



UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
CENTRO DE CIÊNCIAS FÍSICAS E MATEMÁTICAS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

Maria Gabriela Damaceno Santos

**Processamento óptico com moduladores espaciais de luz: implementação de
portas lógicas para criptografia**

Florianópolis
2025

Maria Gabriela Damaceno Santos

Processamento óptico com moduladores espaciais de luz: implementação de portas lógicas para criptografia

Dissertação submetida ao Programa de Pós-Graduação em Física da Universidade Federal de Santa Catarina para a obtenção do título de mestre em Física.
Orientadora: Prof. Nara Rubiano da Silva, Dra.
Coorientador: Prof. Renné Luiz Câmara Medeiros de Araújo, Dr.

Florianópolis
2025

Ficha catalográfica gerada por meio de sistema automatizado gerenciado pela BU/UFSC.
Dados inseridos pelo próprio autor.

Damaceno Santos, Maria Gabriela
Processamento óptico com moduladores espaciais de luz :
implementação de portas lógicas para criptografia / Maria
Gabriela Damaceno Santos ; orientadora, Nara Rubiano da
Silva, coorientador, Renné Luiz Câmara Medeiros de Araújo,
2025.
89 p.

Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de Santa
Catarina, Centro de Ciências Físicas e Matemáticas,
Programa de Pós-Graduação em Física, Florianópolis, 2025.

Inclui referências.

1. Física. 2. processamento óptico. 3. criptografia
óptica. 4. portas lógicas ópticas. I. da Silva, Nara
Rubiano. II. de Araújo, Renné Luiz Câmara Medeiros . III.
Universidade Federal de Santa Catarina. Programa de Pós
Graduação em Física. IV. Título.

Maria Gabriela Damaceno Santos

Processamento óptico com moduladores espaciais de luz: implementação de portas lógicas para criptografia

O presente trabalho em nível de mestrado foi avaliado e aprovado em 15/08/2025 por banca examinadora composta pelos seguintes membros:

Prof. Douglas Soares Gonçalves, Dr(a).

Departamento de Matemática da Universidade Federal de Santa Catarina

Profa. Juliana Eccher, Dr(a).

Departamento de Física da Universidade Federal de Santa Catarina

Certificamos que esta é a **versão original e final** do trabalho de conclusão que foi julgado adequado para obtenção do título de mestre em Física.



Documento assinado digitalmente

Natalia Vale Asari

Data: 12/11/2025 13:55:43-0300

CPF: ***,497.091-**

Verifique as assinaturas em <https://v.ufsc.br>

Coordenação do Programa de
Pós-Graduação



Documento assinado digitalmente

Nara Rubiano da Silva

Data: 12/11/2025 15:35:04-0300

CPF: ***,284.401-**

Verifique as assinaturas em <https://v.ufsc.br>

Prof. Nara Rubiano da Silva, Dra.
Orientadora

Florianópolis, 2025.

Dedicado aos meus amigos, familiares e aos meus
gatos.

AGRADECIMENTOS

O trabalho contido nessas páginas é fruto de longos anos de dedicação ao caminho que é se tornar uma cientista. É a finalização de uma das tantas etapas que devemos seguir. Por ter tantas pessoas incríveis ao meu lado, que me apoiaram e me proporcionaram tanto conforto durante a minha vida, eu dedico essa seção de agradecimentos.

À minha mãe, Adriana e à minha irmã, Taionara, que cuidou de mim com amor, carinho e leveza, e ao meu pai, Ederson, por tantos outros ensinamentos. Sou extremamente grata pela nossa família e orgulhosa por termos superado tantas adversidades.

Quero também agradecer às minhas queridas amigas, Sely e Nathalia, que me apoiaram nos momentos difíceis e desempenharam um papel muito importante na minha adolescência. Hoje, elas são mulheres que admiro profundamente.

Às pessoas que conheci enquanto eu estava na mesma jornada na física, sou grato a muitos: Maria, Linhares, Greg e Dariva. Obrigado por todos os momentos que compartilhamos, pelas listas de exercícios, pelos happy hours e por toda a ajuda que me deram.

Aos meus amigos Ligia, Sonia, Manu, Felipe, Pedro "Casaca" Borges, Matheus Hitly, Felipe "Gato" Jun, Beatriz "Beazote", Angela, Rapha Pimenta, Lucas Marques e Gustavo Santos, obrigado por tantos momentos maravilhosos nos últimos dois anos — pelos jantares, pelas fofocas, pelos cafés e, principalmente, pela amizade.

Em especial, à Arthur Martineli e sua família, que se tornaram também minha família. Obrigada também aos meus gatos, Adolfo, Belial, Luci Fernandes e Gertrudes, obrigada por todo suporte emocional e por me aturarem.

Aos responsáveis pelo meu crescimento profissional — Nara Rubiano, Renné Medeiros de Araújo e Paulo Henrique Souto Ribeiro — quero expressar minha imensa gratidão por trabalhar com pessoas tão incríveis. Admiro vocês por serem excelentes cientistas, orientadores maravilhosos e queridos amigos. Sou profundamente grata pelas oportunidades passadas, presentes e futuras que vocês me ofereceram.

Esse trabalho só foi possível devido às políticas públicas como o sistema de cotas que me permitiram ingressar em uma universidade de excelência e ao programa de permanência estudantil, por isso gostaria de agradecer aos excelentes políticos e ativistas que lutaram para que a ciência no nosso país fosse mais justa e inclusiva. Por fim, gostaria de agradecer às agências de fomento e amparo à pesquisa, CAPES e CNPq, a todos os servidores do Departamento de Física da UFSC.

*"As for me, I am tormented with an everlasting itch for things remote. I love to sail forbidden seas, and
land on barbarous coasts."
(Herman Melville, 1851)*

RESUMO

A crescente demanda por processamento de dados em tempo real em aplicações como redes neurais e sistemas de controle embarcados tem estimulado a busca por alternativas mais rápidas e eficientes aos sistemas eletrônicos tradicionais. Em resposta, investigamos experimentalmente um esquema de processamento óptico que codifica informações na frente de onda transversal de campos de luz usando moduladores espaciais de luz. Nosso objetivo é explorar os limites do paralelismo impostos por restrições técnicas. Começamos implementando uma porta lógica XOR óptica aplicada a matrizes binárias. Ao analisar a taxa média de erro na operação óptica entre matrizes de tamanhos variados (até 300×300 elementos), analisamos a capacidade de profundidade de bits do sistema e o papel da redundância de informações. Além disso, demonstramos com sucesso a criptação e a descriptação de imagens com chave de uso único (*one-time pad*) para matrizes de até 164×164 elementos. Essas descobertas apoiam o desenvolvimento de um processador óptico de matriz de alta dimensionalidade.

Palavras-chave: processamento óptico. moduladores de luz espaciais. XOR óptica.

ABSTRACT

The growing demand for real-time data processing in applications such as neural networks and embedded control systems has spurred the search for faster, more efficient alternatives to traditional electronic systems. In response, we experimentally investigate an optical processing scheme that encodes information in the transverse wavefront of light fields using spatial light modulators. Our goal is to explore the limits on parallelism imposed by technical constraints. We begin by implementing an optical XOR logic gate applied to binary matrices. By analyzing the average error rate in the optical operation between matrices of varying sizes (up to 300×300 elements), we analyze the bit depth capacity of the system and the role of information redundancy. Furthermore, we successfully demonstrate image encryption and decryption using a *one-time pad* protocol for matrices as large as 164×164 elements. These findings support the development of a high-dimensional matrix optical processor.

Keywords: optical processing. spatial light modulators. XOR logic.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Representação dos tipos de polarização da luz no plano xy: (a) elíptica, (b) linear, (c) circular direita, (d) circular esquerda.	23
Figura 2 – Representação de: (a) Objeto. (b) Imagem com a presença de aberração esférica e (c) presença de astigmatismo.	24
Figura 3 – Representação do funcionamento de modulador baseado em cristal líquido em sílica (LCoS, <i>Liquid crystal on silicon</i>); Uma onda de luz polarizada linearmente incide sobre o cristal com espessura d , cuja birrefringência pode ser controlada por uma tensão elétrica aplicada. O campo elétrico altera o ângulo de orientação dos eixos ópticos do material (θ), modificando a fase da componente da onda ao longo da direção afetada.	28
Figura 4 – Modulador DMD com 1024x768 píxeis a direita ao lado da ampliação de dois microespelhos-pixel a esquerda.	29
Figura 5 – Esquema do arranjo experimental utilizado na calibração de fase do SLM. Um feixe laser com comprimento de 780 nm é expandido e colimado pelas lentes L1 e L2. O furo duplo (FD) gera dois feixes coerentes, sendo um refletido pela região de referência do SLM e outro pela região modulada. A objetiva de microscopia (OM) focaliza os feixes sobre o plano da câmera, onde é registrada o padrão de interferência. Ele é analisado para extrair a relação entre a fase e a escala de cinza aplicada ao SLM.	46
Figura 6 – (a), (c) e (e) — Imagens das franjas de interferência obtidas entre o feixe de referência (fase nula) e feixes modulados com tons de cinza 0, 100 e 255, respectivamente. (b), (d) e (f) — Perfis de intensidade extraídos das imagens, onde a linha pontilhada corresponde ao perfil de referência (b), e a linha contínua o perfil das franjas medidas, cujo deslocamento de fase evidencia o deslocamento das franjas de interferência em função da fase introduzida pelo SLM. Esse deslocamento é proporcional ao retardamento de fase relativo entre a região modulada e de referência, sendo utilizado para calibrar a resposta fase-voltagem do dispositivo.	47
Figura 7 – Curvas experimentais de calibração para (a) SLM GAEA-3 com voltagem mínima de 0,5 V e máxima de 2,25 V e (b) SLM Leto-2 com voltagem mínima 0,5 V e máxima 2,6 V.	47

Figura 8 – Montagem experimental. Um feixe de laser de diodo é expandido e colimado antes de ser enviado ao primeiro SLM. A lente L 1 projeta a imagem do SLM 1 no SLM 2. O beam splitter (BS) direciona a luz à lente L 2 que colima novamente o feixe, e a lente L 3 projeta a imagem do campo no SLM 2 na câmera científico complementar metal-óxido-semicondutor (sCMOS, <i>scientific complementary metal-oxide-semiconductor</i>).	49
Figura 9 – Teste de resolução USAF-1951	51
Figura 10 – Diagrama: As imagens geradas de acordo com a dimensão de matriz desejadas são enviadas aos SLMs, a captura do resultado pela câmera é sincronizada com o SLM 1.	52
Figura 11 – Resultados da operação XOR. (a) Imagem experimental capturada pela câmera. (b) Normalização da imagem (a). (c) Resultado da XOR computacional entre as matrizes. (d) Imagem capturada ao projetar (c) no SLM 1. (e) Normalização da imagem (d).	53
Figura 12 – Imagens experimentais normalizadas correspondente a operação xor entre matrizes de dimensão (a) 8x8, (b) 16x16, (c) 32x32, (d) 64x64.	54
Figura 13 – (a) Intensidade do campo após o SLM 1. (b) Fase da frente de onda em relação à polarização horizontal ($\pi/2$ diagonal e $-\pi/2$ antidiagonal).	58
Figura 14 – Evolução do feixe a uma distância de $z = 40$ cm do SLM 1, após a lente 1. (a) Intensidade. (b) Fase do campo.	58
Figura 15 – (a) Intensidade do feixe imediatamente após o SLM 2. (b) Fase resultante da segunda modulação.	59
Figura 16 – Máscaras de fase aplicadas nos SLMs.	59
Figura 17 – Efeito da <i>half-wave plate</i> (HWP) com orientação de 22,5 graus. (a) Intensidade do campo. (b) Fase ajustada entre 0 e π , correspondendo às componentes H e V.	60
Figura 18 – Campo transmitido após o polarizador de separação (PBS), evidenciando a componente horizontal da polarização.	60
Figura 19 – Padrão de intensidade registrado na câmera.	61
Figura 20 – (a) Imagem capturada do teste de resolução USAF-1951, (b) ampliação da região central, (c) e (d) perfis de intensidade das linhas verticais com larguras de 3 e 4 píxeis, respectivamente.	63
Figura 21 – (a) Função de transferência de modulação da imagem experimental (b) e (c) função de transferência de modulação de (d) imagem obtida por meio de simulação.	64

Figura 22 – Conjunto das 10 imagens experimentais obtidas para uma única dimensão (80×80) e das duas imagens usadas na normalização. As setas brancas indicam padrões de difração causado por poeira. .	65
Figura 23 – Correlação entre os resultados da operação XOR obtidos experimentalmente e computacionalmente.	65
Figura 24 – Correlação entre o resultado experimental e a projeção do resultado computacional no SLM 1.	66
Figura 25 – Correlação entre as imagens teóricas e experimentais após o tratamento.	67
Figura 26 – Operação XOR obtida experimentalmente para as dimensões (a) 10×10 , (c) 60×60 , (e) 120×120 e (g) 300×300 e a respectiva densidade de erros entre elas e as imagens teóricas correspondentes em (b), (d), (f) e (h).	68
Figura 27 – Análise da capacidade de encriptação do sistema para uma imagem correspondente a 164×164 blocos de píxeis. (a) A imagem original, (b) a chave usada, (c) a imagem encriptada correspondente a operação XOR entre (a) e (b), e (d) a mensagem decryptada computacionalmente.	70

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Vetores de Jones para diferentes estados de polarização.	30
Tabela 2 – Matrizes de Jones dos componentes ópticos.	31
Tabela 3 – Tabela verdade da operação XOR representada por modulação de fase e intensidade óptica	33
Tabela 4 – Especificações do laser usado no experimento	48
Tabela 5 – Especificações dos equipamentos digitais usados no experimento .	49
Tabela 6 – Especificações dos componentes ópticos usados no experimento .	50

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

BE	<i>beam expander</i>
BS	beam splitter
CAD	Conversor analógico-digital
DMD	dispositivos digital de micro espelhos
DRPE	codificação de fase aleatória dupla (<i>Double random phase encoding</i>)
FTM	função de transferência de modulação
HWP	placa de meia onda (<i>Half-wave plate</i>)
LCoS	cristal líquido em sílica (<i>Liquid crystal on silicon</i>)
MEMS	Sistemas Microeletromecânicos (<i>Micro-Electro-Mechanical Systems</i>)
OTF	função de transferência óptica (<i>Optical transfer function</i>)
PBS	divisor de Feixes Polarizadores (<i>Polarized beam splitter</i>)
PSF	função de espalhamento pontual (<i>Point Spread Function</i>)
sCMOS	científico complementar metal-óxido-semicondutor (<i>scientific complementary metal-oxide-semiconductor</i>)
SLM	modulador espacial de luz (<i>Spatial light Modulator</i>)

LISTA DE SÍMBOLOS

j	Número imaginário
J	Vetor de Jones
I	Intensidade do campo
η	Índice de refração
nm	Nanômetro
μm	Micrômetro
N/D	Não disponível
mm	Milímetros

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	17
1.1	OBJETIVO GERAL	20
1.2	OBJETIVOS ESPECÍFICOS	20
1.3	ESTRUTURA DA DISSERTAÇÃO	20
2	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	22
2.1	ÓPTICA ONDULATÓRIA	22
2.1.1	Aberrações	24
2.1.2	Polarizadores	25
2.1.3	Retardadores de Onda	26
2.1.4	Moduladores ópticos	26
2.1.5	Formalismo de Jones	29
2.1.6	Descrição matemática do experimento	31
2.2	ÓPTICA DE FOURIER	33
2.3	FUNDAMENTOS DE DIFRAÇÃO E PROPAGAÇÃO ÓPTICA	34
2.3.1	Fundamentos de difração	34
2.3.2	Regime paraxial e equação de propagação	35
2.3.3	Regimes de Fresnel e Fraunhofer	35
2.3.4	Método do Espectro Angular	36
2.3.5	Difração por aberturas finitas	38
2.4	AMOSTRAGEM ESPACIAL, <i>ALIASING</i> E ARTEFATOS	38
2.4.1	Frequência de Nyquist e condições de amostragem	39
2.4.2	Efeitos de <i>ringing</i> e <i>aliasing</i>	39
2.4.3	Apodização	40
2.5	RESOLUÇÃO DE SISTEMAS DE IMAGEM	40
2.6	MODULAÇÃO ESPACIAL E FUNÇÃO DE TRANSFERÊNCIA	41
2.6.1	Função de espalhamento pontual (PSF)	41
2.6.2	Função de transferência e função de modulação	42
2.6.3	Função de transferência e banda passante	42
2.6.4	Distribuição espacial da informação	43
2.6.5	Frequência espacial e limite de resolução	43
2.6.6	Teoria de Abbe para formação de imagem	43
3	CONFIGURAÇÃO EXPERIMENTAL	45
3.1	CALIBRAÇÃO DE FASE	45
3.1.1	Calibração de fase auto-referenciada	46
3.2	ARRANJO EXPERIMENTAL	47
3.3	PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS	50
3.3.1	Teste de Resolução	50

3.3.2	Capacidade de codificação e aquisição de dados	51
3.4	ANÁLISE DE DADOS	53
3.4.1	Análise Quantitativa	54
3.4.2	Método de Cálculo da Correlação	54
3.4.3	Avaliação da Estabilidade e Reprodutibilidade	55
4	ANÁLISE NUMÉRICA	56
4.1	PARÂMETROS DA SIMULAÇÃO	56
4.2	IMPLEMENTAÇÃO NUMÉRICA DA PROPAGAÇÃO	57
4.3	MODELAGEM DO EXPERIMENTO	57
5	RESULTADOS E DISCUSSÃO	62
5.1	RESOLUÇÃO ESPACIAL DO SISTEMA	62
5.2	CAPACIDADE DE CODIFICAÇÃO	64
5.2.1	Densidade de erros	67
5.2.2	Criptografia <i>one-time-pad</i>	69
6	CONCLUSÃO	71
6.1	PERSPECTIVAS FUTURAS	73
7	APÊNDICE	75
	Referências	84

1 INTRODUÇÃO

A segunda década deste século tem sido marcada por uma crescente demanda por processamento de informações. Esse aumento, diretamente relacionado à popularização do acesso a dispositivos eletrônicos, não foi natural, mas decorrente da evolução da indústria de semicondutores. Tal evolução foi guiada pela lei de Moore, que em 1965 previu o crescimento exponencial do número de transistores em um chip (MOORE *et al.*, 1965) e, mais tarde, especulou que esse número dobraria a cada dois anos, mantendo o mesmo custo (MOORE *et al.*, 1975; MOORE, 1998).

No entanto, em algum momento, a busca por maior poder computacional precisaria enfrentar os limites físicos da miniaturização (PACKAN, 1999; POP; SINHA; GOODSON, 2006; YAN; OURMAZD; LEE, 1992; MARKOV, 2014), onde a eficiência energética e a dissipação de calor demonstravam ser os principais desafios (SHALF, 2020; CAO, W. *et al.*, 2023). Diante desse cenário, explorar arquiteturas alternativas de processamento de informação torna-se uma estratégia promissora para contornar tais limitações.

Nesse contexto, a computação óptica¹ surge com a proposta de utilizar luz para realizar cálculos ou processar dados, em vez de eletricidade como nos computadores tradicionais. A computação óptica supera gargalos de velocidade e consumo de energia característicos de sistemas eletrônicos tradicionais (BELL, 1986; SILVA *et al.*, 2014; MCMAHON, 2023). Estudos recentes demonstram seu potencial tanto em computação geral quanto em aplicações de redes neurais (LIN *et al.*, 2018; COLBURN *et al.*, 2019; HAMERLY *et al.*, 2019; FELDMANN *et al.*, 2021; ZUO *et al.*, 2021), além de sua capacidade para emular sistemas quânticos (KONI; BEZUIDENHOUT; NAPE, 2024).

O campo da computação óptica tem suas raízes nos avanços em holografia (1948) e no desenvolvimento do laser (1960) (GABOR, 1948; MAIMAN, 1960). Em 1972, surgiram os primeiros sistemas que utilizavam lentes para transformar um sinal de entrada em uma saída via transformada de Fourier. A ideia de utilizar as propriedades da luz – como sua velocidade e alto grau de paralelismo – para processar informação a uma alta taxa de transmissão motivou uma onda de avanços entre as décadas de 1980 e 2000. Apesar do entusiasmo, ficou claro que não era possível competir com a evolução acelerada da computação eletrônica tradicional mesmo com a evolução não trivial dos dispositivos ópticos (LEITH, 2002).

A ascensão do processamento fotônico tornou-se possível com o advento dos moduladores espaciais de luz (SLMs), dispositivos capazes de controlar a fase e a amplitude de um feixe luminoso (CASASENT, 1977). O primeiro SLM de cristal líquido foi desenvolvido na década de 1970 com uma matriz de 2 x 8 píxeis, evoluindo para dispositivos com 128 x 128 píxeis e passo (distância entre os centros de píxeis adjacen-

¹ A expressão computação fotônica também pode ser utilizada para descrever a mesma tecnologia

tes) de 300 μm em 1975 (LABRUNIE; ROBERT; BOREL, 1975). Nesse momento, ficou claro que o desenvolvimento de dispositivos moduladores de luz era o cerne do processamento óptico em tempo real: dispositivos mais eficientes permitiriam processamento mais eficiente.

Desde então, inúmeros protótipos de SLMs foram propostos, mas apenas alguns alcançaram maturidade tecnológica. SLMs de cristal líquido nemáticos e ferroelétricos torcidos, por exemplo, são capazes de atingir velocidades da ordem de quilohertz, apesar da limitada gama de aplicações. Por outro lado, SLMs de cristal líquido nemático alinhado em paralelo oferecem modulação de fase pura superior a 2π , ideal para aplicações de alta eficiência luminosa, como elementos ópticos difrativos dinâmicos, com velocidades de até 500 Hz. Pela primeira vez, dispositivos SLMs comerciais atendem aos requisitos de velocidade, capacidade de modulação e resolução para uso em processadores ópticos (AMBS, 2010).

Com o amadurecimento das tecnologias de modulação e a crescente demanda por segurança em comunicação, a computação fotônica passou a ocupar um papel central também no campo da criptografia. A criptografia óptica, em particular, emergiu como uma aplicação promissora, utilizando as propriedades da luz para garantir sigilo e autenticação. A técnica de codificação de fase aleatória dupla (DRPE, *Double random phase encoding*) foi introduzida como um dos métodos mais robustos (REFREGIER; JAVIDI, 1995), envolvendo a aplicação de duas máscaras de fase aleatórias, uma no plano espacial e outra no plano de Fourier (JAVIDI; NOMURA, 2000).

Paralelamente a essas abordagens, surgiram sistemas baseados na operação lógica XOR óptica, os quais se destacam por sua simplicidade estrutural e compatibilidade com moduladores espaciais de luz (MOGENSEN; GLÜCKSTAD, 2000; UNNIKRISHNAN; POHIT; SINGH, 2000; MOGENSEN; GLÜCKSTAD, 2000; TU; CHENG; CHEN, 2004; KUMAR; FATIMA; NISHCHAL, 2019). Essa abordagem consiste na superposição direta de duas frentes de onda com fases binárias (0 e π), de modo que a codificação e decodificação possam ser realizadas por modulação de fase e leitura polarizada (HAN *et al.*, 1999). O processo de encriptação é realizado pela aplicação de uma máscara de fase com padrão pseudoaleatório, e a decifração ocorre através da inserção de uma chave complementar que anula o efeito da máscara original. Essa operação resulta efetivamente em uma soma módulo 2 (XOR) entre as fases binárias das máscaras.

Muitas das informações aqui apresentadas baseiam-se no artigo de revisão *Optical Computing: A 60-Year Adventure*, de Pierre Ambs (2010). Na última seção do artigo, intitulada *Optical Computing Today*, o autor afirma que “*optical computing is no longer so active, it is not dead but it has evolved*” (AMBS, 2010). Essa análise revela uma narrativa de persistência e transformação tecnológica, reflexo de uma comunidade científica que, apesar dos desafios, manteve-se engajada em avançar um campo à

frente de seu tempo.

A história da computação fotônica mostra que a ciência possui seu próprio ritmo, e que, por vezes, transformações significativas ocorrem em curtos intervalos de tempo. Desde 2010, observamos um ressurgimento do interesse na área. Atualmente, dispomos de SLMs com resolução de até 4K e taxas de atualização de até 180 Hz, além de equipamentos de detecção avançados. Combinados ao poder da computação eletrônica moderna, esses avanços permitiram uma nova onda de desenvolvimento tecnológico na computação óptica. Processadores óticos já estão sendo utilizados para Processadores óticos (FELDMANN *et al.*, 2021; ZUO *et al.*, 2021; PACKAN, 1999; POP; SINHA; GOODSON, 2006; CAO, W. *et al.*, 2023).

Nos últimos anos, uma série de investigações demonstrou a crescente capacidade de processamento e a viabilidade de escalabilidade de chips fotônicos para computação de alto desempenho. Por exemplo, em (FELDMANN *et al.*, 2021) apresentaram um acelerador óptico integrado capaz de atingir ordens de grandeza de 10^{12} operações de multiplicação-acumulação por segundo em condições experimentais específicas (multiplexação por comprimento de onda e memória em materiais de mudança de fase). De forma complementar, estudos sobre redes neurais totalmente ópticas analisam a propagação de erro e a evolução do desempenho à medida que se aumenta o número de neurónios e ligações, validando a viabilidade de arquiteturas maiores e identificando limites práticos de escalabilidade (ZUO *et al.*, 2021). Em conjunto, essas contribuições indicam que os processadores óticos avançaram além de provas de conceito, aproximando-se de soluções escaláveis quando avaliadas por métricas como rendimento computacional por área e paralelismo intrínseco.

Motivado por esse panorama, o presente trabalho investiga os limites de escalabilidade de Sistemas baseados em moduladores espaciais de luz (SLM), variando a dimensão da matriz binária projetada no SLM e comparando quantitativamente o desempenho com limites previamente reportados em (ZUO *et al.*, 2021). Demonstramos que, com equipamento comumente disponível em laboratórios de óptica (fontes coerentes, lentes de Fourier, câmaras e SLM comerciais), é possível implementar um processador fotônico dedicado capaz de executar tarefas que variam desde simulação de algoritmos de computação quântica (NAPE *et al.*, 2024) até aceleração de cálculos em redes neurais (TSAKYRIDIS *et al.*, 2024).

