

Caracterização de um Modulador Espacial de Luz como Simulador de Turbulência Atmosférica em Óptica Adaptativa

Rafael Luiz Bernardi

Orientador:
Prof. Dr. Antônio Nemer Kanaan Neto.

• • •

Universidade Federal de Santa Catarina
Centro de Ciências Físicas e Matemáticas
Curso de Pós-Graduação em Física

Dissertação de mestrado apresentada ao Curso de Pós-Graduação em Física da UFSC em preenchimento parcial dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Física.

Florianópolis (SC) – 24 de julho de 2015

Ficha de identificação da obra elaborada pelo autor,
através do Programa de Geração Automática da Biblioteca Universitária da UFSC.

Bernardi, Rafael Luiz

Caracterização de um Modulador Espacial de Luz como
Simulador de Turbulência Atmosférica em Óptica Adaptativa /
Rafael Luiz Bernardi ; orientador, Antônio Nemer Kanaan
Neto - Florianópolis, SC, 2015.

110 p.

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

Inclui referências

1. Física. 2. Simulação de turbulência. 3. Modulador
espacial de luz. 4. Óptica Adaptativa. I. Nemer Kanaan
Neto, Antônio. II. Universidade Federal de Santa Catarina.
Programa de Pós-Graduação em Física. III. Título.

Agradecimentos

Agradeço aos meus pais, Fátima Lourdes Bernardi e Ademar Luiz Bernardi pelo apoio incondicional em todos os momentos. Agradeço à minha irmã, Daniela Chiarello, por sempre estar ao meu lado.

Ao meu orientador, Antônio Nemer Kanaan, por todo conhecimento compartilhado e incentivo no desenvolvimento desta dissertação. Muito obrigado!

Ao Alexandre Mello, por todo o aprendizado que construiu e por mostrar como a óptica adaptativa é fascinante e empolgante. Sua dedicação com o ensino te torna um professor nato.

Ao Roberto Cid Fernandes, William Schoennel e Natalia Asari por guiar meus primeiros passos na astronomia.

Aos meus amigos Germano B., André A., Ornella R., Ariel W., Gabriel M. e a todos os companheiros de astrofísica.

Agradeço ao professor João Steiner, e ao Instituto de Geofísica e Astronomia da Universidade de São Paulo (IAG-USP) pelo empréstimo do SLM. Ao professor Paulo H. S. Ribeiro pelo empréstimo dos polarizadores, espelhos, filtros de meia-onda e pelas sugestões de estudo e calibração do SLM. Agradeço ao professor Valderéz Drago pelo empréstimo das lentes objetivas de microscópio. E a Juliana Eccher e Gustavo Costa Ribeiro pelos polaroides. Agradeço a Paulo Henrique Silva em nome de Pipe Tecnologia.

Ao Antônio Machado por todos os assuntos relacionados a pós-graduação e ao Valcir, Cleonice e Josenalva, pelas caixas e por deixar o laboratório limpinho.

Agradeço a Universidade Federal de Santa Catarina pela oportunidade e suporte a este trabalho e a FAPESC pelo suporte financeiro ao projeto de bancada óptica e ao CNPq sob forma de bolsa de estudo.

Resumo

A atmosfera terrestre é um meio não homogêneo e turbulento que provoca absorção, reemissão e espalhamento da luz proveniente de estrelas. Esses efeitos sobre a luz distorcem a forma da frente de onda que chega aos telescópios na Terra. A Óptica Adaptativa é uma técnica utilizada para recuperar a qualidade da imagem de um telescópio. Novos métodos em Óptica Adaptativa precisam ser testados em laboratório antes de aplicá-los em um telescópio, para não desperdiçar tempo que poderia ser utilizado em observações astronômicas. O ambiente de observação recriado em laboratório precisa inserir as aberrações ópticas provocadas por esta turbulência atmosférica. Uma maneira de simular os efeitos da atmosfera terrestre sobre uma imagem é usar um Modulador Espacial de Luz - SLM (do inglês *Spatial Light Modulator*). De acordo com um modelo que descreve as perturbações introduzidas sobre a frente de onda pela atmosfera é possível reproduzir os efeitos da turbulência sobre um SLM e deformar a frente de onda em uma bancada óptica. O modelo de Kolmogorov caracteriza as distorções sobre a frente de onda em termos de flutuações dos índices de refração do ar provocados pela variação de propriedades físicas da atmosfera e pela turbulência dos ventos. Nesta dissertação mostro como é possível utilizar o SLM para simular os efeitos da turbulência atmosférica sobre uma imagem astronômica. Neste trabalho apresento como esse modulador espacial de luz pode ser utilizado para simular a turbulência atmosférica usando métodos criados para a Óptica Adaptativa.

Abstract

The Earth's atmosphere is an inhomogeneous and turbulent medium that causes absorption, emission and scattering of the light from stars. These effects on the light distort the shape of the wavefront that reaches the Earth observatories. The Adaptive Optics is a technique used to retrieve the image quality of a telescope due to loss of resolution caused by the atmospheric turbulence. New methods in Adaptive Optics need to be tested in the laboratory before applying it in a telescope, which would require a time that could be used in astronomical observations. The observation environment recreated in the laboratory must introduce the optical aberrations caused by this atmospheric turbulence. One way to simulate the effects of the atmosphere on an image is to use a Spatial Light Modulator - SLM. According to a model describing the disturbances introduced on the wavefront by the atmosphere it is possible to reproduce the effects of turbulence with a SLM and produce a distortion of the wavefront in an optical bench. The Kolmogorov model of turbulence describes the distortions in the wavefront in terms of fluctuations in the refraction index of the air caused by the variation of physical properties of the atmosphere and the turbulence caused by the wind. In this thesis, I show how the SLM can be used to simulate the effects of atmospheric turbulence on an astronomical image using methods created for AO.

Sumário

1	Introdução	1
1.1	A Imagem Através da Atmosfera	2
1.2	Cristais Líquidos e a Óptica Adaptativa	6
1.2.1	<i>Phase screens</i>	10
1.3	Organização deste Trabalho	12
2	A Imagem Através da Atmosfera	13
2.1	Introdução Histórica	13
2.2	Formação da Imagem	15
2.2.1	Polinômios de Zernike	18
2.2.2	Óptica de Fourier	20
2.3	Turbulência Atmosférica	22
2.3.1	Parâmetro de Fried r_0	24
2.3.2	Densidade Espectral de Potências	26
2.4	Óptica Adaptativa Clássica	28
2.4.1	Sensores de Frente de Onda	30
2.4.2	Corretores de Frente de Onda	38
2.4.3	Sistema de Controle	39

Sumário	viii
2.5 Simulação da Turbulência Atmosférica	40
2.5.1 Modulador Espacial de Luz como <i>Phase Screen</i>	42
3 Método	44
3.1 Montagem Experimental	44
3.1.1 Criação da <i>phase screen</i>	47
3.1.2 Recuperação dos parâmetros da turbulência	50
3.1.3 Software de controle	52
3.2 Calibração do Modulador Espacial de Luz	54
3.2.1 Intensidade x Nível de cinza	54
3.2.2 Defasagem x Nível de cinza	57
3.3 SLM como <i>phase screen</i>	65
3.3.1 Gradiente de defasagem em polinômios de Zernike	65
3.3.2 Reprodução e detecção da turbulência	69
3.3.3 Obtenção dos dados e resultados	71
4 Considerações Finais	80
4.1 Conclusões	80
4.2 Perspectivas	82
A Programas em <i>LabVIEW</i>	83
B Calibração 01: Intensidade e Defasagem x Nível de Cinza	85
C Calibração 02: Gradiente de defasagem em polinômios de Zernike	89
Referências Bibliográficas	I

Lista de Figuras

1.1	Turbulência atmosférica sobre a frente de onda	3
1.2	PSF em diferentes tempos de exposição	3
1.3	Tipos de Cristais Líquidos	7
1.4	SLM LC2012 <i>Holoeye</i>	8
1.5	Polarização das moléculas de Cristal Líquido	9
2.1	Disco de Airy e critério de resolução de Rayleigh.	16
2.2	Efeitos da turbulência atmosférica sobre imagens de uma estrela	17
2.3	Polinômios de Zernike	18
2.4	Densidade espectral de potência	27
2.5	Sistema de Óptica Adaptativa	29
2.6	Sensor <i>Shack-Hartmann</i>	30
2.7	Reconstrução da frente de onda	31
2.8	Inclinações de uma subabertura do sensor <i>Shack-Hartmann</i>	32
2.9	Matriz de inclinações	33
2.10	Ângulo anisoplanático	34
2.11	Efeito cone para estrela guia laser	36
2.12	Espelhos deformáveis	38
2.13	Sistema de controle para Óptica Adaptativa	39

2.14	<i>Frozen Seeing Hypothesis</i>	41
2.15	Princípio de um SLM	42
3.1	Montagem experimental para validação do SLM	45
3.2	Escala de placa de uma micro lente	46
3.3	Método do <i>Frozen Seeing</i> sobre o SLM	51
3.4	Front-panel do programa em <i>LabVIEW</i> para recuperação de r_0	52
3.5	Block-diagram do programa em <i>LabVIEW</i> para recuperação de r_0	54
3.6	Montagem experimental para calibração do SLM	55
3.7	Intensidade normalizada x níveis de cinza	56
3.8	FWHM x Nível de cinza	57
3.9	Experimento de Young - Formação do padrão de interferência	58
3.10	Montagem experimental para calibração do SLM	60
3.11	Imagem de calibração por interferência gerada sobre o SLM	60
3.12	Padrão de interferência	61
3.13	Intensidade do padrão de interferência	62
3.14	Defasagem em função do nível de cinza	63
3.15	Polinômio de Zernike amostrado no SLM	66
3.16	Gráfico FWHM x Gradiente de defasagem	67
3.17	Gráfico calibração SLM Z08	68
3.18	Montagem experimental para teste de eficiência do SLM	69
3.19	<i>phase screen</i> binária ampliada de uma única subabertura para $D/r_0 = 50$	70
3.20	<i>phase screen</i> em forma contínua e binária para $D/r_0 = 10$	71
3.21	PSFs para diferentes frações de D/r_0	72
3.22	Correção da <i>phase screen</i>	73

3.23	Imagem gerada pelo sensor de frente de onda do tipo <i>Shack-Hartmann</i>	73
3.24	Excursão do centroide em segundos de arco	74
3.25	<i>phase screen</i> $D = 0.5m$ e $r_0 = 0.5m$	76
3.26	Densidade Espectral de Potências normalizada, $r_0 = 0.5m$	77
3.27	<i>phase screen</i> $D = 0.5m$ e $r_0 = 0.05m$	78
3.28	Densidade Espectral de Potências normalizada, $r_0 = 0.05m$	79
A.1	Programa em <i>LabVIEW</i> para calibração do SLM - painel frontal	84
A.2	Programa em <i>LabVIEW</i> para calibração do SLM - diagrama de blocos	84
B.1	Calibração de defasagem do SLM com contraste variável e brilho à 100% . .	86
B.2	Calibração de defasagem do SLM brilho variável e contraste à 100%	86
B.3	Calibração de intensidade do SLM brilho variável e contraste à 100%	87
B.4	Calibração de intensidade do SLM contraste variável e brilho à 100%. . . .	87
B.5	Calibração de defasagem SLM com brilho e contraste à 50%	88
B.6	Calibração de defasagem SLM com brilho e contraste à 75%	88
C.1	Calibração de intensidade de defasagens com polinômio de Zernike 02	90
C.2	Calibração de intensidade de defasagens com polinômio de Zernike 03	91
C.3	Calibração de intensidade de defasagens com polinômio de Zernike 04	92
C.4	Calibração de intensidade de defasagens com polinômio de Zernike 05	93
C.5	Calibração de intensidade de defasagens com polinômio de Zernike 06	94
C.6	Calibração de intensidade de defasagens com polinômio de Zernike 07	95
C.7	Calibração de intensidade de defasagens com polinômio de Zernike 09	96
C.8	Calibração de intensidade de defasagens com polinômio de Zernike 10	97
C.9	Calibração de intensidade de defasagens com polinômio de Zernike 11	98

C.10	Calibração de intensidade de defasagens com polinômio de Zernike 12	99
C.11	Calibração de intensidade de defasagens com polinômio de Zernike 13	100
C.12	Calibração de intensidade de defasagens com polinômio de Zernike 14	101
C.13	Calibração de intensidade de defasagens com polinômio de Zernike 15	102

Lista de Tabelas

2.1	Polinômios de Zernike	20
3.1	Parâmetros SLM	45

Capítulo 1

Introdução

Telescópios terrestres utilizam Óptica Adaptativa para corrigir as distorções provocadas pela turbulência atmosférica sobre a luz de fontes distantes. A Óptica Adaptativa é uma técnica utilizada para corrigir as distorções causadas pelo meio que a luz atravessa, melhorando a resolução alcançável pelo sistema óptico.

Antes de testar novos métodos de correção para Óptica Adaptativa é necessário reproduzir em laboratório as distorções provocadas sobre a luz.

Uma das maneiras mais comuns de simular a turbulência atmosférica em uma bancada óptica é fazer a luz atravessar uma placa com espessura variável que simule as diferenças de caminho óptico encontradas pela luz ao atravessar a atmosfera. Para isso podem-se utilizar placas de acrílico sobre as quais se cria um baixo-relevo retirando material, ou um alto-relevo depositando uma tinta transparente. A evolução da turbulência com o tempo é alcançada pelo deslocamento da placa em relação ao feixe de luz. Se a placa é circular o deslocamento da placa em relação ao feixe se dá ao girar essa placa na bancada óptica.

Uma vez completo o deslocamento, as distorções voltam a ser as mesmas e o perfil de turbulência se repete. Para gerar novas distorções sobre a luz é necessário adquirir novas placas, o que demandaria tempo e custo elevados.

Um modulador espacial de luz é um dispositivo composto por cristal líquido que pode ser controlado eletronicamente a fim de introduzir distorções na frente de onda com a forma desejada. A defasagem provocada pelo modulador pode também ser controlada a fim de aplicar sobre a luz um padrão de turbulência específico e distorcer a luz assim como ocorre na atmosfera.

Neste capítulo apresento uma introdução aos conceitos utilizados na dissertação e uma revisão dos trabalhos já desenvolvidos no uso do modulador espacial de luz e em Óptica Adaptativa.

1.1 A Imagem Através da Atmosfera

A luz percorre uma longa distância a partir da estrela, da ordem de anos-luz ou mais, até atingir a Terra. E é nos últimos quilômetros, ao encontrar a atmosfera terrestre, que esta luz desvia de seu caminho original. Essa alteração do caminho óptico não é constante devido à turbulência atmosférica. Além disso a luz sofre absorção, reemissão e espalhamento, o que degrada ainda mais a imagem gerada por um telescópio terrestre.

Isso acontece porque a atmosfera terrestre não é um meio homogêneo. O calor causado pelo aquecimento do Sol origina variações de pressão e temperatura que provocam os ventos, aumentando as inhomogeneidades ao longo do percurso da luz e gerando a turbulência na atmosfera. Este meio turbulento gera regiões com diferentes densidades ρ que alteram o índice de refração e transformam a frente de onda plana que se originou de uma fonte pontual distante em uma frente de onda distorcida (Davies & Kasper 2012).

