

José Carlos Pizolato Junior

**NOVAS TÉCNICAS DE CONTRASTE DE FASE
PARA A VERIFICAÇÃO DE PADRÕES
CIFRADOS**

Tese apresentada à Escola de Engenharia de São Carlos, da Universidade de São Paulo, como parte dos requisitos para obtenção do título de Doutor em Engenharia Elétrica.

ORIENTADOR : Prof. Dr. Luiz Gonçalves Neto



São Carlos
2006

DEDALUS - Acervo - EESC



31100053718

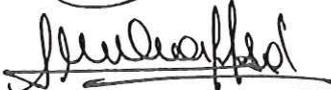
FOLHA DE JULGAMENTO

Candidato: Engenheiro **JOSÉ CARLOS PIZOLATO JUNIOR**

Tese defendida e julgada em 10-02-2006 perante a Comissão Julgadora:


Prof. Associado **LUIZ GONÇALVES NETO (Orientador)**
(Escola de Engenharia de São Carlos/USP)

Aprovado


Prof. Associado **AMÍLCAR CARELI CÉSAR**
(Escola de Engenharia de São Carlos/USP)

APROVADO


Profa. Dra. **LILIANE VENTURA SCHIABEL**
(Escola de Engenharia de São Carlos/USP)

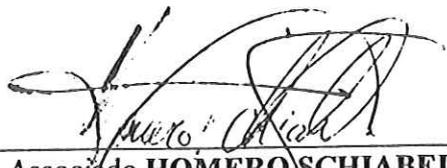
Aprovado

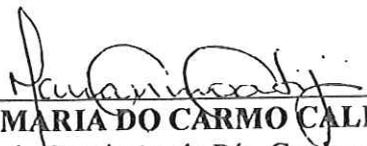

Prof. Titular **LUCIANO DA FONTOURA COSTA**
(Instituto de Física de São Carlos/USP)

APROVADO


Prof. Titular **JARBAS CAIADO DE CASTRO NETO**
(Instituto de Física de São Carlos/USP)

Aprovado


Prof. Associado **HOMERO SCHIABEL**
Vice-Coordenador do Programa de Pós-Graduação
em Engenharia Elétrica em exercício.


Prof. Titular **MARIA DO CARMO CALIJURI**
Presidente da Comissão de Pós-Graduação

AGRADECIMENTOS

A Deus.

Aos meus familiares, por tudo o que eles representam e fizeram por mim.

Ao meu orientador Dr. Luiz Gonçalves Neto, pelo apoio e incentivo.

À Fundação de Amparo e Pesquisa do Estado de São Paulo – FAPESP, pelo apoio financeiro.

Ao Laboratório de Sistemas Integráveis da Escola Politécnica da USP em São Paulo pelo auxílio na fabricação dos elementos difrativos.

A todos os colegas, professores e funcionários do Departamento de Engenharia Elétrica da EESC/USP pela colaboração.

Resumo

Pizolato Jr., J. C. (2006). Novas técnicas de contraste defase para a verificação de padrões cifrados. Tese (Doutorado) – Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2006.

Neste trabalho, é proposto um esquema de cifragem e decifragem baseado em uma nova técnica de contraste de fase. Esta nova técnica, denominada “técnica de contraste de fase de ordem zero”, transforma a modulação de fase para intensidade sem a necessidade de uma placa de alteração de fase (*dot* dielétrico de fase) no plano de *Fourier* de um correlator óptico 4f. Um processo de codificação, que não utiliza qualquer cálculo iterativo, é aplicado diretamente em uma imagem em níveis de cinza para gerar uma distribuição de fase. Em seguida, um processo de cifragem é realizado através da multiplicação da distribuição de fase por uma distribuição de fase aleatória. A vantagem deste método é o fácil esquema para recuperar a informação em níveis de cinza a partir da máscara de fase decifrada. A máscara de fase cifrada e a chave do sistema foram implementadas em SLMs (*Spatial Light Modulators*) do tipo LCTV (*Liquid Crystal TV*). As formas de codificação da imagem em níveis de cinza para gerar as máscaras de fase também foram investigadas. Como resultado, foram implementados dois tipos de EODs (Elementos Ópticos Difrativos) de fase. Um deles funciona no modo de transmissão, o outro, no modo de reflexão. Resultados experimentais mostram a aplicação da técnica de contraste de fase de ordem zero na visualização da informação codificada, tanto em SLM quanto em EODs de fase, e na verificação de padrões cifrados.

Palavras-chave : cifragem; elementos ópticos difrativos; contraste de fase

Abstract

Pizolato Jr., J. C. (2006). New phase contrast techniques in the verification of encrypted patterns . Ph.D. (Thesis)- Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2006.

In this work, an encryption and decryption scheme based on a new phase contrast technique is proposed. This new technique, called the zero order phase contrast technique, transforms the phase modulation to intensity without the necessity of a phase-changing plate (phase dielectric dot) on the *Fourier* plane of a 4f optical correlator. A codification process, which does not use any iterative calculation, is applied directly in a gray level image to generate a phase distribution. After this, an encryption process is applied multiplying the phase distribution by a random phase distribution. The advantage of this method is the easy scheme to recover the gray level information from the decryption phase mask. The encrypted phase mask and the key of the system were implemented on Spatial Light Modulators of the kind LCTV. The encoding ways were investigated to generate the phase masks from gray level image, by implementing two kinds of phase Diffractive Optical Elements, operating in transmission and reflection modes. Experimental results show the successfully application of the zero order phase contrast technique in the visualization of encoded information both in Spatial Light Modulators and in phase only Diffractive Optical Elements as well as in the verification of encrypted patterns.

Keywords : encryption; diffractive optical elements; phase contrast

Sumário

Resumo.....	i
Abstract.....	ii
Lista de Abreviaturas e Siglas.....	iii
Lista de Figuras.....	iv
1- Introdução.....	1
2- Óptica difrativa.....	5
2.1- Hologramas gerados por computador.....	6
3- Modulador espacial de luz.....	10
3.1- Introdução.....	10
3.2- Regimes de modulação.....	10
3.3- Curvas experimentais do modulador espacial de luz.....	11
3.3.1- Instalação do modulador espacial de luz.....	11
3.3.2- Metodologia para a obtenção das curvas de modulação.....	12
4- A técnica de contraste de fase de ordem zero.....	17
4.1- Descrição da técnica de contraste de fase de ordem zero.....	17
4.2- Eficiência do holograma de fase de ordem zero.....	22
5- Novas formas de codificação do elemento óptico difrativo de fase.....	23
5.1- Projeto dos elementos ópticos difrativos de fase.....	23
5.2- Processo de fabricação dos elementos ópticos difrativos.....	27
5.2.1- Etapas de fabricação do EOD : modo de transmissão.....	28
5.2.2- Etapas de fabricação do EOD : modo de reflexão.....	30
5.3- Resultados ópticos.....	32
6- Método de cifragem que utiliza a técnica de contraste de fase de ordem zero	35
6.1- Métodos de cifragem.....	35
6.2- Método de cifragem que utiliza a técnica de contraste de fase de ordem zero	38
7- Conclusões.....	41
8- Referências bibliográficas	

Apêndice

- A- Definição da transformada de *Fourier* em duas dimensões
- B- Filtragem, expansão e colimação de um feixe laser
- C- Ordens de difração
- D- Modelo da LCTV

Anexo I

Artigo : "The Zero-Order Phase-Contrast Technique"

Anexo II

Artigo : "Optical Implementation of Image Encryption Using The Zero-Order Phase-Contrast Technique"

Lista de Abreviaturas e Siglas

CCD - *Charge Coupled Device*

TF - *Transformada de Fourier*

EOD - *Elemento Óptico Difractivo*

SLM - *Spatial Light Modulator*

LCTV - *Liquid Crystal TV*

WSPI - *Wedge Shear Plate Interferometer*

Lista de Figuras

Capítulo 1

- Figura 1.1 : Correlator óptico 4f (VanderLugt) aplicado na implementação da técnica de Contraste de fase de Zernike..... 2
- Figura 1.2 : Componentes da imagem representada no plano complexo. (a) Componentes difratadas “ $j\Delta\phi$ ” em quadratura com o *background* representado pela componente “1”; (b) Componentes difratadas “ $j\Delta\phi$ ” e *background* deslocado representado pela componente “j1” no mesmo eixo..... 2

Capítulo 2

- Figura 2.1 : Princípio de *Huygens-Fresnel* [1], segundo o qual cada ponto de uma frente de onda incidente age como uma nova frente de onda esférica. A interferência construtiva ou destrutiva entre as ondas esféricas origina uma nova frente de onda..... 5
- Figura 2.2 : Obtenção de uma distribuição de luz desejada através da utilização de um EOD para a modulação de uma frente de onda incidente..... 6
- Figura 2.3 : Comparação entre a holografia clássica e a holografia computacional... 7
- Figura 2.4 : Reconstrução óptica de um EOD iluminado por uma onda plana monocromática coerente. (a) Reconstrução de um holograma de *Fourier* (difração de *Fraunhofer*) utilizando-se uma lente de *Fourier*; (b) Reconstrução de uma holograma de *Fresnel* (difração de *Fresnel*), obtido pela propagação da luz de $g(x',y')$ ao longo da distância d 8
- Figura 2.5 : (a) Holograma binário da letra A; (b) Reconstrução computacional [14] 9
- Figura 2.6 : (a) Reconstrução óptica da letra A; (b) Reconstrução simulada no computador [14]..... 9

Capítulo 3

- Figura 3.1 : (a) LCTV extraída do projetor *Seiko-Epson InFocus TVT-6000 LCTV*; (b) Exemplo de uma imagem projetada pela LCTV [18]..... 11
- Figura 3.2 : Montagem experimental para a projeção de uma imagem empregando-se a LCTV..... 12
- Figura 3.3 : Medição da diferença de fase utilizando-se o interferômetro WSPI (*Wedge Shear Plate Interferometer - WSPI*) [7,17] aqui definido como “cunha”..... 12
- Figura 3.4 : Interferência no interferômetro WSPI..... 13

Figura 3.5 :	Exemplo de diferença de fase entre dois níveis de cinza.....	13
Figura 3.6 :	Curva de operação para a LCTV ₁ em uma região de modulação de fase para $\Psi_1=-10^\circ$ e $\Psi_2=117^\circ$; (a) Gráfico polar (módulo e ângulo de diferença de fase);(b) Transmissão (normalizada) x Nível de cinza; (c) Diferença de fase (rad) x Nível de cinza.....	15
Figura 3.7 :	Curva de operação para a LCTV ₂ em uma região de modulação de fase para $\Psi_1=160^\circ$ e $\Psi_2=110^\circ$; (a) Gráfico polar (módulo e ângulo de diferença de fase); (b) Transmissão (normalizada) x Nível de cinza; (c) Diferença de fase (rad) x Nível de cinza.....	16
Capítulo 4 :		
Figura 4.1 :	Implementação da técnica de contraste de fase de ordem zero que utiliza um correlator óptico 4f.....	17
Figura 4.2 :	Objeto de fase utilizado para implementar a técnica de contraste de fase de ordem zero. $F'(x,y)$ tem $m \times n$ pixels quadrados de tamanho $X \times Y$, obtidos de uma imagem com níveis de cinza $a(x,y)$ de $m \times n$ pixels quadrados. Duas regiões que modulam diferentes valores de fase formam cada pixel. Uma região é formada considerando-se a informação de $a(x,y)$ e a outra pelo valor de fase $\exp[j\pi]$	20
Figura 4.3 :	Simulação numérica da técnica de contraste de fase de ordem zero.(a) Imagem em níveis de cinza 256×256 pixels utilizada para gerar a informação de amplitude $a(x,y)$. A distribuição $F'(x,y)$ é formada de $a(x,y)$ como descrito na figura 4.2 e equação (4.1).(b) Imagem da distribuição de intensidade $S'(u,v)$ no plano de <i>Fourier</i> . Somente a área delimitada é utilizada para recuperar a informação original $a(x,y)$; (c) Informação recuperada projetada.....	20
Figura 4.4 :	Montagem experimental para a realização da técnica de contraste de fase de ordem zero.....	21
Figura 4.5 :	Simulação óptica da técnica de contraste de fase de ordem zero. A informação recuperada foi projetada sobre uma câmera CCD.....	21
Capítulo 5		
Figura 5.1 :	Projeto do EOD para uma informação binária.....	24
Figura 5.2 :	Projeto do EOD para uma informação com 128 níveis de cinza.....	24
Figura 5.3 :	Estrutura de um pixel que modula a fase em 0 ou π radianos.....	27
Figura 5.4 :	Visão esquemática da seqüência de processos de fabricação do EOD no modo transmissão. Devido ao baixo custo de fabricação, foi utilizada uma máscara que consiste de	

um filme transparente de baixo custo. O padrão a ser transferido foi impresso no filme transparente por uma <i>plotter</i> de máxima definição 15 μ m AGFA AVANTRA 30e 2400 dpi. Nenhuma máscara gerada por feixe de elétrons é necessária.....	29
Figura 5.5 : (a) Fotografia de uma lâmina com quatro elementos fabricados, cada um deles possuindo 1 x 1 cm ² de área; (b) Imagem mostrando os detalhes geométricos de uma máscara com uma estrutura pixel retangular (15 x 15 μ m ²).....	30
Figura 5.6 : Esquema da seqüência do processo de fabricação do EOD que funciona no modo de reflexão.....	31
Figura 5.7 : Fotografia de um <i>wafers</i> com o EOD que funciona no modo reflexão.....	32
Figura 5.8 : Uma montagem experimental utilizada para implementar a técnica de contraste de fase de ordem zero.....	33
Figura 5.9 : Informação de intensidade de uma imagem recuperada, projetada sobre uma câmera CCD. (a) Informação recuperada de um EOD de transmissão produzido a partir de uma imagem binária. (b) Informação recuperada de um EOD de transmissão produzido a partir de uma imagem com 128 níveis de cinza.....	33
Figura 5.10 : Montagem experimental utilizada para aplicar a técnica de contraste de fase de ordem zero sobre uma informação modulada em fase contida num EOD de reflexão.	34
Figura 5.11 : Informação de intensidade recuperada de um EOD de reflexão projetada sobre uma câmera CCD.....	34
Capítulo 6	
Figura 6.1 : Sistema óptico para recuperar imagens cifradas que utiliza a máscara de fase como chave [12].....	36
Figura 6.2 : Sistema que utiliza um correlator óptico 4f para decifrar uma imagem cifrada por uma máscara de fase chave [2].....	37
Figura 6.3 : Esquema de decifragem óptico genérico [3].....	38
Figura 6.4 : Montagem experimental utilizada para implementar a recuperação de informação de intensidade através da técnica de contraste de fase de ordem zero.....	40
Figura 6.5 : Informação recuperada projetada sobre uma câmera CCD. Sistema de verificação de padrões utilizando-se a técnica de contraste de fase de ordem zero. (a) Imagem de intensidade do padrão a ser cifrado (320 x 240 pixels); (b) Imagem recuperada após o alinhamento entre as LCTVs e a chave correta; (c) Imagem recuperada com erro de alinhamento	

entre as LCTVs e a chave correta; (d) Imagem recuperada com alinhamento entre as LCTVs e a chave incorreta..... 40

1- Introdução

A técnica de contraste de fase de *Zernike* [1] tem sido utilizada na visualização de objetos microscópicos onde uma modulação espacial de fase é convertida em uma modulação espacial de intensidade. Seja um objeto transparente $t_{mn} = \exp(j\phi_{mn})$ iluminado coerentemente e posicionado na entrada de um correlator óptico 4f (*VanderLugt*) [1], como ilustrado na figura 1.1. Considere uma ampliação óptica unitária e desconsidere as extensões finitas das pupilas de entrada e saída. Visto que o objeto microscópico é transparente, o mesmo imprime um deslocamento de fase na frente de onda que o ilumina. Este deslocamento de fase $\Delta\phi_{mn}$ deve ser menor que um radiano como uma condição necessária para se obter uma relação linear entre o deslocamento de fase e intensidade [1]. Nesta condição, a transmitância pode ser escrita como :

$$t_{mn} = e^{j\phi_o} e^{j\Delta\phi} \approx e^{j\phi_o} [1 + j\Delta\phi_{mn}] \quad (1.1)$$

onde a função exponencial foi expandida em série de Taylor e os termos em $(\Delta\phi)^2$ e potências maiores são desprezados. O termo ϕ_o (um valor constante) representa o deslocamento de fase médio através do objeto.

Desprezando os termos de ordem maior ou igual a $(\Delta\phi_{mn})^2$ e o deslocamento de fase médio, a transmitância pode ser aproximada por :

$$t_{mn} \cong 1 + j\Delta\phi_{mn} \quad (1.2)$$

O primeiro termo da equação (1.2) representa a luz que atravessa t_{mn} sem apresentar alteração de fase e o segundo termo representa a luz difratada. A intensidade da imagem produzida pelo sistema pode ser escrita como :

$$I_{mn} = |1 + j\Delta\phi_{mn}|^2 \cong 1 \quad (1.3)$$

A luz difratada, representada pelo termo “ $j\Delta\phi_{mn}$ ” na equação (1.2), não é observada por estar em quadratura de fase com o plano de fundo, representado pelo termo unitário em (1.2), vide figura 1.2(a). A quadratura de fase pode ser modificada utilizando-se elementos ópticos, por exemplo, filmes finos transparentes, que alteram a fase seletivamente de uma frente de onda. Este elemento óptico é utilizado na implementação óptica de um filtro de contraste de fase. O filtro de contraste de fase pode ser implementado em substrato de vidro, cuja região central (dot) apresenta uma saliência com espessura de $\lambda/4$ ou índice de

refração que permite tal alteração de fase. O *dot* é posicionado no centro do plano focal após a primeira lente L_1 , onde tem-se a transformada de *Fourier* (Apêndice A) do objeto transparente. O *dot* tem espessura e índice de refração tal que a fase da componente de ordem zero da transformada de *Fourier*, representada na figura 1.2(a) por “1”, é deslocada por $\pi/2$ radianos em relação às fases das outras ordens, como mostrado na figura 1.2(b). A transformada de *Fourier* inversa realizada pela segunda lente L_2 resulta na seguinte distribuição de intensidade na saída :

$$I_{mn} = |\exp[j(\pi/2)] + j\Delta\phi_{mn}|^2 \cong 1 + 2\Delta\phi_{mn} \quad (1.4)$$

Na equação (1.4), a intensidade da imagem está linearmente relacionada ao deslocamento de fase $\Delta\phi_{mn}$. Portanto, são observadas variações de intensidade, e o objeto transparente pode ser visualizado.

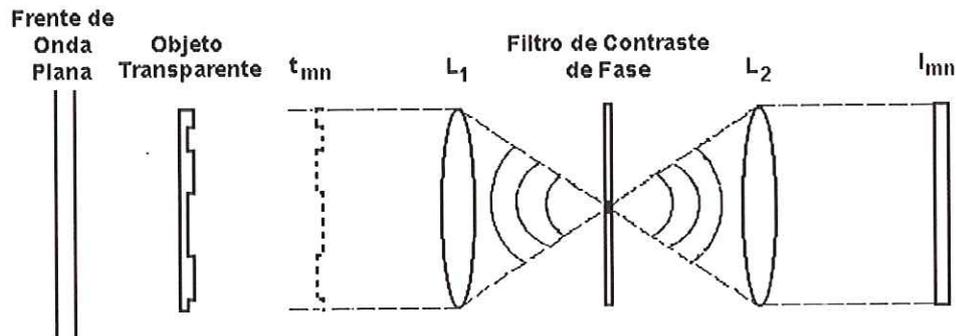


Figura 1.1 : Correlador óptico 4f (VanderLugt) aplicado na implementação da técnica de contraste de fase de *Zernike*.

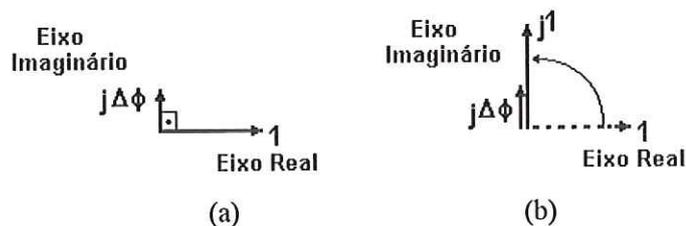


Figura 1.2 : Componentes da imagem representadas no plano complexo. (a) Componentes difratadas “ $j\Delta\phi$ ” em quadratura com o *background* representado pela componente “1”; (b) Componentes difratadas “ $j\Delta\phi$ ” e *background* deslocado representado pela componente “ $j1$ ” no mesmo eixo.

A técnica de contraste de fase de *Zernike* foi utilizada por L. G. Neto num esquema de cifragem óptico [2]. Posteriormente, J. Glückstad e outros introduziram a técnica de contraste de fase generalizada [3], que é uma extensão do método de contraste de fase de *Zernike* [1]. Segundo os autores em [3], a técnica de contraste de fase generalizada não é restrita a um regime de fase de pequena escala como na técnica de contraste de fase de *Zernike*. Desta forma, a técnica de contraste de fase generalizada permite um maior contraste na saída quando comparada com a técnica de *Zernike*.