Discute-se também a robustez do esquema proposto, avaliada na ausência de algoritmos de correção de erro, bem como as limitações experimentais observadas. Por fim, o sistema é aplicado a um cenário de criptografia óptica, em que um dos moduladores espaciais de luz carrega a informação codificada (mensagem) e o segundo atua como chave de decodificação. Essa configuração demonstra o potencial do arranjo para a transmissão segura de dados e para o desenvolvimento de protocolos óticos de encriptação baseados em modulação de fase.

1.1 OBJETIVO GERAL

Este trabalho apresenta uma investigação experimental e quantitativa das limitações fundamentais de um sistema óptico no espaço livre que utiliza os graus de liberdade espacial transversal da luz no processamento de dados, guardando semelhanças com arquitetura proposta em (HENGEVELD *et al.*, 2021), utilizando a polarização como grau auxiliar para conversão de modulação de fase em modulação de amplitude (DAVIS *et al.*, 2000).

Sendo o objetivo geral investigar experimentalmente a viabilidade e a eficiência do processamento de informação baseado em óptica, por meio da implementação da porta lógica XOR, busca-se explorar o alto paralelismo intrínseco à codificação e manipulação de dados na frente de onda de um feixe de luz.

1.2 OBJETIVOS ESPECÍFICOS

Os objetivos específicos deste trabalho incluem a montagem e calibração de um arranjo experimental capaz de realizar a operação lógica XOR utilizando moduladores espaciais de luz (SLMs); o desenvolvimento de um sistema de aquisição e controle automatizado, implementado em Python, para garantir a reprodutibilidade e escalabilidade dos experimentos; a codificação de matrizes de dados na polarização da luz com diferentes dimensões ($N \times N$), com o propósito de quantificar a densidade de informação suportada e recuperada após a operação XOR óptica; a avaliação da eficiência de recuperação da informação em função da densidade de codificação; e, por fim, a aplicação do sistema desenvolvido em um cenário de criptografia, com o intuito de demonstrar sua viabilidade prática em segurança da informação baseada em computação óptica.

1.3 ESTRUTURA DA DISSERTAÇÃO

Esta dissertação está organizada de modo a conduzir o leitor, progressivamente, pelos fundamentos teóricos, procedimentos metodológicos e resultados obtidos ao longo da pesquisa.

No Capítulo 2, são apresentados os conceitos fundamentais necessários à compreensão da física envolvida no processamento óptico, com destaque para a polarização da luz e sua interação com materiais birrefringentes, como os moduladores espaciais de luz (SLMs). Em seguida, aborda-se a óptica de Fourier, contemplando fenômenos essenciais como difração em bordas, propagação da luz em diferentes planos e transferência de informação no domínio espacial e de frequência.

O Capítulo 3 descreve os materiais e métodos utilizados na realização do trabalho experimental, em conformidade com os objetivos específicos estabelecidos na

Seção 1.2. Na sequência, é apresentado o estudo numérico do sistema, detalhando as estratégias adotadas para a simulação da operação criptográfica proposta.

O Capítulo 5 traz uma análise dos dados obtidos, interpretando-os à luz dos objetivos propostos e da literatura. Por fim, são apresentadas as conclusões do estudo, acompanhadas de sugestões para investigações futuras que possam ampliar e aprofundar as contribuições aqui desenvolvidas.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Este capítulo apresenta os conceitos essenciais necessários para a compreensão e o desenvolvimento deste trabalho. O capítulo está dividido em duas partes principais: óptica ondulatória e óptica de Fourier.

Na primeira seção, a luz é descrita como uma onda eletromagnética, delineando suas propriedades fundamentais, incluindo polarização, intensidade e fase. Em seguida, exploraremos os diferentes tipos de polarização e como eles são representados no plano transversal. Além disso, discutiremos a interação da luz com a matéria, abordando tópicos como polarizadores, retardadores e moduladores. O capítulo conclui com uma introdução ao formalismo de Jones e uma descrição matemática do experimento.

Em seguida, utilizamos o formalismo de Fourier para conceituar a luz como uma série de ondas. Essa base nos ajuda a compreender a propagação da luz, a formação de imagens, a difração e a resolução de um sistema óptico.

A fundamentação teórica aqui apresentada estabelece as bases para a análise e interpretação dos resultados experimentais, conectando os princípios ópticos ao objetivo principal deste estudo. O conteúdo deste capítulo segue, em grande parte, o apresentado na quinta edição do livro *Optics* de Eugene Hecht (HECHT; ZAJAC, 2002), além de *Introduction to Fourier Optics* de Joseph W. Goodman (GOODMAN, 2005), *Principles of optics* de Max Born (BORN; WOLF, 1999) e *Fundamentals of photonics* de Bahaa E. A. Saleh e Malvin Carl Teich (SALEH; TEICH, 2019).

2.1 ÓPTICA ONDULATÓRIA

A luz é uma manifestação da radiação eletromagnética, que consiste na propagação acoplada de campos elétrico e magnético oscilantes. Esses campos são perpendiculares entre si e à direção de propagação da onda, formando uma onda transversal. No vácuo, a radiação eletromagnética se propaga com velocidade $c \approx 3 \times 10^8$ m/s, obedecendo às equações de Maxwell.

De modo geral, uma onda eletromagnética pode ser caracterizada em qualquer ponto no espaço-tempo por sua frequência (ou comprimento de onda), intensidade, fase e polarização. A radiação eletromagnética cobre uma ampla faixa de frequências, desde ondas de rádio até raios gama.

O campo elétrico propagante em uma direção arbitrária $\vec{r} = x\hat{x} + y\hat{y} + z\hat{z}$ pode ser descrito matematicamente como

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E_0 \exp j(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \varphi), \quad (1)$$

$\omega = 2\pi f$ é a frequência angular e está associada à frequência da oscilação. Já a variação espacial ($\vec{k} \cdot \vec{r}$) determina a orientação e periodicidade da frente de onda, e a

fase inicial φ representa o deslocamento da oscilação no tempo ou no espaço, onde $\vec{k} = k_x\hat{i} + k_y\hat{j} + k_z\hat{k}$ é o vetor de propagação, E_0 é a amplitude do campo e cujo o campo magnético associado ao campo $\vec{E}$ satisfaz:

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \frac{1}{c} \hat{k} \times \vec{E}(\vec{r}, t). \quad (2)$$

A intensidade, ou irradiância, consiste na quantidade de luz iluminando uma superfície, relacionada à densidade de energia que o campo eletromagnético transporta, é descrita pelo vetor de Poynting:

$$\vec{S} = \frac{1}{\mu_0} \vec{E} \times \vec{B}, \quad (3)$$

e cujo módulo representa a potência por unidade de área propagada na direção da onda. No caso de uma onda plana no vácuo, a intensidade média é:

$$I = \langle |\vec{S}| \rangle = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c E_0^2, \quad (4)$$

onde ε_0 é a permissividade do vácuo.

A polarização, por outro lado, é uma característica associada à orientação do campo elétrico ao longo do tempo. Em óptica paraxial, onde a propagação ocorre predominantemente ao longo do eixo z , o campo elétrico oscila no plano transversal (xy), descrevendo diferentes trajetórias de acordo com a relação de fase e a razão de amplitudes entre as componentes E_x e E_y .

Essas trajetórias podem ser elípticas (Figura 1a), lineares (Figura 1b) ou circulares (Figura 1c-d). A descrição matemática completa encontra-se na Equação (1). No caso geral, quando $E_x \neq E_y$ e $\varphi \notin \{0, \pi\}$, a extremidade de $\vec{E}$ descreve uma elipse no plano xy , caracterizando a polarização elíptica. A forma e a orientação da elipse são determinadas pela razão entre as amplitudes E_y/E_x e pela diferença de fase φ .

Para $\varphi = \pm\pi/2$ e $E_x = E_y$, a extremidade de $\vec{E}$ descreve uma circunferência, o que define a polarização circular. O sentido de rotação depende do sinal de φ .

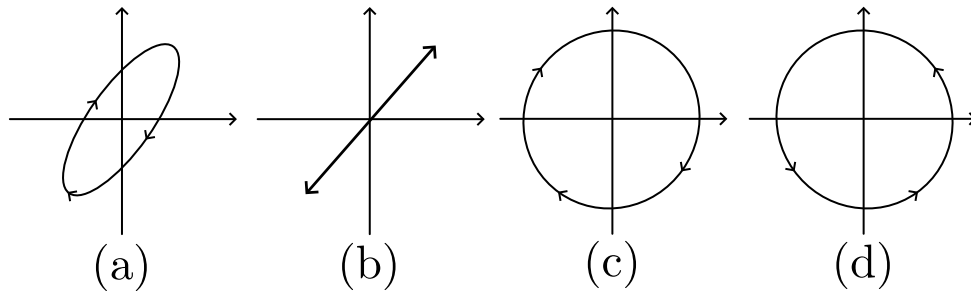


Figura 1 – Representação dos tipos de polarização da luz no plano xy : (a) elíptica, (b) linear, (c) circular direita, (d) circular esquerda.

Fonte: Elaborada pela autora.

2.1.1 Aberrações

Antes de avançarmos na análise dos fenômenos ondulatórios da luz, é necessário revisitar brevemente um aspecto fundamental da óptica geométrica que possui implicações significativas nos experimentos realizados: as aberrações ópticas. Embora o traçado de raios seja uma ferramenta extremamente útil para a projeção e compreensão de sistemas ópticos, sua eficácia depende da validade da aproximação paraxial. Essa aproximação considera apenas raios que se propagam próximos ao eixo óptico principal e com pequenos ângulos de inclinação. No entanto, quando o sistema óptico envolve feixes oblíquos ou distantes do eixo, essa simplificação deixa de ser válida, e os efeitos de ordem superior passam a dominar a formação da imagem.

As aberrações ópticas representam os desvios entre a imagem real formada por um sistema e aquela prevista por um modelo idealizado baseado em óptica geométrica (HECHT; ZAJAC, 2002; BORN; WOLF, 1999). Tais desvios afetam diretamente a qualidade da imagem e a fidelidade com que a frente de onda é manipulada. Quando a fonte de luz é monocromática, ou seja, composta por um único comprimento de onda, as aberrações que se manifestam são exclusivamente geométricas e independem da dispersão do meio. Dentre essas, as que mais comumente influenciam os resultados experimentais são a aberração esférica, o coma e o astigmatismo, algumas ilustradas na Figura 2.

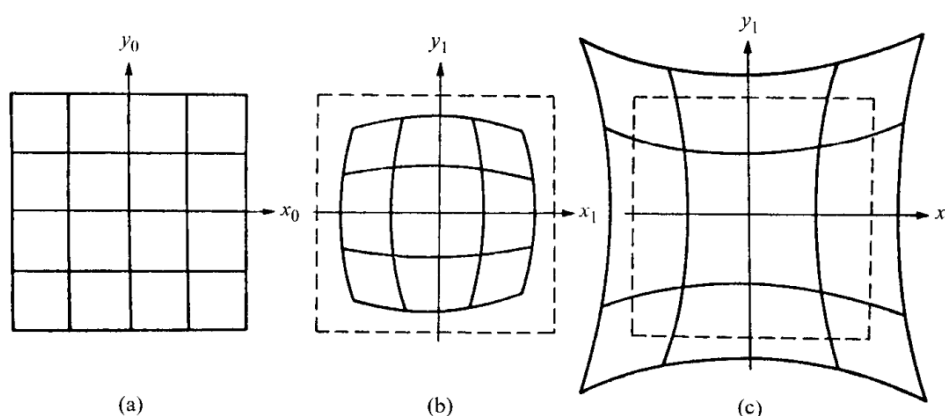


Figura 2 – Representação de: (a) Objeto. (b) Imagem com a presença de aberração esférica e (c) presença de astigmatismo.

Fonte: Born e Wolf (1999)

A aberração esférica ocorre quando raios que incidem em diferentes regiões da lente são focalizados em posições distintas ao longo do eixo óptico, devido à variação da distância focal com a altura de incidência. Como consequência, a imagem perde definição, especialmente nas bordas (Figura 2b). O coma (sem representação na Figura 2), por sua vez, manifesta-se quando um feixe de luz inclinado em relação ao eixo óptico é focalizado de forma assimétrica, gerando uma imagem distorcida, com cauda

alongada, que compromete a simetria esperada. Já o astigmatismo ocorre quando os planos ortogonais do feixe são focalizados em diferentes posições longitudinais, o que resulta em imagens alongadas em direções perpendiculares dependendo da posição de observação (Figura 2c).

Mesmo em sistemas ópticos projetados para operar com alta precisão, essas aberrações introduzem distorções que afetam a distribuição de intensidade e fase no plano de observação. Por isso, seu reconhecimento e, quando possível, sua correção, são etapas fundamentais para garantir a confiabilidade dos dados obtidos experimentalmente.

2.1.2 Polarizadores

A função fundamental de um polarizador é permitir a passagem de apenas uma componente da polarização transversal, bloqueando ou desviando as demais. Quando a luz incidente é não polarizada ou parcialmente polarizada, o resultado é um feixe com polarização linear bem definida.

O funcionamento dos polarizadores está baseado em mecanismos físicos que envolvem a anisotropia óptica do meio. Entre os principais princípios que regem sua operação estão a absorção seletiva e a birrefringência, onde a resposta do material é distinta para direções ortogonais de polarização. A luz cuja polarização se alinha à direção de maior absorção é atenuada, enquanto a componente perpendicular é transmitida com eficiência. Este é o princípio utilizado em polarizadores de Polaroid, amplamente empregados em aplicações práticas pela sua simplicidade e eficácia.

Já no caso da birrefringência, a separação das componentes de polarização ocorre devido à diferença nos índices de refração que a luz encontra ao se propagar por diferentes direções dentro de um material anisotrópico. Um exemplo clássico desse tipo de comportamento pode ser observado em cristais como a calcita, nos quais a luz se decompõe, dentro do cristal, em dois feixes com velocidades distintas e polarizações ortogonais. Dependendo da configuração geométrica e da espessura do material, é possível utilizar esse fenômeno para modificar a fase relativa entre as componentes, como ocorre nas chamadas placas de onda, ou retardadores de onda.

Outro fenômeno relacionado é a polarização por reflexão seletiva. Quando a luz incide sobre uma superfície dielétrica em um ângulo específico conhecido como ângulo de Brewster, a componente de polarização paralela ao plano de incidência não é refletida, enquanto a componente perpendicular é parcialmente refletida, resultando em luz refletida polarizada. Esse princípio é explorado em experimentos que demandam a análise de polarização a partir de superfícies metálicas ou dielétricas.

2.1.3 Retardadores de Onda

Retardadores de onda são dispositivos ópticos passivos que introduzem uma diferença de fase controlada entre duas componentes ortogonais da polarização de um feixe de luz. Essa defasagem é obtida por meio da propagação da luz através de materiais birrefringentes, nos quais os índices de refração diferem para direções perpendiculares de polarização, denominadas eixos ordinário (o) e extraordinário (e). Quando um feixe de luz polarizada atravessa tal meio, cada componente se propaga com velocidade distinta, resultando em um atraso relativo de fase entre elas. Essa propriedade torna os retardadores ferramentas fundamentais para a manipulação do estado de polarização da luz, sendo largamente empregados em combinação com polarizadores e moduladores espaciais.

A quantidade de retardo introduzida por um dispositivo desse tipo depende da espessura da amostra birrefringente, da diferença entre os índices de refração principais do material, e do comprimento de onda da radiação incidente. Esse retardo de fase, geralmente expresso em radianos, pode ser calculado por meio da relação

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi\Delta n d}{\lambda}, \quad (5)$$

em que $\Delta\varphi$ representa a diferença de fase acumulada entre as componentes ordinária e extraordinária, $\Delta n = n_e - n_o$ é a birrefringência do material, d é a espessura da placa e λ o comprimento de onda da luz incidente. Essa equação ressalta o caráter dispersivo dos retardadores e a necessidade de considerar cuidadosamente a faixa espectral de operação do sistema óptico.

Retardadores são usualmente projetados para fornecer retardos específicos, como $\lambda/2$ ou $\lambda/4$, correspondendo respectivamente às chamadas placas de meia onda e quarto de onda. A placa de meia onda é capaz de girar a direção da polarização linear em relação ao seu eixo óptico, enquanto a placa de quarto de onda converte polarização linear em circular e vice-versa, dependendo da orientação relativa entre a polarização incidente e o eixo da placa.

Na prática, esses dispositivos são construídos com cristais birrefringentes naturais, como a calcita e o quartzo, ou com polímeros polarizantes que reproduzem a anisotropia óptica. Em situações que exigem estabilidade térmica e desempenho espectral amplo, são utilizadas configurações compostas que permitem compensar variações de fase em diferentes comprimentos de onda.

2.1.4 Moduladores ópticos

Moduladores ópticos são dispositivos capazes de alterar propriedades fundamentais de um feixe de luz — como intensidade, fase ou polarização — em resposta à aplicação de estímulos externos, como campos elétricos, magnéticos ou estresse

mecânico. Entre os dispositivos moduladores, destacam-se os moduladores eletro-ópticos, moduladores acústico-ópticos, dispositivos digital de micro espelhos (DMD) e moduladores baseados em cristais líquidos (modulador espacial de luz (SLM, *Spatial light Modulator*)).

Diversas classes de efeitos físicos podem ser exploradas na construção de moduladores ópticos. O efeito Pockels, por exemplo, ocorre em cristais não centro-simétricos e consiste na indução de uma birrefringência linearmente proporcional ao campo elétrico aplicado. Já o efeito Kerr representa um fenômeno não linear, em que a birrefringência é proporcional ao quadrado do campo elétrico. O efeito Faraday, por sua vez, é de natureza magneto-óptica e induz uma rotação do plano de polarização quando um campo magnético é aplicado ao longo da direção de propagação da luz. Além disso, em materiais isotrópicos sob tensão ou compressão, pode-se observar a birrefringência induzida por estresse, fenômeno conhecido como fotoelasticidade (HECHT; ZAJAC, 2002).

No contexto deste trabalho, o foco recai sobre os moduladores espaciais baseados em LCoS, cuja operação se fundamenta na modulação da birrefringência através da reorientação molecular sob ação de campos elétricos aplicados localmente, como representado na Figura 3. Um LCoS típico consiste em uma célula preenchida com material de cristal líquido, intercalada entre dois substratos de vidro com eletrodos transparentes e orientadores superficiais. A aplicação de uma tensão elétrica entre os eletrodos provoca a reorientação das moléculas anisotrópicas de cristal líquido, alterando o índice de refração efetivo experimentado pela luz que atravessa o dispositivo.

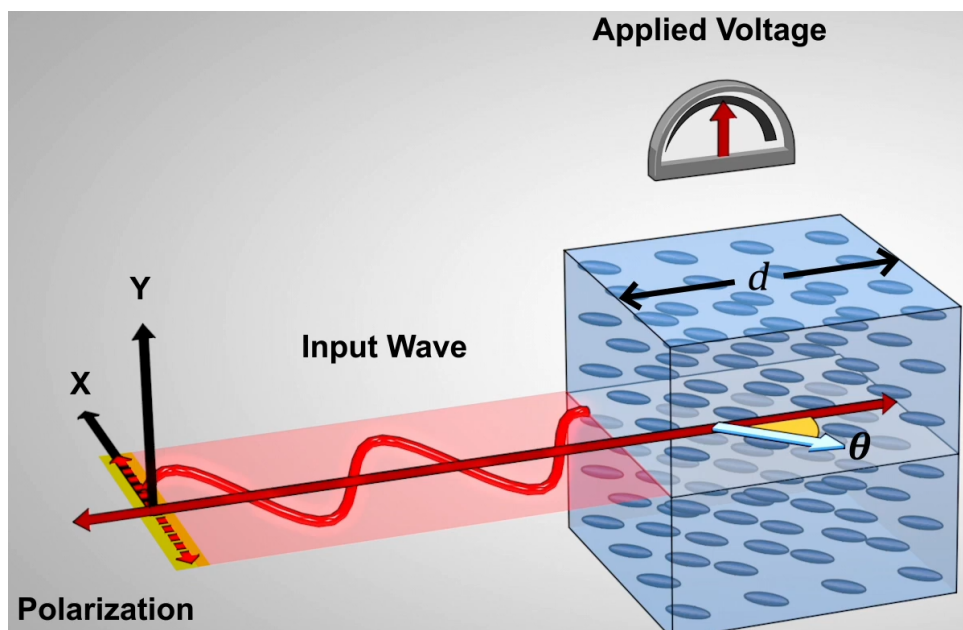


Figura 3 – Representação do funcionamento de modulador baseado em LCoS; Uma onda de luz polarizada linearmente incide sobre o cristal com espessura d , cuja birrefringência pode ser controlada por uma tensão elétrica aplicada. O campo elétrico altera o ângulo de orientação dos eixos ópticos do material (θ), modificando a fase da componente da onda ao longo da direção afetada.

Fonte: Imagem extraída do vídeo institucional da Thorlabs sobre moduladores eletro-ópticos [THORLABS, s.d.].

Os dispositivos DMD são moduladores espaciais de luz baseados em tecnologia de Sistemas Microeletromecânicos (MEMS, *Micro-Electro-Mechanical Systems*), compostos por uma matriz de microespelhos inclináveis individualmente e controlados por eletrônica CMOS subjacente. Cada espelho atua como um pixel binário, podendo se inclinar tipicamente em $\pm 12^\circ$, refletindo a luz em uma direção ou fora de um sistema óptico, conforme o estado lógico armazenado em uma célula SRAM associada (MA, 2015). A Figura 4 representa um pixel individual de um dispositivo DMD.

A resolução dos dispositivos DMD varia conforme a aplicação, sendo o formato XGA (1024×768 espelhos) um dos mais amplamente utilizados. O avanço para estruturas com passo de espelho reduzido (de $17 \mu\text{m}$ para $13,7 \mu\text{m}$), maior ângulo de inclinação e interfaces de alta velocidade (como LVDS) permitiu uma melhoria significativa na taxa de modulação e na eficiência óptica. Dispositivos modernos alcançam taxas de atualização binária de até 9.700 quadros por segundo para a matriz completa e até 40.000 quadros por segundo em operação parcial. Em modos de cinza com modulação por largura de pulso (PWM), são possíveis profundidades superiores a 14 bits por cor, o que viabiliza aplicações como cinema digital e exibição volumétrica em 3D (DUDLEY; DUNCAN; SLAUGHTER, 2003).

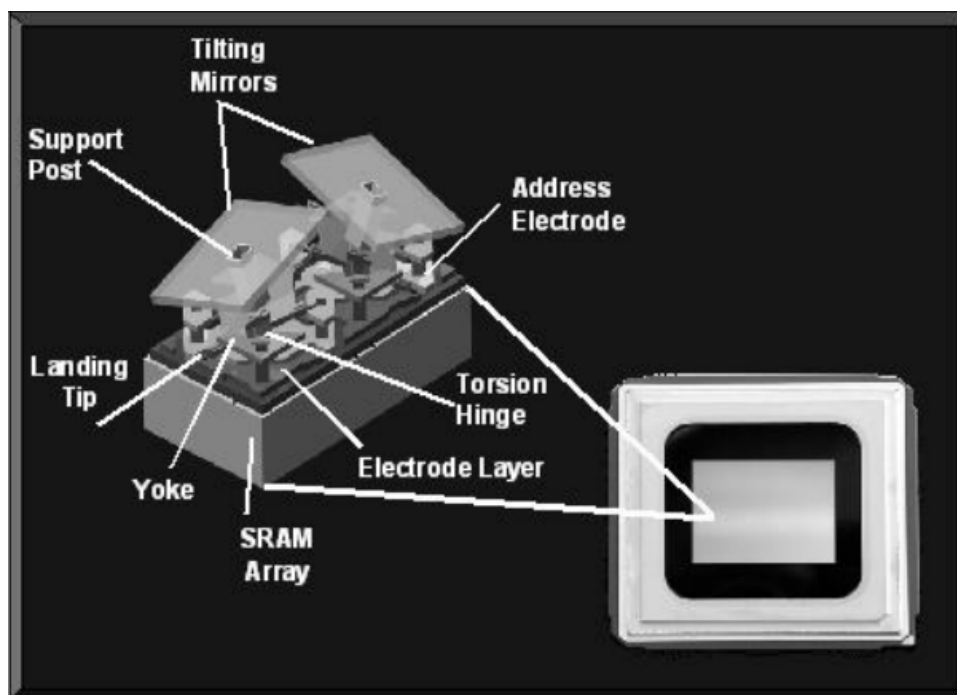


Figura 4 – Modulador DMD com 1024x768 píxeis a direita ao lado da ampliação de dois microespelhos-pixel a esquerda.

Fonte: Imagem extraída do artigo *Emerging Digital Micromirror Device (DMD) Applications* (DUDLEY; DUNCAN; SLAUGHTER, 2003).

Comparativamente aos moduladores espaciais líquidos (SLMs) baseados em cristal líquido, os DMDs apresentam vantagens significativas em velocidade (ordens de magnitude superiores), robustez espectral (operando em faixas que vão do ultravioleta ao infravermelho próximo), e contraste (*full-on/full-off* acima de 1000:1). Por outro lado, SLMs oferecem modulação de fase contínua, enquanto DMDs operam tipicamente em modo binário ou por PWM, o que pode limitar sua aplicação direta em sistemas interferométricos ou de óptica adaptativa.

Para modelar matematicamente os efeitos desses dispositivos sobre o estado de polarização da luz, utilizamos o formalismo de Jones, que será discutido na próxima seção.

2.1.5 Formalismo de Jones

Inventado em 1941 por R. C. Jones, o formalismo de Jones é uma ferramenta matemática que utiliza a álgebra matricial para descrever o estado de polarização da luz (JONES, 1941), representado pelo vetor de Jones, e sua interação com elementos ópticos, como polarizadores, placas de onda e espelhos, representados pelas matrizes de Jones.

O campo elétrico descrito pela equação Equação (1) é caracterizado pelos envelopes complexos do campo $E_x \exp(j\phi_x)$ e $E_y \exp(j\phi_y)$, que representam, respec-

tivamente as componentes x e y do campo elétrico. É conveniente escrever essas quantidades na forma matricial,

$$\mathbf{J} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}, \quad (6)$$

conhecido como vetor de Jones. A partir dele é possível determinar a intensidade total do campo,

$$I = (|E_x|^2 + |E_y|^2)/2\eta, \quad (7)$$

onde η é o índice de refração. A partir da razão E_y/E_x e da diferença de fase $\varphi = \varphi_y - \varphi_x = \arg(E_y) - \arg(E_x)$ é possível determinar a orientação e a forma da elipse de polarização.