Uma fonte pontual distante cria uma frente de onda esfericamente simétrica. Depois de um longo percurso, esta frente de onda pode ser considerada plana como ilustrado na Figura 1.1. A luz que passa através da atmosfera em seu caminho até o telescópio encontra um meio com diferentes índices de refração que alteram a fase da luz, distorcendo a frente de onda com uma frequência determinada pelas mudanças na turbulência atmosférica. Essa frequência é definida na seção 2.4.1.

As flutuações na densidade do ar levam a variações no índice de refração deste meio que provocam as perturbações na frente de onda que chega até o telescópio. O diâmetro D do telescópio define a porção da frente de onda que é amostrada no plano focal. Cada pequena distorção dentro da região delimitada pelo diâmetro do telescópio faz com que a luz atinja o sistema óptico com um ângulo de incidência diferente, o que resulta em uma imagem em diferentes posições no plano focal. A Figura 1.2 mostra a imagem de uma fonte pontual distante tirada em um tempo de exposição curta (a). Nesta figura o padrão de pequenos pontos, denominados *speckles*, vistos em (a), se acumulam em um tempo de exposição longo e formam o que conhecemos como *seeing*, em (b).

Em um longo tempo de exposição, todas estas pequenas imagens se misturam e o resultado

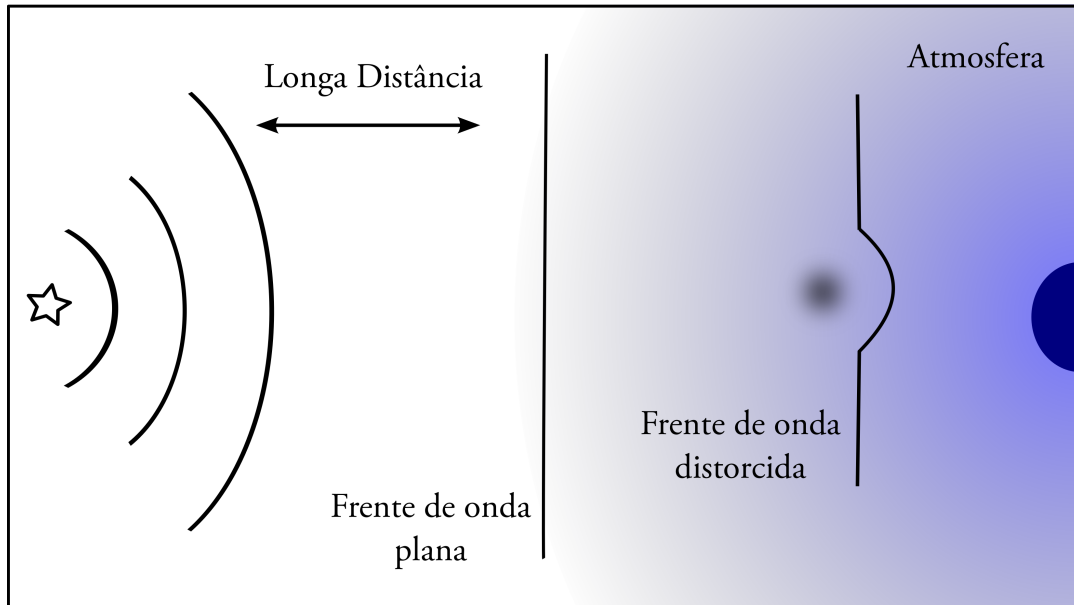


Figura 1.1: Ilustração do efeito da turbulência atmosférica sobre a frente de onda. Depois de uma longa distância a frente de onda é considerada plana, até atingir a atmosfera terrestre. Ao atravessar regiões de turbulência, a frente de onda sofre distorções até o telescópio na Terra, ilustrado pelo círculo azul.

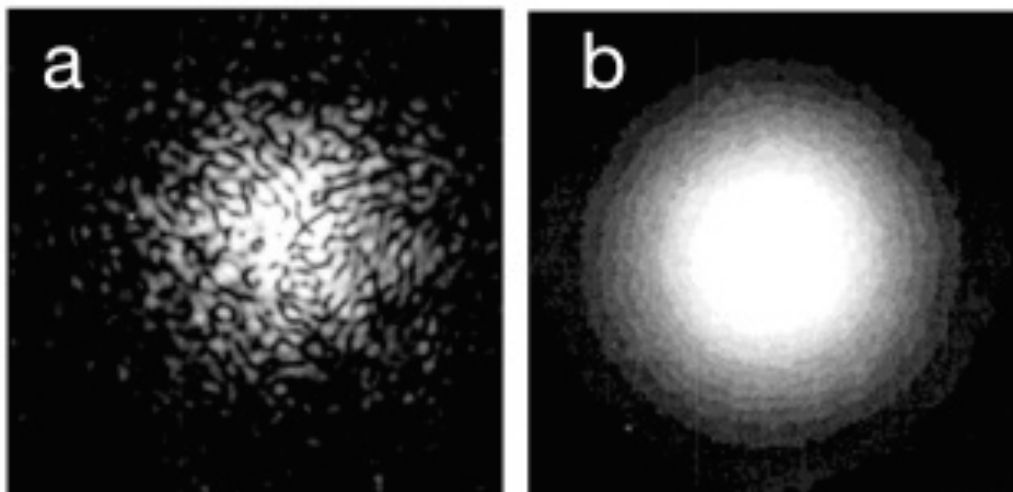


Figura 1.2: Imagem de uma fonte pontual distante tirada em um tempo de exposição curto (a) e um tempo de exposição longo (b). Fonte Rhodes (2012).

final é uma imagem de toda a frente de onda distorcida com um tamanho maior do que a imagem gerada em um caso ideal, com o telescópio no espaço por exemplo. Esta imagem final, resultado da superposição destes pequenos pontos devido a passagem da turbulência sobre a abertura do telescópio, aparenta ser um borrão, o que conhecemos como *seeing*. O *seeing* pode ser visto como uma medida da intensidade da turbulência atmosférica. Quanto mais turbulento for o meio, maior será o *seeing*. A consequência disso é a perda de resolução do telescópio (Roddier 1999).

Teoricamente a figura de difração gerada pela luz ao atravessar uma abertura circular de diâmetro D possui largura definida pelo disco de Airy:

$$\delta\theta = 1.22 \frac{\lambda}{D} \quad (1.1)$$

O disco de Airy define o limite de difração de uma imagem gerada por uma abertura circular. Em um caso ideal, com um telescópio de 10m de diâmetro em $\lambda = 650nm$ o tamanho da imagem é 0.016 segundos de arco.

O tamanho da imagem também pode ser medido pela largura à meia altura (FWHM, do inglês *Full Width at Half Maximum*). Em condições atmosféricas favoráveis, os melhores sítios astronômicos registram um *seeing* médio de 0,5 segundos de arco (Racine & Ellerbroek 1995). Localizado na Antártida, a região conhecida como Dome C, já registrou um *seeing* de 0,15 segundos de arco com média de 0,27 segundos de arco (Lawrence et al. 2004). O *seeing* é dominante em telescópios com aberturas maiores que 30cm e em condições atmosféricas de grande turbulência. Em $\lambda = 632nm$ a resolução angular de uma imagem é aproximadamente 0,5 segundos de arco.

Uma maneira de medir a resolução destes telescópios é corrigir as distorções provocadas pela turbulência atmosférica antes de obter a imagem, no próprio sistema óptico do telescópio, com o uso da Óptica Adaptativa.

Sugerida por Babcock (1953), a Óptica Adaptativa é uma técnica que corrige as distorções da frente de onda por meio da remoção das aberrações ópticas provocadas no caminho entre o objeto celestial até a câmera (Hardy 1998). Um sistema de Óptica Adaptativa mais comum é constituído por um sensor de frente de onda (seção 2.4.1) que caracteriza a distorção provocada pela turbulência atmosférica (seção 2.3) e que envia esta informação para um sistema de controle responsável por recriar a forma da frente de onda sobre uma superfície flexível e refletora, o espelho deformável (seção 2.4.2). Este espelho adquire a forma obtida pelo sensor e corrige a diferença de caminho óptico criada pela turbulência por reflexão. A frente de onda

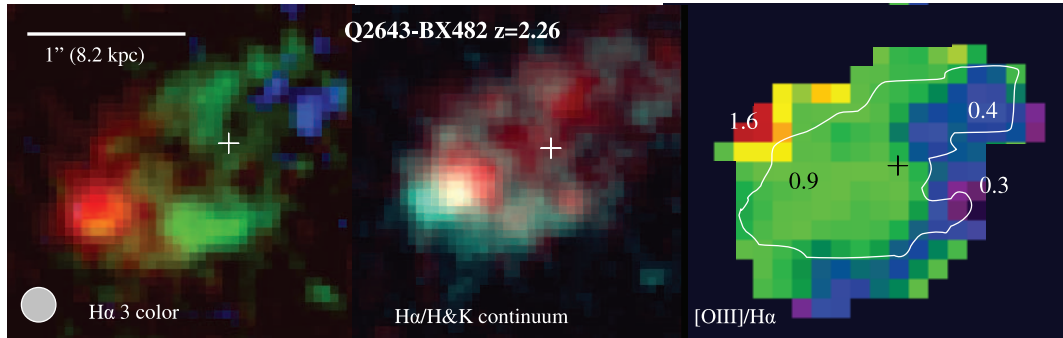


Figura 1.3: Imagem das linhas H α , [OIII] e das bandas H e K da galáxia Q2346YBX 482 obtidas pelo mapeamento SINS, do inglês *Spectroscopic Imaging survey in the Near-infrared with SINFONI*. Fonte Genzel et al. (2008).

distorcida se torna plana novamente e o telescópio fica assim mais próximo de atingir o limite de difração.

Esta técnica já é implementada em grandes telescópios, como o Gemini (Neichel et al. 2014; Rigaut et al. 2013), VLT (Brandner et al. 2002), Subaru (Hayano et al. 2008), Keck (Wizinowich et al. 2006), MMT (Wildi et al. 2003) e SOAR (Thomas 2004) e trouxe grandes avanços nas observações, como mostrados nos exemplos a seguir.

A aplicação da Óptica Adaptativa na observação de galáxias *star forming* em *redshift 2*, com o auxílio do telescópio *VLT*, permitiu a análise espectroscópica em um campo amplo do bojo e disco centrais destas galáxias (Genzel et al. 2008). A Figura 1.3 mostra uma destas galáxias, os espectros espacialmente resolvidos neste campo revelaram um grande movimento aleatório no disco da galáxia. Os estudos sugerem que essa turbulência dentro da galáxia provocou um deslocamento maior de gás e estrelas para regiões centrais culminando em uma formação estelar recente mais eficiente.

Outra observação teve por finalidade estudar um buraco negro supermassivo no centro da Via Láctea, combinando dados provenientes dos telescópios *W. M. Keck II* e *Very Large Telescope - VLT* (Meyer et al. 2009). O estudo das propriedades e a influência deste buraco negro sobre sua vizinhança, conhecido como *Sgr A**, com massa de $4 \times 10^6 M_{\odot}$, só foi possível devido à melhora na qualidade das imagens com o uso de um sistema de Óptica Adaptativa (Ghez et al. 2005).

O *Strehl Ratio* (SR) é uma medida da qualidade de uma imagem e fornece a razão da intensidade observada I_o de uma fonte pela intensidade da mesma fonte em um sistema óptico

perfeito, I_T .

$$SR = \frac{I_O}{I_T} \quad (1.2)$$

Com um SR aproximado de 0.60 na banda L ($3.8 \mu m$), a observação do *Sgr A** resultou em imagens com o dobro do SR obtido sem o uso do novo sistema de Óptica Adaptativa implementado e um FWHM aproximado de 0,080 segundos de arco. Telescópios gigantes na região visível do espectro eletromagnético atingem um SR menor ou igual a 0,01 (Babcock 1990).

Na banda K o telescópio *W. M. Keck II* atingiu um $SR = 0.3$ e um $FWHM = 0,076$ segundos de arco, bem próximo ao limite de difração no infravermelho que é 4 vezes menor que o obtido com o uso do *Hubble Space Telescope* (Wizinowich 2013). A melhora na qualidade das imagens provocou um aumento na precisão da astrometria e espectroscopia para a determinação do movimento próprio e das velocidades radiais das fontes circundantes detectadas, no caso as estrelas que orbitavam esse buraco negro.

A Óptica Adaptativa implementada nos telescópios *Gemini* e *W. M. Keck* também possibilitou o estudo da cinemática e propriedades de exoplanetas orbitando uma estrela por imageamento direto nas bandas J, H K e L (Marois et al. 2008). As principais dificuldades superadas, foram a pequena separação angular entre o planeta e a estrela hospedeira, da ordem de alguns décimos de segundos de arco, e também o alto contraste luminoso entre estes objetos. O planeta é cerca de 10^6 vezes menos luminoso que a estrela.

Algumas destas propriedades também foram obtidas pelo telescópio *MMT (Multiple Mirror Telescope)* para três planetas orbitando a estrela HR 8799. Hinz et al. (2010) descrevem os planetas do sistema com uma temperatura de aproximadamente 1000K, massa de 5 a 10 vezes a massa de Júpiter e idade de $6 \cdot 10^6$ anos.

Fraga et al. apresentam dados fotométricos da galáxia NGC 6496 nas bandas B, V, R e I com o uso do *SOAR Adaptive Module - SAM*. A distância $10,0 \pm 0,1$ kpc, idade de $10,5 \pm 0,5$ Ganos e metalicidade $[Fe/H] \sim 0,65$ dex encontradas para esta galáxia apresentam uma menor margem de erro do que os erros encontrados entre uma série de dados existentes na literatura (Fraga et al. 2013). A metalicidade encontrada em trabalhos anteriores estava em um intervalo de $[Fe/H] \sim 1,05$ dex até $[Fe/H] \sim 0,48 \pm 0,15$ dex.

Grandes avanços foram feitos na instrumentação astronômica para Óptica Adaptativa, mas o desenvolvimento de novos dispositivos e métodos ainda é necessário. Os principais obstá-

culos enfrentados hoje residem na correção das distorções para um campo amplo, fora dos limites do ângulo isoplanático, que mede o ângulo de separação entre o objeto científico e a estrela de referência que atravessam a mesma turbulência atmosférica. Outros problemas se referem ao aumento da faixa de comprimentos de onda que são corrigidas pela Óptica Adaptativa, bem como a frequência e resolução destas correções.

1.2 Cristais Líquidos e a Óptica Adaptativa

Em 1888 o botânico austríaco Friedrich Reinitzer observou a molécula de benzoato de colesterila modificar seu estado de um líquido turvo para um líquido transparente com o aumento da temperatura (Dequidt & Oswald 2007). Um ano depois Otto Lehmann sugeriu que a principal diferença entre as novas substâncias descobertas com os outros materiais residia no grau de fluidez e nomeou esse tipo de material como cristal líquido.

O cristal líquido é formado por moléculas alongadas e polarizadas que apresentam um grau de ordem posicional e orientacional entre o sólido cristalino e o líquido isotrópico. Possuem características de um líquido como a fluidez ao mesmo tempo que exibem propriedades físicas de um sólido, como a anisotropia óptica (Stephen & Straley 1974).