Neste trabalho, é proposta a técnica de contraste de fase de ordem zero [4] (Anexo I). Nesta nova técnica, a distribuição de intensidade é recuperada utilizando-se um filtro espacial que permite somente a transmissão da ordem zero (Apêndice C) no plano de *Fourier* de um correlator óptico 4f. A vantagem deste método é o simples esquema para recuperar a informação em nível de cinza a partir de uma distribuição de fase. A técnica proposta não necessita de uma placa de alteração de fase no plano de *Fourier*. Além disso, esta técnica não exige cálculos iterativos [2,5-7] para gerar o EOD de fase [1,8,9]. Os EODs (Elementos Ópticos Difrativos) foram inicialmente implementados em SLMs (*Spatial Light Modulators*) do tipo LCTV (*Liquid Crystal TV*) [7]. As formas de codificação do EOD de fase foram investigadas. Após esta investigação, dois tipos de EOD foram projetados e construídos : o primeiro funciona no modo transmissão, e o segundo opera no modo reflexão. O trabalho finaliza com a aplicação desta nova técnica na implementação de um sistema de verificação de imagens e padrões cifrados [10] (Anexo II).

O trabalho é organizado conforme a seqüência a seguir. No capítulo 2, será abordado o tópico sobre óptica difrativa [7]. No capítulo 3, será feita uma introdução sobre os SLMs do tipo LCTV [7]. Neste capítulo, será descrita a metodologia utilizada na obtenção das curvas de modulação da LCTV. No capítulo 4, será apresentado o método de contraste de fase de ordem zero [4] e sua implementação óptica utilizando-se o SLM do tipo LCTV. No capítulo 5, serão apresentadas as formas de codificação do elemento óptico difrativo de fase. Neste capítulo, também serão mostrados o processo e as etapas de fabricação do EOD de transmissão e reflexão. Algumas demonstrações experimentais do processo de reconstrução óptico a partir destes EODs projetados estarão neste capítulo. Já no capítulo 6, será mostrada a evolução dos métodos de cifragem existentes [2,3,11-13]. Em seguida, um

método de verificação de padrões cifrados utilizando a técnica de contraste de fase de ordem zero será apresentado e implementado [10]. No capítulo 7, os resultados experimentais serão discutidos e analisados. Este capítulo terminará com sugestões de futuros trabalhos que poderão aplicar a técnica proposta de contraste de fase de ordem zero.

2- Óptica difrativa

Elementos ópticos difrativos são estruturas que difratam a luz para a obtenção de uma distribuição de luz desejada. Segundo o princípio de *Huygens-Fresnel* [1], ilustrado na Figura 2.1, quando um EOD é iluminado por uma frente de onda, cada ponto da nova frente de onda Σ que emerge da superfície do elemento age como uma fonte de luz pontual, gerando ondas esféricas de raio r' . A interferência construtiva ou destrutiva entre as ondas esféricas gera uma nova frente de onda Σ' .

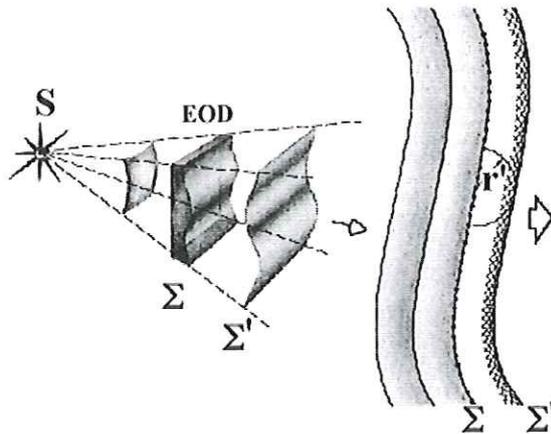


Figura 2.1: Princípio de *Huygens-Fresnel* [1], segundo o qual cada ponto de uma frente de onda incidente age como uma nova frente de onda esférica. A interferência construtiva ou destrutiva entre as ondas esféricas origina uma nova frente de onda.

Hologramas gerados por computador, redes de difração e microlentes de *Fresnel* são alguns exemplos de EODs que podem ser obtidos por intermédio de relevos gravados na superfície de um material transparente ou reflexivo, ou por padrões gravados em filmes fotográficos. Estes relevos ou padrões modulam espacialmente a fase da luz incidente [1,8,9], que, após sofrer o efeito da difração, resulta em uma distribuição luminosa desejada em algum plano posterior ao EOD, como é mostrado na Figura 2.2. Por ser necessário apenas introduzir um pequeno atraso de fase ou bloqueio em cada ponto da frente de onda incidente, os EODs podem ser mais finos e leves que os elementos ópticos convencionais (refrativos).

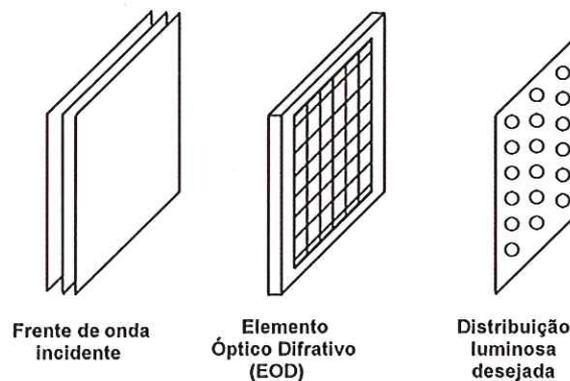


Figura 2.2: Obtenção de uma distribuição de luz desejada através da utilização de um EOD para a modulação de uma frente de onda incidente.

2.1 - Hologramas gerados por computador

Na holografia clássica, as ondas de uma frente de luz são "armazenadas" em um holograma utilizando-se a interferência como processo de gravação. Na holografia computacional, as ondas são armazenadas no holograma utilizando-se cálculos computacionais. Em ambos os processos, a reconstrução óptica das ondas gravadas é obtida pela difração da luz. A figura 2.3 apresenta o diagrama de blocos indicando a diferença entre os processos [7].

Os hologramas gerados por computador são projetados por cálculo computacional considerando-se a difração escalar da luz [1], as características ópticas do meio em que o holograma será fabricado e as características da distribuição de luz no plano de reconstrução do holograma [7]. É possível escolher entre o projeto de um holograma de *Fourier* [1] ou de *Fresnel* [1]. Um holograma de *Fourier* utiliza a difração de *Fraunhofer* [1] para o cálculo da propagação da luz, desde o plano do holograma até o plano de reconstrução, e é implementado opticamente utilizando-se uma lente de *Fourier* para se obter a reconstrução óptica. Este tipo de reconstrução é ilustrado pela figura 2.4(a). Um holograma de *Fresnel* utiliza a difração de *Fresnel* [1] ou a filtragem espacial para o cálculo da propagação da luz no espaço livre, desde o plano do holograma até o plano de reconstrução óptica. Este tipo de reconstrução é ilustrado pela figura 2.4(b). O cálculo da difração pela filtragem espacial é realizado considerando-se a solução da equação de *Helmholtz* no domínio da frequência [1].

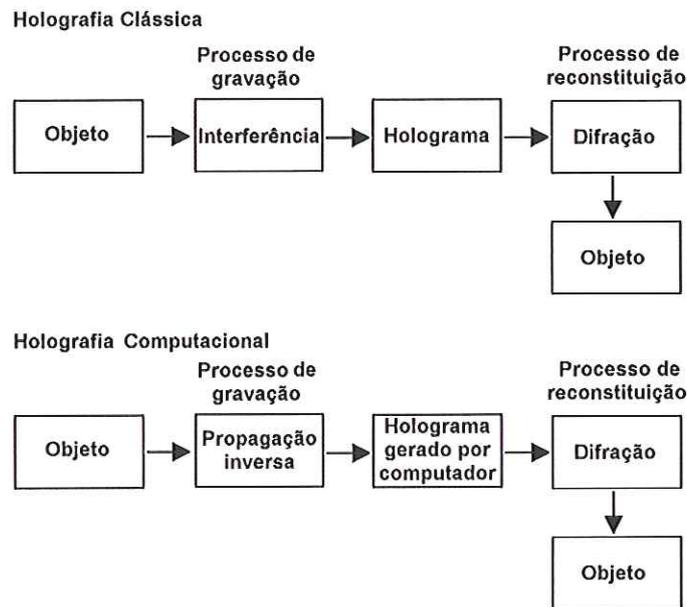


Figura 2.3: Comparação entre a holografia clássica e a holografia computacional.

Se o holograma é iluminado por uma onda plana monocromática uniforme e coerente [1], com distribuição espacial de amplitude igual a 1, logo após o holograma, a distribuição de luz possui a forma : $1 \times g(x',y') = g(x',y')$. A propagação da frente de onda luminosa com distribuição $g(x',y')$ resulta na distribuição óptica $g(x,y)$, localizada no plano de reconstrução.

No cálculo do holograma, as seguintes etapas devem ser consideradas :

a) Determinação da distribuição $g(x',y')$ que deve ser gerada no plano do holograma. O cálculo desta distribuição começa pelo cálculo da propagação inversa da distribuição de luz $f(x,y)$ a partir do plano de reconstrução em direção ao plano do holograma. Pretende-se determinar uma distribuição $g(x',y')$ que gere o mais fielmente possível a reconstrução $g(x,y)$.

b) A distribuição $f(x',y')$ resultante da propagação inversa da luz geralmente apresenta uma distribuição complexa de valores de fase e amplitude, que devem ser adaptados para as possíveis distribuições $g(x',y')$ do holograma, que, no caso mais genérico, é uma distribuição complexa, ou seja, apresenta valores de módulo e fase. As limitações físicas e práticas do meio em que será gravado o holograma determinarão o método numérico utilizado para esta implementação.

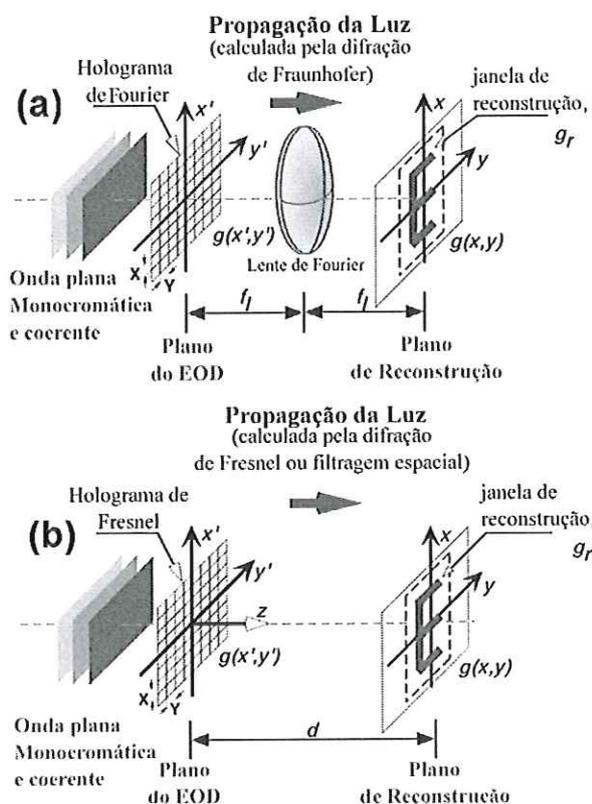
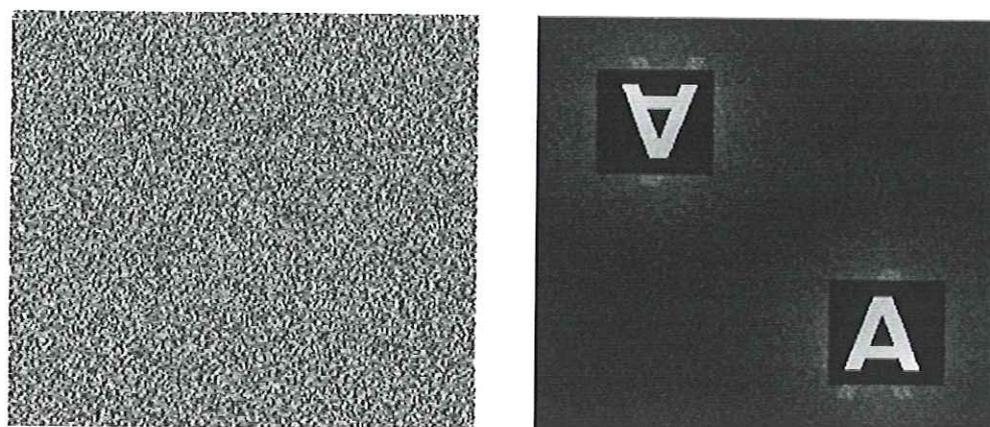


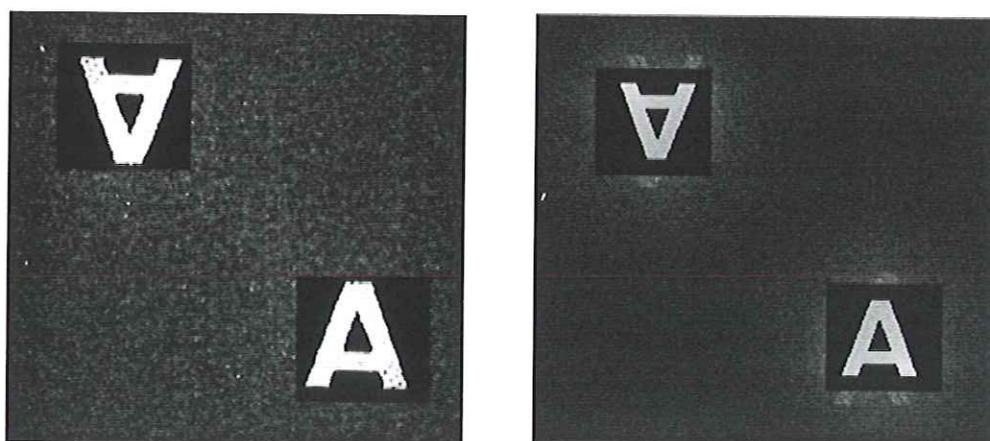
Figura 2.4: Reconstrução óptica de um EOD iluminado por uma onda plana monocromática coerente. (a) Reconstrução de um holograma de *Fourier* (difração de *Fraunhofer*) utilizando-se uma lente de *Fourier*; (b) Reconstrução de um holograma de *Fresnel* (difração de *Fresnel*), obtido pela propagação da luz de $g(x', y')$ ao longo da distância d .

Na figura 2.5(a), está ilustrado o holograma de 256 x 256 pixels da letra A e, na figura 2.5(b), é mostrada a reconstrução do holograma no computador. Na figura 2.5(a), os pixels pretos representam os valores de fase $\exp(-j\pi)$, e os pixels brancos representam os valores de fase $\exp(-j0)$. Este é um dos exemplos de holograma gerado por computador apresentados na referência [14].

Na figura 2.6, são mostradas as reconstruções óptica e simulada para a imagem da letra A [14].



(a) (b)
 Figura 2.5: (a) Holograma binário da letra *A*; (b) Reconstrução computacional [14]



(a) (b)
 Figura 2.6: (a) Reconstrução óptica da letra *A*; (b) Reconstrução simulada no computador [14].

3- Modulador espacial de luz

3.1- Introdução

Um SLM é um dispositivo que modula uma frente de onda luminosa. Dentre os tipos de SLMs, tem-se as LCTVs, que são dispositivos LCDs (*Liquid Crystal Devices*). Neste capítulo, é apresentada a LCTV extraída de um projetor *Seiko-Epson InFocus TVT-6000*. O processo para obtenção de curvas de modulação de uma LCTV é apresentado. As curvas de modulação, que serão utilizadas no processo de cifragem e codificação de fase, também são mostradas neste capítulo.

3.2-Regimes de modulação

Como pode ser visto nas equações (D.21-D.24) do apêndice D, o regime de modulação da LCTV depende dos ângulos do polarizador (ψ_1) e analisador (ψ_2).

Cada regime de modulação determina uma curva característica de modulação para a LCTV. Desta forma, variando-se os ângulos Ψ_1 e Ψ_2 , do polarizador e analisador respectivamente, é possível obter os seguintes regimes de modulação para a LCTV :

a) Modulação predominante em amplitude.

Neste regime de modulação, a LCTV modula de forma predominante a amplitude da frente de onda luminosa. A fase permanece aproximadamente constante.

b) Modulação predominante em fase.

Neste regime de modulação, a LCTV modula de forma predominante a fase da frente de onda luminosa. A amplitude permanece aproximadamente constante.

c) Modulação em amplitude e fase.

Neste caso, tanto a amplitude quanto a fase da frente de onda luminosa são moduladas ao atravessar a LCTV.

3.3- Curvas experimentais do modulador espacial de luz

3.3.1- Instalação do modulador espacial de luz

O modulador espacial de luz utilizado corresponde a uma LCTV extraída de um projetor *Seiko-Epson InFocus TVT-6000* [15,16] com *driver* adaptado pela empresa *Mytec Inc.*, Toronto, Canadá. O modelo matemático da LCTV está apresentado no apêndice D. Na figura 3.1(a), é mostrada a LCTV utilizada nas montagens experimentais deste projeto. Nesta LCTV, há um *frame grabber* conectado a um microcomputador. O *frame grabber* produz níveis de sinal de cinza de 0 a 255 sobre um formato matricial de 640x480 *pixels*. A imagem é modulada na LCTV através de um *software* que realiza a leitura de um arquivo no formato *bin*. A figura 3.1(b) ilustra o exemplo de uma imagem com 256 níveis de cinza projetada pela LCTV. A figura 3.2 contém a montagem experimental para a utilização da LCTV na projeção de uma imagem, onde nota-se que a mesma deve ficar entre um polarizador [17] e um analisador. Um feixe laser filtrado, expandido e colimado, como mostrado no apêndice B, atravessa sucessivamente o polarizador, a LCTV e o analisador. Uma lente na saída do sistema permite a visualização da imagem projetada.

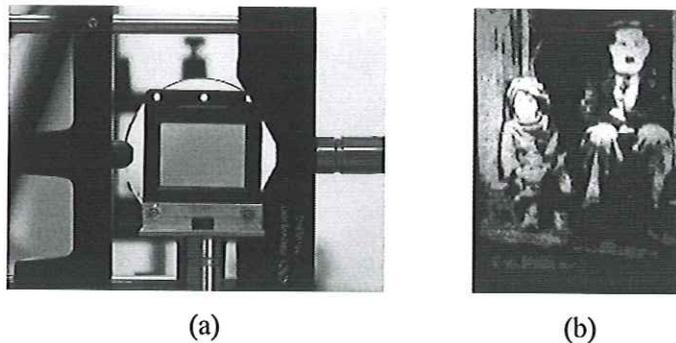


Figura 3.1 : (a) LCTV extraída do projetor *Seiko-Epson InFocus TVT-6000* LCTV; (b) Exemplo de uma imagem projetada pela LCTV [18]

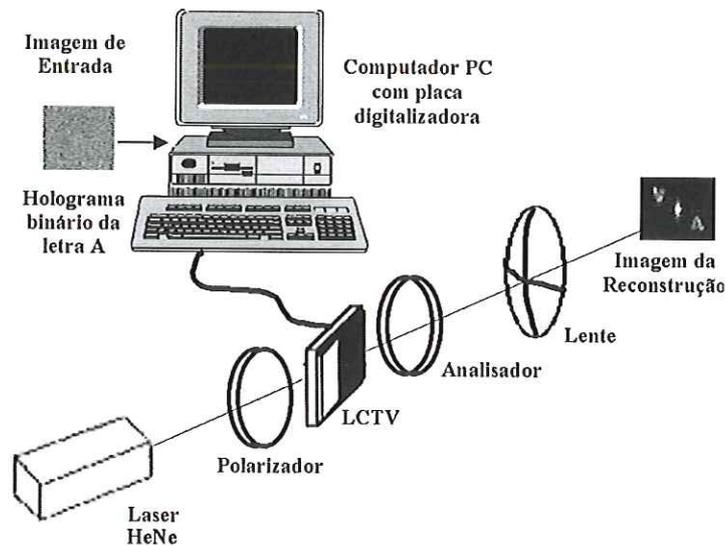


Figura 3.2 : Montagem experimental para a projeção de uma imagem empregando-se a LCTV.

3.3.2- Metodologia para a obtenção das curvas de modulação

Os ângulos do polarizador (ψ_1) e analisador (ψ_2) devem ser ajustados para estabelecer o regime de modulação da LCTV. Para a obtenção das curvas de modulação da LCTV, deve-se realizar aferições de amplitude e fase. Estas medições foram realizadas conforme descrito a seguir, utilizando-se a montagem experimental da figura 3.3.

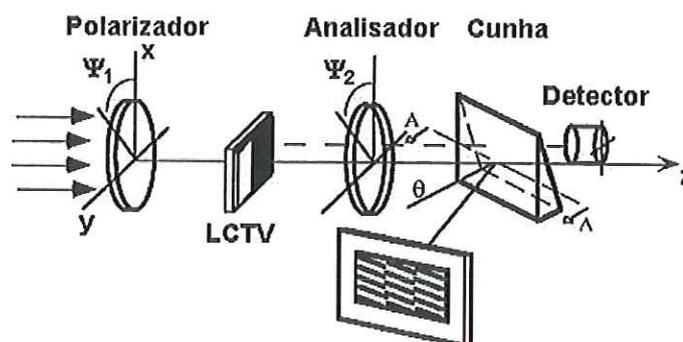


Figura 3.3 : Medição da diferença de fase utilizando-se o interferômetro WSPI (*Wedge Shear Plate Interferometer*) [7,17] aqui definido como “cunha”.