A Tabela 1 mostra os vetores de Jones para casos especiais de estados de polarização.

Tabela 1 – Vetores de Jones para diferentes estados de polarização.

Polarização	Estado	Vetor de Jones
Linear	Horizontal	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$
	Vertical	$\begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$
	Inclinada em θ	$\begin{bmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{bmatrix}$
Circular	Direita (horário)	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -j \end{bmatrix}$
	Esquerda (anti-horário)	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ j \end{bmatrix}$
Elíptica	Geral	$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y e^{j\varphi} \end{bmatrix}$

Fonte: Saleh e Teich (2019).

As matrizes de Jones são operadores utilizados para descrever o comportamento de diversos elementos ópticos, como lentes, polarizadores e divisores de feixe. Esses operadores atuam sobre os vetores de Jones para alterar ou analisar o estado de polarização da luz. A Tabela 2 apresenta algumas das matrizes de Jones mais comumente utilizadas no contexto experimental.

Tabela 2 – Matrizes de Jones dos componentes ópticos.

Componente	Matriz de Jones	Descrição
placa de meia onda (HWP, <i>Half-wave plate</i>)	$\begin{bmatrix} \cos(2\theta) & \sin(2\theta) \\ \sin(2\theta) & -\cos(2\theta) \end{bmatrix}$	Rotaciona o estado de polarização da luz em função do ângulo θ entre o eixo óptico da placa e o eixo horizontal.
divisor de Feixes Polarizadores (PBS, <i>Polarized beam splitter</i>)	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$	Transmite o componente horizontal da polarização e reflete o componente vertical.

Fonte: Saleh e Teich (2019)

Como abordado na Seção 2.1.4, o dispositivo SLM é um modulador de fase de LCoS, um material birrefringente, onde cada pixel localizado em um ponto xy é individualmente controlado por uma tensão $V = V(x,y)$. Essa tensão modifica o índice de refração extraordinário $n_e(V)$ da componente horizontal do feixe, alterando, consequentemente, a fase do feixe transmitido ou refletido (ERIKSEN; MOGENSEN; GLÜCKSTAD, 2001). A matriz de Jones associada ao SLM pode ser escrita como:

$$\mathbf{J}_{\text{SLM}} = \begin{bmatrix} \exp\left(j\frac{2\pi}{\lambda}dn_e(x,y)\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(j\frac{2\pi}{\lambda}dn_0\right) \end{bmatrix}, \quad (8)$$

onde d é a espessura da célula do SLM e n_0 o índice de refração ordinário do cristal líquido. A fase global, comum a ambos os eixos de polarização, pode ser fatorada e desconsiderada, resultando em:

$$\mathbf{J}_{\text{SLM}} = \begin{bmatrix} \exp(j\varphi(x,y)) & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (9)$$

sendo $\varphi(x,y) = \frac{2\pi}{\lambda}d(n_e(x,y) - n_0)$ o retardamento de fase induzido pela tensão aplicada a cada pixel. A matriz de Jones é especialmente adequada para compreender o comportamento da luz polarizada ao longo do sistema experimental. A seguir, serão apresentadas as expressões utilizadas para modelar cada elemento óptico do experimento e a composição total do sistema a partir dessas matrizes.

2.1.6 Descrição matemática do experimento

Um aspecto central do experimento é o uso da polarização como um grau de liberdade auxiliar, fundamental para converter uma modulação de fase em uma modulação de amplitude. Essa conversão é realizada por meio de uma sequência específica de elementos ópticos. A modulação de fase em apenas uma componente da polarização pode gerar estados de polarização elíptica, que, quando projetados em

uma base linear por meio de um polarizador, tornam-se observáveis como modulações de intensidade (ERIKSEN; MOGENSEN; GLÜCKSTAD, 2001).

Inicialmente, o feixe de luz é linearmente polarizado na direção horizontal

$$E_{in} = \begin{bmatrix} E_0 \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (10)$$

Ao passar por uma placa de meia-onda (HWP) orientada a $22,5^\circ$, sua polarização é transformada para a direção diagonal de acordo com a matriz de Jones para placa de meia onda (primeira linha Tabela 2):

$$E_{in} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}. \quad (11)$$

Em seguida, esse feixe incide sobre dois moduladores espaciais de luz (SLM) em cascata, que aplicam uma modulação de fase binária (geralmente 0 ou π), mas apenas na componente horizontal da polarização. A ação combinada dos dois SLMs sobre a componente horizontal do campo pode ser representada pela seguinte matriz de Jones:

$$J_{SLMs} = \begin{bmatrix} e^{j\alpha_{ij}} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{j\varphi_{ij}} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{j(\alpha_{ij}+\varphi_{ij})} & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (12)$$

A componente vertical permanece inalterada, servindo como referência:

$$E_{out} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} e^{j(\alpha_{ij}+\varphi_{ij})} \\ 1 \end{bmatrix}. \quad (13)$$

Para tornar essa diferença de fase visível em intensidade, é necessário projetar a polarização resultante em uma base linear, onde ambas as componentes contribuem. Isso é feito ao introduzir uma segunda placa de meia-onda, que transforma os estados de polarização diagonal e antidiagonal em estados lineares horizontal e vertical:

$$E_{out} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{j(\alpha_{ij}+\varphi_{ij})} \\ 1 \end{bmatrix}, \quad (14)$$

sendo o campo resultante dessa operação igual a

$$E_{out} = \frac{E_0}{2} \begin{bmatrix} e^{j(\alpha_{ij}+\varphi_{ij})} + 1 \\ e^{j(\alpha_{ij}+\varphi_{ij})} - 1 \end{bmatrix}. \quad (15)$$

Em seguida, um polarizador (ou polarizador de análise) é posicionado de modo a selecionar uma dessas direções lineares.

$$E_{out} = \frac{E_0}{2} \begin{bmatrix} 0 \\ e^{j(\alpha_{ij}+\varphi_{ij})} - 1 \end{bmatrix}. \quad (16)$$

Nesse ponto, a diferença de fase introduzida pelo SLM se converte em diferença de intensidade entre os estados transmitidos ou bloqueados pelo polarizador. Em outras palavras, a modulação de fase controlada pelo SLM se transforma, de forma indireta, em modulação de amplitude que pode ser facilmente medida na câmera. O resultado é que a imagem detectada reflete a interferência entre as componentes de polarização moduladas e serve como medida final do processo de codificação óptica.

A intensidade registrada pela câmera, que corresponde ao quadrado do módulo do campo transmitido pelo polarizador, é dada por:

$$I = \mathbf{E}_{\text{out}}^* \cdot \mathbf{E}_{\text{out}} = \frac{|E_0|^2}{4} \left| e^{j(\alpha_{ij} + \varphi_{ij})} - 1 \right|^2. \quad (17)$$

Para $\alpha_{ij} + \varphi_{ij} = 0$, a intensidade máxima é registrada ($I = |E_0|^2$), enquanto para $\alpha_{ij} + \varphi_{ij} = \pi$, ocorre interferência destrutiva e a intensidade vai a zero. Dessa forma, o padrão de fase binária aplicado nos SLMs é convertido diretamente em um padrão de intensidade detectável.

Tabela 3 – Tabela verdade da operação XOR representada por modulação de fase e intensidade óptica

α_{ij} (SLM1)	φ_{ij} (SLM2)	Intensidade I	XOR($\alpha_{ij}, \varphi_{ij}$)
0	0	0	0
0	π	$ E_0 ^2/4$	1
π	0	$ E_0 ^2/4$	1
π	π	0	0

A Tabela 3 apresenta os casos possíveis para a soma de fases binárias aplicadas pelos SLMs. Observa-se que, quando a soma $\alpha_{ij} + \varphi_{ij}$ resulta em 0 (ou 2π), a componente polarizada é filtrada. Por outro lado, quando a soma resulta em π , ocorre o inverso, e intensidade máxima é registrada pela câmera. Esses dois casos correspondem diretamente à tabela verdade da operação lógica XOR (exclusive OR), onde a saída é alta (1) apenas quando as entradas são diferentes. Nesse contexto, as fases 0 e π podem ser interpretadas como bits lógicos 0 e 1, respectivamente, e o resultado óptico da interferência fornece a saída binária da operação XOR. Essa correspondência estabelece uma ponte direta entre os fenômenos físicos de interferência e os princípios lógicos da computação digital, reforçando a aplicabilidade da óptica no processamento lógico de informações.

2.2 ÓPTICA DE FOURIER

A descrição de sistemas ópticos por meio do formalismo de Jones é extremamente útil para compreender transformações locais de polarização, mas ela assume que a propagação da luz entre os elementos ópticos não altera significativamente a

distribuição espacial do campo. Essa suposição é válida apenas sob certas condições, como propagação de ondas planas ou de campos confinados em guias de onda. No entanto, na maioria das configurações ópticas em espaço livre, especialmente quando a luz interage com estruturas como SLM, torna-se inevitável considerar os efeitos de propagação transversais.

Fenômenos como a difração, o espalhamento lateral da energia, a interferência entre regiões moduladas da frente de onda e a presença de descontinuidades abruptas no campo não podem ser descritos de forma adequada sem recorrer à teoria ondulatória da luz. Esses efeitos são particularmente relevantes em situações onde há estruturas com bordas definidas, pixelamento ou modulações espaciais de fase e amplitude, como ocorre com os SLMs. A óptica de Fourier oferece a estrutura matemática apropriada para tratar essas situações, permitindo descrever a evolução do campo no espaço livre e a formação de padrões de intensidade complexos no plano de observação.

2.3 FUNDAMENTOS DE DIFRAÇÃO E PROPAGAÇÃO ÓPTICA

Nesta seção, são apresentados os fundamentos da propagação de campos ópticos e os regimes de difração relevantes para a descrição teórica e simulação do experimento discutido neste trabalho. A descrição matemática da propagação da luz, com base na equação de onda e em aproximações válidas em diferentes regimes experimentais, permite compreender como frentes de onda moduladas evoluem no espaço e formam padrões de intensidade no plano de observação.

2.3.1 Fundamentos de difração

A difração é uma manifestação da natureza ondulatória da luz, observada quando uma frente de onda interage com descontinuidades espaciais — como bordas, fendas ou estruturas moduladoras finitas. O princípio de Huygens-Fresnel, que serve como base conceitual para a descrição da difração, estabelece que cada ponto de uma frente de onda, em um dado instante, atua como uma fonte secundária de ondas esféricas (HECHT; ZAJAC, 2002). A superposição coerente dessas fontes ao longo do espaço dá origem ao padrão difratado observado.

Matematicamente, esse princípio conduz à formulação da integral escalar de difração, que relaciona o campo elétrico $U(x', y', z)$ em um ponto do plano de observação com o campo $U(x, y, 0)$ na abertura ou plano modulador. A integral de Rayleigh–Sommerfeld, sob certas aproximações, leva à formulação mais prática da integral de difração de Fresnel, adequada para a maioria das aplicações em óptica experimental.

Esse fenômeno evidencia que a propagação da luz não se limita à direção longitudinal, envolvendo também uma redistribuição transversal de energia. Nessas situações, a óptica geométrica deixa de ser válida, especialmente nas vizinhanças de bordas, fendas e regiões com variações abruptas de fase ou amplitude.

2.3.2 Regime paraxial e equação de propagação

A descrição rigorosa da propagação de campos ópticos no espaço livre parte da equação escalar de onda, obtida das equações de Maxwell. Aplicando separação de variáveis na forma $E(\vec{r}, t) = U(\vec{r})e^{-j\omega t}$, obtém-se a equação de Helmholtz:

$$\nabla^2 U + k^2 U = 0, \quad (18)$$

onde $k = \omega/c$ é o número de onda e $U(\vec{r})$ representa a dependência espacial do campo. Para descrever a propagação de feixes ópticos, é comum assumir uma solução do tipo:

$$U(\vec{r}) = u(x, y, z)e^{jkz}, \quad (19)$$

em que $u(x, y, z)$ é o envelope lentamente variante do campo ao longo da direção z . Substituindo essa forma na Equação (18) e assumindo a condição de paraxialidade:

$$\left| \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right| \ll \left| k \frac{\partial u}{\partial z} \right|, \quad (20)$$

obtém-se a equação de propagação paraxial:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - 2jk \frac{\partial u}{\partial z} = 0. \quad (21)$$

A solução dessa equação fornece a base para descrever a evolução de feixes ópticos em diversas situações experimentais, como a difração por aberturas ou a formação de imagens com lentes. A depender das escalas envolvidas no sistema — especialmente a distância de propagação —, diferentes soluções aproximadas podem ser aplicadas, como discutido a seguir.

2.3.3 Regimes de Fresnel e Fraunhofer

A análise da difração pode ser dividida em dois regimes principais, definidos pela distância entre o plano de modulação (ou abertura) e o plano de observação: os regimes de Fresnel (difração próxima) e de Fraunhofer (difração distante). A transição entre esses regimes é determinada por um parâmetro adimensional que relaciona o tamanho característico da abertura a , o comprimento de onda λ , e a distância de propagação z :

$$F = \frac{a^2}{\lambda z}. \quad (22)$$

Quando $F \gg 1$, estamos no regime de Fresnel; para $F \ll 1$ (ou seja, em um regime em que $z \gg \frac{a^2}{\lambda}$), aplica-se o regime de Fraunhofer. Alternativamente, a condição de Fraunhofer pode ser realizada experimentalmente ao posicionar uma lente de distância focal f após o plano modulador, de modo que o padrão de difração seja observado em seu plano focal.

No regime de Fraunhofer, as frentes de onda são aproximadamente planas no plano de observação, e a propagação é descrita como uma transformada de Fourier da distribuição de campo:

$$U(x', y') \propto \mathcal{F}\{U(x, y, 0)\}, \quad (23)$$

onde $\mathcal{F}$ representa a transformada de Fourier bidimensional.

Já no regime de Fresnel, as frentes de onda apresentam curvatura significativa, e a propagação é descrita por uma convolução com um núcleo parabólico. A solução aproximada para o campo a uma distância z do plano inicial é dada por:

$$U(x', y', z) = \frac{e^{jkz}}{j\lambda z} \iint U(x, y, 0) \cdot \exp \left[\frac{jk}{2z} \left((x' - x)^2 + (y' - y)^2 \right) \right] dx dy. \quad (24)$$

Essa integral, conhecida como integral de Fresnel, mostra que o padrão difratado depende tanto do perfil inicial do campo quanto da geometria do sistema óptico. Essa aproximação é particularmente útil em sistemas compactos, como aqueles envolvendo moduladores espaciais de luz (SLMs), onde a propagação ocorre em distâncias curtas, mas os efeitos de difração e bordas são relevantes (SOUTHWELL, 1981).

2.3.4 Método do Espectro Angular

Alternativamente à aproximação paraxial, o método do espectro angular oferece uma abordagem mais geral e precisa para descrever a propagação da luz, sem restrições quanto ao ângulo de propagação. Esse método baseia-se na decomposição do campo óptico em uma superposição de ondas planas com diferentes vetores de onda transversais. Cada componente é propagado individualmente no espaço, permitindo capturar efeitos de ângulos grandes e variações rápidas.

A evolução do campo $U(x, y, z)$ é obtida a partir da transformada inversa do espectro propagado:

$$U(x, y, z) = \iint \tilde{U}(f_x, f_y, 0) \cdot \exp \left[j2\pi z \sqrt{\frac{1}{\lambda^2} - f_x^2 - f_y^2} \right] df_x df_y, \quad (25)$$

onde $\tilde{U}(f_x, f_y, 0)$ é a transformada de Fourier do campo no plano inicial, e f_x, f_y são as componentes da frequência espacial transversal. Este método é implementado numericamente por meio de algoritmos de transformada rápida de Fourier (FFT), sendo particularmente eficiente em simulações de propagação a curta distância ou em sistemas com modulações abruptas (SHIMOBABA *et al.*, 2012).

Do ponto de vista físico, a propagação do campo elétrico escalar $U(x, y, z)$ no espaço livre pode ser descrita, sob a aproximação paraxial, como a convolução bidimensional do campo no plano de entrada com uma função de propagação $h(x, y; z)$ que representa a resposta impulsiva do meio:

$$U(x, y, z) = U(x, y, 0) *_{x,y} h(x, y; z), \quad (26)$$

onde $*_{x,y}$ denota a convolução nas variáveis transversais x e y , e $h(x, y; z)$ é a função de propagação ao longo da direção longitudinal z . Essa função depende da distância de propagação e do comprimento de onda da luz utilizada (HECHT; ZAJAC, 2002).

Pela aplicação do teorema da convolução de Fourier, essa relação pode ser descrita no domínio da frequência espacial como uma multiplicação:

$$\tilde{U}(f_x, f_y, z) = \tilde{U}(f_x, f_y, 0) \cdot H(f_x, f_y; z), \quad (27)$$

em que $\tilde{U}(f_x, f_y, z)$ representa a transformada de Fourier do campo no plano z , e $H(f_x, f_y; z)$ é a função de transferência da propagação em espaço livre. Para o caso geral da equação de Helmholtz, essa função é dada por:

$$H(f_x, f_y, z) = \exp \left[j2\pi z \sqrt{\frac{1}{\lambda^2} - f_x^2 - f_y^2} \right], \quad (28)$$

onde λ é o comprimento de onda da luz, z a distância de propagação. Essa expressão mostra que cada componente espectral do campo adquire uma fase durante a propagação, e que o fenômeno de propagação pode ser considerado um filtro espacial linear e dispersivo com uma largura de banda finita (GOODMAN, 2005).

Neste trabalho, opta-se pelo uso do método do espectro angular nas simulações descritas em Capítulo 4, devido à sua maior generalidade e precisão. Embora a aproximação de Fresnel seja útil para análises conceituais e formulações compactas, sua implementação direta via convolução se torna computacionalmente custosa para malhas grandes. Já o espectro angular, quando implementado com FFT, oferece vantagens tanto em desempenho quanto em fidelidade (ZHANG, W. *et al.*, 2020).

É importante destacar que, no limite de pequenos ângulos, a expansão em série de Taylor da função de transferência angular recupera a expressão da propagação de Fresnel, mostrando que os dois métodos são equivalentes no regime paraxial (GOODMAN, 2005). No entanto, apenas o método do espectro angular permite extensões formais para regimes não paraxiais, resolvendo a equação de Helmholtz completa e incluindo termos de alta ordem.

2.3.5 Difração por aberturas finitas

A modulação espacial realizada por SLMs ocorre sobre feixes com largura finita e geralmente apresenta regiões com transições abruptas, como bordas entre áreas com fase 0 e π , ou regiões binárias em configurações digitais. Essas estruturas atuam, do ponto de vista da óptica ondulatória, como aberturas delimitadas que impõem descontinuidades na frente de onda incidente. Como consequência, surgem efeitos de difração associados às bordas dessas regiões moduladas.

A difração por bordas pode ser entendida como um caso particular de difração por uma abertura semi-infinita. Quando um feixe com frente de onda plana incide sobre uma borda opaca, a região vizinha da sombra exibe um padrão de intensidade com franjas de interferência, conhecidas como franjas de Fresnel. Esses padrões são altamente dependentes da curvatura da frente de onda, do comprimento de onda e da geometria da borda. No limite da observação a grandes distâncias, essas franjas se reduzem ao padrão de difração de Fraunhofer associado a uma fenda ou abertura retangular.

Nos SLMs, a transição abrupta entre píxeis adjacentes com diferentes valores de fase gera descontinuidades semelhantes às de uma borda óptica. Essas descontinuidades funcionam como fontes secundárias de difração e produzem espalhamento lateral da luz para altas frequências espaciais, o que se manifesta como halos, anéis concêntricos ou distorções no plano de observação. Esse fenômeno não apenas compromete a eficiência da modulação desejada, como também impõe limitações à resolução e ao contraste do padrão formado.

A difração por bordas evidencia a importância de tratar a modulação da luz não apenas como um fenômeno local, mas como uma modificação global da frente de onda, cujas consequências só podem ser plenamente compreendidas à luz da óptica de Fourier. Técnicas como apodização, suavização de bordas e aplicação de filtros espaciais tornam-se então ferramentas úteis para mitigar esses efeitos indesejados, como será discutido nas seções seguintes.

2.4 AMOSTRAGEM ESPACIAL, ALIASING E ARTEFATOS

A modulação da luz por meio de dispositivos discretos, como os moduladores espaciais de luz (SLMs), impõe uma estrutura de pixelamento que introduz uma grade de amostragem espacial sobre a frente de onda incidente. Essa grade estabelece um limite na quantidade de informação espacial que pode ser codificada ou lida com fidelidade pelo sistema óptico (GOODMAN, 2005). O tratamento desses efeitos requer uma abordagem baseada na teoria da amostragem, adaptada ao contexto das frequências espaciais (BHANDARI; MARZILIANO, 2009).

Quando um campo óptico modulador apresenta variações espaciais mais rá-

pidas do que a capacidade de amostragem do sistema, ocorrem distorções conhecidas como *aliasing*, que resultam da sobreposição de componentes espectrais fora da banda passante do sistema. Tais efeitos são agravados por descontinuidades abruptas — como bordas ou transições binárias — que introduzem artefatos adicionais, como o *ringing*, associado às oscilações secundárias da resposta do sistema a uma borda abrupta (HECHT; ZAJAC, 2002; BRIGHAM, 1988).

A compreensão desses fenômenos, suas condições de ocorrência e os meios para mitigá-los — como o uso de filtros de suavização, janelamento espectral, ou superamostragem — é essencial para projetar e interpretar experimentos que envolvem modulação espacial da luz (KIRCHNER, 2005). Além disso, a resolução espacial efetiva de sistemas com SLMs está diretamente ligada à frequência de Nyquist imposta pelo espaçamento entre píxeis, o que deve ser cuidadosamente considerado no projeto de máscaras e padrões moduladores (JIA *et al.*, 2025).

2.4.1 Frequência de Nyquist e condições de amostragem

A teoria da amostragem estabelece que um sinal contínuo pode ser completamente reconstruído a partir de suas amostras discretas, desde que seja limitado em banda. Em óptica, a variável tempo é substituída pelas coordenadas espaciais transversais (x, y) , e as frequências temporais são substituídas pelas frequências espaciais (f_x, f_y) , associadas à variação transversal da frente de onda.

A frequência espacial de Nyquist, denotada por f_N , define o limite máximo de frequência que pode ser representada sem ambiguidade em um sistema amostrado com passo Δ :

$$f_N = \frac{1}{2\Delta}. \quad (29)$$

Assim, para evitar sobreposição espectral (*aliasing*), o conteúdo espacial do campo modulado $U(x, y)$ deve ser limitado a frequências inferiores a f_N em cada direção. No contexto de um SLM com espaçamento entre píxeis Δx , essa condição impõe uma limitação direta sobre os padrões que podem ser gerados ou lidos com precisão.

Se o padrão modulado possuir componentes espaciais superiores à frequência de Nyquist, essas componentes serão dobradas e misturadas ao espectro útil, criando padrões espúrios e distorções irreversíveis na imagem reconstruída ou no padrão de intensidade observado.

2.4.2 Efeitos de *ringing* e *aliasing*

Além do *aliasing* — que se manifesta pela mistura de frequências espaciais altas não representáveis com as frequências mais baixas do espectro —, outro artefato comum associado à discretização espacial e à presença de bordas abruptas é o

chamado *ringing*. Esse efeito consiste em oscilações de intensidade que aparecem em regiões adjacentes a descontinuidades, semelhantes a lobos secundários de difração.

O *ringing* pode ser compreendido como consequência da truncagem espectral, ou seja, da limitação artificial da banda passante do sistema óptico. De acordo com o teorema de convolução, truncar um espectro equivale, no domínio espacial, a convoluir o padrão ideal com a resposta espacial do sistema, resultando em oscilações indesejadas próximas a transições abruptas.

Esse comportamento é particularmente evidente em moduladores digitais, nos quais a transição de fase entre 0 e π ocorre de forma abrupta. A transformada de Fourier dessas transições apresenta um espectro de larga banda, e os componentes de alta frequência, ao serem filtrados pelo sistema óptico, geram oscilações residuais que degradam o contraste e a fidelidade do padrão observado.

A mitigação destes efeitos pode ser realizada por meio de técnicas como apodização — que suaviza as bordas das máscaras — e aplicação de filtros passa-baixa, que eliminam componentes de alta frequência indesejados antes da amostragem.

2.4.3 Apodização

A apodização é uma técnica utilizada para suavizar transições abruptas e reduzir artefatos como ringing e espalhamento de energia. Consiste na multiplicação do campo por uma função janela que decai suavemente nas bordas:

$$U_{ap}(x, y) = U(x, y) \cdot w(x, y), \quad (30)$$

onde $w(x, y)$ pode ser, por exemplo, uma janela gaussiana, cosseno ou de Blackman. Essa operação reduz a largura espectral do campo e ajuda a mitigar aliasing, ao custo de uma ligeira perda de resolução (GOODMAN, 2005).

2.5 RESOLUÇÃO DE SISTEMAS DE IMAGEM

A resolução espacial é a menor distância entre dois pontos que ainda podem ser distinguidos. Ela é limitada por difração, aberrações e resposta do detector. Para sistemas ideais com abertura circular, o critério de Rayleigh fornece:

$$\Delta x = 1,22 \frac{\lambda}{NA}, \quad (31)$$

em que $NA = n \sin(\theta)$ é a abertura numérica, sendo n o índice de refração do material da abertura e θ o maior ângulo de incidência que passa pela abertura. A resolução está diretamente associada à largura da banda passante do sistema (HECHT; ZAJAC, 2002).

2.6 MODULAÇÃO ESPACIAL E FUNÇÃO DE TRANSFERÊNCIA

A modulação espacial de um feixe óptico refere-se à manipulação controlada de suas características transversais, como amplitude ou fase, por meio de dispositivos como moduladores espaciais de luz (SLMs). Quando a frente de onda incidente atravessa um elemento modulador, seu perfil espacial é modificado, e essa modulação afeta diretamente a distribuição de intensidade observada após a propagação em espaço livre ou através de um sistema óptico. A análise desses efeitos exige uma abordagem que incorpore a natureza ondulatória da luz, sendo a óptica de Fourier o conjunto teórico apropriado (GOODMAN, 2005).

