

UNIVERSIDADE FEDERAL DE ALAGOAS
INSTITUTO DE FÍSICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

JUAREZ GOMES DA SILVA

**ESTUDO EXPERIMENTAL DO CANCELAMENTO DE ABERRAÇÕES
ÓPTICAS ATRAVÉS DA CORRELAÇÃO DE INTENSIDADE**

Maceió

2018

JUAREZ GOMES DA SILVA

**ESTUDO EXPERIMENTAL DO CANCELAMENTO DE ABERRAÇÕES
ÓPTICAS ATRAVÉS DA CORRELAÇÃO DE INTENSIDADE**

Tese apresentada ao programa de pós-graduação
em Física da Matéria Condensada do Instituto
de Física da Universidade Federal de Alagoas
como parte dos requisitos para obtenção do
título de Doutor em Ciências.

Orientador: Prof. Dr. Eduardo Jorgeda Silva
Fonseca

Co-orientador: Prof. Dr. Alcenísio José de Jesus
Silva

Maceió

2018

Catlogação na fonte
Universidade Federal de Alagoas
Biblioteca Central
Divisão de Tratamento Técnico

Bibliotecária Responsável: Helena Cristina Pimentel do Vale – CRB4 - 661

S586e Silva, Juarez Gomes da.
Estudo experimental do cancelamento de aberrações ópticas através da correlação de intensidade / Juarez Gomes da Silva. – 2018.
48 f. : il.

Orientador: Eduardo Jorge da Silva Fonseca.

Co-orientador: Alcenísio José de Jesus Silva.

Tese (doutorado em Física da Matéria Condensada) – Universidade Federal Federal de Alagoas. Instituto de Física. Maceió, 2018.

Bibliografia: f. 44-48.

1. Aberração óptica – Cancelamento. 2. Correlação de intensidade.
3. Speckles – Comprimento de coerência. I. Título.

CDU: 535.313

AGRADECIMENTOS

- A Deus pela dádiva da vida. Por mais uma realização profissional e pessoal.
- A minha esposa Alana Peixoto pelo incentivo, confiança, paciência e todo seu amor.
- Aos meus pais, Maria Rosa e José Ferreira pelos ensinamentos sobre a vida. Por tudo que fizeram por mim.
- Ao professor Eduardo Fonseca, pela orientação, seu apoio, os quais foram fundamentais para a conclusão do meu doutorado. Também agradeço pelos conselhos, serei eternamente grato por tudo.
- Ao professor Alcenísio, sou bastante grato pela sua co-orientação, pelos ensinamentos no laboratório. Muito obrigado por tudo!
- Agradeço a Ana Ribeiro pelo excelente suporte dedicado ao grupo de Óptica e Nanoscopia.
- Aos colegas do grupo de pesquisa Óptica e Nanoscopia.
- Aos amigos Jefferson, Leônade, Leandro, Gonzales, Fábio, Cleberson, Jessica e Alexsandro pelos momentos de descontração (“A hora do café”), por várias vezes que nos reunimos para estudarmos e por tantos outros momentos agradáveis.
- A todos os meus familiares. Em especial meus irmãos Jackson, Jaqueline e Marcio (primo irmão) pelo apoio de todos.
- Aos professores e funcionários do Instituto de Física.
- A todas as pessoas que direto ou indiretamente contribuíram para a realização deste trabalho.
- A Capes, ao CNPQ e Fapeal pelo suporte financeiro.

*Dedico à minha esposa, Alana, e aos meus
pais, José Ferreira e Maria Rosa.*

RESUMO

Nesta tese de doutorado, estudamos a função de correlação de intensidade clássica de feixes espacialmente incoerentes com uma fase de aberração no caminho ótico. Com base em nossas medidas experimentais e na teoria da coerência óptica, mostramos que os efeitos de perturbações de fase, independentemente de seu tipo e sem necessidade de inversão de coordenadas, podem ser cancelados se a mesma fase estiver alinhada no caminho do feixe sinal e referência. Discutimos o comprimento de coerência espacial dos “speckles”, mostrando a sua influência no cancelamento das aberrações. Esses resultados podem ser úteis para imagens e microscopia através de meios aleatórios.

Palavra-Chave: Aberração. Correlação de intensidade. Cancelamento. comprimento de coerência.

ABSTRACT

In this doctoral thesis, we study the classical intensity correlation function of spatially incoherent beams with a phase aberration in the beam path. On the basis of our experimental measurements and in the optical coherence theory, we show that the effects of phase disturbances, independently of their kind and without need of coordinate inversion, can be canceled out if the same phase is aligned in the signal and reference beam path. We discuss the spatial coherence length of the speckles, showing their influence on the cancellation of the aberrations. These results can be useful for imaging and microscopy through random media.

Keywords: Aberration. Intensity correlation. Cancellation. length of coherence.

LISTA DE ABREVIATURAS

CPDE	Conversãoparamétricadescendente espontânea
FA	Fase aleatória
<i>Re</i>	Parte real
DVJR	Disco de vidro jateado rotativo
CCD	Charge coupleddevice
Nm	Nanômetro
mm	Milímetro
I	Invertido
NI	Não invertido
MEL	Modulador espacial da luz
FWHM	Largura à meia altura máxima (Fullwidthathalfmaximum)
SGM	Modelo Schell Gaussiano

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1(a)-(b): Hologramas gerados computacionalmente.	12
Figura 2.2 Correlação de segunda ordem analisada por meio do experimento de interferência de Young.	15
Figura 2.3 - Padrão de “speckle” obtido a partir da incidência de uma luz coerente por um disco de vidro jateado	19
Figura 3.1: Padrão de “speckle” obtido a partir da incidência de uma luz coerente por um disco de vidro jateado rotativo	26
Figura 3.2: Geração de “speckle”: (a) através da reflexão da luz coerente por uma superfície rugosa. (b) a partir da transmissão da luz coerente por um meio espalhador .27	27
Figura 3.3: Estrutura do modulador espacial de luz – MEL.....	28
Figura 3.4: Configuração experimental	29
Figura 3.5: Cancelamento de aberrações ímpares	30
Figura 3.6: Configuração experimental: $E_1 - E_6$ são espelhos, $L_1 - L_6$ são lentes, $DF_1 - DF_4$ são divisores de feixes, DVJR é o disco de vidro jateado rotativo, A é uma fenda dupla. MEL é o modulador espacial da luz e a CCD é a câmera. I e NI significam o feixe invertido e não invertido respectivamente.....	32
Figura 3.7: Padrões de “speckles”.	33
Figura 3.8. (a)-(d) Perfis de correlação de intensidade para $\delta = 0,06mm$ para diferentes aberrações de fase. Quadrado preto: curva não aberrada para o caso sem aberrações no MEL. Círculo vermelho: curva aberrada com inversão de coordenada da fase do feixe sinal. Triângulo azul: curva corrigida (sem inversão de coordenada da fase do feixe sinal).....	35
Figura 3.9. (e) Perfis de correlação de intensidade para $\delta = 0,06mm$ para fase aleatória FA . Quadrado preto: curva não aberrada para o caso sem aberrações no MEL. Círculo vermelho: curva aberrada com inversão de coordenada da fase do feixe sinal. Triângulo azul: curva corrigida (sem inversão de coordenada da fase do feixe sinal) (f) comparação entre a correlação com $ \tilde{A}_\phi ^2$ e sem subtrair o “background” Γ	36

Figura 3.10: Resultados da simulação para a configuração não invertida onde um cancelamento de aberração completo é esperado. (a)-(b) Função de correlação de primeira ordem. (c)-(d) Diferença entre as curvas com aberração e sem aberração variando o comprimento de coerência δ (c) e o parâmetro α (d).40

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 - Aberrações de Seidel em termos dos polinômios de Zernike.....	14
Tabela 3.1 - Desvio de curvas aberradas sem e com inversão de coordenadas (D^{NI} , D^I) e diferença relativa devido à inversão de coordenada da fase do feixe sinal. O símbolo ~ 0 é usado para valores menores que o erro. Estes resultados correspondem ao comprimento de coerência $\delta = 0,06 \text{ mm}$	37
Tabela 3.2 - Aberração de fase e sua variação estimada entre as posições da fenda dupla.....	41

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO GERAL	08
2	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	11
2.1	Introdução	11
2.2	Hologramas computacionais	11
2.3	Aberrações	13
2.4	Correlação de segunda ordem	15
2.5	Correlação de segunda ordem	18
2.6	Resultados teóricos	19
3	CANCELAMENTO EXPERIMENTAL DE ABERRAÇÕES NA CORRELAÇÃO DE INTENSIDADE NA ÓPTICA CLÁSSICA	24
3.1	Introdução	24
3.2	Padrão de “speckle”	25
3.3	Modulador espacial de luz	28
3.4	Cancelamento de aberração: caso quântico	29
3.5	Cancelamentos de aberrações: caso clássico	31
3.5.1	Configurações experimentais	31
3.5.1	Resultados e Discussões	33
4	CONCLUSÃO	43
	REFERÊNCIAS	44

1. INTRODUÇÃO GERAL

Os sistemas óticos causam distorções à luz, tais distorções são chamadas de aberrações [1]. Existem diversos efeitos que criam aberrações e afetam a qualidade da imagem, por exemplo, o próprio meio pelo qual a luz se propaga, rugosidade na superfície de um sistema ótico e desalinhamento de componentes óticos [2]. A nitidez de uma imagem não é limitada, na prática, somente pelo sistema ótico. Como já foi mencionado anteriormente, o meio pelo qual a luz se propaga pode se tornar uma fonte de aberrações, como acontece em observações astronômicas e sistemas de comunicação.

A formação de imagens perfeitas é praticamente impossível. Qualquer sistema real apresenta certas aberrações que comprometem sua qualidade. O principal objetivo de projetar um sistema ótico é a redução das aberrações para um nível que seja satisfatório para o desempenho do sistema [3]. Na ótica geométrica paraxial, quando utilizamos a aproximação paraxial para analisar a formação de imagem é conveniente usar a teoria chamada de primeira ordem [3]. Porém, quando focalizamos o feixe laser fora da região paraxial surgem as aberrações. Para analisarmos essas aberrações devemos tomar os desvios dos raios paraxiais. Conseqüentemente, essas aberrações são denominadas de primárias ou também aberrações de Seidel, tais aberrações são divididas em: aberração esférica, coma, astigmatismo, curvatura de campo e distorção.

Quando dois feixes se propagam a partir de uma mesma fonte e são superpostos em um anteparo, podemos pensar nos efeitos da interferência, assim como, na correlação desses campos óticos. A partir dessa interferência, podemos medir a correlação entre os dois feixes de luz. As correlações são relacionadas com às características da fonte de luz. Essas correlações podem ser divididas em duas classes a saber: correlações clássicas e correlações quânticas.

O campo de pesquisa de imagens de fótons correlacionados com o cancelamento de aberrações tem sido uma linha de pesquisa bastante ativa. Os primeiros passos nessa direção começaram com as medidas de cancelamento de dispersão utilizando feixes de dois fótons emaranhados gerados pelo processo de Conversão Paramétrica Descendente Espontânea (CPDE) [4,5], cujas aplicações foram encontradas em sincronização de relógio [6] e tomografia de coerência ótica quântica [7].

O uso de imagens de fótons correlacionados para o cancelamento de aberrações de fase [8,9] foi aplicado em microscopia confocal de correlação [10] e no cancelamento de efeitos de turbulência atmosférica [11,12]. Particularmente, um trabalho recente detalhou as condições que ocorrem o cancelamento de aberrações em feixes de dois fótons emaranhados [13]. Os autores demonstraram o cancelamento de aberrações de ordem ímpar em imagens de fótons correlacionados usando fótons emaranhados gerados através do processo CPDE, sendo o método de cancelamento baseado na inversão de coordenadas de um dos fótons emaranhados.