Para medir a propriedade de modulação de fase da LCTV, foi utilizado um interferômetro WSPI (*Wedge Shear Plate Interferometer*) definido na figura acima como “cunha” [7]. Um feixe de luz laser (*Helium-Neon Uniphase 633nm - 20mW*) foi filtrado,

expandido e colimado, conforme mostrado no apêndice B. O feixe colimado, ao atravessar sucessivamente um polarizador, a LCTV e um analisador, incide sobre o WSPI num ângulo horizontal θ de 45° , como mostrado na figura 3.3. A interferência entre os feixes refletidos nas duas superfícies do WSPI produz franjas lineares, como ilustrado na figura 3.4. Quando a LCTV é modulada com uma imagem composta por duas faixas de níveis de cinza distintos, é possível observar a diferença de fase entre estes dois níveis de cinza. Um padrão de interferência experimental entre dois níveis de cinza (0 e 210), observado no WSPI, e a medição da defasagem entre eles estão ilustrados na figura 3.5.

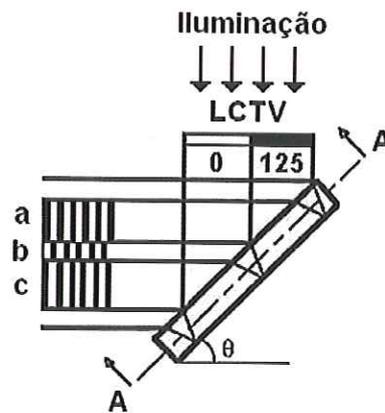


Figura 3.4 : Interferência no interferômetro WSPI

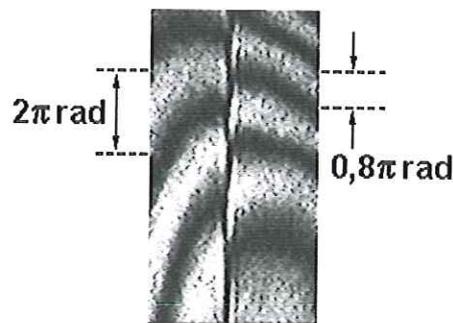


Figura 3.5 : Exemplo de diferença de fase entre dois níveis de cinza

Para medir a intensidade transmitida pelos níveis de cinza, foi utilizada a mesma montagem experimental da figura 3.3. Entretanto, a imagem colocada na LCTV era uma matriz com um único nível de cinza. Para cada nível de cinza, foi medida a intensidade da luz transmitida pela LCTV por meio de um detector de intensidade óptica.

A minimização da modulação de amplitude acoplada no regime de modulação de fase foi obtida analisando-se a modulação da LCTV por duas faixas verticais de valores de nível de cinza 0 e 255. Da forma descrita anteriormente, um interferômetro WSPI indicou a diferença de fase entre os dois níveis de cinza, e um detector de intensidade permitiu a medição da amplitude acoplada. Os ângulos do polarizador e analisador foram rotacionados independentemente até que os dois níveis de cinza (0 e 255) apresentassem a mesma intensidade e a máxima diferença de fase.

Após a determinação dos ângulos ψ_1 e ψ_2 que caracterizam o regime de modulação de fase desejado, iniciou-se a medição experimental da amplitude e da fase para cada nível de cinza. Os níveis de cinza foram variados em décadas cobrindo a faixa de 0 a 255. Na medição de diferença de fase, o nível de cinza 0 foi utilizado como referência. A partir destes pontos, foram plotadas as curvas das figuras 3.6 e 3.7. Nestas figuras, encontram-se as curvas de operação sob regime de modulação de fase para as respectivas $LCTV_1$ e $LCTV_2$ que posteriormente serão utilizadas no decorrer do trabalho. As curvas das figuras 3.6 e 3.7 ilustram um regime aproximado de modulação de fase. Nelas, há uma pequena modulação de amplitude acoplada, conforme visto nas figuras 3.6(b) e 3.7(b) e também notado por L. G. Neto em [7].

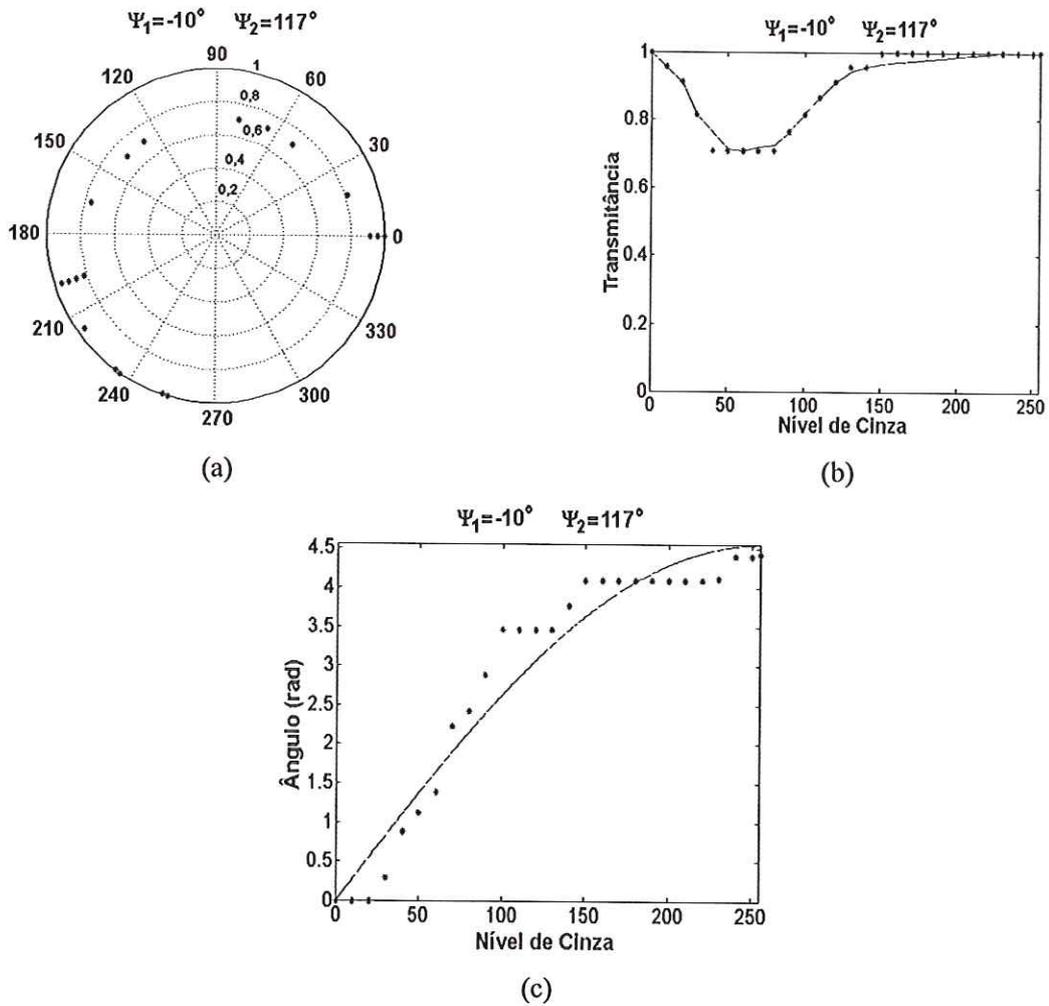


Figura 3.6 : Curva de operação para a LCTV₁ em uma região de modulação de fase para $\psi_1 = -10^\circ$ e $\psi_2 = 117^\circ$; (a) Gráfico polar (módulo e ângulo de diferença de fase); (b) Transmitância (normalizada) versus Nível de Cinza; (c) Diferença de fase(rad) versus Nível de cinza.

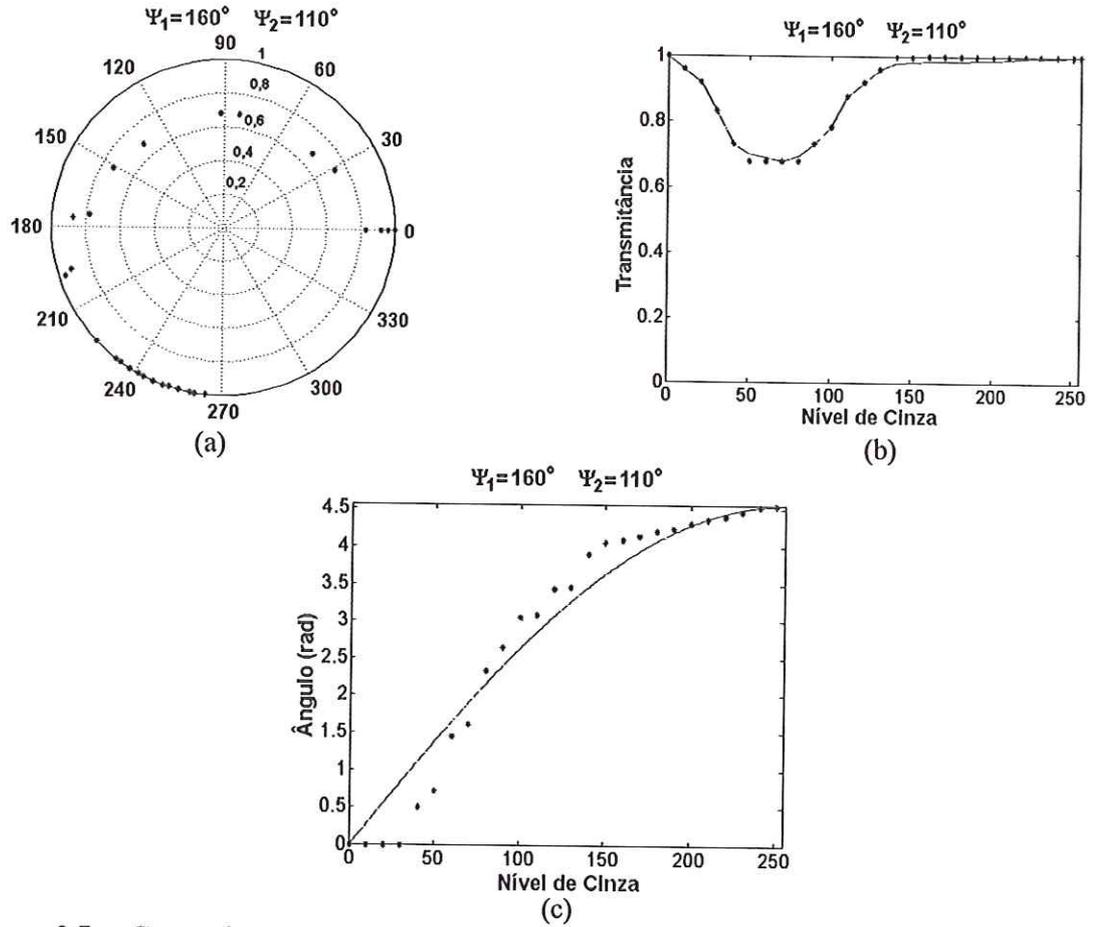


Figura 3.7 : Curva de operação para a LCTV₂ em uma região de modulação de fase para $\psi_1 = 160^\circ$ e $\psi_2 = 110^\circ$; (a) Gráfico polar (módulo e ângulo de diferença de fase); (b) Transmitância (normalizada) versus Nível de cinza; (c) Diferença de fase(rad) versus Nível de cinza.

4- A técnica de contraste de fase de ordem zero

Neste capítulo, a técnica de contraste de fase de ordem zero [4] é apresentada em detalhes. A abordagem desta técnica destaca o projeto do EOD e sua codificação de fase implementada utilizando-se uma LCTV como modulador espacial de luz em regime de modulação de fase. Em seguida, são mostradas as distribuições de intensidades, obtidas a partir da aplicação da técnica de contraste de fase de ordem zero sobre as informações de fase moduladas na LCTV.

4.1- Descrição da técnica de contraste de fase de ordem zero

A técnica de contraste de fase de ordem zero é fundamentada no sistema de formação de imagens composto por um correlator óptico $4f$ (*VanderLugt*), ilustrado na figura 4.1 [1,17]. Nesta nova técnica, a distribuição de intensidade é recuperada da informação de fase utilizando-se um filtro espacial no plano de *Fourier* que transmite apenas a ordem zero de difração (Apêndice C).



Figura 4.1 : Implementação da técnica de contraste de fase de ordem zero que utiliza um correlator óptico $4f$.

Considere um objeto de fase $F'(x,y)$ formado por $m \times n$ pixels quadrados, como mostrado na figura 4.2. O objeto de fase $F'(x,y)$ é posicionado no plano de entrada e coerentemente iluminado, conforme descrito no apêndice B. Cada pixel é composto por duas regiões que modulam diferentes valores de fase. Uma região é gerada utilizando a informação $a(x,y)$, enquanto a outra é formada pelo valor de fase $\exp(j\pi)$. A transmitância complexa de $F'(x,y)$ é descrita pela seguinte equação :

$$F'(x, y) = \left\{ \exp[ja(x, y)]III\left(\frac{x}{X}, \frac{y - \frac{Y}{4}}{Y}\right) + \exp[j\pi]III\left(\frac{x}{X}, \frac{y + \frac{Y}{4}}{Y}\right) \right\} * \text{rect}\left(\frac{x}{X}, \frac{2y}{Y}\right) \quad (4.1)$$

onde : “ * ” indica a operação de convolução;

$$III(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(x - n, y - m)$$

$$\text{rect}(x, y) = \begin{cases} 1 & \text{para } |x| < 1/2 \text{ e } |y| < 1/2; \\ 1/2 & \text{para } |x| = 1/2 \text{ e } |y| = 1/2; \\ 0 & \text{caso contrário;} \end{cases}$$

Desprezando-se os termos de ordem maior ou igual a dois, a amplitude da transmitância $F'(x, y)$ pode ser aproximada pela equação (4.2).

$$F'(x, y) \cong \left\{ [1 + ja(x, y)]III\left(\frac{x}{X}, \frac{y - \frac{Y}{4}}{Y}\right) - III\left(\frac{x}{X}, \frac{y + \frac{Y}{4}}{Y}\right) \right\} * \text{rect}\left(\frac{x}{X}, \frac{2y}{Y}\right) \quad (4.2)$$

A intensidade da imagem resultante no plano de saída sem realização de filtragem espacial no plano de *Fourier* é escrita como :

$$I(x, y) \cong \left| \left\{ [1 + ja(x, y)]III\left(\frac{x}{X}, \frac{y - \frac{Y}{4}}{Y}\right) - III\left(\frac{x}{X}, \frac{y + \frac{Y}{4}}{Y}\right) \right\} * \text{rect}\left(\frac{x}{X}, \frac{2y}{Y}\right) \right|^2 \cong 1 \quad (4.3)$$

Pode ser observado pela equação (4.3) que não há variações de intensidade. Se o termo de ordem zero (Apêndice C) é isolado utilizando-se um filtro espacial no plano de *Fourier*, ocorrerão variações de intensidade, e o objeto transparente poderá ser observado. Nas simulações ópticas, o filtro espacial no plano de *Fourier* é representado por uma placa não transparente com uma abertura quadrada permitindo apenas a transmissão da ordem zero. Na figura 4.1, a distribuição da luz no plano de frequências, anterior ao plano de filtragem, obtida através da transformada de *Fourier* óptica realizada pela lente L_1 , é representada por :

$$S'(u, v) \cong XY \left\{ jA(u, v) * \left[III(Xu, Yv) \exp\left(-j\pi \frac{Y}{2} v\right) \right] + III(Xu, Yv) \exp\left(-j\pi \frac{Y}{2} v\right) - III(Xu, Yv) \exp\left(j\pi \frac{Y}{2} v\right) \right\} \times X \frac{Y}{2} \text{sinc}\left(Xu, \frac{Y}{2} v\right) \quad (4.4)$$

onde : “ × ” indica a operação de multiplicação.

A distribuição complexa de luz logo após o filtro (considerando uma abertura quadrada $M' \times N'$) é escrita como :

$$S'(u, v) \cong X^2 \frac{Y^2}{2} \left\{ jA(u, v) * \left[III(Xu, Yv) \exp\left(-j\pi \frac{Y}{2} v\right) \right] + III(Xu, Yv) \exp\left(-j\pi \frac{Y}{2} v\right) - III(Xu, Yv) \exp\left(j\pi \frac{Y}{2} v\right) \right\} \times \text{sinc}\left(Xu, \frac{Y}{2} v\right) \text{rect}(N'u, M'v) \quad (4.5)$$

Considerando-se apenas a transmissão dos termos de ordem zero na equação (4.5), tem-se :

$$S'(u, v) \cong X^2 \frac{Y^2}{2} [jA(u, v) * \delta(u, v) + \delta(u, v) - \delta(u, v)] \text{sinc}\left(Xu, \frac{Y}{2} v\right) \cong jA(u, v) \text{sinc}\left(Xu, \frac{Y}{2} v\right) \cong A(u, v) \quad (4.6)$$

Na figura 4.1, a lente L_2 gera a transformada de *Fourier* inversa de $A(u, v)$, resultando na seguinte distribuição de intensidade

$$I(x, y) = a(x, y)^2 \quad (4.7)$$

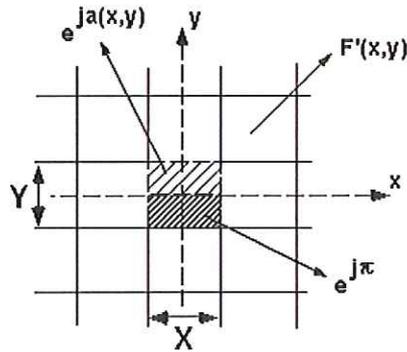


Figura 4.2 : Objeto de fase utilizado para implementar a técnica de contraste de fase de ordem zero. $F'(x,y)$ tem $m \times n$ pixels quadrados de tamanho $X \times Y$, obtidos de uma imagem em níveis de cinza $a(x,y)$ de $m \times n$ pixels quadrados. Duas regiões, que modulam diferentes valores de fase formam cada pixel. Uma região é formada considerando-se a informação de $a(x,y)$ e a outra, pelo valor de fase $\exp(j\pi)$.

A figura 4.3 ilustra a simulação numérica do método proposto. A raiz quadrada de uma imagem com 256×256 pixels, figura 4.3(a), é utilizada para gerar a informação de amplitude $a(x,y)$. Uma matriz de 512×512 pixels com informação de fase $F'(x,y)$ é obtida de $a(x,y)$, como ilustrado na figura 4.2 e descrito pela equação (4.1). No plano de *Fourier*, apenas as componentes de ordem zero são transmitidas, como mostrado na figura 4.3(b). A informação recuperada está presente na figura 4.3(c).

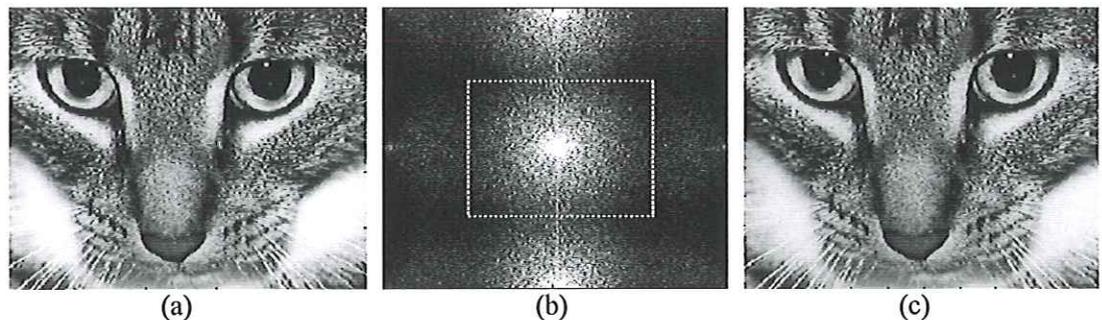


Figura 4.3 : Simulação numérica da técnica de contraste de fase de ordem zero. (a) Imagem em níveis de cinza 256×256 pixels utilizada para gerar a informação de amplitude $a(x,y)$. A distribuição $F'(x,y)$ é formada de $a(x,y)$, como descrito na figura 4.2 e equação (4.1). (b) Imagem da distribuição de intensidade $S'(u,v)$ no plano de *Fourier*. Somente a área delimitada é utilizada para recuperar a informação original $a(x,y)$; (c) Informação recuperada projetada.

Uma montagem experimental, como ilustrada pela figura 4.4, é utilizada para implementar a simulação óptica. Um laser He-Ne (633 nm - 20 mW) é utilizado como fonte de luz coerente. O feixe filtrado, expandido e colimado, como descrito no apêndice B, ilumina o modulador espacial de luz [4,5] que está posicionado na entrada do correlator



óptico $4f$. O SLM é uma *Seiko-Epson InFocus TVT-6000* LCTV operando no regime de fase entre 0 e $1,5\pi$. A curva de modulação de fase desta LCTV está ilustrada na figura 3.6(a). O SLM modula a informação de fase $F'(x,y)$. Em seguida, a lente L_1 gera a transformada óptica de *Fourier* da distribuição na entrada do correlator óptico $4f$. No plano de *Fourier*, apenas a componente de difração de ordem zero é transmitida. A lente L_2 gera a transformada de *Fourier* inversa do padrão de difração filtrado. A informação recuperada é projetada sobre uma câmera CCD e ilustrada na figura 4.5.

