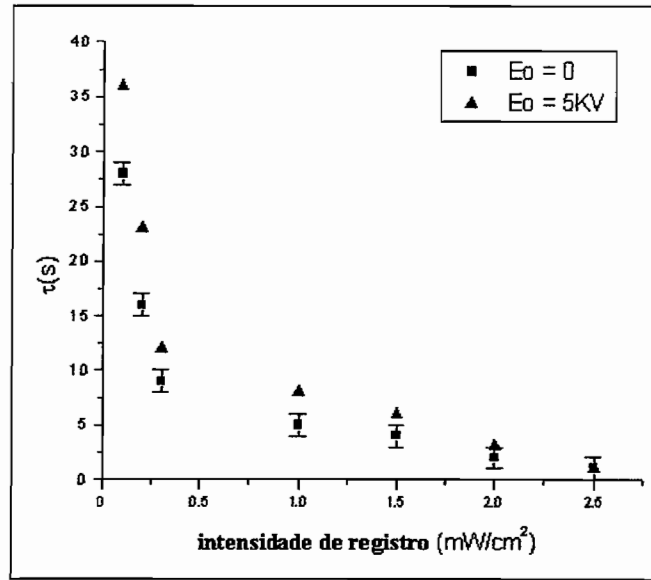


Figura 4.3: Constante de Tempo de Resposta (τ) de um cristal BSO como função da intensidade dos feixes de registro na Técnica de Mistura de Duas Ondas. Em regime de difusão ($E_0 = 0$) e arraste ($E_0 = 5KV$).

Na Fig. 4.3 obtivemos resultados para Constante de Tempo de Resposta (τ) de um cristal BSO como função da intensidade dos feixes de registro na Técnica de Mistura de Duas Ondas em regime de difusão ($E_0 = 0$) e arraste ($E_0 = 5KV$).

A sensibilidade fotorrefrativa(S) é definida com a mudança do índice de refração(Δn) por unidade de densidade de energia absorvida,

$$S = \frac{\Delta n}{\alpha I_0 \tau} \quad (4.36)$$

onde τ é a constante de tempo de resposta de um cristal fotorrefrativo, ou seja, a sensibilidade é diretamente proporcional à variação do índice de refração (Δn). Conseqüentemente a raiz da eficiência de difração é inversamente proporcional à constante de tempo de resposta (τ).

Com estes resultados nos preocupamos em determinar o ângulo ótimo entre os feixes de registro para interferometria holográfica, ou seja, que maximize a eficiência de

difração(η) e minimize o tempo de resposta (τ).

Assim, para o regime de difusão exibindo anisotropia de difração sem aplicação de campo elétrico externo e analisando os resultados observamos os melhores resultados com medidas em redes de holografia de onda plana para ângulos no intervalo entre 40 e 50 graus. Já para o processo de arraste, com aplicação de campo elétrico externo de 5KV, obtivemos melhores resultados para ângulos no intervalo entre 10 e 20 graus. Observe que com a aplicação de campo elétrico externo tanto os valores de eficiência de difração como a modulação do índice de refração aumentam consideravelmente. Porém, o processo de difusão permite a separação dos feixes difratado e o que vem diretamente do objeto com auxílio de polarizadores ortogonalmente orientados.

No processo de registro-leitura por difusão com configuração de difração anisotrópica com polarizadores adequadamente posicionados [43], a intensidade do feixe transmitido será

$$I = I_{residual} + I_{difr}(1 - e^{-t/\tau})^2 \quad (4.37)$$

4.6 Holografia em Tempo Real com Mapeamento de Fase usando Cristais Fotorrefrativos Silenitas

As Técnicas de Holografia e de Interferometria Holográfica[39-41,68] são poderosos métodos ópticos para análise de superfícies, no campo dos Ensaios Não-Destrutivos, sendo extremamente úteis em aplicações nas áreas da Pesquisa Básica, Biomédicas e Tecnológicas. Essas técnicas são representadas nos seguintes métodos: Holografia e Interferometria Holográfica em Tempo Real (HTR e IHTR, respectivamente), Interferometria Holográfica de Dupla Exposição (IH2E) e Interferometria Holográfica de Média Tempo-

ral (IHMT). Estas apresentam diversas vantagens sobre as técnicas convencionais, como: não têm contato com as superfícies analisadas, não danificando a superfície, dando uma absoluta confiabilidade nas medidas, obter uma alta acurácia e também permitem fazer análises qualitativas através de simples inspeção visual.

A aplicação das Técnicas de Holografia e de Interferometria Holográfica requerem a utilização de filmes holográficos com alta resolução. Para medidas em holografia em tempo real os cristais fotorrefrativos silenitas vêm se apresentando como um atrativo meio de registro. Como estudamos no Capítulo 2, os efeitos foto-induzidos que caracterizam esses cristais são o efeito fotorrefrativo, consistindo da modulação do índice de refração através de foto-indução e efeito eletro-óptico linear (Pockels Effect); efeito termo-óptico, da modulação do índice de refração através do gradiente de temperatura na superfície do cristal; e efeito fotocromico, da modulação do coeficiente de absorção para altas intensidades de luz. O uso desses cristais no registro holográfico fotorrefrativo apresentam algumas vantagens como o autoprocessoamento *in situ* do meio de registro, infinita reusabilidade, ou seja, não apresenta fadiga e os processos são dinâmicos e reversíveis. Enfim, estas propriedades qualificam os cristais fotorrefrativos silenitas para o uso em Holografia em Tempo Real.

Inúmeros trabalhos de Holografia e Interferometria Holográfica usando cristais fotorrefrativos têm sido apresentados nas últimas décadas. Para nós, alguns trabalhos serviram de motivação inicial: J. P. Huignard *et al* [42], A. A. Kamishilin e M. P. Petrov[43], J. Frejlich *et al*[44,45], e E. Barbosa e M. Muramatsu[46].

Já Interferometria de Deslocamento de Fase (*Phase-Shifting*)[47] é uma técnica bem conhecida que tem sido usada com grande sucesso em perfilômetros ópticos para obter medidas de contorno de superfícies analisadas sem contato e com alta resolução aplicadas

em muitos campos da Biotecnologia e Engenharia[39,40]. As técnicas espaciais de medidas de fase com deslocamento de fase foram descritas por Creath[47], como Técnicas de Deslocamento de Fase(*Phase-Shifting Techniques*). Vários interferogramas eram capturados tendo suas intensidades mudadas devido a um deslocamento de fase conhecido, gerado por micro-deslocador linear piezoelétrico linear (PZT). Se o deslocamento de fase é contínuo no tempo temos a Técnica de Deslocamento de Fase(*Phase-Shifting*), e quando o deslocamento de fase é discreto ele será chamado Técnica de Degraus de Fase(*Phase-Stepping*). Nos últimos anos foram publicados vários trabalhos sobre técnicas de desmodulação (*unwrapping*): Judge *et al*[48], Strand *et al*[54], Glighia *et al*[53] e Spik *et al*[55]. Como existem muitas técnicas, seu uso depende das condições particulares em cada caso.

Vários grupos vêm trabalhando no desenvolvimento de instrumentos que acoplam as duas técnicas, de holografia em tempo real e de deslocamento de fase, para aplicações tecnológicas e biomédicas, como G. Von Bally *et al*[56]; e M.P. Georges e Ph. C. Lemaire[57].

Nesta seção apresentamos um arranjo holográfico que usa os cristais fotorrefrativos silenitas ($Bi_{12}SiO_{20}$ e $Bi_{12}TiO_{20}$) em regime de difusão com configuração de anisotropia de difração para Holografia e Interferometria Holográfica em Tempo Real (HTR e IHTR, respectivamente), onde o processo de registro-leitura do interferograma holográfico foi feito em tempo real conectado com um método de análise de interferogramas que usa a Técnica de Deslocamento de Fase para medidas quantitativas de superfície dos objetos. Os interferogramas holográficos da superfície analisada foram capturados e a Técnica de Quatro Passos[47] é utilizada para obter o mapa de fase e este mapa é então filtrado, quando necessário, por um filtro \sin/\cos [93] e desmodulado(*unwrapping*). O processo de desmodulação usado foi a Técnica do Autômato Celular[53-55]. Nós obtivemos resultados

quantitativos em várias aplicações: medidas de micro-rotações de superfícies, micro-deslocamento pontual em uma placa de alumínio, deformação em uma mandíbula de cachorro submetida a carregamento e num parafuso de implante dentário sob ação de torquímetro digital, ilustrando as potencialidades de inúmeras aplicações nas áreas da Pesquisa Básica, Odontologia e Engenharia[70-73]. Em medidas de contorno e topografia para a superfície de objetos grandes que permite obter a altura de superfícies, o princípio básico do método de contorno holográfico usa a geração de um padrão de franjas de contorno, por meio da interferência de duas imagens holográficas reconstruídas. Há diferentes métodos de contorno holográficos incluindo método acoplamento holográfico, método de dois índices, método de dois comprimentos de onda, método das duas fontes e método de rotação da fonte[39,40], nós usamos dois métodos: primeiro, por uma variação na fase da onda objeto reconstruída pela rotação do feixe de iluminação do objeto[58,74] onde sua sensibilidade depende da rotação do ângulo e do ângulo inicial incidente do feixe de iluminação do objeto; e depois por holografia em tempo real com exposição única usando um laser de diodo multimodo[75]. E por fim, estudamos a análise de ondas ópticas em lentes com medidas quantitativas de distribuição de intensidade e fase de diferentes tipos de lentes e em diferentes posições ao longo da direção de propagação da luz. Com promissoras potencialidades do método para análise de ondas ópticas em lentes, efeitos foto-induzidos de focalização e defocalização em materiais ópticos não lineares com visualização, monitoramento e análise *in situ* dos resultados experimentais[61,62,76].

4.6.1 Análise Teórica

4.6.1.1. Holografia em Tempo Real usando Cristais Fotorrefrativos Silenitas

Na Holografia em Tempo Real (HTR), um holograma de um objeto é registrado, no processo de leitura do holograma também o objeto é iluminado, então um interferograma resultante é observado na superposição da frente de onda difratada do holograma e a vinda do objeto. Cada variação na frente de onda vinda do objeto é observada diretamente em tempo real, com a leitura seqüencial dos interferogramas holográficos. O processo registro e leitura dos interferogramas holográficos usando cristais silenitas como filme holográfico é feito em tempo real em regime de difusão, com configuração exibindo anisotropia de difração. As propriedades de polarização possibilitam usar polarizadores na saída do cristal para igualar a intensidade da onda objeto transmitida e difratada pelo holograma para otimização da visibilidade das franjas do interferograma [70,73-75].

Nesses cristais o registro holográfico fotorrefrativo apresenta vantagens como auto-processamento *in situ* do meio de registro com infinita reusabilidade. Entre outros fatores que recomendam os cristais fotorrefrativos $Bi_{12}SiO_{20}$ (BSO) e $Bi_{12}TiO_{20}$ (BTO) da família das silenitas nos podemos citar: o processo de registro e leitura é dinâmico através de Mistura de Duas Ondas; o fato de ser reversível sem processamento químico; boa resolução espacial, sensibilidade e eficiência de difração; curto tempo de resposta; birrefringência; atividade óptica e outros parâmetros.

Conforme vimos nas seções anteriores, a eficiência de difração (η) nos cristais fotorrefrativos silenitas é dada por

$$\eta = \left(\frac{\pi \Delta n \sin \rho L}{\lambda \cos \theta \rho L} \right)^2 m^2 \quad (4.38)$$

onde λ é o comprimento de onda de registro, ρ é a potência de rotação óptica, L é a

espessura do cristal, m é a modulação da rede holográfica e

$$\Delta n = \frac{1}{2} n^3 r_{41} E_{sc} \quad (4.39)$$

é a modulação do índice de refração, onde n é o índice de refração e r_{41} é o coeficiente eletro-óptico do cristal silenita.

Conseqüentemente, a intensidade do interferograma holográfico resultante da superposição da frente de onda difratada pelo holograma e a vinda do objeto, é

$$I_0(i, j) = I_{0,N}(i, j) + I_{0,D}(i, j)[1 - e^{(-t/\tau)}]^2 \quad (4.40)$$

Assim,

$$I_{0,D}(i, j) = I_{0,O}(i, j)\eta + I_{0,R}(i, j)(1 - \eta) + 2g\Upsilon \cos \Phi \quad (4.41)$$

onde τ é o tempo de resposta, $\Upsilon = [I_{0,O}(i, j)I_{0,R}(i, j)\eta(1 - \eta)]^{1/2}$ é o termo de interferência, $I_{0,N}(i, j)$ é o ruído do sistema óptico, $I_{0,O}(i, j)$ é o feixe objeto, $I_{0,R}(i, j)$ é o feixe referência, g é o parâmetro dos polarizadores e Φ é a variação de fase do objeto.

4.6.1.2. Técnica de Deslocamento de Fase

Neste trabalho, nos usamos uma técnica espacial de medida de fase com deslocamento de fase (Técnica de *Phase-Shifting*) [47], ver Apêndice A. A fase do interferograma foi calculada usando as intensidades dos interferogramas holográficos obtidos com nosso interferômetro holográfico. Portanto, uma seqüência de interferogramas é capturada e entre cada par de interferogramas é introduzida uma mudança de fase conhecida no feixe referência para se determinar a fase de cada ponto do interferograma. A Técnica de Quatro Passos usa 4 interferogramas para determinar a fase de cada ponto. Então os valores de intensidade $I_n(i, j)$ dados para cada ponto (i, j) são escritos como:

$$I_n(i, j) = I_0(i, j) \cos \left[\Phi(i, j) + \frac{(n-1)\pi}{2} \right], \quad n = 1, 2, 3 \text{ e } 4, \quad (4.42)$$

Usando as relações trigonométricas e combinando as intensidades, obtemos a fase $\Phi(i, j)$:

$$\Phi(i, j) = \arctan \left[\frac{I_4(i, j) - I_2(i, j)}{I_1(i, j) - I_3(i, j)} \right]. \quad (4.43)$$

Com a fase $\Phi(i, j)$ calculada, nos podemos construir um gráfico 2D onde cada valor de fase é representado pelo tom de cinza de cada ponto na imagem. O preto corresponde à $-\pi$, o branco à $+\pi$ e o tom de cinza é a medida dos valores intermediários de intensidade entre $-\pi$ e $+\pi$, com 256 tons de cinza distribuídos para um sistema de imagens de 8 bits. Para obter $\Phi(i, j)$ do mapa de fase, a função tangente foi usada com seus valores contidos no intervalo de $-\pi$ e $+\pi$ e não foi possível distinguir os valores de fase que excedem este intervalo. Este padrão modulado aparece no mapa de fase nas áreas que apresentam mudança de fase. Ele mostra um salto do branco para o preto, ou do preto para o branco. Esta mudança corresponde a uma variação de $+\pi$ à $-\pi$, ou $-\pi$ à $+\pi$. Se este salto efetivamente ocorre, ele é chamado fase com ambigüidade (modulada) e quando a modulação é removida é chamada fase sem ambigüidade (desmodulada). O processo de remoção da ambigüidade é chamado desmodulação.

Na Técnica de Autômato Celular[53-55], ver Apêndice B, a desmodulação é feita pela integração das fases. Antes do processo de desmodulação o ruído é isolado para não afetar a integração. Outra importante característica é o fato de a técnica ser independente do caminho e não ser sensível a ruídos.

4.6.1.3. Análise de Micro-deformações e Micro-deslocamentos.

A técnica de IHTR com mapeamento de fase usando cristais fotorrefrativos nos permite fazer medidas em superfícies[70,72]. Para cada objeto analisado obtemos 4 interferogramas holográficos digitalizados, o mapa de fase modulado, o mapa de fase desmodulado

e calculamos o micro-deslocamento de cada ponto (i,j) da superfície dada por:

$$d(i, j) = \frac{\Phi(i, j)\lambda \cos \theta \cos \theta'}{2\pi(\cos \theta + \cos \theta')}, \quad (4.44)$$

sendo θ and θ' o ângulo entre os feixes de iluminação e observação do objeto, respectivamente. No caso de $\theta = \theta' = 0$, temos

$$d(i, j) = \frac{\Phi(i, j)\lambda}{4\pi} \quad (4.45)$$

4.6.1.4. Topografia de Superfície pelo Método de Rotação da Fonte.

No método de contorno de superfície por rotação da fonte[58,71,74] a diferença entre as fases antes e depois de uma pequena rotação $\Delta\theta$ do feixe de iluminação do objeto possibilita medidas da topografia da superfície. Usando um arranjo experimental onde o espelho é rotacionado por um suporte em um ângulo $\Delta\theta/2$ do ângulo de incidência inicial θ entre a aquisição do padrão de interferência com deslocamento de fase no feixe referência.

Na análise 2D, a fase do objeto antes e depois da rotação do espelho é expressa por

$$\phi_a(i, j, k) = 2\pi/\lambda[i\sin\theta + h(i, j)\cos\theta] \quad (4.46)$$

e

$$\phi_b(i, j, k) = 2\pi/\lambda[i\sin(\theta + \Delta\theta) + h(i, j)\cos(\theta + \Delta\theta)], \quad (4.47)$$

consequentemente,

$$\Delta\Phi(i, j, k) = 4\pi/\lambda[\sin(\Delta\theta/2)[i\cos(\theta + \Delta\theta/2) - h(i, j)\sin(\theta + \Delta\theta/2)]] \quad (4.48)$$

representa a intersecção da superfície do objeto por um grupo de planos paralelos ao bissetor dos feixes de iluminação e espaçados por $\lambda/2\sin(\Delta\theta/2)$ e

$$h(i, j) = \frac{[i\cos(\theta + \Delta\theta/2) - \lambda\Delta\Phi(i, j, k)/4\pi[\sin(\Delta\theta/2)]]}{\sin(\theta + \Delta\theta/2)} \quad (4.49)$$

Sua sensibilidade é dada por

$$\Delta h(i, j) = \lambda/2 \text{sen}(\Delta\theta/2) \text{sen}(\theta + \Delta\theta/2) = \lambda/\Delta\theta \text{sen}\theta, \quad (4.50)$$

se o ângulo de rotação é suficientemente pequeno.

4.6.1.5. Topografia de Superfície pelo Método Holográfico de Exposição Única com Laser de Diodo Multimodo.

No registro holográfico com laser de diodo multimodo com um único feixe referência consideramos a incidência somente das ondas referência e objeto num cristal fotorrefrativo silenita [75]. Como ambos os feixes são originados do laser de diodo com emissão em multi comprimentos de onda, as amplitudes dos feixes referência e objeto incidentes no cristal podem ser escritas como

$$I_{RN}(0) = I_{R0} \sum_{n=-(N-1)/2}^{n=(N-1)/2} A_n e^{i[(k+n\Delta k)\Gamma_R + \phi_n]} \quad (4.51)$$

e

$$I_{SN}(0) = I_{S0} \sum_{n=-(N-1)/2}^{n=(N-1)/2} A_n e^{i[(k+n\Delta k)\Gamma_S + \phi_n]} \quad (4.52)$$

onde N é o número de modos de oscilação, Δk é o intervalo do número de onda entre dois modos adjacentes, Γ_S e Γ_R são os caminhos ópticos dos feixes referência e objeto, respectivamente, e $\phi_n(i, j)$ é a fase do n -ésimo modo para saída do laser. O coeficiente A_n é real e $I_{R0}^2 + I_{S0}^2$ é a intensidade da luz incidente. Como o processo de leitura é por anisotropia de difração, a intensidade I_D da onda objeto reconstruída é dada como função da eficiência de difração η por

$$I_D = \eta I_R = m^2 I_R = 2 \left(\frac{I_{RN}^* I_{SN}}{I_{RN}^2 + I_{SN}^2} \right) I_R \quad (4.53)$$

onde m é a visibilidade do padrão de interferência e I_R é a intensidade do feixe referência. Como não existe coerência mútua entre os diferentes modos, a diferença de fase entre ambos os modos varia aleatoriamente no tempo. Então, a intensidade da reconstrução holográfica do feixe objeto pode ser escrita como

$$I_D = 2m_0 \left(\frac{\sin[N\Delta k(\Gamma_S - \Gamma_R)/2]}{\sin[\Delta k(\Gamma_S - \Gamma_R)/2]} \right)^2 I_R \quad (4.54)$$

onde $m_0 = 2I_{R0}I_{S0}/(I_{R0}^2 + I_{S0}^2)$ e $A_i=1$. Da equação anterior, fica clara a formação das franjas de interferência na imagem holográfica em registro de exposição única. Uma vez que o valor do caminho óptico do feixe referência ΔR depende exclusivamente da geometria do arranjo experimental, concluímos que uma franja de interferência é a região isodistante do objeto em relação à face do meio holográfico. Considerando dois pontos A e B pertencendo a cada uma das franjas brilhantes adjacentes, a diferença de caminho óptico entre A e B dada por:

$$\Gamma_{S,B} - \Gamma_{S,A} = 2\pi/\Delta k = \lambda^2/\Delta\lambda \quad (4.55)$$

onde $\Delta\lambda$ é o intervalo de comprimentos de onda entre modos adjacentes. Portanto, o grande intervalo espectral livre do laser resulta em maior número de franjas de interferência com uma dada diferença de fase. Pelas razões expostas acima, as cavidades tipicamente curtas do laser de diodo são fontes de luz ideais para perfilometria holográfica em tempo real. Considerando os modos longitudinais dos lasers emitindo na região vermelha do espectro com comprimento de ressonador da ordem de 1mm, nós temos a diferença de fase entre duas franjas brilhantes adjacentes, $\Delta d = (\Gamma_{S,B} - \Gamma_{S,A})/2 = 2,5mm$.

A intensidade para cada ponto (x,y) pode ser escrita como

$$I_D(i, j) = 2m_0 \left(\frac{\sin[N\Delta k(\Gamma_S(i, j)/2 + l\pi/2)]}{\sin[\Delta k(\Gamma_S(i, j)/2) + l\pi/2]} \right)^2 I_R \quad (4.56)$$

onde $l=0,1,2$ e 3 . Para a equação anterior, consideramos $N=3$, o número de modos de oscilação do laser de diodo usado na parte experimental deste trabalho. Por simples manipulação trigonométrica, determinamos a fase relativa $\Phi_S(i, j) = \Delta k \Gamma_S(i, j)/2$ da superfície como uma função das intensidades dos interferogramas I_1, I_2, I_3 e I_4 :

$$\Phi_S(i, j) = \frac{1}{2} \arctan \left[\frac{I_2(i, j) - I_4(i, j)}{I_1(i, j) - I_3(i, j)} \right]. \quad (4.57)$$

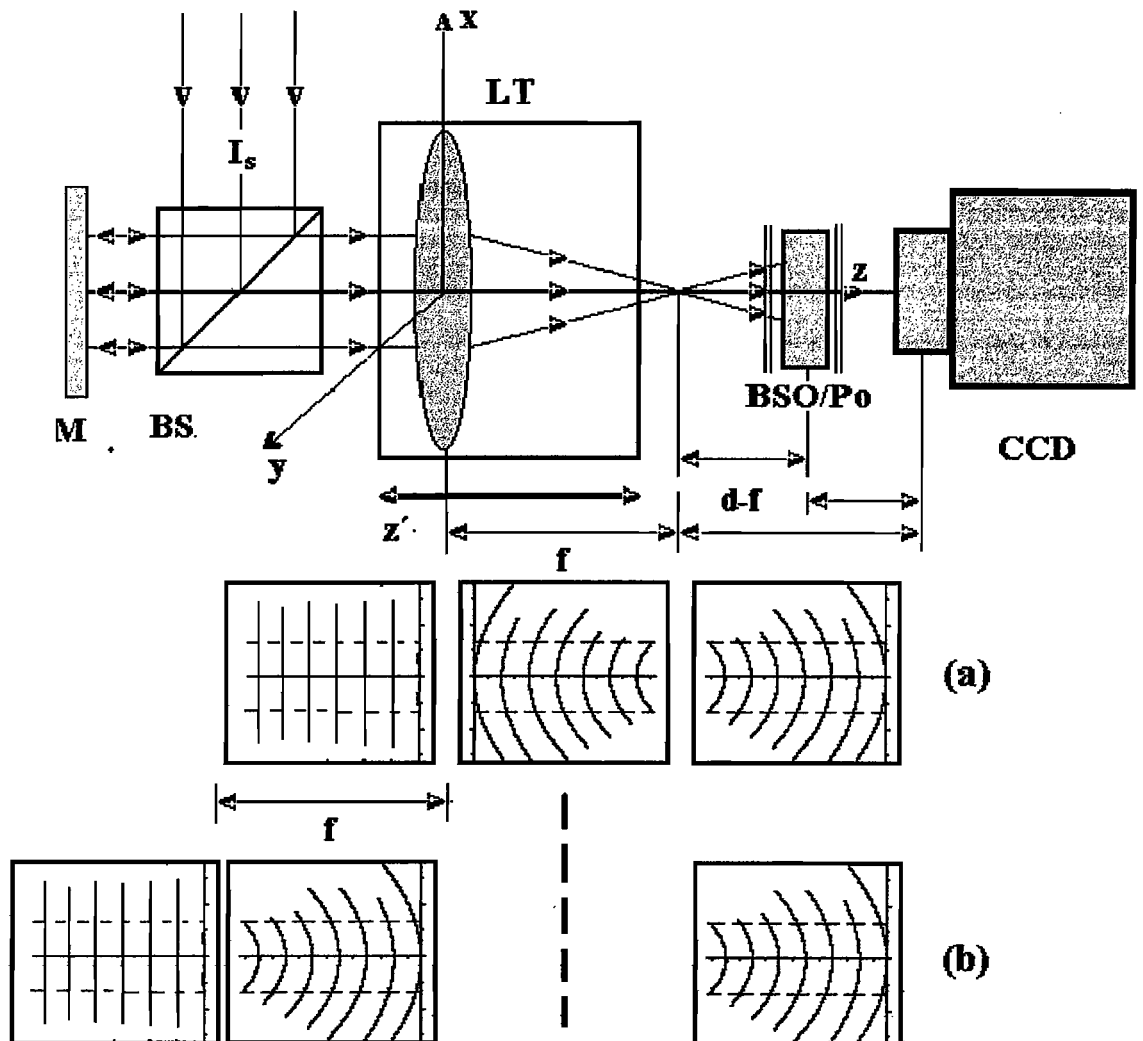


Figura 4.4: Esquema para IHTR para Análise de Ondas Ópticas, em lentes, (a) variação da frente de onda para lentes convergentes, e (b) variação da frente de onda para lentes divergentes.

4.6.1.6. Análise de Ondas Ópticas em Lentes

O propósito deste estudo é desenvolver a análise de ondas ópticas dos sistemas de interesse por IHTR usando cristal BSO como meio de registro holográfico com a Técnica de Deslocamento de Fase, ver arranjo experimental na Fig.4.4. Na análise de ondas ópticas os resultados são equivalentes aos da óptica geométrica, com a vantagem adicional de se considerar os efeitos de difração[41,61]. A lente delgada simples varia uma frente de onda incidente por uma quantidade proporcional à espessura da lente em cada ponto. A variação de fase total sofrida pela onda nas coordenadas (i,j) passando através da lente (i,j) pode ser representado por um fator de transformação de fase da forma $t_L(x, y)$. O campo complexo $U'_L(x, y)$ que atravessa um plano imediatamente após a lente está relacionado ao campo complexo $U_L(x, y)$ incidente no plano imediatamente antes da lente por

$$U'_L(i, j) = t_L(i, j)U_L(i, j) \quad (4.58)$$

Para explicar a forma das transformações de fase introduzidas por diferentes tipos de lentes fica mais claro partir do significado físico da transformação de fase dada pela lente considerando o efeito da lente em uma onda plana unitária com incidência normal.