É importante mencionar que as demonstrações de cancelamento de dispersão usando luz clássica com interferometria [14] e correlação de intensidade [15] foram estudados também. Uma das abordagens para o estudo da correlação de intensidade da luz para a imagem é baseada no método chamado de imagem fantasma [16]. Devido à analogia entre as correlações de intensidades da luz em níveis quântico e clássico, os estudos de imagem fantasma sob o ponto de vista clássico têm sido bastante explorados [17,18]. Alguns autores sugeriram modelos teóricos para o cancelamento de aberrações de fase usando luz clássica no método de imagem fantasma [19,20].

Nas referências [21-23], os pesquisadores mostraram que as imagens também podem ser recuperadas através de um algoritmo que é possível recuperar a fase das imagens a partir da autocorrelação de intensidade espacial. Por outro lado, um estudo experimental detalhado de cancelamento de aberrações de fase usando correlação de intensidade de luz clássica ainda não foi realizado. Sendo assim, apresentaremos nessa tese esse estudo experimental do cancelamento de aberrações.

Portanto, na referência [24] mostramos que utilizando correlações de intensidade das flutuações dos padrões de “speckle” foi possível o cancelamento de aberrações que surgiram ao longo de um sistema ótico. Mostramos experimentalmente e teoricamente que para o caminho ótico não invertido, as aberrações são canceladas. Dessa forma, realizamos uma analogia do ponto de vista clássico ao estudo do cancelamento de aberrações de fase mostrando uma distinção interessante e útil do caso quântico [13]. É possível incorporar imagens em padrões de “speckle” cuja função de correlação espacial pode ser recuperada [25]. Portanto, esse efeito pode ser útil em imagens através de meio aleatório e microscopia, onde as aberrações inerentes que causam distorções na imagem podem ser canceladas.

Nesta tese, realizamos um estudo experimental a respeito do cancelamento de aberrações do ponto de vista da correlação de intensidade de feixes parcialmente coerentes. A organização desta tese foi feita da seguinte maneira: No capítulo 2 apresentamos uma fundamentação teórica, abordando os hologramas computacionais, em seguida abordamos as fases de aberrações geradas pelos hologramas. Discutimos o conceito de correlação existente entre os campos. Finalizamos este capítulo com os resultados teóricos. No capítulo 3, apresentamos a configuração experimental, assim como descrevemos o modulador espacial de luz. Discutimos os resultados e discussões. Para finalizar, apresentaremos a conclusão e perspectivas futuras no capítulo 4.

2. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

2.1 Introdução

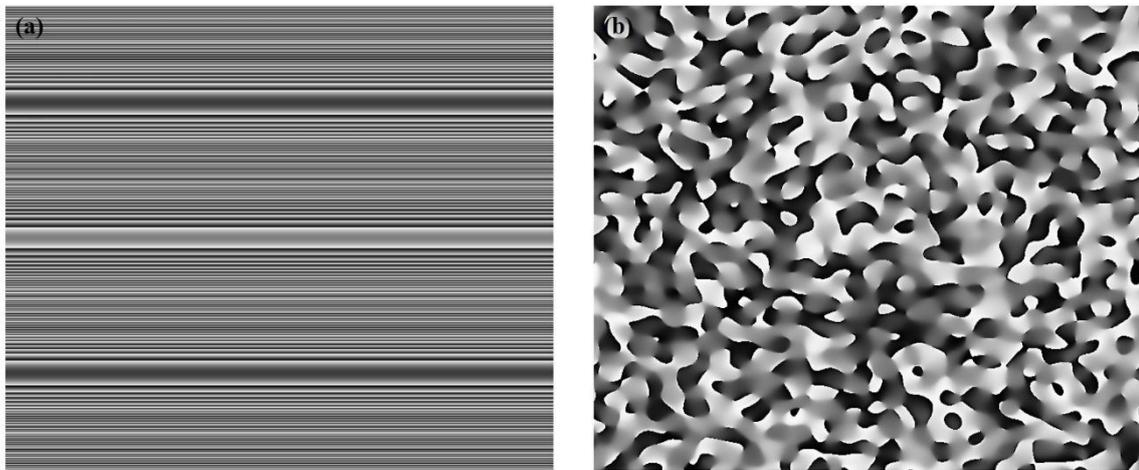
Neste capítulo, iniciamos abordando os hologramas gerados através da holografia computacional. Em seguida, discutimos as aberrações utilizadas no experimento. Também apresentamos as aberrações primárias de Seidel. Assim como, discutiremos sobre a correlação entre dois campos. Por fim, apresentaremos os resultados teóricos.

2.2 Hologramas computacionais

Abordaremos esta seção mencionando a holografia clássica, uma técnica holográfica bastante conhecida no campo da óptica para gerar hologramas. Foi Dennis Gabor que na década de 1940 inventou a holografia com o intuito de melhorar a nitidez dos registros do microscópio eletrônico [26]. Dessa forma, a holografia clássica é uma técnica que envolve o registro e a reconstrução de ondas ópticas. Esse holograma é um filme fotográfico que possui um registro codificado da onda ótica, incluindo suas propriedades de amplitude e fase [27]. No entanto, nesta tese os hologramas de fase foram gerados a partir da holografia computacional.

Esses hologramas gerados computacionalmente consistem em simulação numérica e em seguida são enviados para um dispositivo ótico. Usamos como dispositivo ótico, o modulador espacial de luz (MEL), responsável em modular a fase de um feixe laser incidente [28]. Portanto, mostramos na figura 2.1 alguns dos hologramas utilizados nas medidas experimentais. Como podemos observar, são imagens que possuem tonalidade cinza, onde cada tom está associado a uma fase diferente.

Figura 2.1(a)-(b): Hologramas gerados computacionalmente.



Fonte: (autor, 2018)

Os hologramas representados na figura acima foram enviados para o MEL. O feixe laser incidia sobre o modulador espacial de luz constatando a fase de aberração.

2.3 Aberrações

As aberrações óticas são distorções na frente de onda da luz laser. Dessa forma, devido a essas distorções verificamos perda na nitidez da imagem formada pelos sistemas óticos. No estudo que trata essa tese, utilizamos como fase de aberração a função representada pela equação (2.1). Essa fase de aberração foi introduzida pelo modulador espacial de luz, através dos hologramas discutidos na seção anterior. Na equação (2.1), α é um parâmetro que mede o grau de aberração do sistema ótico. Sendo n a potência que representa a ordem da fase de aberração, onde varia de 1 até 4. Esses valores foram utilizados para distinguir aberrações de ordem pares e ímpares.

$$\psi_n(x) = \exp[i\pi(x/\alpha)^n] \quad (2.1)$$

É importante destacar que as aberrações que utilizamos são diferentes da teoria de aberrações de Seidel presentes em sistemas óticos, que são expansões dos polinômios de Zernike. Nesses polinômios, cada termo descreve uma classe de aberrações primárias que são: aberração esférica, coma, astigmatismo, curvatura do campo e distorção. A tabela 2.1 mostra os polinômios de Zernike com as respectivas aberrações. Essas aberrações foram estudadas pela primeira vez por Ludwig von Seidel na década de 1850 [29].

Tabela 2.1: Aberrações de Seidel em termos dos polinômios de Zernike.

Polinômios de Zernike	Classe de aberração
$Z = 6r^4 - 6r^2 + 1$	Aberração esférica
$Z = (3r^3 - 2r) \cos \varphi$	Coma
$Z = r^2 \cos 2\varphi$	Astigmatismo
$Z = 2r^2 - 1$	Curvatura do campo
$Z = r \cos \varphi$	Distorção

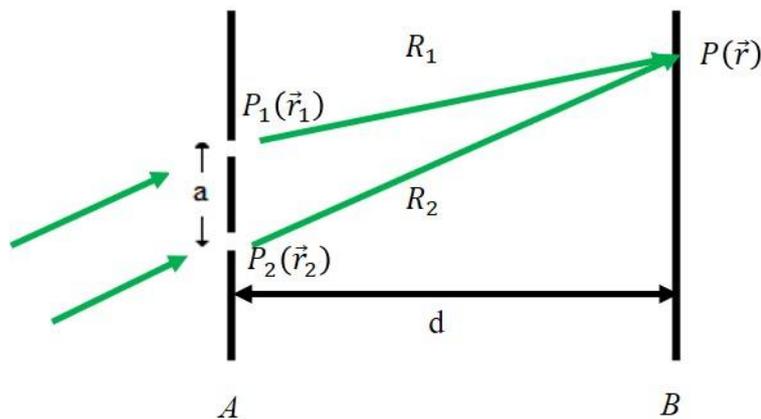
Fonte: (Gross[1], 2007)

As três primeiras aberrações primárias apresentadas na tabela 2.1, são responsáveis pela perda da qualidade da imagem. Enquanto que as duas últimas aberrações primárias de Seidel, estão associadas com a forma e posição das imagens[30].

2.4 Correlação de segunda ordem

Para analisarmos a correlação de segunda ordem, usaremos como exemplo o experimento de interferência da fenda dupla. Dessa forma, consideremos um feixe de luz que incide sobre duas fendas $P(\vec{r}_1)$ e $P(\vec{r}_2)$ presentes em uma tela opaca A , separadas por uma distância a . Os feixes se sobrepõem em um anteparo B a uma distância d do plano das fendas como podemos ver na figura 2.2:

Figura 2.2 Correlação de segunda ordem analisada por meio do experimento de interferência de Young.



Fonte: (Autor, 2018)

O princípio da superposição nos permite calcular o campo elétrico em um ponto $P(\vec{r})$ no anteparo B da seguinte forma:

$$E(\vec{r}, t) = K_1 E(\vec{r}_1, t - t_1) + K_2 E(\vec{r}_2, t - t_2) \quad (2.2)$$

onde $t_1 = R_1/c$ e $t_2 = R_2/c$ são os intervalos de tempo necessário para o feixe de luz se propagar de $P_1(\vec{r}_1)$ até $P(\vec{r})$ e de $P_2(\vec{r}_2)$ até $P(\vec{r})$ respectivamente. A constante c é a velocidade da luz no vácuo, K_1 e K_2 são fatores constantes que dependem do tamanho dos furos $P_1(\vec{r}_1)$ e $P_2(\vec{r}_2)$.