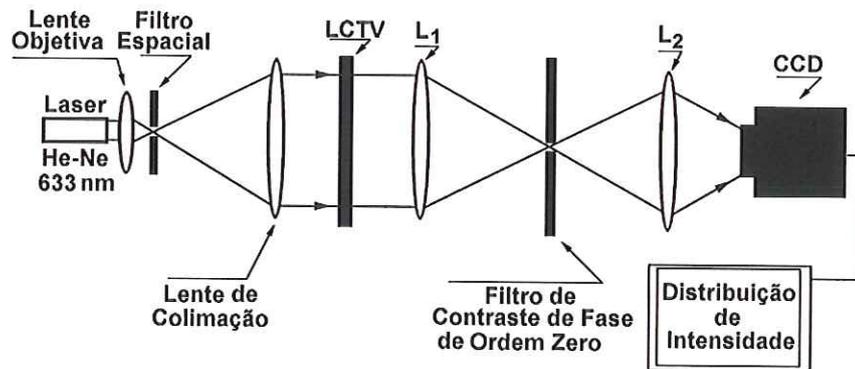


Figura 4.4 : Montagem experimental para a realização da técnica de contraste de fase de ordem zero.



Figura 4.5 : Simulação óptica da técnica de contraste de fase de ordem zero. A informação recuperada foi projetada sobre uma câmera CCD.

4.2-Eficiência do holograma de fase de ordem zero

Considerando-se o holograma iluminado por uma onda plana monocromática coerente, a energia da luz transmitida e_t é calculada por [19] :

$$e_t = \frac{\int_{\frac{-mX}{2}}^{\left(\frac{m-1}{2}\right)X} \int_{\frac{-nY}{2}}^{\left(\frac{n-1}{2}\right)Y} F^1(x, y)^2 dx dy}{\int_{\frac{-mX}{2}}^{\left(\frac{m-1}{2}\right)X} \int_{\frac{-nY}{2}}^{\left(\frac{n-1}{2}\right)Y} dx dy} \times 100\% \quad (4.8)$$

Considerando-se que o esquema de modulação complexa implica tanto no bloqueio quanto na transmissão de luz, o parâmetro que pode ser calculado para avaliar a eficiência do esquema de codificação proposto é a eficiência de difração de ordem zero. Este parâmetro e_{zero} é calculado como descrito pela equação (4.9) [19].

$$e_{zero} = \frac{\int_{\frac{-mX}{2}}^{\left(\frac{m-1}{2}\right)X} \int_{\frac{-nY}{2}}^{\left(\frac{n-1}{2}\right)Y} |G(u, v)|^2 dudv}{\int_{-\infty-\infty}^{\infty \infty} |G(u, v)|^2 dudv} \times 100\% \quad (4.9)$$

A eficiência de difração global e_{global} do termo de ordem zero pode ser calculada utilizando-se a equação (4.10),

$$e_{global} = e_t \cdot e_{zero} \quad (4.10)$$

Neste trabalho, o EOD é um elemento óptico modulador de fase. Portanto, a energia da luz transmitida é $e_t \cong 1$. O holograma mostrado na figura 4.4 tem uma eficiência de difração $e_{zero}=25,34\%$ e $e_{global}=25,34\%$.

5-Novas formas de codificação do elemento óptico difrativo de fase

Neste capítulo, serão apresentadas outras duas formas de codificação do EOD de fase. Uma delas codifica uma informação binária, enquanto a outra codifica uma informação em níveis de cinza. Em ambos os casos, após a codificação, foram produzidos EODs de fase binária. A implementação dos EODs empregou métodos tradicionais de fabricação de circuitos integrados. Dois tipos de EODs de fase foram projetados e fabricados : o primeiro funciona no modo de transmissão, e o segundo opera no modo de reflexão. Verificações ópticas da aplicação da técnica de contraste de fase de ordem zero para a recuperação da informação codificada nestes elementos são mostradas no final deste capítulo.

5.1-Projeto dos elementos ópticos difrativos de fase

Os elementos de fase da técnica de contraste de fase de ordem zero foram fabricados empregando-se óptica binária de baixo custo. Considerando-se o custo e o tempo envolvidos num processo que gera perfis de fase contínuos, foi proposto um EOD binário com níveis de atraso de fase de 0 e π radianos. As máscaras utilizadas no processo de fabricação destes elementos foram geradas através da técnica *halftone* [20] em que cada *pixel* com um tom de cinza é representado por um conjunto de *pixels* menores pretos e brancos.

Os EODs de fase foram projetados para os seguintes tipos de informação : binária e em níveis de cinza. No primeiro caso, a informação binária foi mapeada como mostrado na figura 5.1: cada *pixel* com nível 1 é transformado em quatro *pixels* com valor de fase e^{j0} , e cada *pixel* com nível 0 é transformado em quatro *pixels* (dois *pixels* com valor de fase e^{j0} e outros *pixels* com valor de fase $e^{j\pi}$). Já no segundo caso, uma informação em 128 níveis de cinza é mapeada conforme mostrado na figura 5.2. Cada *pixel* com determinado nível de cinza da imagem original é mapeado para um novo conjunto de 16 x 16 *pixels* com valores de fase e^{j0} e $e^{j\pi}$.

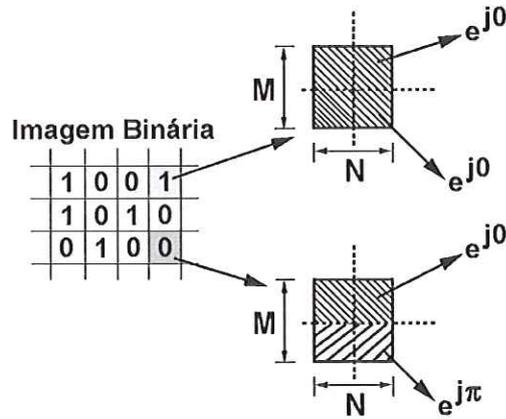


Figura 5.1 : Projeto do EOD para uma informação binária

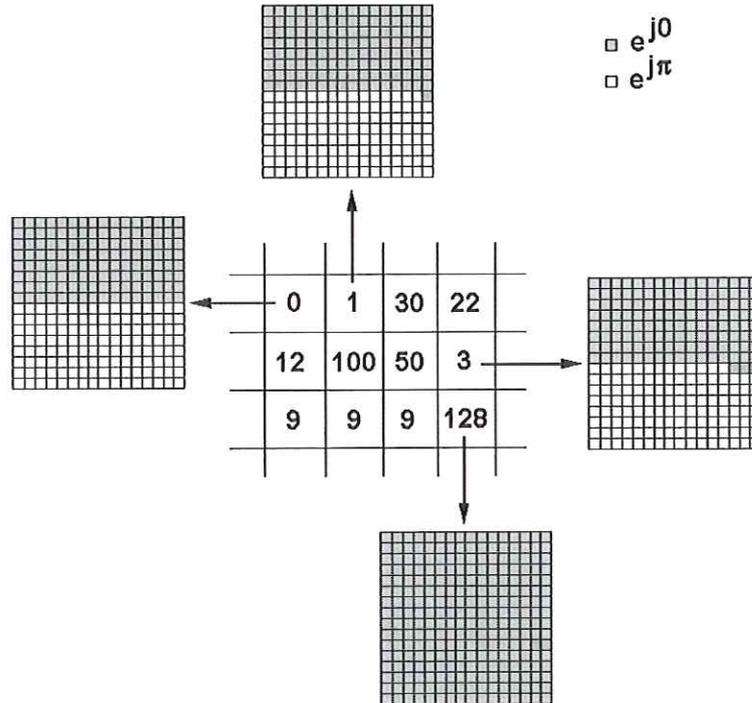


Figura 5.2 : Projeto do EOD para uma informação com 128 níveis de cinza.

O holograma é composto por uma matriz com $M \times N$ células retangulares de dimensão $X \times Y$, como mostrado na figura 5.3. Foi assumido que M e N são números ímpares. Supondo que o holograma esteja posicionado no plano (x,y) , a estrutura da célula da figura 5.3 pode ser representada pela seguinte equação :

$$g(x, y) = \sum_{k=-\frac{M}{2}}^{\frac{M}{2}-1} \sum_{l=-\frac{N}{2}}^{\frac{N}{2}-1} \left[\text{rect} \left(\frac{x - kX}{X}, \frac{y - \left(\frac{Y}{4} - \frac{a_{KL}Y}{2} \right) - LY}{\frac{Y}{2} + a_{KL}Y} \right) - \text{rect} \left(\frac{x - kX}{X}, \frac{y + \left(\frac{Y}{4} + \frac{a_{KL}Y}{2} \right) - LY}{\frac{Y}{2} - a_{KL}Y} \right) \right] \text{rect} \left(\frac{x}{MX}, \frac{y}{NY} \right) \quad (5.1)$$

onde :

$$\text{rect}(a, b) = \begin{cases} 1 & \text{para } |a| < 1 \text{ e } |b| < 1 \\ 1/2 & \text{para } |a| = 1 \text{ e } |b| = 1 \\ 0 & \text{para } |a| > 1 \text{ e } |b| > 1 \end{cases}$$

Os erros introduzidos aproximando-se a distribuição de fase $\exp(j\pi a(x, y))$ por meio da estrutura da célula da figura 5.3 podem ser analisados através do cálculo da transformada de Fourier da equação (5.1).

$$G(u, v) = MNX^2Y^2 e^{-j2\pi KXu} \sin c(Xu) \left[\left(\frac{1}{2} + a_{KL} \right) e^{-j2\pi Y \left(\frac{1}{4} - \frac{a_{KL}}{2} - L \right) v} \sin c \left(Y \left(\frac{1}{2} + a_{KL} \right) v \right) - \left(\frac{1}{2} - a_{KL} \right) e^{-j2\pi Y \left(-\frac{1}{4} - \frac{a_{KL}}{2} + L \right) v} \sin c \left(Y \left(\frac{1}{2} - a_{KL} \right) v \right) \right] * \sin c(MXu, NYv) \quad (5.2)$$

onde : $\text{sinc}(a, b) = \text{sinc}(a)\text{sinc}(b)$ e * indica a operação de convolução.

Na equação (5.2), a função $G(u, v)$ pode ser amostrada com intervalos R na direção u ($u = mR$; $R = 1/(MX)$) e com intervalos S na direção v ($v = nS$; $S = 1/(NY)$). A região de interesse de $G(u, v)$ no plano de freqüências é muito menor que a largura da função sinc . Nesta região, a função sinc pode ser substituída pela unidade, e sua energia está quase toda concentrada na região central do plano de freqüências. A informação está concentrada na ordem zero do plano de *Fourier*. Como a maior parte da energia está concentrada na região central $(-16/MX, 16/MX; -16/NY, 16/NY)$ do plano de freqüências, tem-se as seguintes simplificações :

- Fazendo $u = \frac{m}{MX}$ nas equação abaixo tem-se :

$$2\pi KXu = 2\pi K \frac{m}{M}$$

- Fazendo $v = \frac{n}{NY}$ na equação abaixo tem-se :

$$2\pi YLv = 2\pi L \frac{n}{N}$$

- Fazendo $v = \frac{n}{NY}$ na equação abaixo tem-se :

$$2\pi Y \left(\frac{1}{4} - \frac{a_{KL}}{2} \right) v = 2\pi \left(\frac{1}{4} - \frac{a_{KL}}{2} \right) \frac{n}{N}$$

- Para $\frac{n}{N} = \frac{16}{256}$ e $a_{KL} = 1$ tem-se que :

$$2\pi \left(\frac{1}{4} - \frac{a_{KL}}{2} \right) \frac{n}{N} = -\frac{\pi}{32}$$

- Para $\frac{n}{N} = \frac{16}{256}$ e $a_{KL} = 0$ tem-se que :

$$2\pi \left(\frac{1}{4} - \frac{a_{KL}}{2} \right) \frac{n}{N} = \frac{\pi}{32}$$

- Fazendo $v = \frac{n}{NY}$ na equação abaixo tem-se :

$$2\pi Y \left(-\frac{1}{4} - \frac{a_{KL}}{2} \right) v = 2\pi \left(-\frac{1}{4} - \frac{a_{KL}}{2} \right) \frac{n}{N}$$

- Para $\frac{n}{N} = \frac{16}{256}$ e $a_{KL} = 1$ tem-se que :

$$2\pi \left(-\frac{1}{4} - \frac{a_{KL}}{2} \right) \frac{n}{N} = -\frac{3\pi}{32}$$

- Para $\frac{n}{N} = \frac{16}{256}$ e $a_{KL} = 0$ tem-se que :

$$2\pi \left(-\frac{1}{4} - \frac{a_{KL}}{2} \right) \frac{n}{N} = -\frac{\pi}{32}$$

Logo, podem-se aplicar as seguintes aproximações em $G(u, v)$:

- $e^{-j2\pi \left(\frac{1}{4} - \frac{a_{KL}}{2} \right) \frac{n}{M}} \cong 1$

- $e^{-j2\pi \left(-\frac{1}{4} - \frac{a_{KL}}{2} \right) \frac{n}{M}} \cong 1$

- $\sin c \left(Y \left(\frac{1}{2} + a_{KL} \right) v \right) \cong 1$
- $\sin c \left(Y \left(\frac{1}{2} - a_{KL} \right) v \right) \cong 1$

Utilizando-se esta simplificação, a equação (5.2) pode ser escrita como :

$$G(u, v) = MNX^2 Y^2 \left\{ \sum_{k=-M/2}^{M/2-1} \sum_{l=-N/2}^{N/2-1} e^{-j2\pi kXu} \left[\frac{j}{\pi v} \cos(\pi Yv) - \frac{j}{\pi v} \cos(2\pi av) + \frac{1}{\pi v} \sin(2\pi av) \right] \right\} * \sin c(MXu, NYv) \quad (5.3)$$

Outra simplificação ($\pi Yv \rightarrow 0$ e $2\pi a_{kl}v \rightarrow 0$) pode ser aplicada em (5.3). Neste caso, a equação (5.3) torna-se :

$$G(u, v) = 2MNX^2 Y^2 \left(a_{KL} e^{-j2\pi \left(K \frac{m}{M} + L \frac{n}{N} \right)} \right) * \sin c(MXu, NYv) \quad (5.4)$$

Verificando-se a equação (5.4), pode-se observar que não há erros de fase e amplitude.

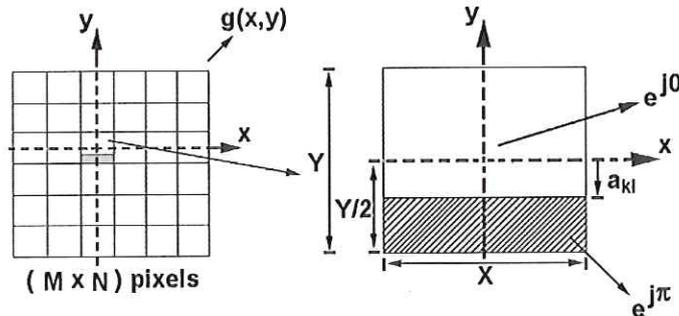


Figura 5.3 : Estrutura de um pixel que modula a fase em 0 ou π radianos.

5.2-Processo de fabricação dos elementos ópticos difrativos

Nesta seção, são descritos os processos de fabricação dos EODs apresentados na seção 5.1. Foram produzidos dois tipos de EODs de fase, sendo que um deles funciona no modo de transmissão, e o outro opera no modo de reflexão. Ambos EODs foram fabricados com a colaboração do Laboratório de Sistemas Integráveis da Escola Politécnica – USP – Brasil.

5.2.1-Etapas de fabricação do EOD : modo de transmissão

A modulação de fase no EOD é descrita pela equação (5.5) [19].

$$th(x,y) = \frac{\lambda}{2\pi(n-1)} \phi(x,y) \quad (5.5)$$

onde : $\phi(x,y)$ ($0 \leq \phi(x,y) \leq 2\pi$) é a distribuição de fase, $th(x,y)$ é a variação de espessura necessária para gerar o padrão de difração, λ é o comprimento de onda de operação e n é o índice de refração do material da rede de fase. Visto que o EOD funciona no espectro visível, foi escolhido $\lambda = 633$ nm.

O EOD foi fabricado empregando-se óptica binária de baixo custo e a seqüência de etapas para fabricação é mostrada esquematicamente na figura 5.4. Considerando-se o custo e o tempo envolvidos num processo que gera perfis de fase contínuos, foi proposto um EOD binário com níveis de atraso de fase de 0 e π radianos, que são gerados por etapas de fotolitografia e corrosão por plasma [21].

Um substrato de vidro de qualidade óptica com diâmetro de três polegadas foi utilizado como base para as estruturas de deslocamento de fase. Estas estruturas foram implementadas em filme fino de fotorresiste cujo índice de refração é $n_R=1,65$.

Substituindo $\phi(x,y) = \pi$ na equação (5.5), a espessura de rede encontrada é $th(x,y) = 633 / [2(1.65-1)] = 486,9$ nm.

Neste trabalho, foi utilizado um processo de seis etapas que são bem controladas e conhecidas para aplicações em micromecânica e microeletrônica. Elas são apresentadas a seguir :

Limpeza das lâminas de vidro. O substrato de vidro utilizado apresenta diâmetro de 3 polegadas e espessura de 1,0 mm ;

Aplicação (spin) de álcool isopropílico, 20 seg., 2500 rpm;

Aplicação do promotor de aderência, 20 seg., 2500 rpm;

Aplicação do fotorresiste TOKYO OHKA ONPR – 800, 20 seg., 2500 rpm, a espessura do fotorresiste obtida foi de 1,1 μm ;

Pré-Cura, 90 seg@90°C;

Exposição UV, 40 seg., 25 mW/cm². O fotolito utilizado para a transferência do padrão desejado foi gerado sobre um filme transparente por uma *plotter* (AGFA

AVANTRA 30e 2400 dpi) com máxima resolução de $15 \mu\text{m}$.

Revelação, duas partes de revelador para uma parte de $\text{H}_2\text{O-DI}$. O tempo de revelação foi mantido constante em 60 s. O revelador empregado foi o HPRD-402;

Pós-cura, 30 min @ 105°C ;

Medição de altura de degrau antes da corrosão. Verificação da altura de degraus do fotorresiste, antes da corrosão por plasma, via técnica de perfilometria;

Corrosão por plasma. O substrato com fotorresiste foi submetido a corrosão por plasma de $\text{CF}_4 + 20\% \text{H}_2$, durante 10 minutos;

Medição de altura de degrau após a remoção do fotorresiste. Verificação das alturas de degraus após a remoção do fotorresiste remanescente da corrosão, via perfilometria.

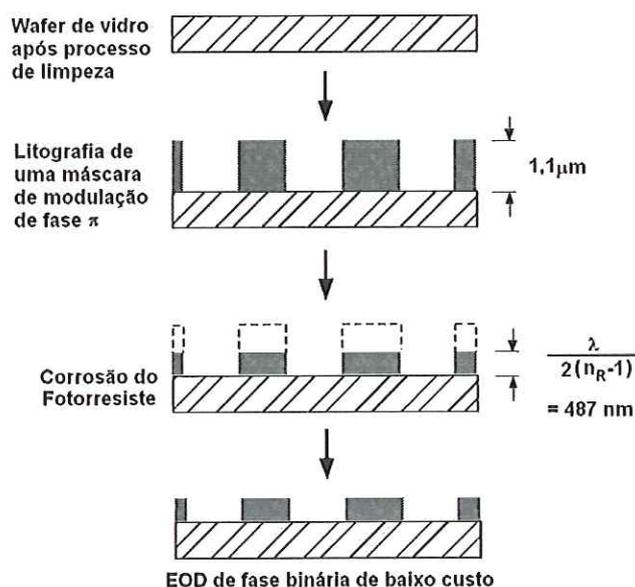


Figura 5.4 : Visão esquemática da seqüência do processo de fabricação do EOD que opera no modo de transmissão. Devido ao baixo custo de fabricação foi utilizada uma máscara que consiste de um filme transparente tipo fotolito. O padrão a ser transferido foi impresso no filme transparente por uma *plotter* com máxima definição $15\mu\text{m}$ (AGFA AVANTRA 30e 2400 dpi). Nenhuma máscara gerada por feixe de elétrons é necessária.

A figura 5.5 (a) mostra a foto de um *wafer* com quatro EODs de transmissão projetados conforme descrito anteriormente. Na figura 5.5 (b), é mostrada a imagem da estrutura de um EOD com estrutura retangular ($15 \times 15 \mu\text{m}^2$).

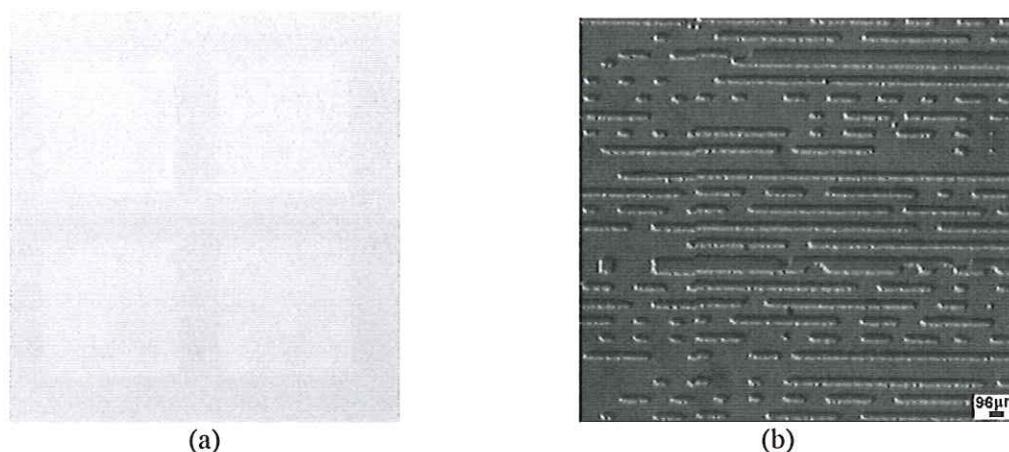


Figura 5.5 : (a) Fotografia de um *wafer* com quatro EODs fabricados, cada um deles possuindo 1 x 1 cm² de área; (b) Fotografia mostrando os detalhes geométricos de uma máscara com uma estrutura pixel retangular (15 x 15 μm²).