Portanto, $t_L(x, y)$ é dado por

$$t_L(i, j) = \exp\left[-i\frac{\pi}{\lambda f}(i^2 + j^2)\right] \quad (4.59)$$

e então, a distribuição da frente de onda gerada pela lente num campo unitário é dada por

$$U'_L(i, j) = \exp\left[-i\frac{\pi}{\lambda f}(i^2 + j^2)\right] \quad (4.60)$$

onde as propriedades físicas da lente podem ser combinadas em um número f , chamado distância focal.

4.6.1.7. Análise de Ondas Ópticas em Lentes Foto-induzidas em Cristais Ópticos

Nos efeitos foto-induzidos em materiais ópticos não lineares podemos ter auto-focalização e/ou auto-defocalização do feixe laser, dependendo das propriedades ópticas de cada material. As técnicas conhecidas para estudar efeitos de lentes foto-induzidas analisa a transmitância do feixe laser no campo distante, assim, para amostras com não linearidades positivas apresentam efeitos de auto-focalização quando colocadas à direita (esquerda) da cintura do feixe (*beam waist*) gerando um aumento (diminuição) da intensidade do feixe laser transmitido detectado no campo distante. Amostras com não linearidades negativas apresentam auto-defocalização do feixe laser transmitido quando colocadas à direita (esquerda) da cintura do feixe gerando uma diminuição (aumento) da intensidade transmitida no campo distante.

Por outro lado, na análise dos efeitos foto-induzidos por ondas ópticas, o estudo é feito sobre a distribuição da fase das frentes de onda antes e depois de atravessarem o meio óptico e não somente as intensidades transmitidas, verificando as variações geradas pelas propriedades ópticas não lineares do material [62]. Portanto, amostras com não linearidades positivas apresentam efeitos de auto-focalização indicando uma diminuição na distribuição de fase (i,j) e amostras com não linearidades negativas apresentam efeito de auto-defocalização indicando aumento na distribuição de fase(x,y). Então, a partir das equações (4.59) e (4.60), podemos escrever

$$U'_L(i, j) = \exp\left[-i\frac{\pi}{\lambda}\left(\frac{1}{f_L} + \frac{1}{f_A}\right)(i^2 + j^2)\right] \quad (4.61)$$

Assim, $f_A > 0$ (auto-focalização) implica $f_{L+A} < f_L$ e a variação de fase em cada ponto (i,j) diminui. Então, $f_A < 0$ (auto-defocalização) implica $f_{L+A} > f_L$ e a variação de fase

em cada ponto (i,j) aumenta.

4.6.2 Experimentos e Resultados

O procedimento experimental para IHTR usando cristais fotorrefrativos BSO e/ou BTO com mapeamento de fase com a Técnica de Degraus de Fase foi dividido em 4 etapas:

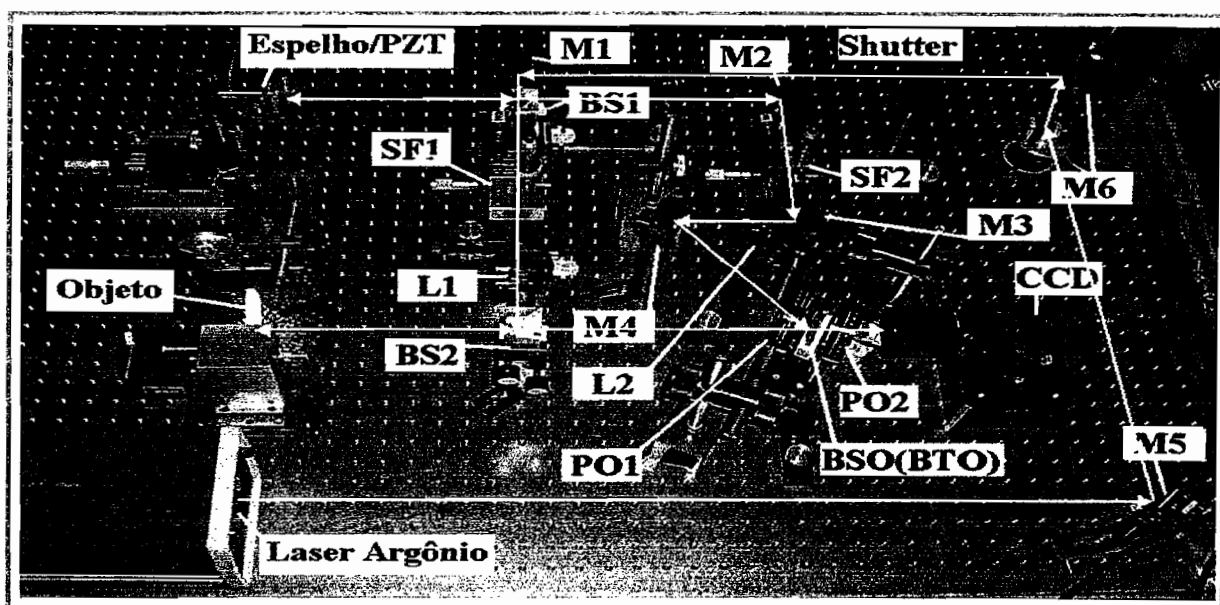


Figura 4.5: Arranjo experimental para HTR e/ou IHTR usando cristais fotorrefrativos BSO (ou BTO), onde, a fonte de luz é um Laser de Argônio ($\lambda=514,5\text{nm}$); M1, M2, M3, M4 são espelhos planos; BS1, BS2 são divisores de feixe; SF1, SF2 são filtros espaciais; L1, L2 são lentes; Po1, Po2 são polarizadores; Espelho/PZL é um translador piezoelétrico + espelho plano; PD é um fotodetector; BSO(BTO) é o cristal fotorrefrativo; e CCD é a câmera.

4.6.2.1. Otimização do IHTR usando cristais fotorrefrativos BSO e/ou BTO

No arranjo experimental para a técnica de interferometria holográfica em tempo real com mapeamento de fase utiliza-se um cristal fotorrefrativo BSO como meio de registro

holográfico, com configuração eletro-óptica transversa e dimensões [10,0:10,0:3,1]mm, veja Fig. 4.5. Avaliamos as condições em que este cristal apresentava melhor performance para a holografia em tempo real em regime de difusão, ver arranjo na Fig.4.5. Usamos um laser de Argônio, com $\lambda = 514,5nm$ potência de saída de $300,0mW$, devido à alta sensibilidade do cristal BSO a este comprimento de onda. O feixe de registro foi dividido e colimado por diversos elementos ópticos nos feixes referência e objeto mantendo o mesmo caminho óptico. Pretendemos determinar as condições ideais de registro holográfico, o melhor ângulo entre os feixes de registro (α), ou seja, que maximize a eficiência de difração (η) e minimize o tempo de resposta (τ). Os interferogramas holográficos foram registrados em um cristal BSO com polarizadores na entrada e saída do cristal para controlar as intensidades dos feixes transmitidos e difratados para obter o melhor contraste no padrão de interferência que chega à câmera CCD (*Coupled Charge Display*). Portanto, o melhor resultado com medidas em redes holográficas foi para ângulo de 45 graus, tempo de resposta de 10s e razão das intensidades entre os feixes referencia e objeto foram $I_{0,R}(i,j)/I_{0,O}(i,j) = 6.0$ e $I_{0,O}(i,j)\eta/I_{0,R}(i,j)(1 - \eta) = 1$. A aquisição digital das imagens holográficas é feita por uma câmera CCD conectada a um microcomputador com sistema de aquisição, placa de aquisição (DT3155, da *Data Translation Inc.*) e programas de processamento de imagens e deslocamento de fase.

4.6.2.2. Calibração do deslocador de fase PZT usando interferometto de Twyman-Green

Usamos um PZT, modelo PZL-015 com controladora *Step Driver PZ-100, Burleigh Inc.* Este processo é feito para controlar a variação da fase no feixe referência, então foi feita a calibração do PZT usando franjas de igual espessura geradas por um espelho plano

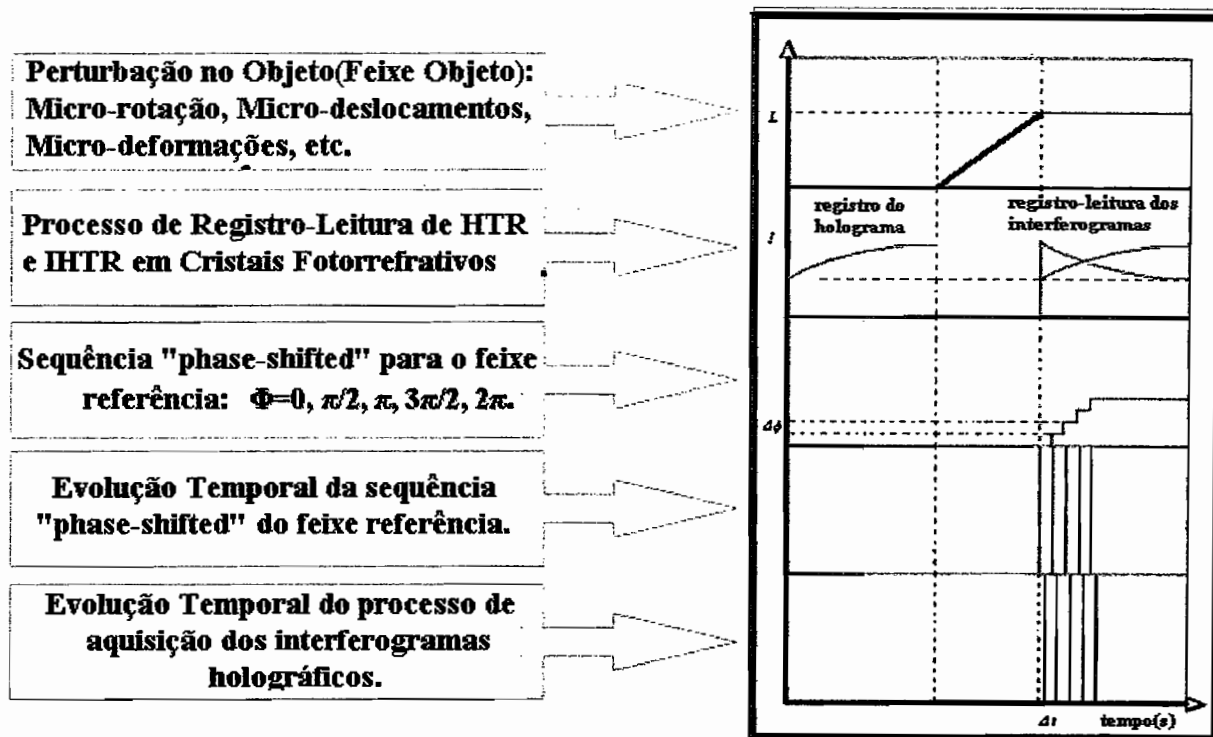


Figura 4.6: Diagrama do procedimento de captura dos interferogramas por IHTR, onde L é a variação na superfície, I é a intensidade dos feixes, $\Delta\phi$ é a variação da fase com o PZT, Δt é o tempo de resposta no processo temporal.

inclinado com um interferômetro de Twyman-Green[96,97], iluminado por $\lambda = 514,5nm$ de um laser de Argônio. Esta calibração foi necessária para reduzir os erros gerados pelo sistema de deslocamento de fase do feixe referência[70,73].

4.6.2.3. Teste de Repetitividade e Validade

Para testar a repetitividade e validade do sistema fizemos uma série de medidas usando como objeto um espelho plano submetido a uma pequena rotação. Esta rotação era controlada por meio de um deslocador micrométrico e um suporte de rotação, portanto, tínhamos um valor de rotação conhecido e bem estabelecido, ver Figs. 4.6 e 4.7. Para cada rotação do espelho era feita uma série de interferogramas holográficos para testar

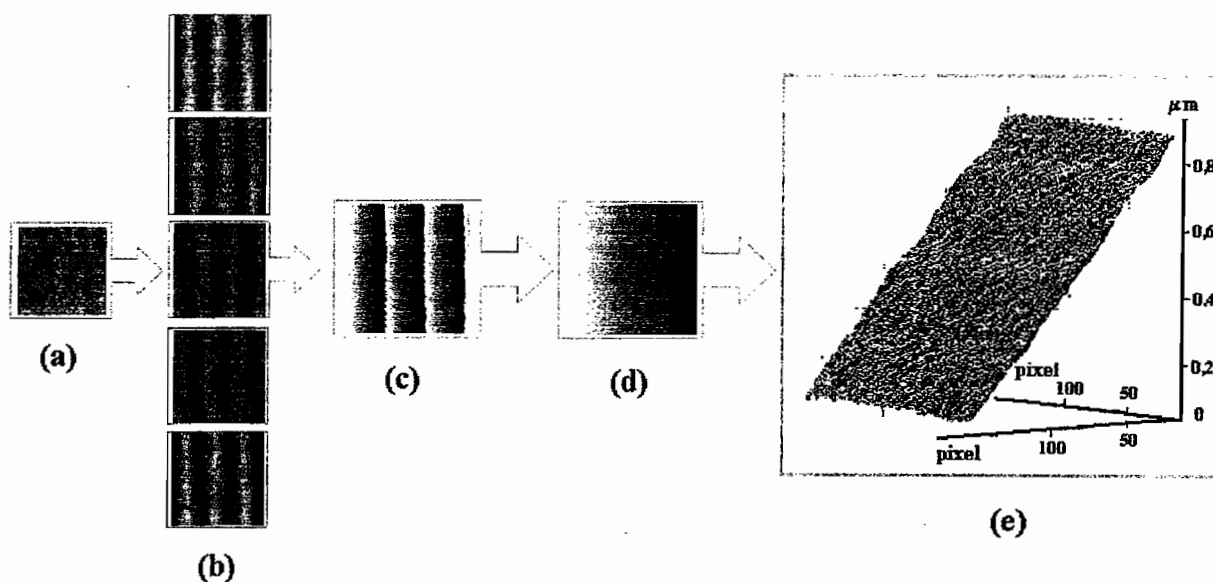


Figura 4.7: Diagrama do procedimento para se obter a variação do objeto, onde (a) é o registro do holograma do objeto sem perturbação (128 x 128 pixels); (b) são os interferogramas holográficos com deslocamento de fase $\phi = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$; (c) é o mapa de fase modulado dado pela Técnica de Quatro Passos; (d) é o mapa de fase desmodulado pela Técnica do Autômato Celular; e (e) é a variação da superfície.

a repetitividade do sistema. Para cada série o mapa de fase gerado pela rotação era calculado. Comparando o valor da rotação calculada com o valor lido no suporte de rotação a repetitividade e validade do sistema de medida foi satisfatória, ver Fig. 4.8.

4.6.2.4. Análise de Erro

A acurácia do sistema foi avaliada por uma série de medidas e sua relação foi comparada com medidas padrões. Neste caso, as fontes de erro são: 1. descalibração do deslocador de fase; 2. ruídos de reflexões e difrações nos elementos ópticos; 3. limitações devido à qualidade dos elementos ópticos; 4. não linearidades e resolução da CCD; 5. turbulência do ar e vibrações; 6. modulação temporal dos interferogramas holográficos e

7. flutuação temporal da dependência térmica do efeito fotorrefrativo [57] [73]. Portanto,

os erros nas medidas são dados por $\sigma_{\phi(i,j)}^2 = \sigma_4^2 = \lambda/40$.

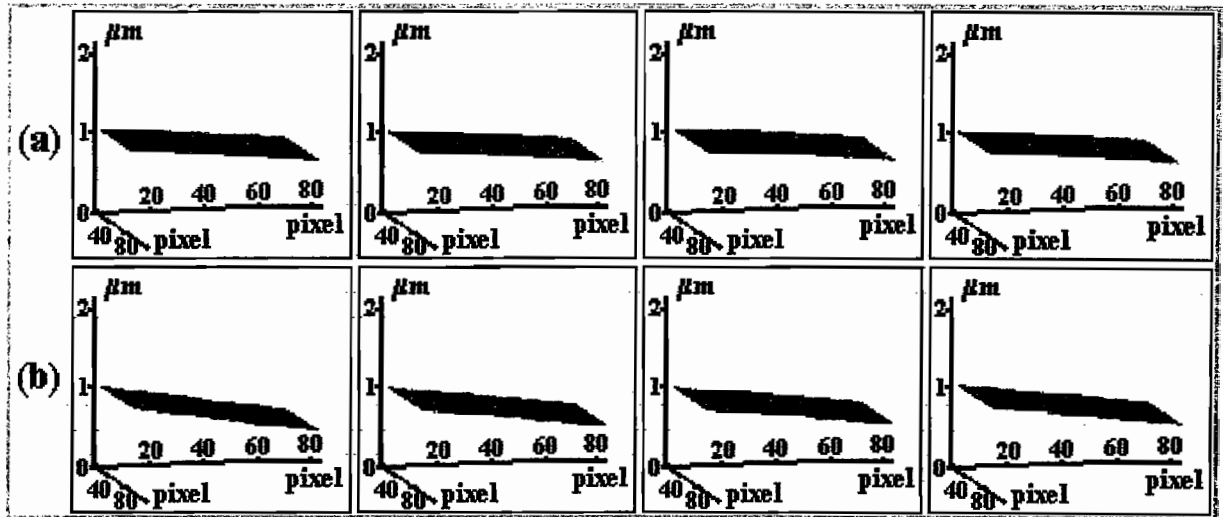


Figura 4.8: Rotações de um espelho plano, com a variação nos obtivemos os valores ajustados, (a) $(2,5 \pm 0,2) \times 10^{-4} rad$ e (b) $(4,0 \pm 0,6) \times 10^{-4} rad$. Estes valores estão de acordo com os valores dados pelo sistema de rotação, para (a) $(2,4 \pm 0,2) \times 10^{-4} rad$ e (b) $(4,0 \pm 0,5) \times 10^{-4} rad$.

4.6.2.5. Aplicações

Medidas de rotações de superfícies refletoras e opacas usando cristais BSO e BTO

Com o sistema ideal, foram feitas séries de medidas de rotação do espelho para diferentes valores de micro-rotações, usando o sistema tanto com cristal BSO como com BTO para meio de registro holográfico. Este processo permite determinar os limites de mudança de fase da técnica, como vemos na Fig. 4.9. Podemos determinar as micro-rotações da ordem de $10^{-3} - 10^{-4} rad$, e estes valores estão em boa concordância com os valores dados pelo suporte de micro-rotação. Na Fig. 4.10, foram feitas medidas de rotação de

uma moeda, objeto opaco difuso, onde os valores obtidos com a técnica também estão de acordo com os valores esperados.

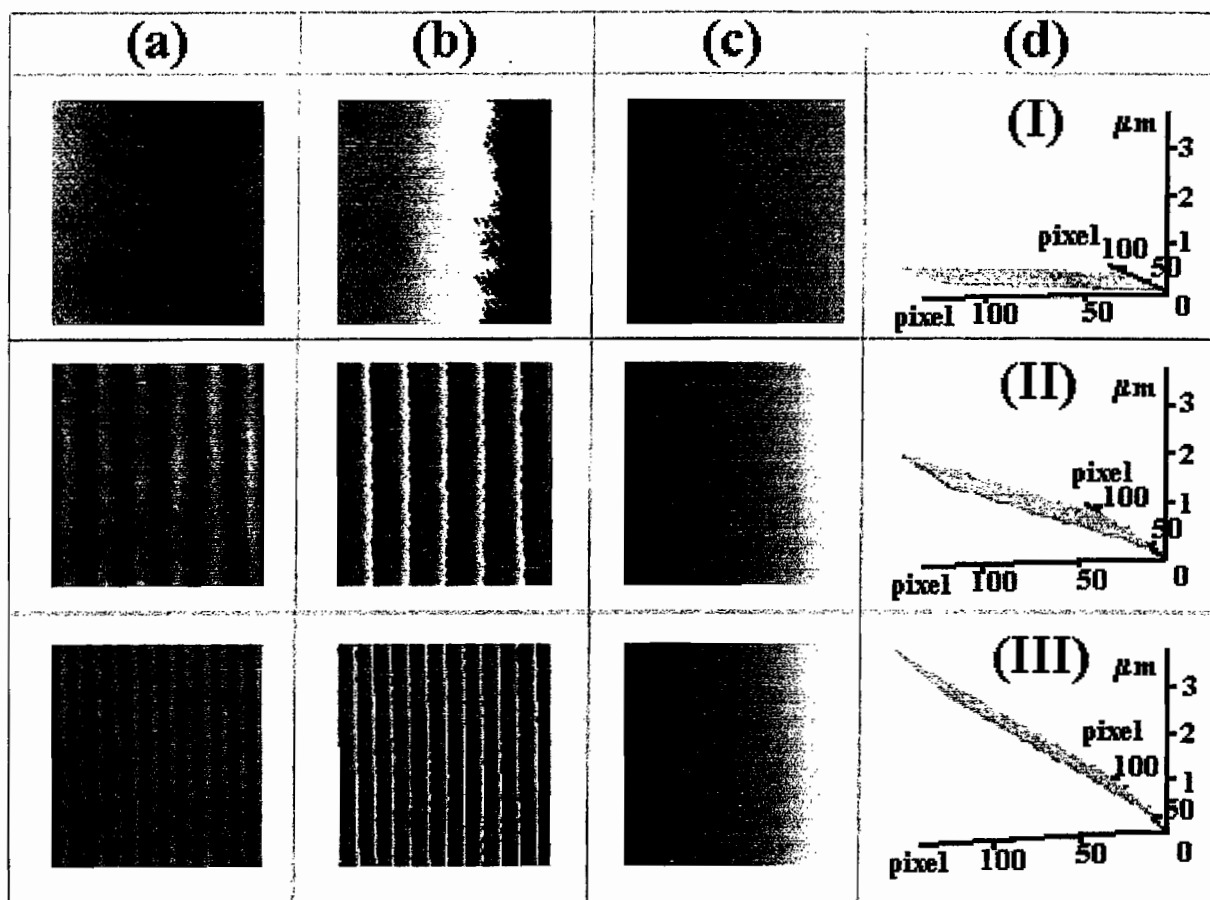


Figura 4.9: Rotações de um espelho plano, onde (a) é o interferograma holográfico (128 x 128 pixels) para $\phi = 0$; (b) é o mapa de fase modulado; (c) é o mapa de fase desmodulado; e (d) é a variação na superfície, com rotações da ordem de: (I) $(1,2 \pm 0,3) \times 10^{-4} rad$, (II) $(9,4 \pm 0,2) \times 10^{-4} rad$, e (III) $(19,3 \pm 0,2) \times 10^{-4} rad$.

Medidas de micro-deslocamentos usando cristais BSO

Na Fig. 4.11, medidas de micro-deslocamentos pontuais em uma placa de alumínio são mostradas, a placa era presa num suporte com um parafuso micrométrico para produzir um deslocamento pontual na placa. Os valores obtidos com a técnica, da ordem de

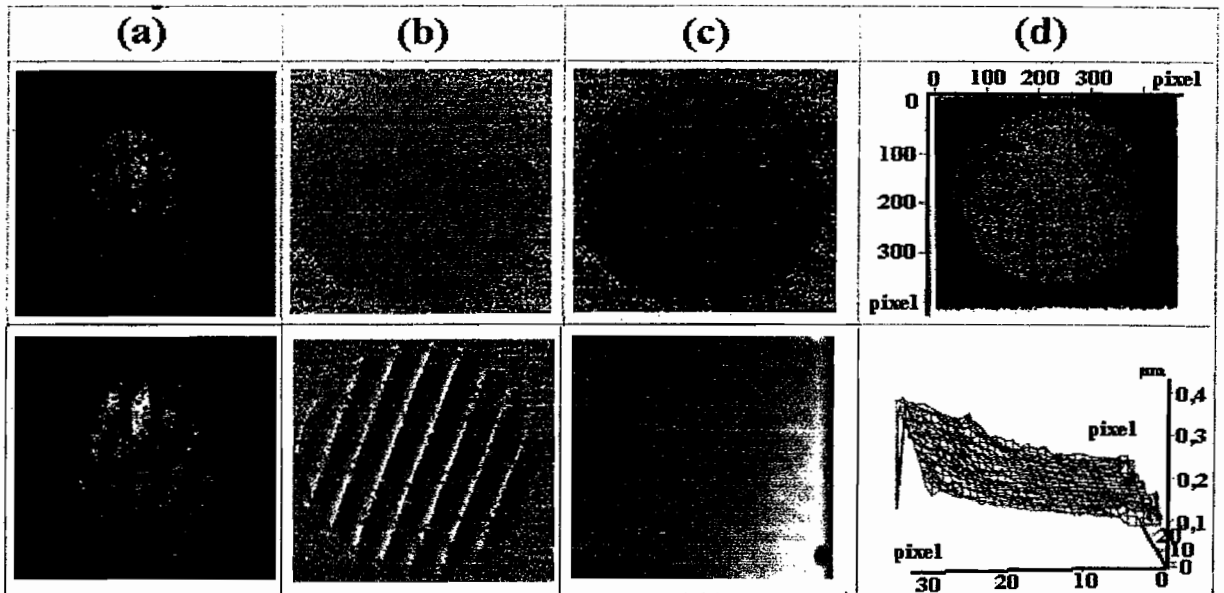


Figura 4.10: Rotações de uma moeda, objeto opaco difuso, neste caso os resultados obtidos com a técnica estão de acordo com os valores esperados, onde (a) é o interferograma holográfico para $\phi = 0$; (b) é o mapa de fase modulado; (c) é o mapa de fase desmodulado; e (d) é a variação na superfície da moeda.

$10^{-4}mm$, são compatíveis com os valores medidos no parafuso micrométrico.