Quando o campo incidente é modulado por uma função complexa $t(x, y) = A(x, y) \cdot e^{j\varphi(x, y)}$, que representa a ação de um modulador óptico sobre a frente de onda, o campo resultante no plano de entrada é:

$$U(x, y, 0) = U_0(x, y) \cdot t(x, y), \quad (32)$$

onde $U_0(x, y)$ representa o perfil do campo incidente antes da modulação. Em dispositivos como SLMs de fase pura, $A(x, y)$ é aproximadamente constante e a informação é codificada em $\varphi(x, y)$. A propagação do campo modulado pode então ser descrita como a transformada de Fourier do produto $U_0(x, y) \cdot t(x, y)$ multiplicada pela função de transferência correspondente ao sistema óptico.

No caso da difração de Fraunhofer — regime de campo distante que também pode ser obtido experimentalmente com uma lente focalizando o campo no plano de observação — o padrão observado é proporcional à transformada de Fourier do campo no plano modulador:

$$\tilde{U}(f_x, f_y, 0) \propto \mathcal{F}\{A(x, y) \cdot e^{j\varphi(x, y)}\}. \quad (33)$$

Essa equação evidencia o papel central da modulação de fase na formação de padrões de intensidade complexos. Mesmo em situações em que $A(x, y)$ é constante, a variação de fase $\varphi(x, y)$ imposta pelo modulador é suficiente para redistribuir energia entre diferentes componentes espaciais do feixe.

A análise por meio da função de transferência fornece uma descrição precisa de como a modulação espacial transforma a estrutura do campo eletromagnético à medida que este se propaga. Essa abordagem é essencial para compreender os efeitos experimentais observados na propagação de feixes modulados por SLMs, incluindo formação de padrões de difração, espalhamento lateral e distribuição espectral no plano de detecção (GOODMAN, 2005; BORN; WOLF, 1999).

2.6.1 Função de espalhamento pontual (PSF)

A função de espalhamento pontual (PSF, *Point Spread Function*) descreve como um sistema óptico forma a imagem de um ponto luminoso ideal. Em um sistema sem

aberrações, a imagem de um ponto deveria ser um ponto; no entanto, devido à difração e à resposta finita do sistema, a energia óptica do ponto se espalha em uma distribuição contínua no plano de imagem.

Matematicamente, a PSF é a resposta impulsiva espacial do sistema óptico. Seja $p(x, y)$ a PSF de um sistema, então, para qualquer campo de entrada $U_{in}(x, y)$, o campo de saída (imagem formada) é obtido por convolução:

$$U_{out}(x, y) = U_{in}(x, y) * p(x, y). \quad (34)$$

A PSF está ligada à geometria da pupila de entrada. Em sistemas centrados com abertura circular (como uma lente), a PSF é descrita pelo disco de Airy, cuja intensidade é:

$$I(r) = I_0 \left[\frac{2J_1(\pi Dr/\lambda f)}{\pi Dr/\lambda f} \right]^2, \quad (35)$$

onde J_1 é a função de Bessel de primeira ordem, D é o diâmetro da abertura, f a distância focal, λ o comprimento de onda, e r a distância radial no plano da imagem. A largura da PSF define diretamente o limite de resolução do sistema (HECHT; ZAJAC, 2002).

2.6.2 Função de transferência e função de modulação

A função de transferência óptica (OTF, *Optical transfer function*) descreve a resposta de um sistema óptico no domínio da frequência espacial e é definida como a transformada de Fourier da PSF:

$$OTF(f_x, f_y) = \mathcal{F}\{p(x, y)\}. \quad (36)$$

Essa função é complexa e pode ser decomposta em dois componentes: o módulo da OTF, denominado função de transferência de modulação (FTM) (ou MTF), que quantifica a atenuação do contraste em função da frequência espacial; e a fase da OTF, chamada função de transferência de fase (PTF), que descreve o deslocamento de fase das componentes espaciais.

A FTM mede a capacidade do sistema de preservar detalhes finos. Para um sistema ideal, a FTM decresce suavemente até um valor de corte que define o limite de resolução:

$$MTF(f) = |OTF(f)|. \quad (37)$$

A análise da OTF e da FTM permite prever como padrões espaciais de diferentes frequências serão representados na imagem final (BORN; WOLF, 1999).

2.6.3 Função de transferência e banda passante

A OTF atua como um filtro passa-baixa sobre o espectro espacial da imagem. A banda passante do sistema é definida pela região em que a FTM é significativamente

diferente de zero. Sistemas com banda larga preservam estruturas finas, enquanto sistemas com banda estreita tendem a suavizar a imagem.

A otimização da banda passante é essencial no projeto de sistemas de alta performance, como na microscopia de super-resolução e na computação óptica.

2.6.4 Distribuição espacial da informação

A informação óptica contida em uma frente de onda pode ser decomposta em uma superposição de componentes com diferentes frequências espaciais. Cada frequência representa um grau de variação transversal da intensidade ou da fase da luz. Detalhes finos e estruturas pequenas correspondem a frequências espaciais altas, enquanto regiões suaves correspondem a baixas frequências.

Essa representação espectral é central na óptica de Fourier. Quando um campo $U(x, y)$ é transformado, obtém-se o espectro de frequências espaciais:

$$\tilde{U}(f_x, f_y) = \mathcal{F}\{U(x, y)\}. \quad (38)$$

A propagação da luz, a formação de imagens e os efeitos de filtros ópticos podem ser descritos como operações sobre esse espectro espacial. A eficiência da modulação e a fidelidade da reconstrução da imagem estão intimamente ligadas à capacidade do sistema de preservar essas frequências durante a propagação.

2.6.5 Frequência espacial e limite de resolução

A frequência espacial é a medida da taxa de variação da frente de onda no espaço. Sua unidade típica é ciclos por milímetro ou radianos por metro, e está relacionada à resolução de sistemas ópticos por meio da função de transferência.

O limite superior de frequência espacial transmitida por um sistema define sua resolução espacial máxima. Esse limite, $f_{\max}$, está relacionado à abertura numérica e ao comprimento de onda por:

$$f_{\max} = \frac{NA}{\lambda}. \quad (39)$$

Frequências espaciais superiores a $f_{\max}$ são fortemente atenuadas ou completamente bloqueadas, o que limita a recuperação de detalhes muito finos (BORN; WOLF, 1999).

2.6.6 Teoria de Abbe para formação de imagem

A teoria de Abbe, proposta por Ernst Abbe no século XIX, estabelece que a formação de uma imagem detalhada requer a presença de frequências espaciais altas no plano de imagem. Na microscopia, por exemplo, objetos periódicos produzem

difração que gera ordens espaciais superiores. A lente do sistema deve ser capaz de captar essas ordens para reconstruir a estrutura do objeto.

Segundo Abbe, a resolução de um sistema óptico depende da capacidade de interferência entre o feixe direto (ordem zero) e as ordens de difração laterais. Se essas ordens não forem captadas pela lente, a informação sobre os detalhes do objeto será perdida. Esse princípio reforça a ideia de que a resolução está intrinsecamente ligada à transmissão de frequências espaciais elevadas (ABBE, 1873; BORN; WOLF, 1999).

CONSIDERAÇÕES FINAIS

Os conceitos discutidos neste capítulo estabelecem a base para compreender os fenômenos envolvidos no experimento proposto, incluindo a interação da luz polarizada com materiais birrefringentes e a modulação da frente de onda. Por outro lado, a óptica de Fourier é essencial para a modelagem e análise, como será detalhado no Capítulo 4. A compreensão das frequências espaciais e sua propagação é crucial para interpretar os resultados no Capítulo 5 e propor soluções que minimizem efeitos indesejáveis.

3 CONFIGURAÇÃO EXPERIMENTAL

Para garantir a objetividade e precisão do experimento proposto, diversas etapas foram necessárias, desde a escolha de equipamentos e elementos ópticos, calibração do SLM, montagem do sistema óptico até o desenvolvimento e implementação de códigos para coleta e análise de dados.

Esta seção descreve o procedimento utilizado para a calibração eficaz do equipamento SLM, bem como o arranjo experimental e os componentes ópticos utilizados. Em seguida, são descritas a coleta e a análise dos dados.

3.1 CALIBRAÇÃO DE FASE

A calibração do modulador espacial de luz (SLM) é uma etapa essencial para garantir que a modulação de fase ocorra de forma precisa e previsível. Devido às variações de fabricação e às respostas não lineares do cristal líquido, cada dispositivo apresenta um comportamento próprio, exigindo que a relação entre o tom de cinza aplicado e o desvio de fase gerado seja cuidadosamente medida. De modo geral, os métodos de calibração podem ser divididos em duas categorias principais: os interferométricos e os difrativos. Entre os interferométricos, destacam-se o método com referência externa e o método com autorreferência. No primeiro, utiliza-se um feixe de luz externo como referência, o que permite medições de alta precisão espacial, porém com um arranjo óptico complexo, sensível a vibrações e variações do ambiente. Já o método autorreferenciado utiliza diferentes regiões da própria superfície ativa do SLM para gerar o padrão de interferência, sendo uma parte mantida fixa e a outra submetida à variação de tons de cinza. O deslocamento das franjas resultantes permite determinar a correspondência entre os valores de cinza e os ângulos de fase modulados.

Entre as diversas alternativas existentes, o método autorreferenciado foi escolhido neste trabalho por reunir simplicidade experimental, boa estabilidade e resultados suficientemente precisos para o tipo de aplicação desenvolvida. Essa técnica dispensa o uso de feixes de referência externos, reduzindo a complexidade do alinhamento óptico e tornando o processo menos sensível a oscilações ambientais, como variações de temperatura ou vibração mecânica. Além disso, permite que a calibração seja realizada diretamente no próprio sistema, sem a necessidade de substituição do SLM ou de grandes ajustes experimentais, o que o torna especialmente adequado para montagens laboratoriais de caráter exploratório ou educacional, em que a praticidade e a reprodutibilidade são fatores decisivos.

3.1.1 Calibração de fase auto-referenciada

A calibração de fase do SLM foi baseada em um método interferométrico auto-referenciado, através da análise do deslocamento das franjas de interferência (LI, R.; CAO, L., 2019). O método consiste em dividir a área ativa do SLM em duas regiões: uma fixa correspondente ao tom de cinza 0 (referência) e outra modulada variando entre 0 e 255. O arranjo experimental está ilustrado na Figura 5. Pós modulação, os feixes interferem entre si no foco de uma objetiva microscópica e uma câmera captura o resultado. O deslocamento das franjas de interferência observadas (Figura 6 a, c, e) é utilizado para mapear a relação entre o tom de cinza e o retardamento de fase.

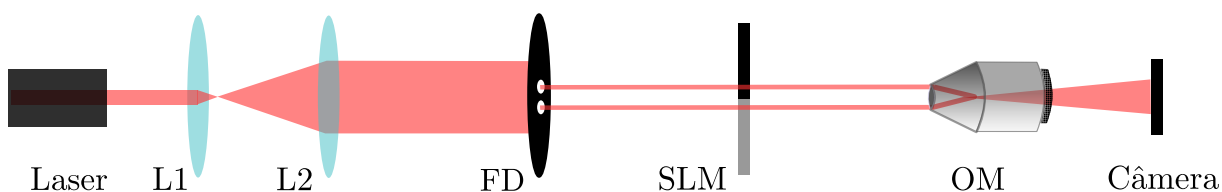


Figura 5 – Esquema do arranjo experimental utilizado na calibração de fase do SLM. Um feixe laser com comprimento de 780 nm é expandido e colimado pelas lentes L1 e L2. O furo duplo (FD) gera dois feixes coerentes, sendo um refletido pela região de referência do SLM e outro pela região modulada. A objetiva de microscopia (OM) focaliza os feixes sobre o plano da câmera, onde é registrada o padrão de interferência. Ele é analisado para extrair a relação entre a fase e a escala de cinza aplicada ao SLM.

Foram capturadas imagens de interferência para tons de cinza variando de 0 a 255. A fase foi extraída analisando-se o deslocamento dos picos de interferência nos perfis de intensidade obtidos, a Figura 6 b, d e f mostram os respectivos perfis de intensidade, evidenciando o deslocamento de um mesmo pico interferométrico.

Em ambos os SLMs foram aplicados diferentes valores de diferença de tensão, escolhidos de acordo com a recomendação do fabricante. A partir do deslocamento do padrão de interferência das franjas para cada tom de cinza, estabelecemos a curva de calibração e escolhemos o valor de tensão que apresentava maior linearidade. A Figura 7 mostra a curva de calibração para (a) o SLM LETO-3 e (b) para o SLM GAEE-2.

Embora esse método seja vantajoso por sua simplicidade e alinhamento compacto, ele apresenta limitações, pois considera apenas a relação global entre fase e escala de cinza, sem levar em conta variações espaciais na resposta do SLM – dado o fato que feixe não cobre toda a tela do slm. Ainda assim, os resultados obtidos foram satisfatórios para os objetivos deste trabalho, permitindo a aplicação confiável de fases desejadas no campo óptico. Com os SLMs calibrados, o arranjo experimental foi então montado para dar início à etapa de coleta de dados.

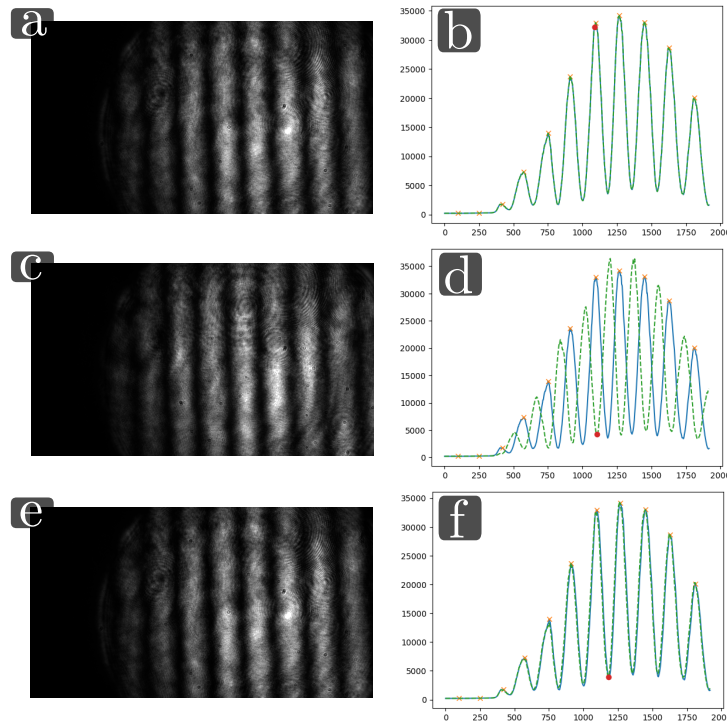


Figura 6 – (a), (c) e (e) — Imagens das franjas de interferência obtidas entre o feixe de referência (fase nula) e feixes modulados com tons de cinza 0, 100 e 255, respectivamente. (b), (d) e (f) — Perfis de intensidade extraídos das imagens, onde a linha pontilhada corresponde ao perfil de referência (b), e a linha contínua o perfil das franjas medidas, cujo deslocamento de fase evidencia o deslocamento das franjas de interferência em função da fase introduzida pelo SLM. Esse deslocamento é proporcional ao retardamento de fase relativo entre a região modulada e de referência, sendo utilizado para calibrar a resposta fase-voltagem do dispositivo.

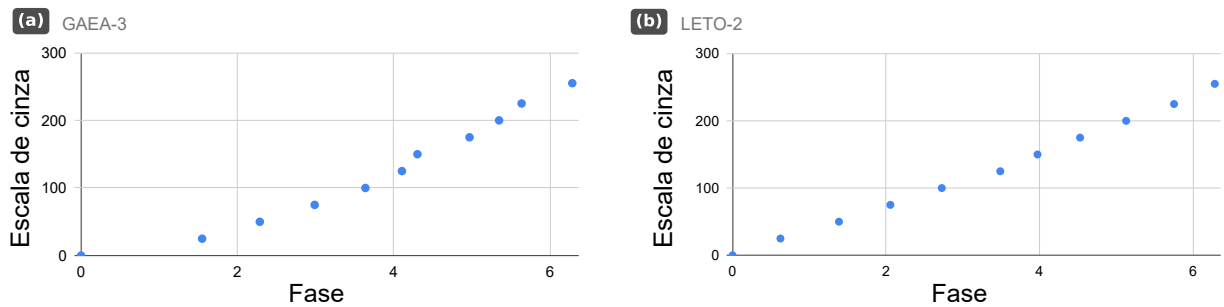


Figura 7 – Curvas experimentais de calibração para (a) SLM GAEA-3 com voltagem mínima de 0,5 V e máxima de 2,25 V e (b) SLM Leto-2 com voltagem mínima 0,5 V e máxima 2,6 V.

3.2 ARRANJO EXPERIMENTAL

Antes da modulação da frente de onda pelo SLM 1, o feixe de luz foi expandido e colimado por um sistema de lentes identificados como *beam expander* (BE) ($f_1 = 50$ mm; $f_2 = 750$ mm), assegurando ampla iluminação do SLM, com perfil transversal aproximadamente constante e uma frente de onda plana. Para a implementação da

porta lógica XOR a polarização desejada é a diagonal (D), porém, sendo a fonte utilizada um laser de diodo (Tabela 4), com polarização linear horizontal (H), utilizou-se uma HWP ajustada em $\theta = 22,5^\circ$.

Tabela 4 – Especificações do laser usado no experimento

Parâmetro	Laser
Modelo	Laserline linha iZi
Tipo	Diodo Sintonizável
Comprimento de Onda (nm)	781
Diâmetro do feixe (1/e²)	Elíptico 1,5x3,0(Diodo)
Potência Máxima (mW)	200
Largura Espectral (nm)	<0.001
Estabilidade de Potência	< 5% (2 hrs)/< 1% c/estabilização térmica
Polarização	Linear

Fonte: Manual do fabricante.

Após a preparação, o feixe foi modulado pelo SLM 1 e uma lente L 1 ($f_{L1} = 200$ mm) foi posicionada a $d_{\text{SLM1} \rightarrow \text{L1}} = 434$ mm deste, projetando a imagem do campo sobre o SLM 2, localizado a $d_{\text{L1} \rightarrow \text{SLM2}} = 371$ mm. Em seguida, uma lente L 2 ($f_2 = 300$ mm), a $d_{\text{L1} \rightarrow \text{L2}} = 500$ mm, foi usada para colimação. A projeção da imagem do segundo SLM na câmera sCMOS foi feita com uma lente L 3 ($f_3 = 200$ mm) a uma distância $d_{\text{SLM2} \rightarrow \text{L3}} = 453$ mm e $d_{\text{L3} \rightarrow \text{sCMOS}} = 357$ mm. Uma segunda HWP alterou a polarização da base DA para base HV, e um polímero polarizador (PP) descartou H ou V. Ambos, HWP e PP, foram posicionados entre a lente L_3 e a câmera. Dois computadores foram usados para controle dos SLMs e câmera. O arranjo completo pode ser visto na Figura 8.

Os moduladores espaciais utilizados foram o GAEA-2 (resolução 4K) e o LETO-3 (resolução Full HD), sendo a proporção entre suas resoluções de 4:1. A escolha considerou a disponibilidade no laboratório. Devido a essa proporção entre os SLMs e a diferença entre a densidade de píxeis de cada equipamento (SLMs e câmera) (Tabela 5), foram utilizados duas lentes de 200 mm posicionadas de modo que resultassem em uma magnificação de 0,856 entre os SLMs e de 0,787 entre o segundo SLM e a câmera, conforme a equação dos pontos conjugados:

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{p} + \frac{1}{p'}, \quad (40)$$

onde p é a distância entre o objeto e a lente e p' é a distância entre a lente e a imagem formada.

As especificações dos dispositivos SLM utilizados para controle da fase do feixe e a câmera sCMOS para registro dos padrões de intensidade resultantes são apresentadas na Tabela 5.

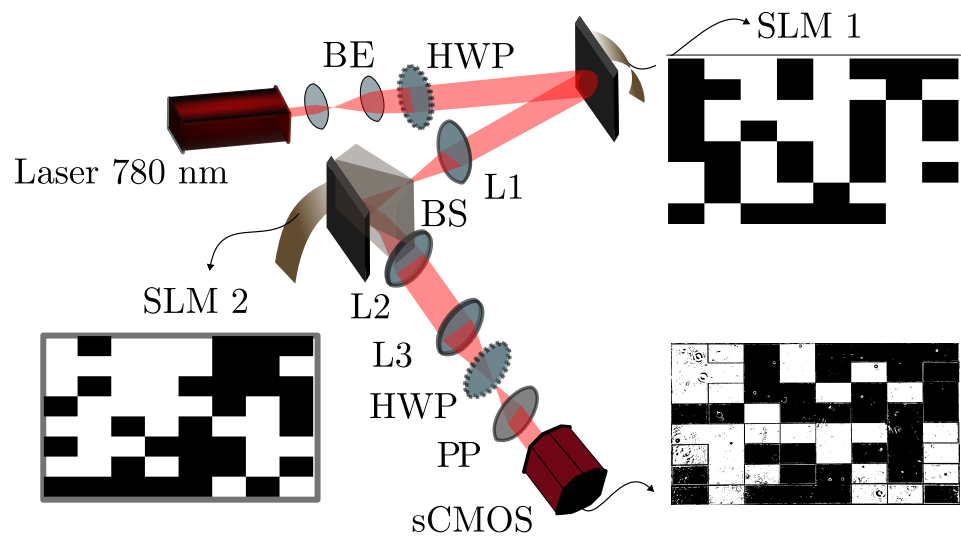


Figura 8 – Montagem experimental. Um feixe de laser de diodo é expandido e colimado antes de ser enviado ao primeiro SLM. A lente L 1 projeta a imagem do SLM 1 no SLM 2. O BS direciona a luz à lente L 2 que colima novamente o feixe, e a lente L 3 projeta a imagem do campo no SLM 2 na câmera sCMOS.

A escolha das lentes foi por melhor se adequar ao espaço disponível, já que uma lente de 100 mm introduziria aberrações ópticas mais significativas e uma lente de 300 mm exigiria um maior espaçamento, o que não era viável no ambiente experimental.

Tabela 5 – Especificações dos equipamentos digitais usados no experimento

Parâmetro	SLM 1	SLM 2	Câmera sCMOS
Modelo	LETO-3 Spatial Light Modulator	GAEA-2.1 LCOS SLM	CS2100M-USB Mono-chrome sCMOS
Resolução (px)	1920x1080	3840x2160	1920x1080
Pixel Pitch (μm)	6,4	3,74	5,04
Gap entre píxeis (μm)	0,2	N/D	N/D
Área ativa (mm)	12,29 x 6,91	15,56 x 9,22	9,68 x 5,44
Tamanho da Diagonal (polegadas)	1,1	0,7	0,6
Frequência Máxima (ciclos/mm)	78,125	133,5	N/D
Resolução Conversor analógico-digital (CAD)	8-bits	8-bits	16-bits

Fonte: Manuais dos fabricantes

A Tabela 6 apresenta as especificações dos componentes como lentes para colimação e focalização, HWP para controle da polarização.

Tabela 6 – Especificações dos componentes ópticos usados no experimento

Parâmetro	Lentes	HWP	PDBS
Modelo	N-BK7 Plano- Conxex Spherical Singlet Lens	Thorlabs WPH10M- 780	Thorlabs PBS251
Material	N-BK7	Quartzo	Vidro óptico
Diâmetro (mm)	50,8	10,0	25,4
Distância focal (mm)	(50, 400, 200, 100)	N/D	N/D
Comprimento de onda (nm)	400-850	780-810	400-850
Eficiência de transmissão	>99%	>98%	>95%
Reflexão polarizada	N/D	N/D	R>99% para P-pol

Fonte: Manuais dos fabricantes.

3.3 PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS

Após realizar a montagem do sistema foi necessário realizar uma análise quantitativa do potencial do arranjo óptico para codificar informações na frente de onda da luz, avaliando possíveis imperfeições causadas por difração e aberrações geométricas. A aquisição e análise dos dados foram automatizadas por meio de um programa desenvolvido em Python. Nesta seção apresento como os dados foram obtidos e como foram tratados para posterior análise.

3.3.1 Teste de Resolução

O desempenho de sistemas ópticos de imagem pode ser testado em termos da capacidade de distinguir detalhes de um objeto. Em outras palavras, a resolução de um sistema pode ser medido em termos da quantidade de pares de linhas por milímetro (sequência de uma linha preta e uma linha branca), ou seja, um sistema de alta resolução é aquele capaz de resolver uma maior quantidade de linhas em um milímetro, também conhecido como frequência ($\frac{\text{lp}}{\text{milímetro}}$).

A melhor maneira de se testar a resolução de um sistema é através de uma série de barras alternadas de diferentes frequências como o teste USAF-1951, exibido na Figura 9. Esse teste é amplamente utilizado na análise e validação de sistemas de imagem, pois contém pequenos padrões com alta precisão espacial, permitindo uma avaliação eficaz da resposta em frequência espacial do sistema.

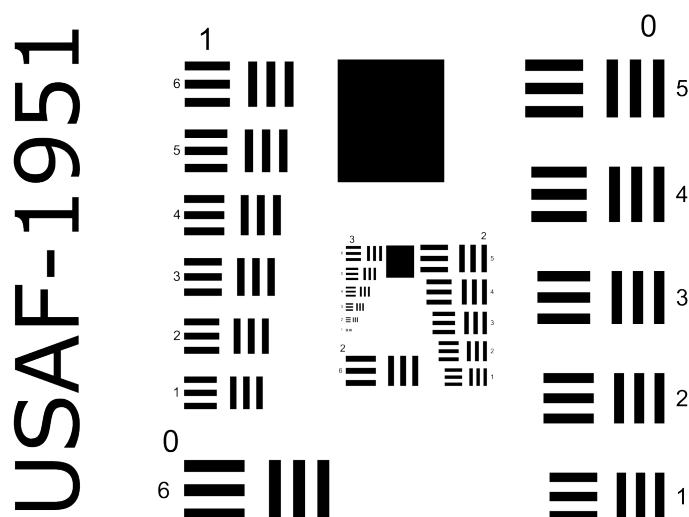


Figura 9 – Teste de resolução USAF-1951

A imagem consiste em 6 grupos, onde cada grupo contém 6 elementos de linhas verticais e horizontais com diferentes espessuras. Esse teste foi adaptado para que as linhas fossem espaçadas em termos de pixels da imagem, resultando em uma resolução em termos de pixels por milímetro. Essa imagem foi projetada no SLM 1 com o objetivo de mensurar o menor elemento da imagem distinguível, onde o menor par de linhas brancas e pretas é igual a 4 pixels do SLM 4K, após passar por todo o caminho óptico. A imagem foi analisada em termos da função de transferência de modulação e do perfil de intensidade dos menores elementos.