5.2.2-Etapas de fabricação do EOD : modo de reflexão

Para o EOD funcionando no modo de reflexão, a variação de espessura requerida para gerar um caminho óptico de π rad, $th(x,y)$, é dada por

$$th(x,y) = \frac{\lambda}{4} \cos(\theta) \quad (5.6)$$

onde θ é o ângulo de iluminação do EOD.

Considerando-se um ângulo de iluminação de 15 graus, tem-se $th(x,y) = (633 \times 0,966)/4 = 152,9$ nm.

O EOD foi fabricado empregando-se a mesma máscara anteriormente utilizada no EOD de transmissão. Neste caso, utilizou-se um *wafer* de silício sobre o qual uma oxidação térmica foi realizada. Do processo padrão no laboratório obteve-se um filme de dióxido de silício de espessura 152,9 nm com uniformidade superior a 95%. A figura 5.6 mostra a seqüência de fabricação utilizada.

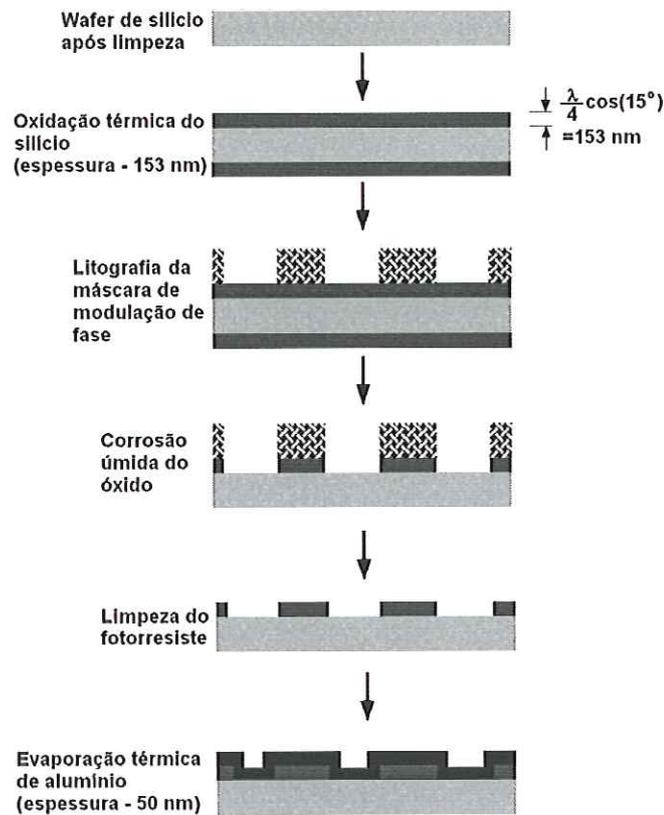


Figura 5.6 : Esquema da seqüência do processo de fabricação do EOD que funciona no modo de reflexão.

O substrato foi inicialmente limpo e submetido à oxidação térmica : 1150 °C durante 10 horas sob atmosfera de oxigênio. A amostra foi submetida à litografia óptica sobre o filme fino de óxido da mesma forma que o EOD de transmissão anterior. O óxido exposto foi quimicamente corroído em uma solução 6 NH₄F + 1 HF, em temperatura ambiente, durante 4 minutos. Nesta condição, o lado oposto do *wafer de Si* e hidrofóbico emerge seco da solução de corrosão, indicando que todo óxido foi removido. O fotorresiste remanescente foi retirado por um banho em acetona a 50 °C durante 10 minutos. O relevo de fase foi feito reflexivo através da deposição de um filme fino de alumínio por evaporação térmica. Uma fotografia de um *wafer* com elementos fabricados é mostrada na figura 5.7.

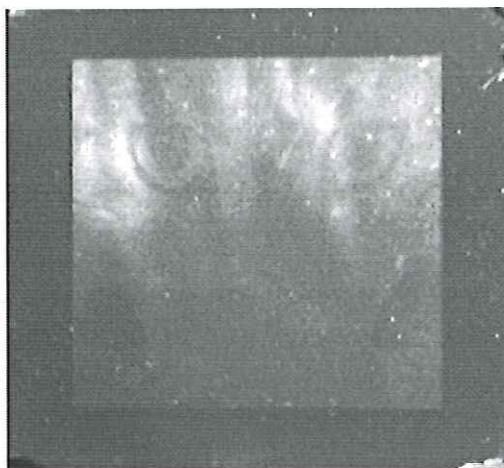


Figura. 5.7 : Fotografia de um *wafer* com o EOD que funciona no modo de reflexão.

5.3-Resultados ópticos

Os EODs de transmissão e reflexão foram submetidos à aplicação da técnica de contraste de fase de ordem zero. Uma montagem experimental, como ilustrada pela figura 5.8, foi utilizada para a verificação óptica da reconstrução da imagem de intensidade. Um feixe de luz laser (*Helium-Neon Laser Uniphase 633 nm - 20 mW*) é utilizado como fonte de luz coerente. O feixe filtrado, expandido e colimado, como descrito no apêndice B, ilumina o EOD de transmissão que está posicionado na entrada do correlator óptico 4f. O EOD, que opera no regime de modulação de fase 0 e π radianos, modula a informação de fase $F(x,y)$. Em seguida, a lente L_1 gera, em sua distância focal, a transformada óptica de *Fourier* da distribuição presente na entrada de um correlator óptico 4f. No plano de *Fourier*, apenas a componente de difração de ordem zero é transmitida. A lente L_2 gera a transformada de *Fourier* inversa do padrão de difração filtrado. Duas imagens recuperadas e projetadas sobre uma câmera CCD estão ilustradas na figura 5.9.

A montagem experimental de um sistema de reconstrução óptico utilizando um EOD de reflexão é mostrada na figura 5.10. O ângulo θ escolhido para esta montagem é de 15 graus. O EOD foi fabricado como descrito pela seção 5.2.2. A imagem refletida pelo EOD tem informação modulada em fase. A informação de intensidade é recuperada utilizando-se o correlator óptico 4f com o filtro de contraste de fase de ordem zero. A figura 5.11 mostra a reconstrução óptica utilizando um EOD de reflexão.

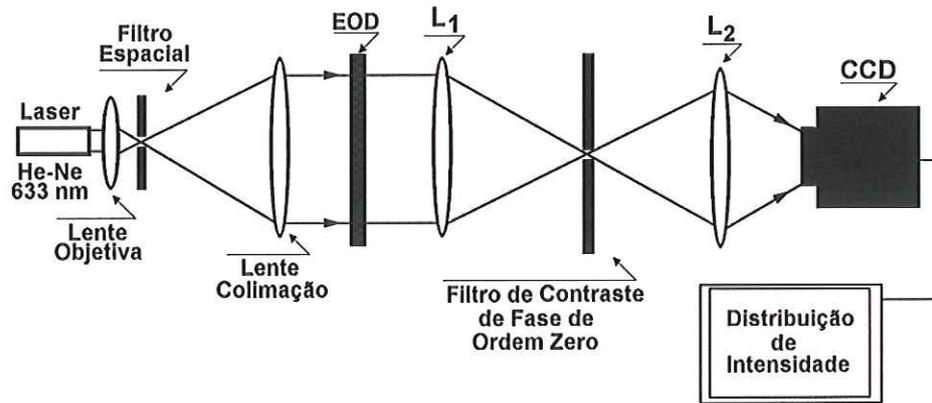


Figura 5.8 : Uma montagem experimental utilizada para implementar a técnica de contraste de fase de ordem zero.

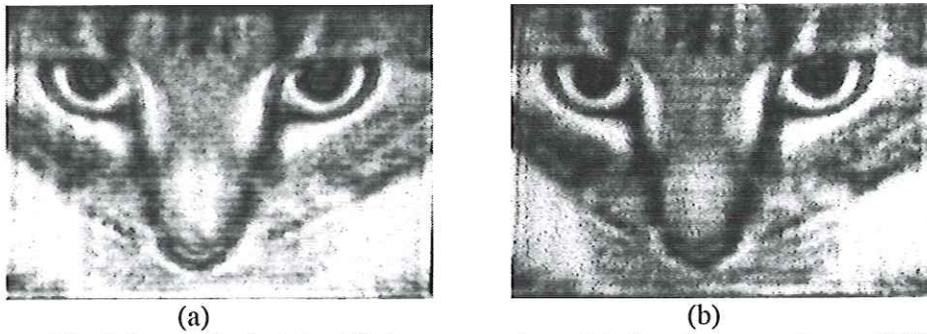


Figura 5.9 : Informação de intensidade recuperada projetada sobre uma câmera CCD. (a) Informação recuperada de um EOD de transmissão produzido a partir de uma imagem binária. (b) Informação recuperada de um EOD de transmissão produzido a partir de uma imagem com 128 níveis de cinza.

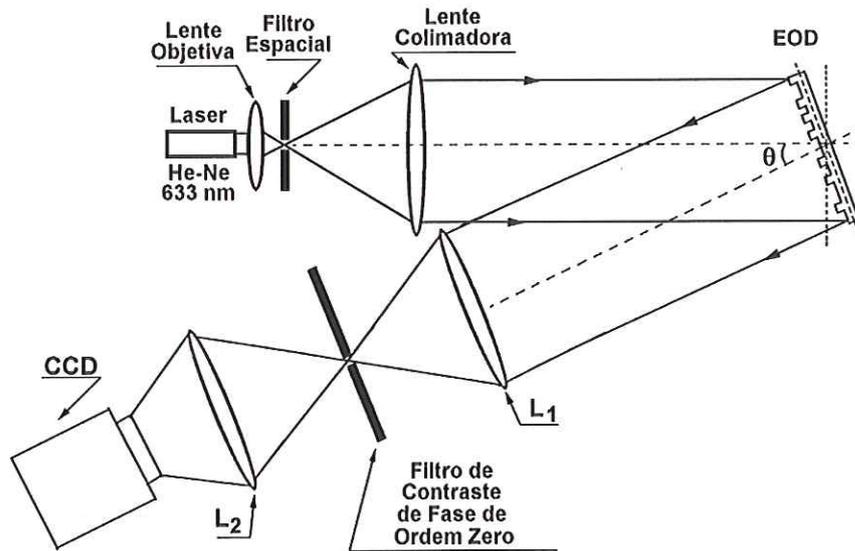


Figura 5.10 : Montagem experimental utilizada para aplicar a técnica de contraste de fase de ordem zero sobre uma informação modulada em fase contida num EOD de reflexão.

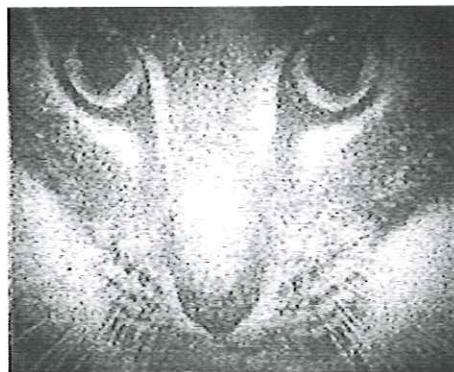


Figura 5.11 : Informação de intensidade recuperada de um EOD de reflexão projetada sobre uma câmera CCD.

6-Método de cifragem utilizando-se a técnica de contraste de fase de ordem zero

Alguns trabalhos [2,11-13] têm mostrado a aplicação da óptica difrativa na implementação de sistemas de segurança de informações. Neste capítulo, será apresentada a evolução dos métodos de cifragem existentes. Atenção especial será dedicada aos esquemas de segurança que empregam EODs transparentes. Estes elementos são difíceis de serem falsificados por possuírem apenas informação modulada em fase. Este fato impede a direta visualização da informação gravada nos mesmos. Para a visualização da informação protegida, utiliza-se uma técnica de contraste de fase que permite a conversão fase-intensidade. Neste capítulo, a técnica de contraste de fase de ordem zero, já apresentada no capítulo 4, é utilizada num esquema de recuperação de informação cifrada.

6.1-Métodos de cifragem

Refregier e Javidi [11,12] propuseram um algoritmo de cifragem de imagens conhecido na literatura como *double random phase encoding*, para codificar uma imagem utilizando-se dois códigos de fase aleatórios posicionados nos planos de entrada e *Fourier*. O código de fase aleatório no plano de *Fourier* constitui a chave para a decifragem da imagem protegida. Seja $f(x)$ uma imagem a ser protegida. Esta imagem é multiplicada por uma máscara de fase $\exp[j2\pi n(x)]$, onde $n(x)$ representa um ruído branco. No plano de *Fourier*, há a multiplicação da transformada de *Fourier* de $g(x)=f(x)\exp[j2\pi n(x)]$, definida como $G(u)$, por uma segunda máscara de fase $\exp[j2\pi b(u)]$, onde $b(u)$ é um ruído branco independente de $n(x)$. A transformada de *Fourier* inversa de $G(u)\exp[j2\pi b(u)]$ resulta na imagem de valor complexo cifrada, que é expressa no domínio espacial como :

$$\psi(x) = \{f(x)\exp[j2\pi n(x)]\} * h(x) \quad (6.1)$$

onde : “*” representa a operação de convolução e

$$h(x) = \text{TF}\{\exp[j2\pi b(u)]\} \quad (6.2)$$

onde : TF significa a transformada de *Fourier*.

Segundo a referência [12], a imagem cifrada $\psi(x)$ é um ruído branco estacionário, e dificilmente alguém poderá recuperar $f(x)$ sem o conhecimento da chave $b(u)$. De fato, para reconstruir $f(x)$ da imagem cifrada complexa $\psi(x)$, é necessário calcular a transformada de

Fourier de $\psi(x)$ para obter $G(u)\exp[j2\pi b(u)]$. Portanto, necessita-se conhecer a máscara de fase chave $\exp[-j2\pi b(u)]$, tal que $G(u)\exp[j2\pi b(u)]$ possa ser decifrado para obtenção de $G(u)$. A transformada de *Fourier* de $G(u)$ resulta em $g(x)$. Sem o conhecimento da chave, pode-se detectar apenas $|G(u)|$, que não é suficiente para recuperar $g(x)$ e $|f(x)|$.

A reconstrução da imagem cifrada pode ser implementada no sistema óptico como mostrado na figura 6.1. As partes real e imaginária da imagem codificada $\psi(x)$ podem ser implementadas por dois SLMs, que correspondem a duas LCTVs acopladas : a LCTV₁ modula a fase da frente de onda, enquanto a LCTV₂ modula sua amplitude. A máscara de fase $\exp[-j2\pi b(u)]$ pode ser implementada no plano de *Fourier* via uma terceira LCTV₃. A transformada de *Fourier* inversa resulta na imagem de intensidade decifrada $|f(x)|$.

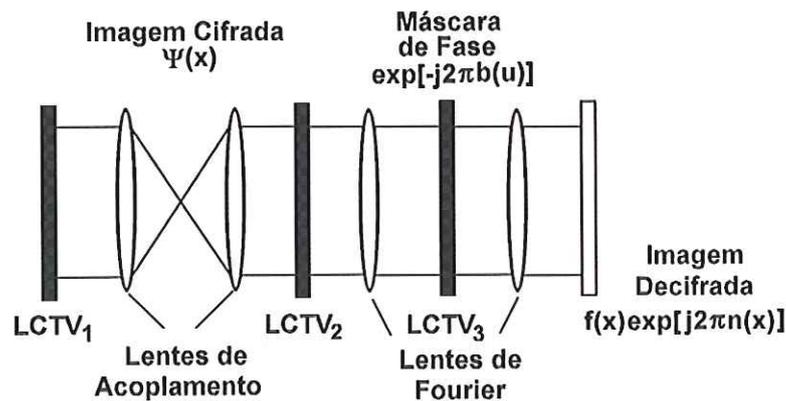


Figura 6.1 : Sistema óptico para recuperar imagens cifradas utilizando-se máscara de fase como chave [12]

A arquitetura *double random phase encoding* foi modificada com a substituição da informação de amplitude pela informação de fase cifrada na entrada [13]. Entretanto, o problema com o método de cifragem de informação de fase surge depois da decifragem. A imagem decifrada é uma informação de fase. Desta forma, surge a necessidade de uma técnica para converter a imagem de fase numa imagem de amplitude. L.G.Neto [2] sugeriu um esquema de codificação para cifrar imagens em máscaras de fase utilizando-se uma distribuição de fase aleatória. Neste caso, após a decifragem da máscara de fase, a técnica de contraste de fase de *Zernike* era utilizada para visualizar a imagem modulada em fase. O método será descrito logo a seguir.

Um objeto transparente $t_{mn}^a = \exp[ja_{mn}^n]$ é obtido de uma imagem em níveis de cinza a ser protegida a_{mn}^n , $0 \leq a_{mn}^n \leq 1$. A cifragem da imagem a_{mn}^n é obtida através da multiplicação entre o objeto transparente t_{mn}^a e uma distribuição de fase aleatória $\exp[j2\pi b_{mn}^n]$. A máscara de fase cifrada é descrita como :

$$t_{mn}^e = \exp[j(a_{mn}^n + 2\pi b_{mn}^n)], \quad 0 \leq b_{mn}^n \leq 1 \quad (6.3)$$

onde : b_{mn}^n é um ruído branco uniformemente distribuído no intervalo $[0,1]$.

A figura 6.2 ilustra o sistema óptico 4f [1,17] utilizado para recuperar a imagem cifrada a partir da máscara de fase. Quando a máscara de fase é multiplicada pela chave $\exp[-j2\pi b_{mn}^n]$, o termo de fase aleatório $\exp[j2\pi b_{mn}^n]$ é cancelado, resultando na seguinte distribuição de fase :

$$t_{mn}^a = \exp[j(a_{mn}^n + 2\pi b_{mn}^n)] \cdot \exp[-j2\pi b_{mn}^n] = \exp[ja_{mn}^n] \quad (6.4)$$

A intensidade da imagem original é recuperada aplicando-se a técnica de contraste de fase de *Zernike* à imagem de fase presente na entrada de um correlator óptico 4f.

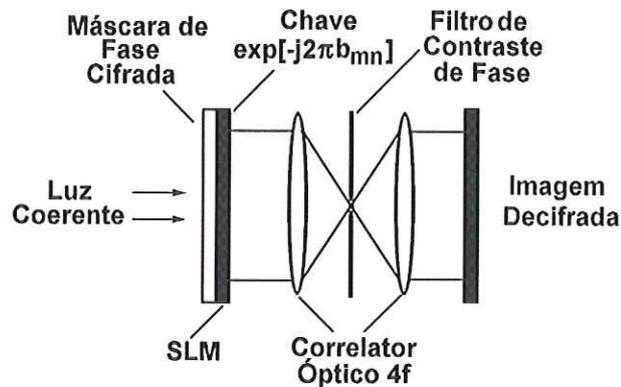


Figura 6.2 : Sistema que utiliza um correlator óptico 4f para decifrar uma imagem cifrada por uma máscara de fase chave [2]

A vantagem deste método em relação aos anteriormente propostos [2,12-13] é a codificação direta da imagem sem qualquer cálculo iterativo para gerar a máscara de fase.

Mongensen e Gluckstad [3] implementaram um sistema óptico de cifragem e decifragem de informação de fase fundamentado no método de contraste de fase generalizado [3]. Segundo Gluckstad e Mongensen, o método de contraste de fase generalizado não está restrito a uma pequena faixa de modulação de fase como no caso da

técnica de *Zernike* [1]. O esquema de decifragem é mostrado na figura 6.3. Para a implementação óptica da técnica de contraste de fase, há a necessidade de um filtro de contraste de fase. A função deste filtro é gerar a diferença de fase entre as frequências espaciais altas e baixas. O filtro espacial necessita ser perfeitamente alinhado no plano de *Fourier* para uma aceitável recuperação de intensidade.

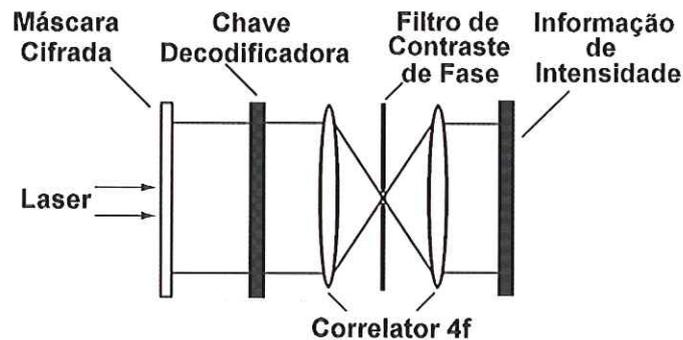


Figura 6.3 : Esquema de decifragem óptico genérico [3].

Neste trabalho, é proposto um método de cifragem utilizando a técnica de contraste de fase de ordem zero [10] (Anexo II). A técnica de contraste de fase utiliza um filtro de contraste de fase que transmite apenas as componentes de ordem zero. Este filtro pode ser implementado de forma simples e permite um prático processo de alinhamento no plano de *Fourier* quando comparado com o filtro da técnica de contraste de fase generalizada.

6.2-Método de cifragem que utiliza a técnica de contraste de fase de ordem zero

Inicialmente, uma distribuição $F'(x,y)$ é obtida de uma imagem em níveis de cinza $a(x,y)$, ($0 \leq a(x,y) \leq 1$), como descrito pela equação (4.1).