A intensidade instantânea $I(\vec{r}, t)$ no ponto $P(\vec{r})$ no anteparo B é definida da seguinte forma

$$I(\vec{r}, t) = E^*(\vec{r}, t)E(\vec{r}, t)(2.3)$$

Usando as equações (2.2) e (2.3), obtemos.

$$I(\vec{r}, t) = |K_1|^2 I_1(\vec{r}_1, t - t_1) + |K_2|^2 I_2(\vec{r}_2, t - t_2) \\ + 2Re\{K_1^* K_2 E^*(\vec{r}_1, t - t_1) E(\vec{r}_2, t - t_2)\}(2.4)$$

onde Re representa a parte real e $*$ é o complexo conjugado. Tomando a média de $I(\vec{r}, t)$ sobre as diferentes realizações do campo e indicando essa média por $\langle \dots \rangle$, obtemos

$$\langle I(\vec{r}, t) \rangle = |K_1|^2 \langle I(\vec{r}_1, t - t_1) \rangle + |K_2|^2 \langle I(\vec{r}_2, t - t_2) \rangle \\ + 2Re\{K_1^* K_2 \Gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t - t_1, t - t_2)\}(2.5)$$

onde

$$\Gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2; t_1, t_2) = \langle E^*(\vec{r}_1, t_1) E(\vec{r}_2, t_2) \rangle(2.6)$$

A função $\Gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2; t_1, t_2)$, definida pela equação (2.6) será considerada como a função de correlação de segunda ordem cruzada do processo aleatório $E(\vec{r}_1, t)$ e $E(\vec{r}_2, t)$. Ela representa a correlação que existe entre a luz nos furos $P_1(\vec{r}_1)$ e $P_2(\vec{r}_2)$ no tempo t_1 e t_2 respectivamente. Para campos estacionários, isto é, aqueles que são independentes da origem do tempo à média da função de correlação cruzada $\Gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2; t_1, t_2)$ pode ser substituída por uma média temporal da seguinte forma

$$\Gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau) = \langle E^*(\vec{r}_1, t) E(\vec{r}_2, t + \tau) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T E^*(\vec{r}_1, t) E(\vec{r}_2, t + \tau) dt(2.7)$$

Esta função depende apenas da diferença dos tempos $t_1 - t_2$. Desse modo, podemos reescrever a equação (2.5)

$$\langle I(\vec{r}, t) \rangle = |K_1|^2 \langle I(\vec{r}_1, t) \rangle + |K_2|^2 \langle I(\vec{r}_2, t) \rangle \\ + 2Re\{K_1^* K_2 \Gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t_1 - t_2)\}(2.8)$$

Observamos que se o último termo do lado direito da equação (2.8) não for zero a intensidade média $\langle I(\vec{r}, t) \rangle$ não é igual a soma das intensidades dos dois feixes que atingem o ponto $P(\vec{r})$ no anteparo B . O termo $\Gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, t_1 - t_2)$ é responsável pelo aparecimento de franjas de interferência.

A função de correlação cruzada $\Gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau)$ é conhecida como função de coerência mútua, ela representa a quantidade central da teoria elementar da coerência óptica. Essa função descreve as flutuações espacial e temporal da função aleatória $E(\vec{r}, t)$ [30,32].

Desse modo, podemos escrever essa função de coerência mútua da seguinte forma:

$$\Gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau) = \langle E^*(\vec{r}_1, t) E(\vec{r}_2, t + \tau) \rangle \quad (2.9)$$

Normalizando a função de correlação, obtemos a seguinte expressão,

$$\gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau) = \frac{\Gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau)}{[\langle I(\vec{r}_1, t) I(\vec{r}_2, t) \rangle]^{1/2}} \quad (2.10)$$

O $\gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau)$ é o grau de correlação de segunda ordem. Assim, o módulo dele está limitado da seguinte forma,

$$0 \leq |\gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau)| \leq 1 \quad (2.11)$$

Esse módulo do grau de correlação possui uma informação importante, ele é igual à visibilidade das franjas do padrão de interferência [31].

2.5 Correlações de quarta ordem

Nas medidas experimentais que realizamos tratamos dos campos elétricos $E_S(\vec{x}_S, t)$ e $E_R(\vec{x}_R, t)$ que correspondem aos feixes sinal e referência respectivamente. Medimos esses feixes e calculamos numericamente a correlação entre eles. Sendo assim, é pertinente mostrarmos as correlações de quarta ordem para esses campos. Dessa forma, podemos representar da seguinte forma [31],

$$\begin{aligned} G^2(\vec{x}_S, \vec{x}_R) &= \langle I_S(\vec{x}_S) I_R(\vec{x}_R) \rangle \\ &= \langle E_S^*(\vec{x}_S, t) E_R^*(\vec{x}_R, t) E_S(\vec{x}_S, t) E_R(\vec{x}_R, t) \rangle \end{aligned} \quad (2.12)$$

Para campos que obedecem a uma estatística gaussiana, a função de correlação de quarta ordem é proporcional ao módulo quadrado do grau de correlação de segunda ordem [31],

$$\langle E_S^*(\vec{x}_S, t) E_R^*(\vec{x}_R, t) E_S(\vec{x}_S, t) E_R(\vec{x}_R, t) \rangle \propto |\gamma(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \tau)|^2 \quad (2.13)$$

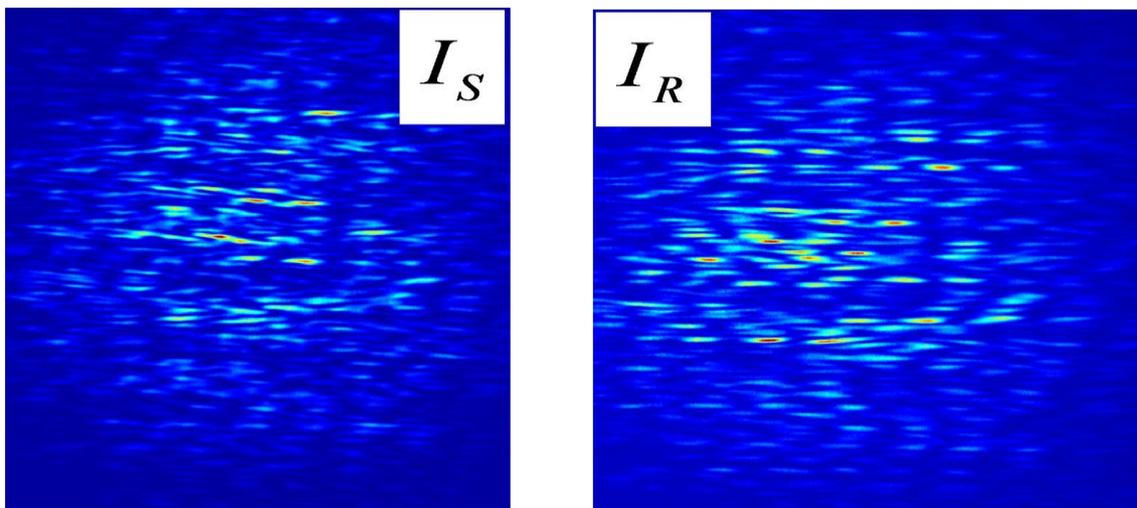
2.6 Resultados teóricos

Sejam $E_S(\vec{x}_S, t)$ e $E_R(\vec{x}_R, t)$ campos eletromagnéticos espacialmente estocásticos nas aproximações escalares e monocromáticas. É importante salientar que o termo estocástico se refere ao fato desses campos apresentarem intensidade aleatória. Vamos considerar que $\vec{x}_i = (x_i, y_i)$ são coordenadas transversais e $i = S, R$ representa os feixes sinal e referência, respectivamente. As intensidades são dadas por $I_i(\vec{x}_i) = |E_i(\vec{x}_i, t)|^2$. Para calcularmos as correlações de intensidade espacial de segunda ordem usamos a seguinte definição [33,34],

$$G^2(\vec{x}_S, \vec{x}_R) = \langle I_S(\vec{x}_S) I_R(\vec{x}_R) \rangle \quad (2.14)$$

onde $\langle \dots \rangle$ significa o processo de média. As coordenadas \vec{x}_S e \vec{x}_R na equação se referem aos diferentes planos de detecção, como representado na figura 2.3. Os padrões de “speckles” mostrados foram deslocados do centro devido a uma aberração de fase linear.

Figura 2.3 Planos de detecção para as intensidades S e R na equação (2.14).



Fonte: (Autor, 2018)

Definindo a média das intensidades como $\bar{I}_i(\vec{x}_i) = \langle E_i^*(\vec{x}_i, t)E_i(\vec{x}_i, t) \rangle$, a função de correlação de primeira ordem normalizada pode ser escrita como,

$$g(\vec{x}_S, \vec{x}_R) = \frac{\langle E_S^*(\vec{x}_S)E_R(\vec{x}_R) \rangle}{\sqrt{\bar{I}_S(\vec{x}_S)\bar{I}_R(\vec{x}_R)}} = \frac{G^{(1,1)}(\vec{x}_S, \vec{x}_R)}{\sqrt{\bar{I}_S(\vec{x}_S)\bar{I}_R(\vec{x}_R)}} \quad (2.15)$$

Assumindo estatística Gaussiana, o teorema do momento de Reed [35] pode ser empregado para relacionar a correlação de intensidade espacial, equação (2.14) com as correlações de campo equação (2.15),

$$G^2(\vec{x}_S, \vec{x}_R) = \langle E_S^*(\vec{x}_S, t)E_S(\vec{x}_S, t) \rangle \langle E_R^*(\vec{x}_R, t)E_R(\vec{x}_R, t) \rangle + \langle E_R^*(\vec{x}_R, t)E_S(\vec{x}_S, t) \rangle \langle E_S^*(\vec{x}_S, t)E_R(\vec{x}_R, t) \rangle \quad (2.16)$$

A partir da equação (2.15), podemos obter a seguinte equação

$$\langle E_S^*(\vec{x}_S)E_R(\vec{x}_R) \rangle = g(\vec{x}_S, \vec{x}_R) \sqrt{\bar{I}_S(\vec{x}_S)\bar{I}_R(\vec{x}_R)} \quad (2.17)$$

Substituindo a equação (2.17) e a definição $\bar{I}_i(\vec{x}_i) = \langle E_i^*(\vec{x}_i, t)E_i(\vec{x}_i, t) \rangle$ na equação (2.16), obtemos

$$\begin{aligned} G^2(\vec{x}_S, \vec{x}_R) &= \bar{I}_S(\vec{x}_S)\bar{I}_R(\vec{x}_R) + \bar{I}_S(\vec{x}_S)\bar{I}_R(\vec{x}_R)|g(\vec{x}_S, \vec{x}_R)|^2 \\ &= \bar{I}_S(\vec{x}_S)\bar{I}_R(\vec{x}_R)[1 + |g(\vec{x}_S, \vec{x}_R)|^2] \end{aligned} \quad (2.18)$$

De acordo com a equação (2.18) a função de correlação de intensidade é a função de correlação de primeira ordem mais um “background”. Assim, estamos considerando a propagação da função de correlação de primeira ordem do modulador espacial da luz (MEL) para a câmera CCD, uma vez que o plano da fenda dupla foi projetado sobre o MEL, e os campos S e R foram submetidos a aberturas idênticas $A(\vec{u}_i) = |A(\vec{u}_i)| \exp[i\phi(\vec{u}_i)]$. Considerando $G_0^{(1,1)}(\vec{u}_S, \vec{u}_R)$ a correlação de primeira ordem no plano do MEL, então podemos calcular a função de correlação de primeira ordem no plano da câmera CCD como

$$\begin{aligned} G^{(1,1)}(\vec{x}_S, \vec{x}_R) &= \iint_{\Omega} |A(\vec{u}_S)||A(\vec{u}_R)| \exp[i\phi(\vec{u}_R) - i\phi(\vec{u}_S)] \\ &\quad \times G_0^{(1,1)}(\vec{u}_S, \vec{u}_R) h^*(\vec{u}_S, \vec{x}_S) h(\vec{u}_R, \vec{x}_R) d\vec{u}_S d\vec{u}_R, \end{aligned} \quad (2.19)$$

onde $h(\vec{u}_i, \vec{x}_i) = \exp[i\pi\vec{u}_i \cdot \vec{x}_i/(\lambda f_6)]$, é a função de transferência e f_6 é a distância focal da lente que realiza a transformada de Fourier. A integral é realizada sobre toda região Ω na qual têm valores não desprezíveis.