3.3.2 Capacidade de codificação e aquisição de dados

A fim de avaliar a eficiência do nosso sistema em realizar a operação XOR, que é amplamente utilizada em protocolos de criptografia, bem como a capacidade do sistema em codificar padrões com alta densidade de informação, foram realizados testes baseados na projeção de matrizes binárias aleatórias de diferentes tamanhos em ambos os SLMs. As dimensões das matrizes variaram de 10×10 (correspondente a blocos de 192×108 pixels no SLM full HD e 384×216 no SLM 4K) até 300×300 (aproximadamente 6×3 pixels no SLM full HD e 12×6 no SLM 4K). Esses testes também possibilitaram investigar a uniformidade da resolução em toda a área dos SLMs, visto que o desalinhamento com o eixo óptico pode introduzir aberrações esféricas e comprometer a fidelidade da codificação.

Utilizamos dois computadores, para gerar matrizes binárias aleatórias com elementos 0 ou 1, salvas em formato CSV e utilizadas para gerar imagens de formato ".bmp". Essas imagens foram geradas de modo que cada bloco tivesse $(1920 / N) \times (1080 / M)$ blocos de pixels, onde N é o número de linhas e M o de colunas da matriz. Conforme os valores obtidos a partir da calibração do SLM (Figura 7) o elemento 0

corresponde ao tom de cinza 0 no SLM 1 e 25 no SLM 2, já para o elemento 1 ambos os SLMs corresponderam ao tom de cinza 129. O procedimento descrito é ilustrado na Figura 10.

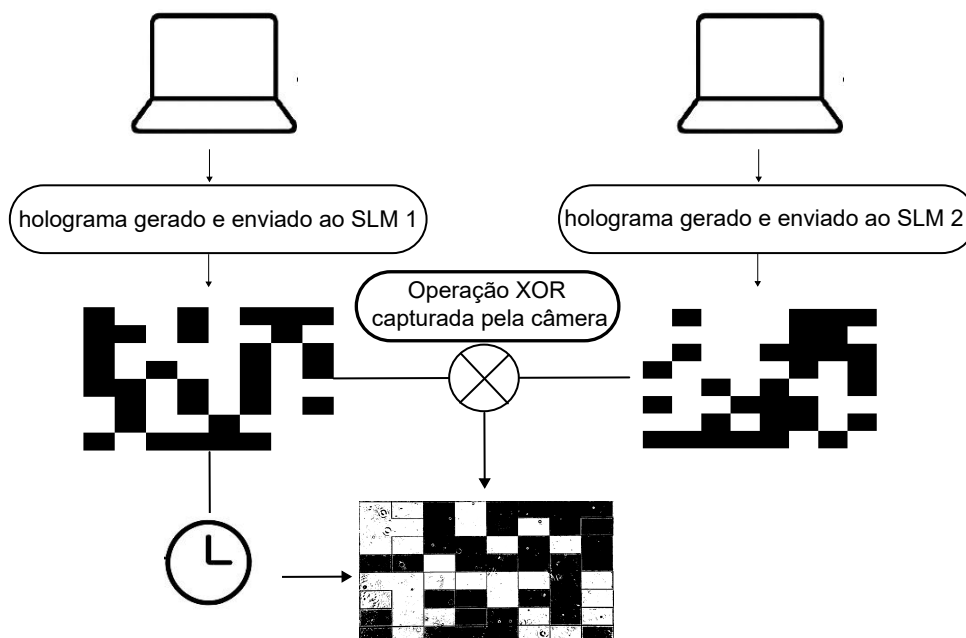


Figura 10 – Diagrama: As imagens geradas de acordo com a dimensão de matriz desejadas são enviadas aos SLMs, a captura do resultado pela câmera é sincronizada com o SLM 1.

Durante a aquisição, o SLM 2 exibiu uma matriz fixa, enquanto o SLM 1 alterava os padrões exibidos na tela; a câmera foi sincronizada com esse SLM para capturar as imagens. Para cada dimensão ($N \times M$) testada, foram projetados 10 padrões distintos e suas respectivas imagens capturadas e salvas em formato “.tif”. A câmera, posicionada no plano de detecção, foi sincronizada com os padrões projetados, e parâmetros como tempo de exposição, ganho e foco foram ajustados para otimizar a relação sinal-ruído e mantidos fixos durante toda aquisição de imagens.

O resultado experimental da operação XOR entre as matrizes projetadas nos SLMs pode ser visto na Figura 11 (a) e (b). Como meio de validação, foram geradas imagens a partir da operação XOR entre as listas binárias salvas em cada SLM. A Figura 11 (d) mostra essa imagem. As imagens experimentais foram comparadas com as teóricas por meio do cálculo da correção entre essas imagens. Como abordagem alternativa, projetou-se diretamente a imagem teórica no SLM 1, mantendo o SLM 2 com fase constante (atuando como um espelho), cujo resultado pode ser visto em Figura 11 (d) e (e). Essa imagem foi comparada com a adquirida experimentalmente, o que permite uma avaliação mais acurada ao reduzir a influência de erros sistemáticos.

Como demonstração adicional do potencial sistema, realizou-se um experimento visual utilizando imagens binárias. No SLM 1 foi projetada a imagem do gato Felix

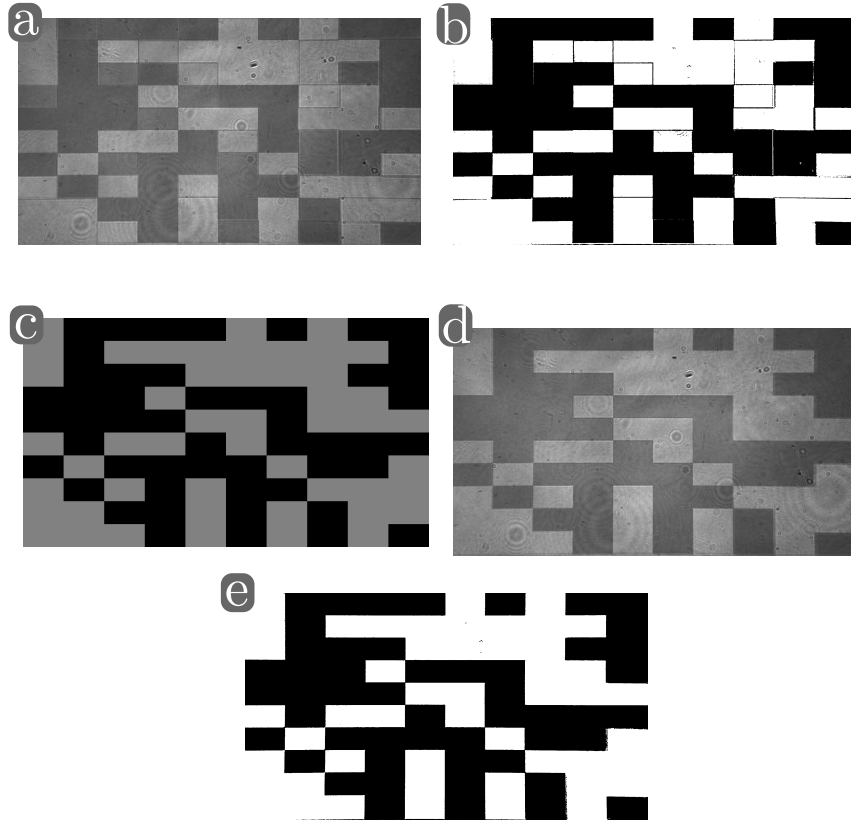


Figura 11 – Resultados da operação XOR. (a) Imagem experimental capturada pela câmera. (b) Normalização da imagem (a). (c) Resultado da XOR computacional entre as matrizes. (d) Imagem capturada ao projetar (c) no SLM 1. (e) Normalização da imagem (d).

(animação dos anos 1919), enquanto no SLM 2 foi inserida uma chave criptográfica pseudo-aleatória (ver Seção 5.2.2).

3.4 ANÁLISE DE DADOS

Antes da análise, as imagens foram submetidas a um pré-processamento que incluiu a subtração de imagem de fundo sem padrão projetado e normalização seguindo a equação,

$$I_{norm} = \frac{I_{exp} - I_{min}}{I_{max} - I_{min}}, \quad (41)$$

onde I_{exp} é a imagem experimental resultante da operação XOR. I_{min} é a imagem correspondente ao mínimo de intensidade, que no caso dessa porta lógica, corresponde aos dois SLMs com o mesmo padrão de intensidade (0 e 0 ou 1 e 1). Já a imagem correspondente ao máximo de intensidade I_{max} é capturada quando os dois SLMs tem fases opostas (0 e 1 ou 1 e 0).

A Figura 12 mostra o resultado dessa normalização na imagem experimental para diferentes dimensões. Esse pré-processamento visou garantir que as análises seguintes fossem realizadas apenas sobre os dados relevantes e com mínima inter-

ferência de ruído de fundo. A imagem resultante foi multiplicada por 255 para melhor visualização dos resultados.

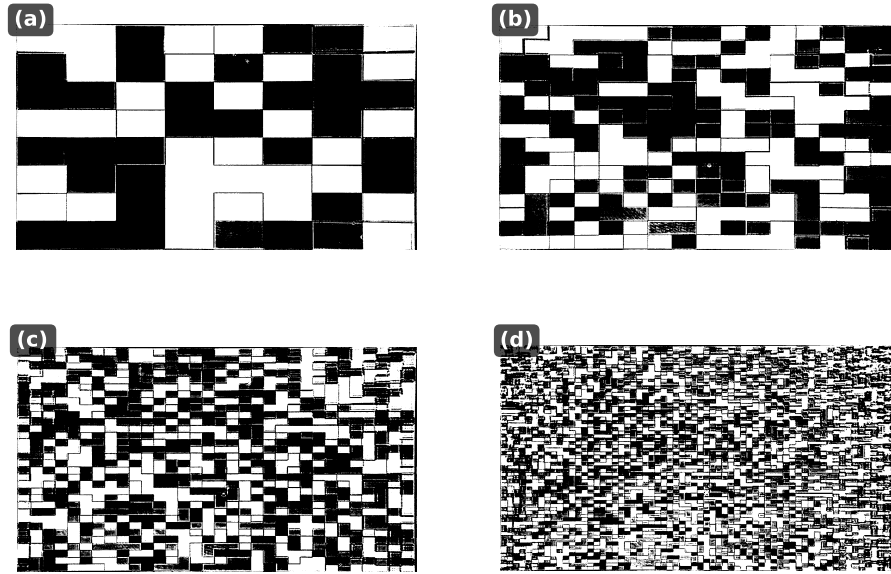


Figura 12 – Imagens experimentais normalizadas correspondente a operação xor entre matrizes de dimensão (a) 8x8, (b) 16x16, (c) 32x32, (d) 64x64.

3.4.1 Análise Quantitativa

A análise dos dados foi realizada utilizando rotinas implementadas em Python, empregando bibliotecas como NumPy, SciPy, OpenCV e scikit-image. A principal métrica utilizada para comparar as imagens experimentais com as teóricas foi a correlação, comumente utilizada no processamento de imagens digitais para mensurar a similaridade entre imagens sendo definida por:

$$\text{corr}(x, y) = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})(y_i - \bar{y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \sqrt{\sum_{i=1}^n (y_i - \bar{y})^2}} \quad (42)$$

onde $\bar{x}$ e $\bar{y}$ são as médias das variáveis x e y . Essa métrica permitiu quantificar a fidelidade com que o sistema reproduz as operações lógicas esperadas. A correlação foi calculada com a função `corrcoef` da biblioteca Numpy.

3.4.2 Método de Cálculo da Correlação

Para avaliar a fidelidade da operação XOR óptica, diferentes abordagens foram testadas no cálculo da correlação entre os resultados experimentais e os teóricos. O método mais direto consistiu na comparação ponto a ponto entre a imagem experimental capturada (Figura 11a) e a imagem teórica prevista (Figura 11c). No entanto, essa abordagem mostrou-se pouco eficiente, uma vez que as imagens experimentais estão

sujeitas a diversas aberrações ópticas que não estão presentes no modelo teórico idealizado.

Uma segunda abordagem foi utilizar o próprio SLM 1 para projetar a imagem teórica, de modo a obter uma nova imagem teórica que já incorporasse as imperfeições do sistema óptico (Figura 11d). Essa imagem, uma vez registrada, apresentava características mais próximas da imagem experimental real, permitindo um aumento considerável na correlação medida.

Contudo, a estratégia que resultou na maior eficiência no cálculo da correlação envolveu um tratamento de imagem mais elaborado, realizado por meio de um programa desenvolvido em *java* pelo colaborador do projeto Antonio Mucherino, professor associado a Universidade de Rennes. Esse software, embora de funcionamento interno parcialmente desconhecido por mim, realiza uma série de operações estruturadas sobre os arquivos de imagem. O código-fonte utilizado (classe *Bitmap*) é responsável pela leitura, binarização e processamento da imagem experimental onde cada bloco de pixel é transformado em 1 pixel de um bitmap. Esse tratamento foi feito tanto para as imagens experimentais quanto para as imagens teóricas projetadas no SLM 1.

Esse método, por considerar as imperfeições ópticas e realizar um processamento mais robusto, permitiu uma análise mais realista da fidelidade da reconstrução, apresentando os melhores resultados de correlação entre imagem experimental e imagem ideal esperada.

3.4.3 Avaliação da Estabilidade e Reprodutibilidade

Cada experimento foi repetido múltiplas vezes para verificar a consistência dos resultados. As imagens adquiridas foram comparadas estatisticamente e não apresentaram variações significativas. Em casos de discrepâncias, a análise dos parâmetros de alinhamento, uniformidade da iluminação e resposta do SLM foi revisada.

Todos os resultados foram armazenados e organizados em tabelas e gráficos para facilitar a interpretação e a comparação entre os diferentes experimentos conduzidos.

4 ANÁLISE NUMÉRICA

Conduzir um experimento em óptica requer um conhecimento profundo de cada processo envolvido no experimento e de como ele impacta os resultados finais. Uma ferramenta valiosa para compreender como a luz interage com vários elementos ópticos, seu comportamento durante a propagação e o impacto nos resultados do experimento é a simulação numérica.

Amplamente utilizada em pesquisa e desenvolvimento para prever resultados, otimizar experimentos e avaliar o desempenho antes da implementação do experimento real, essa abordagem economiza tempo e permite que os possíveis problemas sejam identificados com antecedência.

Esta seção apresenta como o esquema experimental foi modelado, os parâmetros da simulação e as ferramentas utilizadas para um resultado preciso.

4.1 PARÂMETROS DA SIMULAÇÃO

O modelo numérico do sistema óptico apresentado na Seção 3.2 foi implementado em Python utilizando PyTorch para operações tensoriais e cálculos de óptica de Fourier. A simulação foi projetada para reproduzir o sistema experimental, utilizando aproximações para otimização de desempenho.

O sistema simula a propagação de um feixe Gaussiano (comprimento de onda $\lambda = 781$ nm) com larguras de feixe $w_{0x} = 22$ mm e $w_{0y} = 36$ mm, polarizado diagonalmente (componentes horizontal e vertical com amplitudes iguais). O feixe interage com dois SLMs, e aqui foi tomada a primeira aproximação: ambos os SLMs tem a mesma dimensão 1000×1900 , valor aproximado da grade experimental, e tamanho de pixel de $7,4 \mu\text{m}$. Essa aproximação permite utilizar o sistema $2f$ de propagação entre objeto, lente e imagem.

A propagação do campo óptico foi calculada pelo método do espectro angular (Seção 2.3.4) em uma malha de 4048×4048 píxeis, com as seguintes aproximações: filtragem de ondas evanescentes onde frequências espaciais além do limite de difração foram eliminadas no núcleo de propagação, tamanho de malha finito com *zero-padding* ($2\times$) para reduzir artefatos, e aproximação de fase binária: máscaras dos SLMs consideradas ideais, desprezando não-linearidades ou *crosstalk*. Além disso, consideramos o campo óptico monocromático idealizado, sem efeitos de coerência temporal.

A distribuição de intensidade no plano da câmera foi ajustada para um sensor de 1080×1920 píxeis, a imagem foi normalizada para 8 bits para uma visualização simulada da imagem.

4.2 IMPLEMENTAÇÃO NUMÉRICA DA PROPAGAÇÃO

O método do espectro angular (Seção 2.3.4) foi implementado via transformadas de Fourier bidimensionais. A função `propagation_ASM_padded` (Capítulo 7) realiza a propagação de um campo óptico bidimensional utilizando o Método do Espectro Angular (ASM, do inglês *Angular Spectrum Method*). Esta técnica permite calcular numericamente a evolução de uma frente de onda em uma distância z no espaço livre, considerando os efeitos de difração.

A função implementa o preenchimento da malha da simulação, durante a propagação, com zeros (*zero-padding*) no campo de entrada para mitigar efeitos de borda e aliasing durante a aplicação da Transformada de Fourier. O campo é propagado no domínio espectral e, ao final, o resultado é recortado de volta ao tamanho original.

A lógica da função pode ser descrita nas seguintes etapas: a inicialização de um campo óptico 2D (U_{in}), com comprimento de onda λ e fator de preenchimento. A função então aplica *zero-padding* ao campo, aumentando seu tamanho para evitar aliasing na FFT.

A propagação é calculada através da multiplicação de cada componente da frequência pela função de transferência Equação (28) seguida de IFFT para retornar ao espaço físico. O campo é recortado ao tamanho original e retornado como resultado da função.

O uso do método do espectro angular é vantajoso em simulações ópticas, pois permite incluir os efeitos de difração e propagação com alta precisão e eficiência computacional.

4.3 MODELAGEM DO EXPERIMENTO

Nesta seção, modelamos a interação de um feixe óptico com elementos como lentes, moduladores espaciais de luz (SLMs) e placas de meia onda. A modulação de fase ou amplitude é implementada por meio da multiplicação do campo incidente por funções complexas que representam os efeitos ópticos desejados. O feixe inicial possui componentes nas polarizações horizontal (H) e vertical (V), sendo modelado como dois campos independentes interagindo com os elementos ópticos. A intensidade resultante é igual à soma das intensidades.

A máscara de fase gerada é multiplicada pelo campo inicial. O resultado dessa modulação pode ser observado na Figura 13, onde (a) mostra a intensidade do campo e (b) a fase entre as componentes de polarização.

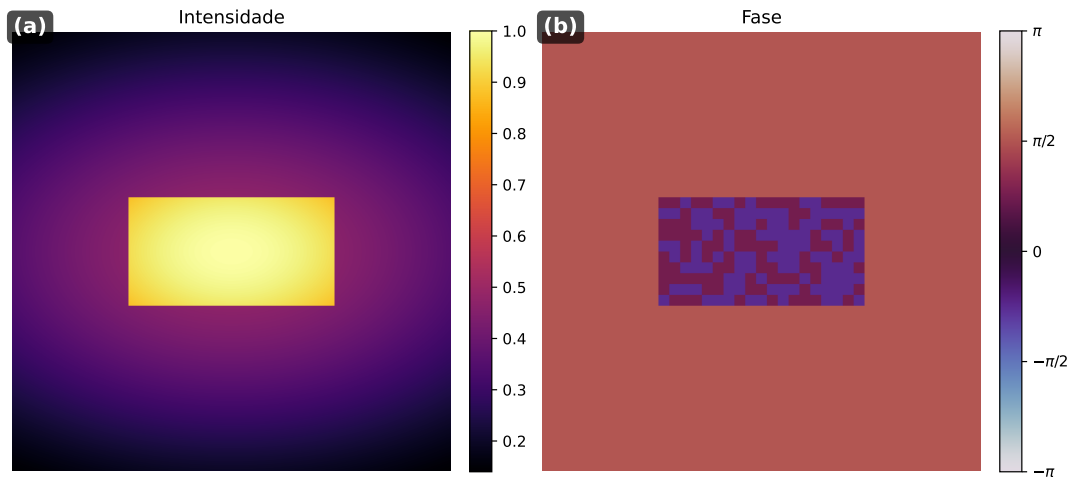


Figura 13 – (a) Intensidade do campo após o SLM 1. (b) Fase da frente de onda em relação à polarização horizontal ($\pi/2$ diagonal e $-\pi/2$ antidiagonal).

Em seguida, o feixe propaga por uma distância de 40 cm, então o campo encontra uma lente que introduz uma fase quadrática. A Figura 14 mostra a evolução da propagação do feixe e fase imediatamente após a lente.

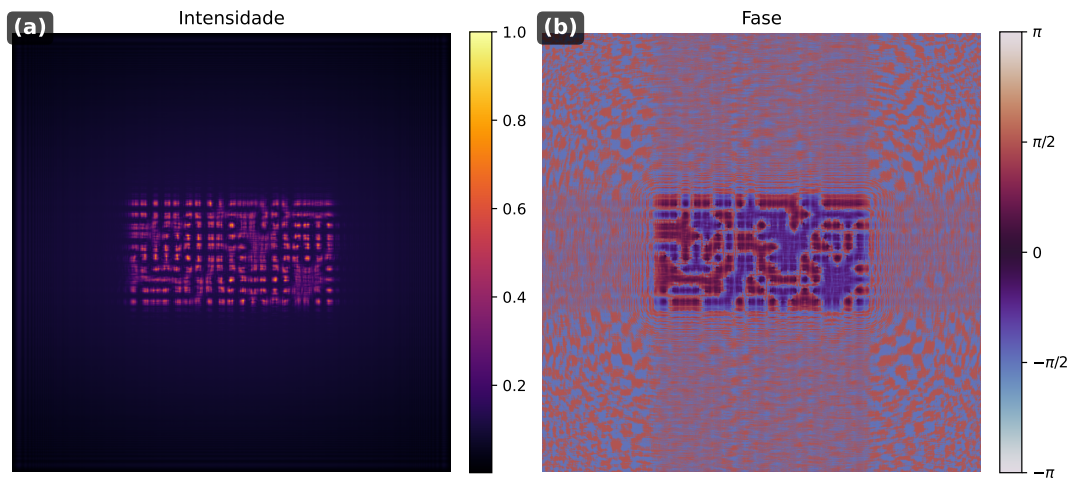


Figura 14 – Evolução do feixe a uma distância de $z = 40$ cm do SLM 1, após a lente 1. (a) Intensidade. (b) Fase do campo.

O campo é propagado novamente por 40 cm, completando assim a configuração $2f$ entre o objeto, a lente e a imagem, típica de um sistema de imagem óptica. Uma nova máscara é iniciada no SLM e o campo é modulado novamente. A Figura 15 mostra (a) a intensidade do campo logo após o SLM 2, e (b) a fase resultante da modulação.

Podemos comparar as máscaras de cada SLM na Figura 16. A fase modulada pelo primeiro SLM é transferida diretamente para o campo óptico, enquanto a modulação aplicada pelo segundo SLM considera a fase imposta pelo primeiro. Essa interação é análoga a uma operação XOR lógica, pois as fases 0 e π se combinam de maneira a reproduzir o comportamento binário esperado.

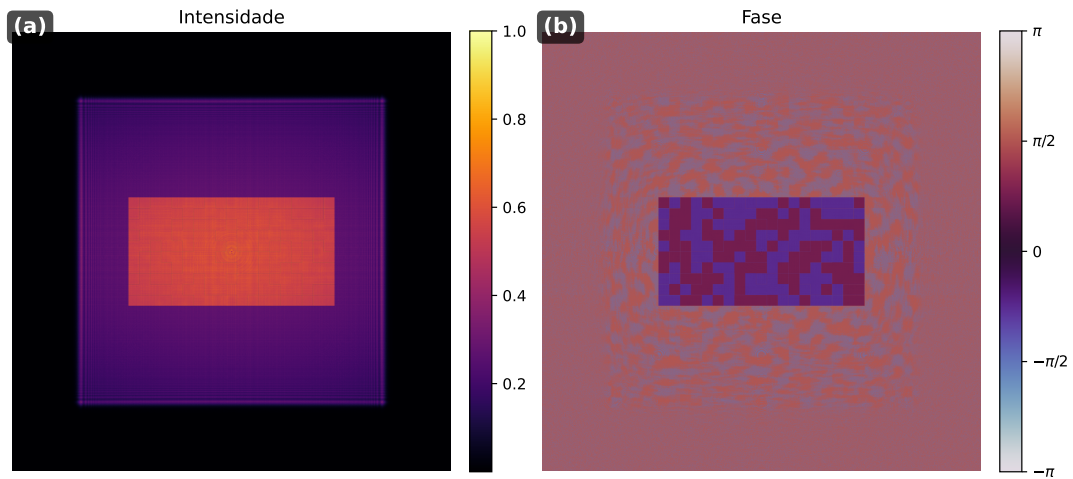


Figura 15 – (a) Intensidade do feixe imediatamente após o SLM 2. (b) Fase resultante da segunda modulação.

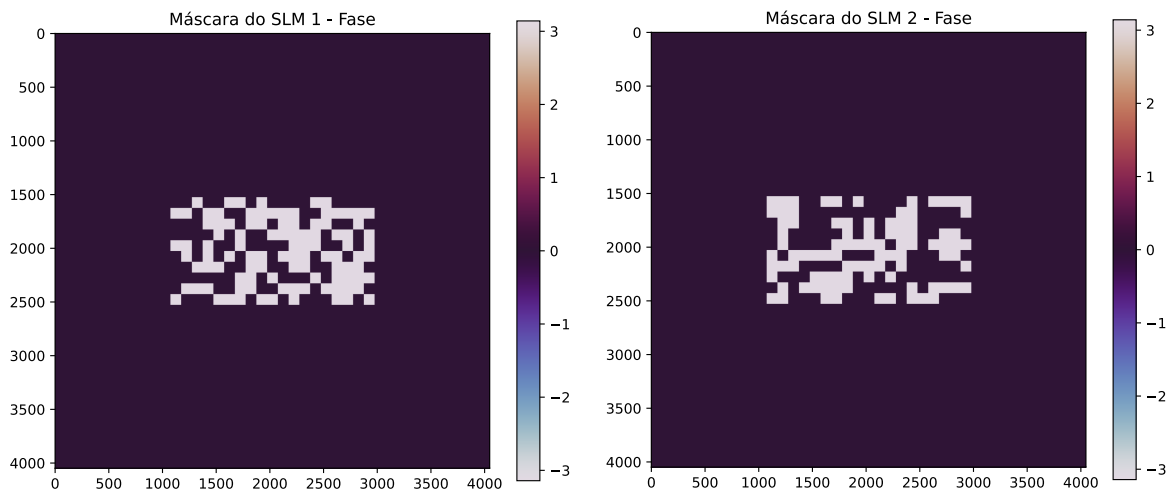


Figura 16 – Máscaras de fase aplicadas nos SLMs.