A Figura 1.4 mostra a organização de dois tipos de cristais líquidos e a orientação $n(r)$ das moléculas neste cristal. De acordo com suas propriedades estruturais, os cristais líquidos se

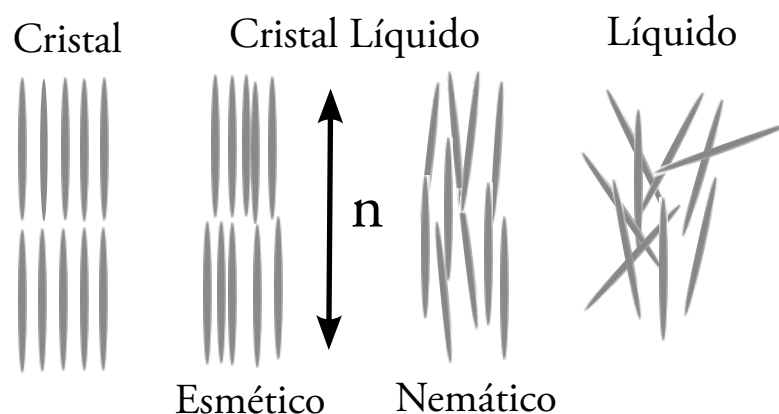


Figura 1.4: O alinhamento do campo diretor $n(r)$ é dado na direção de polarização das moléculas do cristal. À direita a organização molecular em um cristal e à esquerda em um líquido.



Figura 1.5: SLM LC2012 *Holoeye* utilizado neste trabalho.

dividem em nemático, esmético e colesteórico (Scalia & Scalia 2012).

No tipo nemático as moléculas do cristal estão orientadas ao longo de uma direção preferencial, chamado campo diretor $n(r)$. No tipo esmético as moléculas estão estratificadas, organizadas em camadas e orientadas em uma direção privilegiada, como o tipo nemático. O tipo colesteórico se apresenta semelhante ao esmético, a diferença é que estas moléculas polarizadas rotacionam sua polarização entre as camadas onde estão organizadas.

Quase um século depois da descoberta, a partir da década de 80, os cristais líquidos passaram a fazer parte da nossa vida. Os cristais líquidos vieram parar nos monitores de relógios, telefones, televisores e vários outros dispositivos ópticos. E por conta dos grandes investimentos nesta aplicação tecnológica, outros dispositivos cristal líquido se desenvolveram.

A aplicação dos cristais líquidos na qual estamos interessados é o Modulador Espacial de Luz (SLM, do inglês *Spatial Light Modulator*), um conjunto de células, os píxeis, organizadas em uma matriz bidimensional que comportam os cristais líquidos. O SLM utilizado neste trabalho é visto na Figura 1.5. Ele pode ser controlado como qualquer monitor de cristal líquido, através de uma placa gráfica com a conexão HDMI. Este SLM possui também entrada USB para configurações de brilho e contraste.

Os tipos mais comuns de cristais líquidos usados na fabricação do SLM são o nemático, apresentado acima, e o ferroelétrico, um tipo de cristal líquido esmético que possui polarização permanente (Arines 2009).

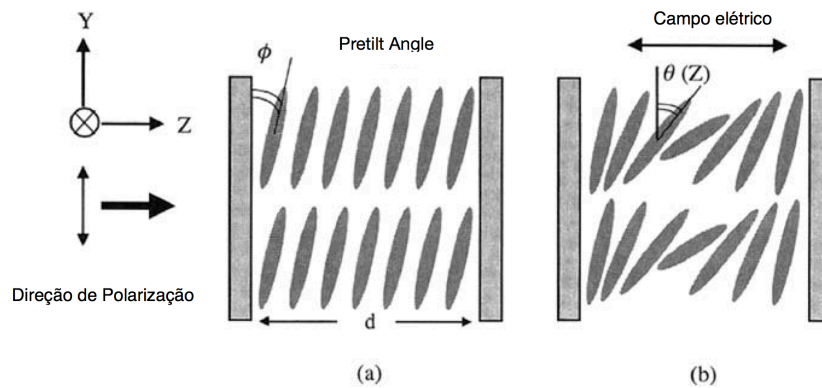


Figura 1.6: Orientação das moléculas de um cristal líquido aprisionadas em uma célula com espessura d . Z é a direção de propagação da frente de onda e Y a direção de orientação das moléculas do cristal líquido. Na ausência de campo elétrico o ângulo *pretilt* é ϕ , visto em (a) e o ângulo com um campo elétrico aplicado é θ , visto em (b). Fonte: Cheng (2010)

O SLM é um dispositivo que controla espacialmente a forma da frente de onda por meio da variação dos índices de refração do material sobre a luz incidente. A Figura 1.6 apresenta duas situações de uma célula de cristal líquido para uma luz polarizada que se propaga na direção Z . No caso (a) as moléculas do cristal líquido estão alinhadas em um ângulo *pretilt* com a direção Y , ângulo do estado de repouso das moléculas, na ausência de um campo elétrico aplicado sobre a célula. Na situação (b) um campo elétrico é aplicado e as moléculas modificam sua orientação a fim de se realinhar com a direção do campo elétrico.

O índice de refração n é diferente para os dois casos e depende da direção de orientação das moléculas e da polarização da luz incidente.

Os estudos mais recentes colocam o SLM como um substituto para o espelho deformável, definido na seção 2.4.2, por também aplicar distorções a fim de corrigir a frente de onda (Restaino et al. 2008). O SLM apresenta algumas vantagens para a correção das distorções da frente de onda em Óptica Adaptativa como:

1. baixo custo, devido ao grande desenvolvimento dessa tecnologia na fabricação de monitores;
2. durabilidade, pela ausência de partes mecânicas, comparado aos espelhos deformáveis;
3. baixo consumo de energia, também pela ausência de partes mecânicas;
4. grande número de elementos corretores, o pixel, devido ao fácil controle de cada elemento;
5. fácil adequação ao projeto óptico, por se apresentar por reflexão ou transmissão.

Apesar das vantagens, o SLM ainda apresenta alguns problemas quando usado para corrigir a frente de onda. Como o cristal líquido é um material birrefringente, a modulação da fase depende da polarização da luz incidente. Outro problema é que estes materiais também apresentam uma frequência de resposta baixa às mudanças de fase sobre a luz, comparada à frequência necessária para corrigir a frente de onda, que é determinada pelas mudanças na turbulência atmosférica. O intervalo de tempo de mudanças de fase no cristal líquido é ainda lento para substituir o espelho deformável como corretor de frente de onda em Óptica Adaptativa.

O primeiro problema foi solucionado por Love (1993), que direcionou a luz não polarizada sobre o cristal líquido duas vezes. Ao atravessar o cristal líquido pela primeira vez, a luz não polarizada incide sobre um filtro que gira a polarização da luz em π rad. A luz então reflete em uma superfície e é direcionada sobre o mesmo SLM. Desta forma a luz experimenta o mesmo índice de refração em ambas direções de polarização.

Outra solução foi sugerida por Restaino et al. (1998) ao usar duas camadas ortogonais do mesmo material de cristal líquido para o SLM, desta forma a luz não polarizada atravessa as camadas de cristais líquidos uma única vez. Neste trabalho utilizo um polarizador para delimitar a direção de polarização da luz que incide sobre o SLM, como mostrado no 3.

Uma solução proposta para a baixa frequência de resposta do SLM quanto as variações de fase faz uso de um composto de cristais líquidos e polímeros (Restaino 2003). A rede formada possui materiais com índices de refração diferentes que aumentam a frequência de resposta em relação às mudanças no campo elétrico aplicado sobre o cristal líquido. No entanto, cria uma dependência com a amplitude de mudança de fase, além de apresentar uma pequena dispersão da luz devido ao uso de uma rede composta por materiais com diferentes índices de refração (Love et al. 2010). As frequências alcançadas chegam a valores que vão desde 800Hz a 5,0KHz para um desvio de fase com amplitude de 4π .

Devido a estes problemas, o uso do SLM como substituto do espelho deformável é ainda inviável. Outra aplicação do SLM em Óptica Adaptativa é a simulação da turbulência atmosférica.

A implementação de um sistema de Óptica Adaptativa em um telescópio exige uma caracterização do modelo proposto e testes prévios em laboratório. Isso porque o uso de um telescópio para testar o novo sistema de Óptica Adaptativa demanda um tempo que poderia ser alocado para observações científicas. Desta forma uma réplica das condições de observação encontradas em um caso real devem ser reproduzidas em laboratório, inclusive as distorções sobre a luz que são provocadas pela turbulência atmosférica. E isso pode ser feito com o uso

de um modulador espacial de luz.

1.2.1 *Phase screens*

Para reproduzir a turbulência atmosférica em laboratório é necessário introduzir no caminho do sistema óptico um dispositivo que modifique a forma da frente de onda. Conhecidos como *phase screen*, estes dispositivos se apresentam de acordo com a amostragem da turbulência que podem ser estáticas (1) *frozen phase screen* rotatória e dinâmicas, (2) câmeras de fluido turbulento e (3) *phase screen* ativa e reconfigurável (Jolissaint 2006).

O primeiro método utilizado para inserir as distorções sobre a frente de onda consiste em enviar o feixe de luz através de uma placa transparente ou refletir em uma superfície com aberrações. As aberrações presentes na placa transparente e na superfície refletora introduzem uma diferença de caminho óptico (OPD, do inglês *Optical Path Difference*) que reproduzem o padrão de turbulência desejado. A modulação da superfície $S_k(x, y)$ pode ser dada por:

$$OPD(x, y) = (n - 1)S_k(x, y), \quad (1.3)$$

Em que n é o índice de refração do material da placa e $S_k(x, y)$ é a espessura da placa.

Os dispositivos mais comuns são conhecidos também como *frozen phase screen* por possuir um padrão de turbulência estático. A gravação do padrão de turbulência sobre as placas pode ser alcançada ao aplicar uma tinta transparente sobre uma base de vidro ou acrílico (Rampy et al. 2012), ou entalhar sobre a placa o mesmo padrão de turbulência através de jatos de água e areia (Hippler et al. 2006; Tharp & Tyson 2004).

A placa deve possuir OPD média nula, $\langle [S_k(x, y)]^2 \rangle = 0$, para evitar aberrações de baixa frequência espacial e uma precisão alta para poder simular o padrão de turbulência desejado.

A simulação da variação temporal da turbulência atmosférica ocorre através do movimento relativo entre a placa e o feixe de luz incidente. No caso de uma placa circular, este movimento relativo é ocasionado pela rotação da placa. Para ocorrer este movimento, a *phase screen* deve ser grande o suficiente para se deslocar sobre a abertura do sistema óptico. Como essas placas são limitadas em tamanho, a amostragem é baixa e a *phase screen* repete a turbulência medida depois de um intervalo de tempo.

O segundo método simula uma turbulência dinâmica dentro de uma câmera através da mistura de fluidos. O ambiente de observação é recriado modificando o padrão de turbulência

pela variação da temperatura e velocidade com que estes fluidos entram na câmara. Moll (2009) e Keskin et al. (2006) descrevem formas de recriar a *phase screen* a partir da mistura de correntes de ar com temperaturas que atingem uma diferença superior a 200K.

A diferença com relação às *phase screen* estáticas está no fato de que o padrão de turbulência não é determinístico, apenas as propriedades estatísticas são conhecidas. Um dos problemas com este método é que o fluido a uma temperatura alta pode produzir radiação no infravermelho e afetar a obtenção das imagens nesta faixa de comprimentos de onda (Jolis-saint 2006). Outra desvantagem é que correntes de ar residuais podem alcançar novamente o sistema óptico e gerar uma turbulência fora do padrão no qual ela foi originalmente criada.

O terceiro método, *phase screen* ativa e reconfigurável, consiste em criar a turbulência através de dispositivos como o SLM. O controle espacial dos píxeis de um modulador espacial de luz torna este dispositivo capaz de reproduzir um padrão de turbulência específico de forma temporal e determinística, como será visto no método de *frozen seeing* apresentado no próximo capítulo.

1.3 Organização deste Trabalho

Esta dissertação demonstra como um modulador espacial de luz pode ser usado para simular a turbulência atmosférica. Para tanto realizei testes de calibração e recuperação do padrão de turbulência criado sobre o SLM.

O capítulo 2 abordo uma revisão teórica sobre a Óptica Adaptativa e o SLM, apresento os conceitos referentes a turbulência atmosférica e formação da imagem, bem como a forma de correção e distorção alcançada pelo SLM.

No capítulo 3 apresento os resultados dos experimentos de calibração e validação do SLM. A calibração tem por finalidade determinar a defasagem em função da voltagem aplicada no SLM, além de definir o intervalo em que o padrão de turbulência aplicado é bem caracterizado.

E o capítulo 4 é reservado para as conclusões e perspectivas de trabalhos futuros.

Os procedimentos para a validação no uso do SLM como *phase screen* em Óptica Adaptativa foram realizados no laboratório de óptica do Grupo de Astrofísica - GAS do Departamento de Ciências Físicas e Matemáticas - CFM da Universidade Federal de Santa Catarina - UFSC no período de 05/2014 a 03/2015.

Capítulo 2

A Imagem Através da Atmosfera

Neste capítulo apresento uma revisão teórica sobre a turbulência atmosférica e seus efeitos sobre uma imagem astronômica. Apresento também os princípios da Óptica Adaptativa e como é possível corrigir as distorções provocadas sobre a luz e assim aumentar a resolução de um telescópio terrestre.

Mostro como é possível simular o ambiente de observação em laboratório com o uso de um modulador espacial de luz para reproduzir as distorções sobre a frente de onda assim como ocorre na atmosfera.

2.1 Introdução Histórica

Na passagem pela atmosfera a luz experimenta mudanças de fase que são provocadas pelas alterações nos índices de refração do ar. Essas mudanças modificam a forma de uma frente de onda plana que se originou de uma fonte distante.

O aquecimento de massas de ar pelo Sol provoca alterações de temperatura e pressão que causam a turbulência atmosférica e que modificam localmente o índice de refração de acordo com as mudanças nesta turbulência (Beckers 1993). As flutuações no índice de refração são maiores próximas à superfície da Terra, em uma camada que se estende até 3.0 km de altitude e onde ocorre grande parte das distorções sobre a frente de onda (Hardy 1998).

O efeito sobre a luz que atravessa a atmosfera terrestre já havia sido percebido por Newton em 1718. Em seu livro *Opticks* ele propõe que a única solução para evitar esse problema é levar os telescópios a lugares cada vez mais altos. Ao observar a sombra de altas torres e a

cintilação de estrelas, Newton sugere que o “tremor perpétuo’ provocado pelo ar poderia ser evitado se os observatórios astronômicos estivessem em lugares onde a atmosfera não fosse tão turbulenta.

“... the air through which we look upon the stars is in perpetual tremor; as may be seen by the tremulous motion of shadows cast from high towers, and by the twinkling of the fixed stars.... The only remedy is a most serene and quiet air, such as may perhaps be found on the tops of high mountains above grosser clouds.”

E para evitar totalmente os efeitos da atmosfera, os telescópios chegaram ao espaço. No entanto, o custo para se enviar e manter um telescópio em órbita é grande. Foi preciso desenvolver novos métodos para corrigir os efeitos da turbulência provocados sobre uma imagem gerada por um telescópio aqui na Terra. As distorções provocadas pela turbulência atmosférica sobre a imagem deveriam ser corrigidas ao final desta tumultuada travessia, no próprio sistema óptico do telescópio.