Medidas de deformações em elementos odontológicos usando cristais BSO

Neste caso, a deformação em uma mandíbula de cachorro devido a um carregamento foi analisada, o aparato de aplicação do carregamento e os valores de deslocamento na estrutura da mandíbula são mostrados nas Fig. 4.12 e 4.13. A deformação em um parafuso de titânio para implante dentário devido a um torque aplicado por um torquímetro digital, o aparato de aplicação do torque e os valores de deslocamento na estrutura do parafuso são mostrados na Fig. 4.14. Esses resultados estão de acordo com os resultados esperados e abre uma nova perspectiva para estudos em elementos anatômicos e odon-

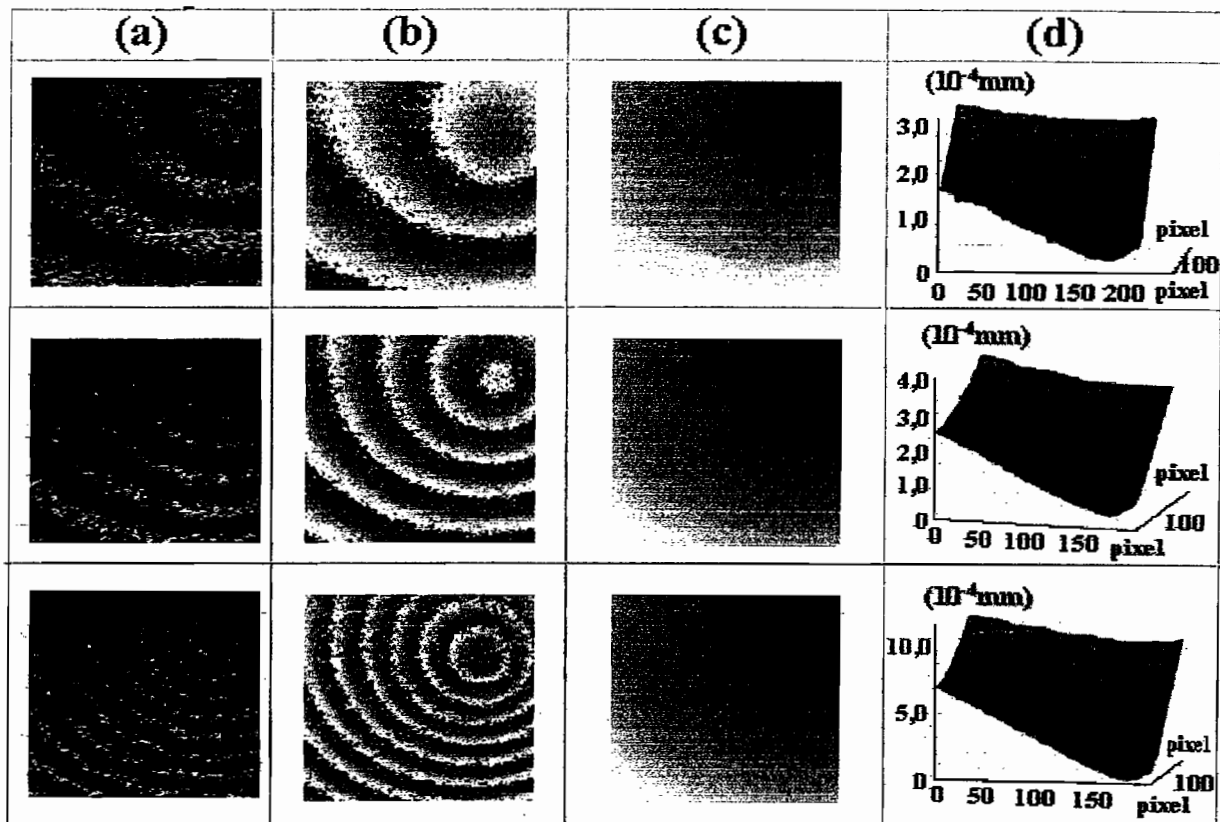


Figura 4.11: Deslocamento pontual em uma placa de alumínio, onde (a) é o interferograma holográfico para $\phi = 0$ (200 pixels); (b) é o mapa de fase modulado; (c) é o mapa de fase desmodulado; e (d) variação na superfície, com valores medidos com a técnica compatíveis com os valores medidos no parafuso micrométrico.

tológicos em tempo real, como por exemplo, a distribuição de tensões e dissipação de carga na mastigação, parâmetros importantes para essa área de estudo.

Topografia de Superfície pelo Método de Rotação da Fonte.

No procedimento experimental para obter a topografia do objeto usando um cristal BSO, o ângulo entre os feixes de registro foi de 45 graus para o tempo de registro de 30,0s (ver arranjo da Fig. 4.15). O padrão de interferência dos feixes difratado e transmitido foi obtido pela rotação do feixe objeto com um sistema de rotação com um espelho de

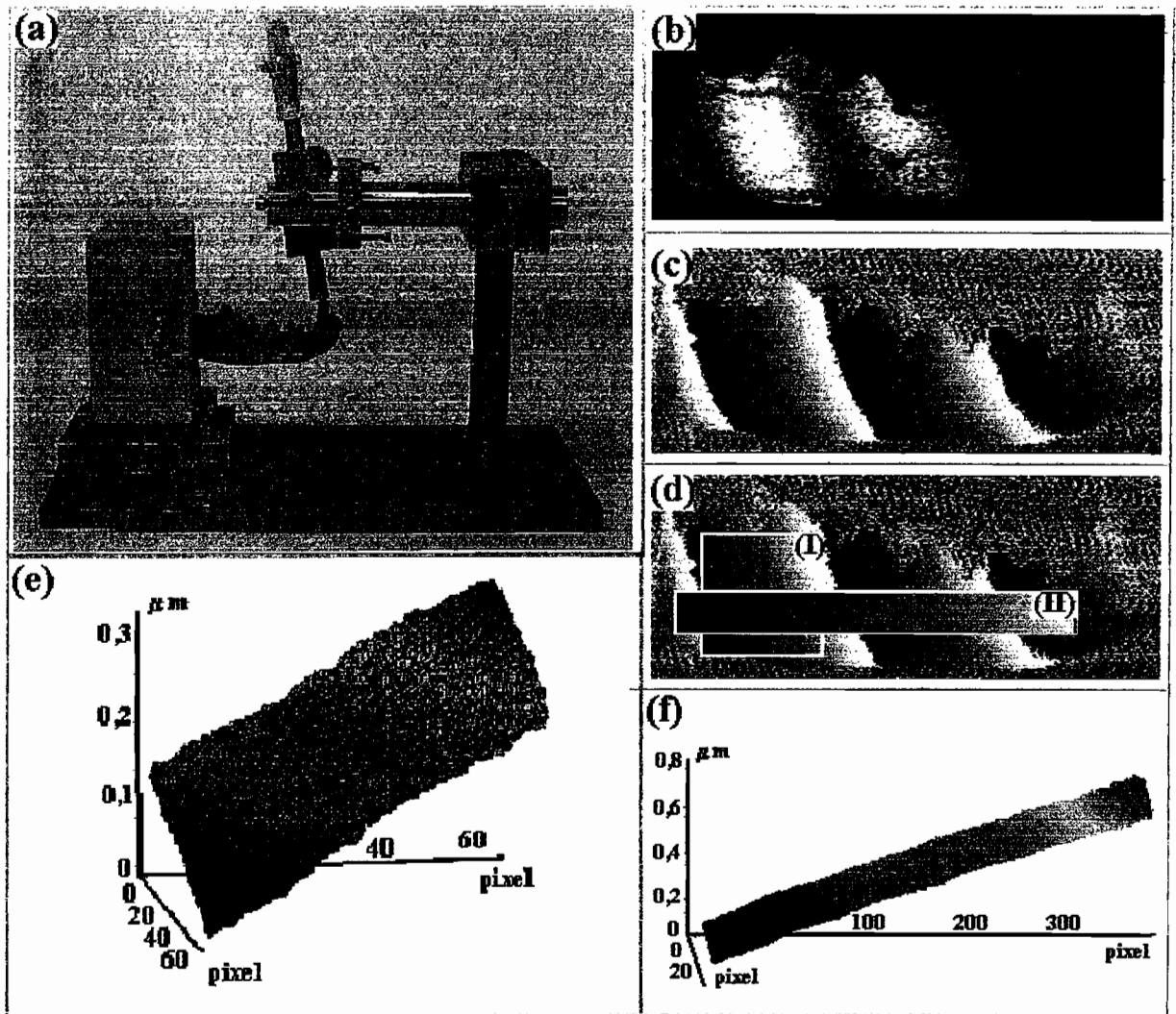


Figura 4.12: Deformação em uma mandíbula de cachorro pintada com tinta retro-refletora submetido a um carregamento e analisada com a técnica, onde (a) é o aparato de carregamento; (b) é o interferograma holográfico para $\phi = 0$; (c) é o mapa de fase modulado; (d) é o mapa de fase desmodulado em algumas regiões da mandíbula; (e) e (f) são as variações na superfície com valores da deformação sofrida na estrutura da mandíbula.

$\Delta\theta = 0.0001rad$, para um ângulo entre o feixe de iluminação e observação de $\theta = 0.36rad$. O sistema de deslocamento da fase PZT foi usado para produzir um deslocamento de fase no feixe referência ($\Delta\phi = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$) para aplicação da técnica de Quatro Passos[1]. Esses interferogramas foram capturados e analisados por programas de cálculo da fase e geraram um mapa de fase modulado da superfície do objeto, mostrando um

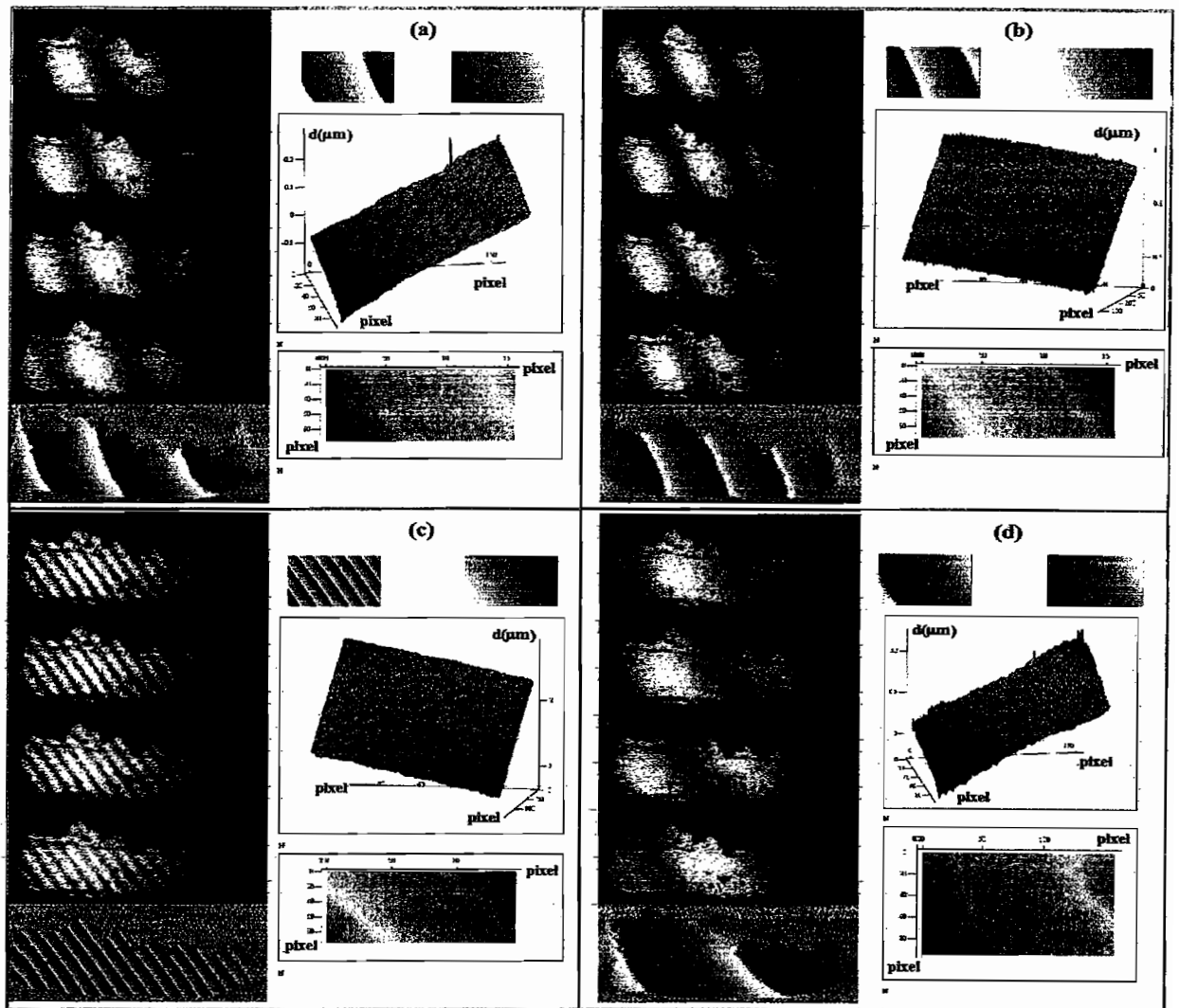


Figura 4.13: Sequência de Deformação em uma mandíbula de cachorro pintada com tinta retro-refletora submetido a um carregamento e analisada com a técnica.

padrão de franjas de contorno da superfície. Para simplificar o processo de desmodulação este mapa de fase foi submetido a uma máscara que selecionava uma dada região da imagem da superfície e filtrava usando um filtro anisotrópico \sin/\cos para minimizar os ruídos do mapa de fase modulado. Então, usando a Técnica de Autômato Celular obtemos o mapa de fase desmodulado e conseqüentemente, a topografia da superfície, Fig. 4.16.

Na Fig. 4.17, uma lâmpada com 30,0mm de comprimento e 10,0mm de diâmetro pintada com tinta retro-refletora foi posicionada a uma distância $z_0 \approx 51.0cm$ do cristal

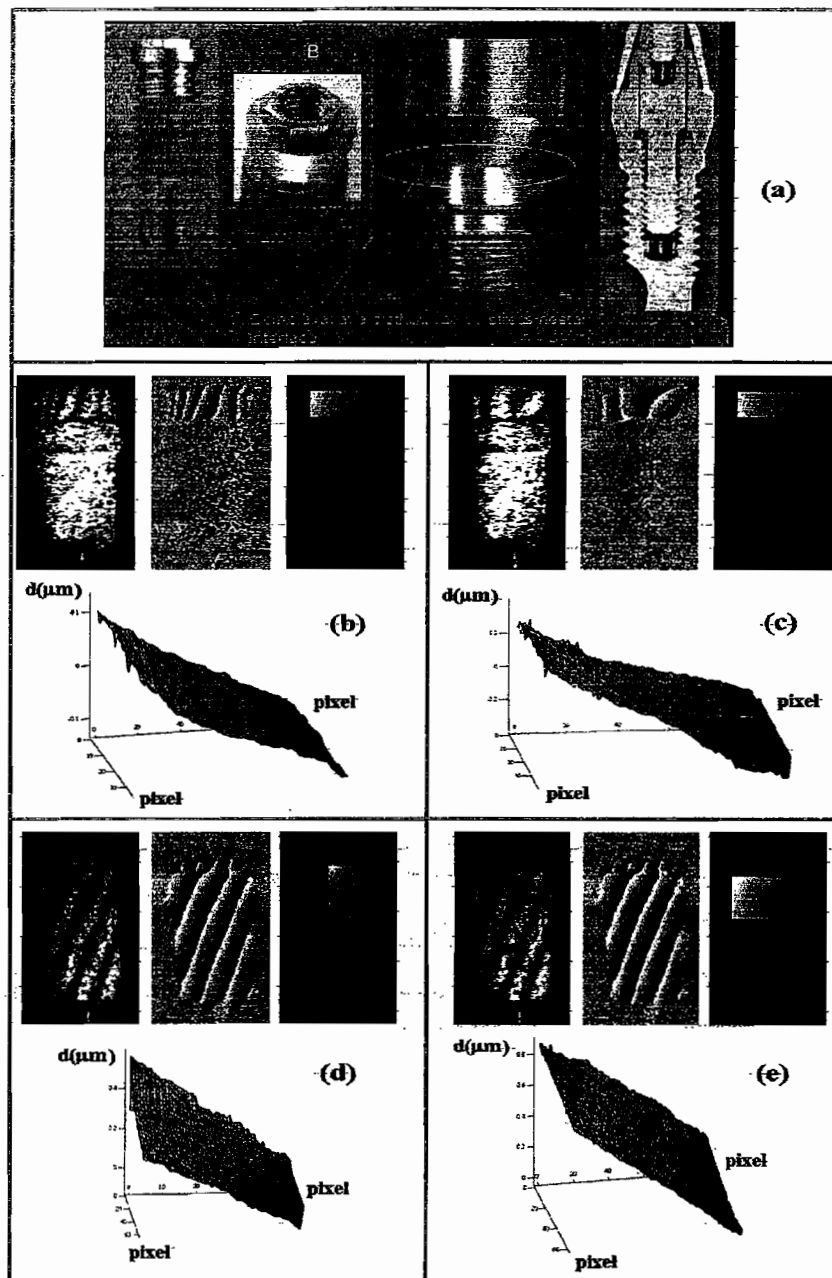


Figura 4.14: Deformação em parafuso de implante dentário pintado com tinta retro-refletora submetido a um ação de um torquímetro digital e analisada com a técnica, onde (a) é o esquema do parafuso; a) é o interferograma holográfico para $\phi = 0$; (c) é o mapa de fase modulado; (d) é o mapa de fase desmodulado em algumas regiões do parafuso; (e) e (f) são as variações na superfície com valores da deformação sofrida na estrutura do parafuso.

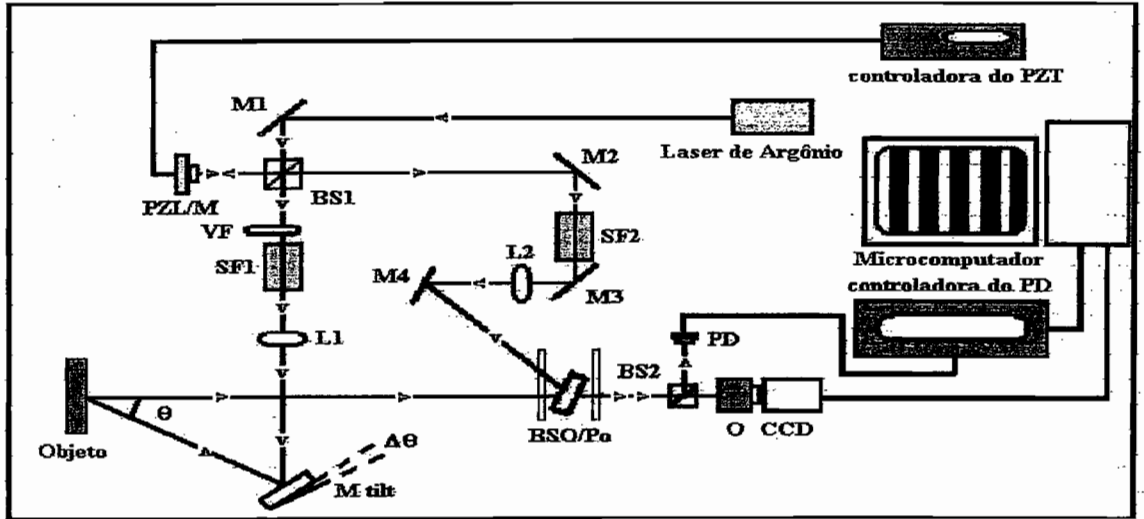


Figura 4.15: Esquema do arranjo experimental para HTR com cristal fotorrefrativo BSO com mapeamento de fase adaptado ao método de rotação da fonte.

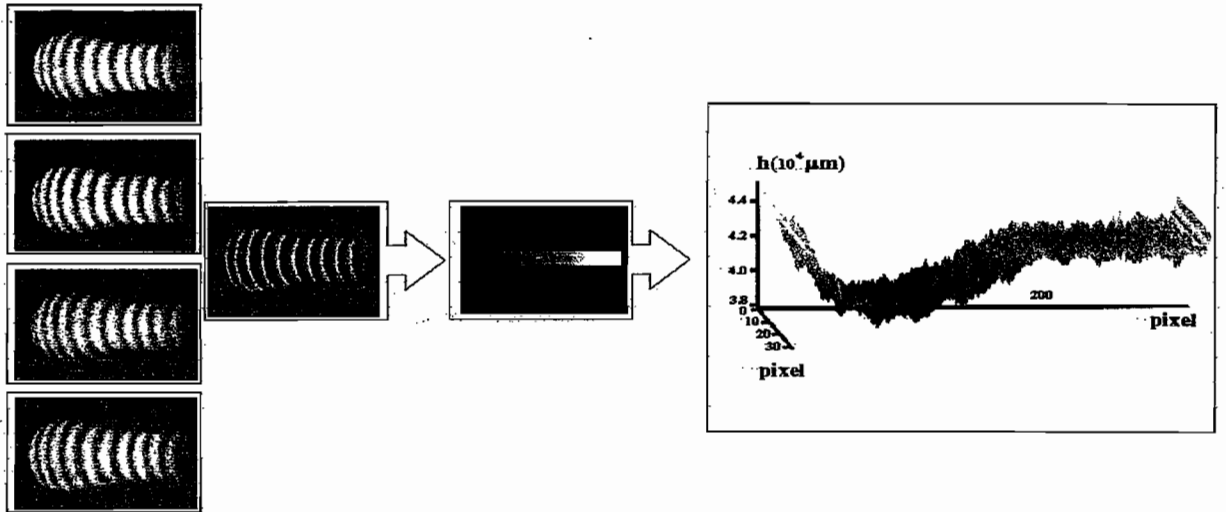


Figura 4.16: Diagrama do processo para obter a topografia do objeto, onde temos, os interferogramas holográficos para $\phi = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$; o mapa de fase modulado; o mapa de fase desmodulado; e a topografia do objeto.

e $z_1 = 70.5\text{cm}$ da CCD. O ângulo de incidência foi de $\theta = 0.36\text{rad}$ e sua variação de $\Delta\theta = 0.0001\text{rad}$. Essa mudança resultou em interferogramas holográficos com um padrão de franjas de contorno da superfície da lâmpada. Aplicando a técnica de Deslocamento

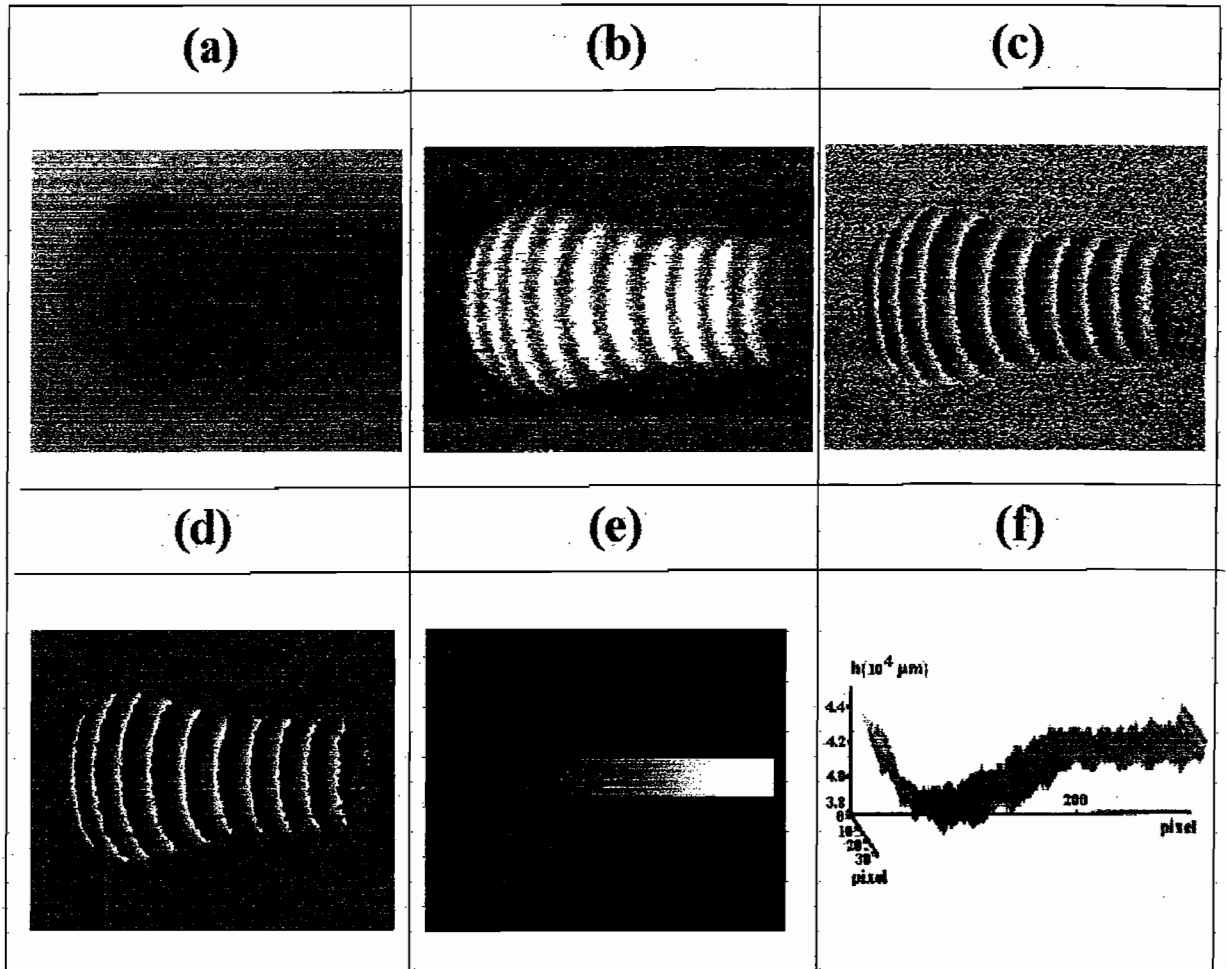


Figura 4.17: Sequência para obter a topografia da superfície de uma lâmpada, onde (a) é a imagem da lâmpada; (b) é o interferograma holográfico para $\phi = 0$; (c) e (d) são os mapas de fase modulados antes e depois da filtragem pelo filtro anisotrópico \sin/\cos , respectivamente (128 x 128 pixels); (e) é o mapa de fase desmodulado (128 x 128 pixels); e (f) é a topografia da superfície.

de Fase de Quatro Passos resulta um mapa de fase modulado, o mapa de fase precisa ser desmodulado, assim, usamos uma máscara e um filtro anisotrópico \sin/\cos para suprimir o ruído. Usamos o algoritmo de desmodulação do Autômato Celular. A topografia da superfície foi calculada e este resultado está de acordo com a topografia real da superfície.