A Figura 17b mostra a mudança de fase no feixe após a placa de meia onda: anteriormente, a fase variava de $-\pi/2$ a $\pi/2$ (associada às polarizações diagonal e antidiagonal), enquanto após a ação da placa de meia onda, a fase assume valores de 0 e π .

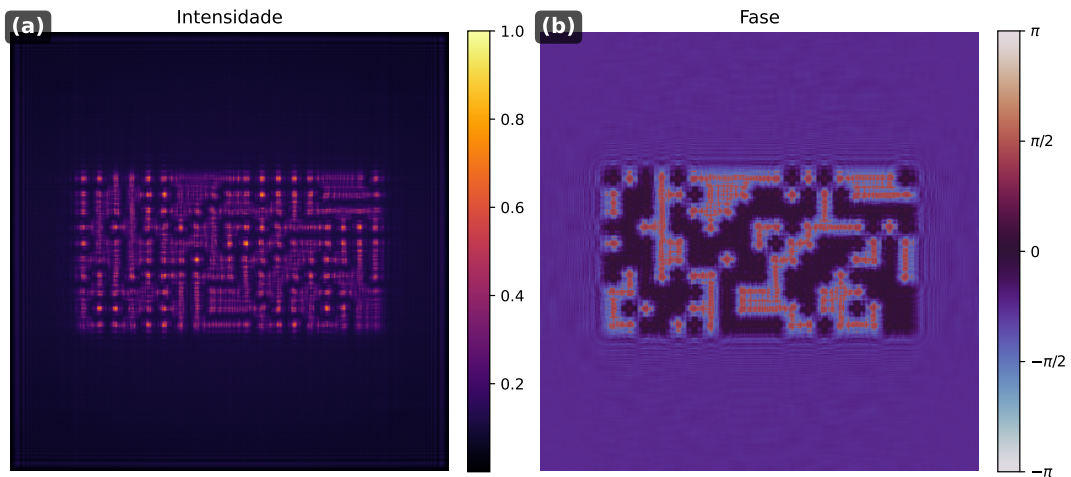


Figura 17 – Efeito da *half-wave plate* (HWP) com orientação de 22,5 graus. (a) Intensidade do campo. (b) Fase ajustada entre 0 e π , correspondendo às componentes H e V.

Finalmente, a componente H do campo é filtrada por um polarizador (PBS), essa operação resulta em uma projeção de fase para intensidade (Figura 18 a).

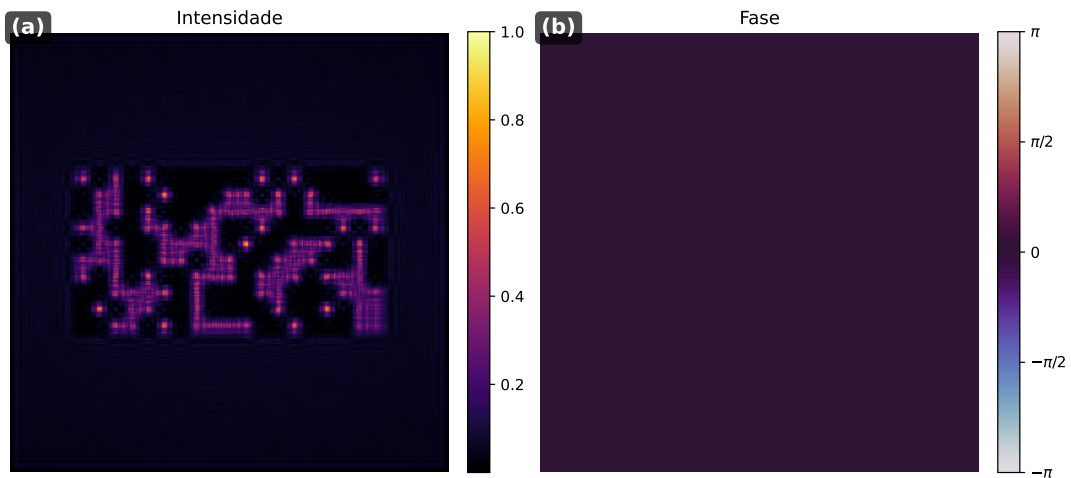


Figura 18 – Campo transmitido após o polarizador de separação (PBS), evidenciando a componente horizontal da polarização.

A intensidade resultante capturada na câmera, após a lente L3, é apresentada na Figura 19. Esse padrão reflete a interferência entre os dois caminhos ópticos modulados, evidenciando o resultado da operação lógica aplicada às fases.

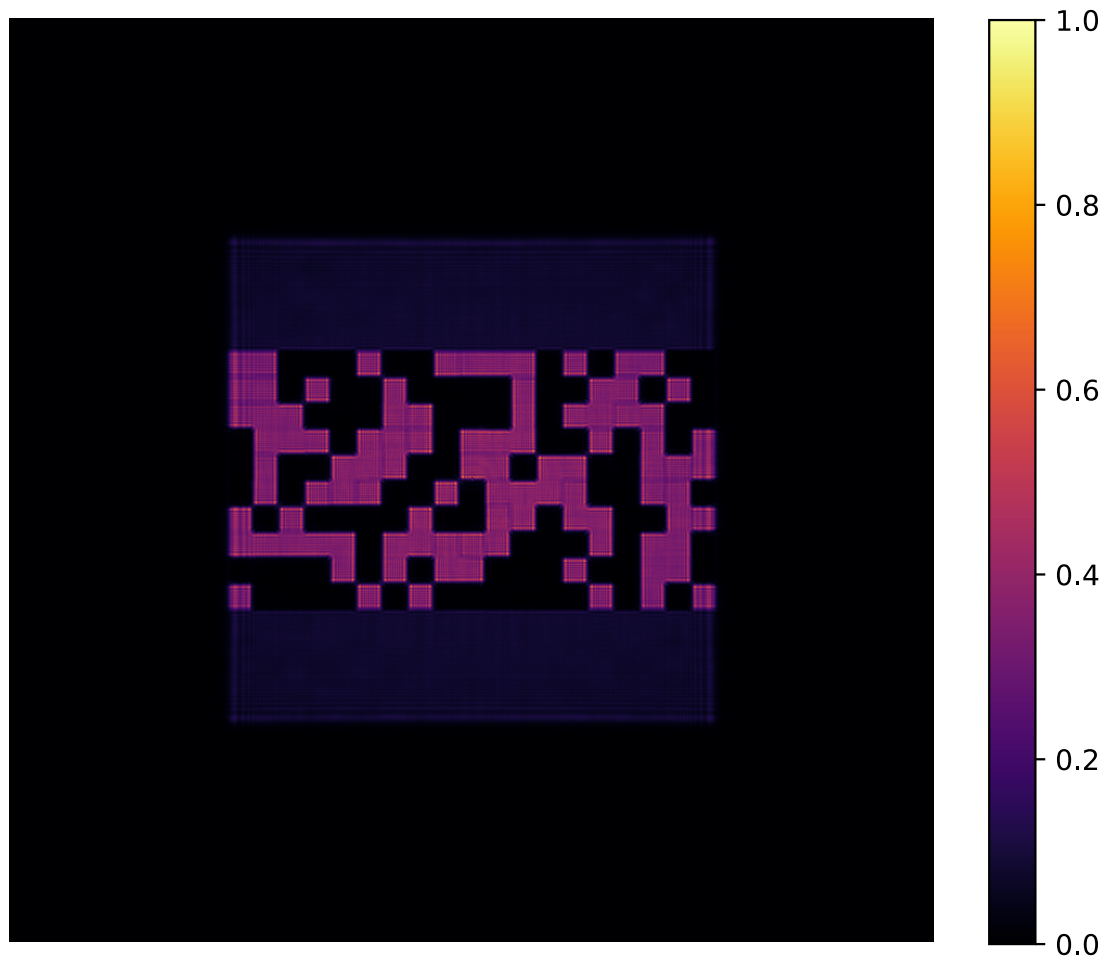


Figura 19 – Padrão de intensidade registrado na câmera.

5 RESULTADOS E DISCUSSÃO

A pesquisa científica experimental oferece, por meio do controle das variáveis, um método sistemático para investigar fenômenos naturais, validar teorias e gerar conhecimento explorando as suas limitações.

O objetivo principal dos experimentos realizados foi avaliar o limite de resolução espacial do sistema óptico proposto para computação baseada na operação lógica XOR, além de validar a fidelidade da operação lógica implementada. Os testes permitiram estimar a capacidade do sistema de codificar padrões binários com diferentes densidades espaciais e investigar a robustez da resolução ao longo da área ativa dos moduladores espaciais de luz (SLMs).

Neste capítulo, discutimos os principais resultados obtidos a partir dos métodos descritos no Capítulo 3. São apresentados os resultados do teste de resolução do sistema, da capacidade de codificação e uma aplicação em criptografia ótica. Por fim, discutimos os resultados obtidos.

5.1 RESOLUÇÃO ESPACIAL DO SISTEMA

A transferência eficiente de informação óptica entre planos de um sistema de imageamento depende fortemente da resposta de modulação de seus componentes, incluindo lentes, sensores, polarizadores e moduladores espaciais. Independentemente da idealização do sistema, a difração impõe um limite fundamental à fidelidade da imagem no plano de saída. A resolução, portanto, é comumente quantificada pela frequência espacial de corte, além da qual o sistema não apresenta mais contraste mensurável.

Como descrito na Seção 3.3.1, utilizou-se o teste USAF-1951 (Full HD) como referência experimental para avaliar os limites de resolução espacial do sistema. A Figura 20a apresenta o resultado obtido, após normalização. A Figura 20b exibe a ampliação da região central, permitindo a observação de frequências espaciais mais altas. Os menores elementos resolvidos correspondem a 6 e 8 píxeis por ciclo, conforme evidenciado nas figuras *c* e *d*, que mostram os perfis transversais com bom contraste entre os valores máximos e mínimos. Por outro lado, padrões com 2 e 4 píxeis por ciclo não foram resolvidos, ainda que o limite teórico sugerisse a viabilidade de resolução de estruturas mais finas.

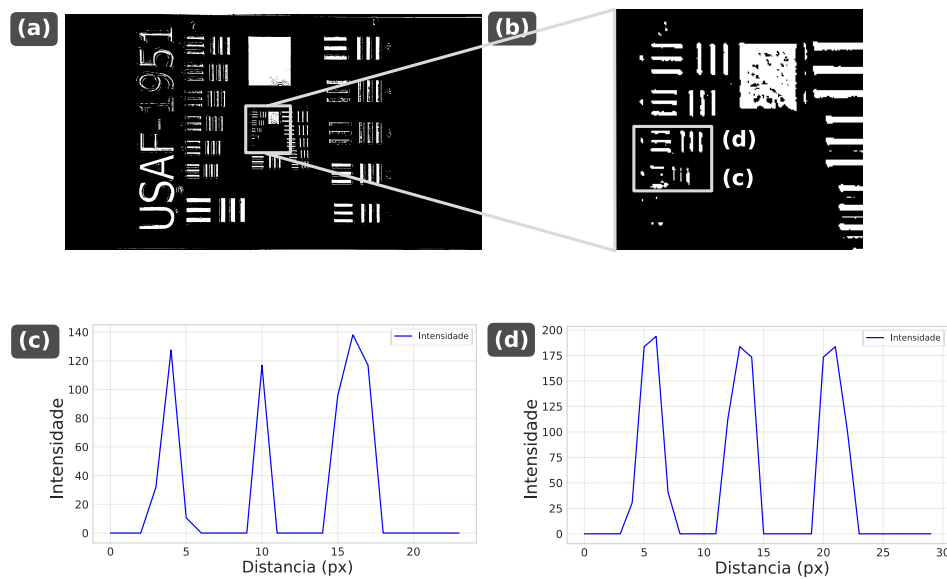


Figura 20 – (a) Imagem capturada do teste de resolução USAF-1951, (b) ampliação da região central, (c) e (d) perfis de intensidade das linhas verticais com larguras de 3 e 4 píxeis, respectivamente.

Podemos quantificar a resposta do sistema óptico por meio da FTM (Seção 2.6.2), avaliada em função da frequência espacial para as linhas verticais e horizontais do grupo central da imagem. A FTM (Função de Transferência de Modulação) é obtida comparando-se o contraste da imagem com o contraste original do objeto. A partir das imagens experimental (Figura 21b) e simulada (Figura 21d), calculamos a FTM para as linhas de maior frequência da região central (Figura 20b). A Figura 21a mostra que, na imagem experimental, o contraste para linhas com 2 e 4 píxeis por ciclo é inferior a 20%, enquanto, na simulação, apenas as linhas com 2 píxeis por ciclo apresentaram contraste significativamente reduzido.

A FTM do sistema óptico, incluindo o conjunto câmera-lente, implica em uma redução progressiva do contraste nas frequências espaciais mais altas. Esse comportamento dificulta a distinção entre linhas muito próximas e, portanto, compromete a resolução de detalhes finos. A discrepância observada entre os resultados da simulação e do experimento pode ser atribuída, em parte, ao fato de que, na simulação, considerou-se a resolução do sensor da câmera (com píxeis de $5,04 \mu\text{m}$) e do SLM 2 (com píxeis de $6,4 \mu\text{m}$) como sendo iguais à resolução do SLM, resultando em um fator de magnificação unitário. Além disso, possíveis efeitos de interpolação ou ligeiro desfoque da imagem no plano do detector também contribuem para a perda de detalhes finos no experimento real.

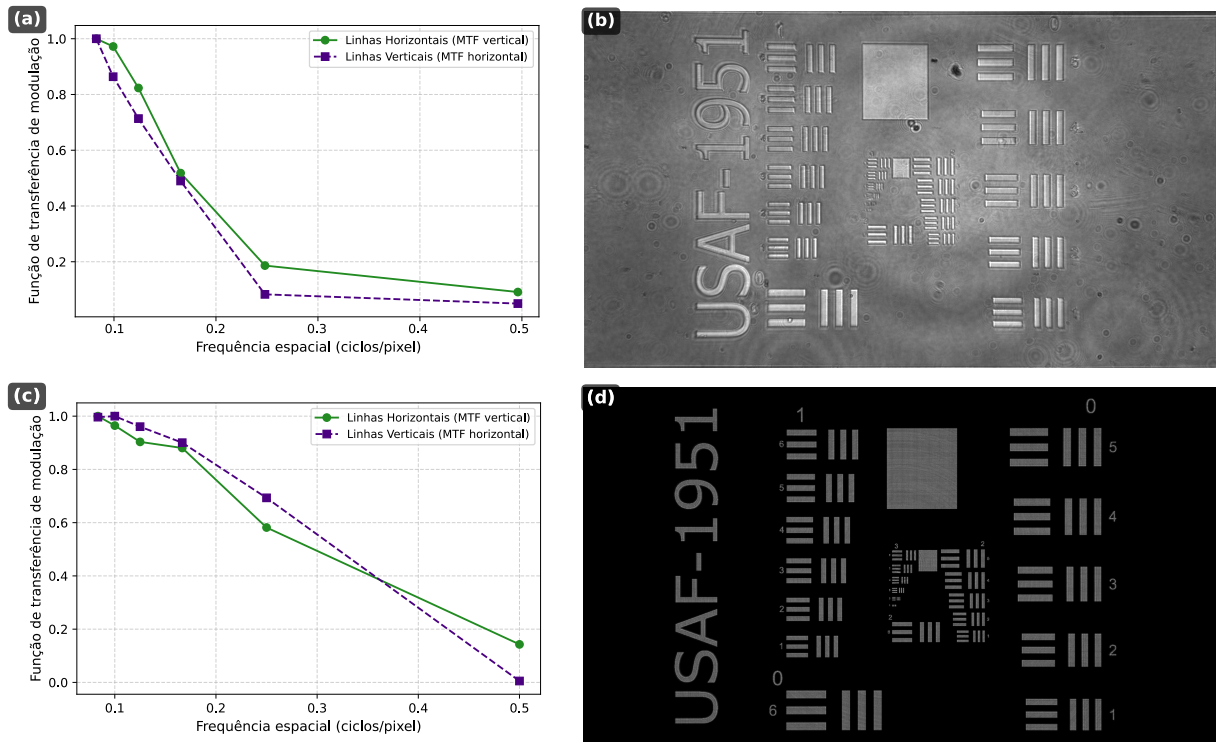


Figura 21 – (a) Função de transferência de modulação da imagem experimental (b) e (c) função de transferência de modulação de (d) imagem obtida por meio de simulação.

5.2 CAPACIDADE DE CODIFICAÇÃO

Após a análise dos limites de resolução do sistema, o próximo passo consistiu em quantificar a quantidade de informação que pode ser codificada no plano transversal de um feixe óptico. Para isso, realizamos o experimento descrito na Seção 3.3.2, utilizando diferentes dimensões matriciais e padrões binários aleatórios. O objetivo era avaliar o desempenho do sistema óptico na execução da operação lógica XOR. Cada experimento foi repetido dez vezes. A Figura 22 mostra o conjunto das 10 imagens experimentais obtidas para uma única dimensão (80×80), além das duas imagens de referência usadas para normalização (intensidade mínima e máxima).

Nota-se que, em todas as imagens, os elementos de matriz podem ser identificados por apenas dois tons de cinza (que após a normalização, serão adaptados para 0 ou 1). Suas bordas são bem delimitadas, mas com qualidade deteriorada conforme ficam mais próximos às margens das imagens. Tudo isso indica que o nosso sistema óptico tem boa capacidade de realizar a operação XOR, especialmente próximo ao centro da imagem, conforme será demonstrado em seguida. Antes, é interessante ainda registrar que alguns padrões de intensidade não relacionados à modulação de fase imposta pelos SLMs (como os indicados pelas setas na última linha da Figura 10) podem ser observados em todas as imagens da série. Este tipo de padrão se origina em poeiras e pequenos defeitos na superfície dos elementos ópticos do sistema, mas

são eficientemente removidos pelo procedimento de normalização adotado.

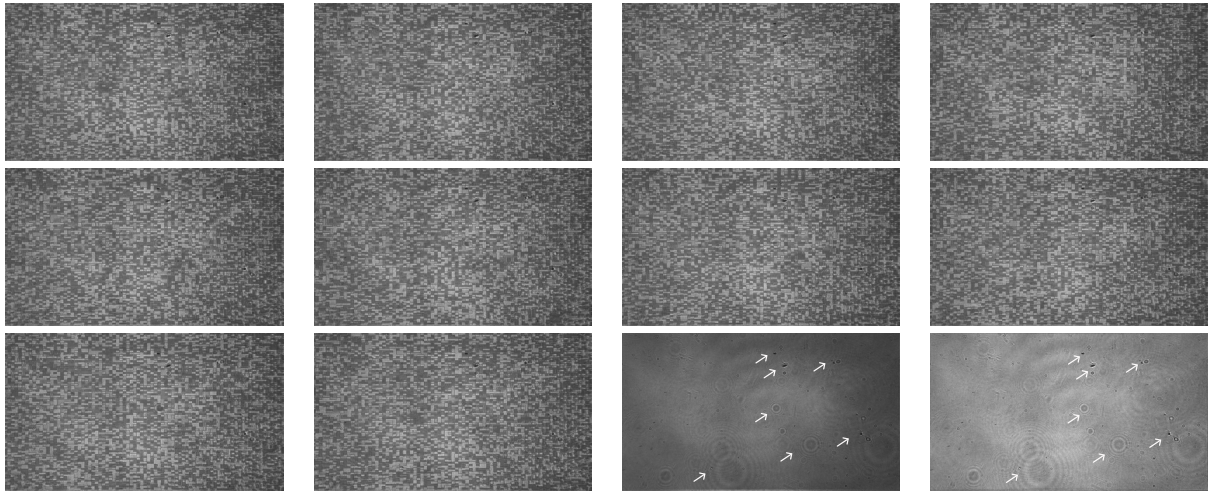


Figura 22 – Conjunto das 10 imagens experimentais obtidas para uma única dimensão (80×80) e das duas imagens usadas na normalização. As setas brancas indicam padrões de difração causado por poeira.

As imagens normalizadas foram comparadas com as matrizes resultantes da mesma operação XOR, realizada computacionalmente. A média da correlação entre cada par de imagens, para diferentes dimensões matriciais, é apresentada na Figura 23. Observa-se uma tendência de queda na correlação à medida que o número de elementos aumenta, o que pode indicar uma limitação na capacidade de resolução do sistema óptico ou uma limitação no método de comparação.

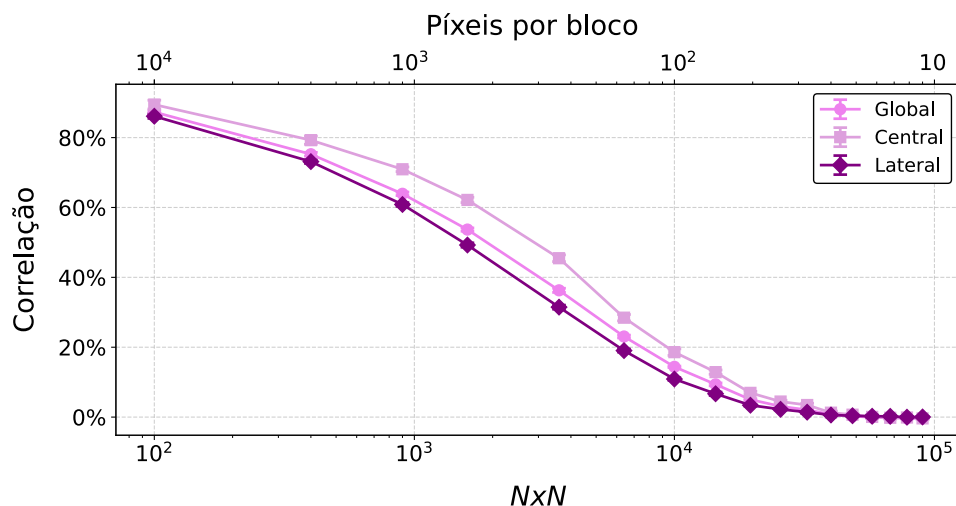


Figura 23 – Correlação entre os resultados da operação XOR obtidos experimentalmente e computacionalmente.

O gráfico da Figura 23 apresenta, no eixo inferior, o número de blocos (dimensão da matriz), e no eixo superior, o número de pixels por bloco. A fim de investigar a

distribuição espacial dos erros, calculamos a correlação separadamente para três regiões: central, laterais e a imagem completa (global). Em todos os casos, os gráficos revelam que os erros se concentram predominantemente nas bordas da imagem.

Para matrizes de dimensão 100×100 , observa-se uma correlação inferior a 20%, o que indica a perda de mais de 80% da informação original. Essa degradação pode ser atribuída, em parte, a distorções nas imagens experimentais, que resultam em desalinhamento entre os píxeis das imagens teórica e experimental. Adicionalmente, o uso de uma fonte de luz coerente favorece a formação de padrões de difração indesejáveis (como indicado na Figura 22), provocados por imperfeições ou contaminantes (como poeira) nos elementos ópticos do sistema que, quando não totalmente corrigidos na normalização, acarretam erros mais relevantes para maiores dimensões.

Como alternativa, projetamos a imagem gerada computacionalmente como uma máscara no SLM 1, mantendo o SLM 2 como espelho. A Figura 11 mostra os resultados da operação XOR e suas versões normalizadas. Essa configuração resultou em uma melhora significativa na correlação entre os dados experimentais e simulados, como evidenciado na Figura 24.

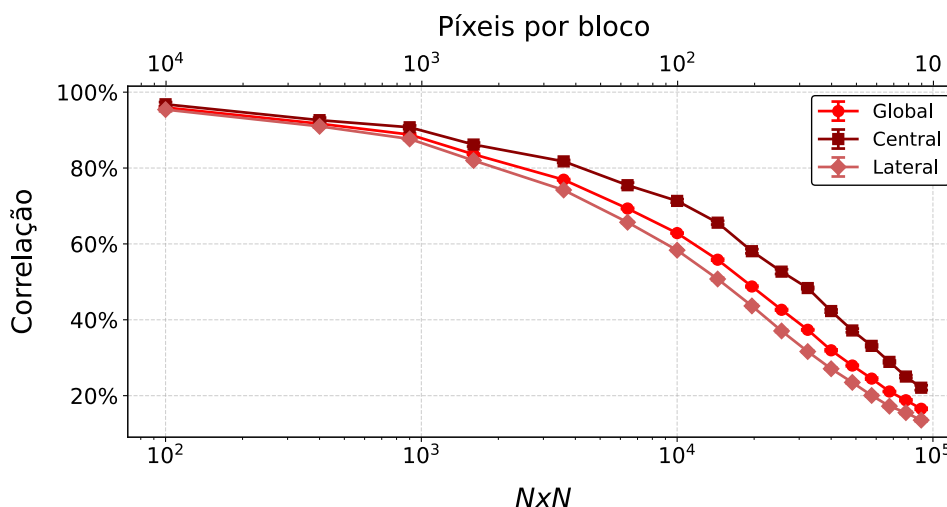


Figura 24 – Correlação entre o resultado experimental e a projeção do resultado computacional no SLM 1.

Para a dimensão 100×100 , observou-se uma correlação superior a 60%, indicando que menos de 40% da informação original foi perdida durante a transmissão óptica.

Na Seção 3.4.2, descreve-se que as mesmas imagens usadas para gerar a Figura 24 foram convertidas em um mapa de píxeis de dimensões correspondentes às da matriz binária. Esse processo envolveu o cálculo da intensidade média de cada bloco para atribuir um valor de 0 ou 1 a cada pixel da imagem de saída. A correlação entre as imagens resultantes desse procedimento é mostrado na Figura 25.