Em 1953 o astrônomo Babcock (1953) propõe uma solução para corrigir a imagem degradada pela turbulência atmosférica ao observar os efeitos da turbulência utilizando o teste de Foucault. Babcock sugere que, ao medir continuamente os desvios dos raios sobre o espelho primário de um telescópio, é possível utilizar as informações destes desvios para compensar localmente as figuras observadas, causadas tanto por turbulência como por alguma imperfeição no sistema óptico. O método proposto por Babcock utilizava as informações de desvios de fase para reproduzir sobre uma superfície com óleo os mesmos desvios e por reflexão corrigir a frente de onda.

Em 1957 Linnik, independentemente de Babcock, propõe a divisão do espelho primário do telescópio em pequenos segmentos, a fim de recuperar a defasagem em cada um deles. A frente de onda seria reproduzida sobre um espelho deformável onde cada pistão responsável pela deformação do espelho receberia uma voltagem proporcional à defasagem dos segmentos (Linnik 1994)¹.

Esse novo método proposto por Linnik utiliza uma estrela de referência e um sensor capaz de verificar a forma da frente de onda proveniente desta estrela. O método conta também com um sistema de controle que insere as aberrações ópticas vindas do sensor sobre um corretor. Este corretor pode ser um espelho deformável que compensa as distorções e, no caso de uma reflexão, torna a frente de onda plana novamente.

¹Artigo traduzido por Jacques M. Becquers em 1994 do original russo publicado em 1957 em *Optika i spektroskopiye* 3, 401-402 por Linnik.

A diferença de percurso entre a frente de onda distorcida em relação a uma frente de onda plana é conhecida como erro de fase. Esses métodos de correção removem a diferença de fase, tornando a frente de onda plana novamente.

Estas são as primeiras referências à Óptica Adaptativa, uma técnica que tem como objetivo corrigir as distorções provocadas sobre a frente de onda em tempo real, a fim de aumentar a resolução alcançável por um telescópio aqui na Terra.

Essa ideia se desenvolveu muito tempo depois, para aplicações militares, em grande parte pelo *Advanced Research Program Agency (ARPA)* na década de 70 (Restaino et al. 1998). A aplicação da tecnologia desenvolvida para a área astronômica só viria anos mais tarde (Hardy et al. 1977; Buffington et al. 1977).

2.2 Formação da Imagem

Um dos objetivos da instrumentação astronômica é poder resolver objetos cada vez mais distantes, e quanto mais longe estiver mais difícil é para distinguir dois objetos próximos um do outro. Outro problema é que o fluxo luminoso do objeto de observação diminui à medida que a distância entre Terra e este objeto aumenta. A solução para estes dois problemas seria aumentar o diâmetro do espelho de um telescópio. Assim o telescópio poderia coletar mais fótons e observar objetos mais fracos e mais distantes e também distinguir dois objetos distantes que estão próximos um do outro.

Outro ganho com o aumento do diâmetro do espelho de um telescópio é poder melhorar a resolução angular. A resolução angular é caracterizada pelo diâmetro da figura de difração que um telescópio forma, também chamado de disco de Airy que fornece o tamanho de uma imagem gerada por um telescópio com diâmetro D em um comprimento de onda λ (Hecht 2001), medido entre os dois primeiros mínimos, como visto na Figura 2.1 (a).

$$\delta\theta = 2.44 \frac{\lambda}{D} \quad (2.1)$$

O poder de resolução de um telescópio mostra qual é a separação angular mínima entre duas fontes pontuais que podem ser vistas como duas imagens separadas. Pelo critério de Rayleigh, duas fontes pontuais podem ser resolvidas se o máximo do disco de Airy de uma fonte coincide com o primeiro mínimo do disco de Airy da segunda fonte, este caso é mostrado na Figura 2.1 (b).

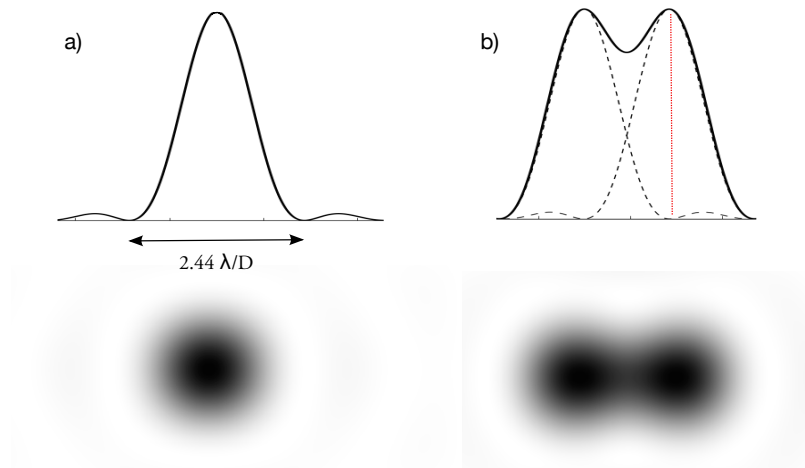


Figura 2.1: Disco de Airy (a) e critério de resolução de Rayleigh (b). O Disco de Airy é formado a partir do efeito de difração da luz sobre uma abertura circular e possui um diâmetro de $2,44\lambda/D$ medido entre os dois primeiros mínimos. O traço vermelho em (b) representa o ponto onde o máximo da figura de difração do primeiro disco coincide com o primeiro mínimo do segundo disco de Airy, estabelecendo assim o critério de resolução de Rayleigh.

Devido à turbulência na atmosfera terrestre a imagem formada por um telescópio não atinge essa resolução teórica. As variações de temperatura, umidade e pressão introduzem variações na densidade do ar que geram flutuações espaciais e temporais no índice de refração deste meio (Davies & Kasper 2012). Essas variações de índices de refração alteram o caminho óptico da luz que se propaga pela atmosfera e distorcem a frente de onda que chega no telescópio.

Em um caso ideal, a imagem de uma frente de onda plana possui o tamanho determinado pelo limite de difração, como visto na 2.2 (a). Ao atravessar a atmosfera, a luz do objeto observado experimenta diversos desvios que distorcem a forma da frente de onda originalmente plana.

Em uma imagem com um longo tempo de exposição a *Point Spread Function* (PSF), que determina a distribuição de energia no plano focal do telescópio, possui uma forma mais larga. Para uma imagem tirada com um tempo de exposição curto a PSF se apresenta com uma forma estreita, mas com um padrão com vários pontos, como visto na Figura 2.2 (c). Esse padrão acontece porque cada porção da frente de onda inteira, delimitada pela abertura D do telescópio, forma uma imagem em uma posição diferente no plano focal. As posições das

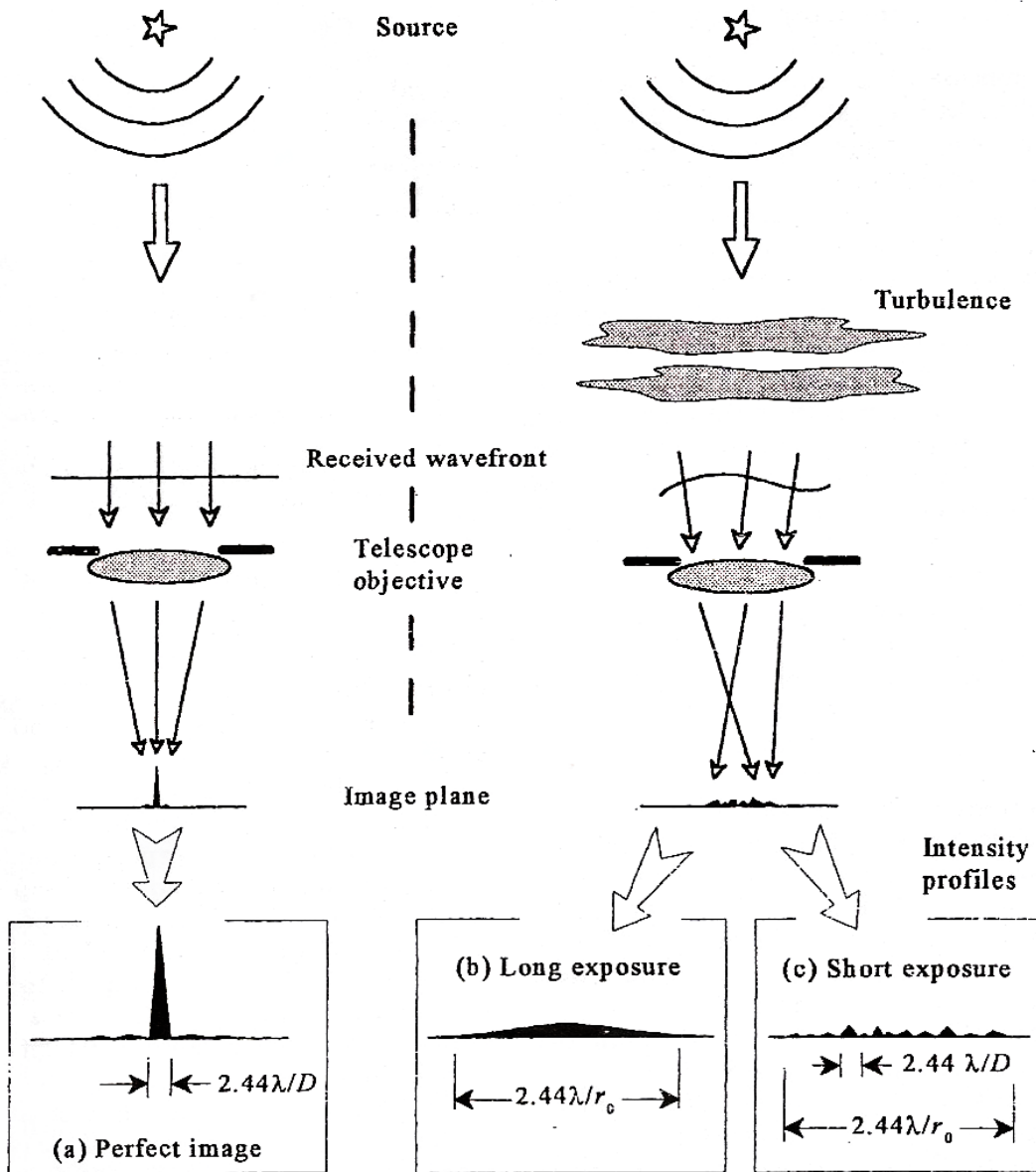


Figura 2.2: Efeitos da turbulência atmosférica sobre uma imagem astronômica. Em (a) a imagem gerada de uma estrela ao passar por uma abertura circular sem sofrer distorções no caminho óptico. Em (b) a imagem gerada a partir de uma frente de onda distorcida pela turbulência atmosférica obtida em um longo tempo de exposição. E em (c) a imagem gerada da luz de uma estrela que passa pela mesma turbulência, mas em um tempo de exposição curto. Fonte: Hardy (1998)

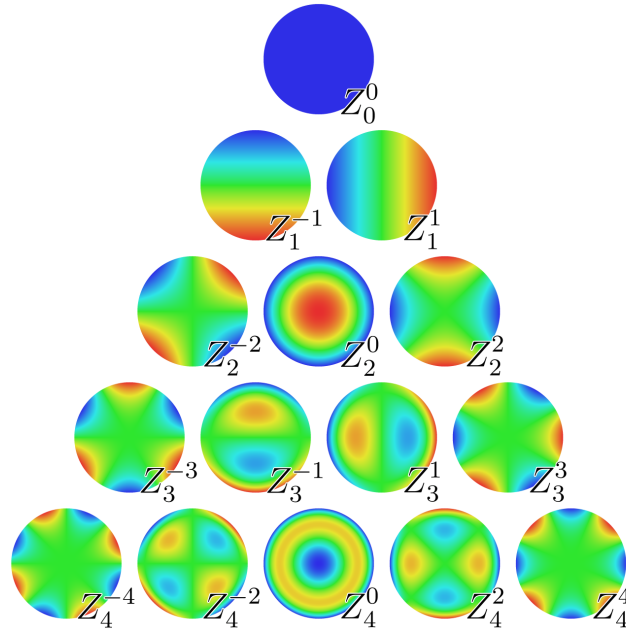


Figura 2.3: Ilustração dos primeiros 15 polinômios de Zernike Z_n^m . Fonte: Wikimedia Commons

pequenas imagens são determinadas pelos ângulos de incidência da luz sobre o telescópio e quanto maior for a inclinação, maior é a defasagem da frente de onda.

A imagem gerada em um telescópio de uma frente de onda distorcida possui um padrão de pequenas manchas, como se o objeto observado estivesse dividido por pequenas aberturas na entrada do telescópio. Em um tempo de exposição curto, as pequenas imagens vistas na como visto na Figura 2.2 (c) podem ser observadas e cada uma delas possui um tamanho definido pelo limite de difração, proporcional a $\frac{\lambda}{D}$.

Em um tempo de exposição longo o efeito da turbulência sobre as imagens astronômicas gera o que conhecemos como *seeing*, visto na Figura 2.2 (b). O *seeing* mostra, em um longo tempo de exposição, a sobreposição destas pequenas manchas formando um borrão. Quanto maior for o *seeing* mais distorcida será a frente de onda.

2.2.1 Polinômios de Zernike

A frente de onda pode ser representada por um conjunto de funções chamadas polinômios de Zernike Z_n^m . Essa forma de representação permite decompor a frente de onda em uma

série de polinômios ortogonais em ordem ascendente. A Figura 2.3 mostra as imagens dos 15 primeiros polinômios de Zernike.

Estes polinômios são definidos em um círculo de raio unitário em coordenadas polares como função de uma frequência azimutal ϕ e da distância radial r , em que $0 < r < 1$. Os polinômios são classificados de acordo com a paridade j . Para uma função par 2.2 e uma função ímpar 2.3:

$$Z_n^m(r, \phi) = R_n^m(r) \cos(m\phi) \quad (2.2)$$

$$Z_n^m(r, \phi) = R_n^m(r) \sin(m\phi) \quad (2.3)$$

Em que $R_n^m(r)$ é dado por:

$$R_n^m(r) = \sum_{k=0}^{\frac{n+m}{2}} \frac{(-1)^k (n-k)!}{k! \frac{n+m}{2} k! \frac{n-m}{2} k!} r^{n-2k} \quad (2.4)$$

Os polinômios são dados em ordem crescente de j , que representam cada uma das funções pares e ímpares dos polinômios, representados por índices m e n em que $m \leq n$ e $n - m$ é par.

Utilizo os polinômios de Zernike para calibrar o SLM quanto a intensidade de distorções que ele é capaz de gerar.

A decomposição da frente de onda, com fase $\phi(r, \theta)$, em uma abertura circular pode ser dada como uma somatória destes polinômios mais simples:

$$\phi(r, \theta) = \sum_0^{\infty} a_j Z_j(r, \theta) \quad (2.5)$$

Onde a_j representam a amplitude de cada termo da série, e são dados por:

$$a_j = \int Z_j(r, \theta) d^2 r \phi(r, \theta) \quad (2.6)$$

Tabela 2.1: Equações representando os 15 primeiros polinômios de Zernike Z_n^m .