Para um pequeno comprimento de coerência, a função de correlação de primeira ordem no MEL pode ser modelada por um delta de Dirac $G_0^{(1,1)}(\vec{u}_S, \vec{u}_R) = \delta(\vec{u}_R - \vec{u}_S)$ porque $\bar{I}_i(\vec{x}_i)$ é aproximadamente constante. Portanto, a equação (2.19) se torna,

$$\begin{aligned} G^{(1,1)}(\vec{x}_S, \vec{x}_R) &= \int_{\Omega} A(\vec{u}) \exp[i2\phi_{\pm}(\vec{u})] \exp\left[\frac{i\pi}{\lambda f_6} \vec{u} \cdot (\vec{x}_R - \vec{x}_S)\right] d\vec{u} \\ &= \tilde{A}_{\phi}\left(\frac{\vec{x}_R - \vec{x}_S}{\lambda f_6}\right) \end{aligned} \quad (2.20)$$

onde \tilde{A}_{ϕ} é a transformada de Fourier da abertura $A(\vec{u})$. Como a nossa abertura possui um perfil de fenda dupla, \tilde{A}_{ϕ} será um padrão de interferência e $\phi_{\pm} = [\phi(\vec{u}) - \phi(\pm\vec{u})]/2$, sendo ϕ_+ correspondente à configuração sem inversão horizontal das aberrações de fase no feixe sinal, isto é, o feixe propaga-se no caminho NI , e ϕ_- corresponde à configuração com inversão horizontal das aberrações de fase no feixe sinal, ou seja, o feixe propaga-se no caminho I . É claro que as aberrações são completamente canceladas, independentemente da sua forma, para a configuração não invertida, isto é, $\phi_+ = 0$.

Para a configuração invertida, temos duas vezes o efeito da parte antissimétrica da aberração de fase. No capítulo 3, explicaremos mais sobre os caminhos NI e I . Assim como, mostraremos que esses resultados estão em concordância com os resultados experimentais.

Nós calculamos também a correlação cruzada média [25,36] entre as intensidades dos feixes sinal e referência,

$$\Gamma(\vec{x}) = \left\langle \int_{\Omega} I_S(\vec{x}') I_R(\vec{x}' - \vec{x}) d\vec{x}' \right\rangle \quad (2.21)$$

onde $I_S(\vec{x}')$ é a intensidade do feixe sinal e $I_R(\vec{x}' - \vec{x})$ é a intensidade do feixe referência girado em 180° , o símbolo $\langle \dots \rangle$ indica a média, e Ω é o domínio onde a integral possui valores não nulos.

A equação (2.21) também pode ser vista como uma convolução entre os padrões de intensidade dos feixes sinal e referência. Naturalmente, nós podemos reescrever a equação (2.21) como,

$$\begin{aligned}\Gamma(\vec{x}) &= \int_{\Omega} \langle I_S(\vec{x}') I_R(\vec{x}' - \vec{x}) \rangle d\vec{x}' \\ &= \int_{\Omega} G^{(2,2)}(\vec{x}', \vec{x}' - \vec{x}) d\vec{x}'\end{aligned}\quad (2.22)$$

Para o modelo correlacionado – δ , nós temos $\bar{I}_S(\vec{x}) \cong \bar{I}_R(\vec{x}) \cong K$ que é constante, utilizando as equações (2.15), (2.18) e (2.20) mostramos que a equação (2.22) é,

$$\begin{aligned}\Gamma(\vec{x}) &= \int_{\Omega} [\bar{I}_S(\vec{x}) \bar{I}_R(\vec{x}) (1 + |g(\vec{x})|^2)] d\vec{x}' \\ &= \int_{\Omega} \left[\bar{I}_S(\vec{x}) \bar{I}_R(\vec{x}) \left(1 + \left| \tilde{A}_\phi \left(\frac{\vec{x}}{\lambda f_6} \right) / \sqrt{\bar{I}_S(\vec{x}) \bar{I}_R(\vec{x})} \right|^2 \right) \right] d\vec{x}' \\ \Gamma(\vec{x}) &\propto K^2 + \left| \tilde{A}_\phi \left(\frac{\vec{x}}{\lambda f_6} \right) \right|^2\end{aligned}\quad (2.23)$$

A equação (2.23) nos mostra que, na correlação cruzada de intensidade de segunda ordem, as aberrações também podem ser canceladas. A analogia entre as correlações de intensidade clássica e quântica baseia-se no fato de que o campo espacial de bombeamento no processo CPDE desempenha o papel da distribuição da intensidade da fonte no caso incoerente e que a função de onda de duas partículas no processo CPDE é o análogo à função coerência de segunda ordem no caso incoerente. A função de onda de dois fótons emaranhados pode ser escrita como [37],

$$\psi(x_1, x_2) = \int dx E_p(x) h_s(x_1, x) h_i(x_2, x) \quad (2.24)$$

onde s, i referem-se aos feixes *signal* e *idler* e $E_p(x)$ é o campo de bombeamento.

Neste ponto, é interessante comparar esta equação com a equação (2.19). A função de onda de dois fótons emaranhados depende do produto das funções de impulso-resposta dos feixes de *signal* e *idler*. O produto dessas funções impulso-resposta possui o efeito da soma das aberrações nos feixes citados acima [13].

Um fato interessante é que, este produto, na equação (2.19), depende da diferença da aberração de fase dos feixes sinal e referência. Observamos que, diferentemente do caso de dois fótons emaranhados, equação (2.24), as aberrações de fase são sempre canceladas na equação (2.19) independentemente da sua forma funcional.

3. CANCELAMENTO EXPERIMENTAL DE ABERRAÇÕES NA CORRELAÇÃO DE INTENSIDADE NA ÓPTICA CLÁSSICA

3.1 Introdução

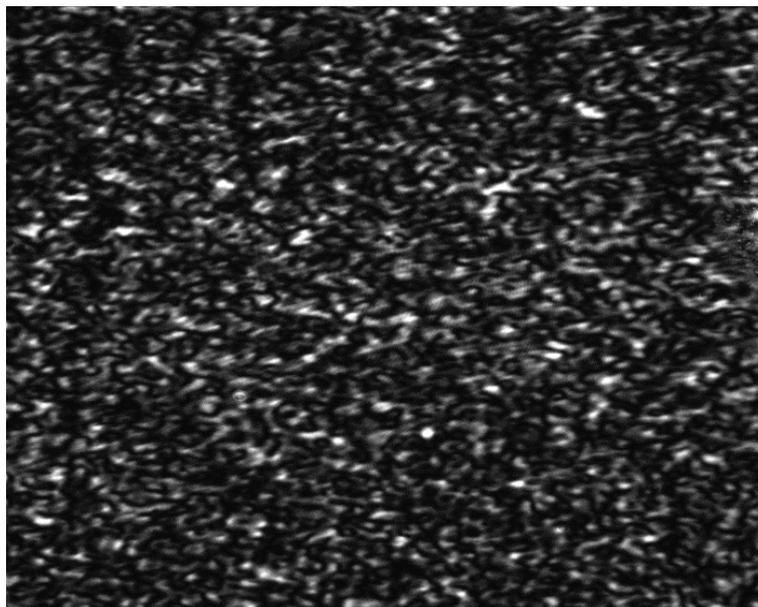
Neste capítulo, apresentaremos os nossos resultados sobre o estudo do cancelamento experimental de aberrações através da correlação de intensidade cruzada entre os padrões de “speckles” dos feixes sinal e referência. Mostraremos com base nas medidas experimentais, que as aberrações no caminho não invertido NI do feixe sinal foram canceladas independente da ordem da aberração em concordância com os resultados teóricos discutidos na seção 2.6 do capítulo anterior. Embora obtivemos o cancelamento, verificamos uma pequena imperfeição nas curvas apresentadas. Diante dessa verificação, fizemos uma simulação numérica para explicar a causa dessa imperfeição. Vamos demonstrar como geramos o padrão de “speckle” e descrever o modulador espacial de luz. Como motivação para o nosso trabalho, apresentaremos na seção 3.4 o caso quântico do cancelamento de aberrações ópticas.

3.2 Padrões de “speckle”

Quando o laser se tornou comercialmente disponível no início da década de 1960, foi um grande aliado para os pesquisadores experimentais. No entanto, eles observaram um padrão granular quando o feixe de luz era refletido por uma superfície rugosa [38-40]. A partir dessa superfície rugosa, o feixe de luz coerente era espalhado aleatoriamente resultando em uma luz parcialmente coerente. Esse tipo de padrão granular foi denominado de “speckle”. A relevância dos “speckles” não é atual, as primeiras pesquisas usando esse padrão foram realizadas pelo pesquisador Kaiserl. No ano de 1877, o seu trabalho relatou a estrutura fibrosa observada quando a luz de uma lâmpada de mercúrio atravessava uma placa de vidro [41]. Esse padrão granular surge devido à diferença de intensidade entre os pontos observados, que são consequências das diferenças de fase dos caminhos óticos que o feixe laser espalhado percorre. Dessa forma, temos interferências construtivas (pontos luminosos) e interferências destrutivas (pontos escuros) que constitui o padrão de “speckle”.

A figura 3.1 mostra o padrão granuloso que geramos no laboratório, ele foi obtido pela transmissão da luz coerente do laser por um meio espalhador, nesse caso, o meio espalhador foi um disco de vidro jateado rotativo (DVJR) que possui uma superfície rugosa. CCD (Charge Coupled Device) foi utilizada para capturar o padrão granular, conectada a um computador.

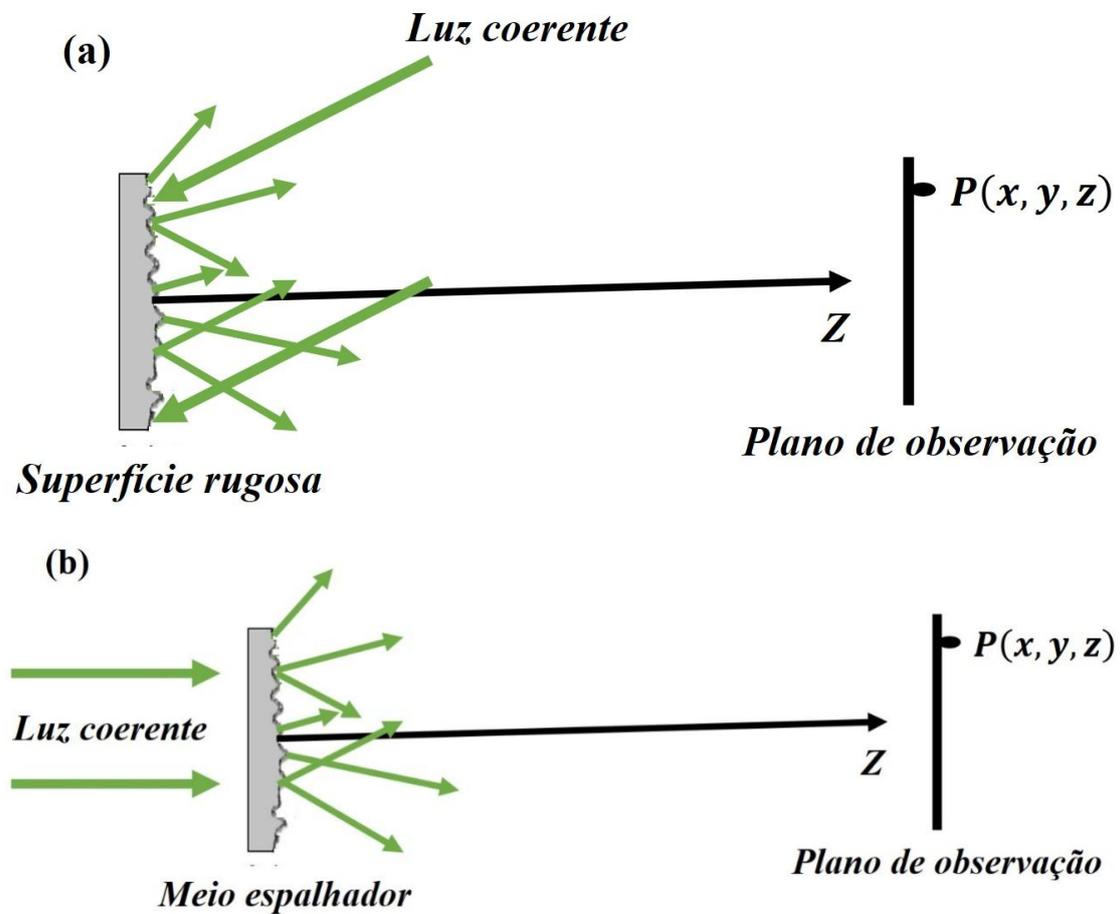
Figura 3.1: Padrão de “speckle” obtido a partir da incidência de uma luz coerente por um disco de vidro jateado rotativo.