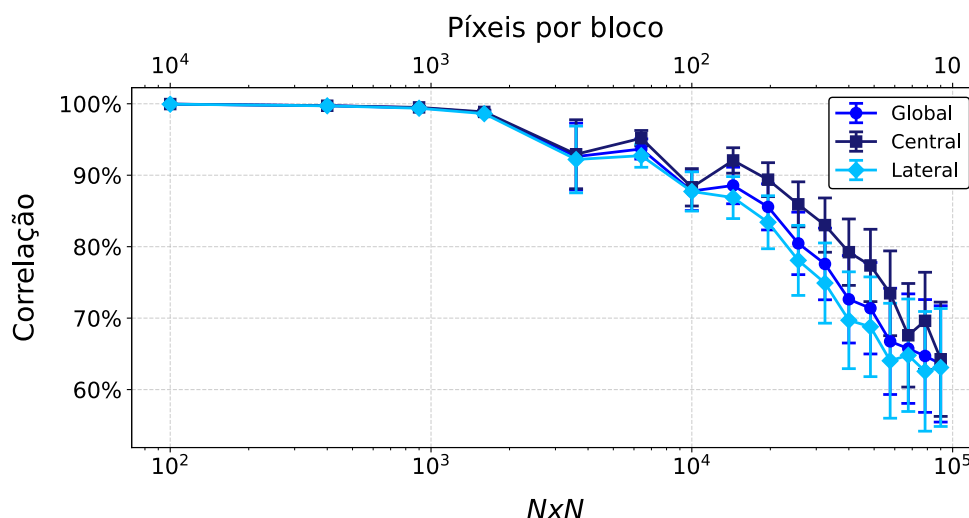


Figura 25 – Correlação entre as imagens teóricas e experimentais após o tratamento.

Esse terceiro tratamento resultou em uma melhora significativa na correlação entre as imagens, indicando uma baixa perda de informação mesmo em matrizes de maiores dimensões. Diferentemente dos dois métodos anteriores, cuja correlação para a matriz de 300×300 ficou abaixo do esperado, este método — embora mais custoso computacionalmente — demonstrou ser mais eficiente na preservação da informação. Considerando cada elemento da matriz como um bit de uma mensagem, uma matriz de 300×300 contém 90.000 bits. De acordo com o gráfico apresentado, é possível recuperar aproximadamente 63% dessa informação, ou seja, cerca de 56.700 bits. Esses resultados reforçam a eficácia do método proposto, especialmente em cenários que demandam alta fidelidade na reconstrução dos dados.

Para efeito de comparação, os 56.700 bits (≈ 7000 caracteres) recuperados equivalem aproximadamente ao conteúdo textual dos três primeiros capítulos do livro *Memórias póstumas de Brás Cubas* de Machado de Assis. Tal volume reforça a expressividade da recuperação alcançada por este método.

5.2.1 Densidade de erros

A densidade de erros é a diferença entre a imagem experimental normalizada e o resultado esperado (computacional). A Figura 26 mostra, à esquerda, os resultados da operação XOR obtida experimentalmente para diferentes dimensões matriciais — de (a) 10×10 até (g) 300×300 — e, à direita, a respectiva densidade de erros obtida por comparação com as imagens teóricas, indicadas de (b) a (h). Para a menor dimensão (10×10), ilustrada na Figura 26b, não há uma diferença significativa entre centro e bordas em termos de densidade de erros. No entanto, observam-se falhas recorrentes nas fronteiras entre blocos, o que pode indicar desalinhamento ou erro de magnificação entre os SLMs.

À medida que a resolução aumenta, como no caso da matriz 120×120 (Figura 26f), os erros tornam-se mais concentrados nas regiões periféricas. Além disso, observa-se um aumento nos erros localizados nas bordas dos blocos, efeito que se intensifica conforme o número de blocos aumenta. Isso sugere que blocos menores (isto é, matrizes de maior dimensão) estão mais sujeitos a distorções ópticas e a falhas de alinhamento, especialmente nas regiões externas da imagem.

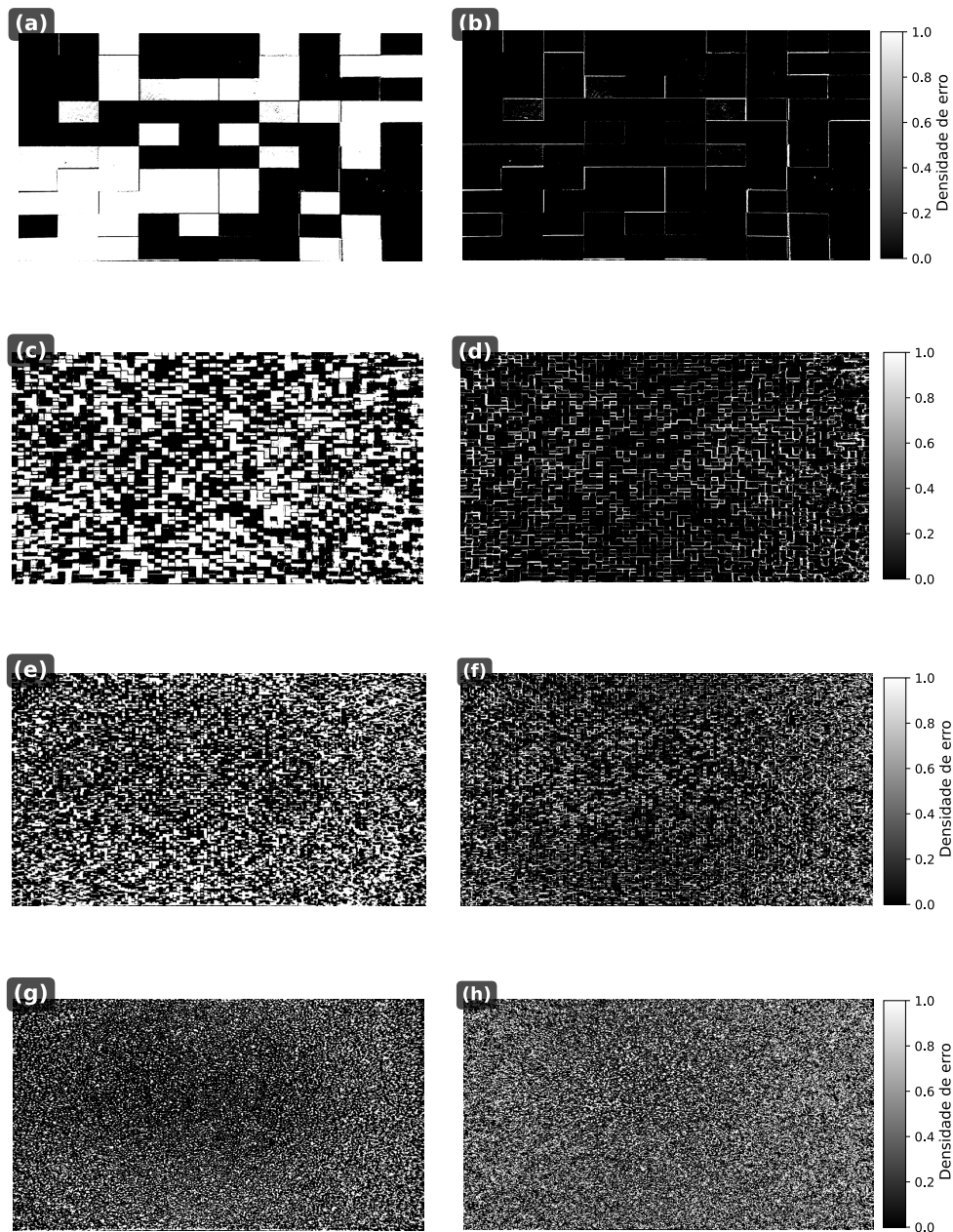


Figura 26 – Operação XOR obtida experimentalmente para as dimensões (a) 10×10 , (c) 60×60 , (e) 120×120 e (g) 300×300 e a respectiva densidade de erros entre elas e as imagens teóricas correspondentes em (b), (d), (f) e (h).

Esses resultados reforçam a necessidade de precisão no alinhamento óptico e na calibração do fator de magnificação, especialmente em aplicações que exigem

codificação densa de informação.

5.2.2 Criptografia *one-time-pad*

A criptografia é uma área interdisciplinar dedicada à construção e análise de protocolos de segurança da informação, com o objetivo de codificar uma mensagem legível (texto simples) em uma forma cifrada e indecifrável para terceiros não autorizados. No contexto da criptografia óptica, esse princípio se aplica à codificação de imagens: o conteúdo visual é convertido em uma imagem aparentemente aleatória, cuja decodificação requer conhecimento prévio de uma chave apropriada.

A operação lógica XOR é amplamente utilizada em criptografia de chave única (*one-time pad*), devido à sua simplicidade de implementação e baixo custo computacional. De acordo com o conceito de segurança incondicional introduzido por Shannon (1949), quando a chave utilizada é verdadeiramente aleatória, tão longa quanto a mensagem, e empregada apenas uma vez, o protocolo torna-se, em teoria, absolutamente seguro (RUBIN, 1996). Como o objetivo deste trabalho é avaliar a viabilidade do sistema óptico para a realização dessa operação, não discutiremos a aleatoriedade ou segurança da chave em si. Para fins de prova de conceito, foi utilizada uma chave pseudo-aleatória.

A alta capacidade de codificação do sistema experimental demonstra sua aplicabilidade em criptografia óptica. Uma chave com 10^4 bits, por exemplo, já é significativamente maior que muitas chaves utilizadas em protocolos criptográficos convencionais. Comparativamente, o protocolo AES-256, amplamente utilizado em criptografia simétrica, emprega chaves de 256 bits. Já o RSA, um sistema de chave pública baseado em problemas de fatoração de grandes números, costuma utilizar chaves de 2048 bits, podendo chegar a 4096 bits em aplicações mais sensíveis. Em contraste, o sistema óptico aqui proposto utiliza uma chave binária com mais de 26.000 bits distribuídos espacialmente, o que representa uma capacidade de codificação significativamente maior. Essa abordagem permite, em princípio, a escalabilidade da chave, limitada apenas pela resolução do sistema óptico.

A Figura 27a mostra a imagem original, enquanto a Figura 27b apresenta a chave binária utilizada para a encriptação. A chave tem dimensão 164×164 , totalizando 26.896 bits — um tamanho suficientemente grande para assegurar, em princípio, uma boa resistência à quebra. A imagem criptografada é apresentada na Figura 27c. Ao comparar essa imagem com a original, obteve-se uma correlação de apenas 6,17%, indicando um alto grau de dissimilaridade e, portanto, um bom nível de segurança do processo.

Após a deciptação (Figura 27d), obteve-se um nível de correlação global de 42,55%, o que sugere uma reconstrução parcial da imagem original. A região central — onde se localiza a mensagem principal (o personagem Gato Félix) — apresentou uma

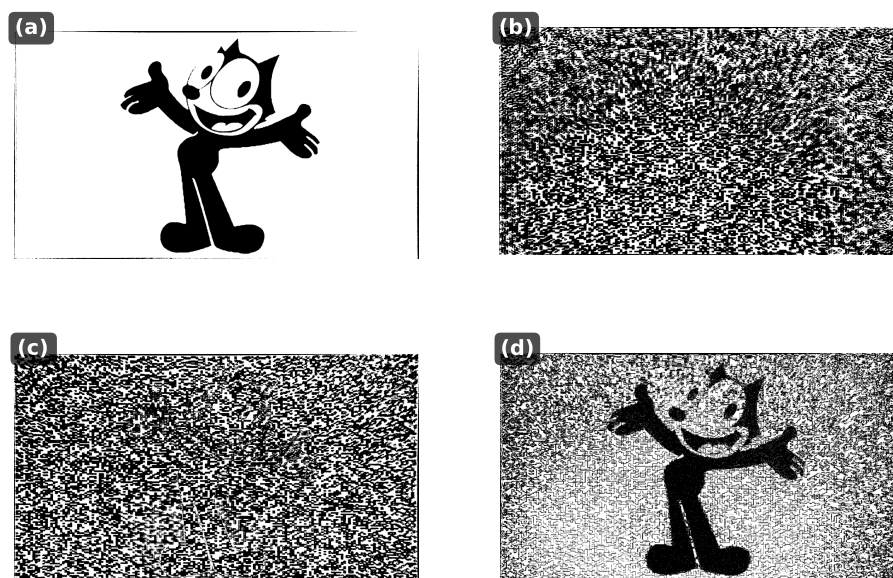


Figura 27 – Análise da capacidade de encriptação do sistema para uma imagem correspondente a 164x164 blocos de píxeis. (a) A imagem original, (b) a chave usada, (c) a imagem encriptada correspondente a operação XOR entre (a) e (b), e (d) a mensagem deciptada computacionalmente.

correlação significativamente maior, de 70,35%, indicando uma fidelidade de reconstrução muito superior nessa área. A correlação entre imagem teórica e experimental foi calculada utilizando o método 2. Em contraste, as regiões laterais mostraram uma correlação de apenas 22%, sugerindo perda de integridade da informação nas bordas da imagem. Esses resultados estão em concordância com as análises anteriores de distribuição espacial dos erros, reforçando a tendência de degradação nas regiões periféricas do sistema óptico.

Esses resultados demonstram não apenas a viabilidade do sistema óptico para tarefas de encriptação e deciptação, mas também revelam limitações práticas associadas à resolução espacial e ao alinhamento do sistema, que devem ser consideradas em aplicações futuras.

6 CONCLUSÃO

Este trabalho teve como objetivo avaliar a capacidade de codificação espacial e a fidelidade de recuperação de informação em uma arquitetura de computação fotônica baseada em SLMs. Os resultados obtidos mostram que, mesmo diante de limitações físicas e experimentais, é possível implementar operações lógicas com alta eficiência em sistemas ópticos reconfiguráveis.

Quando comparado a trabalhos anteriores que empregam arquiteturas semelhantes baseadas na operação lógica XOR, a solução aqui apresentada demonstra uma capacidade de codificação significativamente superior. Enquanto abordagens anteriores alcançaram dimensões de codificação da ordem de 21×21 (KUMAR; FATIMA; NISHCHAL, 2019), 30×30 (MOGENSEN; GLÜCKSTAD, 2000), 34×34 (TU; CHENG; CHEN, 2004), e até esquemas multiespectrais com três canais de 11×4 (SHIKDER; NISHCHAL, 2023), a arquitetura desenvolvida neste trabalho demonstrou, até onde sabemos, a primeira implementação experimental de uma codificação óptica com chave binária de resolução 164×164 . Esses resultados representam um avanço relevante no estado da arte em criptografia óptica baseada em XOR, destacando o potencial de escalabilidade da abordagem proposta.

Os resultados obtidos e apresentados na Seção 5.2 evidenciam limitações no desempenho do sistema de computação óptica, relacionadas principalmente à sua capacidade de preservar e transferir componentes de alta frequência espacial. Dois fatores se destacam como limitantes centrais: (i) a função de transferência de modulação (FTM) do sistema, e (ii) as aberrações ópticas, particularmente aquelas introduzidas pelas lentes utilizadas.

A FTM (Figura 21) caracteriza a resposta do sistema óptico às diferentes componentes de frequência espacial do feixe incidente, sendo reconhecida como uma métrica crítica para avaliação da fidelidade de transmissão de informações em arquiteturas ópticas (GARCIA; MARTÍNEZ; ORTEGA, 2024). Em um cenário ideal, a propagação de padrões senoidais preservaria tanto a amplitude quanto a fase, garantindo fidelidade na transmissão da informação. Entretanto, fenômenos como difração, aberrações geométricas e desalinhamentos ópticos comprometem esse comportamento, especialmente para frequências elevadas. Conforme discutido na Seção 2.6.6, esses efeitos degradam o contraste da imagem, reduzindo a eficiência do sistema na preservação de detalhes espaciais finos.

As aberrações introduzidas pela lente intermediária entre os dois SLMs também desempenham papel significativo na distorção da frente de onda. Estudos recentes mostram que aberrações como coma e astigmatismo, mesmo quando de baixa magnitude, reduzem a qualidade óptica de forma cumulativa ao longo da propagação, prejudicando tanto a amplitude quanto a fase do feixe (LI, H.; ZHAO; WANG, 2023).

Esse comportamento evidencia a sensibilidade da arquitetura à conjugação precisa dos planos ópticos, uma vez que mesmo pequenos desvios no posicionamento axial da lente resultam em desalinhamentos espaciais entre os padrões modulados.

A análise combinada desses fatores demonstra que a fidelidade da computação óptica é limitada por barreiras físicas e experimentais. Melhorias estruturais, como o uso de lentes com correção de aberração, elementos ópticos adaptativos ou técnicas de *wavefront sensing*, podem mitigar tais efeitos. Além disso, estratégias de alinhamento ativo e calibração iterativa podem aumentar significativamente a robustez da arquitetura frente a erros de montagem.

Adicionalmente, cabe destacar que a simulação da capacidade de resolução foi conduzida assumindo uma arquitetura 4f idealizada, com SLMs idênticos e sem transformações intermediárias. Na prática experimental, a diferença nas resoluções e nos passos de píxeis dos dispositivos impôs desafios adicionais. Apesar disso, o sistema demonstrou boa eficiência na operação XOR até a densidade de 6 píxeis/ciclo em resolução Full HD, indicando viabilidade da abordagem mesmo em condições não ideais.

O método de comparação entre os resultados teóricos e experimentais, detalhado na Seção 3.4.2, também impactou a avaliação da performance. Métodos diretos, baseados na simples comparação entre imagens, apresentaram baixa fidelidade (Figura 23). A abordagem alternativa — projetar imagens teóricas no SLM e extrair o padrão binário resultante — incorporou um custo computacional adicional, porém apresentou resultados mais próximos da realidade experimental. A Figura 25 ilustra esse processo, destacando o impacto do mapeamento óptico nas distorções do sinal.

Assim, no que se refere ao objetivo de *quantificar a densidade de informação suportada e recuperada após a operação XOR óptica, bem como avaliar a eficiência de recuperação em função da densidade de codificação*, conclui-se que o sistema experimental apresenta alta capacidade de codificação e um método eficiente de recuperação de informação, ainda que sujeito a limitações práticas.

Para mitigar os desafios relacionados à escalabilidade e ao controle de erros, estratégias computacionais como o uso de codificações espectrais e multiplexação multicanal têm se mostrado promissoras (ZHANG, Y. *et al.*, 2025). Entretanto, como discutido por Yu Zhang *et al.* (2025), o aumento da densidade de codificação pode introduzir ruídos sistêmicos e dessincronizações entre canais ópticos, exigindo calibração precisa e correções adaptativas. Adicionalmente, abordagens baseadas em algoritmos de reconstrução iterativa, como proposto por Zuo *et al.* (2021), podem ser incorporadas para aumentar a confiabilidade dos resultados experimentais.

Como limitação principal, destaca-se a sensibilidade da arquitetura a desalinhamentos mecânicos e aberrações ópticas cumulativas, o que restringe sua escalabilidade e estabilidade sem mecanismos de correção ativa. Além disso, a operação ideal

pressupõe dispositivos com passo de pixel e resolução compatíveis, o que nem sempre é viável experimentalmente.

6.1 PERSPECTIVAS FUTURAS

O presente trabalho concentrou-se na caracterização da capacidade de codificação espacial de um sistema óptico baseado em SLMs e na demonstração experimental de uma operação lógica (XOR) com dados binários espacialmente modulados. No entanto, diversas extensões são possíveis.

Um caminho promissor está na integração de elementos de modulação adicionais entre os SLMs, como a arquitetura proposta em (HENGEVELD *et al.*, 2021), que emprega uma sequência HWP–PBS–HWP entre os SLMs para manipulação da polarização e uma lente cilíndrica para somatória espacial da intensidade modulada. Embora neste trabalho a omissão da lente cilíndrica tenha permitido uma análise direta no plano xy , facilitando a quantificação local dos erros e a visualização das regiões de falha, futuras versões do sistema podem explorar a soma integrada dos canais para acelerar operações matriciais.

Além disso, a arquitetura aqui demonstrada para criptografia óptica pode ser adaptada para aplicações em aprendizado de máquina e computação paralela em larga escala. Essas são áreas de fronteira onde a computação óptica demonstra vantagens comparativas em termos de largura de banda, eficiência energética e paralelismo (KIBEBE; WU; YUAN, 2024). Da mesma forma, as superfícies difrativas e dispositivos metasuperficiais estão sendo propostos como alternativas às configurações baseadas em lentes convencionais, proporcionando compacidade e reconfigurabilidade (HU *et al.*, 2024).

Outro avanço esperado está na aplicação de algoritmos de otimização iterativa para correção de aberrações ópticas, mapeamento do campo complexo e aprendizado de padrões desejados diretamente via redes neurais ópticas treinadas com retropropagação baseada em medição, como sugerido por recentes avanços na área de aprendizagem profunda com óptica difrativa (ZUO *et al.*, 2021).

Por fim, o sistema demonstrado contribui para a consolidação de arquiteturas híbridas optoeletrônicas, nas quais a computação fotônica realiza operações altamente paralelas de maneira eficiente, enquanto a eletrônica assume funções de controle e leitura (JIA *et al.*, 2025). Este paradigma representa um passo relevante rumo a processadores ópticos reconfiguráveis e de alta densidade de informação, com aplicações em computação de alto desempenho, criptografia e inteligência artificial.

Dessa forma, os resultados aqui apresentados não apenas validam experimentalmente uma operação lógica óptica em arquitetura reconfigurável, como também estabelecem um caminho concreto para o desenvolvimento de processadores fotô-

nicos capazes de operar em alta densidade de informação, com impacto direto nas áreas de computação paralela, aprendizado de máquina através de inferência óptica e criptografia.

7 APÊNDICE

Precisamos de uma amostragem adequada de um sinal ou função continua para garantir que ele possa ser reconstruído corretamente a partir de uma amostra sem distorção ou perda de informações. Isso visa evitar o fenômeno que ocorre quando um sinal continuo é amostrado de forma insuficiente, quando a taxa de amostragem (quantas amostras por segundo são feitas do sinal contínuo) não é alta o suficiente para capturar todas as variações do sinal original. Quando isso acontece, diferentes frequências no sinal original podem se sobrepor, causando distorções no sinal amostrado e, conseqüentemente, dificultando sua reconstrução.

```

1
2 import torch
3 import numpy as np
4 import matplotlib.pyplot as plt
5 from matplotlib.colors import LinearSegmentedColormap
6 import cv2
7 import os
8 from PIL import Image
9 import torch.nn.functional as F
10 # =====
11 # CONFIGURAÇÕES DO EXPERIMENTO
12 # =====
13
14 # Tamanho nativo do SLM (pixels)
15 slm_height, slm_width = 1000, 1900
16 slm_height_2, slm_width_2 = int(0.85*slm_height), int(0.85*slm_width)
17
18 # Tamanho da grade de simulação (deve ser maior que o SLM)
19 sim_size = 4048 # Grade quadrada de 2048x2048 pixels
20
21 # Tamanho do bloco da máscara (pixels)
22 block_size = 100
23
24 # Parâmetros físicos
25 pixel_pitch = 7.4e-6
26 wavelength = 781e-9
27 k = 2 * np.pi / wavelength
28
29 # Distâncias (metros)
30 D1 = 0.4 # SLM1 -> Lente1
31 D2 = 0.4 # Lente1 -> SLM2
32 D3 = 0.1 # SLM2 -> Lente3
33 D4 = 0.393 # Lente3 -> Lente1
34 D5 = 0.336 # Lente1 -> Câmera
35

```



```

36 # Focos das lentes (metros)
37 f1 = 0.2
38 f2= 0.3
39
40 # =====
41 # FUNÇÕES AUXILIARES
42 # =====
43
44 def generate_phase_mask(height, width, block_size):
45     """Gera máscara de fase com blocos aleatórios de 0 ou pi"""
46     n_blocks_y = height // block_size
47     n_blocks_x = width // block_size
48     random_blocks = torch.randint(0, 2, (n_blocks_y, n_blocks_x))
49     mask = torch.kron(random_blocks, torch.ones((block_size, block_size)
50     ))
51     return mask * np.pi
52
53 def create_slm_mask(slm_shape, sim_size, block_size):
54     """Cria máscara do SLM centralizada na grade de simulação"""
55
56     phase_mask = generate_phase_mask(*slm_shape, block_size)
57     # Converter para fator de fase complexo
58     slm_complex = torch.exp(1j * phase_mask)
59     # Centralizar na grade de simulação
60     full_mask = torch.zeros((sim_size, sim_size), dtype=torch.complex64)
61     start_y = (sim_size - slm_shape[0]) // 2
62     start_x = (sim_size - slm_shape[1]) // 2
63     full_mask[start_y:start_y+slm_shape[0], start_x:start_x+slm_shape
64     [1]] = slm_complex
65     return full_mask
66
67 def gaussian_beam(size_x, size_y, w0x, w0y):
68     """Gera um feixe gaussiano"""
69
70     x = torch.linspace(-size_x//2, size_x//2-1, size_x) * pixel_pitch
71     y = torch.linspace(-size_y//2, size_y//2-1, size_y) * pixel_pitch
72     X, Y = torch.meshgrid(x, y, indexing='ij')
73     return torch.exp(-(X**2/w0x**2 + Y**2/w0y**2)).to(torch.complex64)
74
75 def propagation_ASM(Uin, z, lambda_):
76     """Propagação usando Angular Spectrum Method (para campos 2D)"""
77
78     Nx, Ny = Uin.shape
79     fx = torch.fft.fftfreq(Nx, d=pixel_pitch).to(Uin.device)
80     fy = torch.fft.fftfreq(Ny, d=pixel_pitch).to(Uin.device)
81     FX, FY = torch.meshgrid(fx, fy, indexing='ij')
82     # Kernel de propagação

```

```

81     H = torch.exp(1j * 2 * np.pi * z *
82                   torch.sqrt(1/lambda_**2 - FX**2 - FY**2))
83     Uin_f = torch.fft.fft2(Uin)
84     Uout = torch.fft.ifft2(Uin_f * H)
85     return Uout
86
87 def lens_phase(Nx, Ny, f, lambda_):
88     """Fase quadrática de uma lente"""
89     x = torch.linspace(-Nx//2, Nx//2-1, Nx) * pixel_pitch
90     y = torch.linspace(-Ny//2, Ny//2-1, Ny) * pixel_pitch
91     X, Y = torch.meshgrid(x, y, indexing='ij')
92     return torch.exp(-1j * np.pi * (X**2 + Y**2) / (lambda_ * f))
93
94 def plot_complex_field(U, title, vmax=None):
95     """Visualiza amplitude e fase de um campo complexo 2D"""
96
97     plt.figure(figsize=(12, 5))
98     plt.subplot(1, 2, 1)
99     intensity = torch.abs(U)**2
100    plt.imshow(intensity.cpu().numpy(), cmap='inferno', vmax=vmax)
101    plt.title(f"{title}_Intensidade")
102    plt.colorbar()
103    plt.subplot(1, 2, 2)
104    phase = torch.angle(U)
105    plt.imshow(phase.cpu().numpy(), cmap='twilight', vmin=-np.pi, vmax=
        np.pi)
106    plt.title(f"{title}_Fase")
107    plt.colorbar()
108    plt.tight_layout()
109    filepath = os.path.join('figures', f"{title}.svg")
110    os.makedirs('figures', exist_ok=True)
111    plt.savefig(filepath, dpi=300, format='svg')
112    plt.show()
113
114 def add_label(ax, label):
115     ax.text(5, 5, label, fontsize=14, color='white', fontweight='bold',
116           bbox=dict(facecolor='black', alpha=0.7, edgecolor='none',
117                 boxstyle="round,pad=0.3"))
117
118 def plot_polarized_field(U, title):
119     """Visualiza intensidade e polarização (para campos vetoriais)"""
120     intensity = torch.abs(U[..., 0])**2 + torch.abs(U[..., 1])**2
121     intensity = intensity / intensity.max()
122     polarization_angle = 0.5 * torch.atan2(2*torch.real(U[..., 0]*U[...,
        1].conj()),
123
        torch.abs(U[..., 0])**2 -
        torch.abs(U[..., 1])**2)

```

```

124
125     plt.figure(figsize=(12, 5))
126     plt.subplot(1, 2, 1)
127     plt.imshow(intensity.cpu().numpy(), cmap='inferno')
128     plt.title(f"{title}_Intensidade")
129     plt.subplot(1, 2, 2)
130     plt.imshow(polarization_angle.cpu().numpy(), cmap='hsv', vmin=-np.pi
131                /2, vmax=np.pi/2)
132     plt.title(f"{title}_Ângulo de Polarização")
133     plt.colorbar()
134     plt.show()
135
136 def apply_pbs(E_field):
137     """
138     Simula um PBS, retornando os dois feixes de saída (transmitido e
139     refletido).
140     0 PBS separa a componente horizontal (E_x) da vertical (E_y).
141     """
142     # Feixe transmitido: componente horizontal
143     E_transmitted = E_field * torch.tensor([1, 0], dtype=torch.complex64)
144     # Feixe refletido: componente vertical
145     E_reflected = E_field * torch.tensor([0, 1], dtype=torch.complex64)
146     return E_transmitted, E_reflected
147
148 def apply_hwp(E_field, angle_deg=22.5):
149     """
150     Aplica um half-wave plate (HWP) ao campo elétrico.
151     Rotaciona a polarização de acordo com o ângulo especificado.
152     """
153     angle_rad = torch.deg2rad(torch.tensor(angle_deg))
154     theta = angle_rad
155     # Matriz de Jones para HWP
156     j_hwp = torch.tensor([
157         [torch.cos(theta)**2 - torch.sin(theta)**2, 2*torch.cos(theta)*
158          torch.sin(theta)],
159         [2*torch.cos(theta)*torch.sin(theta), torch.sin(theta)**2 -
160          torch.cos(theta)**2]
161     ], dtype=torch.complex64)
162     return torch.einsum('ij,...j->...i', j_hwp, E_field)
163
164 def propagation_ASM_padded(Uin, z, lambda_, pad_factor=2):
165     """
166     Propagates a 2D field Uin using the Angular Spectrum Method with
167     zero-padding.