-	m=0	m=1	m=2	m=3	m=4
n=0	$Z_1 = 1$				
n=1		$Z_2 = 2\pi\cos\theta$ $Z_3 = 2\pi\sin\theta$			
n=2	$Z_4 = 3^{1/2} \cdot (2r^2 - 1)$		$Z_5 = 6^{1/2} \cdot r^2 \sin 2\theta$ $Z_6 = 6^{1/2} \cdot r^2 \cos 2\theta$		
n=3		$Z_7 = 8^{1/2} \cdot (3r^3 - 2r) \sin\theta$ $Z_8 = 8^{1/2} \cdot (3r^3 - 2r) \cos\theta$		$Z_9 = 8^{1/2} \cdot r^3 \sin 3\theta$ $Z_{10} = 8^{1/2} \cdot r^3 \cos 3\theta$	
n=4	$Z_{11} = 5^{1/2} \cdot (6r^4 - 6r^2 + 1)$		$Z_{12} = 10^{1/2} \cdot (4r^4 - 3r^2) \cos 2\theta$ $Z_{13} = 10^{1/2} \cdot (4r^4 - 3r^2) \sin 2\theta$		$Z_{14} = 10^{1/2} \cdot \cos 4\theta$ $Z_{15} = 10^{1/2} \cdot \sin 4\theta$

2.2.2 Óptica de Fourier

O processamento de um sinal luminoso até a formação da imagem em um sistema óptico pode ser descrito por transformadas de Fourier. A transformada de Fourier de uma função $g(x, y)$ é definida como:

$$G(f_x, f_y) = F(g(x, y)) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(x, y) e^{j2\pi(f_x x + f_y y)} dx dy \quad (2.7)$$

Uma frente de onda pode ser caracterizada em função de sua fase $\phi(x, y)$ e uma fase global que representa os primeiros polinômios de Zernike e descrevem o tip-tilt $\tau(x, y)$. Os termos tip e tilt referem-se aos primeiros polinômios de Zernike :

$$f(x, y) = e^{j[\phi(x, y) + \tau(x, y)]} \quad (2.8)$$

Descrevendo a frente de onda 2.8 em termos de uma série de Fourier temos uma frente de

onda $g(x,y)$ com amplitude +1 ou -1:

$$g(x,y) = \frac{2}{\pi} \left\{ e^{j(\phi+\tau)} + e^{-j(\phi+\tau)} + \frac{1}{3} e^{j3(\phi+\tau)} + \frac{1}{3} e^{-j3(\phi+\tau)} + \dots \right\} \quad (2.9)$$

No plano de Fourier da lente, cada componente da expansão forma a imagem em um ponto diferente por conta do tip-tilt global. Isso faz com que as ordens maiores da figura de difração estejam espacialmente deslocadas do eixo e com amplitudes e modulação de fase relativas a estes deslocamentos.

A *Point Spread Function* (PSF) refere-se à densidade de energia no plano da imagem que é formada por uma fonte pontual no infinito.

$$PSF = |G(f_x, f_y)|^2 \quad (2.10)$$

A variação espacial como função das frequências espaciais é descrita pela *Optical Transfer Function* (OTF) como a transformada de Fourier da PSF:

$$OTF = F\{ |G(f_x, f_y)|^2 \} = F\{PSF\} \quad (2.11)$$

A magnitude da OTF é dada pela *Modulation Transfer Function* (MTF) como:

$$MTF = |F\{ |G(f_x, f_y)|^2 \}| = |F\{PSF\}| = |OTF| \quad (2.12)$$

A abertura de um sistema óptico também pode ser representada pela função pupila. A abertura circular de raio l é definida como:

$$circ\left(\frac{\rho}{l}\right) = \begin{cases} 1, & |\rho| \leq l \text{ e } \rho^2 = x^2 + y^2 \\ 0, & \text{caso contrário} \end{cases} \quad (2.13)$$

A PSF de uma frente de onda plana que passa através de uma abertura circular forma uma figura de difração conhecida como Disco de Airy, visto na Figura 2.1. Essa figura é medida no procedimento experimental deste trabalho.

2.3 Turbulência Atmosférica

A turbulência foi descrita por um modelo de distribuição de energia proposto por Kolmogorov que caracteriza estatisticamente a transferência de energia para o escoamento de um fluido (Kolmogorov 1991). No modelo clássico que descreve a turbulência atmosférica, a energia entra no sistema através de vórtices com tamanho grande L_0 (denominado *outer scale*), que são gerados pelo cisalhamento provocado pelos ventos. Esses vórtices em grande escala se dividem em vórtices cada vez menores, de tamanho l , e que carregam cada vez menos energia. Esses vórtices então se tornam pequenos o suficiente, l_0 (*inner scale*), para que a energia seja dissipada pelo atrito devido à viscosidade do fluido, parando a fragmentação do fluido em escalas menores que a *inner scale*.

O escoamento de um fluido pode ser caracterizado como laminar, quando o movimento do fluido ocorre de maneira ordenada e turbulento quando o escoamento apresenta perturbações e um movimento aleatório em relação ao fluxo laminar. Estes dois regimes de escoamento são classificados a partir do coeficiente de Reynolds para este fluido. Este coeficiente define como turbulento o escoamento ao ultrapassar um valor crítico, que depende unicamente da estrutura geométrica do fluido, como o diâmetro do vórtice (Roddier 1981).

$$Re = V_0 L_0 / \nu_0, \quad (2.14)$$

Onde V_0 representa a velocidade característica do fluido, L_0 o tamanho dos vórtices e ν_0 um parâmetro cinemático que representa a viscosidade do fluido.

Quando Re se torna pequeno o suficiente o processo de divisão destes vórtices não ocorre mais e a dissipação de energia ocorre principalmente por fricção do fluido, que é caracterizado pela viscosidade. Como exemplo, o coeficiente de Reynolds para o ar, $V_0 = 1m/s$ $L_0 = 15m$ e $\nu_0 = 15.0 \cdot 10^{-6} m^2/s$, é $Re = 10.0 \times 10^6$, o que representa um fluido que está completamente em regime turbulento.

O movimento da Terra, a topografia e o clima provocam a turbulência atmosférica. Uma variação de temperatura na atmosfera de 0.1 a 1 °C equivale a um milionésimo de desvio no índice de refração do ar, que é suficiente para alterar a resolução do sistema óptico (Hardy 1998). O índice de refração do ar em função do tempo t e da posição no espaço r pode ser dado por:

$$n(r, t) = n_0 + n_1(r, t) \quad (2.15)$$

Em que n_0 é o índice de refração médio do ar e n_1 é a variação espacial do índice de refração do ar durante o intervalo de tempo t em que ocorre essa variação. A variação do índice de refração com o tempo pode ser ignorada se considerarmos que o intervalo de mudanças na turbulência é maior que o intervalo que a turbulência passa através da abertura do sistema óptico, como é explicado na seção 2.5, que trata do método de *Frozen Seeing*:

$$n(r) = n_0 + n_1(r) \quad (2.16)$$

O índice de refração n do ar é sensível a temperatura T e pressão P do meio. Essas flutuações de temperatura e pressão alteram a densidade do ar e conseqüentemente modificam o índice de refração. A variação do índice de refração entre dois pontos separados por uma distância r na atmosfera pode ser aproximado somente em termos da pressão P e temperatura T :

$$n(r) = (1 + n_1(r)) = 77.6 \times 10^{-6} \frac{P(r)}{T(r)} \quad (2.17)$$

A variação do índice de refração no espaço é um processo aleatório que não pode ser determinada exatamente em todas as posições do espaço. Uma aproximação pode ser feita para simplificar o cálculo se considerar um incremento estacionário sobre o processo aleatório. Neste caso, a variação do índice de refração entre dois pontos, $n(r + r_1) - n(r_1)$, pode ser considerado um processo estacionário enquanto o índice de refração em um ponto, $n(r)$, é ainda considerado aleatório. Estas funções aleatórias estacionárias tratam indiretamente o processo aleatório e podem ser descritas pela função de estrutura para o índice de refração (Andrews & Phillips 2005):

$$D_n(r_1, r_2) = \langle [n(r_1) - n(r_2)]^2 \rangle \quad (2.18)$$

A função de estrutura para o índice de refração representa a diferença quadrática média dos índices de refração entre dois pontos, r_1 e r_2 do ensemble definido pelo símbolo $\langle \rangle$.

$$D_n(r) = \begin{cases} C_N^2 r^{2/3}, & l_0 \ll r \ll L_0 \\ C_N^2 l_0^{2/3} r^2, & r \ll l_0 \end{cases} \quad (2.19)$$

O parâmetro r mostra a diferença $r = r_2 - r_1$ entre os dois pontos e C_N^2 é a constante de estrutura, uma medida estatística que mostra o perfil vertical da turbulência atmosférica em

função da altitude e do tempo. Para o estudo da propagação horizontal da luz considera-se C_N^2 constante.

Um modelo que descreve o perfil vertical de C_N^2 é o de Hufnagle-Valley (Tyson 1996):

$$C_N^2(h) = 5.94 \times 10^{-23} h^{10} e^{-h(\frac{w}{27})} + 2.7 \times 10^{-16} e^{-\frac{2h}{3}} + A e^{-10h} \quad (2.20)$$

Nesta equação, h representa a altitude na atmosfera, A é uma constante e w representa a raiz quadrática média da velocidade do vento, que são parâmetros ajustáveis a diferentes configurações de r_0 e ângulo isoplanático θ_0 , definido na seção 2.4.1. C_N^2 é dado em $m^{-2/3}$.

A medida de C_N^2 é realizada experimentalmente em camadas na atmosfera através de medidas de temperaturas e pode variar de aproximadamente $1.0 \times 10^{-17} m^{-2/3}$ até $1.0 \times 10^{-13} m^{-2/3}$ (Andrews & Phillips 2005). Quanto menor for o valor mais fraca é a turbulência atmosférica. A camada mais baixa, até 300m de altitude, é predominante e compreende cerca de 50% a 70% do perfil integrado da constante de estrutura C_N^2 .

2.3.1 Parâmetro de Fried r_0

O comprimento de coerência, ou parâmetro de Fried r_0 , é o comprimento sobre o qual a frente de onda distorcida pode ser considerada plana, ou em fase, e não gera deformações na imagem resultante.

Fried (1966) introduz este parâmetro ao calcular o poder de resolução de um telescópio ao observar um objeto através da atmosfera. O poder de resolução do telescópio R é definido como a integral da função de transferência óptica (OTF, do inglês *Optical Transfer Function*) sobre todo o sistema óptico, que neste caso é formado pelo telescópio ($B(f)$) e a atmosfera ($T(f)$).

$$R = \int B(f)T(f)df \quad (2.21)$$

Na equação, $B(f)$ representa a OTF da atmosfera e $T(f)$ a OTF do telescópio para uma longa exposição, tempo maior do que aquele em que ocorrem as mudanças na atmosfera. A frequência espacial em ciclos/radianos é f .

A resolução obtida na atmosfera, $\int B(f)df$, depende da turbulência atmosférica, quanto maior for a turbulência, mais degradada será a imagem e menor a resolução alcançada. Mesmo

que o diâmetro do telescópio alcance uma resolução, $\int T(f)df$, maior que aquela obtida na atmosfera, a resolução do telescópio é limitada pela resolução da atmosfera. Para um telescópio alcançar a mesma resolução da atmosfera, ele deve possuir um diâmetro r_0 :

$$R = \int B(f)df = \int T(f)df \quad (2.22)$$

$$R = \frac{\pi}{4} \left(\frac{r_0}{\lambda} \right)^2 \quad (2.23)$$

Usando a expressão para $B(f) = \exp(-Kf^{5/3})$, onde K representa as condições de seeing (Hardy 1998), o parâmetro de Fried pode ser escrito em função da constante de estrutura para o índice de refração C_N^2 ao longo da altitude da atmosfera h e do comprimento de onda λ e também da distância zenital ζ :

$$r_0^{5/3} = 0.423 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 (\sec\zeta) \int_0^\infty C_N^2 dh \quad (2.24)$$

A interpretação matemática, especifica r_0 como o diâmetro no qual a raiz quadrática média da diferença de fase entre uma frente de onda plana e outra distorcida equivale a 1 rad^2 em $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$ (Hardy 1998). r_0 é uma medida estatística dos comprimentos em que essa diferença de fase é aplicada.

A função de estrutura para o índice de refração pode ser dada em termos do parâmetro de Fried:

$$D_n(r) = 6.88 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{5/3} \quad (2.25)$$

A dependência de r_0 em λ mostra que o seeing aumenta para comprimentos de onda menores, ou seja, o poder de resolução para grandes telescópios diminui para λ pequenos.

Para um telescópio de 4m operando no visível por exemplo, o diâmetro do disco de Airy, dado por λ/D no espaço, possui aproximadamente 0.03 arco segundos. Em uma noite fotométrica, com uma atmosfera estável, este ângulo, agora dado por λ/r_0 , possui 0.4 arco segundos (Andrews & Phillips 2005).

Como as imagens científicas geralmente são tomadas em um tempo de exposição longo, tempo maior do que aquele em que ocorrem as mudanças na atmosfera, cada porção da frente

de onda forma uma pequena imagem, durante o intervalo de tempo em que a turbulência se mantém aproximadamente constante, com resolução delimitada pelo diâmetro D do telescópio.

Com a passagem da turbulência sobre a abertura do sistema óptico, as pequenas imagens se formam em locais diferentes do plano focal do telescópio, que se acumulam em uma grande região, com diâmetro r_0 , formando o *seeing*, conforme visto na Figura 2.2.

O tamanho da imagem $\delta\theta$ é agora inversamente proporcional ao parâmetro de Fried r_0 (Fried 1966), uma medida estatística que varia com o tempo e local de observação e especifica a força da turbulência atmosférica.

$$\delta\theta = 2.44 \frac{\lambda}{r_0} \quad (2.26)$$

Para uma onda plana sem distorção, o valor de r_0 tende ao infinito. Este caso teórico é dado para uma frente de onda fora da atmosfera. O parâmetro de Fried diminui à medida que os efeitos de turbulência tornam-se importantes, alcançando valores de 5 cm, em condições atmosféricas com grande turbulência e 10 a 20 cm quando condições atmosféricas favoráveis à observação (Buscher et al. 1995).

Se o espelho primário de um telescópio for menor que o parâmetro de Fried, a imagem formada encontra-se dentro do limite de difração dado pelo diâmetro do telescópio. Caso contrário, o telescópio só atingirá o limite de difração se a frente de onda distorcida for corrigida.

2.3.2 Densidade Espectral de Potências

A função de estrutura para o índice de refração pode ser dada também em termos da função de autocorrelação:

$$D_n(r) = 2[\langle n(0) n(r) \rangle] \quad (2.27)$$

Esta função de autocorrelação está relacionada à *densidade espectral de potências* (PSD) através do teorema de *Wiener-Kinchin*:

$$n(r) = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_n(k) e^{jkr} dk \quad (2.28)$$

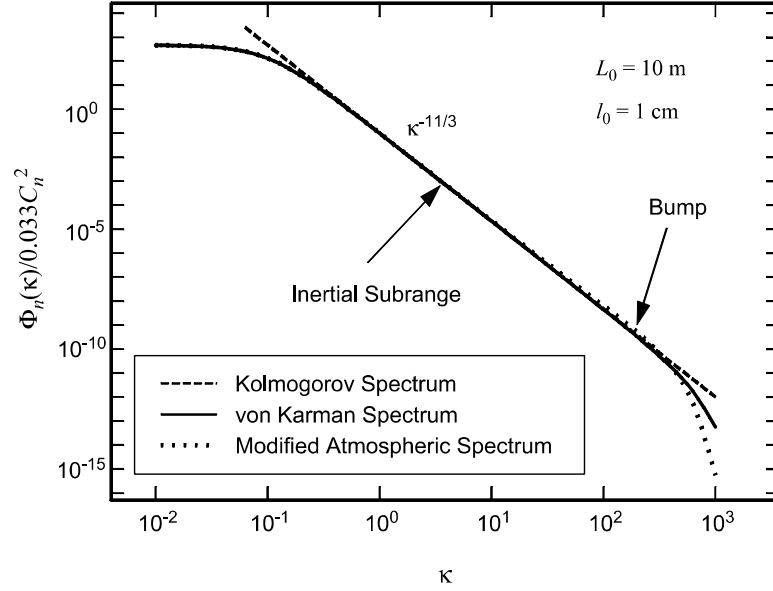


Figura 2.4: Densidade espectral de potência para a turbulência atmosférica em função das frequências espaciais κ . O espectro de von Karman é definido para uma escala interna $l_0 = 1\text{ cm}$ e uma escala externa $L_0 = 10\text{ m}$. Fonte: Andrews & Phillips (2005)

A PSD (do inglês *Power Spectrum Density*) é uma medida que indica como a potência de um sinal é distribuída por suas frequências. Ou seja, a potência destes vórtices de diferentes tamanhos nos fornece um espectro da turbulência atmosférica.