A cifragem da distribuição de fase $F'(x,y)$ é realizada multiplicando-a por uma distribuição de fase aleatória $\exp[j2\pi b(x,y)]$, que resulta na seguinte máscara de fase cifrada :

$$F'_e(x,y) = F'(x,y) \exp[j\pi b(x,y)] \quad (6.5)$$

onde : $b(x,y)$ é uma distribuição binária.

Sem o conhecimento da máscara de fase chave $\exp[-j\pi b(x,y)]$, é impossível decifrar a máscara de fase $F'_e(x,y)$. A intensidade da imagem protegida é recuperada aplicando-se a técnica de contraste de fase de ordem zero à máscara de fase $F'_e(x,y)$ multiplicada pela máscara de fase chave $\exp[-j\pi b(x,y)]$. A máscara de fase decifrada é descrita pela equação (6.6).

$$F'_d = F'_e \exp[-j\pi b(x,y)] \quad (6.6)$$

A montagem experimental ilustrada pela figura 6.4 é utilizada para implementar a decifragem de uma máscara de fase aplicando-se a técnica de contraste de fase de ordem zero. Um feixe de luz laser (*Helium-Neon Laser Uniphase* 633 nm – 20 mW) é utilizado como uma fonte de luz coerente. Um feixe de luz filtrado, expandido e colimado, como descrito no apêndice B, incide sobre dois SLMs cuidadosamente alinhados. Os SLMs são duas LCTVs *Seiko - Epson InFocus TVT - 6000* [16,19] funcionando no regime de modulação de fase entre 0 e $1,5\pi$. Os SLMs são caracterizados como mostrado no capítulo 3. Na figura 6.4, SLM₁ corresponde à LCTV₁, cuja curva de modulação está mostrada na figura 3.6. O dispositivo SLM₂ corresponde a uma LCTV₂ com curva de modulação ilustrada na figura 3.7. Um ponto crítico no sistema descrito na figura 6.4 é o alinhamento entre os SLMs. Este problema pode ser minimizado suavizando-se a informação a ser modulada. O dispositivo SLM₁ modula a frente de onda de entrada e gera a informação de fase cifrada $F'_e(x,y)$. Já o dispositivo SLM₂ modula a frente de onda. Tal dispositivo, previamente programado, implementa a distribuição da máscara de fase chave $\exp[-j\pi b(x,y)]$. A lente L_1 implementa a transformada óptica de *Fourier* do produto final presente na entrada de um correlator óptico 4f. No plano de *Fourier* do correlator somente a componente de difração de ordem zero é transmitida. A lente L_2 implementa a transformada de *Fourier* inversa das componentes filtradas. A informação recuperada é projetada sobre uma câmera CCD. A figura 6.5(a) contém a informação a ser protegida. As imagens capturadas pela câmera CCD são mostradas na figura 6.5(b-d). A figura 6.5(b) ilustra a recuperação da informação cifrada quando as duas LCTVs são alinhadas e a chave correta é utilizada. Pela figura 6.5(c), é possível notar que não há recuperação da informação quando as LCTVs estão desalinhadas embora a chave correta seja utilizada. A figura 6.5(d) ilustra

falha na recuperação da informação quando uma chave incorreta é utilizada, e as LCTVs estão alinhadas.

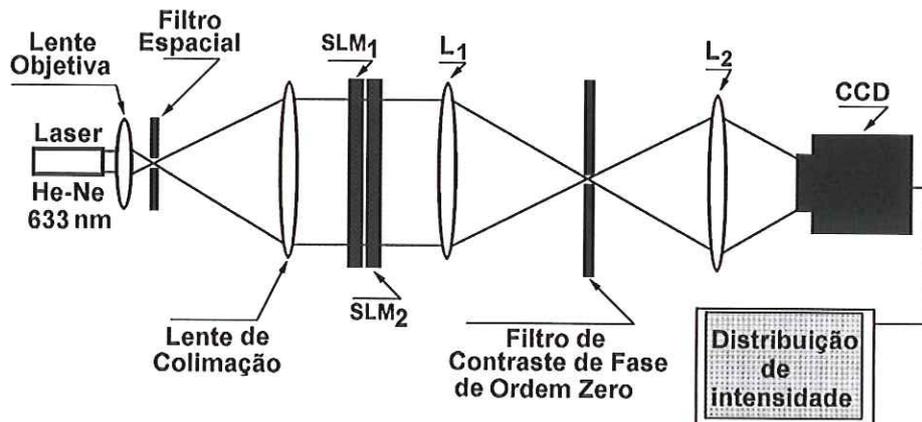


Figura 6.4 : Montagem experimental utilizada para implementar a recuperação de informação de intensidade através da técnica de contraste de fase de ordem zero.

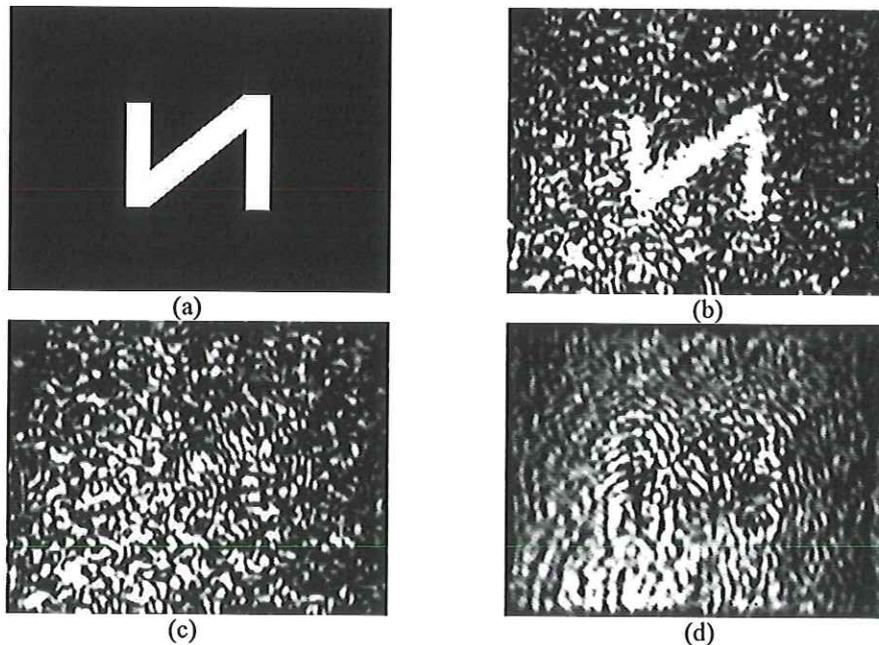


Figura 6.5 : Informação recuperada projetada sobre uma câmera CCD. Sistema de verificação de padrões cifrados utilizando-se a nova técnica de constraste de fase de ordem zero. (a) Imagem de intensidade do padrão a ser cifrado (320 x 240 pixels); (b) Imagem recuperada após o alinhamento entre as LCTVs e a chave correta; (c) Imagem recuperada com erro de alinhamento entre as LCTVs e a chave correta; (d) Imagem recuperada com alinhamento entre as LCTVs mas chave incorreta.

7-Conclusões

A nova técnica de contraste de fase, denominada técnica de contraste de fase de ordem zero, dispensa o filtro de fase com *dot* central de atraso de fase para realizar a conversão fase-intensidade como utilizado em outros trabalhos [2,3,22]. O filtro utilizado nesta nova técnica possui implementação óptica simples e fácil alinhamento no plano de frequências de um correlator óptico 4f. Além disso, as formas de codificação da informação na máscara de fase, obtidas via projeto dos EODs de fase gerados por computador, não necessitam de cálculos iterativos como utilizados em outros trabalhos [5,6]. Através das simulações e testes experimentais mostrados nos capítulos 4 e 5, esta nova técnica demonstra ser viável para a realização da conversão de modulação de fase para intensidade.

A técnica de contraste de fase de ordem zero pode ser viável para a implementação de sistemas de verificação de padrões cifrados, conforme resultados apresentados no capítulo 6. A utilização desta nova técnica torna a implementação do sistema óptico mais simples e menos oneroso que outros sistemas até então apresentados.

A técnica de contraste de fase de ordem zero poderia ser aplicada em sistemas de manipulação de corpos microscópicos. Estes sistemas vêm sendo estudados e implementados por grupos de pesquisa [23-25]. Os EODs de fase, mostrados no capítulo 5, juntamente com a técnica de contraste de fase de ordem zero, poderiam ser empregados na modulação do feixe de luz laser nestes sistemas.

8-Referências bibliográficas

- [1] J. W. Goodman, "Introduction to Fourier Optics", Segunda Edição, McGraw-Hill Book Co., ISBN 0-07-024254-2.
- [2] L. G. Neto, "Implementation of image encryption using the phase-contrast technique", Orlando'98 SPIE's AeroSense Symposium, Orlando, 12-17 Abril 1998, Vol. 3386, pg. 284-290.
- [3] P. C. Mogensen e J. Glückstad, "Phase-only optical decryption of a fixed mask", Applied Optics, Março 2001, Vol. 40, No. 8, pg. 1226-1235.
- [4] J. C. Pizolato Jr. e L. G. Neto, "The Zero-Order Phase-Contrast Technique", OSA - Frontiers in Optics 2004 - Laser Science XX - Diffractive Optics and Micro-Optics (88th annual meeting), Rochester, New York, USA, 10-14 Outubro 2004, em CD. (vide anexo I)
- [5] L. G. Neto e Y. Sheng, "Optical implementation of image encryption using random phase mask and speckle-free phase Fresnel hologram", SPIE, Orlando-Flórida, Abril 1997, Vol. 3073, pg. 389-396.
- [6] L. G. Neto e Y. Sheng, "Optical implementation of image encryption using random phase encoding", Opt. Eng., Setembro 1996, Vol. 35, No. 9, pg. 2459-2463.
- [7] L. G. Neto, "Optical real-time holograms using liquid crystal television and computer iterative design", Québec - Canadá. Tese de Doutorado - Faculté Des Sciences Et Génie Université Laval, 1995.
- [8] J. Turunen e F. Wyroski, "Diffractive Optics for Industrial and Commercial Applications", Akademie Verlag, Germany, 1997.
- [9] F. Wyrowski, "Diffractive optical elements : iterative calculation of quantized, blase phase structures", Journal of Optical Society of America A, Junho 1990, Vol. 7, No. 6, pg. 961-969.
- [10] J. C. Pizolato Jr. e L. G. Neto, "Optical Implementation of Image Encryption Using The Zero-Order Phase-Contrast Technique", SPIE - Aerosense Defense & Security Symposium, Optical Pattern Recognition XV, Orlando, 15-16 Abril 2004, Vol. 5437, pg. 259-264. (vide anexo II)
- [11] B. Javidi, A. Sergent e E. Ahouzi, "Performance of double phase encoding encryption technique using binarized encrypted images", Optical Eng., Fevereiro 1998, Vol. 37, No. 2, pg. 565-569.
- [12] P. Réfrégier e B. Javidi, "Optical encryption based on input plane and Fourier plane random encoding", Optical Letters, Vol 20, 1995, pg.767-769.

- [13] N. Towghi, B. Javidi, Z. Luo, "Fully phase encrypted image processor", *J. Opt. Soc. Am. A*, Agosto 1999, Vol. 16, pg. 1915.
- [14] L. B. Robert, "Aplicação da holografia computacional para o cálculo de elementos ópticos difrativos", São Carlos - São Paulo - Brasil. Dissertação de Mestrado - Universidade de São Paulo (EESC), 2000.
- [15] C. Soutar e K. Lu, "Determination of the physical properties of an arbitrary twisted-nematic liquid crystal cell", *Optical Engineering*, 1994, Vol. 33, No. 8, pg. 2704-2712.
- [16] C. Soutar, S. E. Monroe Jr e J. Knopp, "Complex characterisation of the Epson liquid crystal television", *Optical Pattern Recognition IV - SPIE*, 1993, Vol. 1959, pg. 269-277.
- [17] B. E. A. Saleh e M. C. Teich, "Fundamentals of Photonics", Primeira Edição, John Wiley & Sons, 1991, ISBN 0-471-83965-5.
- [18] A. D. Betiol, "Verificação da autenticidade de impressões digitais em tempo real utilizando-se o correlator óptico compacto", São Carlos - São Paulo - Brasil. Dissertação de Mestrado - Universidade de São Paulo (EESC), 2002.
- [19] L. G. Neto, P. S. P. Cardona, G. A. Cirino, R. D. Mansano e P. Verdonck, "Implementation of Fresnel full complex-amplitude digital holograms", *Optical Engineering*, Novembro 2004, Vol. 43, No. 11, pg. 1-10.
- [20] <http://www.webopedia.com/TERM/H/halftone.html>
- [21] L. G. Neto, P. S. P. Cardona, G. A. Cirino, R. D. Mansano e P. Verdonck, "Design, fabrication and characterization of a full complex-amplitude modulation diffractive optical element", *Journal of Microlithography Microsystems and Microfabrication*, Vol. 2, No.2, pg. 96-104.
- [22] J. Glückstad, P. C. Mogensen, R. L. Eriksen, "New phase contrast methods for optical processing", in *Optical Pattern Recognition XIII*, Proc. SPIE, 1-5 Abril 2002, Vol. 4734, pg. 13-22, editores David P. Casasent e Tien - Hsin Chao, Orlando 2002 SPIE's AeroSense Symposium.
- [23] R. L. Eriksen, V. R. Daria e J. Glückstad, "Fully dynamic multiple-beam optical tweezers", *Optics Express*, Julho 2002, Vol. 10, No. 14, pg. 597-602.
- [24] V. R. Daria, P. J. Rodrigo e J. Glückstad, "Dynamic array of dark optical traps", *Applied Physics Letters*, Janeiro 2004, Vol. 84, No. 3, pg. 323-325.
- [25] J. Leach, G. Sinclair, P. Jordan, J. Courtial e M. J. Padgett, "3D manipulation of particles into crystal structures using holographic optical tweezers", *Optics Express*, Janeiro 2004, Vol. 12, No. 1, pg. 220-226.

- [26] R. N. Bracewell, "The Fourier Transform and Its Applications", Segunda Edição, McGraw-Hill Series in Electrical Engineering, 1986.

Apêndice A - Definição da Transformada de *Fourier* em duas dimensões

A TF (Transformada de *Fourier*) [26] de uma função g de duas variáveis independentes x e y , representada por $TF\{g\}$, é definida como :

$$TF\{g\} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(x,y) \exp[-j2\pi(f_x x + f_y y)] dx dy \quad (A.1)$$

A transformada definida pela equação (A.1) corresponde a uma função de valor complexo com duas variáveis independentes f_x e f_y que representam as frequências espaciais. Similarmente, a TF inversa de uma função $G(f_x, f_y)$ será representada por $TF^{-1}\{G\}$ e é definida por :

$$TF^{-1}\{G\} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G(f_x, f_y) \exp[j2\pi(f_x x + f_y y)] df_x df_y \quad (A.2)$$

Apêndice B - Filtragem, expansão e colimação de um feixe laser

Para a realização das atividades experimentais, foi necessário alinhar, filtrar e colimar o feixe de luz *laser* seguindo-se as etapas :

a) O feixe de luz *laser* (*Helium-Neon Laser Uniphase 633nm - 20mW*) foi alinhado para incidir sobre a lente objetiva do filtro espacial como mostrado na figura B.1. Neste caso, utilizou-se o filtro espacial de três eixos (*Newport M-900*). Uma abertura, que corresponde a um filtro espacial passa-baixa (*pinhole*), foi posicionada à distância focal da lente objetiva do M-900. As imperfeições do campo óptico foram eliminadas por filtragem espacial através do ajuste do diâmetro da abertura do *pinhole*. Desta forma, obteve-se um feixe de luz mais próximo do ideal através da eliminação de flutuações provocadas pelas frequências espaciais elevadas. Variando-se a posição da objetiva e o diâmetro do *pinhole* foi possível ajustar o feixe observando-se o padrão da figura de difração num anteparo posicionado após o *pinhole*.

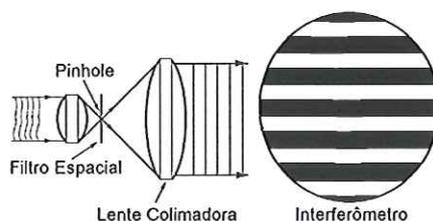


Figura B.1. Montagem experimental para filtragem espacial e colimação do feixe utilizando-se um interferômetro em forma de cunha WSPI (*Wedge Shear Plate Interferometer*) [7].

b) Após o feixe de luz *laser* ser expandido e filtrado, procede-se à colimação do mesmo. Posicionando-se uma lente à distância focal do filtro, como mostrado na figura B.1, é possível obter uma frente de onda plana observando-se as franjas de interferência num interferômetro WSPI (*Wedge Shear Plate Interferometer*) [7]. Quando as franjas de interferência observadas na saída do WSPI estão horizontalmente paralelas, tem-se uma frente de onda plana.

Apêndice C – Ordens de difração

Uma interessante propriedade da TF pode ser utilizada para explicar o aparecimento das ordens de difração. Seja uma imagem como mostrada na figura C.1. Esta imagem pode ser amostrada espacialmente empregando-se as redes de amostragem ilustradas nas figuras C.2(a-b). As figuras C.3(a-b) contêm os resultados das TFs aplicadas à informação amostrada. A figura C.3(a) ilustra a TF da imagem da figura C.1 amostrada pela rede da figura C.2(a). Como o tamanho do pixel ocupa toda a região da célula de amostragem, há apenas energia concentrada na ordem zero. A figura C.3(b) ilustra a TF da imagem da figura C.1 amostrada pela rede da figura C.2(b). Neste caso, a energia foi subdividida entre outras ordens de difração (...-3, -2, -1, 0, +1, +2, +3.....).

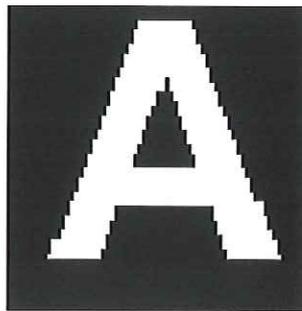


Figura C.1 : Imagem de intensidade

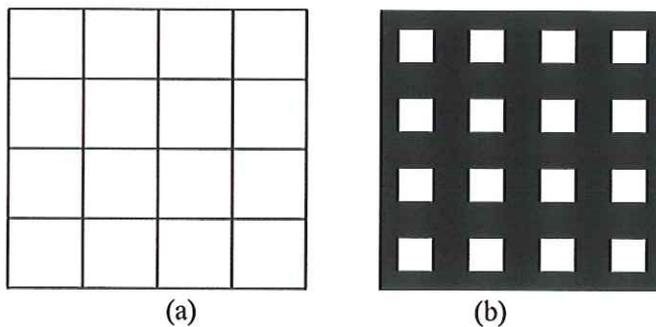


Figura C.2 : (a) Rede de amostragem composta por células do tamanho do pixel; (b) Rede de amostragem composta por células menores que o pixel.

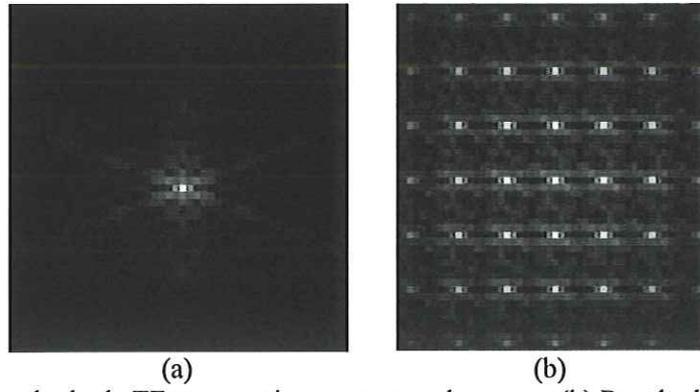


Figura C.3 : (a) Resultado da TF que contém apenas a ordem zero; (b) Resultado da TF que contém várias ordens de difração.

Apêndice D – Modelo da LCTV

Uma célula de cristal líquido nemático torcido pode ser modelada como uma pilha de N fatias de cristais uniaxiais birrefringentes [17]. Os eixos extraordinários estão paralelos a cada fatia e são rotacionados helicoidalmente com um ângulo de torção θ desde a célula frontal até a célula final, como mostrado na figura D.1. A luz propaga-se ao longo do eixo z que está na direção perpendicular à célula de cristal líquido. Adota-se que o ângulo de torção θ é linearmente distribuído ao longo do eixo z , isto é, cada fatia é rotacionada por θ/N com respeito à fatia anterior.

A matriz de *Jones*, W_o , de uma única fatia [17] é representada por :

$$W_o = \begin{bmatrix} e^{j\frac{2\pi}{\lambda}n_e\frac{d}{N}} & 0 \\ 0 & e^{j\frac{2\pi}{\lambda}n_o\frac{d}{N}} \end{bmatrix} \quad (D.1)$$

onde :

- n_e - índice de refração extraordinário;
- n_o - índice de refração ordinário;
- λ - comprimento de onda;
- d - espessura da LCTV;
- N - número de fatias da LCTV;

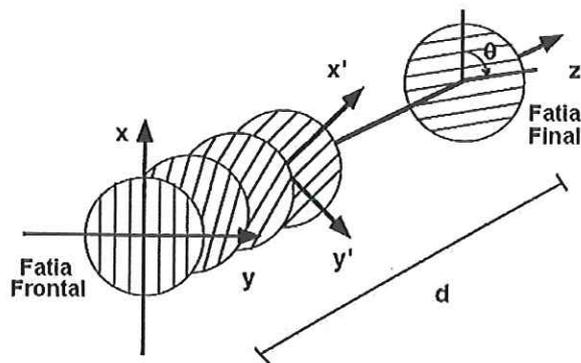


Figura D.1 : Célula de cristal líquido considerada com uma pilha de N fatias de cristal uniaxial birrefringente, giradas helicoidalmente da fatia frontal até a final por um ângulo de torção θ .