Na Fig.4.18, uma dama de xadrez com 30,0mm de comprimento e 10,0mm de diâmetro pintada com tinta retro-refletora foi posicionada a uma distância $z_0 = 51.0cm$ do cristal e $z_1 = 70.5cm$ da CCD. O ângulo de incidência foi de $\theta = 0.36rad$ e sua variação de

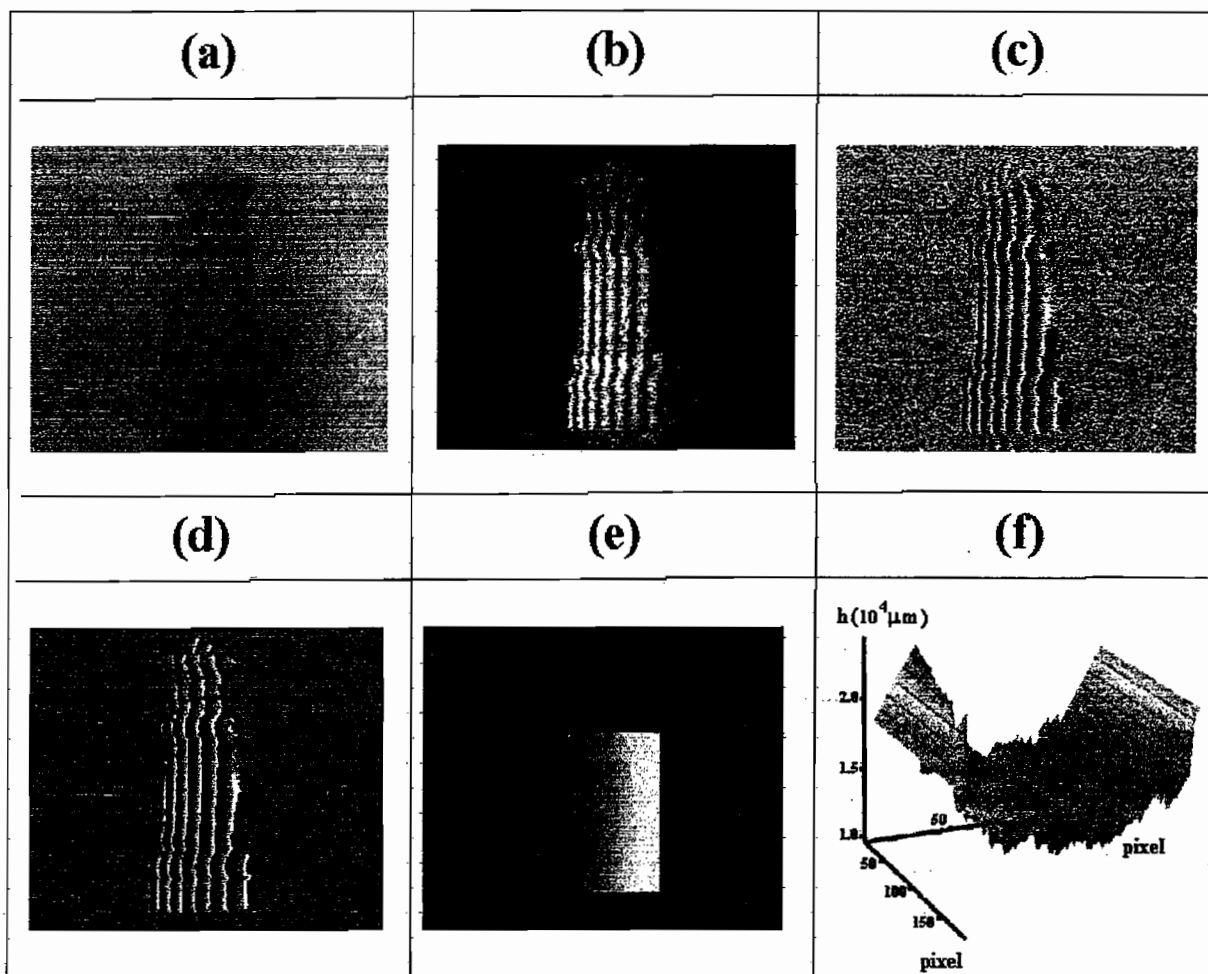


Figura 4.18: Sequência para obter a topografia da superfície de uma dama de xadrez, onde (a) é a imagem da dama de xadrez; (b) é o interferograma holográfico para $\phi = 0$; (c) e (d) são os mapas de fase modulados antes e depois da filtragem pelo filtro anisotrópico sen/cos , respectivamente (128 x 128 pixels); (e) é o mapa de fase desmodulado (128 x 128 pixels); e (f) é a topografia da superfície.

$\Delta\theta = 0.0002\text{rad}$. Os resultados mostrados na Fig. 4.18 estão de acordo com o esperado para topografia do objeto real.

Na Fig. 4.19, um botão com 10,0mm de comprimento e 20,0mm de diâmetro pintado com tinta retro-refletora foi posicionado a uma distância $z_0 = 51.0\text{cm}$ do cristal e $z_1 = 70.5\text{cm}$ da CCD. O ângulo de incidência foi de $\theta = 0.36\text{rad}$ e sua variação de $\Delta\theta = 0.00006\text{rad}$. Os resultados mostrados na Fig. 4.19 estão de acordo com o esperado para topografia do objeto real.

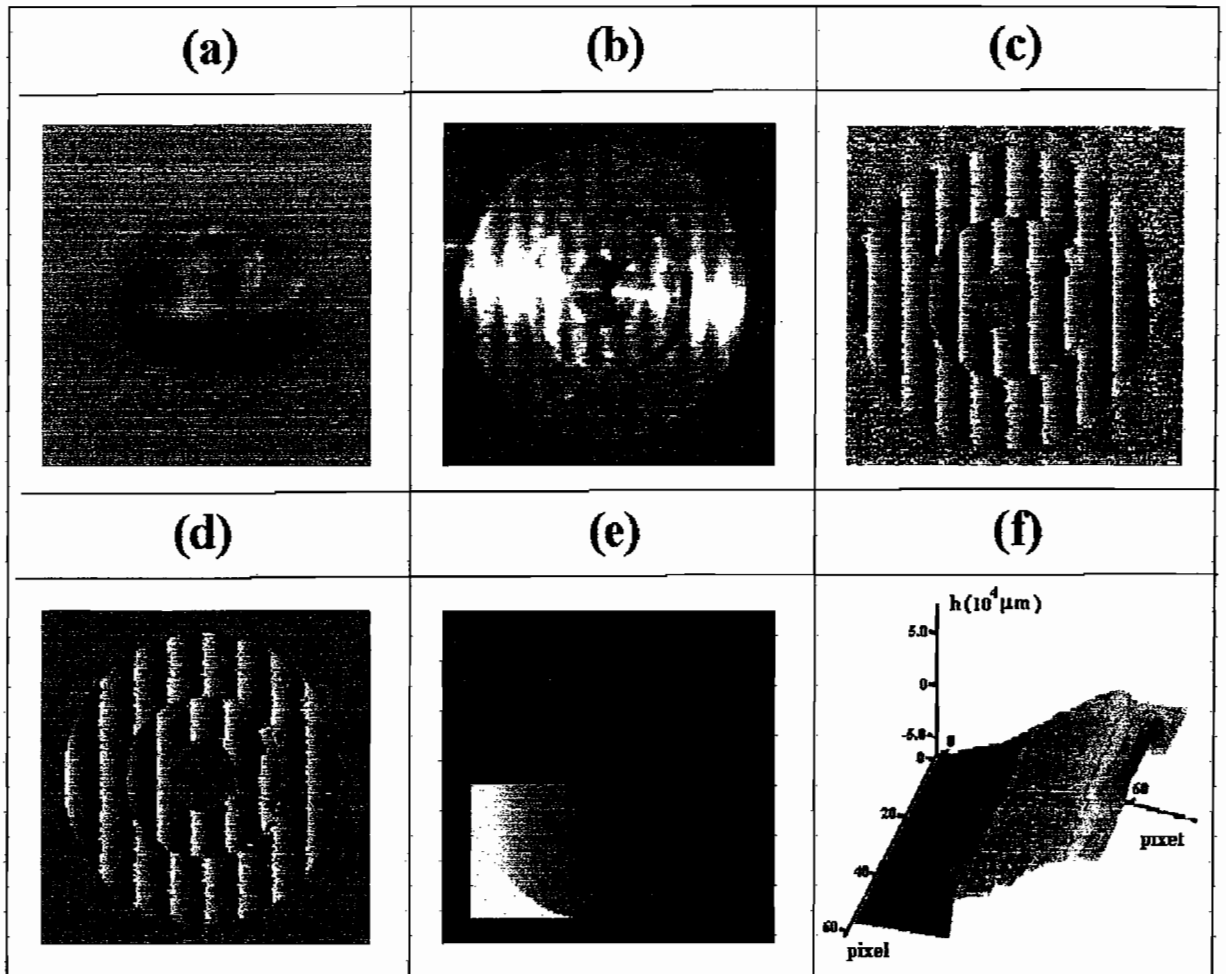


Figura 4.19: Sequência para obter a topografia da superfície de um botão, onde (a) é a imagem do botão; (b) é o interferograma holográfico para $\phi = 0$; (c) e (d) são os mapas de fase modulados antes e depois da filtragem pelo filtro anisotrópico sen/cos, respectivamente (128 x 128 pixels); (e) é o mapa de fase desmodulado (128 x 128 pixels); e (f) é a topografia da superfície.

Na Fig. 4.20, um fenda numa placa de alumínio com aproximadamente 10,0mm de comprimento e 1,0mm de largura foi posicionada a uma distância $z_0 = 51.0cm$ do cristal e $z_1 = 70.5cm$ da CCD. O ângulo de incidência foi de $\theta = 0.36rad$ e sua variação de $\Delta\theta = 0.00002rad$. Os resultados mostrados na Fig. 4.20 estão de acordo com o esperado para topografia do objeto real.

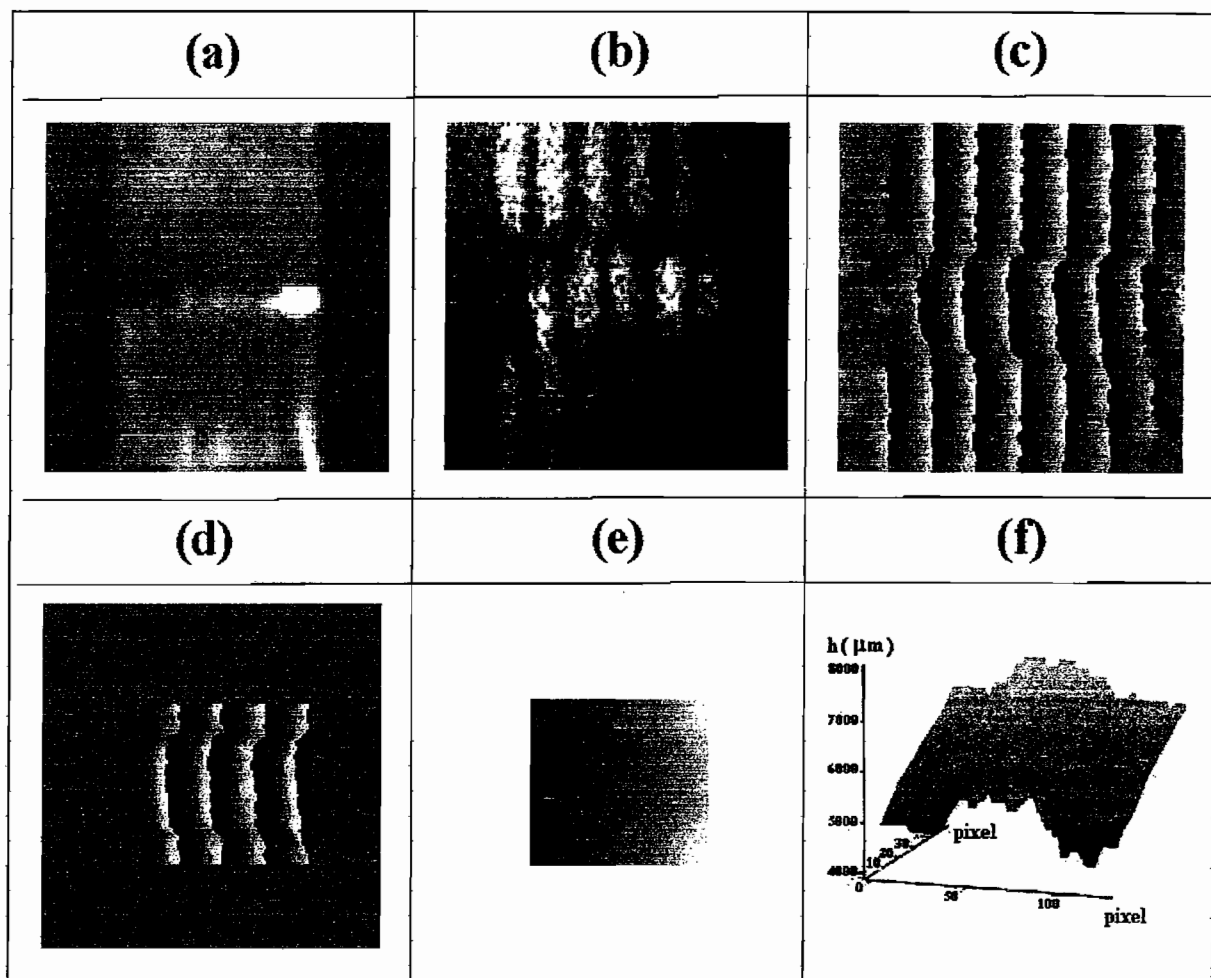


Figura 4.20: Sequência para obter a topografia da superfície de uma fenda numa placa de alumínio, onde (a) é a imagem da fenda numa placa de alumínio; (b) é o interferograma holográfico para $\phi = 0$; (c) e (d) são os mapas de fase modulados antes e depois da filtragem pelo filtro anisotrópico sen/cos , respectivamente (128 x 128 pixels); (e) é o mapa de fase desmodulado (128 x 128 pixels); e (f) é a topografia da superfície.

Topografia de Superfície pelo Método Holográfico de Exposição Única.

Usando um arranjo experimental para estudo do relevo da superfície de um objeto rígido através do registro holográfico pelo método de exposição única num cristal BTO. O feixe objeto forma a imagem no cristal e é feita a reconstrução da imagem holográfica do objeto na câmera CCD. O cristal está cortado na configuração eletro-óptica transver-

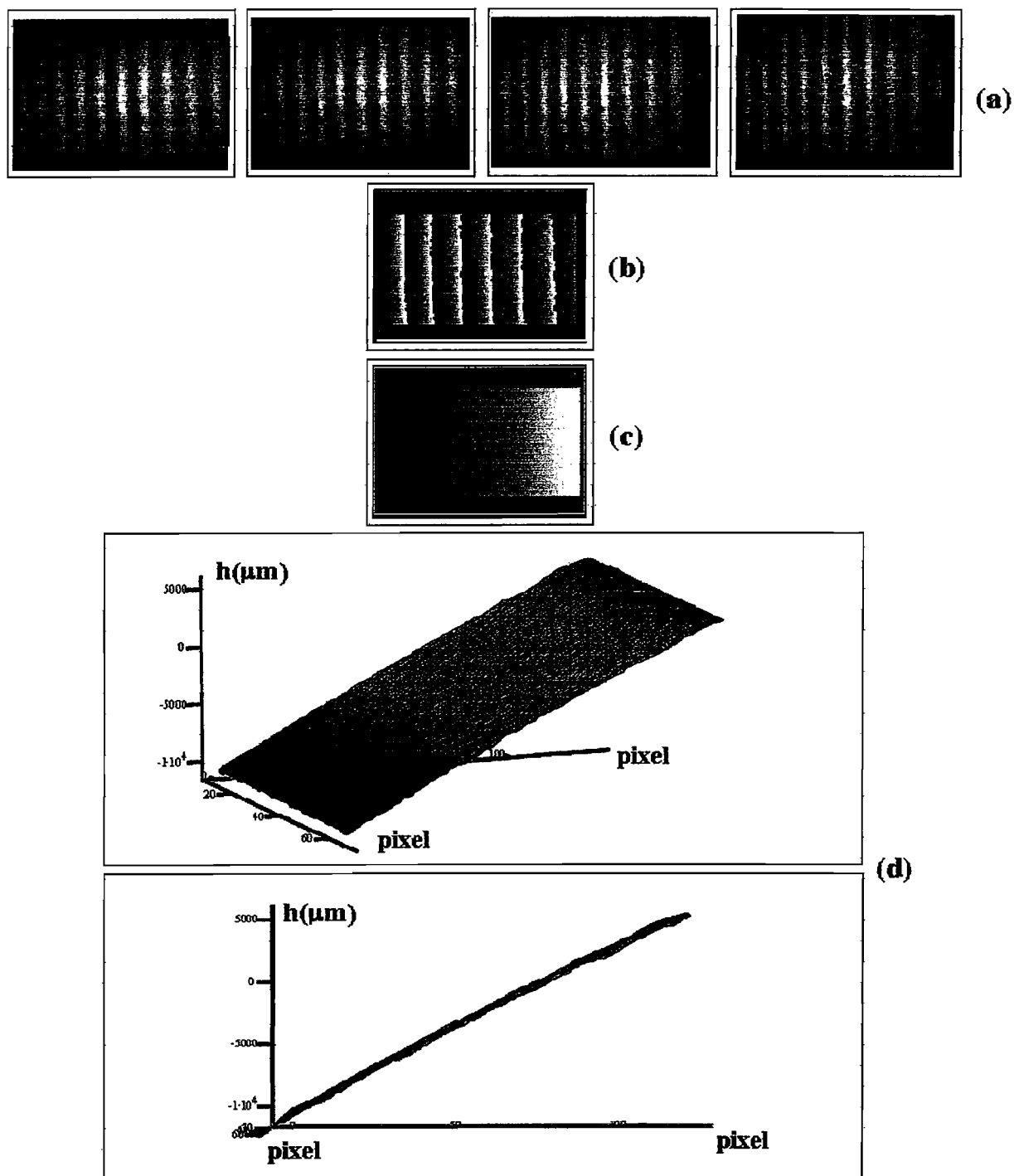


Figura 4.21: Resultados das medidas em um placa inclinada, onde (a) são os interferogramas holográficos para $\phi = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$; (b) é o mapa de fase modulado; (c) é o mapa de fase desmodulado; e (d) é a topografia do objeto.

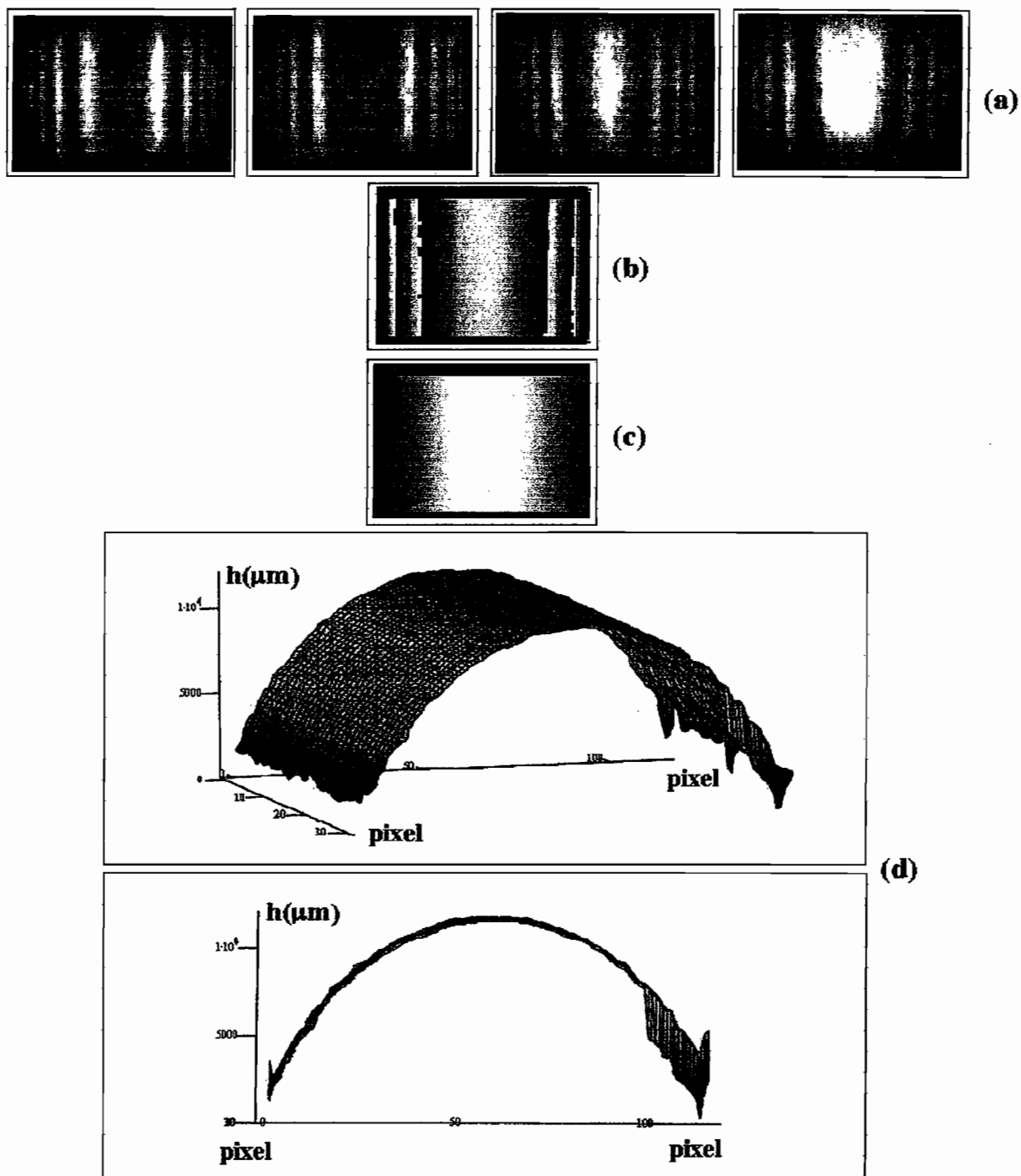


Figura 4.22: Resultados das medidas em um cilindro, onde (a) são os interferogramas holográficos para $\phi = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$; (b) é o mapa de fase modulado; (c) é o mapa de fase desmodulado; e (d) é a topografia do objeto.

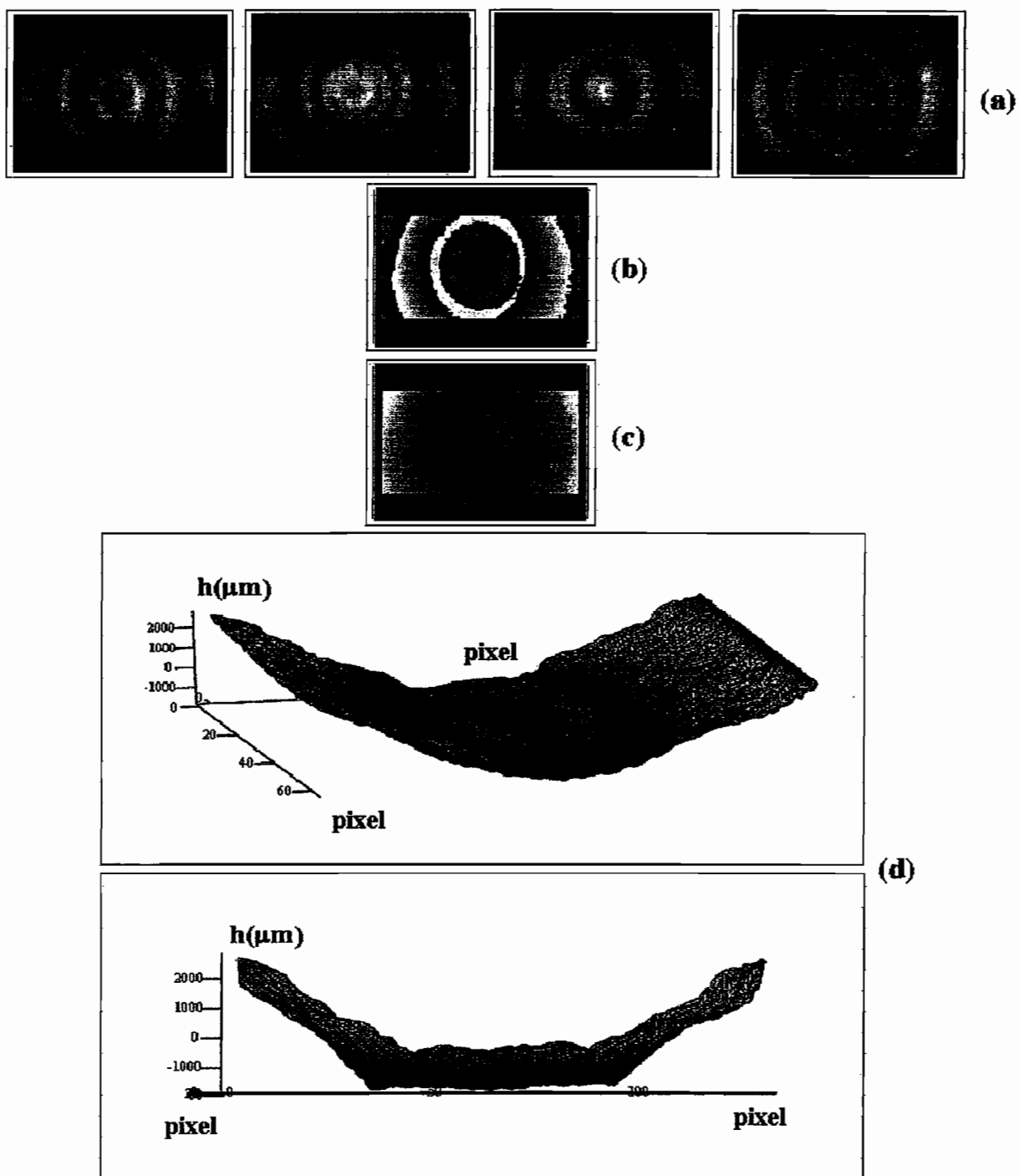


Figura 4.23: Resultados das medidas em um alto-falante, onde (a) são os interferogramas holográficos para $\phi = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$; (b) é o mapa de fase modulado; (c) é o mapa de fase desmodulado; e (d) é a topografia do objeto.

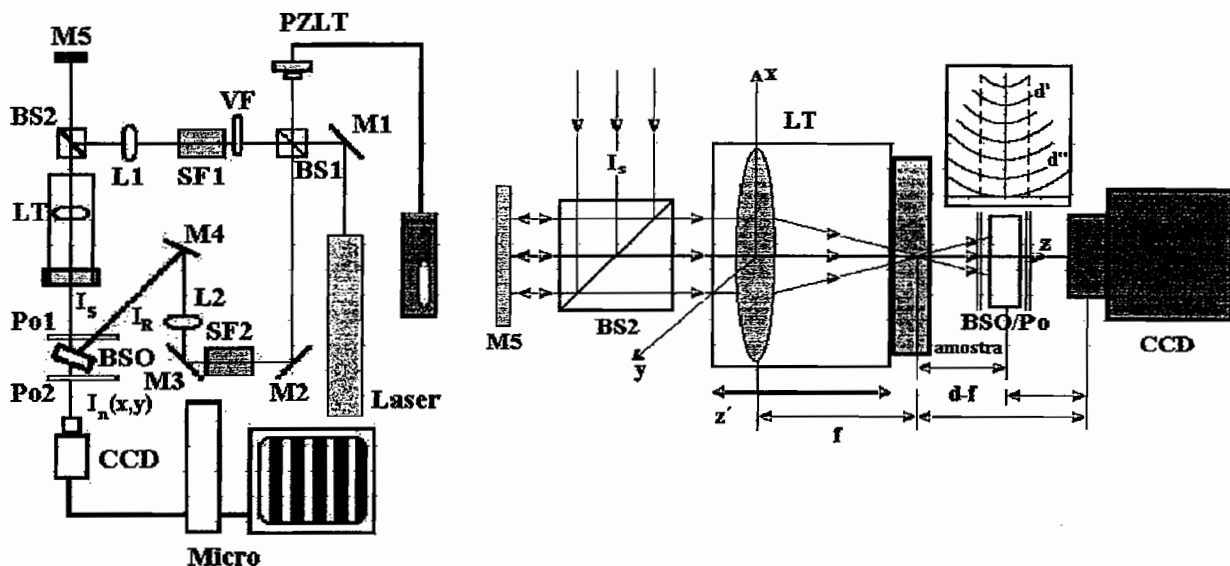


Figura 4.24: Arranjo para IHTR com mapeamento de fase usando cristal BSO e detalhe do processo de análise da distribuição de fase da frente de onda por IHTR.

sa (110) com o eixo [001] ortogonal ao plano de incidência. A imagem holográfica é digitalizada por um sistema de aquisição para processamento. Usando as propriedades de difração anisotrópica do cristal, os feixes incidentes são linearmente polarizados por um polarizador Po1 na entrada do cristal, assim, os feixes transmitidos e difratado são polarizados na saída do cristal BTO. O polarizador Po2 pode ser apropriadamente rotacionado para permitir uma máxima visibilidade do interferograma. O espelho está fixado a um parafuso micrométrico para ajustar o valor de $\Gamma_{R2} - \Gamma_{R1}$. Um outro espelho e parafuso micrométrico são montados em um estágio de translação para introduzir um deslocamento de fase no feixe referência. O divisor de feixe BS1 divide o feixe incidente em feixe objeto e referência.