Fonte: (Autor, 2018)

A figura 3.2 (a)-(b) representa a geração do “speckle” através das seguintes formas: reflexão ou transmissão da luz coerente, respectivamente. Tanto por reflexão quanto transmissão, temos o espalhamento do feixe laser. Dessa maneira, temos interferência dessa luz durante a propagação e conseqüentemente ocorre a formação do padrão de “speckle” no ponto $P(x, y, z)$ no plano de observação.

Figura 3.2: Geração de “speckle”: (a) através da reflexão da luz coerente por uma superfície rugosa. (b) a partir da transmissão da luz coerente por um meio espalhador.

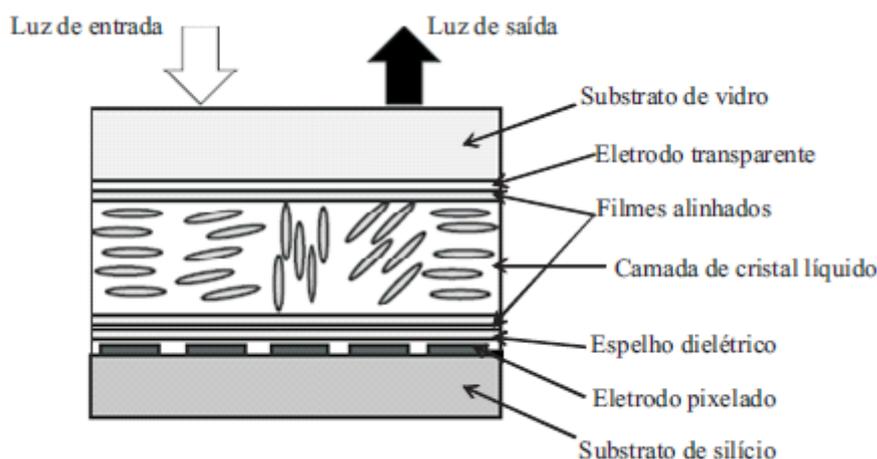


Fonte: (Autor, 2018)

3.3 Modulador Espacial de Luz

Nesta seção, descreveremos o componente ótico que utilizamos no experimento. Esse componente é o modulador espacial de luz (MEL), um dispositivo que controla a fase do feixe laser incidente. Este dispositivo é composto de substrato de vidro, eletrodo transparente, filmes alinhados, uma camada de cristal líquido que possui as moléculas alinhadas paralelamente, espelho dielétrico que é útil para aumentar a eficiência ao usar a luz e um substrato de silício [42]. Sobre o substrato de silício é formado um circuito de matriz ativo para aplicação de tensão nos pixels dos eletrodos. A camada de cristal líquido modula a fase e a quantidade dessa modulação de fase varia conforme a tensão aplicada. Podemos destacar as principais especificações do MEL: possui uma matriz de pixels 792×600 , cada pixel possui um tamanho de $20 \mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$. Possui também um nível de cinza entre 0 e 255 para cada pixel. A figura 3.3, representa o modulador espacial da luz.

Figura 3.3: Estrutura do modulador espacial de luz – MEL

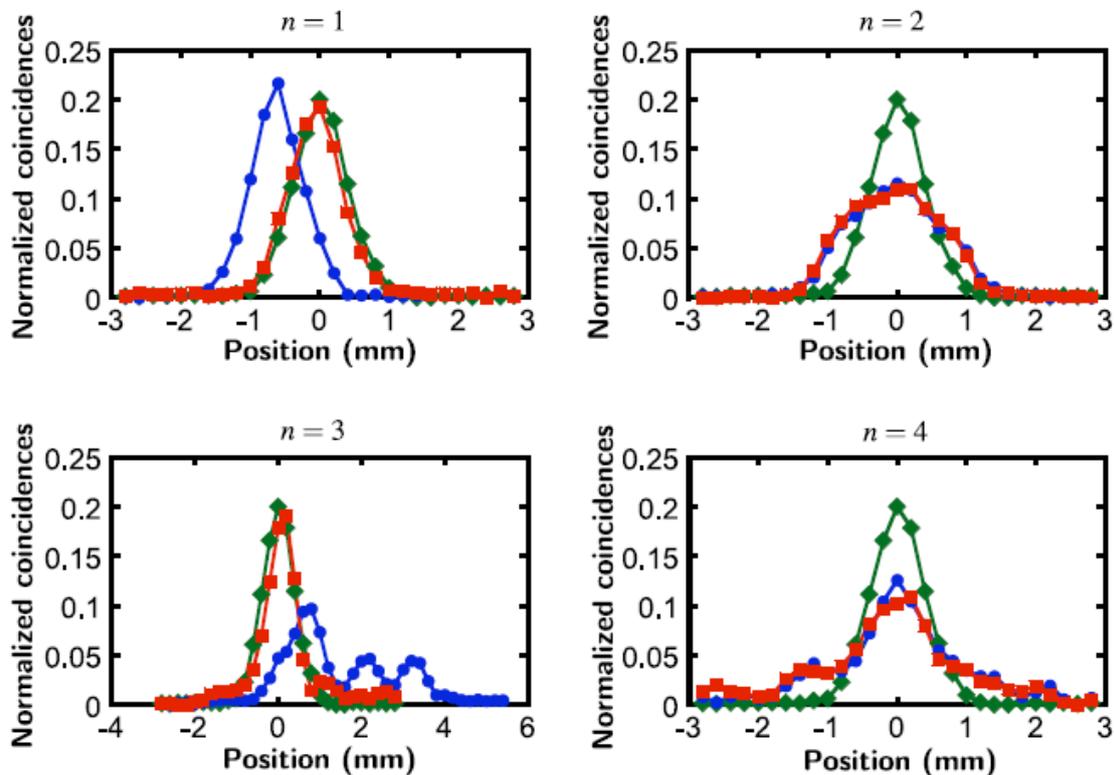


Fonte: (Matsumoto[42], 2008)

Portanto, o MEL foi responsável pela impressão (modulação) das fases de aberração sobre o feixe parcialmente coerente. Ressaltando mais uma vez, essas fases de aberração foram geradas a partir dos hologramas (imagens) abordados no capítulo anterior. Essas imagens foram enviadas através do computador para o MEL, assim o feixe ao refletir sobre o modulador obtinha a informação da fase de aberração.

Os resultados experimentais são mostrados na figura 3.5, temos os perfis de coincidências para as aberrações de ordem par e ímpar.

Figura 3.5: Cancelamento de aberrações ímpares



Fonte: (Filpi [13], 2015)

Na figura acima, as curvas verdes sinalizadas por diamantes são os resultados para $n = 0$, ou seja, sem aberrações. As curvas azuis indicadas em círculos são as medidas experimentais para $n > 0$ sem inversão de coordenadas. No caso das curvas vermelhas, representam as medidas para $n > 0$ com inversão de coordenadas. Portanto, os autores demonstraram que invertendo a coordenada do fóton as aberrações de ordem ímpar são canceladas como podemos ver na figura 3.5 para o valor de n ímpar. Para aberrações de ordem par, fica evidente nos resultados que o efeito do cancelamento não foi obtido.

3.5 Cancelamentos de aberrações: caso clássico

Nesta seção abordaremos o arranjo experimental utilizado nas medidas que realizamos, assim como, explicaremos o seu funcionamento. Mostraremos os resultados e faremos uma discussão sobre tais resultados.

3.5.1 Configurações Experimentais

Explicaremos a configuração experimental que foi desenvolvida durante o estudo sobre o cancelamento de aberrações. Desse modo, a configuração experimental é esquematizada na figura 3.6. Nós utilizamos um feixe laser de argônio operando em comprimento de onda 514 nm , que foi transmitido através de um disco de vidro jateado rotativo DVJR para gerar um feixe Gaussiano parcialmente coerente. O DVJR desempenhou o papel do meio espalhador da luz, esse disco de vidro possui rugosidades provocadas por jatos de areia diminuindo a coerência espacial da luz do laser. Após esse espalhamento aleatório a luz sofreu interferência construtiva e destrutiva, formando assim o padrão granuloso conhecido como “speckle”.

As lentes L_1 e L_2 , cujos comprimentos focais são $f_1 = 30 \text{ mm}$ e $f_2 = 500 \text{ mm}$, foram utilizadas para controlar o tamanho da seção transversal do feixe laser incidente sobre o DVJR e para colimar os “speckles”, respectivamente. Ajustando a distância entre a lente L_1 e o DVJR, e utilizando uma câmera CCD para detectar o padrão granuloso foi possível controlar o δ que representa o tamanho médio do padrão dos “speckles”, conhecido também como o comprimento de coerência espacial desse padrão granuloso. Usamos um método de autocorrelação numérica para medir o comprimento de coerência espacial. Esse método consiste em efetuar a autocorrelação numérica do padrão granuloso medido pela câmera CCD. Devido ao perfil unidimensional dessa correlação ser gaussiano, medimos a largura à meia altura máxima (FWHM) da curva para obter o valor do tamanho médio dos “speckles” [43].

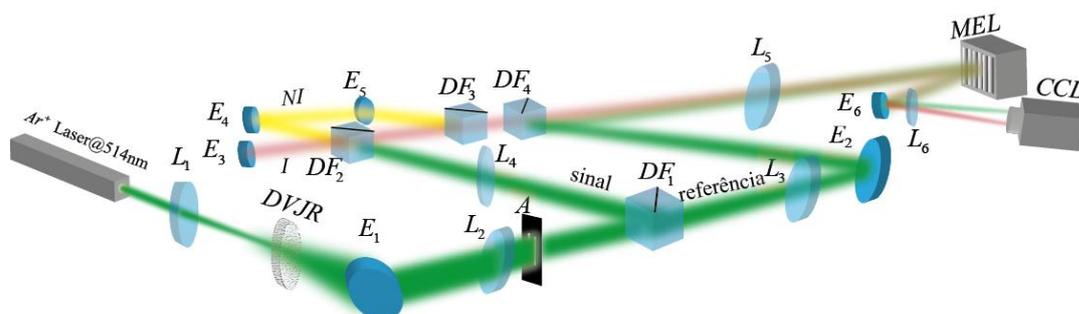
A fenda dupla de largura $a = 0,25 \text{ mm}$ e espaçamento $d = 0,45 \text{ mm}$ foi colocada após a lente L_2 com a finalidade de nos auxiliarmos para análise dos resultados experimentais. Também poderíamos utilizar outro tipo de abertura, por exemplo, uma fenda triangular.

A imagem da fendada dupla foi projetada sobre o modulador espacial de luz MEL, através de dois sistemas que são denominados de “configurações $4f$ ”, que significa que a distância entre os elementos óticos é igual ao comprimento focal das lentes. Estes dois sistemas foram formados pelas seguintes lentes: L_3 confocal com L_5 e L_4 confocal com L_5 , com um comprimento focal de $f_i = 300 \text{ mm}$, $i = 3, 4$ e 5 . O feixe de luz ao incidir no primeiro divisor de feixe DF_1 foi dividido em dois feixes: referência e sinal. Eles se propagaram através das lentes L_3 e L_4 respectivamente.