Com a intenção de escrever a equação (D.1) em um formato mais compacto, são definidas as seguintes variáveis:

$$\beta = \frac{\pi}{\lambda} d(n_e - n_o) \quad (\text{D.2})$$

e

$$\phi = \frac{\pi}{\lambda} d(n_e + n_o) \quad (\text{D.3})$$

Substituindo-se estas novas variáveis na equação (D.1), obtém-se :

$$W_o = e^{j\frac{\phi}{N}} \begin{bmatrix} e^{j\frac{\beta}{N}} & 0 \\ 0 & e^{-j\frac{\beta}{N}} \end{bmatrix} \quad (\text{D.4})$$

A equação (D.4) pode ser vista como o produto do termo $e^{j\frac{\phi}{N}}$ multiplicado pela matriz W_L definida por :

$$W_L = \begin{bmatrix} e^{j\frac{\beta}{N}} & 0 \\ 0 & e^{-j\frac{\beta}{N}} \end{bmatrix} \quad (\text{D.5})$$

A equação (D.4) representa a matriz de *Jones* de uma única fatia de cristal líquido. No entanto, deseja-se obter a matriz de *Jones* que represente a célula como um todo. Esta matriz, que será designada por M , é o produto das matrizes de *Jones* de cada fatia em que a célula foi dividida. Inicialmente, todas essas matrizes necessitam ser escritas em relação ao mesmo sistema de coordenadas. As fatias estão orientadas com ângulos θ/N , $2\theta/N$, $3\theta/N$, ..., $N\theta/N$ em relação ao eixo x . As matrizes de *Jones*, obtidas por meio da equação (D.5), estão descritas em relação aos sistemas de coordenadas girados em ângulos múltiplos de θ/N . No intuito de obter as matrizes de *Jones* de cada fatia em relação a um único sistema de coordenadas cartesianas, utiliza-se o operador rotação $R[\]$ em cada uma delas.

O operador rotação $R[\phi]$ é descrito pela equação (D.6) [15].

$$R[\phi] = \begin{bmatrix} \cos \phi & \text{sen} \phi \\ -\text{sen} \phi & \cos \phi \end{bmatrix} \quad (\text{D.6})$$

Na equação (D.6) o parâmetro ϕ corresponde ao ângulo entre o sistema de coordenadas em que é descrita a matriz de *Jones* e o sistema de coordenadas em que se deseja descrevê-la.

Considere uma fatia que se encontra rotacionada de um ângulo τ em relação ao eixo x . Sua matriz de *Jones*, descrita em relação ao sistema de coordenadas cartesianas xy , é representada por:

$$R[-\tau]W_0R[\tau] \quad (\text{D.7})$$

A matriz de *Jones* designada por M para as N fatias da célula de cristal líquido é representada por :

$$M = \prod_{m=1}^N R\left(-m \frac{\theta}{N}\right)W_0R\left(m \frac{\theta}{N}\right) \quad (\text{D.8})$$

O operador rotação possui a seguinte propriedade :

$$R[a]R[b] = R[a + b] \quad (\text{D.9})$$

Aplicando-se essa propriedade do operador rotação, descrita pela equação (D.9), obtém-se, em (D.8), a expressão simplificada abaixo.

$$M = e^{j\phi} R[-\theta] \left[W_L R\left[\frac{\theta}{N}\right] \right]^N \quad (\text{D.10})$$

Substituindo-se as expressões matriciais referentes ao operador de rotação $R[\]$ e a matriz W_L , na expressão anterior, a equação (D.10) torna-se :

$$M = e^{j\phi} \begin{bmatrix} \cos\theta & -\text{sen}\theta \\ \text{sen}\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{\theta}{N}\right)e^{j\frac{\beta}{N}} & \text{sen}\left(\frac{\theta}{N}\right)e^{j\frac{\beta}{N}} \\ -\text{sen}\left(\frac{\theta}{N}\right)e^{-j\frac{\beta}{N}} & \cos\left(\frac{\theta}{N}\right)e^{-j\frac{\beta}{N}} \end{bmatrix}^N \quad (\text{D.11})$$

Pode-se utilizar a identidade de *Chebyshev*, mostrada na equação (D.12), para simplificar a equação (D.11).

$$\begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix}^N = \begin{bmatrix} \frac{a\text{sen}(Nk) - \text{sen}((N-1)k)}{\text{sen}(Nk)} & b \frac{\text{sen}(Nk)}{\text{sen}(k)} \\ c \frac{\text{sen}(Nk)}{\text{sen}(k)} & \frac{d\text{sen}(Nk) - \text{sen}((N-1)k)}{\text{sen}(Nk)} \end{bmatrix} \quad (\text{D.12})$$

Nessa expressão:

$$k = \arccos\left(\frac{a+d}{2}\right) \quad (\text{D.13})$$

Substituindo-se a equação (D.12) em (D.11) tem-se :

$$M = e^{j\phi} \begin{bmatrix} \cos\theta & -\text{sen}\theta \\ \text{sen}\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\gamma + j \frac{\beta\text{sen}\gamma}{\gamma} & \frac{\theta}{\gamma} \text{sen}\gamma \\ -\frac{\theta}{\gamma} \text{sen}\gamma & \cos\gamma - j \frac{\beta\text{sen}\gamma}{\gamma} \end{bmatrix} \quad (\text{D.14})$$

onde :

$$\gamma = \sqrt{\theta^2 + \beta^2} \quad (\text{D.15})$$

Segundo a equação (D.3) :

$$\phi = \frac{\pi}{\lambda} d(n_e + n_o) = \phi_o + \beta \quad (\text{D.16})$$

onde ϕ_o é uma constante de fase que será desprezada.

Quando um campo elétrico \vec{E} é aplicado na direção z, sobre a célula a cristal líquido, as moléculas são inclinadas em um ângulo ζ na direção deste campo elétrico, como ilustrado na figura D.2.

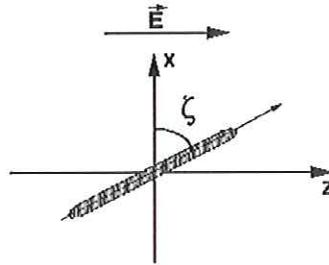


Figura D.2 : Molécula inclinada por um ângulo ζ devido à aplicação do campo elétrico E.

O ângulo ζ da figura D.2 é definido por :

$$\zeta = \begin{cases} 0 & , V_{RMS} \leq V_C \\ \frac{\pi}{2} - \tan^{-1} \left[\exp \left(-\frac{V_{RMS} - V_C}{V_o} \right) \right] & , V_{RMS} > V_C \end{cases} \quad (D.17)$$

Nessa expressão :

V_{rms} - tensão eficaz aplicada no cristal líquido;

V_c - tensão de limiar;

V_o - tensão para o ângulo de inclinação de $49,6^\circ$;

Desta forma, quando uma tensão elétrica é aplicada na célula de cristal líquido, o índice de refração extraordinário, designado por $n_e(\zeta)$, é alterado segundo a variação de ζ conforme a equação (D.18).

$$\frac{1}{n_e^2(\zeta)} = \frac{\cos^2(\zeta)}{n_e^2} + \frac{\sin^2(\zeta)}{n_o^2} \quad (D.18)$$

onde :

ζ - ângulo de inclinação indicado na figura D.2;

n_e - índice de refração extraordinário do cristal líquido na ausência de campo aplicado;

n_o - índice de refração ordinário do cristal líquido;

Para incluir a dependência do índice de refração em relação ao campo aplicado, substitui-se n_e por $n_e(\zeta)$ definido pela equação (D.18).

Uma LCTV deve ser posicionada entre um polarizador e um analisador como mostrado na figura D.3. Nesta figura, Ψ_1 , Ψ_2 e Ψ_D são, respectivamente, os ângulos do polarizador, analisador e fatia frontal de LCTV com relação ao eixo x (eixo vertical).

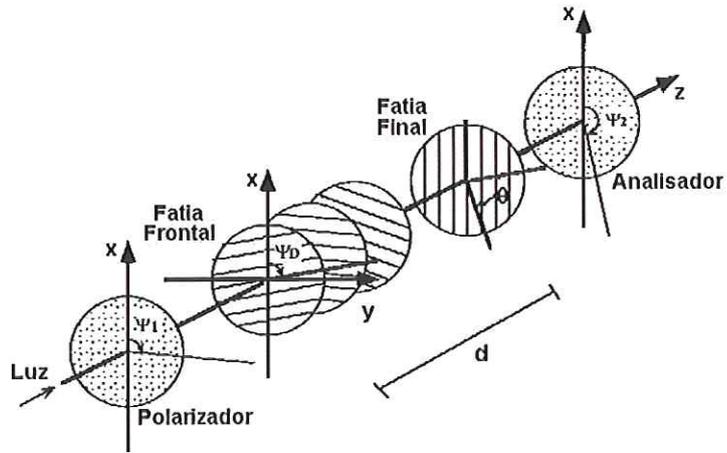


Figura D.3 : Ilustração da LCTV posicionada entre um polarizador e um analisador.

Num sistema de coordenadas com os eixos ordinários e extraordinários na frente da célula de cristal líquido, o feixe de luz laser incidente após o polarizador é representado por :

$$\begin{bmatrix} E_e \\ E_o \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \Theta_1 \\ \text{sen} \Theta_1 \end{bmatrix} \quad (\text{D.19})$$

onde : $\Theta_1 = \Psi_1 - \Psi_D$

O campo elétrico após o analisador pode ser representado como abaixo :

$$\begin{bmatrix} E'_e \\ E'_o \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos^2 \Theta_2 & \text{sen} \Theta_2 \cos \Theta_2 \\ \text{sen} \Theta_2 \cos \Theta_2 & \text{sen}^2 \Theta_2 \end{bmatrix} \cdot M \cdot \begin{bmatrix} \cos \Theta_1 \\ \text{sen} \Theta_1 \end{bmatrix} \quad (\text{D.20})$$

onde :

$$\Theta_1 = \Psi_1 - \Psi_D;$$

$$\Theta_2 = \Psi_2 - \Psi_D;$$

E'_o - Campo elétrico referente ao eixo ordinário após o analisador;

E'_e - Campo elétrico referente ao eixo extraordinário após o analisador;

M - Matriz de Jones que representa a LCTV;

A partir da equação (D.20), pode-se encontrar a intensidade da transmitância (T) e o atraso de fase (δ) do campo elétrico do feixe de luz laser após o analisador. Suas respectivas expressões são mostradas a seguir.

$$T = |E'_e|^2 + |E'_o|^2 \quad (D.21)$$

$$T = \left\{ \frac{\theta}{\gamma} \text{sen}(\gamma) \text{sen}[\theta + (\Psi_1 - \Psi_2)] + \cos \gamma \cos[\theta + (\Psi_1 - \Psi_2)] \right\}^2 + \left\{ \frac{\beta}{\gamma} \text{sen} \gamma \cos[\theta - (\Psi_1 + \Psi_2) + 2\Psi_D] \right\}^2 \quad (D.22)$$

$$\delta = \arctan \left(\frac{\text{Im}(E'_e)}{\text{Re}(E'_e)} \right) = \arctan \left(\frac{\text{Im}(E'_o)}{\text{Re}(E'_o)} \right) \quad (D.23)$$

$$\delta = \beta + \tan^{-1} \left\{ \frac{\frac{\beta}{\gamma} \text{sen} \gamma \cos[\theta - (\psi_1 + \psi_2) + 2\psi_D]}{\frac{\theta}{\gamma} \text{sen} \gamma \text{sen}[\theta + (\psi_1 - \psi_2)] + \cos \gamma \cdot \cos[\theta + (\psi_1 - \psi_2)]} \right\} \quad (D.24)$$

onde :

Ψ_1, Ψ_2, Ψ_D e θ são os ângulos indicados na figura D.3;

$$\gamma = \sqrt{\theta^2 + \beta^2};$$

$$\beta = \frac{\pi}{\lambda} d[n_e(\zeta) - n_o];$$

Anexo I

Artigo : "The Zero-Order Phase-Contrast Technique"

J. C. Pizolato Jr. e L. G. Neto, "The Zero-Order Phase-Contrast Technique", OSA-Frontiers in Optics 2004 – Laser Science XX – Diffractive Optics and Micro-Optics (88th annual meeting), Rochester, New York, USA, 10-14 Outubro 2004, em CD.

The Zero-Order Phase-Contrast Technique

José C. Pizolato Jr. and Luiz Gonçalves Neto*

Depto. Eng. Elet. - EESC, University of São Paulo - USP, Av. Trabalhador S. Carlense 400,
13566-590 São Carlos - SP - Brazil.

Abstract : A new Phase-Contrast Technique without a phase-changing plate (phase dielectric dot) on the Fourier plane of a 4f optical correlator is proposed. The advantages of this method are the easy scheme to recover the gray level information encoded on a phase-only mask and the high diffraction efficiency of the recovered image.

©2004 Optical Society of America

1. Introduction

In this work we propose a new phase-contrast technique [1-3] to generate intensity distributions from phase-only spatial light modulators and phase masks. In this new technique, the intensity distribution is recovered by using a spatial filter allowing only the transmission of the zero order in the Fourier plane of a 4f optical correlator. The advantages of this method are the easy scheme to recover the gray level information from a phase-only distribution and the high diffraction efficiency of the recovered image. No phase-changing plate (phase dielectric dot) is used on the Fourier plane. This method also allows the use of phase-only spatial light modulators in the input of a 4f optical correlator in order to obtain the Fourier transform of a desired signal or image. Transparent bar codes distribution for industrial applications can be also generated using this method.

2. The zero order phase-contrast technique

The Zero-Order Phase-Contrast Technique is based on an image-forming system like the 4f optical correlator, shown in Fig. 1. In this new technique, the intensity distribution is recovered from the phase information by using a spatial filter on the Fourier plane, allowing only the transmission of the zero order. A magnification of unity is assumed and the finite extent of the entrance and exit pupil is not considered.

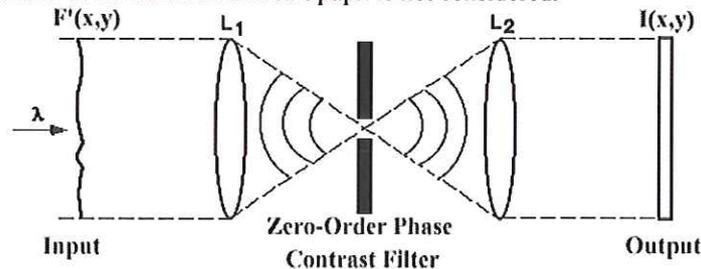


Fig. 1. System that forms the Zero-Order Phase-Contrast Technique based on an image-forming system like the 4f optical correlator.

Suppose a phase object $F'(x,y)$, formed by $m \times n$ square pixels of size $M \times N$, generated from a gray level image $a(x,y)$ of $m \times n$ square pixels, as shown in Fig. 2. The phase object $F'(x,y)$ is placed in the input plane and is coherently illuminated. Two regions that modulate different values of phase compose each pixel. One region is formed considering the information of $a(x,y)$, and the other by the phase value $\exp[j\pi]$. The complex transmittance of $F'(x,y)$ is described by the equation:

$$F'(x,y) = \left\{ \exp[ja(x,y)] \text{III} \left(\frac{x}{N}, \frac{y - \frac{M}{4}}{M} \right) + \exp[j\pi] \text{III} \left(\frac{x}{N}, \frac{y + \frac{M}{4}}{M} \right) \right\} * \text{rect} \left(\frac{x}{N}, \frac{2y}{M} \right) \quad (1)$$

Neglecting the terms of order $a(x,y)^2$ and higher [1], the amplitude transmittance $F'(x,y)$ can be approximated by the following equation

* lgneto@sel.eesc.usp.br

$$F'(x, y) \cong \left\{ [1 + ja(x, y)] \text{III} \left(\frac{x}{N}, \frac{y - \frac{M}{4}}{M} \right) - \text{III} \left(\frac{x}{N}, \frac{y + \frac{M}{4}}{M} \right) \right\} * \text{rect} \left(\frac{x}{N}, \frac{2y}{M} \right) \quad (2)$$

The image produced in the output plane without the spatial filter on the Fourier plane is written by

$$I(x, y) \cong \left\{ [1 + ja(x, y)] \text{III} \left(\frac{x}{N}, \frac{y - \frac{M}{4}}{M} \right) - \text{III} \left(\frac{x}{N}, \frac{y + \frac{M}{4}}{M} \right) \right\} * \text{rect} \left(\frac{x}{N}, \frac{2y}{M} \right) \cong 1 \quad (3)$$

The diffracted light is not observed because it is in phase quadrature with the background. If this phase quadrature term is isolated, using a spatial filter on the Fourier plane, intensity variation results and the transparent object could be observable. In our optical simulations, a metal plate with a square aperture allowing only the transmission of the zero order forms the spatial filter in the Fourier plane. In Fig. 1, the complex distribution of light on the filter is given by

$$S'(u, v) \cong NM \left\{ jA(u, v) * \left[\text{III}(Nu, Mv) \exp \left(-j\pi \frac{M}{2} v \right) \right] + \text{III}(Nu, Mv) \exp \left(-j\pi \frac{M}{2} v \right) - \text{III}(Nu, Mv) \exp \left(j\pi \frac{M}{2} v \right) \right\} \times N \frac{M}{2} \text{sinc} \left(Nu, \frac{M}{2} v \right) \quad (4)$$

The complex distribution of light just after the filter (assuming a square aperture $M' \times N'$) is given by

$$S(u, v) \cong N^2 \frac{M^2}{2} \left\{ jA(u, v) * \left[\text{III}(Nu, Mv) \exp \left(-j\pi \frac{M}{2} v \right) \right] + \text{III}(Nu, Mv) \exp \left(-j\pi \frac{M}{2} v \right) - \text{III}(Nu, Mv) \exp \left(j\pi \frac{M}{2} v \right) \right\} \times \text{sinc} \left(Nu, \frac{M}{2} v \right) \text{rect}(N' u, M' v) \quad (5)$$

Considering only the transmitted zero order terms of Equation 5 we have

$$S'(u, v) \cong N^2 \frac{M^2}{2} [jA(u, v) * \delta(u, v) + \delta(u, v) - \delta(u, v)] \text{sinc} \left(Nu, \frac{M}{2} v \right) \cong jA(u, v) \text{sinc} \left(Nu, \frac{M}{2} v \right) \cong A(u, v) \quad (6)$$

In Fig. 1, the lens L_2 performs the inverse Fourier transform of $A(u, v)$, resulting in the intensity distribution

$$I(x, y) = a(x, y)^2 \quad (7)$$

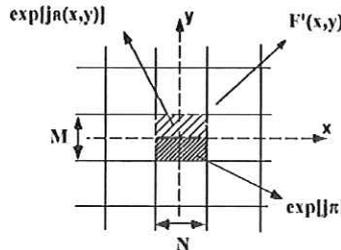


Fig. 2. Phase object used to implement the Zero-Order Phase-Contrast Technique. $F'(x,y)$ has $m \times n$ square pixels of size $M \times N$, generated from a gray level image $a(x,y)$ of $m \times n$ square pixels. Two regions, that modulate different values of phase, compose each pixel. One region is formed considering the information of $a(x,y)$, and other by the phase value $\exp[j\pi]$.

The Fig. 3 shows the optical simulation of the proposed method. The square root of an image with 256×256 pixels, Fig. 3(a), is used to generate the amplitude information $a(x,y)$. A 512×512 matrix with the phase information $F'(x,y)$ is formed from $a(x,y)$ as described in Fig. 2 and Equation 2. An experimental set-up similar to Fig. 1 is used for implementing the optical simulation. A He-Ne laser is used as the coherent light source. An expanded beam of light is incident on a phase Spatial Light Modulator – SLM [4-5] placed in the input of the $4f$ optical correlator. The SLM is a *Seiko-Epson InFocus TVT-6000* LCTV operating in phase mostly regime mode between 0 and 1.5π . The SLM modulates the phase information $F'(x,y)$. The lens L_1 implements the optical Fourier transform of the distribution in the entrance of the $4f$ optical correlator. In the Fourier plane only the zero order components are transmitted (Fig. 3b). The lens L_2 implements the inverse Fourier transform of the filtered components. The recovered information imaged onto a CCD camera and is shown in Fig. 3c.