Usamos como fonte um laser de diodo emitindo em torno de $\lambda = 670nm$ com intervalo espectral livre $\Delta\nu = 53GHz$, que corresponde a $\Delta k = 1,18rd/mm$. Este laser emite em quatro modos com diferentes intensidade. Para obter as soluções analíticas para a fase ,

assumimos a oscilação de três modos laser de igual intensidade, assim a intensidade da imagem é reconstruída holograficamente. Como será visto mais tarde, esta simplificação permite obter resultados muito satisfatórios.

Assim, com uma única exposição obtemos a imagem holográfica de uma placa metálica inclinada 30 graus com relação à face do cristal BTO. A imagem do objeto com as franjas de interferência do contorno é mostrada na Fig.4.21(a). Neste caso, a distribuição das franjas ao longo da superfície do objeto é obtida. A topografia do objeto pode ser obtida por deslocamento de fase. O mapa de fase é mostrado na Fig. 4.21(b), enquanto o mapa de fase desmodulado é mostrado na Fig.4.21(c). O relevo da superfície é detalhado na Fig.4.21(d). Dos dados mostrados nesta figura, o ângulo de inclinação da placa foi de 32,1 graus. Esses resultados estão em excelente acordo com o ângulo de inclinação dado no aparato experimental e a superfície medida com um comparador, mostra que a análise de oscilação do laser feita na seção anterior aliada a técnica de deslocamento de fase permitem obter bons resultados. Nós testamos a técnica com superfícies de objetos com geometrias mais complexas. A Fig. 4.22(a),(b),(c) e (d) mostram o interferograma, o mapa de fase, o mapa de fase desmodulado e a topografia resultante, respectivamente, para uma superfície cilíndrica. O diâmetro do cilindro obtido foi 42,1mm, que está muito próximo ao valor obtido por um paquímetro (41,5mm). A Fig.4.23(a), (b), (c) e (d) mostram os padrões correspondentes da superfície de um alto-falante parcialmente iluminado.

Análise de Ondas Ópticas

O arranjo experimental para IHTR com mapeamento de fase usando cristal BSO está mostrado na Fig. 4.24 que foi otimizado com alguns ajustes para medidas de ondas

ópticas. A Fig. 4.24 também mostra em detalhe o processo de propagação e variação nas frente de ondas.

A Fig. 4.25 mostra, o diagrama sequencial para obtenção dos resultados experimentais para análise de ondas ópticas em lentes usando IHTR, onde um holograma da frente de onda plana é registrado, em seguida é acoplado no arranjo da lente a ser testada LT resultando numa superposição da frente de onda difratada pelo holograma e a frente de onda vinda da lente LT. Neste caso foi utilizada uma lente esférica com $f_N=50,0\text{mm}$ e localizada a uma distância $d=215,0\text{mm}$, gerando 4 interferogramas holográficos para se obter a distribuição de fase devido à lente. A partir das equações (4.59) e (4.60) e do parâmetro d podemos calcular a distância focal experimental $f_E = (53,2 \pm 2,0)\text{mm}$.

Também foram feitas medidas variando a posição da lente, ou seja, determinamos a distribuição de fase para uma lente esférica positiva em diferentes posições ao longo da direção de propagação do feixe laser. Para uma lente com distância focal $f_N=50,0\text{mm}$ vemos as distribuições de fase para $d'=115,0\text{mm}$ e $d''=215,0\text{mm}$, na Fig. 4.26.

A Fig. 4.27 mostra a distribuição de fase da frente de onda de uma lente cilíndrica positiva testada, com distância focal nominal $f_N=100,0\text{mm}$ e $d=215,0\text{mm}$, assim, a distância focal calculada com esta técnica foi $f_E = (109,0 \pm 4,0)\text{mm}$.

Um exemplo de análise de ondas ópticas devido a lentes foto-induzidas em materiais ópticos é mostrado na Fig.4.28, onde uma amostra de cristal $Bi_{12}TiO_{20}$, com configuração eletro-óptica transversa e espessura $3,0\text{mm}$, apresenta efeito de auto-focalização devido a efeitos termo-ópticos, e efeito de auto-defocalização devido aos efeitos fotorrefrativo e fotocrômico (ver Capítulo 3) sem aplicação de campo elétrico externo. Portanto, na análise de ondas ópticas devido a efeitos foto-induzidos, de acordo com a equação (4.61), os efeitos de auto-focalização e auto-defocalização produzem uma variação de fase anisotrópica em

(i,j). A frente de onda astigmática, ver (h-l) na Fig. 4.28, gerada por efeitos foto-induzidos pelo feixe laser. Na Fig. 4.29, o cristal $LiNbO_3 : Fe(0.025ppmFe^{2+})$ apresenta efeito de auto-focalização devido ao efeito fotovoltaico, sem aplicação de campo elétrico externo e outros efeitos foto-induzidos são desprezados neste caso (ver Capítulo 3). Portanto, na análise de ondas ópticas devido a efeitos foto-induzidos, de acordo com a equação (4.61), os efeitos de auto-defocalização produz aumento na variação de fase (i,j) e uma frente de onda esférica, ver (h-l) na Fig. 4.29, em uma lente esférica foto-induzida gerada pelo feixe laser.

4.6.3 Conclusões

Neste capítulo apresentamos um arranjo holográfico que usa os cristais fotorrefrativos silenitas ($Bi_{12}SiO_{20}$ or $Bi_{12}TiO_{20}$) em regime de difusão com configuração de anisotropia de difração para Holografia em Tempo Real (HTR) conectado com um método de análise de interferogramas que usa a técnica de deslocamento de fase para medidas quantitativas de variações na superfície de um objeto. Nos obtivemos bons resultados em diversas aplicações: medidas de micro-rotação de superfícies, micro-deslocamentos pontuais numa placa de alumínio, deformação numa mandíbula de cachorro; no contorno de superfícies, que permite obter a altura de superfícies por dois métodos diferentes: primeiro, por uma variação na fase da onda objeto reconstruída pela rotação do feixe de iluminação do objeto onde sua sensibilidade depende da rotação do ângulo bem como do ângulo inicial incidente do feixe de iluminação do objeto e depois, por holografia em tempo real com exposição única usando um laser de diodo multimodo. Comparando os dois métodos com o método tradicional usando dois comprimentos de onda, o primeiro caso é mais simples e não é necessário levar em consideração as aberrações cromáticas do sistema óptico[3]. O

segundo caso tem a vantagem de usar somente uma única exposição do meio de registro, aproveitando as propriedades singulares dos cristais fotorrefrativos silenitas e do laser de diodo multimodo. Investigamos também ondas ópticas geradas por diferentes tipos de lentes e mostramos a variação de fase sofrida por uma frente de onda ao atravessar amostras de cristais fotorrefrativos $Bi_{12}TiO_{20}$ e $LiNbO_3 : Fe(0,025ppm)$ devido a efeitos de focalização e/ou defocalização com a técnica de IHTR com mapeamento de fase usando cristal fotorrefrativo BSO com meio de registro holográfico. Os bons resultados obtidos revelam as potencialidades deste método em testes de qualidade em lentes, estudo de efeitos de auto-focalização e auto-defocalização em materiais com propriedades ópticas de foto-indução com análise, monitoramento e visualização em tempo real e *in situ*.

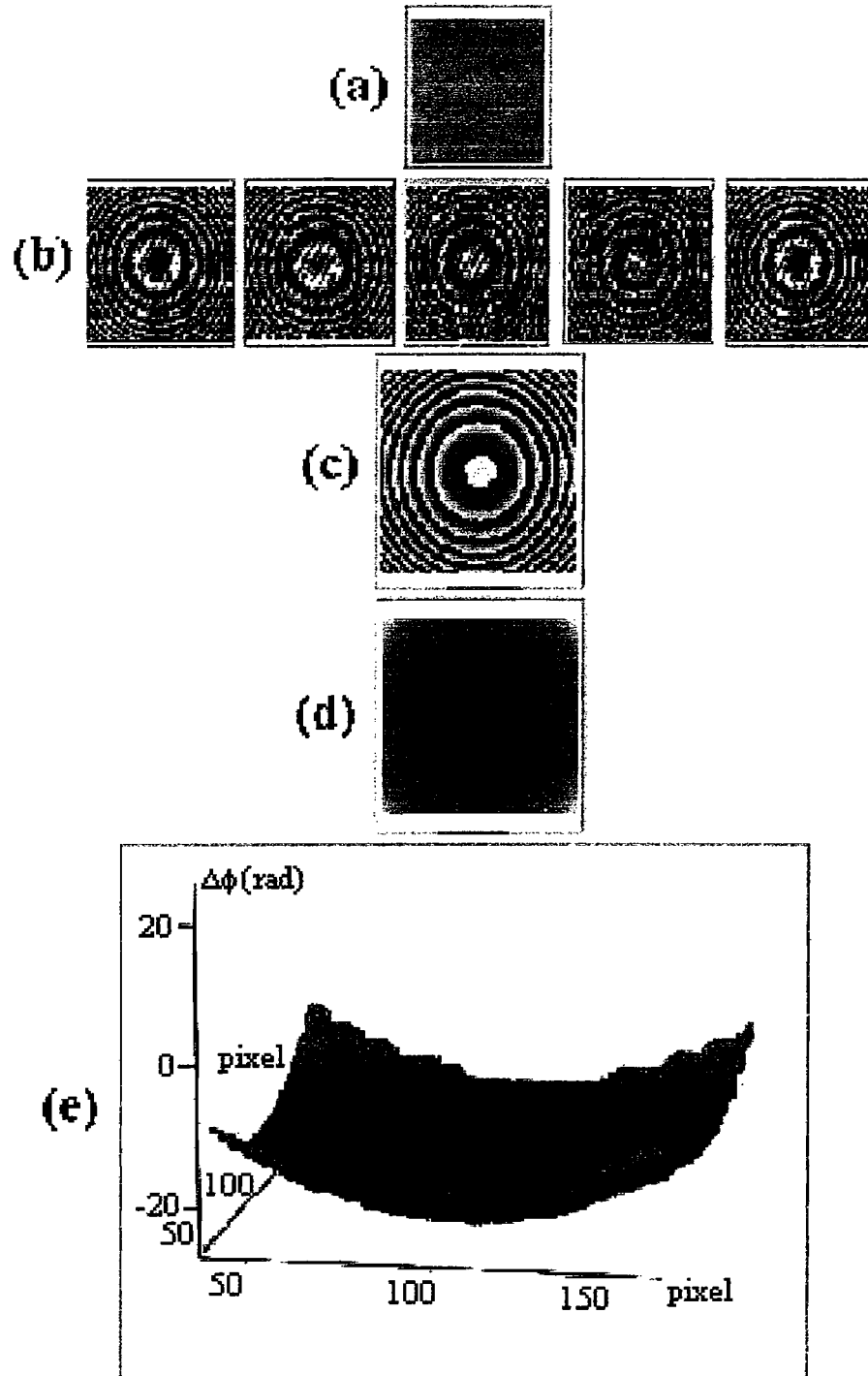


Figura 4.25: Diagrama do processo para se obter a frente de onda, onde (a) é o holograma registrado de uma frente de onda plana (192 x 192 pixels); (b) são os interferogramas holográficos com deslocamento de fase da lente teste LT ($0, \pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$); (c) é o mapa de fase modulado dado pela técnica de Quatro Passos; (d) é o mapa de fase desmodulado; e (e) é a variação na frente de onda devido a lente LT (128 x 128 pixels).

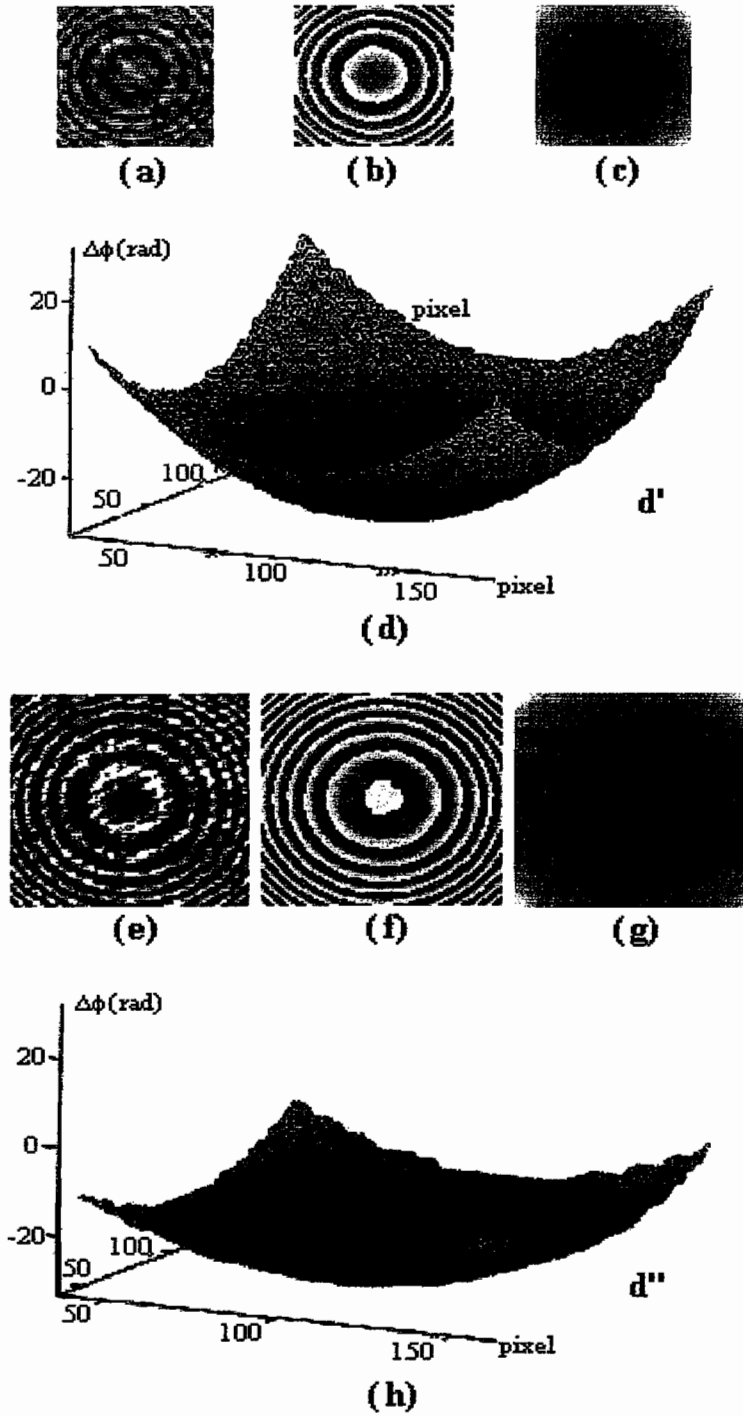


Figura 4.26: Aplicação da técnica de IHTR em lentes esféricas positivas, $f_N=50,0\text{mm}$, em diferentes posições ao longo da direção de propagação da luz: $d'=115,0\text{mm}$, onde (e) é o interferograma holográfico para $\Phi = 0$, (f) é o mapa de fase modulado, e (g) o mapa de fase desmodulado; (h) é a variação na frente de onda (128 x 128 pixels); e $d'=215,0\text{mm}$, onde (i) é o interferograma holográfico para $\Phi = 0$, (j) é o mapa de fase, e (k) é mapa de fase desmodulado (192 x 192 pixels); (l) é a variação na frente de onda (128 x 128 pixels).

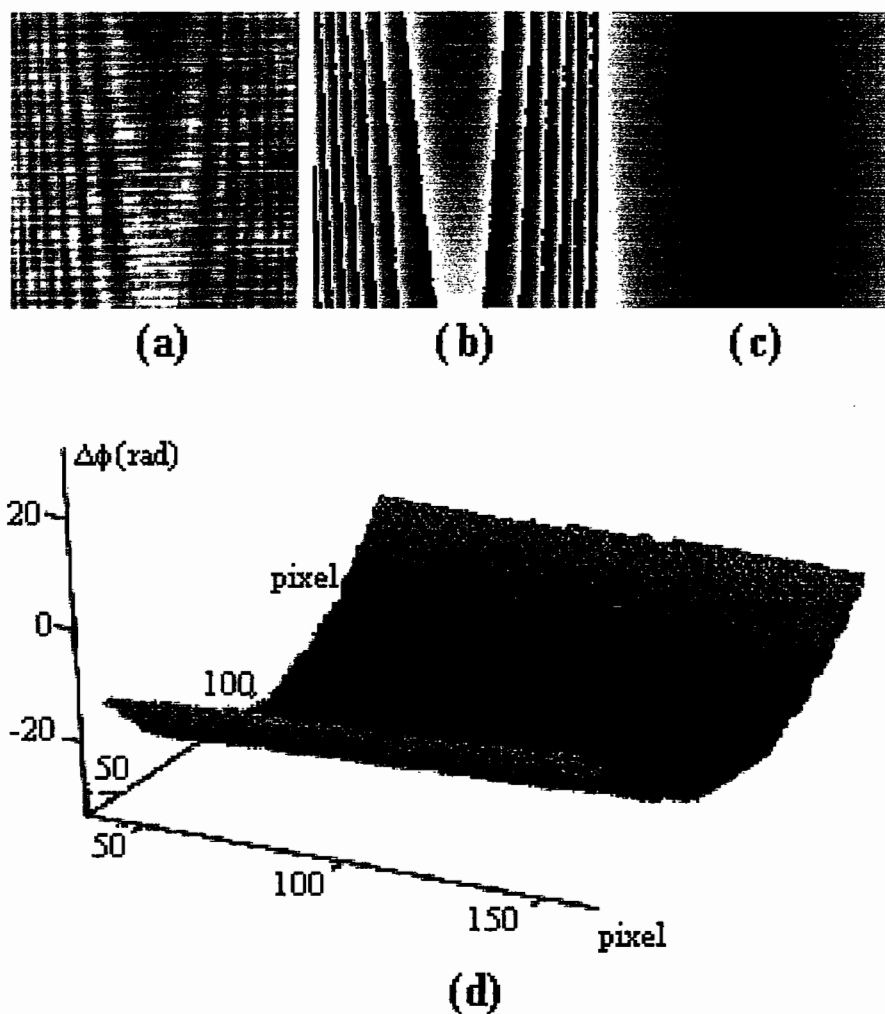


Figura 4.27: Aplicação da técnica de IHTR em lentes cilíndricas positivas, onde (a) é o interferograma holográfico para $\Phi = 0$, (b) é o mapa de fase modulado, (c) o mapa de fase desmodulado (192 x 192 pixels) e (d) é a variação da frente de onda para uma lente com $f_N=100\text{mm}$ e $d=215,0\text{mm}$ (128 x 128 pixels).

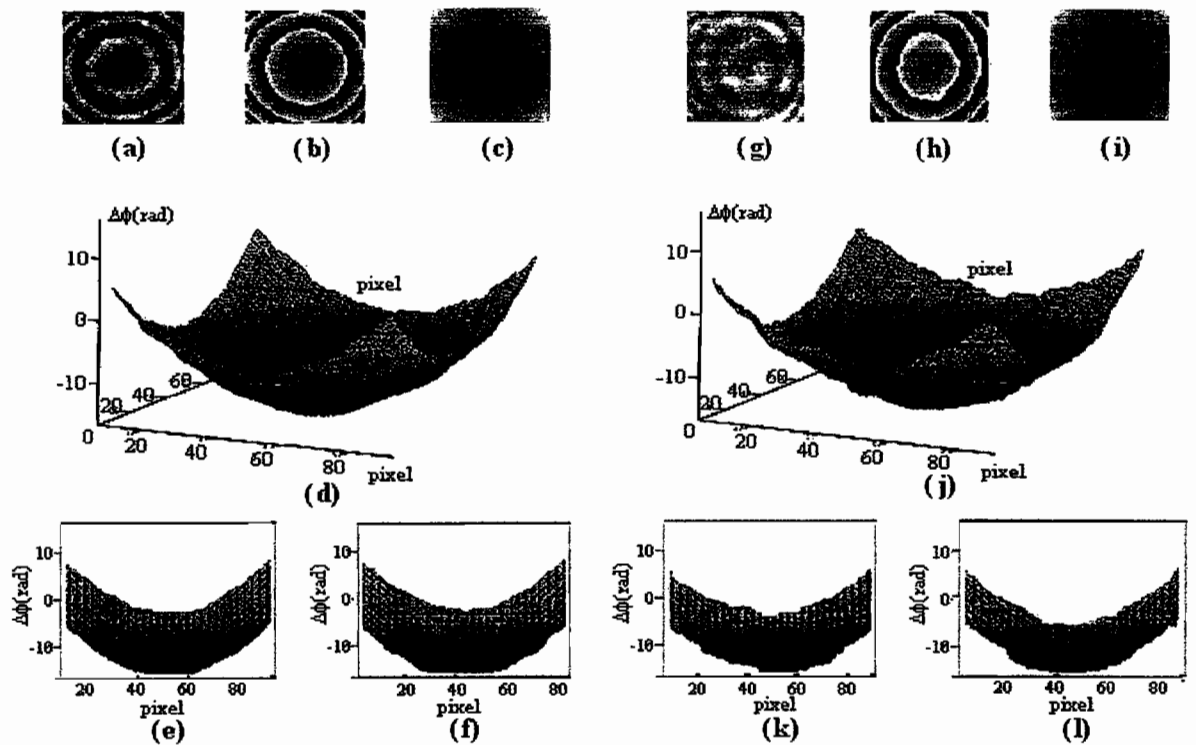


Figura 4.28: A técnica de IHTR em lentes esféricas positivas, $f_N=50,0\text{mm}$ e $d=128,0\text{mm}$, onde (a) é o interferograma holográfico para $\Phi = 0$, (b) é o mapa de fase modulado, (c) o mapa de fase desmodulado; (d), (e) e (f) é a variação na frente de onda esférica; e com a lente foto-induzida no cristal $Bi_{12}TiO_{20}$, onde (g) é o interferograma holográfico para $\Phi = 0$, (h) é o mapa de fase modulado, (i) o mapa de fase desmodulado ; (j), (k) e (l) é a variação astigmática da frente de onda.

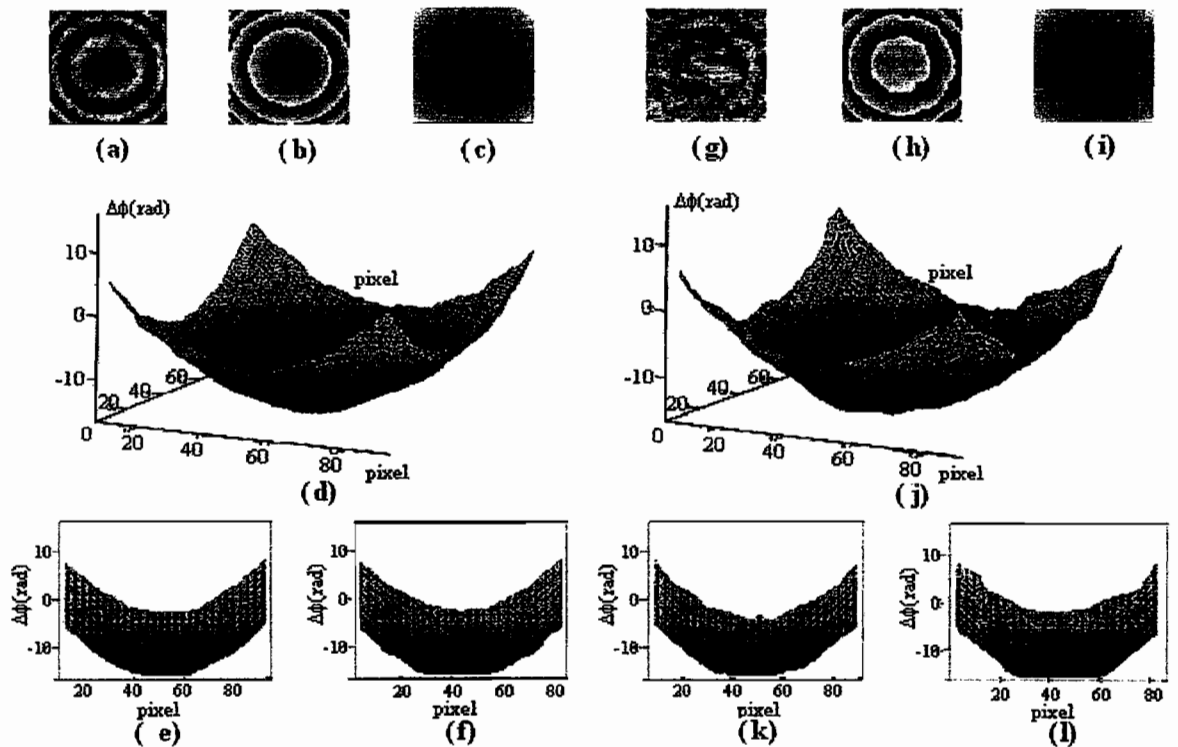


Figura 4.29: A técnica de IHTR em lentes esféricas positivas, $f_N=50,0\text{mm}$ e $d=128,0\text{mm}$, onde (a) é o interferograma holográfico para $\Phi = 0$, (b) é o mapa de fase modulada, (c) o mapa de fase desmodulado; (d), (e) e (f) é a variação na frente de onda esférica; e com a lente foto-induzida no cristal $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$, onde (g) é o interferograma holográfico para $\Phi = 0$, (h) é o mapa de fase modulada, (i) o mapa de fase desmodulado ; (j), (k) e (l) é a variação esférica da frente de onda.

Capítulo 5

Ensaio de Outras Aplicações em Materiais Fotorrefrativos

5.1 Registro e reconstrução não holográfica em Cristais Fotorrefrativos Silenitas: processo de conversão incoerente-incoerente.

Um conversor óptico não-holográfico de fácil implementação é apresentado. No processo de registro uma imagem de uma rede de Ronchi é projetada usando iluminação incoerente num cristal fotorrefrativo. Esta é armazenada devido às propriedades dos cristais fotorrefrativos, conforme vimos nos Capítulos 2 e 4, e o processo de leitura é feito com iluminação incoerente. Vários resultados experimentais ilustram as propriedades deste conversor óptico.

No processamento óptico de imagem é muito importante ter um meio de converter uma imagem espacialmente incoerente em uma réplica coerente ou incoerente para pos-

sibilitam operações ópticas, e para fazer transformadas de Fourier de imagens incoerentemente[40,41]. Estas operações podem ser realizadas com alguns meios que apresentam o efeito fotorrefrativo, sob baixa potência não-uniforme.

O registro e reconstrução não holográfica de imagem em tempo real em Cristais Fotorrefrativos $Bi_{12}SiO_{20}$ através do processo de conversão incoerente-incoerente é feita a partir da modulação foto-induzida do índice de refração em cristais fotorrefrativos BSO utilizando-se luz branca incoerente[63-65]. O processo de registro dá-se com luz branca passando por um filtro interferométrico (488nm ou 514nm), ou seja, luz monocromática incoerente incidindo em redes de Ronchi transparentes ou refletoras e focalizadas nos cristais fotorrefrativos BSO com campo elétrico externo aplicado. As redes de Ronchi introduzem uma distribuição espacial de intensidade luminosa no cristal produzindo uma modulação foto-induzida do índice de refração via efeito fotorrefrativo. No processo de reconstrução, também, utilizamos luz branca passando por um filtro interferométrico (632.8nm), ou seja, luz monocromática incoerente incidindo no cristal.