A PSD é dada como função da frequência espacial κ , com $\kappa = 2\pi/l$, e da constante de estrutura para as flutuações nos índices de refração C_N^2 . No modelo de Kolmogorov, a equação é válida apenas na região na qual a PSD é bem definida, que abrange $l_0 < l < L_0$.

$$\sigma_n(\kappa) = 0.033C_N^2\kappa^{11/3} \quad (2.29)$$

Outro modelo que descreve a densidade espectral de potências é proposto por Tartarskii. A PSD é válida para número de ondas $\kappa \gg 1/L_0$, onde $\kappa_m = 5.92/l_0$, e possui a lei de potências:

$$\sigma_n(\kappa) = 0.033C_N^2\kappa^{11/3}\exp\left(-\frac{\kappa^2}{\kappa_m^2}\right) \quad (2.30)$$

Von Karman também define a PSD dada por:

$$\sigma_N(\kappa) = 0.033C_N^2 \frac{\exp\left(-\frac{\kappa^2}{\kappa_m^2}\right)}{(\kappa^2 + \kappa_0^2)^{11/6}} \quad (2.31)$$

Onde $0 \leq \kappa \leq \infty$ e $\kappa_0 = 2\pi/L_0$.

Todos os modelos apresentam a lei de potências $-11/3$ onde eles estão definidos. A Figura 2.4 mostra a densidade espectral de potência normalizada.

A PSD também pode ser dada em função do parâmetro de Fried r_0 e da frequência espacial κ , definida no plano da pupila do telescópio. A integral do perfil de turbulência, dada pela função constante de estrutura para o índice de refração C_N^2 , sobre toda a altura h da atmosfera está relacionada com r_0 e pelo comprimento de onda λ através da equação 2.24. A PSD descrita por Kolmogorov pode ser dada assim apenas em função das frequências espaciais κ e do comprimento de coerência de Fried r_0 :

$$\sigma(\kappa) = \frac{0.023}{r_0^{5/3} \kappa^{11/3}} \quad (2.32)$$

Um modelo empírico que leva em consideração o intervalo de frequências espaciais onde a PSD é bem definida é o espectro de Von Karman (Voitsekhovich 1995), definido por:

$$\sigma(\kappa) = \frac{0.023}{r_0^{5/3}} (\kappa^2 + L_0^{-2})^{-11/2} \exp(-L_0^2 \kappa^2) \quad (2.33)$$

O espectro de Hills-Andrew (Innocenti & Consortini 2004) também descreve a PSD em termos da *outer scale* e *inner scale*:

$$\sigma(\kappa) = \frac{0.023}{r_0^{5/3}} (\kappa^2 + L_0^{-2})^{-11/2} [1 + 3.43\kappa l_0 + 0.538(\kappa l_0)]^{7/6} \exp(-3.625 l_0^2 \kappa^2) \quad (2.34)$$

2.4 Óptica Adaptativa Clássica

A Óptica Adaptativa é uma técnica de correção da frente de onda em tempo real que tem por finalidade recuperar a resolução de um telescópio perdida devido à turbulência atmosférica.

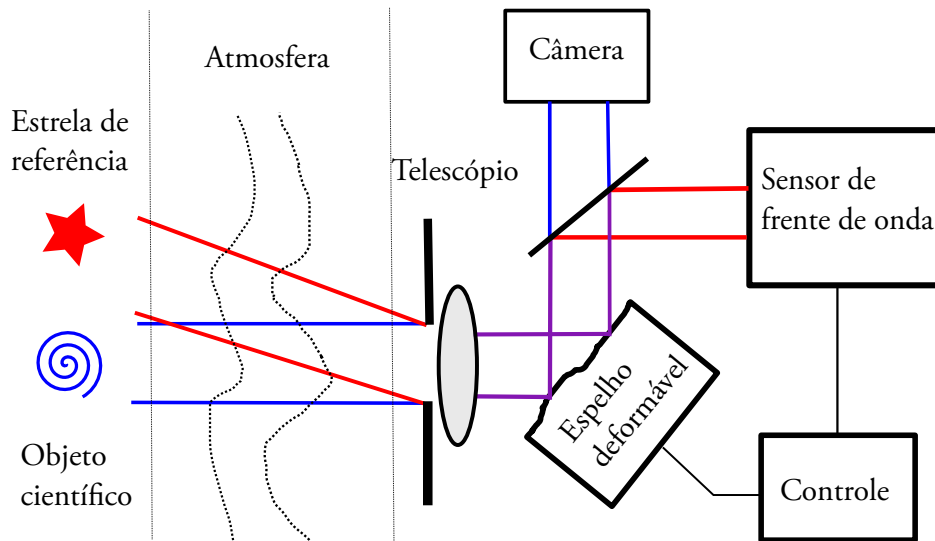


Figura 2.5: Sistema de Óptica Adaptativa. A luz proveniente da estrela de referência é direcionada para um sensor de frente de onda que determina a distorção provocada pela turbulência atmosférica. Um sistema de controle traduz as informações do sensor de frente de onda para voltagens dos pistões do espelho deformável, que adquire a mesma forma da frente de onda distorcida e por reflexão torna a onda plana novamente. A luz do objeto científico, já corrigida é então direcionada para uma câmera científica.

Com esta técnica é possível corrigir a distorção atmosférica através da medição das defasagens na frente de onda e aplicá-las em um espelho deformável. A frente de onda deformada ao refletir neste espelho torna-se plana novamente e o telescópio fica mais próximo de atingir a resolução teórica, dada pelo limite de difração.

Essa correção ocorre de acordo com a montagem descrita no diagrama da Figura 2.5. Nesta configuração, a luz da estrela de referência (descrita na sessão 2.4.1), em vermelho, incide sobre a abertura do telescópio e é direcionada para o sensor de frente de onda, que recupera informações acerca da distorção provocada pela turbulência atmosférica e envia para um sistema de controle. Neste momento a forma da frente de onda é definida e o sistema de controle recria a forma da frente de onda distorcida sobre um espelho deformável. A luz do objeto científico, em azul, que passa através da mesma turbulência é então corrigida pelo espelho deformável que por reflexão torna a frente de onda plana novamente.

Nesse modelo, a correção realizada pelo espelho ocorre sobre a frente de onda já corrigida em um estágio de correção anterior. Essa forma de correção da distorção residual define um

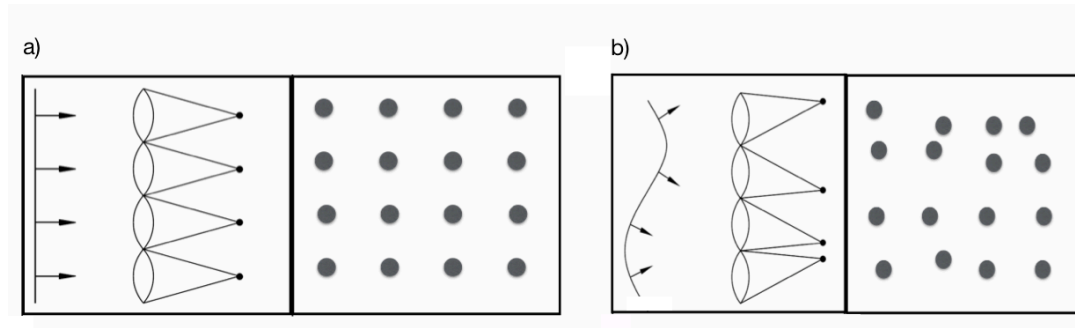


Figura 2.6: Sensor de frente de onda *Shack-Hartmann*. Em (a) a frente de onda plana incide sobre a matriz de micro lentes e forma as imagens com um padrão regular, como verificado abaixo. Em (b) uma frente de onda distorcida incide sobre as micro lentes e forma as imagens deslocadas em relação ao caso (a).

laço fechado em Óptica Adaptativa.

2.4.1 Sensores de Frente de Onda

Os sensores de frente de onda são responsáveis por determinar qual é a distorção provocada pela turbulência atmosférica. A maneira mais comum de se determinar a forma da frente de onda é através de medidas indiretas (Roddier 1999), como o sensor de curvatura e o sensor *Shack-Hartmann*, utilizado neste trabalho e descrito nesta seção.

O sensor de frente de onda do tipo *Shack-Hartmann* é formado por uma matriz de lentes e uma câmera. A matriz de lentes divide a frente de onda em subaberturas, delimitadas por cada uma das lentes da matriz. Essas lentes formam imagens no plano da câmera, gerando uma matriz de pequenas imagens (Platt 2001).

A Figura 2.6 mostra o perfil de um sensor *Shack-Hartmann*. Na imagem à esquerda, uma frente de onda plana chega até o sensor e forma pequenas imagens no plano da câmera, enquanto uma frente de onda distorcida forma as imagens pelas mesmas subaberturas em posições diferentes. O deslocamento sofrido na posição destas imagens é utilizado para recuperar a forma da frente de onda.

É possível obter o deslocamento sofrido por cada imagem da matriz e relacionar com a inclinação da frente de onda em cada uma das subaberturas. Ao medir as inclinações de cada subabertura a frente de onda pode ser reconstruída combinando cada uma destas medidas, conforme ilustrado na Figura 2.7. Nesta ilustração, um corte lateral da frente de onda mostra as

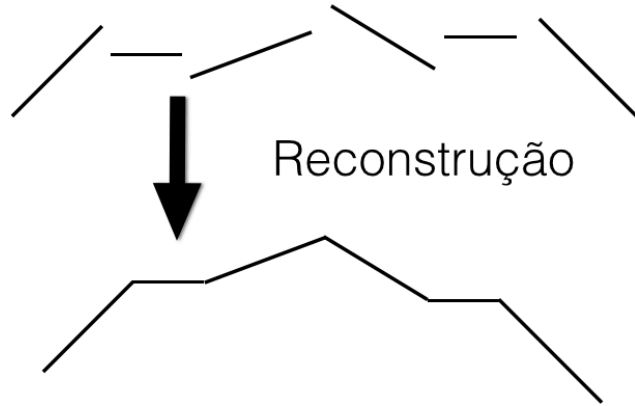


Figura 2.7: Reconstrução da frente de onda a partir da combinação de medidas independentes das inclinações medidas pelo sensor *Shack-Hartmann*.

inclinações obtidas por uma linha do sensor de frente de onda *Shack-Hartmann*. A reconstrução da frente de onda completa ocorre combinando cada uma das medidas, como visto abaixo na mesma figura.

Um dos métodos para recuperar a frente de onda é descrito por Southwell (1980). O método proposto por Fried relaciona os deslocamentos das imagens com as inclinações da frente de onda na borda de cada subabertura da matriz. A subabertura ilustrada na Figura 2.8 tem suas inclinações S_x e S_y , nas direções x e y respectivamente, dada pela posição no eixo z , localizada na borda da subabertura, definido por:

$$S_x = \frac{(z_2 - z_4)/2 + (z_1 - z_3)/2}{d} \quad (2.35)$$

$$S_y = \frac{(z_3 - z_4)/2 + (z_2 - z_1)/2}{d} \quad (2.36)$$

Onde d é a distância entre duas subaberturas.

A Figura 2.9 mostra uma matriz de inclinações para um sensor *Shack-Hartmann* formado por 4x4 subaberturas. Para este caso constrói-se um sistema de equações relacionando inclinações da frente de onda com deslocamentos das imagens para todas as subaberturas:

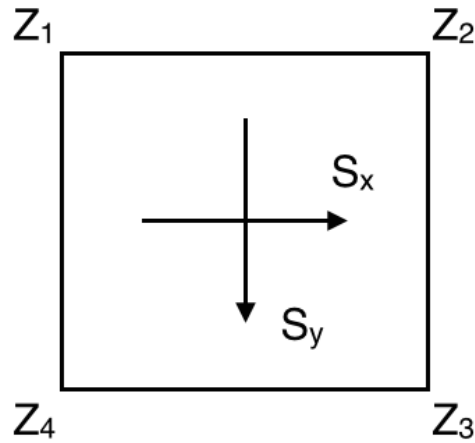


Figura 2.8: Uma subabertura do sensor *Shack-Hartmann* e a relação das inclinações medidas S_x e S_y a partir dos deslocamentos da imagem gerada nesta subabertura com a posição Z_1 a Z_4 da subabertura.

$$\begin{bmatrix} S_{x1} \\ S_{y1} \\ \vdots \\ S_{x16} \\ S_{y16} \end{bmatrix} = \frac{1}{2d} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 & 0 & 1 & 1 & \dots \\ 1 & 1 & 0 & 0 & 0 & 1 & 1 & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} z_1 \\ z_2 \\ \vdots \\ z_{25} \end{bmatrix}$$

Analiticamente podemos escrever essa matriz como:

$$\vec{s} = B \cdot \vec{z} \quad (2.37)$$

Para recuperar o vetor \vec{z} é necessário inverter a matriz B. Como a matriz não é quadrada a inversão pode ser feita com uma técnica de pseudo-inversão de matrizes, desta forma a posição da subabertura é dada como produto da matriz B^{-1} com \vec{s} :

$$\vec{z} = B^{-1} \cdot \vec{s} \quad (2.38)$$

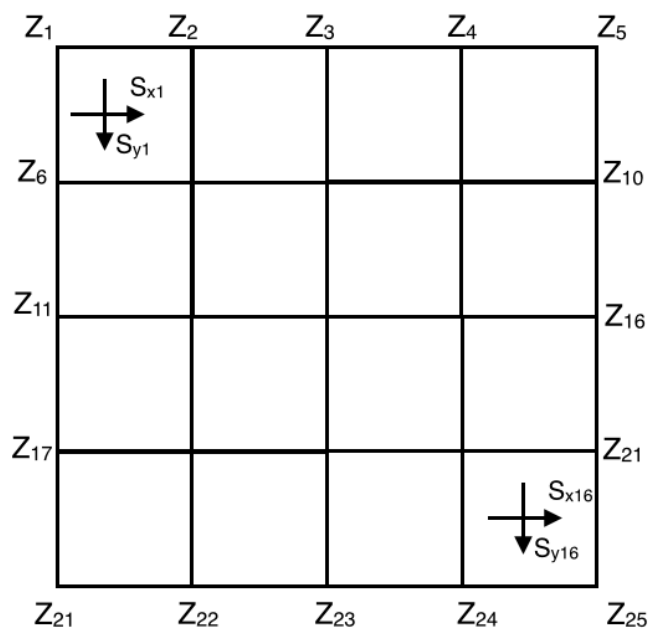


Figura 2.9: Matriz de inclinações para um sensor *Shack-Hartmann* completo. As inclinações estão relacionadas às posições das subaberturas que delimitam a inclinação da frente de onda.