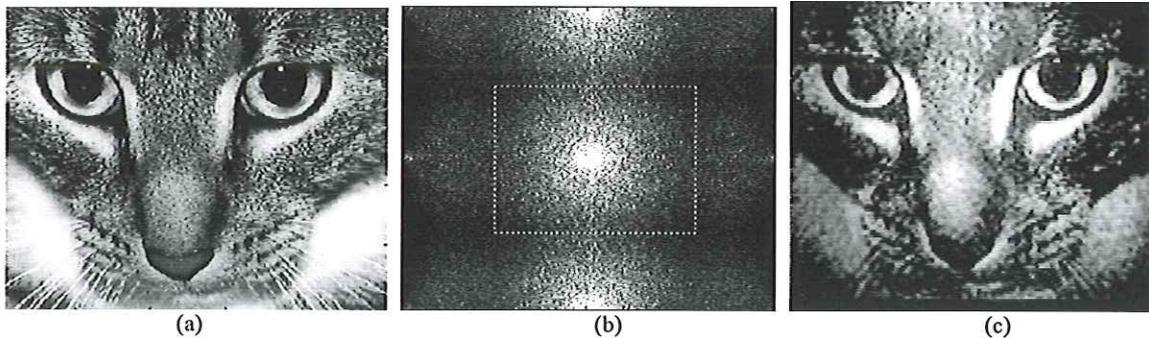


Fig. 3. Optical simulation of the Zero-Order Phase-Contrast Technique. (a) 256×256 gray level image used to generate the amplitude information $a(x,y)$. The distribution $F(x,y)$ is formed from $a(x,y)$ as described in Fig. 2 and Equation 2. $F(x,y)$ is modulated by a *Seiko-Epson InFocus TVT-6000* operating in phase mostly regime mode between 0 and $1,5\pi$; (b) Image of the intensity distribution $S(u,v)$ on Fourier plane. Only the delimited area is used to recover the original information $a(x,y)$; (c) The recovered information imaged onto a CCD camera.

3. Conclusion

A simple phase contrast technique is used to recover a gray level information encoded on a phase-only mask. The image is easily recovered when the phase-only distribution is placed in the input of a $4f$ optical correlator with a spatial filter on the Fourier plane allowing only the transmission of the zero order components. This method presents high diffraction efficiency and a bright speckle free recovered image.

Acknowledgements

This work is supported by FAPESP – Brazil and CNPq – Brazil.

4. References

- [1] J. W. Goodman, "Introduction to Fourier optics", 48-54, McGraw-Hill, (1968).
- [2] L. G. Neto, "Implementation of image encryption using the phase-contrast technique", in Optical Pattern Recognition IX, Proceedings of SPIE, Vol. 3386, p. 284-290, D. P. Casassent, Tien-Hsin Chao; Eds., Orlando'98 SPIE's AeroSense Symposium, April 12-17, (1998).
- [3] J. Glueckstad, P. C. Mogensen, R. L. Eriksen, "New phase contrast methods for optical processing", in Optical Pattern Recognition XIII, Proc. SPIE Vol. 4734, p. 13-22, David P. Casasent; Tien-Hsin Chao; Eds., Orlando 2002 SPIE's AeroSense Symposium, April 1-5, (2002).
- [4] Luiz Gonçalves Neto, Danny Roberge and Yunlong Sheng, "Programmable optical phase-mostly holograms with coupled-mode modulation liquid crystal television", Applied Optics 34, 11, 1944-1950, (1995).
- [5] Luiz Gonçalves Neto, Danny Roberge and Yunlong Sheng, "Full range continuous complex modulation using two coupled-mode liquid crystal televisions", Applied Optics, Vo. 35, No. 23, p. 4567-4576, (1996).

Anexo II

Artigo : "Optical Implementation of Image Encryption Using The Zero-Order Phase-Contrast Technique"

J. C. Pizolato Jr. e L. G. Neto, "Optical Implementation of Image Encryption Using The Zero-Order Phase-Contrast Technique", SPIE – Aerosense Defense & Security Symposium, Optical Pattern Recognition XV, Orlando, 15-16 Abril 2004, Vol. 5437, pg. 259-264.

Optical Implementation of Image Encryption Using The Zero-Order Phase-Contrast Technique

Jose C. Pizolato Jr. and Luiz Gonçalves Neto*

Depto. Eng. Elet. - EESC, University of São Paulo - USP, Av. Dr. Carlos Botelho 1465,
13560-970 São Carlos - SP - Brazil,

ABSTRACT

An encryption/decryption scheme based on a new Phase-Contrast Technique, without the use of a phase-changing plate (phase dielectric dot) on the Fourier plane of a 4f optical correlator is proposed. The encryption of a gray level image is achieved by multiplying the phase distribution obtained directly from the gray level image by a random phase distribution. The encoding of the image is obtained without any iterative calculation to generate the phase-only mask. The robustness of the encoding is assured by the non-linearities intrinsic to the phase-contrast method and the random phase distribution used in the encryption process. The advantage of this method is the easy scheme to recover the gray level information from the decrypted phase-only mask.

Keywords: Optical Image Encryption, Zero-Order Phase-contrast Technique, Phase Masks, Fourier Phase-contrast Hologram, Spatial Light Modulator.

1. INTRODUCTION

Previous works have proposed the use of the phase contrast technique¹ and random phase distributions to encrypt images in phase-only masks^{2,3}. In reference 2, the encryption of a gray level image $a(x,y)$ ($0 \leq |a(x,y)| \leq 1$) is achieved by multiplying a phase distribution $F(x,y) = \exp[ja(x,y)]$ obtained directly from a gray level image $a(x,y)$ by a random phase distribution $\exp[j2\pi b(x,y)]$, resulting in an encrypted phase-only mask $F_e(x,y) = F(x,y) \exp[j2\pi b(x,y)]$, where $b(x,y)$ is a uniform random distribution in the interval $[0,1]$. The robustness of the encoding is assured by the non-linearities intrinsic to the phase contrast method and the bandwidth of the random phase distribution². The content of the phase mask $F_e(x,y)$ cannot be determined by light intensity detectors and it is also extremely complex to recover the encrypted image by blind deconvolution, since the necessary condition to assure linearity between the phase shift and image intensity is not respected. Because of the wide bandwidth of the random phase distribution multiplied to phase image $F(x,y)$ and the finite aperture intrinsic to any optical system, severe information loss will also occur and the reconstructed image will include such strong speckle noise that it becomes undistinguishable². Without knowing the key mask $\exp[-j2\pi b(x,y)]$, it is impossible to decode the phase mask $F_e(x,y)$. The intensity of the encrypted image can be optically recovered by applying the phase contrast technique to the phase mask $F_e(x,y)$ multiplied by the phase mask key $\exp[j2\pi b(x,y)]$.

To assure a robust optical implementation of the decryption process, in this work we propose a encryption/decryption scheme based on the Zero-Order Phase-Contrast Technique. In this new technique, the intensity distribution is recovered by using a spatial filter allowing only the transmission of the zero order in the Fourier plane. The advantage of this method is the easy scheme to recover the gray level information from the decrypted phase-only mask. The robustness of the encoding is also assured by the non-linearities intrinsic to the new phase-contrast method and the random phase distribution used in the encryption process. The encoding of the image is obtained without any iterative calculation to generate the phase-only mask.

* LGNETO@sel.eesc.usp.br

The phase-only mask containing the encrypted image can be used as a device to verify the authenticity of cards or any other documents. The advantages in use phase-only masks lies in the impossibility of duplicate the information of the phase distribution using common image replication methods. This approach can be used for practical applications since the final phase mask could be implemented using an adapted inkjet desktop printer to generate phase plates. Commercial liquid crystal televisions^{4,5} can also be used in the process of decryption.

2. THE ZERO-ORDER PHASE-CONTRAST TECHNIQUE

The Zero-Order Phase-Contrast Technique is based on an image-forming system like the 4f optical correlator, shown in Fig. 1. In this new technique, the intensity distribution is recovered from the phase information by using a spatial filter on the Fourier plane, allowing only the transmission of the zero order. A magnification of unity is assumed and the finite extent of the entrance and exit pupil is not considered.

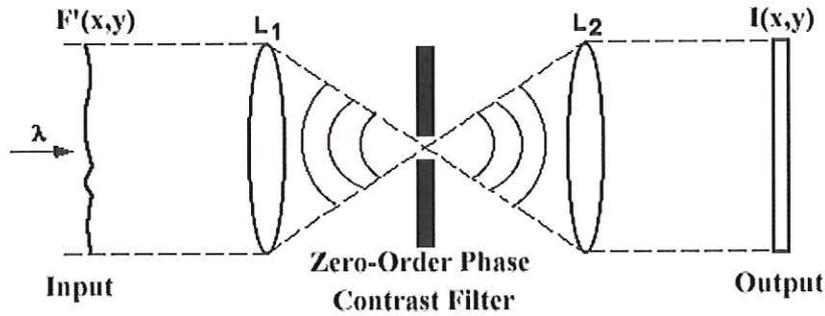


Figure 1: . System that forms the Zero-Order Phase-Contrast Technique, based on an image-forming system like the 4f optical correlator.

Suppose now a phase object $F'(x,y)$, formed by $m \times n$ square pixels of size $M \times N$, generated from a gray level image $a(x,y)$ of $m \times n$ square pixels, as shown in figure 2. The phase object $F'(x,y)$ is placed in the input plane and is coherently illuminated. Each pixel is composed by two regions that modulates different values of phase. One region is formed considering the information of $a(x,y)$, and the other by the phase value $\exp[j\pi]$. The complex transmittance of $F'(x,y)$ is described by the equation:

$$F'(x,y) = \left\{ \exp[ja(x,y)] \text{III} \left(\frac{x}{N}, \frac{y - \frac{M}{4}}{M} \right) + \exp[j\pi] \text{III} \left(\frac{x}{N}, \frac{y + \frac{M}{4}}{M} \right) \right\} * \text{rect} \left(\frac{x}{N}, \frac{2y}{M} \right) \quad (1)$$

Neglecting the terms of order $a(x,y)^2$ and higher, the amplitude transmittance $F'(x,y)$ can be approximated by the equation

$$F'(x,y) \cong \left\{ [1 + ja(x,y)] \text{III} \left(\frac{x}{N}, \frac{y - \frac{M}{4}}{M} \right) - \text{III} \left(\frac{x}{N}, \frac{y + \frac{M}{4}}{M} \right) \right\} * \text{rect} \left(\frac{x}{N}, \frac{2y}{M} \right) \quad (2)$$

The image produced in the output plane without the spatial filter on the Fourier plane be written by

$$I(x, y) \cong \left| \left\{ \left[1 + ja(x, y) \right] \text{III} \left(\frac{x}{N}, \frac{y - \frac{M}{4}}{M} \right) - \text{III} \left(\frac{x}{N}, \frac{y + \frac{M}{4}}{M} \right) \right\} * \text{rect} \left(\frac{x}{N}, \frac{2y}{M} \right) \right|^2 \cong 1 \quad (3)$$

The diffracted light is not observed because it is in phase quadrature with the background. If this phase quadrature term is isolated, using a spatial filter on the Fourier plane, intensity variations results and the transparent object could be observable. In our optical simulations, the spatial filter is formed by a metal plate with a square aperture allowing only the transmission of the zero order in the Fourier plane. In figure 1, the complex distribution of light just before the filter is given by

$$S'(u, v) \cong NM \left\{ jA(u, v) * \left[\text{III}(Nu, Mv) \exp \left(-j\pi \frac{M}{2} v \right) \right] + \text{III}(Nu, Mv) \exp \left(-j\pi \frac{M}{2} v \right) - \text{III}(Nu, Mv) \exp \left(j\pi \frac{M}{2} v \right) \right\} \times N \frac{M}{2} \text{sinc} \left(Nu, \frac{M}{2} v \right) \quad (4)$$

The complex distribution of light just after the filter (assuming a square aperture) is given by

$$S''(u, v) \cong N^2 \frac{M^2}{2} \left\{ jA(u, v) * \left[\text{III}(Nu, Mv) \exp \left(-j\pi \frac{M}{2} v \right) \right] + \text{III}(Nu, Mv) \exp \left(-j\pi \frac{M}{2} v \right) - \text{III}(Nu, Mv) \exp \left(j\pi \frac{M}{2} v \right) \right\} \times \text{sinc} \left(Nu, \frac{M}{2} v \right) \text{rect}(N' u, M' v) \quad (5)$$

Considering only the zero order terms of Equation 5 we have

$$S'(u, v) \cong N^2 \frac{M^2}{2} [jA(u, v) * \delta(u, v) + \delta(u, v) - \delta(u, v)] \text{sinc} \left(Nu, \frac{M}{2} v \right) \cong jA(u, v) \text{sinc} \left(Nu, \frac{M}{2} v \right) \cong A(u, v) \quad (6)$$

In figure 1, the lens L_2 performs the inverse Fourier transform of $A(u, v)$, resulting in the intensity distribution

$$I(x, y) = a(x, y)^2 \quad (7)$$

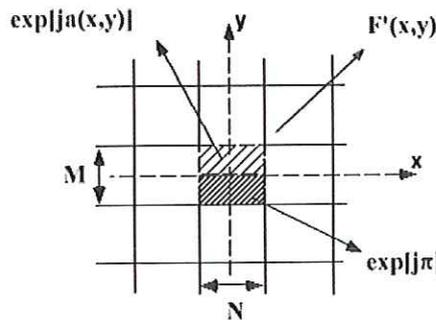


Figure 2: Phase object used to implement the Zero-Order Phase-Contrast Technique. $F'(x,y)$ has $m \times n$ square pixels of size $M \times N$, generated from a gray level image $a(x,y)$ of $m \times n$ square pixels. Each pixel is composed by two regions that modulates different values of phase. One region is formed considering the information of $a(x,y)$, and other by the phase value $\exp[j\pi]$.

Fig. 3 shows the computer simulation of the proposed method. The square root of an image with 256×256 pixels, Fig. 3(a), is used to generate the amplitude information $a(x,y)$. A 512×512 matrix with the phase information $F'(x,y)$ is formed from $a(x,y)$ as described in Fig. 2 and Equation 2. A 512×512 matrix with the image of the amplitude information $S'(u,v)$ in Fourier plane is shown in Fig. 3(b). Only the delimited area in fig. 3(b) is used to recover the original information $a(x,y)$ using the inverse Fourier transform. A 512×512 matrix with the intensity of the recovered distribution is shown in Fig. 3(c).

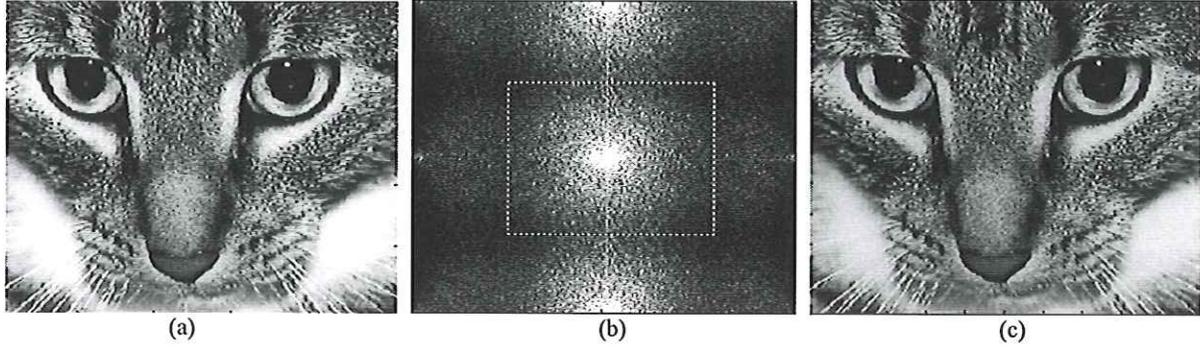


Fig. 3: Computer simulation of the Zero-Order Phase-Contrast Technique. (a) 256×256 gray level image used to generate the amplitude information $a(x,y)$. The distribution $F'(x,y)$ is formed from $a(x,y)$ as described in Fig. 2 and Equation 2; (b) 512×512 matrix with the image of the amplitude information $S'(u,v)$ in Fourier plane. Only the delimited area is used to recover the original information of $a(x,y)$ using the inverse Fourier transform; (c) 512×512 matrix with the intensity of the recovered distribution.

2. IMAGE ENCRYPTION AND DECRYPTION APPLYING THE ZERO-ORDER PHASE-CONTRAST TECHNIQUE

The encoding method used to encrypt a gray level image is similar to the technique described in reference 2. First the distribution $F'(x,y)$ is generated from the gray level image $a(x,y)$ ($0 \leq |a(x,y)| \leq 1$) using Equation 1. The encryption of the phase distribution $F'(x,y)$ is achieved by multiplying a random phase distribution $\exp[j2\pi b(x,y)]$, resulting in an encrypted phase-only mask $F'_e(x,y) = F'(x,y) \exp[j2\pi b(x,y)]$, where $b(x,y)$ is a uniform random distribution in the interval $[0,1]$. Without knowing the key mask $\exp[-j2\pi b(x,y)]$, it is impossible to decode the phase mask $F'_e(x,y)$. The intensity of the encrypted image is recovered by applying the Zero-Order Phase Contrast technique to the phase mask $F'_e(x,y)$ multiplied by the phase mask key $\exp[-j2\pi b(x,y)]$:

$$F'_d = F'_e \cdot \exp[-j2\pi b(x,y)] \quad (8)$$

The experimental set-up in Fig. 4 is used for implementing the decryption applying the Zero-Order Phase-Contrast Technique. A He-Ne laser is used as the coherent light source. An expanded beam of light is incident on two phase Spatial Light Modulator - SLM carefully aligned. The SLM's are two *Seiko-Epson InFocus TVT-6000* operating in phase mostly regime mode between 0 and $1,5\pi$. The SLM's are characterized using the technique described in reference 4. A critical point in the system described in Figure 4 is the alignment between the SLM's. This problem can be minimized by smoothing the information to be modulated. The SLM's are used to simulate the multiplication of the encrypted phase mask with the phase mask key. The first SLM modulates the encrypted information $F'_e(x,y)$, and the second the phase mask key $\exp[-j2\pi b(x,y)]$. The lens L1 implements the optical Fourier transform of the final product in the entrance of a $4f$ optical correlator. In the Fourier plane of the correlator only the zero order component diffraction is

transmitted. The lens L2 implements the inverse Fourier transformed of the components filtered. The recovered information imaged onto a CCD camera and is shown in Fig. 5.

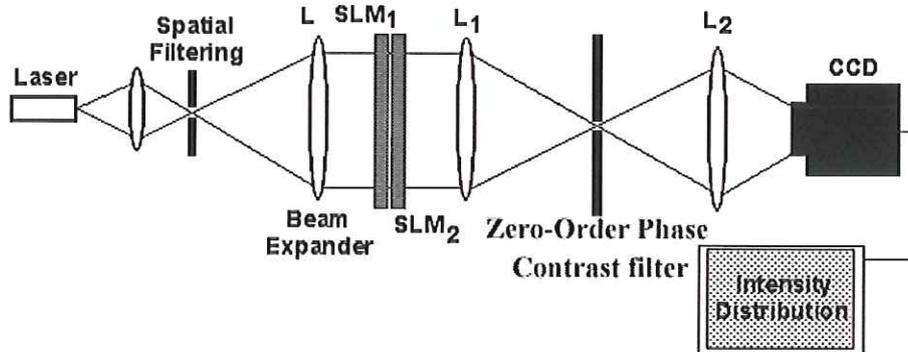


Figure 4: Experimental set-up used for implementing the Zero-Order Phase-Contrast Technique. A He-Ne laser is used as the coherent light source. An expanded beam of light is incident on two phase Spatial Light Modulator - SLM carefully aligned. The SLM's are two *Seiko-Epson InFocus TVT-6000* operating in phase mostly regime mode between 0 and $1,5\pi$. The first SLM modulates the encrypted information $F'_e(x,y)$, and the second the phase mask key $\exp[-j2\pi b(x,y)]$.

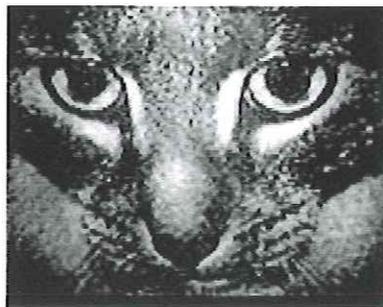


Figure 5: The recovered information imaged onto a CCD camera.

3. CONCLUSION

A simple technique to encrypt/decrypt an image using the Zero-Order Phase Contrast Method was proposed. The encrypted image is recovered when the encrypted phase mask multiplied by a phase key are placed in the input of a $4f$ optical correlator with a spatial filter on the Fourier plane allowing only the transmission of the zero order. The robustness of the encoding is assured by the non-linearities intrinsic to the phase-contrast method and the bandwidth of the random phase distribution.

ACKNOWLEDGEMENTS

This work is supported by FAPESP - Brazil, CNPq - Brazil and FINEP - Brazil.

REFERENCES

1. J. W. Goodman, "Introduction to Fourier optics", 48-54, McGraw-Hill, (1968).
2. L. G. Neto, "Implementation of image encryption using the phase-contrast technique", in Optical Pattern Recognition IX, Proceedings of SPIE, Vol. 3386, p. 284-290, D. P. Casasent, Tien-Hsin Chao; Eds., Orlando'98 SPIE's AeroSense Symposium, April 12-17, 1998.
3. J. Glueckstad, P. C. Mogensen, R. L. Eriksen, "New phase contrast methods for optical processing", in Optical Pattern Recognition XIII, Proc. SPIE Vol. 4734, p. 13-22, David P. Casasent; Tien-Hsin Chao; Eds., Orlando 2002 SPIE's AeroSense Symposium, April 1-5, 2002.
4. Luiz Gonçalves Neto, Danny Roberge and Yunlong Sheng, "Programmable optical phase-mostly holograms with coupled-mode modulation liquid crystal television", Applied Optics 34, 11, 1944-1950, (1995).
5. Luiz Gonçalves Neto, Danny Roberge and Yunlong Sheng, "Full range continuous complex modulation using two coupled-mode liquid crystal televisions", Applied Optics, Vo. 35, No. 23, p. 4567-4576, (1996).