As propriedades de polarização da difração da frente de onda reconstruída com relação à de registro permite controlar o contraste da imagem reconstruída. Assim, devido ao fato de os cristais BSO serem "cristais rápidos", ou seja, com tempo de resposta da ordem de nanosegundos a milisegundos, qualquer perturbação no objeto no processo de registro pode ser detectada em tempo real.

5.1.1 Análise Teórico-Experimental

O processo de registro da imagem da rede de Ronchi em que se baseia este conversor óptico é fundamentado pelo mecanismo físico do efeito fotorrefrativo, conforme vimos no Capítulo 2, que permite registrar a imagem de uma rede de Ronchi. Considere o arranjo

experimental da Fig. 5.1, onde uma transparência é iluminada com uma fonte de luz branca F_1 por uma lente L_1 . A fonte usada é uma lâmpada dicróica emitindo iluminação incoerente. A transparência é uma rede de Ronchi com faixas de igual espessura como mostrado na Fig. 5.2. Uma imagem de amplificação igual a 1 da rede é projetada no cristal por meio da lente L_2 .

Na Fig. 5.1 mostramos o arranjo experimental para o registro e reconstrução não holográfico em meios fotorrefrativos. Neste caso, as direções (110), (001) e (110) do cristal coincide com os eixos XYZ, as dimensões lineares são L_X , L_Y e L_Z , respectivamente. Uma voltagem $V=5\text{kV}$ é aplicada entre as faces(110) gerando um campo elétrico $E_0 = V/L_X$.

O cristal tem uma forte fotocondutividade na região do espectro $\lambda = 400 - 550\text{nm}$. Com filtro interferométrico centrado para 530nm é colocada em frente a fonte de luz branca F_1 . A geração de fotocorrente para baixa intensidade de luz depende da presença de uma pequena concentração de impurezas ou defeitos na rede cristalina que são conhecidos como centros doadores ou aceitadores. Por causa desta fotocondutividade, o padrão de luz recebido pelo cristal, rede de Ronchi projetada pela lente L_2 , libera cargas dos doadores que são arrastados através da rede cristalina devido ao campo externo E_0 das regiões iluminadas para as regiões escuras onde são aprisionados nos centros aceitadores. Os centros ionizados doadores e as cargas aprisionados geram um campo de carga espacial E_{SC} que compensa parcialmente E_0 nas áreas iluminadas, assim o campo total E_T em cada ponto do cristal é

$$E_T(x) = E_{SC}(x) + E_0 \quad (5.1)$$

Um tratamento unidimensional é suficiente, neste caso, devido à variação unidimensional da intensidade que atravessa a rede de Ronchi. Considerando as cargas geradas

pela absorção da luz, a densidade de corrente J é produzida relacionada ao campo pela Lei de Ohm $E_T = J/\sigma$, onde a condutividade é $\sigma = \alpha I(x) + \sigma_0$, σ_0 é a condutividade escura, α o coeficiente de fotocondutividade relacionado aos parâmetros físicos do cristal.

As propriedades de polarização da difração da frente de onda reconstruída com relação à de registro permite controlar o contraste da imagem reconstruída. Assim, devido ao fato de os cristais BSO serem "cristais rápidos", ou seja, com tempo de resposta da ordem de nanossegundos a milissegundos. Assim, qualquer perturbação no objeto no processo de registro pode ser detectado em tempo real.

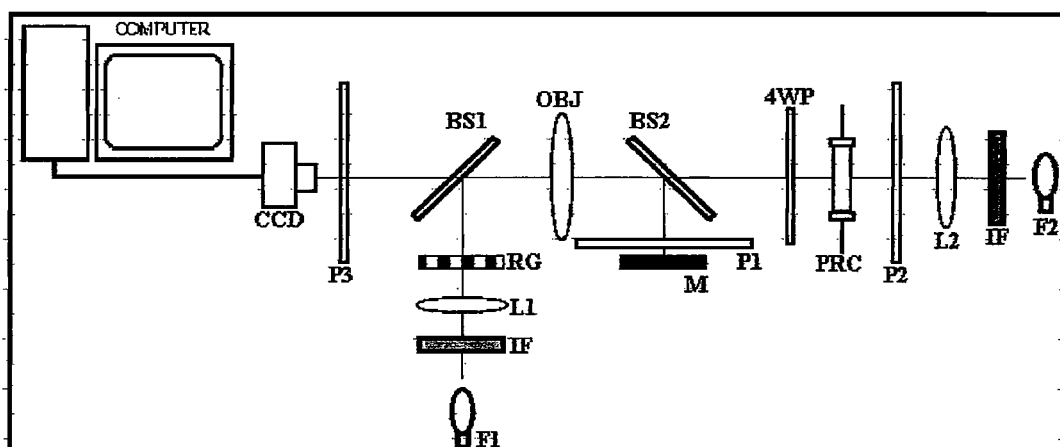


Figura 5.1: Arranjo esquemático para Registro e reconstrução não holográfica de imagem em Cristais Fotorrefrativos $Bi_{12}SiO_{20}$ (BSO) e $Bi_{12}TiO_{20}$ (BTO) no processo de conversão incoerente-incoerente: onde F1 e F2 são fontes de luz branca incoerentes; IF's são filtros interferométricos, L1 e L2 são lentes; P1, P2 e P3 são polarizadores; 4WP é uma placa de quarto de onda; BS1 e BS2 são divisores de feixe; OBJ é uma objetiva, M é um espelho plano; PRC é um cristal fotorrefrativo silenita e CCD é a câmera de aquisição.

Assim, na Fig. 5.2 temos a reconstrução não holográfica das redes de Ronchi de transmissão para diferentes valores de frequência da rede: (a) 1 linha/mm, a) 2 linha/mm, a) 10 linha/mm e a) 15 linha/mm. E em diferentes orientações dos polarizadores P1, P2

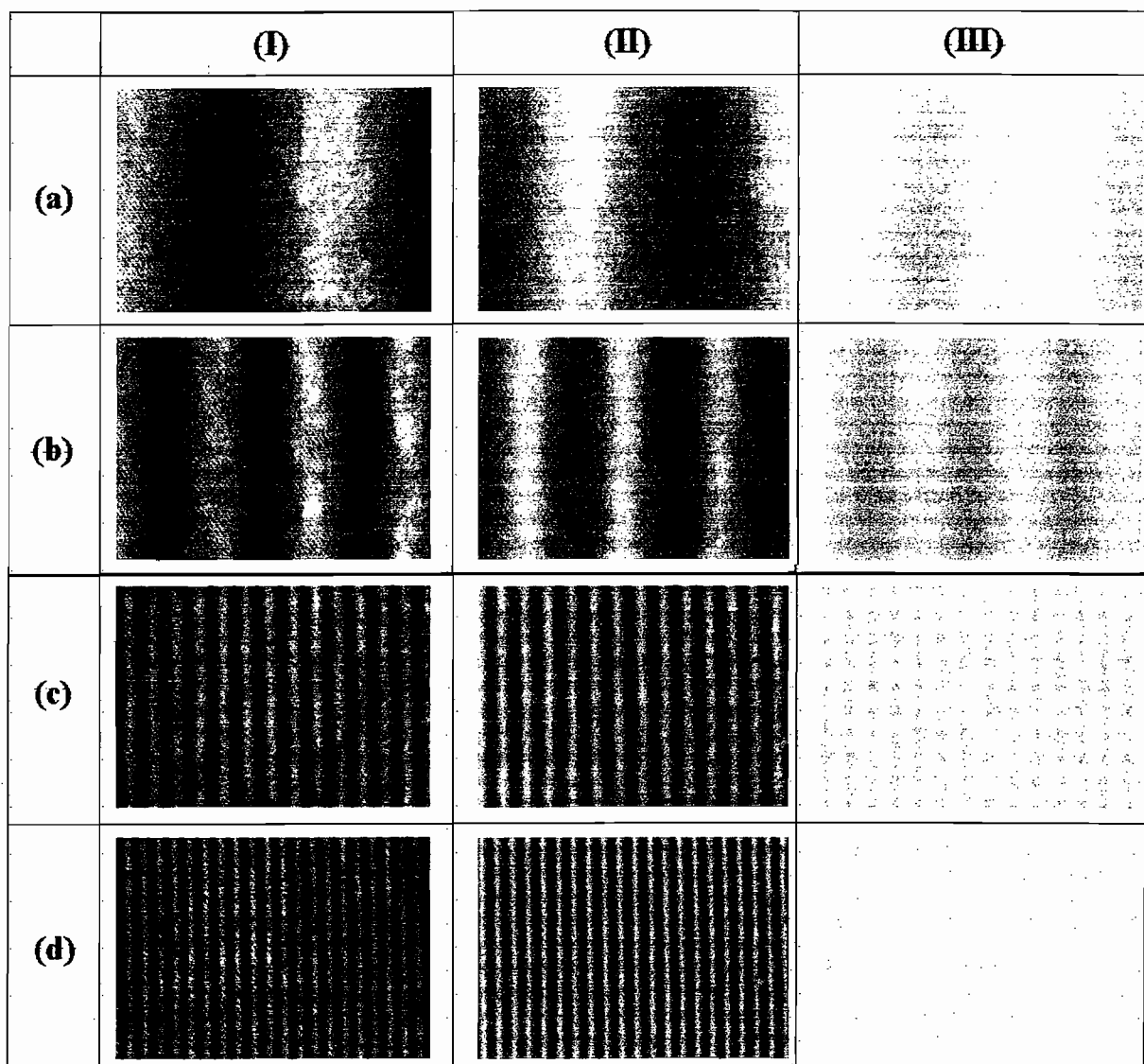


Figura 5.2: Reconstrução das redes de Ronchi de transmissão para diferentes valores de frequência da rede e orientação dos polarizadores P_2 e P_3 .

e P_3 para controlar o contraste das imagens do objeto e da imagem registrada no cristal. Em (I) temos os polarizadores combinados de modo a visualizarmos na CCD a imagem do objeto, em (II) a imagem registrada no cristal e em (III) as duas sobrepostas.

Nas Fig. 5.3, 5.4 e 5.5 temos a reconstrução não holográfica de uma única rede de Ronchi de reflexão para diferentes valores de frequência da rede, devido a diferentes valores de amplificação na lente L2: 1, 2 e 4, onde em (I) temos os polarizadores combinados

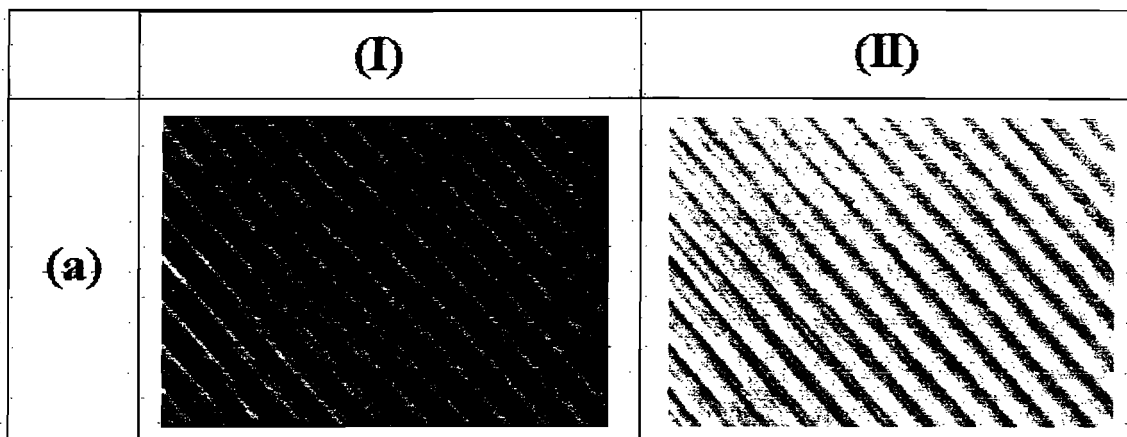


Figura 5.3: Reconstrução das redes de Ronchi de reflexão para diferentes valores de frequência da rede e orientação do polarizador P_3 .

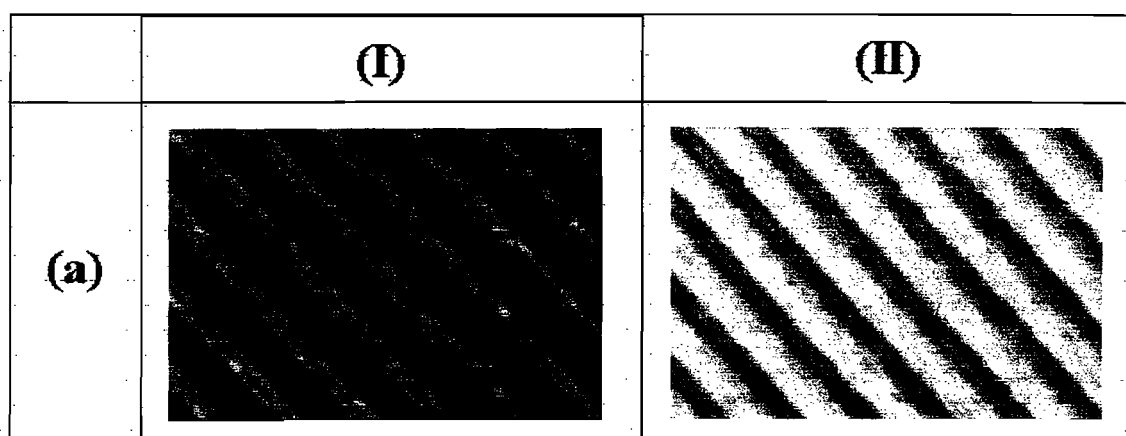


Figura 5.4: Reconstrução das redes de Ronchi de reflexão para diferentes valores de frequência da rede e orientação do polarizador P_3 .

de modo a visualizarmos na CCD a imagem do objeto e em (II) a imagem registrada no cristal.

5.1.2 Conclusões e Perspectivas

Nosso objetivo aqui é estudar o registro e reconstrução não holográfica de imagem em tempo real em Cristais Fotorrefrativos $Bi_{12}SiO_{20}$ através do processo de conversão incoerente-incoerente, feita a partir da modulação foto-induzida do índice de refração

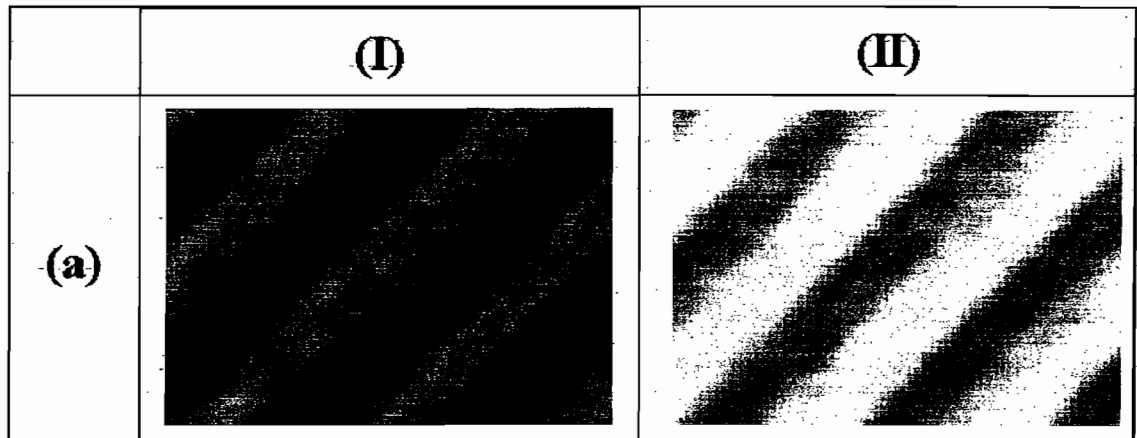


Figura 5.5: Reconstrução das redes de Ronchi de reflexão para diferentes valores de frequência da rede e orientação do polarizador P_3 .

em cristais fotorrefrativos BSO utilizando-se luz branca incoerente. As propriedades de polarização da difração da frente de onda reconstruída com relação à de registro permitiram controlar o contraste da imagem de redes de Ronchi de transmissão e reflexão reconstruídas. Assim, as propriedades temporais fotorrefrativas dos cristais BSO abre perspectivas de aplicações no reconhecimento de padrões e detecção de movimento, pois qualquer perturbação no objeto no processo de registro pode ser detectado em tempo real.

5.2 Padrões de Speckle Modulados em Interferometria Speckle em Tempo Real (ISTR) usando Cristais Fotorrefrativos Silenitas

Quando uma superfície opticamente rugosa é iluminada por luz coerente um grânulo óptico aparece em frente à superfície, à este chamamos *speckles*. Os padrões *speckles*

têm importantes aplicações (medidas de pequenos deslocamentos, deformações, rugosidade, etc) e são registradas em filmes fotográficos ou por câmeras CCD. As propriedades de registro de imagens em um cristal fotorrefrativo BSO usando padrões de *speckles* em volume é baseada na modulação dos grãos de *speckles* tridimensionais que aparecem quando a imagem de um difusor iluminada coerentemente é formada no cristal por um sistema óptico que consiste de uma pupila com 2 orifícios circulares idênticos. A natureza volumétrica da distribuição de intensidade do padrão de *speckles* da imagem no cristal BSO provoca um campo espaço-carga gerado por arraste, devido a um campo elétrico externo aplicado, dos fotoportadores de carga, resultando numa modulação do índice de refração[66,67], conforme vimos no Capítulo 2.

As imagens registradas são reconstruídas por um feixe laser colimado e pela filtragem no plano de Fourier[40,41,66]. Então as propriedades de eficiência de difração são identificadas, requeridas para aplicações *speckle*, caracterizadas em termos de diferentes parâmetros de escrita (abertura das pupilas: separação, diâmetro e orientação) e do campo elétrico aplicado nas faces do cristal. Estes são passos importantes para selecionar as condições de trabalho apropriadas.

Assim, nesta seção fizemos vários ensaios com o objetivo de estudar as possibilidades de se adaptar às Técnicas de Interferometria Holográfica, já estudadas, em processos de padrões de *speckles* modulados em cristais fotorrefrativos BSO para análise de superfícies em tempo real.

5.2.1 Análise Teórico-Experimental

Os cristais fotorrefrativos BSO, como mencionado anteriormente, consistem num meio de registro de volume, onde os grãos de *speckles* são modulados em franjas que geram uma

rede de índice fotorrefrativo de volume de período espacial ρ_{ij} , devido à característica volumétrica dos grãos de *speckles*, e a difração do feixe de leitura é observada no plano de Fourier.

Como mencionado anteriormente, nos cristais BSO a margem da banda de absorção é na região azul-verde do espectro. No arranjo mostrado na Fig. 5.6, no processo de registro, um difusor é iluminado por um feixe laser de argônio colimado ($\lambda_e = 514,2nm$), uma imagem deste difusor é formada no cristal, usando uma lente L_1 distante Z_c do cristal e Z_0 do difusor, colocando-se uma máscara pupila com 2 aberturas circulares de diâmetro D e separados por uma distância d_{ij} e com um ângulo α_{ij} entre o eixo das aberturas e o eixo x .

Assim, quando a pupila é colocada em frente à lente, cada ponto no plano imagem recebe 2 contribuições, uma de cada abertura. Então, uma imagem *speckles* do difusor será produzida por cada abertura e o padrão *speckles* resultante no cristal será uma interferência dessas duas contribuições. Como consequência da natureza estatística do fenômeno *speckles*, o período espacial das franjas será um valor médio, dado por $\rho_{ij} = Z_c \lambda_e / d_{ij}$ e isso implica que o módulo do vetor da rede será $\Omega_{ij} = 2\pi / \rho_{ij}$. As dimensões dos grão de *speckles* estão relacionadas com os parâmetros de registro (λ_e, Z_c, D) e o ângulo de escrita é dado por $\theta_{0ij} = d_{ij} / 2Z_c$.

Da Teoria de Onda Acoplada temos que a eficiência de difração da rede volumétrica de índice fotorrefrativo, produzida por um par de grãos de *speckles*, é dada por

$$\eta_T = \frac{\sin^2(v_T^2 + e_T^2)^{1/2}}{1 + e_T^2/v_T^2} \quad (5.2)$$

onde

$$e_T = \Omega_{ij} \left(\frac{\cos(\theta_{ij})}{(n^2 - \sin^2(\theta_{ij}))^{1/2}} \right) \Delta\theta_{ij} \quad (5.3)$$

é o parâmetro *off-Bragg*, Ω_{ij} é o módulo de vetor da rede, θ_{ij} é o ângulo de Bragg no processo de reconstrução e $\Delta\theta_{ij}$ é o ângulo de reconstrução *off-Bragg*,

$$v_T = \frac{\pi n \Delta n}{\lambda_r (n^2 - \sin^2(\theta_{ij}))^{1/2}} \quad (5.4)$$

é o coeficiente de acoplamento, n é o índice de refração para λ_R e Δn o espaçamento da rede de índice. Este último depende do campo espaço-carga gerado

$$\Delta n = \frac{n^3 r_{41} m}{2} \left(\frac{(E_a \cdot \Omega_{ij})^2 + E_d^2}{(1 + (E_d/E_q)^2) - ((E_a \cdot \Omega_{ij})^2/E_q^2)} \right)^{1/2} \quad (5.5)$$

onde r_{41} é o coeficiente eletro-óptico e

$$m = 2 \frac{(I_1 I_2)^{1/2}}{I_1 + I_2} \quad (5.6)$$

é a modulação dos *speckles* interferindo (I_1 e I_2 são a intensidade dos *speckles* de registro), E_d é o campo de difusão, E_q é o campo espaço-carga de saturação e E_0 é o campo elétrico externo aplicado.

Neste experimento utilizando o arranjo experimental da Fig. 5.6, onde usamos um cristal BSO com configuração eletro-óptica transversa, nas direções (110), (001) e (110) correspondentes aos eixos XYZ, respectivamente, cujas dimensões eram $L_X = L_Y = 1\text{cm}$ e $L_Z = 0.3\text{cm}$. Inicialmente, no nosso arranjo $Z_c = 490\text{mm}$ e $Z_0 = 130\text{mm}$; o diâmetro das aberturas das pupilas eram $D = 3.0\text{mm}$, separados por uma distâncias entre os centros das aberturas de $d_{ij} = 10\text{mm}$. Utilizamos, no processo de registro um laser de Argônio ($\lambda_e = 514.2\text{nm}$) e foi aplicado no cristal um campo elétrico externo de 5KV, pois trabalhamos no regime de arraste e desprezamos o efeitos da difusão das cargas devido ao fato de o ângulo de registro ser pequeno. No processo de leitura da imagem utilizamos

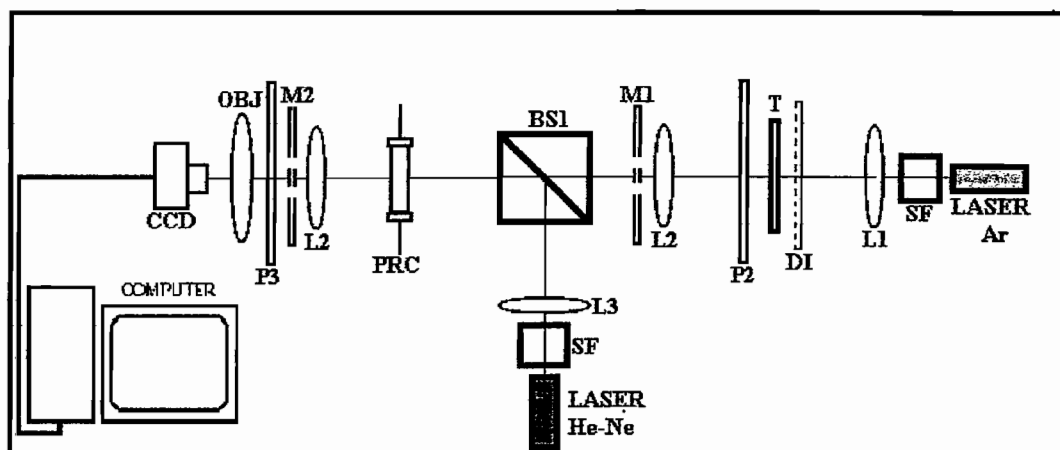


Figura 5.6: Arranjo Experimental para Padrões de Speckle Modulados em Interferometria Speckle em Tempo Real (RTSI) usando Cristais Fotorrefrativos Silenitas, onde usamos um Laser de Argônio e He-Ne como fontes de luz coerentes; SF's são filtros espaciais, L1, L2 e L3 são lentes; P1, P2 e P3 são polarizadores; DI é um difusor; BS1 é um divisor de feixe; OBJ é uma objetiva, M1 e M2 são máscaras com pupilas; PRC é um cristal fotorrefrativo silenita e CCD é a câmera de aquisição.

um laser de He-Ne ($\lambda_r = 632.8nm$). Para otimizar a reconstrução é necessário satisfazer a condição de Bragg que corresponde a um ângulo $\theta_{ij} = (\lambda_r/\lambda_e)(d_{ij}/2Z_c)$.

Na Fig. 5.7, a reconstrução on-Bragg (a) e off-Bragg (b) são mostradas. Como buscamos trabalhar no sentido aplicar este mecanismo em técnicas de interferometria, vamos fazer a caracterização das ordens de difração no plano de Fourier para reconstrução off-Bragg, no cristal BSO. Para isso vamos caracterizar a dependência da eficiência de difração aos parâmetros D , d_{ij} , α_{ij} , E_0 , bem como a evolução da eficiência de difração resolvida no tempo.

Na Fig. 5.8, mostramos padrões de difração da reconstrução on-Bragg da imagem speckle para diferentes valores de d_{ij} e D : (a) $d_{ij} = 15,0mm$, (b) $d_{ij} = 10,0mm$, (c) $d_{ij} = 5,0mm$, (I) $D = 2,0mm$, (II) $D = 4,0mm$ e (III) $D = 6,0mm$. Estes resultados nos

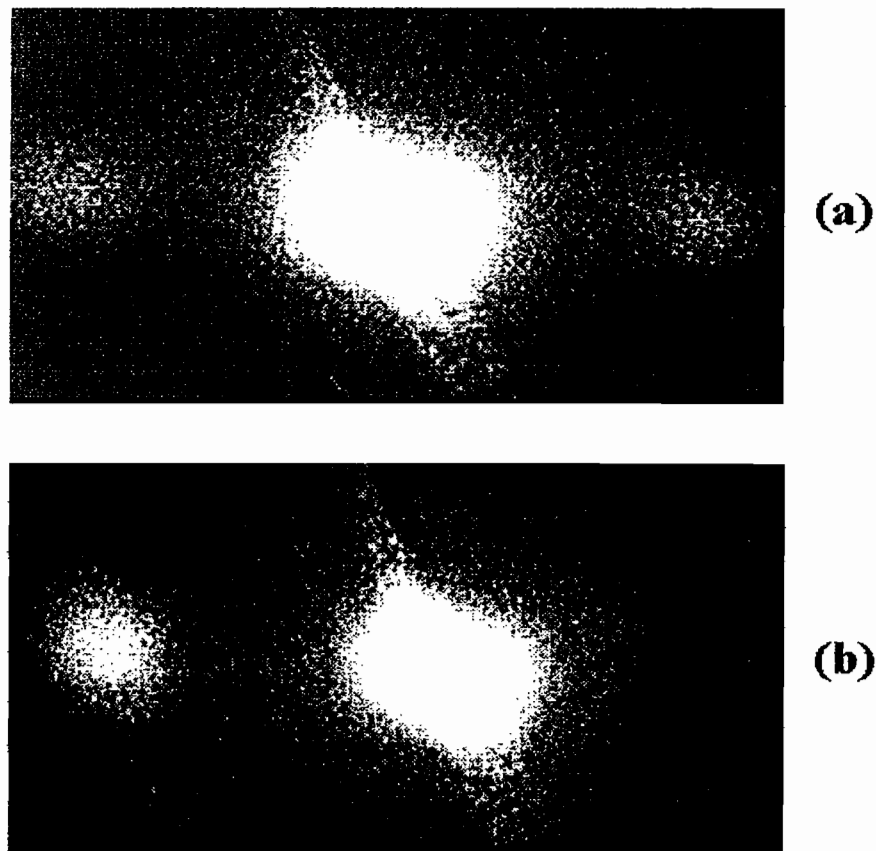


Figura 5.7: A reconstrução on-Bragg (a) e off-Bragg (b) são mostradas.

permitem caracterizar a eficiência de difração para diferentes valores de d_{ij} e D .