Usando um bloqueador de feixe, pudemos escolher um dos dois caminhos: o caminho vermelho ou o amarelo conforme a figura 3.6. Quando o feixe sinal era propagado pelo caminho amarelo, ele sofria um número par de reflexões. Conseqüentemente, não havia inversão de coordenada espacial do feixe. Desse modo, chamamos o caminho amarelo de não invertido NI . Por outro lado, quando o feixe sinal era propagado ao longo do caminho vermelho ele sofria um número ímpar de reflexões, resultando em uma inversão de coordenada espacial do feixe. Desse modo, designamos esse caminho como invertido I . Para o caso do feixe referência, como ele sofreu um número par de reflexões não houve inversão de coordenada.

Portanto, o fator crucial para obtermos os caminhos NI e I foi obter um número par ou ímpar de reflexões da coordenada espacial do feixe sinal. Conforme apresentamos no capítulo 2, incorporamos os hologramas ao MEL para gerar as aberrações de fase. Portanto, ao incidir sobre o MEL o feixe Gaussiano parcialmente coerente, ele adquiria uma das aberrações de fases. A transformada de Fourier do plano do MEL é projetada sobre a câmera CCD por uma lente L_6 de $f_6 = 250 \text{ mm}$. Após a lente L_5 , os feixes sinal e referência incidem sobre o modulador espacial de luz, e são refletidos e projetados sobre a área da CCD.

Figura 3.6: Configuração experimental: $E_1 - E_6$ são espelhos, $L_1 - L_6$ são lentes, $DF_1 - DF_4$ são divisores de feixes, DVJR é o disco de vidro jateado rotativo, A é uma fenda dupla. MEL é o modulador espacial da luz e a CCD é a câmera. I e NI significam o feixe invertido e não invertido respectivamente.

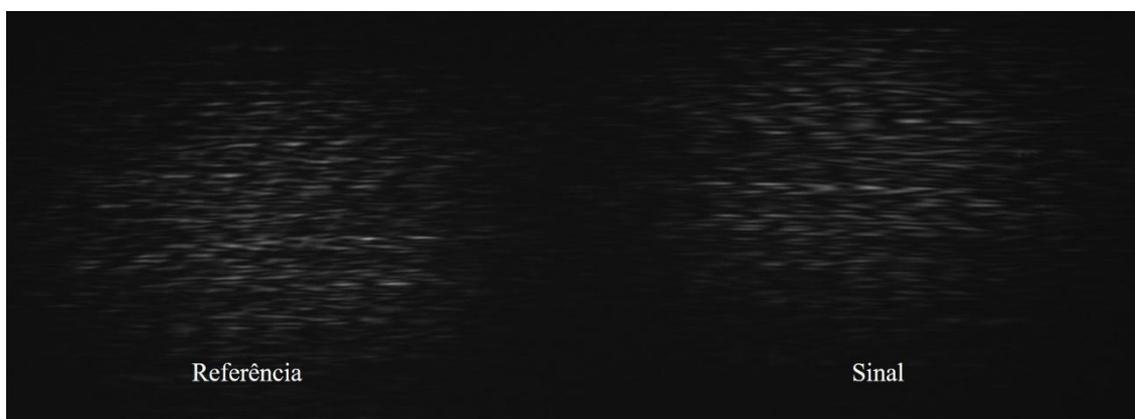


Fonte: (Autor, 2018)

3.5.2 Resultados e Discussões

O procedimento utilizado para obtermos a correlação de intensidade média entre os padrões de “speckle” dos feixes sinal e referência foi o seguinte, no experimento medimos a intensidade do feixe referência seguido pela intensidade do feixe sinal, então, implementamos os padrões obtidos através da simulação numérica para obter a correlação cruzada entre os padrões de “speckles”. As intensidades dos padrões medidos dos feixes sinal e referência são mostrados na figura 3.7

Figura 3.7: Padrões de “speckles”



Fonte: (Autor, 2018)

Para realizar essa simulação numérica, utilizamos a equação 2.21 apresentada no capítulo 2. Neste experimento, realizamos uma média sobre 80 medidas da correlação de intensidade cruzada correspondente às posições angulares do disco de vidro jateado rotativo DVJR.

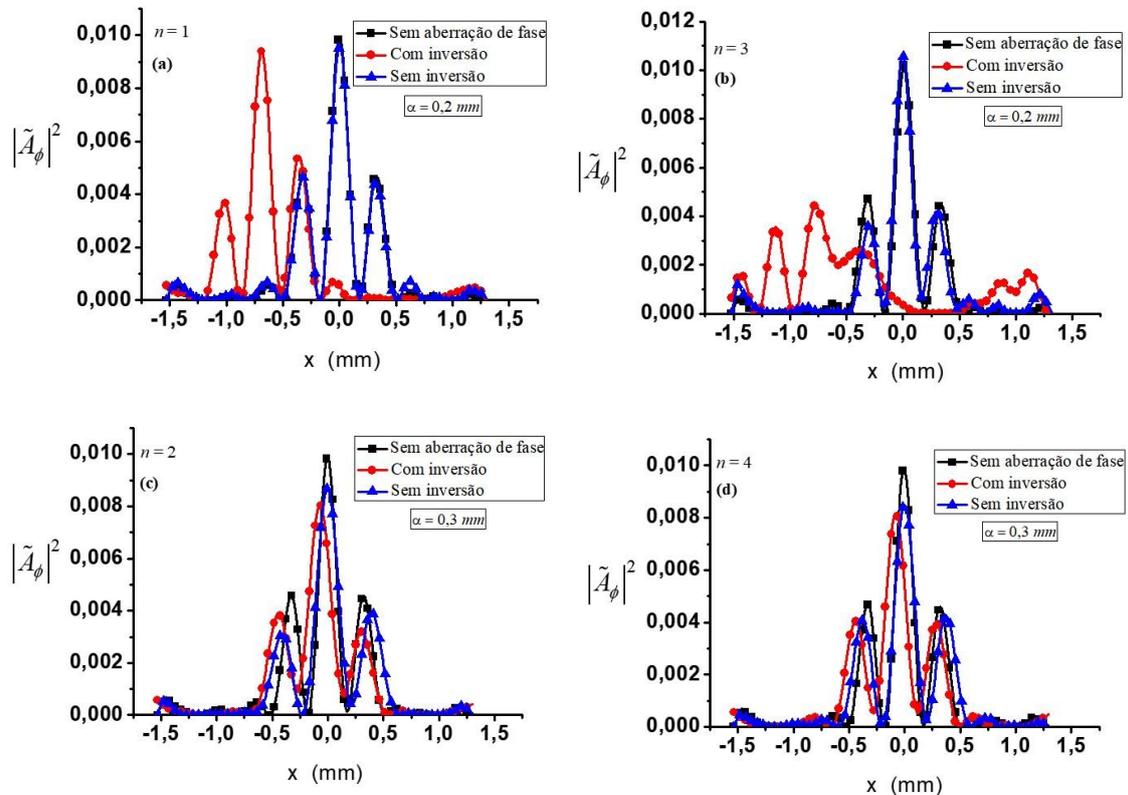
Após avaliar a correlação de intensidade média dos padrões, tomamos um perfil unidimensional no centro do resultado. Ao detectar as intensidades dos padrões de “speckles” em um plano imediatamente antes da fenda dupla utilizando a câmera CCD, foi possível obter o comprimento de coerência espacial estimando assim a intensidade de autocorrelação destes padrões. Alargura à meia altura máxima (FWHM) do perfil Gaussiano da autocorrelação forneceu o tamanho médio dos “speckles” que corresponde ao comprimento de coerência. Para este comprimento de coerência espacial obtivemos $\delta = 0,06 \text{ mm}$.

Todas as medidas foram realizadas no plano focal da lente L_6 . As figuras 3.8(a)-(d) e 3.9(e) mostra o perfil das correlações de intensidade normalizadas de $|\tilde{A}_\phi|^2$ para diferentes aberrações de fase $\psi_n(x) = \pi(x/\alpha)^n$, $n = 1, 2, 3, 4$ e para uma aberração de fase aleatória FA respectivamente. Para o parâmetro α que mede o grau de aberração, utilizamos $\alpha = 0,2 \text{ mm}$ para aberrações de ordens ímpares $n = 1$ e 3 e $\alpha = 0,3 \text{ mm}$ para aberrações de ordens pares $n = 2$ e 4 . Como podemos observar os perfis da figura 3.8, temos a representação do padrão da fenda dupla.

Para obtermos o perfil de $|\tilde{A}_\phi|^2$ apenas realizamos uma subtração do “background” [44]. Na figura 3.9(f) podemos observar o efeito ao subtrair o “background”. Para capturar os padrões de intensidade de “speckle” dos feixes sinal e referência, utilizamos matrizes de 810×810 pixels, correspondendo a uma região de $2,8 \text{ mm} \times 2,8 \text{ mm}$ da câmera CCD. As curvas pretas sinalizadas por quadrados são os resultados sem a aberração de fase obtidos a partir da correlação de intensidade entre os feixes sinal e referência com $n = 0$.

As curvas vermelhas indicadas em círculos correspondem à correlação de intensidade com inversão horizontal das aberrações de fase no feixe sinal, tomando o caminho invertido (I). As curvas azuis apresentadas no formato de triângulos correspondem à correlação de intensidade sem inversão horizontal das aberrações de fase no feixe sinal, considerando o caminho não invertido (NI).

Figura 3.8: (a)-(d) Perfis de correlação de intensidade para $\delta = 0,06\text{mm}$ para diferentes aberrações de fase. Quadrado preto: curva não aberrada para o caso sem aberrações no MEL. Círculo vermelho: curva aberrada com inversão de coordenada da fase do feixe sinal. Triângulo azul: curva corrigida (sem inversão de coordenada da fase do feixe sinal).

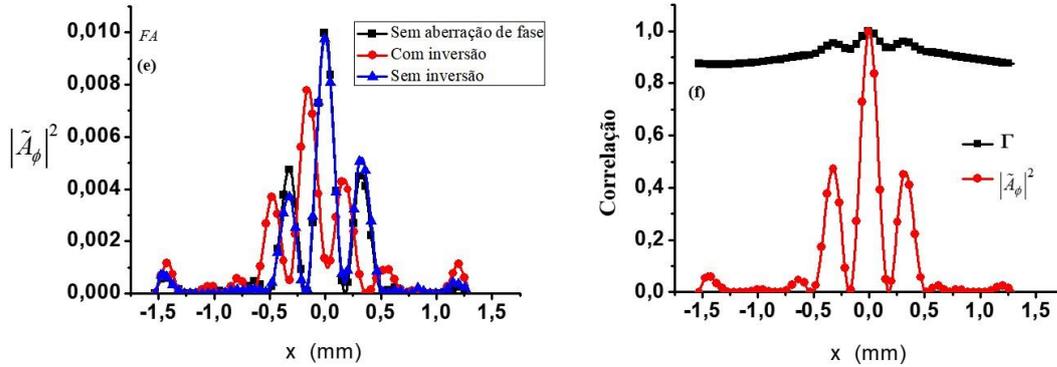


Fonte: (Autor, 2018)

Verificamos para o caminho não invertido *NI* todas as aberrações foram canceladas, em concordância com a teoria apresentada na Seção 2.6. No entanto, para alguns casos, não há uma combinação perfeita com as curvas sem o efeito das aberrações. A origem dessa imperfeição é devido ao comprimento de coerência finita, assim como o valor do parâmetro α que mede o grau de aberração do sistema óptico.

Para um comprimento de coerência finita, os feixes referência e sinal podem ser influenciados por diferentes perfis de aberrações de fase. Para um cancelamento de aberração perfeito, independentemente do perfil de aberração da fase, devemos ter um campo verdadeiramente delta-correlacionado, que significa uma total incoerência espacial. Explicaremos melhor este ponto a partir da simulação numérica.