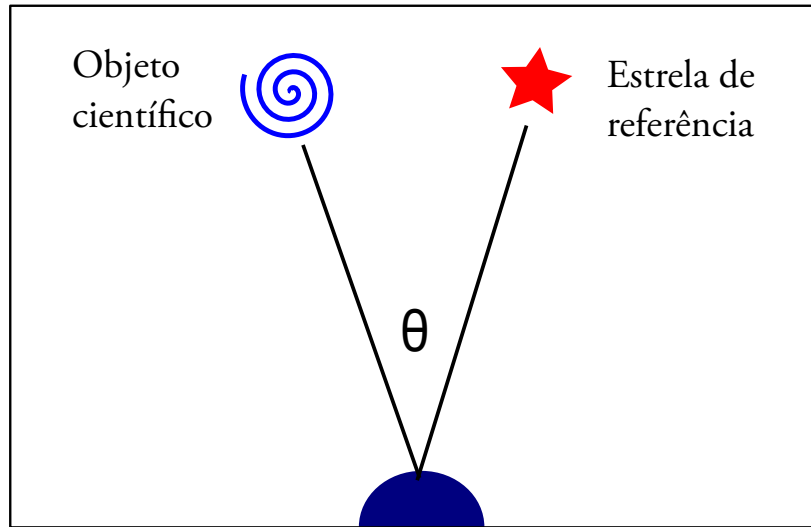


Figura 2.10: Ângulo anisoplanático, ângulo entre a estrela guia e o objeto científico.

Estrela Guia Laser

O sensor de frente de onda utiliza uma estrela de referência próxima ao objeto científico que é observado para obter a distorção da frente de onda. Essa estrela guia é utilizada para obter as imagens da matriz de micro lentes.

O ângulo isoplanático θ_0 define a diferença angular máxima entre esta estrela guia e o objeto de observação para que a luz atravessasse a mesma turbulência atmosférica, como visto na Figura 2.10. À medida que a estrela de referência se afasta do objeto científico a diferença na distorção de fase que os dois objetos experimentam aumenta gradativamente, efeito conhecido como anisoplanatismo angular. Para que a correção sobre a frente de onda do objeto científico se torne efetiva é preciso que os dois objetos se situem dentro do mesmo campo, definido pelo ângulo isoplanático θ_0 :

$$\theta_0 = [2.91 \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 (\sec^{8/3} \zeta) \int_0^\infty C_N^2(h) h^{5/3} dh]^{3/5} \quad (2.39)$$

Assim a turbulência percebida pela estrela de referência é a mesma turbulência que o objeto de interesse científico atravessa pela atmosfera. Além de próxima ao objeto de observação, a estrela de referência deve ter brilho suficiente para que o sensor *Shack-Hartmann* adquira imagens em tempo hábil para realizar as correções em uma frequência maior do que ocorrem

as mudanças na turbulência atmosférica.

O sensor *Shack-Hartmann* deve ser rápido o suficiente para acompanhar as mudanças de turbulência na atmosfera, com uma frequência de correção da ordem de $1/\tau_0$ do tempo de coerência da atmosfera. O tempo de coerência da frente de onda é o tempo necessário para que a camada de turbulência atmosférica, descrita pela aproximação de Taylor, se mover sobre uma distância r_0 com uma velocidade v definida pelo vento.

$$\tau_0 = 0.57\lambda^{6/5} \left(\int_0^\infty v(h)^{5/3} C_N^2(h) dh \right) \quad (2.40)$$

Quanto menor for τ_0 , maior deve ser a frequência de correção do sistema de Óptica Adaptativa. A frequência de correção típica é da ordem de 1kHz para comprimentos de onda situados na banda do visível (Davies & Kasper 2012)

Em muitas direções do céu não há estrelas adequadas para servir de referência, por isso criam-se estrelas ‘artificiais’ com auxílio de lasers.

Uma método de criar uma estrela artificial em Óptica Adaptativa é através da dispersão de Rayleigh. Para isso focaliza-se um laser em uma camada da atmosfera que por reemissão de luz difusa, ao excitar os átomos desta camada da atmosfera, cria uma estrela artificial (Bonaccini Calia et al. 2010). A maneira mais comum é usar um laser com $\lambda = 589nm$ que é emitido do telescópio e encontra a camada de sódio, situada em torno de 90 km de altitude e com aproximadamente 10 km de espessura. O laser então excita a linha D2 do átomo de sódio que reemite a luz em todas as direções. Essa luz então é usada como estrela artificial.

A dispersão do índice de refração n em função do comprimento de onda λ é da ordem de $\delta n = 4.13 \cdot 10^{-6}$ para $\lambda = 0.5$ a $1.5\mu m$ (Jolissaint 2006). Por este motivo o ar pode ser considerado um meio acromático e o sensor de frente de onda pode realizar as medições em um comprimento de onda diferente daquele no qual se está realizando a observação científica.

Uma desvantagem em usar a estrela artificial é que as imagens de cada micro lente do sensor *Shack-Hartmann* para um telescópio gigante são radialmente alongadas a partir do centro do espelho primário do telescópio (Lardièrre et al. 2009). Outra desvantagem é a baixa amostragem da turbulência atmosférica (Viard et al. 2002). A diferença entre a estrela de referência natural e artificial está no fato de que a estrela consegue amostrar toda a turbulência atmosférica pela qual a luz atravessa, já a estrela artificial passa apenas pela turbulência a partir da altitude que ela foi criada, que fica em torno de 90km da superfície da Terra.

Ao atravessar a atmosfera, a luz da estrela de referência natural atravessa um cilindro da

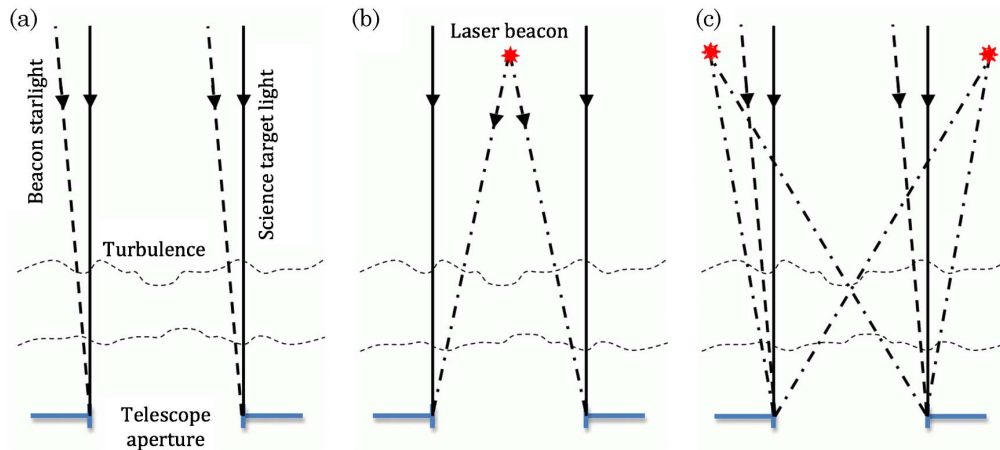


Figura 2.11: Efeito cone de uma estrela guia laser. Em (a) é ilustrado o cilindro de luz, em pontilhado, feito por uma estrela natural para a detecção da turbulência atmosférica e correção da imagem do objeto científico. Em (b) o cone de luz provocado pela estrela artificial, a turbulência acima do pontilhado não é amostrada. E em (c) dois cones de luz são usados como estrela artificial para maior amostragem da turbulência. Fonte: (Hart 2010)

atmosfera e abrange toda a turbulência sofrida por este objeto 2.11 (a). A estrela artificial atravessa um cone da atmosfera, limitando a correção da turbulência ao excluir a região abrangida pelo cilindro no caso anterior 2.11 (b). A falta de amostragem desta parte da turbulência atmosférica causa um erro de medição de frente de onda que é conhecido como efeito cone.

Detecção de Centroide de Imagens

Algoritmos de centroide são técnicas para se determinar o centro real de uma imagem gerada em cada subabertura do sensor de frente de onda do tipo *Shack-Hartmann*. As técnicas utilizadas neste trabalho são o centro de gravidade (CoG, do inglês *Center of Gravity*) e o centro de gravidade com limiar (TCoG, do inglês *Thresholded Centre of Gravity*).

Do pacote de ferramentas de análises astronômicas *PyRAF*, linha de comando em linguagem *Python* para execução do pacote *IRAF*, de *Image Reduction Analysis Facility*, utilizo também a rotina *daofind* para encontrar o centroide das imagens. A rotina *daofind* do *PyRAF* detecta as imagens geradas por cada subabertura e retorna o centroide nas direções *x* e *y* por meio de *m* ajuste de curvas sobre o perfil da imagem.

Centro de Gravidade (CoG)

O centro de gravidade (CoG) é a técnica de detecção de centroide mais simples e utiliza a intensidade do pixel $I_{x,y}$ e as coordenadas x e y deste pixel para encontrar o centro de gravidade:

$$x_{CoG} = \frac{\sum xI_{x,y}}{\sum I_{x,y}} \quad (2.41)$$

$$y_{CoG} = \frac{\sum yI_{x,y}}{\sum I_{x,y}} \quad (2.42)$$

Como a somatória é feita sobre todos os pixels da subabertura, essa técnica fica sujeita à influência do ruído da imagem. Esse efeito pode ser evitado com o segundo método de detecção de centroide ao restringir a intensidade do pixel a ser usado na somatória.

Centro de Gravidade com Limiar (TCoG)

O cálculo do centro de gravidade com limiar (TCoG) utiliza uma variável, o limiar T , para determinar quais pixels serão utilizados na somatória. Ao determinar o pixel com maior intensidade, I_{max} , cria-se um limite I_T de intensidades que participam da somatória, com $I_T = T \cdot I_{max}$. Para a coordenada y , o cálculo é parecido com a técnica CoG :

$$y_{TCoG} = \frac{\sum_{I>I_T} y(I - I_T)}{\sum_{I>I_T} (I - I_T)} \quad (2.43)$$

Se o limiar T for igual a 20% da intensidade máxima por exemplo, grande parte do ruído das imagens é descartado no cálculo do centroide das imagens.

Ajuste de uma curva gaussiana (Gauss)

O terceiro método de detecção de centroide é considerado mais robusto pois define a posição da imagem nas direções x e y através do ajuste de uma curva gaussiana sobre a imagem formada pela microlente do sensor de frente de onda.

O pico da função ajustada é utilizado como ponto de centroide da imagem. O método utilizado neste trabalho ajusta uma curva gaussiana sobre a distribuição de intensidade da imagem e retorna o centroide a partir deste ajuste com o auxílio do *PyRAF*.

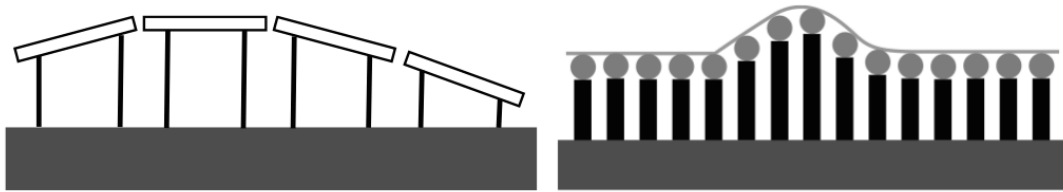


Figura 2.12: Espelho deformável segmentado e contínuo. Fonte: Mello et al. (2014)

2.4.2 Corretores de Frente de Onda

Espelho deformável é uma superfície cuja forma pode ser modificada a fim de adquirir o formato da frente de onda distorcida, e por reflexão, tornar a frente de onda plana novamente. Os espelhos podem sofrer deformação devido a atuadores que agem como pistão sob a superfície do espelho. Esse é o caso dos espelhos segmentados, contínuos e de membrana, como ilustrado na Figura 2.12. E também podem sofrer deformação devido à dilatação volumétrica causada por uma voltagem aplicada, no caso dos espelhos bimórficos.

No caso do espelho segmentado cada segmento do espelho é independente do segmento vizinho e controlado por atuadores únicos (pistão) ou triplos (tip/tilt e pistão). O espelho contínuo possui uma superfície flexível refletora única apoiada sobre atuadores que se movimentam para cima ou para baixo, deformando localmente a superfície do espelho.

O espelho deformável de membrana possui eletrodos no lugar de atuadores. A superfície refletora é coberta por um eletrodo transparente e sustentada por outros pequenos eletrodos individuais. A deformação da superfície ocorre quando aplica-se uma voltagem sobre estes eletrodos.

O espelho deformável bimórfico é composto por uma base de material piezoelétrico, onde se situam os eletrodos individuais e uma base metálica ou de vidro que contém o segundo eletrodo e é coberta por uma superfície refletora. Como nos espelhos de membrana, os eletrodos são responsáveis pela curvatura do espelho, que agora é deformado pela diferença de dilatação volumétrica entre os dois materiais que compõem a base do espelho.

Um parâmetro usado para caracterizar o espelho deformável é a função de influência (Beckers 1993), que representa a ação de um único atuador sobre toda a superfície do espelho. A deformação causada por um único atuador depende das propriedades físicas do espelho e fornece a região do espelho e intensidade no qual esse atuador age.

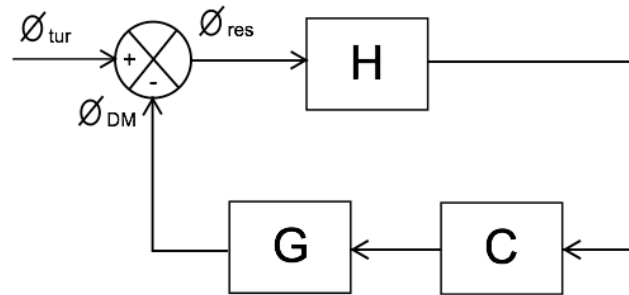


Figura 2.13: Sistema de controle para Óptica Adaptativa. As distorções da frente de onda incidente ϕ_{tur} são subtraídas pelo espelho deformável ϕ_{corr} que fornece como resultado uma frente de onda com erro residual ϕ_{res} que é medida pelo sensor de frente de onda H . O sensor de frente de onda H envia então as informações para o controle C que reconstrói a frente de onda sobre o espelho deformável G . Fonte: Mello et al. (2014).

A distorção da frente de onda é então aplicada sobre um espelho deformável, que faz o efeito inverso da turbulência atmosférica, ao tornar a onda plana novamente e recuperar a resolução perdida gerando uma imagem perfeita.

2.4.3 Sistema de Controle

A forma mais comum de correção da frente de onda com Óptica Adaptativa é em laço fechado, esse método é ilustrado na Figura 2.13. Os desvios de fase da frente de onda incidente ϕ_{tur} são subtraídos pelo espelho deformável ϕ_{corr} . O resultado desta subtração é uma frente de onda com erro residual ϕ_{res} .

A medida das inclinações da frente de onda é realizada pelo sensor H sobre a frente de onda residual ϕ_{res} , corrigida pelo espelho deformável. O sensor de frente de onda H envia então as informações para o controle C que reconstrói a frente de onda sobre o espelho deformável G . O espelho deformável reproduz a frente de onda ϕ_{DM} que é subtraída da frente de onda incidente ϕ_{tur} resultando na frente de onda com erro residual ϕ_{res} , fechando o laço.