Na Fig. 5.9, mostramos padrões de difração da reconstrução on-Bragg da imagem speckle para valores de $d_{ij} = 8,0mm$ e $D = 4,0mm$ com diferentes orientações das aberturas das pupilas α_{ij} : (a) 0, (b) 30 e (c) 60 graus. Vemos que a eficiência de difração diminui com a rotação do eixo dos orifícios.

Nas Fig. 5.10 e 5.11, temos a reconstrução off-Bragg da imagem speckle com dupla exposição para um deslocamento e da reconstrução off-Bragg da imagem speckle da letra S, respectivamente. Estes resultados abrem perspectivas de aplicações desta técnica em metrologia e no processamento óptico de dados.

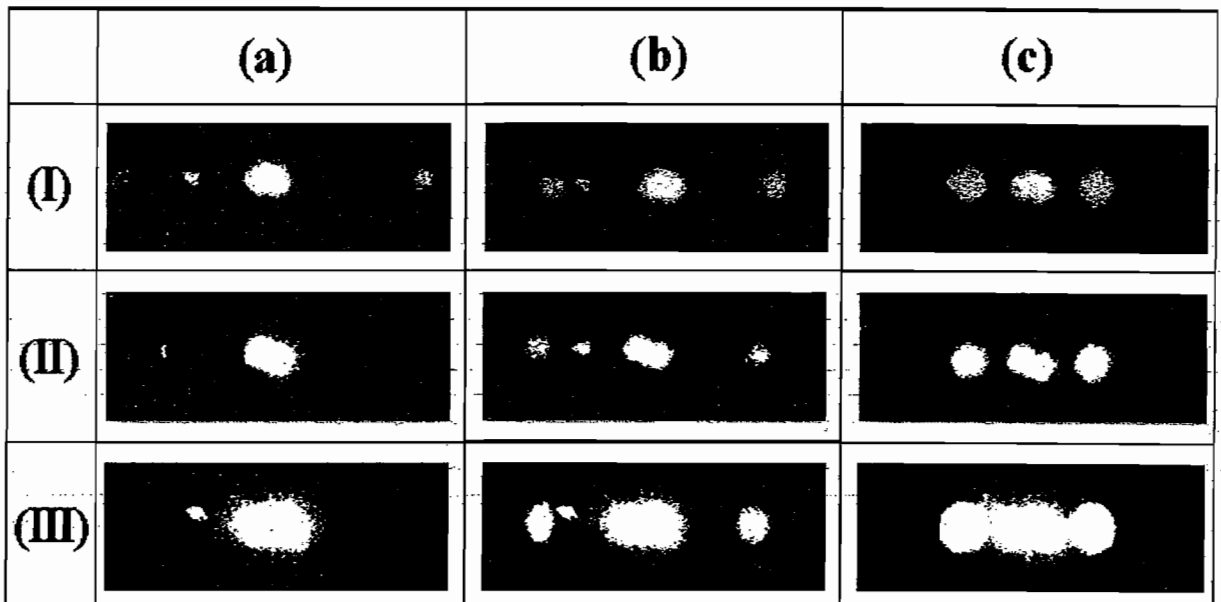


Figura 5.8: Padrões de difração da reconstrução on-Bragg da imagem speckle para diferentes valores de d_{ij} e D : (a) $d_{ij} = 15,0mm$, (b) $d_{ij} = 10,0mm$, (c) $d_{ij} = 5,0mm$, (I) $D = 2,0mm$, (II) $D = 4,0mm$ e (III) $D = 6,0mm$.

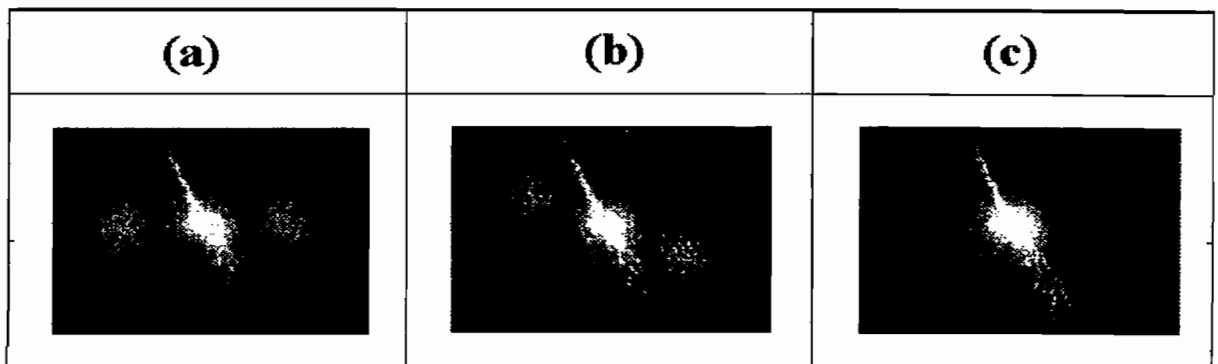


Figura 5.9: Padrões de difração da reconstrução on-Bragg da imagem speckle para valores de $d_{ij} = 8,0mm$ e $D = 4,0mm$ com diferentes orientações das aberturas das pupilas α_{ij} : (a) 0, (b) 30 e (c) 60 graus.

5.2.2 Conclusões e Perspectivas

Os cristais fotorrefrativos BSO como mencionado anteriormente é um meio de registro de volume, onde os grãos de *speckles* são modulados em franjas que geram uma

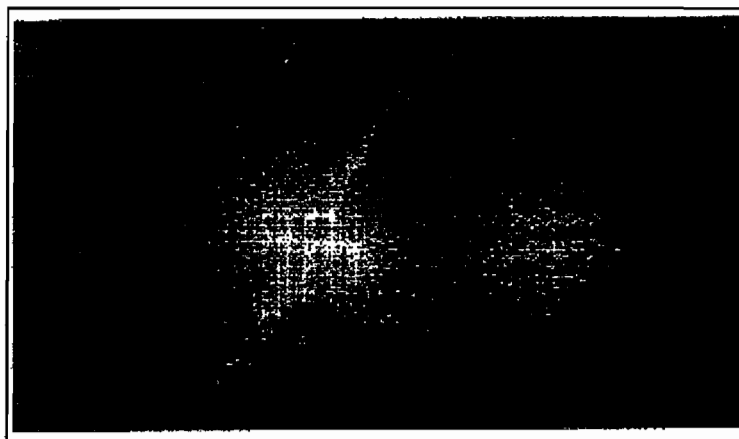


Figura 5.10: Reconstrução off-Bragg da imagem speckle com dupla exposição para um deslocamento.

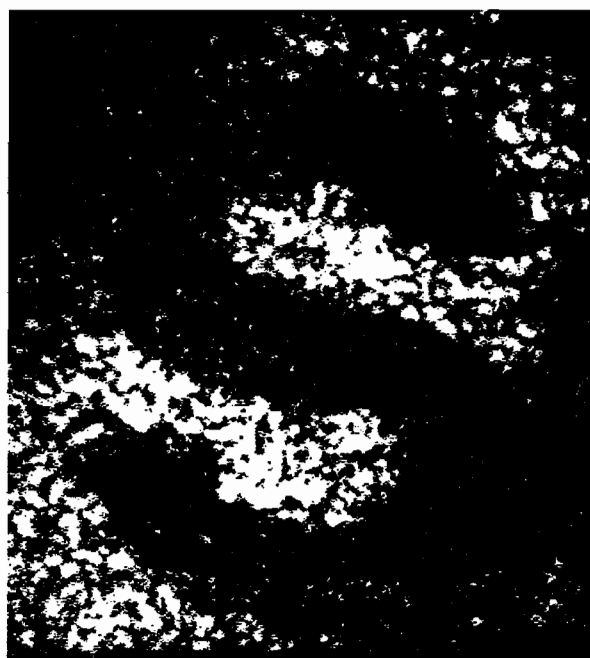


Figura 5.11: Reconstrução off-Bragg da imagem speckle da letra S.

rede de índice fotorrefrativo de volume de período espacial ρ_{ij} , devido à característica volumétrica dos grãos de speckle e a difração do feixe de leitura e observado no plano de Fourier. Assim, nosso objetivo aqui foi adaptar as Técnicas de Interferometria Holográfica, já estudadas, em processos de padrões de speckle modulados em cristais fotor-

refrativos BSO para Análise de Superfícies. Obtivemos bons resultados, mas também algumas dificuldades com funcionamento de equipamentos, mesmo assim, as perspectivas de um trabalho interessante e original em metrologia e no processamento óptico de dados são excelentes.

Capítulo 6

Conclusões e Perspectivas

O Estudo de Materiais Fotorrefrativos e suas Aplicações no Processamento Óptico e Holográfico de Informação foi o objeto de investigação deste trabalho. Numa fase inicial de pesquisa buscamos a compreensão detalhada dos efeitos foto-induzidos nos meios fotorrefrativos, bem como estabelecer um melhor entendimento de relações e limites de atuação nesses materiais. Neste sentido foram feitos estudos teóricos e experimentais do efeito de lente foto-induzida e redes holográficas em alguns cristais fotorrefrativos. Numa segunda etapa, foram feitas algumas aplicações desses materiais no processamento óptico e holográfico de informação, como um estudo completo das técnicas de holografia e interferometria holográfica em tempo real com mapeamento de fase e ensaios sobre o registro de padrões de speckle modulados e registro não-holográfico no processo de conversão incoerente-incoerente usando cristais fotorrefrativos.

Inicialmente, neste trabalho, apresentamos resultados teóricos e experimentais para técnica de lente fotorrefrativa e térmica foto-induzida com duplo-feixe de modo descasado, baseados no modelo de espectrometria de lente térmica de duplo-feixe de modo descasado. Esta técnica apresenta algumas vantagens em relação a outras, como de feixe

único ou de duplo-feixe de modo-casado, pois apresenta maior sensibilidade de detecção e as medidas poderem ser feitas no estado estacionário e resolvido no tempo. Para o estudo de materiais fotorrefrativos ela é mais conveniente onde o feixe de prova faz também o papel de iluminação incoerente de fundo quase uniforme, influenciando na intensidade "escura". Assim, estudamos efeitos de focalização e desfocalização, determinação de parâmetros termo-ópticos e fotorrefrativos em cristais fotorrefrativos. Obtivemos bons resultados na análise do efeito de lente térmica (focalização) em cristais fotorrefrativos $LiNbO_3$ e $LiNbO_3 : Fe$ com a determinação de parâmetros termo-ópticos como difusividade térmica, condutividade térmica, coeficiente de variação do caminho óptico e índice de refração com a temperatura, compatíveis com a literatura, $Bi_{12}SiO_{20}$ e $Bi_{12}TiO_{20}$ com tempo característico da ordem de milisegundos[69,72]. Com relação ao efeito de lente fotorrefrativa (focalização e desfocalização), as propriedades fotorrefrativas foram analisadas com tempo característico variando da ordem de nanosegundos a segundos, com dependência na determinação desses parâmetros em relação ao campo foto-induzido predominante no material fotorrefrativo estudado. Também, buscamos estabelecer as relações entre as propriedades fotorrefrativas, eletrônicas, e térmicas em cristais fotorrefrativos. Isto é importante em face às promissoras possibilidades de aplicações desses materiais em óptica não-linear, formação de sólitons espaciais e temporais, e no processamento óptico e holográfico de dados.

Na área das aplicações neste trabalho foi apresentado um arranjo holográfico que usa os cristais fotorrefrativos silenitas ($Bi_{12}SiO_{20}$ e $Bi_{12}TiO_{20}$) em regime de difusão com configuração de anisotropia de difração para Holografia e Interferometria Holográfica em Tempo Real (HTR e IHTR, respectivamente)[68] conectado com um método de análise de interferogramas que usa a Técnica de Deslocamento de Fase para medidas quantitativas

de variações na superfície de um objeto. Obtivemos resultados em diversas aplicações: medidas de micro-rotação de superfícies planas e complexas, micro-deslocamentos pontuais numa placa de alumínio, deformação numa mandíbula de cachorro e num acoplamento do parafuso de implante dentário em boa concordância com os valores esperados e com perspectivas de aplicações na análise de objetos de diferentes dimensões nas áreas de Pesquisa Básica, Engenharia e Biotecnologia[70,72,73,76], especificamente em Odontologia. Também mostramos pela primeira vez em nosso conhecimento as potencialidades da Holografia em Tempo Real com Mapeamento de Fase usando cristais fotorrefrativos silenitas em medidas de contorno de superfícies que permite obter a altura de superfícies por dois métodos diferentes: primeiro, por uma variação na fase da onda objeto reconstruída pela rotação do feixe de iluminação do objeto, onde a sensibilidade depende do ângulo de rotação do feixe, bem como do ângulo inicial[74,77]; e depois por holografia em tempo real com exposição única usando um laser de diodo multimodo. Comparando os dois métodos com o método tradicional usando dois comprimentos de onda, o primeiro caso é mais simples e não é necessário levar em consideração as aberrações cromáticas do sistema óptico e o segundo tem a vantagem de usar somente uma única exposição do meio de registro aproveitando as propriedades singulares dos cristais fotorrefrativos silenitas e do laser de diodo multimodo[75,77]. Várias superfícies de objetos, simples e complexos, apresentando descontinuidades reais foram medidas com resultados experimentais de acordo com os valores esperado para o contorno do objeto. Neste caso as perspectivas de aplicações da Holografia Microscópica em Tempo Real com Mapeamento de Fase para análise de superfícies de estruturas microscópicas usando um sistema óptico composto por um Microscópio Óptico. Por fim, investigamos ondas ópticas geradas por diferentes tipos de lentes e mostramos a variação de fase sofrida por uma frente de onda

ao atravessar amostras de cristais fotorrefrativos $Bi_{12}TiO_{20}$ e $LiNbO_3 : Fe(0,025ppm)$ devido a efeitos de focalização e/ou desfocalização com a técnica de IHTR. Os bons resultados obtidos revelam as potencialidades deste método em testes de qualidade em lentes, com boas perspectivas no estudo de efeitos de auto-focalização e auto-defocalização em materiais com propriedades ópticas de foto-indução com a vantagem de se considerar efeitos de difração e polarização com análise, monitoramento e visualização em tempo real e *in situ*, tanto por IHTR como por Holografia Digital[61,62,71,76].

Realizamos, também, ensaios envolvendo o uso dos cristais fotorrefrativos BSO como meio de registro de volume, onde os grãos de speckle modulados geram uma rede de índice fotorrefrativo de volume de período espacial, devido à característica volumétrica dos grãos de speckle e a difração do feixe de leitura é observada no plano de Fourier. Assim, nosso objetivo aqui foi adaptar os processos de padrões de speckle modulados em cristais fotorrefrativos silenitas para análise de superfícies e como perspectivas para este trabalho optamos por fazer estudos da evolução temporal do registro speckle em meios fotorrefrativos usando técnicas de speckle dinâmico, bem como aplicações em testes não-destrutivos. Ocorreram algumas dificuldades relacionadas com funcionamento de equipamentos. Mesmo assim, as perspectivas de um trabalho interessante e original se mostraram excelentes na análise de superfícies em condições não-holográficas. Ensaios sobre o registro e reconstrução não holográfica de imagem em tempo real em Cristais Fotorrefrativos $Bi_{12}SiO_{20}$ através do processo de conversão incoerente-incoerente foram realizados a partir da modulação foto-induzida do índice de refração em cristais fotorrefrativos BSO utilizando-se luz branca incoerente. As propriedades de polarização da difração da frente de onda reconstruída com relação a de registro permitem controlar o contraste da imagem reconstruída. Assim, devido as propriedades temporais fotorrefrati-

vas dos cristais BSO, qualquer perturbação no objeto no processo de registro pode ser detectado em tempo real, abrindo possibilidades para estudos de detecção de movimento e reconhecimento de padrões.

Bibliografia

- [1] P. Gunter and J. P. Huinard, *Photorefractive Effects and Materials I e Photorefractive Materials and Their Applications II, Topics in Applied Physics, vol.61 e 62*, Springer-Verlag, 1988.
- [2] P. Yeh and C. Gu, *Landmark Papers on Photorefractive Nonlinear Optics*, World Scientific, 1995.
- [3] F. M. Davidson, *Select Papers on Photorefractive Materials*, Spile Milestone Series vol.Ms86, SPIE Optica Eng. Press, 1994.
- [4] P. Yeh, *Introduction to Photorefractive Nonlinear Optics*, Willey and Sons. Inc., 1993.
- [5] D. D. Nolte, *Photorefractive Effects and Materials*, Kluwer Academic Publishers, 1995.
- [6] K. Buse, *Light-induced charge transport process in Photorefractive Crystals: Models and Experimental methods*, Appl. Phys. B, 64, 273-291, 1997.
- [7] K. Buse, *Light-induced charge transport process in Photorefractive Crystals: Materials*, Appl. Phys. B, 64, 391-407, 1997.
- [8] A. Yariv and P. Yeh, *Optical Waves in Crystals*, Willey and Sons. Inc., 1984.
- [9] A. Ashkin, G. D. Boyd, J. M. Dziedzic, R. G. Smith, A. A. Ballman, J. J. Levinstein, and K. Nassau, *Optically Induced Refractive Index Inhomogeneities in LiNbO₃ and LiTaO₃*, Appl. Phys. Lett., 9, 72, 1966.

- [10] F. S. Chen, J. T. LaMacchia, and D. B. Fraser, *Holographic Storage in Lithium Niobate*, Appl. Phys. Lett., 13, 223, 1968.
- [11] H. Kogelnik, *Coupled Wave Theory for Thick Hologram Grating*, Bell Syst. Tech. J., 48, 2909, 1969.
- [12] D. L. Staebler and J. J. Amodei, *Coupled-wave Analysis of Holographic Storage in LiNbO₃*, J. Appl. Phys., 34, 1042, 1972.
- [13] D. L. Staebler and J. J. Amodei, *Thermally Fixed Holograms in LiNbO₃*, J. Appl. Phys., 34, 1042, 1972.
- [14] D. W. Vahey, *A Nonlinear Coupled-Wave Theory of Holographic Storage in Ferroelectric Materials*, J. Appl. Phys., 46, 3510, 1975.
- [15] N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odulov, M. S. Soskin, and V. L. Vinetskii, *Holographic Storage in Electro-Optic Crystals I. Steady State*, Ferroelectrics, 22, 949, 1979.
- [16] N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odulov, M. S. Soskin, and V. L. Vinetskii, *Holographic Storage in Electro-Optic Crystals II. Beam Coupling and Light Amplification*, Ferroelectrics, 22, 961, 1979.
- [17] P. Yeh, *Fundamental Limits of the Speed of Photorefractive Effect and its Impact on Device Applications and Materials Research*, Appl. Opt., 26, 602, 1987.
- [18] G. C. Valley and M. B. Klein, *Optimal Properties of Photorefractive Material for Optical Data Processing*, Opt. Eng., 22, 704, 1983.
- [19] D. W. Rush, B. M. Dugan, G. L. Burdge, *Temperature dependent index of refraction changes in BaTiO₃*: Opt. Lett. V16, N17, 1295-1297, 1981.
- [20] J. Tsai, A. Chiou, T. C. Hsieh, K. Hsu, *One-dimensional self-focusing in photorefractive BSO crystal*: Opt. Comm. 162, 1999.

- [21] Q. W. Song, C. Zhang, P. J. Talbot, *Self-defocusing, self-focusing and speckle in $LiNbO_3$ and $LiNbO_3 : Fe$ crystals*: Appl. Opts. **V32**, N35, 1295-1299, 1993.
- [22] S. Bian, J. Frejlich, K. H. Ringhofer, *Photorefractive Saturable Kerr-Type Nonlinearity in Photogalvanic Crystals*, Phys. Rev. Lett. **V78**, N21, 4035-4041, 1997.
- [23] S. Bian, *Estimation of photovoltaic field in $LiNbO_3$ crystals*, Ot. Comm., **141**, 292-297, 1997.
- [24] A. A. Zolzulya, D. Z. Anderson, *Propagation of an optical beam in a photorefractive medium in the presence of a photogalvanic nonlinearity on an externally applied electric field*, Phys. Rev. A **V51**, N2, 1520-1531, 1995.
- [25] R. Ryf, A. Lutschner, C. Bosshard, M. Zgonik, P. Gunter, *Z-scan measurements in $Bi_{12}TiO_{20}$* , JOSA B **V15**, N3, 989-995, 1998.
- [26] F. Jermann, K. Buse, *Light-induced thermal gratings in $LiNbO_3$ crystals*: Appl. Phys. B **59**, 256-262, 1994.
- [27] R. Ramos-Garcia, R. Domingues-Cruz, *Self-diffraction from surface relief thermal gratings in a photorefractive BSO crystal*: Opt. Comm. **189**, 389-394, 2001.
- [28] C. H. Kwak, S. Y. Park, H. K. Lee, E. H. Lee, *Exact solution of two-wave coupling for photorefractive materials*: Opt. Comm. **79**,5, 349-352, 1990.
- [29] P. Xie, I. A. Tas, and T. Mishima: J. Opt. Soc. Am. B, vol.18, 4; 2001; 492-496.
- [30] P. A. Marquez Aguilar, J. J. Sanches Mondragon, S. Stepanov, *Modulation Z-scan technique for characterization of photorefractive crystals*: Opt. Lett. **21**,19, 1541-1543, 1996.
- [31] P. A. Marquez Aguilar, J. J. Sanches Mondragon, S. Stepanov, G. Bloch, *Z-scan experiments with cubic photorefractive crystals $Bi_{12}TiO_{20}$* : Opt. Comm. **118**, 165-174, 1995.

- [32] J. Shen, R. D. Lowe and R. D. Snook, *A model for cw laser induced mode-mismatched dual-beam thermal lens spectrometry*: Chem. Phys., **165**, 385-369, 1992.
- [33] M.L. Baesso, A.C. Bento, A.A. Andrade, T. Catunda, E. Pecoraro, L.A.O. Nunes, J.A. Sampaio, *Temperature dependence of thermo-optical properties of fluoride glasses determined by thermal lens spectrometry*, Phys. Rev. B **57**, 10545-10551, 1998.
- [34] S.M. Lima, T. Catunda, R. Lebullenger, A.C. Hernandez, M.L. Baesso, A.C. Bento, L.C.M. Miranda, *Temperature dependence of thermo-optical properties of fluoride glasses determined by thermal lens spectrometry*, Phys. Rev. B **60**, 15173-15178, 1999.
- [35] S.M. Lima, J. A. Sampaio, T. Catunda, A.C. Bento, L.C.M. Miranda, M. L. Baesso, *Mode-mismatched thermal lens spectrometry for thermo-optical properties measurements in optical glasses: a review*, J. Non-Crystalline Solids, **273**, 215-227, 2000.
- [36] M. Sergev, B. Crosignani, A. Yariv, B. Fischer, *Spatial Solitons in Photorefractive Media*: Phys. Rev. Lett. **68**,7, 923-926, 1992.
- [37] C. G. Valley, M. Sergev, B. Crosignani, A. Yariv, M. M. Fejer, M. C. Bashaw, *Dark and bright photovoltaic apatial solitons*: Phys. Rev. A **50**,6, 4457-4460, 1992.
- [38] E. Chuang and D. Psaltis, *Storage of 1000 holograms with use of a dual-wavelength method*, Appl. Opts., vol. 36, 32, 1997.
- [39] C. M. Vest, *Holographic Interferometry*, Willey and Sons. Inc., 1979.
- [40] F. T. S. Yu, X. Yang, *Introduction to Optical Engineering*, Cambridge University Press, 1997.
- [41] J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, MvGraw Hill, San Francisco, Calif., 1968.
- [42] J. P. Huinard and J. P. Herriau, *Real-time holographic interferometry using sillenite photorefractive BSO crystals.*, Appl. Opt., **16**, 1807, 1977.

- [43] A. A. Kamshilin and M. P. Petrov, *Continuous Reconstruction of Holographic Interferograms Through Anisotropic Diffraction in Photorefractive Crystals*, *Opt. Comm.*, **53**, 1, 23-26, 1985.
- [44] J. Frejlich, E. Barbosa, V. V. Prokofiev, H. Gallo and J. P. Andreeta, *Adaptive Holographic Interferometry for 2-D Vibrational Modes Display*, *International Symposium on Optics, Imaging, and Instrumentation (SPIE)*, 1993.
- [45] J. Frejlich, P. M. Garcia, *Advances in Realtime holographic interferometry for the measurements of vibrations and deformations*: *Opt. Las. Eng.* **32**, 515-527, 2000.
- [46] E. A. Barbosa and M. Muramatsu, *Mapping of Vibration Amplitudes by Time Average Holography in BSO Crystals*, *Opt. Laser Techn.*, **29**, 359-364, 1997.
- [47] K. Creath, *Phase-Measurement Interferometry Techniques* (Progress in Optics - E. Wolf), 350 - 393, Elsevier Science Publishers B.V., New York, Vol. XXVI, 1988.
- [48] T. R. Judge and P. J. Bryanston-Cross, *A review of phase unwrapping techniques in fringe analysis*, *Opt. Lasers Eng.*, **21**, 199 - 239, 1994.
- [49] K. Creath and J. Schmit, *N-point Spatial Phase-Measurement Techniques for Non-Destructive Testing*, *Opt. Lasers Eng.*, **24**, 365 - 379, 1996.
- [50] J. M. Huntley and H. Saldner, *Temporal phase-unwrapping algorithm for automated interferogram analysis*, *Appl. Opt.*, **32**(17), 3047 - 3052, 10 June 1993.
- [51] K. Itoh, *Analysis of the phase unwrapping algorithm*, *Appl. Opt.*, **21**(14), 2470, 15 July 1982.
- [52] Y.-Y. Cheng e J. C. Wyant, *Multiple-wavelength phase-shifting interferometry*, *Appl. Opt.*, **24**(6), 804 - 807, 15 March 1985.