Figura 3.9. (e) Perfis de correlação de intensidade para $\delta = 0,06\text{mm}$ para fase aleatória *FA*. Quadrado preto: curva não aberrada para o caso sem aberrações no MEL. Círculo vermelho: curva aberrada com inversão de coordenada da fase do feixe sinal. Triângulo azul: curva corrigida (sem inversão de coordenada da fase do feixe sinal) (f) comparação entre a correlação com $|\tilde{A}_\phi|^2$ e sem subtrair o “background” Γ .



Fonte: (Autor, 2018)

Um fato importante que deve ser observado é que o resultado da correlação de intensidade é semelhante a uma autocorrelação, porque os feixes sinal e referência são os mesmos. A inversão de fase não afeta aberrações pares, como pode ser visto nas figuras 3.8(b) e 3.8(d), mas afeta aberrações ímpares, como pode ser visto claramente nas figuras 3.8(a) e 3.8(c). Na figura 3.9(e), foi utilizada uma aberração de fase aleatória e verificamos que para o caminho não invertido *NI*, as aberrações são canceladas desde que os máximos coincidem com os máximos do gráfico das curvas pretas sem aberração. Para o caminho invertido *I*, os picos são posicionados aleatoriamente para cada fase aleatória e, portanto, as aberrações de fase não são canceladas.

Para quantificar a imperfeição entre as curvas com aberração e sem aberração, temos aplicado a definição da diferença entre duas curvas [13],

$$D = \frac{1}{2} \sum_j |\Gamma^{aber}(x_j) - \Gamma^0(x_j)| \quad (3.1)$$

onde Γ^{aber} é a curva da correlação de intensidade normalizada que possui aberração e Γ^0 é a curva de correlação normalizada sem aberração. Esta quantidade D varia de 0 (sobreposição máxima) a 1 (curvas completamente separadas).

Os resultados para D , calculados a partir dos mesmos dados utilizados para obter a figura 3.8, são mostrados na Tabela 3.1. Sendo D^I e D^{NI} correspondendo à configuração com e sem inversão de coordenada da fase do feixe sinal, respectivamente. Definimos também as diferenças relativas devido à inversão de coordenadas

$$r_D = (D^I - D^{NI})/D^I \quad (3.2)$$

TABELA 3.1. Desvio de curvas aberradas sem e com inversão de coordenadas (D^{NI} , D^I) e diferença relativa devido à inversão de coordenada da fase do feixe sinal. O símbolo ~ 0 é usado para valores menores que o erro. Estes resultados correspondem ao comprimento de coerência $\delta = 0,06 \text{ mm}$.

	D^{NI}	D^I	$r_D(\%)$
$n = 1$	$0,15 \pm 0,03$	$0,70 \pm 0,03$	78 ± 7
$n = 2$	$0,27 \pm 0,04$	$0,19 \pm 0,03$	~ 0
$n = 3$	$0,22 \pm 0,05$	$0,66 \pm 0,04$	67 ± 10
$n = 4$	$0,22 \pm 0,04$	$0,16 \pm 0,03$	~ 0
FA	$0,17 \pm 0,03$	$0,40 \pm 0,05$	58 ± 16

Fonte: (Autor, 2018)

Para calcularmos o erro realizamos uma média sobre 80 medidas da correlação cruzada para as quantidades D^{NI} e D^I , em seguida calculamos o desvio padrão da média. No caso da diferença relativa $r_D(\%)$, utilizamos os erros das curvas aberradas sem e com inversão de coordenadas respectivamente como podemos ver na tabela 3.1. Além disso, utilizamos também a propagação de erro. Este erro poderia ser reduzido aumentando a área da câmera CCD iluminada pelos “speckles”, porque dessa forma reduziria o tamanho médio dos padrões dos “speckles”.

É importante destacar que devido a essa limitação da área da CCD, obtivemos erros relativamente grandes. Observe que para a aberração aleatória FA obtivemos $D^I = 0,40 \pm 0,05$, que não é tão grande quanto os valores obtidos para aberrações de ordem ímpares. Isso acontece porque toda função pode ser escrita como uma soma de uma função ímpar e uma função par.

Portanto, de acordo com a nossa discussão anterior a parte par será cancelada, mas a parte ímpar não será cancelada com inversão da coordenada da fase do feixe sinal. Por outro lado, devido ao caráter aleatório da fase, o valor para D' e r_D flutua também aleatoriamente, e para outra fase aleatória o valor para r_D poderia ser maior.

Observamos que, em geral não existe um cancelamento de aberração de fase perfeito. Portanto, a presente simulação esclarece alguns efeitos do comprimento de coerência δ , e mostra que tipo de resultados deveria ser esperado para o feixe sinal seguindo o caminho NI . Até agora, consideramos que a função de correlação no plano do MEL foi uma delta de Dirac. Levando em consideração o efeito do tamanho finito do comprimento de coerência, podemos usar um modelo Schell-Gaussiano SGM para representar a função de correlação de primeira ordem no plano do MEL [31,45],

$$G_0(u_1, u_2) = \exp \left[-\frac{u_1^2 + u_2^2}{4\sigma^2} - \frac{(u_1 - u_2)^2}{2\delta^2} \right] \quad (3.3)$$

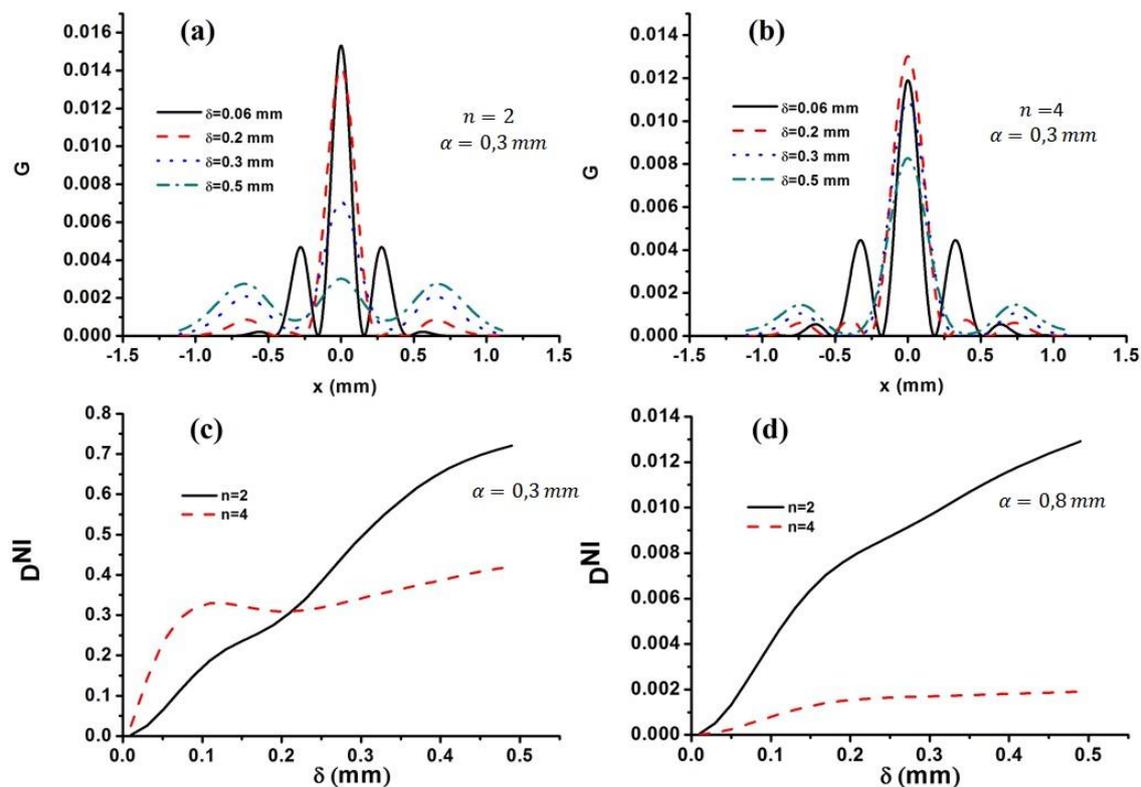
Consideramos aberturas Gaussianas para representar a abertura da fendadupla. Os parâmetros σ e δ na equação (3.3) significam o tamanho da fonte e o comprimento de coerência, respectivamente.

$$A(u) = \exp \left[-\frac{(u - d/2)^2}{w_0^2} \right] + \exp \left[-\frac{(u + d/2)^2}{w_0^2} \right] \quad (3.4)$$

onde a largura da fenda é a largura total à meia alturaFWHM de cada uma destas gaussianas $a = 2w_0\sqrt{\ln 2}$ e d é o espaçamento da fenda. Usamos os mesmos valores do experimento para estes parâmetros, $a = 0,25\text{mm}$ e $d = 0.45\text{ mm}$. A propagação da função de correlação de primeira ordem do MEL para o plano da CCD é representada pela equação(2.18). Utilizando aberturas Gaussianas, a estimativa numérica das integrais na equação (2.18) converge mais facilmente.

A figura 3.10 exhibe as simulações da configuração sem inversão de coordenadas. As figuras 3.10(a) e 3.10(b) mostram resultados para a função de correlação de primeira ordem para aberração de ordem $pn = 2$ e $n = 4$, com $\alpha = 0,3\text{ mm}$, o mesmo valor utilizado no experimento. Os valores utilizados do comprimento de coerência δ foram $0,06\text{ mm}$, $0,2\text{ mm}$, $0,3\text{ mm}$ e $0,5\text{ mm}$.

Figura 3.10: Resultados da simulação para a configuração não invertida onde um cancelamento de aberração completo é esperado. (a)-(b) Função de correlação de primeira ordem. (c)-(d) Diferença entre as curvas com aberração e sem aberração variando o comprimento de coerência δ (c) e o parâmetro α (d).



Fonte: (Autor, 2018)

Percebemos que alterando o comprimento de coerência, o padrão da correlação de intensidade altera sua altura e largura. Estes resultados mostram que, dependendo dos valores do comprimento de coerência, a aberração de fase não pode ser completamente cancelada. Para valores pequenos do comprimento de coerência δ temos o melhor cancelamento da aberração de fase.

A figura 3.10(c) e 3.7(d) mostra as diferenças entre as curvas de correlação de primeira ordem com aberração e sem aberração D^{NI} como função do comprimento de coerência δ . A figura 3.10(c) mostra D^{NI} como uma função do comprimento de coerência δ para $n=2$ e $n=4$, utilizando $\alpha=0.3$ mm. De forma semelhante foi realizado na figura 3.10(d), mas com $\alpha=0.8$ mm. verificamos na figura 3.10(c) os valores de D^{NI} são maiores para $n=4$ ao contrário de $n=2$, considerando valores de comprimento de coerência menores do que $\delta=0.2$ mm.

Em seguida, este comportamento inverte para valores maiores que $\delta = 0,2 \text{ mm}$. No entanto, esta inversão não ocorre para $\alpha = 0,8 \text{ mm}$ como podemos observar na figura 3.10(d). Para entender essa última declaração, a tabela 3.2 mostra alguns valores para a aberração de fase $\psi_n(x) = \pi(x/\alpha)^n$ e sua variação espacial $d\psi_n/dx = (n\pi/\alpha^n)(x)^{n-1}$ calculado entre as posições $x = \pm d/2$ da fenda dupla.

Utilizando $\alpha = 0,3 \text{ mm}$, a variação da aberração de fase é maior para $n = 4$ do que para $n = 2$. Desse modo, isso justifica o comportamento observado na figura 3.10(c) para comprimentos de coerência menores que $\delta = 0,2 \text{ mm}$. Maiores valores para o parâmetro de diferença D^{NI} com $n = 4$ para esses comprimentos de coerência indicam que o efeito é mais sensível às variações nas aberrações de fase nesses comprimentos de coerência. Mas em $\delta = 0,2 \text{ mm}$ esse comportamento inverte. Acima deste ponto, os valores locais da fase se tornam mais importantes do que a variação.