```

```

165     Args:
166         Uin: Input field (2D tensor).
167         z: Propagation distance.
168         lambda_: Wavelength.
169         pad_factor: Factor by which the input is zero-padded (default=2)
170
171     Returns:
172         Uout: The propagated field cropped back to the original size.
173     """
174     # Save original shape and determine padded shape
175     original_shape = Uin.shape # (Nx, Ny)
176     Nx, Ny = original_shape
177     N_pad = pad_factor * Nx # assuming square grid; adjust accordingly
178     if not
179         pad_total = N_pad - Nx
180         pad_before = pad_total // 2
181         pad_after = pad_total - pad_before
182
183     # Zero-pad the input field: pad format is (left, right, top, bottom)
184     Uin_pad = F.pad(Uin, (pad_before, pad_after, pad_before, pad_after))
185
186     # Compute frequency grids based on the padded size
187     fx = torch.fft.fftfreq(N_pad, d=pixel_pitch).to(Uin.device)
188     fy = torch.fft.fftfreq(N_pad, d=pixel_pitch).to(Uin.device)
189     FX, FY = torch.meshgrid(fx, fy, indexing='ij')
190
191     # Angular spectrum kernel computation;
192     # note: be careful with evanescent waves (when  $FX^2 + FY^2 > 1/\lambda^2$ ).
193     # A common approach is to clip or filter out the evanescent
194     component.
195     H = torch.exp(1j * 2 * np.pi * z * torch.sqrt(torch.clamp(1/lambda_
196         **2 - FX**2 - FY**2, min=0.0)))
197
198     # Apply forward FFT on the padded field
199     Uin_f = torch.fft.fft2(Uin_pad)
200
201     # Multiply by the propagation kernel
202     Uout_pad = torch.fft.ifft2(Uin_f * H)
203
204     # Crop the result to the original grid dimensions
205     crop_start = pad_before
206     crop_end = crop_start + Nx # or Ny if non-square
207     Uout = Uout_pad[crop_start:crop_end, crop_start:crop_end]
208
209     return Uout

```

```

207
208 def horizontal_profile(intensity):
209     """Funciona tanto para tensores PyTorch quanto para arrays NumPy"""
210     if isinstance(intensity, torch.Tensor):
211         profile = intensity[sim_size//2, :].cpu().numpy()
212     else: # Já é NumPy
213         profile = intensity[sim_size//2, :]
214
215     plt.figure(figsize=(10, 4))
216     plt.plot(profile, 'b-', linewidth=1)
217     plt.title('Perfil horizontal do padrão de difração')
218     plt.xlabel('Posição (pixels)')
219     plt.ylabel('Intensidade normalizada')
220     plt.grid(True)
221     plt.show()
222
223
224 # =====
225
226 def prepare_usaf_pattern(img_array, target_shape=(1080, 1920)):
227     """Prepara a imagem USAF para o SLM com fase binária"""
228     img_binary = (img_array > 0.5).astype(np.float32)
229     % return torch.from_numpy(img_binary * np.pi)
230
231 def create_slm_pattern(pattern, sim_size):
232     """Centraliza o padrão na grade de simulação"""
233     full_mask = torch.zeros((sim_size, sim_size), dtype=torch.complex64)
234     start_y = (sim_size - pattern.shape[0]) // 2
235     start_x = (sim_size - pattern.shape[1]) // 2
236     full_mask[start_y:start_y+pattern.shape[0], start_x:start_x+pattern.
        shape[1]] = torch.exp(1j * pattern)
237     return full_mask
238
239 def crop_to_camera_resolution(field, camera_res=(1080, 1920)):
240     """Corta o campo simulado para a resolução da câmera, mantendo o
        centro."""
241     h, w = field.shape[:2]
242     start_y = (h - camera_res[0]) // 2
243     start_x = (w - camera_res[1]) // 2
244     return field[start_y:start_y+camera_res[0], start_x:start_x+
        camera_res[1]]
245
246 def simulate_camera_pixel_binning(intensity, sim_pixel_size=7.4e-6,
    camera_pixel_size=5.04e-6):
247     """Downsampling para simular o tamanho do pixel da câmera."""
248     bin_factor = int(camera_pixel_size / sim_pixel_size)
249     if bin_factor <= 1:

```

```

250         return intensity
251
252     # Usar average pooling para integrar a intensidade sobre os pixels
    da câmera
253     return torch.nn.functional.avg_pool2d(
254         intensity.unsqueeze(0).unsqueeze(0),
255         kernel_size=bin_factor
256     ).squeeze()
257
258
259 # =====
260 # SIMULAÇÃO COMPLETA
261 # =====
262
263 # usaf_img = np.array(Image.open('USAF-1951_px.png').convert('L')) #
    Converter para escala de cinza
264 # usaf_pattern = prepare_usaf_pattern(usaf_img, (slm_height, slm_width))
265 # slm_mask = create_slm_pattern(usaf_pattern, sim_size)
266
267 # # 1. Criar máscaras dos SLMs
268 slm_mask = create_slm_mask((slm_height, slm_width), sim_size, block_size
    ) # Para SLM1
269 slm_mask_2 = create_slm_mask((slm_height, slm_width), sim_size,
    block_size)#torch.flip(slm_mask, dims=[-2, -1])
270
271 #create_slm_mask((slm_height, slm_width), sim_size, block_size) # Para
    SLM2
272
273 plot_complex_field(slm_mask, "Máscara do SLM1")
274 plot_complex_field(slm_mask_2, "Máscara do SLM2")
275
276 # 2. Inicializar feixe gaussiano com polarização diagonal:
277 # Ambas as componentes (H e V) têm a mesma amplitude.
278 gauss = gaussian_beam(sim_size, sim_size, 0.022, 0.036)
279 U = torch.stack([gauss, gauss], dim=-1) / np.sqrt(2) # Polarização
    diagonal
280 plot_polarized_field(U, "Feixe Incidente - Polarização Diagonal")
281
282 # 3. SLM1: aplica a fase apenas na componente horizontal (H)
283 U[..., 0] *= slm_mask # Apenas o canal horizontal é modulado
284 plot_polarized_field(U, "SLM1 (fase aplicada em H)")
285
286 # 4. Propagação + Lente + Propagação (operando de forma vetorial)
287 # Propagação de SLM1 até a lente (distância D1)
288 U = apply_propagation_vectorial(U, D1, wavelength)
289 plot_polarized_field(U, "Após propagação de 40 cm")
290

```

```

291 # Aplicar lente 1
292 U = apply_lens_vectorial(U, f1, wavelength)
293 plot_polarized_field(U, "Campo_na_lente_1")
294
295 # Propagação da lente 1 até SLM2 (distância D2)
296 U = apply_propagation_vectorial(U, D2, wavelength)
297 plot_polarized_field(U, "Após_propagação_de_40_cm_(antes_do_SLM2)")
298
299 # 5. SLM2: aplica a fase apenas na componente vertical (V)
300 U[..., 0] *= slm_mask_2 # Apenas o canal vertical é modulado
301 plot_polarized_field(U, "Imediatamente_após_SLM_2_(fase_aplicada_em_H)")
302
303 # 6. Sequência: Propagação + Lente + HWP + PBS + Propagação + Lente +
    Propagação
304
305 # Propagação de SLM2 até Lente2 (distância D3= 10 cm)
306 U = apply_propagation_vectorial(U, D3, wavelength)
307 plot_polarized_field(U, "Após_propagação_10_cm")
308
309 # Aplicar Lente2 f3= 0.3
310 U = apply_lens_vectorial(U, f3, wavelength)
311 plot_polarized_field(U, "Campo_na_lente_2")
312
313 # Propagação de Lente2 até Lente3 (distância D4= 36 cm (46-10 de
    distancia da lente ))
314 U = apply_propagation_vectorial(U, D1, wavelength)
315 U = apply_lens_vectorial(U, f1, wavelength)
316 plot_polarized_field(U, "Após_lente_3")
317
318 # Aplicar HWP (half-wave plate)      ângulo ajustado para rotacionar a
    polarização
319 U = apply_hwp(U, angle_deg=22.5)
320 plot_polarized_field(U, "Após_HWP_(22.5)")
321
322 # Separar as componentes com PBS
323 U_transmitted, U_reflected = apply_pbs(U)
324 # Podemos escolher uma das saídas para continuar, por exemplo, a
    transmitida (H)
325 plot_polarized_field(U_transmitted, "Após_PBS_(Transmitido)")
326
327 # Continuar a propagação óptica
328 # Propagação de Lente3 até a câmera + aplicação de lente 3 ao longo do
    percurso
329 U = apply_propagation_vectorial(U_transmitted, D1, wavelength) # Por
    exemplo, distância intermediária antes da lente 3
330 plot_polarized_field(U, "Campo_na_câmera")
331

```

```
332 # # Aplicar Lente3
333 # U = apply_lens_vectorial(U, f2, wavelength)
334 # plot_polarized_field(U, "Campo após lente 3")
335 # U_final = apply_propagation_vectorial(U, z, wavelength)
336
337 # Campo óptico no plano da câmera (U_final)
338 intensity = (torch.abs(U[..., 0])**2 + torch.abs(U[..., 1])**2)
339
340 # 1. Cortar para o FOV da câmera
341 intensity_cropped = crop_to_camera_resolution(intensity, (1080, 1920))
342
343 # 2. Simular tamanho do pixel da câmera (opcional, se pixel_pitch !=
    camera_pixel_size)
344 intensity_binned = simulate_camera_pixel_binning(intensity_cropped)
345
346 # 4. Normalizar e converter para uint8 (como uma câmera real)
347 intensity_normalized = (intensity_binned / intensity_binned.max() * 255)
    .type(torch.uint8)
348
349 # Salvar a imagem simulada da câmera
350 Image.fromarray(intensity_normalized.cpu().numpy()).save('
    simulated_camera_image_px_dado.png')
```

Listing 7.1 – Código da simulação.

REFERÊNCIAS

ABBE, Ernst. Beiträge zur Theorie des Mikroskops und der mikroskopischen Wahrnehmung. **Archiv für mikroskopische Anatomie**, v. 9, p. 413–468, 1873.

AMBS, Pierre. Optical Computing: A 60-Year Adventure. **Advances in Optical Technologies**, Wiley Online Library, v. 2010, n. 1, p. 372652, 2010.

BELL, Trudy E. Optical computing: a field in flux. **IEEE spectrum**, IEEE, v. 23, n. 8, p. 34–38, 1986.

BHANDARI, Ayush; MARZILIANO, Pina. Sampling and reconstruction of sparse signals in fractional Fourier domain. **IEEE Signal Processing Letters**, IEEE, v. 17, n. 3, p. 221–224, 2009.

BORN, Max; WOLF, Emil. **Principles of Optics**. [S.l.]: Cambridge University Press, 1999.

BRIGHAM, E Oran. **The fast Fourier transform and its applications**. [S.l.]: Prentice-Hall, Inc., 1988.

CAO, Wei; BU, Huiming; VINET, Maud; CAO, Min; TAKAGI, Shinichi; HWANG, Sungwoo; GHANI, Tahir; BANERJEE, Kaustav. The future transistors. **Nature**, Nature Publishing Group UK London, v. 620, n. 7974, p. 501–515, 2023.

CASASENT, D. Spatial light modulators. **Proceedings of the IEEE**, v. 65, n. 1, p. 143–157, 1977.

COLBURN, Shane; CHU, Yi; SHILZERMAN, Eli; MAJUMDAR, Arka. Optical frontend for a convolutional neural network. **Applied optics**, Optical Society of America, v. 58, n. 12, p. 3179–3186, 2019.

DAVIS, Jeffrey A.; MCNAMARA, Dylan E.; COTTRELL, Don M.; SONEHARA, Tomio. Two-dimensional polarization encoding with a phase-only liquid-crystal spatial light modulator. **Appl. Opt.**, Optica Publishing Group, v. 39, n. 10, p. 1549–1554, abr. 2000.

DUDLEY, Dana; DUNCAN, Walter M; SLAUGHTER, John. Emerging digital micromirror device (DMD) applications. v. 4985, p. 14–25, 2003.

ERIKSEN, René L; MOGENSEN, Paul C; GLÜCKSTAD, Jesper. Elliptical polarisation encoding in two dimensions using phase-only spatial light modulators. **Optics communications**, Elsevier, v. 187, n. 4-6, p. 325–336, 2001.

FELDMANN, Johannes *et al.* Parallel convolutional processing using an integrated photonic tensor core. **Nature**, Nature Publishing Group UK London, v. 589, n. 7840, p. 52–58, 2021.

GABOR, Dennis. A new microscopic principle., 1948.

GARCIA, Pablo; MARTÍNEZ, Carla; ORTEGA, Daniel. Best Practices for Measuring the Modulation Transfer Function. **Sensors**, MDPI, v. 24, n. 15, p. 5075, 2024.

GOODMAN, Joseph W. **Introduction to Fourier optics**. [S.l.]: Roberts e Company publishers, 2005.

HAMERLY, Ryan; BERNSTEIN, Liane; SLUDDS, Alexander; SOLJAČIĆ, Marin; ENGLUND, Dirk. Large-scale optical neural networks based on photoelectric multiplication. **Physical Review X**, APS, v. 9, n. 2, p. 021032, 2019.

HAN, JongWook; PARK, Choon-Sik; RYU, Dae-Hyun; KIM, Eun-Soo. Optical image encryption based on XOR operations. **Optical Engineering**, SPIE, v. 38, n. 1, p. 47–54, 1999.

HECHT, Eugene; ZAJAC, Alfred. Optics, chapter 11. **Addison-Wesley**, v. 3, p. 542–552, 2002.

HENGVELD, S B; RUBIANO DA SILVA, N; GONÇALVES, D S; SOUTO RIBEIRO, P H; MUCHERINO, A. An optical processor for matrix-by-vector multiplication: an application to the distance geometry problem in 1D. **Journal of Optics**, IOP Publishing, v. 24, n. 1, p. 015701, dez. 2021.

HU, Ziyuan; CHEN, Yueyang; XU, Chen; LEE, Chee-Wei; LIU, Feng; LI, Zhaoguo; YANG, Changhuei. Diffractive optical computing in free space. **Nature Communications**, Nature Publishing Group, v. 15, n. 1, p. 45982, 2024.

JAVIDI, Bahram; NOMURA, Takanori. Securing information by use of digital holography. **Optics letters**, Optica Publishing Group, v. 25, n. 1, p. 28–30, 2000.

JIA, Zhuonan; TAO, Haopeng; HUANG, Guang-Bin; MEI, Ting. Achieving superior accuracy in photonic neural networks with physical multi-synapses. **Advanced Photonics Nexus**, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, v. 4, n. 4, p. 046010–046010, 2025.

JONES, R Clark. A new calculus for the treatment of optical systemsi. description and discussion of the calculus. **Josa**, Optica Publishing Group, v. 31, n. 7, p. 488–493, 1941.

KIBEBE, Griffith; WU, Yifan; YUAN, Shuguang. Harnessing optical advantages in computing: a review of current and future trends. **Frontiers in Physics**, v. 12, p. 1379051, 2024.

KIRCHNER, James W. Aliasing in $1/f$ noise spectra: Origins, consequences, and remedies. **Physical Review E—Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics**, APS, v. 71, n. 6, p. 066110, 2005.

KONI, Mwezi; BEZUIDENHOUT, Hadrian; NAPE, Isaac. Emulating quantum computing with optical matrix multiplication. **APL Photonics**, v. 9, n. 10, p. 106120, out. 2024. ISSN 2378-0967. eprint: https://pubs.aip.org/aip/app/article-pdf/doi/10.1063/5.0230335/20227868/106120_1_5.0230335.pdf.

KUMAR, Praveen; FATIMA, Areeba; NISHCHAL, Naveen K. Image encryption using phase-encoded exclusive-OR operations with incoherent illumination. **Journal of Optics**, IOP Publishing, v. 21, n. 6, p. 065701, 2019.

LABRUNIE, G; ROBERT, J; BOREL, J. A 128×128 electro-optical interface for real time data processing. **Revue de Physique Appliquée**, Société Française de Physique, v. 10, n. 3, p. 143–146, 1975.

LEITH, Emmett N. The evolution of information optics. **IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics**, IEEE, v. 6, n. 6, p. 1297–1304, 2002.

LI, Huan; ZHAO, Qing; WANG, Ming. Effect of Higher Order Aberrations and Intraocular Scatter on Optical Quality Based on an Optical Eye Model. **Optics**, MDPI, v. 4, n. 2, p. 27, 2023.

LI, Rujia; CAO, Liangcai. Progress in phase calibration for liquid crystal spatial light modulators. **Applied Sciences**, MDPI, v. 9, n. 10, p. 2012, 2019.

LIN, Xing; RIVENSON, Yair; YARDIMCI, Nezh T; VELI, Muhammed; LUO, Yi; JARRAHI, Mona; OZCAN, Aydogan. All-optical machine learning using diffractive deep neural networks. **Science**, American Association for the Advancement of Science, v. 361, n. 6406, p. 1004–1008, 2018.

MA, Ji. Advanced MEMS-based technologies and displays. **Displays**, Elsevier, v. 37, p. 2–10, 2015.

MAIMAN, Theodore H. Stimulated optical radiation in ruby. **nature**, Nature Publishing Group UK London, v. 187, n. 4736, p. 493–494, 1960.

MARKOV, Igor L. Limits on fundamental limits to computation. **Nature**, Nature Publishing Group UK London, v. 512, n. 7513, p. 147–154, 2014.

MCMAHON, Peter L. The physics of optical computing. **Nature Reviews Physics**, v. 5, n. 12, p. 717–734, dez. 2023. ISSN 2522-5820.

MOGENSEN, Paul C; GLÜCKSTAD, Jesper. A phase-based optical encryption system with polarisation encoding. **Optics communications**, Elsevier, v. 173, n. 1-6, p. 177–183, 2000.

MOORE, Gordon E *et al.* **Cramming more components onto integrated circuits**. [S.l.: s.n.], 1965.

MOORE, Gordon E. Cramming more components onto integrated circuits. **Proceedings of the IEEE**, IEEE, v. 86, n. 1, p. 82–85, 1998.

MOORE, Gordon E *et al.* Progress in digital integrated electronics. *In*: WASHINGTON, DC. ELECTRON devices meeting. [S.l.: s.n.], 1975. v. 21, p. 11–13.

NAPE, Isaac; KONI, Mwezi; BEZUIDENHOUT, Hadrian; FORBES, Andrew. Optical matrix multiplication as an analogue for quantum computing. *In*: OPTICA PUBLISHING GROUP. LASER Science. [S.l.: s.n.], 2024. jtu5a–9.

PACKAN, Paul A. Pushing the limits. **Science**, American Association for the Advancement of Science, v. 285, n. 5436, p. 2079–2081, 1999.

- POP, Eric; SINHA, Sanjiv; GOODSON, Kenneth E. Heat generation and transport in nanometer-scale transistors. **Proceedings of the IEEE**, IEEE, v. 94, n. 8, p. 1587–1601, 2006.
- REFREGIER, Philippe; JAVIDI, Bahram. Optical image encryption based on input plane and Fourier plane random encoding. **Optics letters**, OSA, v. 20, n. 7, p. 767–769, 1995.
- RUBIN, Frank. One-time pad cryptography. **Cryptologia**, Taylor & Francis, v. 20, n. 4, p. 359–364, 1996.
- SALEH, Bahaa EA; TEICH, Malvin Carl. **Fundamentals of photonics**. [S.l.]: John Wiley & sons, 2019.
- SHALF, John. The future of computing beyond Moore's Law. **Philosophical Transactions of the Royal Society A**, The Royal Society Publishing, v. 378, n. 2166, p. 20190061, 2020.
- SHANNON, Claude E. Communication theory of secrecy systems. **The Bell system technical journal**, Nokia Bell Labs, v. 28, n. 4, p. 656–715, 1949.
- SHIKDER, Allarakha; NISHCHAL, Naveen K. Image encryption using binary polarization states of light beam. **Scientific Reports**, Nature Publishing Group UK London, v. 13, n. 1, p. 14028, 2023.
- SHIMOBABA, Tomoyoshi; MATSUSHIMA, Kyoji; KAKUE, Takashi; MASUDA, Nobuyuki; ITO, Tomoyoshi. Scaled angular spectrum method. **Optics letters**, Optical Society of America, v. 37, n. 19, p. 4128–4130, 2012.
- SILVA, Alexandre; MONTICONE, Francesco; CASTALDI, Giuseppe; GALDI, Vincenzo; ALÙ, Andrea; ENGHETA, Nader. Performing mathematical operations with metamaterials. **Science**, American Association for the Advancement of Science, v. 343, n. 6167, p. 160–163, 2014.
- SOUTHWELL, WH. Validity of the Fresnel approximation in the near field. **Journal of the Optical Society of America**, Optical Society of America, v. 71, n. 1, p. 7–14, 1981.
- TSAKYRIDIS, Apostolos; MORALIS-PEGIOS, Miltiadis; GIAMOUGIANNIS, George; KIRTAS, Manos; PASSALIS, Nikolaos; TEFAS, Anastasios; PLEROS, Nikos. Photonic

neural networks and optics-informed deep learning fundamentals. **APL photonics**, AIP Publishing, v. 9, n. 1, 2024.

TU, HY; CHENG, CJ; CHEN, ML. Optical image encryption polarization encoding by spatial light modulators based on liquid crystal. **JOURNAL OF OPTICS A-PURE AND APPLIED OPTICS**, IOP PUBLISHING LTD TEMPLE CIRCUS, TEMPLE WAY, BRISTOL BS1 6BE, ENGLAND, v. 6, n. 6, p. 524–528, 2004.

UNNIKRISHNAN, G; POHIT, M; SINGH, K. A polarization encoded optical encryption system using ferroelectric spatial light modulator. **Optics communications**, Elsevier, v. 185, n. 1-3, p. 25–31, 2000.

YAN, R-H; OURMAZD, Abbas; LEE, Kwing F. Scaling the Si MOSFET: From bulk to SOI to bulk. **IEEE transactions on electron devices**, IEEE, v. 39, n. 7, p. 1704–1710, 1992.

ZHANG, Wenhui; ZHANG, Hao; SHEPPARD, Colin JR; JIN, Guofan. Analysis of numerical diffraction calculation methods: from the perspective of phase space optics and the sampling theorem. **Journal of the Optical Society of America A**, Optical Society of America, v. 37, n. 11, p. 1748–1766, 2020.

ZHANG, Yu; WANG, Wenlong; CHEN, Hao; QIAN, Lin; WANG, Xinlong. Parallel optical computing capable of 100-wavelength multiplexing. **eLight**, SpringerOpen, v. 5, n. 1, p. 88, 2025.

ZUO, Ying; ZHAO, Yujun; CHEN, You-Chiuan; DU, Shengwang; LIU, Junwei. Scalability of All-Optical Neural Networks Based on Spatial Light Modulators. **Phys. Rev. Appl.**, American Physical Society, v. 15, p. 054034, 5 mai. 2021.