- [53] D. C. Ghiglia, G. A. Mastin and L. A. Romero, *Cellular-Automata Method for Phase Unwrapping*, J. Opt. Soc. Am. A, 4(1), 267 - 280, 01 January 1987.
- [54] J. Strand and T. Taxt, *Performance Evaluation of Two-Dimensional Phase Unwrapping Algorithms*, Appl. Opt., 38(20), 4333 - 4344, 10 July 1999.
- [55] A. Spik and D. W. Robinson, *Investigation of The Cellular-Automata Method for Phase Unwrapping and its Implementation on an Array Processor*, Opt. Lasers Eng., 14, 25 - 37, 1991.
- [56] D. Dirksen, G. von Bally, *Phase shifting holographic double exposure interferometry with fast photorefractive crystals*, J. Opt. Soc. Am. , B11, 1858, 1994.
- [57] M.P. Georges and Ph. C. Lemaire, *Real-time holographic interferometry using sillenite photorefractive crystals. Study and optimization of a transportable set-up for quantified phase measurements on large objects*, Appl. Phys., B68, 1073-1083, 1999.
- [58] Yamaguchi I., Ohta S., Kato J., *Surface contouring by phase-shifting digital holography*: Opt. Lasers Eng., 36, (2001) 417-428.
- [59] Abramson N., *Sandwich hologram interferometry 3. Contouring*, Appl. Opt. 5, (1976)200-209.
- [60] Quan C., *Holographic contouring using double source technique*, Optics and lasers in Eng. 30(1998) 357-362.
- [61] S. Grilli, P. Ferraro, S. De Nicola, A. Finizio, G. Pierattini, R. Meucci, *Whole optical wavefields reconstruction by Digital Holography*: Opt. Expr. 9, 294-302, 2001.
- [62] S. Grilli, P. Ferraro, M. Partuso, D. Alfieri, P. De Natale, *In situ visualization, monitoring and analysis of electric field domain reversal process in ferroelectric crystals by Digital Holography*: Opt. Expr. 12, 1832-1840, 2004.

- [63] M. Tebaldi, M. C. Lasprilla, N. Bolognini, *White light reconstruction of a transparency registered in a BSO crystal*: *Optik* **112,10**, 469-474, 2001.
- [64] M. Tebaldi, M. C. Lasprilla, N. Bolognini, *Analysis of birefringence encoded images*: *Optik* **110,3**, 127-136, 1999.
- [65] M. Tebaldi, N. Bolognini, *Experiments with an optical converter*: *Eur. J. Phys.* **17**, 236-243, 1998.
- [66] M. Tebaldi, L. Angel Toro, M. C. Lasprilla, N. Bolognini, *Image multiplexing by speckle in a BSO crystal*: *Opt. Comm.* **155**, 342-350, 1998.
- [67] M. Tebaldi, A. Lencina, N. Bolognini, *Analysis and Applications of the speckle patterns registered in a photorefractive BTO crystal*: *Opt. Comm.* **202**, 257-270, 2002.
- [68] M. R. R. Gesualdi, D. Soga, M. Muramatsu, *Interferometric Holographic Techniques using Photorefractive BSO Crystals and Their Applications in Surfaces Analysis*, *Proceedings SPIE*, v4413, 256-260, 2001.
- [69] M. R. R. Gesualdi, M. Muramatsu, *Study of Photorefractive Materials and Their Applications in Optical and Holographical Information Processing*, *Proceedings SPIE*, v4828, 797-798, 2002.
- [70] M. R. R. Gesualdi, D. Soga, M. Muramatsu, *Real-Time Holographic Interferometry using Photorefractive Sillenite Crystals with Phase-Stepping Technique*, *Proceedings SPIE*, v5622, 1428-1433, 2004.
- [71] J. R. Perez, F. Palacios, E. Gonçalves, R. de Souza, M. Muramatsu, M. R. R. Gesualdi and J. Valin, *Two-source contouring method by Digital Holography*, *Proceedings SPIE*, v5622, 1422-1427, 2004.

- [72] M. R. R. Gesualdi, C. Jacinto, T. Catunda, M. Muramatsu, *Light-induced Photorefractive and Thermal Lens Effect in Lithium Niobate Crystals*, Proceedings SPIE, v5622, 455-459, 2004.
- [73] M. R. R. Gesualdi, D. Soga, M. Muramatsu, *Real-Time Holographic Interferometry using Photorefractive Sillenite Crystals with Phase-Stepping Technique*, Opt. and Laser Eng, (aceito para publicação 2004).
- [74] M. R. R. Gesualdi, D. Soga, M. Muramatsu, *Surface Contouring by Phase-Shifting Real-Time Holography using Photorefractive Sillenite Crystals*, Opt. and Laser Tech., (submetido para publicação 2004).
- [75] E. A. Barbosa, A. A. V. Filho, M. R. R. Gesualdi, B. G. Curcio, D. Soga, M. Muramatsu, *Single-exposure, photorefractive holographic surface contouring with multi-wavelength diode lasers*, JOSA A, (submetido para publicação 2004).
- [76] M. R. R. Gesualdi, E. A. Barbosa, M. Muramatsu, *Advances in Phase-Shifting Real-Time Holography using Photorefractive Sillenite Crystals*, Opt. Eng., (submetido para publicação 2004).
- [77] D. N. Nikogosian, *Properties of Optical and Laser Related Materials: a Handbook*. Willey and Sons, 2000.
- [78] INRAD data, *Lithium Niobate*, 2003.
- [79] Crystal Technology Inc. data, *Lithium Niobate crystals*, 2003.
- [80] G. Paratopoulos, M. Luennemann, K. Buse, D. Psaltis, *Temperature dependence of absorption in photorefractive iron-doped lithium niobate crystals*: J. Appl. Phys. **92,2**, 793-798, 2002.

- [81] T. Barholomaus, K. Buse, C. Deuper, E. Kratzig, *Pyroelectric Coefficients of LiNbO₃ Crystals of Dependent Compositions*: Phys. Stat. Sol. **142**, 55-62, 1994.
- [82] S. A. Bason, D. R. Evans, T. J. Bunning, S. Guha, J. O. Barnes, G. Cook, R. S. Meltzer, *Optical Absorption spectroscopy of Fe ions in LiNbO₃*: J. Appl. Phys. **92,12**, 7051-7055, 2002.
- [83] R. A. Morgan, K. I. Kiang, C. C. Hsu, C. L. Koliopoulus, N. Peychambarian, *Measurements of the thermal diffusivity of nonlinear anisotropic crystals usin optical interferometry*: Appl. Opt. **26,24**, 5266-5271, 1987.
- [84] OSA, *Handbook of Optics, VII*, Mcgraw-Hill. Inc., 2Ed, (1995).
- [85] L. Arizmendi *et al*: Int. J. of Optoelectronis **V7, N2**, 149-180, 1992.
- [86] M. T. Santos, J. C. Rojo, A. Cintas, L. Arizmendi, E. Diegues: J. of Cryst. Growth. **156**, 1995.
- [87] V. V. Prokofiev, J. P. Andretta, C. J. de Lima, M. R. B. Andretta, A. C. Hernandez, J. F. Carvalho, A. A. Kamshilin, T. Jaaskelaynen: Opt. Mat. **4**, 1995.
- [88] J. C. Rojo, C. Marin, J. T. Derby, E. Diegues: J. of Cryst. Growth **183**, 1998.
- [89] E. V. Mokrushina, A. A. Nechitailov, V. V. Prokofiev: Opt. Comm. **123**, 1996.
- [90] K. Vedam, P. Hemessey, *Piezo- and Thermo-optical properties of BGO*: J. Opt. Am. **65**, 442-445, 1975.
- [91] V. V. Prokofiev, J. P. Andretta, C. J. de Lima, M. R. B. Andretta, A. C. Hernandez, J. F. Carvalho, A. A. Kamshilin, T. Jaaskelaynen: J. Crystal Growth **137**(1994).
- [92] M. Jam, A. K. Tripathi, T. C. Goel, P. K. C. Pillai, *Preparation and characterization of bismuth silicate (BSO) crystal*: J. Mat. Sc. Lett. **18**, 479-481, 1999.

- [93] P. A. M. dos Santos, P. M. Garcia, and J. Frejlich, *Transport length, quantum efficiency, and trap density measurement in $Bi_{12}SiO_{20}$* , J. Appl. Phys., 66(1), 247-251, 1999.
- [94] B. Gutmann et al, Appl. Opt.,v38, n26(1998) 5577-5593.
- [95] D. Malacara, *Optical Shop Testing*, Ed. Wiley, New York, 1992.
- [96] Data Translation, *Global Lab - Development Environment and Image Processing Library*, 1995.
- [97] E. Hecht, *Optics*, second edition, Addison-Wesley Publishing Company, Wokingham, 1987.

Apêndice A

Técnica de Deslocamento de Fase

Um interferograma pode carregar diversas informações, principalmente aquelas sobre os agentes que causam deformações nas frentes de onda dos feixes de luz que formam a figura de interferência, então, podemos obter informações de tal superfície analisando a figura de interferência.

As técnicas para a medida de fase a partir de interferogramas podem ser divididas em dois grupos[47] e subgrupos:

1. Medida de fase temporal (*temporal phase-measurement- TPM*). A fase de um determinado ponto em um interferograma é medida como soma das diferenças de fase entre vários interferogramas que variam muito lentamente no tempo sem deformar a fase inicial.
2. Medida de fase espacial (*spatial phase-measurement- SPM*). A informação da fase é obtida de um interferograma que possui uma quantidade de franjas que são portadoras de frequência. Dentro deste tipo encontramos um novo grupo de técnicas para a obtenção de um Mapa de Fase [50] :

- (a) transformada de Fourier de um único padrão contendo franjas portadoras;
- (b) deslocamento de franjas por incremento de fase conhecido.

Neste trabalho utilizamos uma técnica de medida de fase espacial com incremento de fase, grupo 2b acima, descrita por Creath[47,49] como técnica de Deslocamento de Fase. A fase do interferograma será calculada a partir das intensidades de interferogramas. Os vários interferogramas capturados terão as intensidades variando devido a incrementos de fase feitos por um microdeslocador piezoelétrico linear, mais conhecido como *PZT*. Se o incremento de fase for contínuo no tempo, teremos a técnica óptica conhecida como Deslocamento de Fase (*Phase-Shifting*) e caso o incremento seja discreto, teremos a técnica conhecida como Degraus de Fase (*Phase-Stepping*), Fig. A.1 que pode ser entendida como uma variação da primeira técnica.

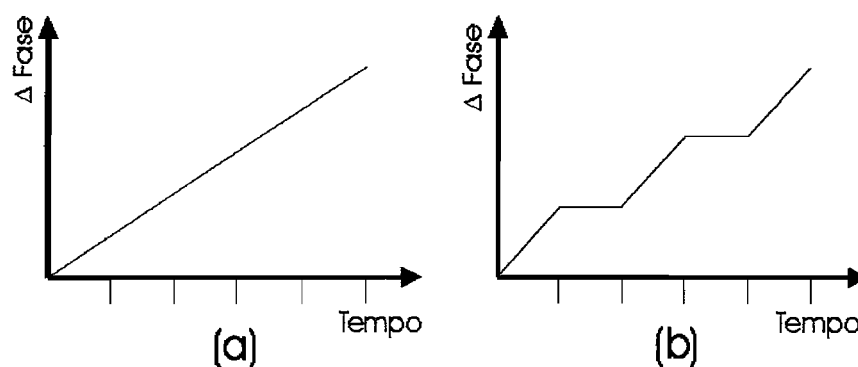


Figura A.1: Variação de fase. Na figura (a) temos a técnica de Deslocamento de Fase. Na figura (b) temos a técnica de Degraus de Fase.

A técnica de quatro-passos é assim denominada porque prevê o uso de quatro interferogramas para determinar a fase de um ponto (i, j) .

A intensidade de um interferograma é descrita por:

$$I(i, j) = I_1(i, j) + I_2(i, j) + 2\sqrt{I_1(i, j) \cdot I_2(i, j)} \cos \Phi(i, j).$$

O objetivo é obter a fase $\Phi(i, j)$ e para isto podemos introduzir uma fase θ_n de valor conhecido tal que as intensidades do interferograma mudem. Então, vamos relacionar tais intensidades como:

$$\begin{cases} I_{1'}(i, j) = I_1(i, j) + I_2(i, j) + 2\sqrt{I_1(i, j) \cdot I_2(i, j)} \cos(\Phi(i, j) + \theta_1) \\ I_{2'}(i, j) = I_1(i, j) + I_2(i, j) + 2\sqrt{I_1(i, j) \cdot I_2(i, j)} \cos(\Phi(i, j) + \theta_2) \\ I_{3'}(i, j) = I_1(i, j) + I_2(i, j) + 2\sqrt{I_1(i, j) \cdot I_2(i, j)} \cos(\Phi(i, j) + \theta_3) \\ I_{4'}(i, j) = I_1(i, j) + I_2(i, j) + 2\sqrt{I_1(i, j) \cdot I_2(i, j)} \cos(\Phi(i, j) + \theta_4) \end{cases}$$

Abrindo os cossenos, temos

$$\begin{cases} I_{1'}(i, j) = I_1(i, j) + I_2(i, j) + 2\sqrt{I_1(i, j) \cdot I_2(i, j)} [\cos \Phi(i, j) \cdot \cos(\theta_1) - \sin \Phi(i, j) \cdot \sin(\theta_1)] \\ I_{2'}(i, j) = I_1(i, j) + I_2(i, j) + 2\sqrt{I_1(i, j) \cdot I_2(i, j)} [\cos \Phi(i, j) \cdot \cos(\theta_2) - \sin \Phi(i, j) \sin(\theta_2)] \\ I_{3'}(i, j) = I_1(i, j) + I_2(i, j) + 2\sqrt{I_1(i, j) \cdot I_2(i, j)} [\cos \Phi(i, j) \cdot \cos(\theta_3) - \sin \Phi(i, j) \sin(\theta_3)] \\ I_{4'}(i, j) = I_1(i, j) + I_2(i, j) + 2\sqrt{I_1(i, j) \cdot I_2(i, j)} [\cos \Phi(i, j) \cdot \cos(\theta_4) - \sin \Phi(i, j) \sin(\theta_4)] \end{cases}$$

Dada a arbitrariedade das fases θ_n , podemos impor a condição:

$$\Delta\theta = \theta_n - \theta_{n-1} = \frac{\pi}{2}$$

logo,

$$\begin{cases} I_{1'}(i, j) = I_1(i, j) + I_2(i, j) + 2\sqrt{I_1(i, j) \cdot I_2(i, j)} [\cos \Phi(i, j) \cdot \cos(\theta_1) - \sin \Phi(i, j) \cdot \sin(\theta_1)] \\ I_{2'}(i, j) = I_1(i, j) + I_2(i, j) + 2\sqrt{I_1(i, j) \cdot I_2(i, j)} [\cos \Phi(i, j) \cdot \cos(\theta_1 + \frac{\pi}{2}) - \sin \Phi(i, j) \sin(\theta_1 + \frac{\pi}{2})] \\ I_{3'}(i, j) = I_1(i, j) + I_2(i, j) + 2\sqrt{I_1(i, j) \cdot I_2(i, j)} [\cos \Phi(i, j) \cdot \cos(\theta_1 + \pi) - \sin \Phi(i, j) \sin(\theta_1 + \pi)] \\ I_{4'}(i, j) = I_1(i, j) + I_2(i, j) + 2\sqrt{I_1(i, j) \cdot I_2(i, j)} [\cos \Phi(i, j) \cdot \cos(\theta_1 + \frac{3\pi}{2}) - \sin \Phi(i, j) \sin(\theta_1 + \frac{3\pi}{2})] \end{cases}$$

Usando as relações dos cossenos e senos, obtemos:

$$\left\{ \begin{array}{l} I_{1'}(i, j) = I_1(i, j) + I_2(i, j) + 2\sqrt{I_1(i, j) \cdot I_2(i, j)} [\cos \Phi(i, j) \cdot \cos(\theta_1) - \\ \sin \Phi(i, j) \cdot \sin(\theta_1)] \\ I_{2'}(i, j) = I_1(i, j) + I_2(i, j) + 2\sqrt{I_1(i, j) \cdot I_2(i, j)} [-\cos \Phi(i, j) \cdot \sin(\theta_1) - \\ \sin \Phi(i, j) \cos(\theta_1)] \\ I_{3'}(i, j) = I_1(i, j) + I_2(i, j) + 2\sqrt{I_1(i, j) \cdot I_2(i, j)} [-\cos \Phi(i, j) \cdot \cos(\theta_1) + \\ \sin \Phi(i, j) \sin(\theta_1)] \\ I_{4'}(i, j) = I_1(i, j) + I_2(i, j) + 2\sqrt{I_1(i, j) \cdot I_2(i, j)} [\cos \Phi(i, j) \cdot \sin(\theta_1) + \\ \sin \Phi(i, j) \cos(\theta_1)] \end{array} \right\}$$

Uma solução possível para estas equações seria $\theta_1 = 0$, logo:

$$\left\{ \begin{array}{l} I_{1'}(i, j) = I_1(i, j) + I_2(i, j) + 2\sqrt{I_1(i, j) \cdot I_2(i, j)} [\cos \Phi(i, j)] \\ I_{2'}(i, j) = I_1(i, j) + I_2(i, j) + 2\sqrt{I_1(i, j) \cdot I_2(i, j)} [-\sin \Phi(i, j)] \\ I_{3'}(i, j) = I_1(i, j) + I_2(i, j) + 2\sqrt{I_1(i, j) \cdot I_2(i, j)} [-\cos \Phi(i, j)] \\ I_{4'}(i, j) = I_1(i, j) + I_2(i, j) + 2\sqrt{I_1(i, j) \cdot I_2(i, j)} [\sin \Phi(i, j)] \end{array} \right.$$

Somando as equações duas a duas e usando a igualdade $I_0(i, j) = \sqrt{I_1(i, j) \cdot I_2(i, j)}$,

obtemos:

$$I_{4'}(i, j) - I_{2'}(i, j) = 4I_0(i, j) \sin \Phi(i, j)$$

$$I_{1'}(i, j) - I_{3'}(i, j) = 4I_0(i, j) \cos \Phi(i, j)$$

$$\Phi(i, j) = \arctan \left[\frac{I_{4'}(i, j) - I_{2'}(i, j)}{I_{1'}(i, j) - I_{3'}(i, j)} \right]$$

Portanto a partir dos valores definidos das fases θ_n , por exemplo, 0 , $\pi/2$, π e $3\pi/2$, obtemos as respectivas intensidades e daí a fase ϕ .

Conhecendo a fase $\Phi(i, j)$ de cada ponto (i, j) , podemos montar uma representação gráfica bidimensional, onde as coordenadas i e j identificam um ponto no plano xy e cada



Figura A.2: Mapa de fase.

valor da fase como uma intensidade de nível de cinza no ponto, variando entre o branco e o preto. Este gráfico é o Mapa de Fase que é uma das formas de representar a fase de cada ponto da superfície, Fig. A.2. Ele pode ser facilmente identificado pelo fato de que geralmente possui muitas variações do nível de cinza ao longo do plano xy . Porém, um Mapa de Fase real, isto é, sem a ambigüidade da função tangente, apresenta as variações de cinza de um modo diferente daquele mapa com a ambigüidade presente.

Obtido o Mapa de Fase e após retirar a ambigüidade da função tangente, podemos calcular o micro-deslocamento da superfície.

$$D + D' = \frac{\Phi(i, j)\lambda}{2\pi}, \quad (\text{A.1})$$

onde D e D' são as distâncias percorridas no meio (nesse caso considerando $n \cong 1$) e λ é o comprimento de onda da luz *laser* utilizada. Podemos escrever as distâncias $d(i, j)$ e $d'(i, j)$ mas neste caso $d(i, j) = d'(i, j)$, logo:

$$\frac{d(i, j)}{\cos \theta} + \frac{d(i, j)}{\cos \theta'} = \frac{\Phi(i, j)\lambda}{2\pi},$$

$$d(i, j) = \frac{\Phi(i, j)\lambda \cos \theta \cos \theta'}{2\pi(\cos \theta + \cos \theta')}, \quad (\text{A.2})$$

Fazendo uma expansão dos cossenos para ângulos pequenos:

$$d(i, j) = \frac{\Phi(i, j)\lambda}{2\pi(\cos \theta + \cos \theta')},$$

temos para o caso particular de incidência normal:

$$d(i, j) = \frac{\Phi(i, j)\lambda}{4\pi}. \quad (\text{A.3})$$

Assim, podemos conhecer o deslocamento ou deformação de uma superfície desde que a fase Φ seja conhecida sem ambigüidades.

Apêndice B

Retirada da Ambigüidade de Fase

O Mapa de Fase é apresentado como uma imagem com tons de cinza, pois utiliza um padrão de níveis de cinza para relacionar com os valores da fase $\Phi(i, j)$. O preto corresponde a $-\pi$ e o branco a $+\pi$, e entre eles os tons de cinza correspondem aos valores entre $-\pi$ e $+\pi$, sendo divididos por 256 níveis de cinza para um sistema de imagem de 8 bits.

Uma dificuldade consiste em eliminar a ambigüidade da fase $\Phi(i, j)$ do Mapa de Fase que é devida ao fato da função tangente estar limitada entre $-\pi$ e $+\pi$, logo, não é possível distinguir os valores de fase que ultrapassam esses limites, pois os valores da função tangente se repetem. Aparece, portanto uma variação brusca no valor da fase, isto é, uma variação de fase maior do que π , em módulo. Tal variação é conhecida como salto de fase. Quando ocorre tal ambigüidade, é dito que a fase está com ambigüidade (*wrapped phase*). Quando removemos a ambigüidade, dizemos que a fase está sem ambigüidade (*unwrapped phase*). Este processo de retirada da ambigüidade é chamado de *unwrapping*[51,52].

Itoh [51] demonstrou, para o caso unidimensional, que o processo de retirada de



Figura B.1: Mapas de Fase. Na figura (a) temos a presença da ambigüidade (*wrapped phase*). Na figura (b) não temos a ambigüidade (*unwrapped phase*).

ambigüidade consiste em fazer a integração das fases:

$$\phi(m) = \phi(0) + \sum_{n=1}^m W_2[\Delta W_1[\phi(n)]], \quad (\text{B.1})$$

onde W é o operador de ambigüidade (*wrapping*) que atua sobre a fase $\phi(n)$. Podemos ler esta equação como o valor da fase, sem ambigüidade, de um ponto m em relação ao ponto 0 , recuperado com a integração da diferença de fase com ambigüidade. Isto equivale a somar ou subtrair, quantas vezes for necessário a quantidade de 2π para retirar a ambigüidade. Ghiglia *et al.* [53] estenderam o procedimento para o caso bidimensional, percorrendo o caminho:

$$\phi(m, n) = \phi(m, 0) + \sum_{l=1}^n W_2[\Delta_n W_1[\phi(m, l)]], \quad (\text{B.2})$$

onde

$$\phi(m, 0) = \phi(0, 0) + \sum_{j=1}^m W_3[\Delta_m W_1[\phi(j, 0)]], \quad (\text{B.3})$$

Ao longo dos anos foram publicados diversos trabalhos sobre técnicas de retirada de ambigüidade. Podemos conhecer alguns deles em dois artigos que apresentam uma revisão sobre alguns trabalhos que ganharam destaque em sua época. Em 1994 Judge *et al.* [48] apresentam várias técnicas : *Cellular Automata*, *Noise-Immune Cut*, *Flood Phase*, *Phase Unwrapping by Regions*, *Minimum Spanning Tree*, *Band Limits of a Function* e

Temporal Phase Unwrapping. Cinco anos mais tarde Strand *et al.* [54] apresentam outras técnicas: *Block Least Squares*, *Adaptive Integration*, *Quality Guided Path Following*, *Mask Cut*, *Multigrid*, *Preconditioned Conjugate Gradient*, *Flynn's* e *Liang's*. Embora existam muitas técnicas, nem sempre são aplicáveis, portanto o uso de uma técnica ou de outra depende das condições existentes em cada caso.

Um caso didático e simples de ser entendido é o de um espelho plano e inclinado como uma cunha. Neste caso os vários saltos de fase variam igualmente: a cor preta corresponde ao valor de fase $-\pi$ e a cor branca corresponde ao valor de fase $+\pi$, então, podemos retirar a ambigüidade somando múltiplos valores de 2π , para cada salto de fase percorrido a partir do canto superior à direita em direção ao canto inferior esquerdo. Após isto, obtemos um Mapa de Fase sem a ambigüidade e a partir daí obtemos a superfície 3D da cunha, Fig. B.1 usando a equação A.3.

Técnica de Autômato Celular. Esta técnica foi desenvolvida por Ghiglia *et al.* [53] em 1986. Como foi dito anteriormente temos que a retirada de ambigüidade se procede pela integração das fases dos pontos vizinhos, como na equação B.2.

O algoritmo desta técnica desenvolve a integração das fases através de uma série de regras que são aplicadas a uma matriz de valores. Neste caso, o Mapa de Fase, aonde cada ponto é dito ser um célula, as mudanças impostas a cada ponto dependem do estado (conjunto de valores) dos seus vizinhos ortogonais em um dado instante de tempo t , isto é, se um dado ponto muda de estado os seus vizinhos, sentirão a sua mudança no instante de tempo seguinte ($t+1$). Tais mudanças são o incremento ou o decremento dos estados até que se chegue a um mapa de fase sem ambigüidades. As regras aplicadas são as seguintes :

1. Cada ponto olha os seus primeiros vizinhos ortogonais, sendo quatro ao todo, não são considerados os vizinhos diagonais (os pontos na borda do mapa olham apenas dois ou três vizinhos). A diferença de fase entre o ponto de interesse e cada um dos vizinhos é calculada ($\Phi_{ponto} - \Phi_{vizinho}$).
2. Ao dividir a diferença de fase por 2π radianos e aproximando ao menor inteiro mais próximo, obtemos a força de voto de cada vizinho, que é o número de inteiros de 2π radianos necessários para superar as respectivas diferenças de fase. A força de voto é uma quantização da influência do estado do vizinho sobre o ponto atual, depois a força é acumulada.
3. O valor do ponto é mudado pelo valor de 2π radianos se o acumulado de forças de voto for não-nulo. A direção, positiva ou negativa, da alteração depende das direções das forças de voto de cada vizinho, isto é, pela direção do acumulado, se for negativo a alteração será negativa, caso contrário será positiva.
4. Se nenhum vizinho difere mais do que π radianos do ponto de interesse, nenhuma alteração é feita no ponto. Se o acumulado de força é igualmente zero, o ponto é mudado por $+2\pi$ radianos.

Ao atender todas as regras enumeradas acima, teremos percorrido uma iteração local. Porém ainda não teremos um Mapa de Fase sem a ambigüidade. Após mais algumas iterações locais, obtemos um Mapa de Fase com alguma ambigüidade, mas em quantidade menor do que no mapa original e os valores de fase de cada ponto do mapa ficam oscilando entre dois estados apenas. Este ponto fecha uma iteração global e para avançar é calculada a média dos dois estados e o processo começa novamente com as iterações

locais. A iteração global finaliza quando chegamos a um estado constante e único, então, teremos o Mapa de Fase sem ambigüidade (*unwrapped phase*).

Antes de iniciar o processo, é feito um levantamento para detectar os defeitos no Mapa de Fase que é um processo para isolar os pontos de inconsistência e não considerá-los na execução da técnica. Tomando uma região de 2 x 2 pixels, como um laço e verificando se a soma das diferenças de fase de cada dupla de pontos vizinhos é nula, os 4 pontos são ditos consistentes. Senão, serão marcados como inconsistentes e o algoritmo de retirada de ambigüidade não é aplicado a eles. A inconsistência indica que tal região apresentará problemas se for processada pelo algoritmo.

Esta técnica é do tipo independente do caminho (*path-independent*) pois se percorrermos caminhos diferentes obteremos resultados iguais. Ela é também pouco sensível à ruídos. Estas eram as limitações da técnica de Varredura de Franjas. Portanto, vamos utilizá-la para retirar a ambigüidade do Mapa de Fase.