TABELA 3.2 Aberração de fase e sua variação estimada entre as posições da fenda dupla.

	$\psi_n\left(\pm \frac{d}{2}\right)$	$\left.\frac{d\psi_n}{dx}\right _{x=\pm d/2}$
$n = 2$ $\alpha = 0,3 \text{ mm}$	1,8	$\pm 15,7$
$n = 4$ $\alpha = 0,3 \text{ mm}$	1	$\pm 17,7$
$n = 2$ $\alpha = 0,8 \text{ mm}$	0,2	$\pm 2,2$
$n = 4$ $\alpha = 0,8 \text{ mm}$	0,02	$\pm 0,3$

Fonte: (Autor, 2018)

Para $\alpha = 0,8 \text{ mm}$, D^{NI} é sempre maior para $n = 2$ correspondendo ao fato que esses valores de α e n implica valores maiores da fase e da sua variação, do que para $n = 4$ conforme podemos notar na tabela 3.2. A principal descoberta desta análise é que, aumentando a coerência, o cancelamento completo da fase se torna menos efetivo,

resultando em um crescimento nos valores de D^{NI} . Portanto, devemos usar o menor comprimento de coerência possível para obter o melhor cancelamento de aberração $D^{NI} \ll 1$.

4. CONCLUSÃO

Nesta tese abordamos os conceitos teóricos utilizados na tese, em seguida investigamos o cancelamento de aberrações óticas. Mostramos que ao longo do caminho não invertido *NI* o efeito das aberrações foi cancelado experimentalmente. Conseguimos mostrar que este resultado foi válido para as aberrações de ordem ímpares e pares. Destacamos que os resultados teóricos que realizamos corroborou com esses resultados experimentais. Quando houve a inversão de fase do feixe sinal, observamos que as aberrações de ordem pares não foram afetadas como mostrou as figuras 3.8b e 3.8d. Por outro lado, essa inversão afetou as aberrações de ordem ímpares de acordo com as figuras 3.8a e 3.8c.

Nas medidas experimentais, foi utilizado uma aberração de fase aleatória, mostramos que para o caminho não invertido *NI* as aberrações também foram canceladas. Enquanto que, considerando o caminho invertido o efeito dessa aberração de fase aleatório não foi cancelado. A partir dos resultados, observamos que alguns casos não houve uma aniquilação perfeita de aberração de fase. Diante disso, realizamos uma simulação para explicar este comportamento.

Percebemos que dependendo dos valores do comprimento de coerência, eles podem influenciar na perfeição do cancelamento dessas aberrações. Então, concluímos que valores pequenos para o comprimento de coerência implicou em um cancelamento melhor da aberração de fase. Dessa maneira, quanto menor o comprimento de coerência for, teremos cancelamento de aberração sem falhas.

Como perspectivas futuras, investigaremos o efeito do cancelamento para ordens maiores da aberração de fase.

REFERÊNCIAS

1. H. Gross, H. Zügge, M. Peschka, and F. Blechinger, *Aberration Theory and Correction of Optical Systems* (Wiley-VCH Verlag GmbH & Co., Weinheim, Germany, 2007) 537 pp.
2. SASIÁN J. *Introduction to Aberrations in Optical Imaging Systems*. Arizona: (Cambridge University Press, Cambridge, New York, 2012) 286 pp.
3. H. Gross, H. Zügge, M. Peschka, and F. Blechinger, *Fundamentals of Technical Optics*, (Wiley-VCH Verlag GmbH & Co., Weinheim, Germany, 2005) 772 pp.
4. A. M. Steinberg, P. G. Kwiat, and R. Y. Chiao, “Dispersion cancellation in a measurement of the single-photon propagation velocity in glass,” **Physical Review Letters** 68, 2421 (1992).
5. O. Minaeva, C. Bonato, B. E. Saleh, D. S. Simon, and A. V. Sergienko, “Odd- and Even-Order Dispersion Cancellation in Quantum Interferometry” **Physical Review Letters** 102, 100504 (2009).
6. V. Giovannetti, S. Lloyd, L. Maccone, and F. N. Wong, “Clock Synchronization with Dispersion Cancellation” **Physical Review Letters** 87, 117902 (2001).
7. M. B. Nasr, B. E. A. Saleh, A. V. Sergienko, and M. C. Teich, “Demonstration of Dispersion-Canceled Quantum-Optical Coherence Tomography” **Physical Review Letters** 91, 083601 (2003).
8. C. Bonato, A. V. Sergienko, B. E. Saleh, S. Bonora, and P. Villoresi, “Even-Order Aberration Cancellation in Quantum Interferometry” **Physical Review Letters** 101, 233603 (2008)

9. D. S. Simon and A. V. Sergienko, "Odd-order aberration cancellation in correlated-photon imaging" **Physical Review A**82, 023819 (2010).
10. D. S. Simon and A. V. Sergienko, "Twin-photon confocal microscopy" **Optics Express**18, 9765 (2010).
11. M. V. da Cunha Pereira, L. A. P. Filpi, and C. H. Monken, "Cancellation of atmospheric turbulence effects in entangled two-photon beams" **Physical Review A**88, 053836 (2013).
12. C. J. Pugh, P. Kolenderski, C. Scarcella, A. Tosi, and T. Jennewein, "Towards correcting atmospheric beam wander via pump beam control in a down conversion process" **Optics Express**24, 20947 (2016).
13. L. A. Filpi, M. V. da Cunha Pereira, and C. H. Monken, "Experimental observation of aberration cancellation in entangled two-photon beams" **Optics Express**23, 3841 (2015).
14. K. J. Resch, P. Puvanathan, J. S. Lundeen, M. W. Mitchell, and K. Bizheva, "Classical dispersion-cancellation interferometry" **Optics Express**15, 8797 (2007).
15. V. Torres-Company, H. Lajunen, and A. T. Friberg, "'Nonlocal' dispersion cancelation with classical light" **New Journal of Physics**11, 063041 (2009).
16. D. Strelakov, A. Sergienko, D. Klyshko, and Y. Shih, "Observation of Two-Photon 'Ghost' Interference and Diffraction" **Physical Review Letters**74, 3600 (1995).
17. R. S. Bennink, S. J. Bentley, and R. W. Boyd, "'Two-Photon' Coincidence Imaging with a Classical Source" **Physical Review Letters**89, 113601 (2002).
18. A. Valencia, G. Scarcelli, M. D'Angelo, and Y. Shih, "Two-Photon Imaging with Thermal Light" **Physical Review Letters**94, 063601 (2005).

19. T. Shirai, H. Kellock, T. Setälä, and A. T. Friberg, “Imaging through an aberrating medium with classical ghost diffraction” **Journal of the Optical Society of America A**29, 1288 (2012).
20. F. Wang, Y. Cai, and B. J. Hoenders, “Reduction or annihilation of aberrations of an optical system by balancing ghost-imaging technique and optimal imaging of a pure weak phase object” **Journal of the Optical Society of America A**31, 48 (2014).
21. J. R. Fienup, “Reconstruction of an object from the modulus of its Fourier transform” **Optics Letters**3, 27 (1978).
22. J. Bertolotti, E. G. van Putten, C. Blum, A. Lagendijk, W. L. Vos, and A. P. Mosk, “Non-invasive imaging through opaque scattering layers” **Nature**491, 232 (2012).
23. J. A. Newman and K. J. Webb, “Imaging Optical Fields Through Heavily Scattering Media” **Physical Review Letters**113, 263903 (2014).
24. A. J. Jesus-Silva, Juarez G. Silva, C. H. Monken, E. J. S. Fonseca, “Experimental cancellation of aberrations in intensity correlation in classical optics” **Physical Review A** 97, 013832 (2018).
25. C. R. Alves, A. J. Jesus-Silva, and E. J. S. Fonseca, “Using speckles to recover an image after its transmission through obstacles” **Physical Review A**93, 043816 (2016).
26. R. Guenther, *Modern Optics*, Jonh Wiley & Sons Inc, Canada 1990
27. B. E. A. Saleh; M. C. Teich. *Fundamentals of Photonics*, 2^a ed, Wiley series in pure and applied optics (Wileyinterscience, Hoboken, N. J, 2007) 1175pp.

28. L. Zhu, J. Wang “Arbitrary manipulation of spatial amplitude and phase using”
Scientific reports V. 4 7441pp
29. E. Hecht, *Óptica* (Adelphi University, 2002) 2^a Ed. 704 pp.
30. Born M.; Wolf E. *Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*, (Pergamon Press, Oxford, New York, 1980)6^a Ed.808 pp.
31. Mandel L.; Wolf E. *Optical Coherence and Quantum Optics*, (Cambridge University Press, Cambridge, New York 1995) 1166 pp.
32. B. E. A. Saleh; M. C. Teich. *Fundamentals of Photonics*,2^a ed, Wiley series in pure and applied optics (Wileyinterscience, Hoboken, N. J, 2007) 1175pp.
33. C. Dezhong, X. Jun, Z. Suheng, L. Lufang, G. Lu, and W. Kaige, “Femtosecond laser-induced cell fusion”**Applied Physics Letters**92(2008).
34. A. J. Jesus-Silva, J. M. Hickmann and E. J. S. Fonseca, “Strong correlations between incoherent vortices” **Optics Express**20, 19708-19713 (2012).
35. I. Reed, IRE “On a moment theorem for complex Gaussian processes”,**Transactions on Information Theory**8, 194 (1962).
36. J. D. Gaskill, *Linear systems, Fourier transforms, and optics*, Wiley, NewYork, 1978, (Wiley series in pure and applied optics).
37. B. E. Saleh, A. F. Abouraddy, A. V. Sergienko, and M. C. Teich, “Duality between partial coherence and partial entanglement” **Physical Review A**62, 043816 (2000).
38. GOODMAN, J. W. “Some Fundamental Properties of speckle”. **Journal of the Optical Society of America**, v. 66, n. 11, p. 1145-1150, (1976).

39. CREATH, K. "Phase-Shifting "speckle" Interferometry". **Applied Optics**, v. 24, n. 18, p. 3053-3058, (1985).
40. DAINTY, J. C. *Laser "speckle" and related phenomena*. 2^a Ed. Topics in applied physics v 9. (Springer-Verlag, Berlin, New York:, 1975) 286 p.
41. EXNER, K. K., *S. Acad. Wiss.*, v. 76, 1877.
42. N. Matsumoto, T. Ando, T. Inoue, Y. Ohtake, N. Fukuchi, and T. Hara. "Generation of high-quality-higher-order Laguerre Gaussian beams using liquid-crystal on silicon spatial light modulators". **Journal of the Optical Society of America A** 25, 1642-1651 (2008).
43. C. R. Alves, A. J. Jesus-Silva, and E. J. Fonseca, "Effect of the spatial coherence length on the self-reconfiguration of a speckle Field" **Physical Review A** 94, 013835 (2016).
44. A. Cao et al, A. K. Pandya, G. K. Serhatkulu, R. E. Weber, H. Dai, J. S. Thakur, V. M. Naik, R. Naik and G. W. Auner and D. C. Freeman, " A robust method for automated background subtraction of tissue fluorescence" **Journal of Raman Spectroscopy** 38, 1199 (2007).
45. Itamar Vidal, Dilson P. Caetano, Eduardo J. S. Fonseca and Jandir M. Hickmann, "Effects of pseudothermal light source's transverse size and coherence width in ghost-interference experiments" **Optics Express** 34 1450-1452 (2009).