A reprodução da forma da frente de onda sobre o espelho deformável ocorre por meio de atuadores sob a superfície do espelho. O sistema de controle deve traduzir a informação do sensor de frente de onda em voltagens, que impulsionam os atuadores para frente ou para trás

no espelho deformável. Assim não é necessário recriar a forma da frente de onda para obter as voltagens sobre os atuadores. A relação das inclinações medidas pelo sensor de frente de onda com as voltagens é dada por:

$$M^{-1} = N^{-1} \cdot B^{-1} \quad (2.44)$$

Em que N^{-1} é a matriz de voltagens e B^{-1} é a matriz que relaciona as inclinações com os deslocamentos no sensor de frente de onda. A matriz M^{-1} relaciona as inclinações com as voltagens diretamente.

Para se conseguir esta matriz verifica-se a deformação causada no espelho deformável por um único atuador. A variação de fase sobre uma frente de onda plana causada por um atuador sujeito a uma voltagem específica no espelho deformável é chamada de função de influência do atuador. Por exemplo, uma frente de onda plana incide sobre o espelho que está sujeito à ação de um único atuador. O sensor de frente de onda mede as inclinações desta frente de onda distorcida e relaciona estas inclinações com a voltagem deste atuador.

O conjunto de todas as variações de fase que o espelho deformável pode reproduzir é dado pela combinação linear de todas as funções de influência do atuador (Gendron 1994). A relação das voltagens dos atuadores \vec{v} com as inclinações \vec{s} é então obtida por:

$$\vec{s} = M \cdot \vec{v} \quad (2.45)$$

2.5 Simulação da Turbulência Atmosférica

Um modelo para recriar a turbulência atmosférica em laboratório é conhecido como *Taylor Frozen Turbulence Approximation* ou somente *Frozen Seeing* (Roggemann et al. 1995). Neste modelo uma camada da atmosfera mantém suas propriedades estáticas enquanto passa através da abertura do sistema óptico com uma velocidade constante determinada pelas condições climáticas locais. O tempo em que ocorrem as variações nos índices de refração do ar é maior que o tempo que a turbulência leva para passar sobre o telescópio.

As distorções provocadas pela atmosfera sobre a luz podem ser gravadas em uma superfície e adicionadas na frente de onda plana. Essas superfícies, chamadas de *phase screen*, comprimem a variação de caminho óptico resultante da passagem da luz sobre toda a atmosfera até o telescópio em um único plano. Por ser um modelo estático, não existe variação das distorções com o tempo, que é determinada pelo deslocamento da turbulência sobre a abertura

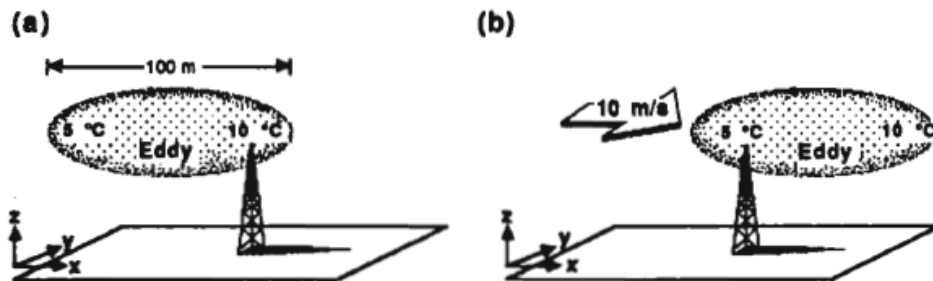


Figura 2.14: Pela aproximação de Taylor uma parte da atmosfera tem suas propriedades estáticas e percorre uma distância sobre a abertura do telescópio com uma velocidade constante v . Fonte: (Stull 1989)

so sistema óptico. assim como ocorre em um caso real.

Ao estudar a turbulência atmosférica é necessário realizar medidas que geralmente levam um tempo maior do que ocorrem as variações nos parâmetros físicos que determinam um padrão de turbulência, como temperatura e pressão. Uma maneira mais fácil é realizar estas medidas sobre toda a extensão desta porção da atmosfera a partir de um único ponto, em um intervalo de tempo maior. Para tanto é necessário que as propriedades físicas desta porção da atmosfera se mantenham inalteradas enquanto as medidas são efetuadas, ou que tenhamos uma turbulência congelada (Stull 1989).

A Figura 2.14 ilustra o caso em que uma parte da atmosfera é completamente amostrada, sem modificação no gradiente de temperatura no interior. Nesta figura um vórtice de 100 m de comprimento atravessa o ponto onde é realizada a obtenção dos dados a uma velocidade de 10 m/s sem modificar o gradiente de temperatura de $\delta T = 5^\circ\text{C}$ no seu interior.

Uma das técnicas já citadas para recriar essa turbulência é gravar sobre uma placa acrílica ranhuras com um padrão de turbulência para modificar a frente de onda que passa através desta placa (Rampy et al. 2012). A variação temporal ocorre ao deslocar essa placa em relação à abertura óptica do sistema. Este método é caro e demanda tempo para fabricação de placas com novos padrões de turbulência

O Modulador Espacial de Luz - SLM pode ser usado para distorcer a frente de onda através de uma imagem com o mesmo padrão de turbulência que é colocado sobre o cristal líquido. Desta forma novos padrões de distorção sobre a frente de onda podem ser digitalmente construídos, além de poder simular a passagem da turbulência sobre a abertura do sistema óptico sem a necessidade de componentes mecânicos que realizam o deslocamento como ocorre com

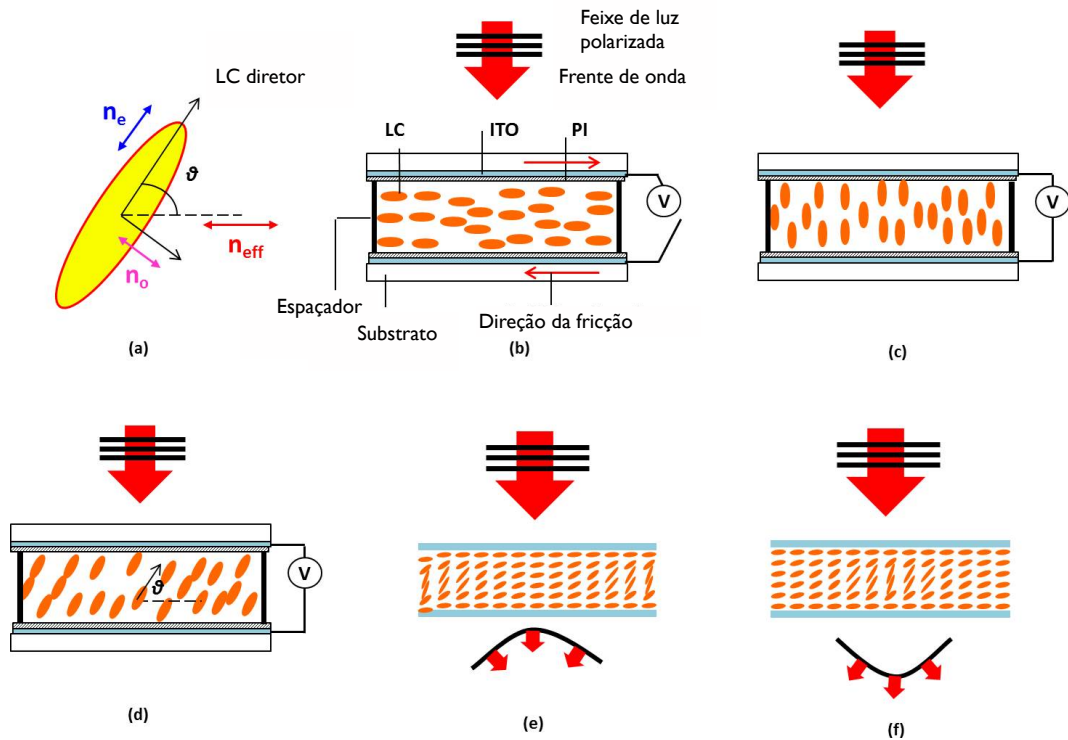


Figura 2.15: Princípio de funcionamento do SLM. Em (a) o eixo ordinário n_o de uma molécula do cristal líquido, em (b) o aprisionamento das moléculas entre um substrato e a orientação destas moléculas na ausência de campo elétrico e (c) com um campo elétrico aplicado. Em (d) é visto o novo ângulo de orientação das moléculas causado pela aplicação de um campo elétrico e em (e) e (f) o efeito sobre uma frente de onda plana que atravessa o modulador espacial de luz. Adaptado de: Xu et al. (2014)

as placas de acrílico.

2.5.1 Modulador Espacial de Luz como *Phase Screen*

O Modulador Espacial de Luz - SLM consiste em uma matriz bidimensional de células que aprisionam um tipo de cristal líquido entre eletrodos. Estes eletrodos permitem o controle externo de uma voltagem sobre cada uma destas células. Essa voltagem cria um campo elétrico em cada pixel que define a orientação das moléculas do cristal líquido. A orientação das moléculas dentro da célula determina um índice de refração para a luz que atravessa o cristal líquido (Cheng 2010).

Uma luz linearmente polarizada paralela ao eixo principal possui um índice de refração n_o (n do raio ordinário) diferente do eixo perpendicular n_e (n do eixo extraordinário), conforme visto na Figura 2.15 (a). O índice de refração em um ângulo qualquer entre esses dois eixos é dado por:

$$n_{ef}(z) = \frac{n_e n_o}{\sqrt{(n_e^2 \sin^2(\theta) + n_o^2 \cos^2(\theta))}} \quad (2.46)$$

Onde n_e e n_o são os índices de refração para os raios ordinário e extraordinário e θ é o ângulo entre a polarização da luz incidente em relação ao eixo principal. Esta mudança de índice de refração é usada para corrigir a frente de onda assim como ocorre com o espelho deformável.

O alinhamento dessas moléculas pode ser modificado ao aplicar uma voltagem entre esses eletrodos. O ângulo de orientação das moléculas é dado em função da intensidade do campo elétrico aplicado entre os eletrodos (Restaino 2003), como visto na Figura 2.15 (d). A modulação de fase para um feixe polarizado que passa através do cristal líquido é dada por:

$$\delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{d/2}^{d/2} [n(z) - n] dz + \langle \delta\phi \rangle_T \quad (2.47)$$

Em que d é a espessura da camada de cristal líquido e n é o índice de refração na ausência de campo elétrico aplicado. O termo $\langle \delta\phi \rangle_T$ refere-se ao desvio de fase provocado por flutuações térmicas sobre o cristal líquido.

A Figura 2.15 ilustra o efeito do SLM sobre uma frente de onda. Nesta figura está representada como as moléculas estão organizadas dentro do pixel e como essa organização afeta uma frente de onda plana que atravessa cada um destes pixels.

Quando uma imagem é reproduzida sobre o SLM, o controle digital fornece a cada pixel um valor inteiro que definem as escalas de cinza, por modular a intensidade, que caracterizam a orientação destas moléculas. Quanto mais escuro estiver o pixel, maior será a defasagem sofrida pela frente de onda.

Capítulo 3

Método

Neste capítulo apresento a nossa montagem experimental para testar o modulador espacial de luz (SLM, do inglês *Spatial Light Modulator*). Diferentes montagens são usadas para as calibrações, para a definição do intervalo em que as *phase screens* são bem determinadas e para a validação do SLM.

A bancada óptica que montei no Laboratório de Óptica do Grupo de Astrofísica da Universidade Federal de Santa Catarina (GAS-UFSC) tem por finalidade validar o uso do SLM como simulador de turbulência atmosférica para o uso como *phase screen* em Óptica Adaptativa. Para tanto recupero o parâmetro de Fried r_0 e a densidade espectral de potências (PSD, do inglês *Power Spectral Density*) a partir de um padrão de turbulência que é aplicado sobre o SLM.

Explico também como a imagem com este padrão de turbulência é criada, bem como a aplicação e recuperação dos parâmetros de turbulência.

3.1 Montagem Experimental

A configuração da bancada óptica é ilustrada na Figura 3.1. Nesta montagem um filtro linear FL é utilizado para diminuir a intensidade do feixe de laser que incide sobre uma lente objetiva de um microscópio MO_1 . A lente MO_1 está situada no foco da lente colimadora L_1 . O feixe laser colimado passa então através de um polarizador P_1 que filtra a polarização na direção horizontal. Essa direção de polarização é utilizada para maximizar a defasagem e é determinada de acordo com a montagem do SLM. Essa direção deve permanecer igual à direção de maior comprimento do SLM, por conta do alinhamento das moléculas do cristal líquido dentro de

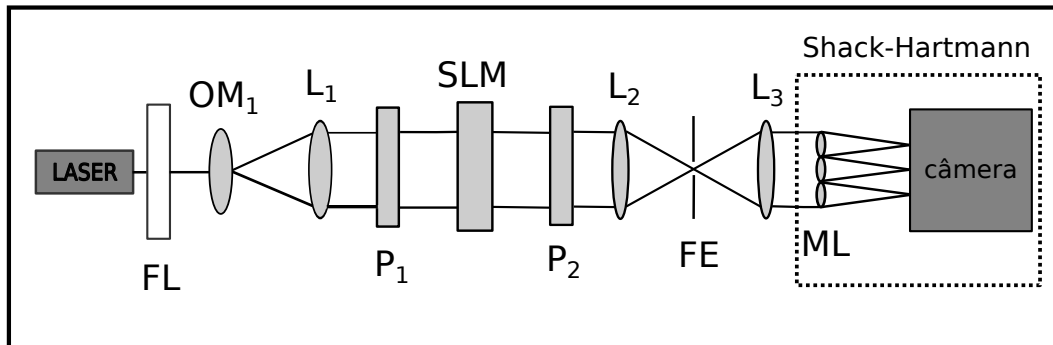


Figura 3.1: Montagem experimental utilizada para validação do SLM como *phase screen* em Óptica Adaptativa. Os componentes da bancada L_2 FE e L_3 formam o filtro espacial enquanto a matriz de micro lentes ML e a câmera formam o sensor de frente de onda *Shack-Hartmann*. Os demais componentes são o filtro linear FL, as lentes objetivas de um microscópio MO, o SLM e os polarizadores P.

cada pixel do modulador espacial de luz.

O feixe laser atravessa então o SLM, onde a luz sofre as distorções provocadas pelo cristal líquido e depois incide sobre um segundo polarizador P_2 que garante que a luz detectada tenha a mesma polarização da luz que incidiu sobre o SLM. A lente L_2 converge o feixe sobre um filtro espacial FE que delimita a porção da figura de difração que é utilizada para a detecção no sensor de frente de onda. Neste caso utilizo o primeiro máximo da figura de difração. A lente L_3 colima novamente o feixe sobre a matriz de micro lentes ML. Cada lente desta matriz forma uma imagem do feixe laser na câmera.

Tabela 3.1: Propriedades do Modulador Espacial de Luz *Holoeye LC 2012* conforme Manual V1.0 05/2013

Níveis de fase	256 (8bit)
rea ativa	36.9 x 27.6 mm
Resolução	1024 x 768 <i>pixels</i>
Largura diagonal	1.8"
<i>Pixel Pitch</i>	36 μm
Taxa de amostragem	60 Hz

O modulador espacial de luz (SLM) utilizado neste trabalho é o modelo *LC 2012 trans-*

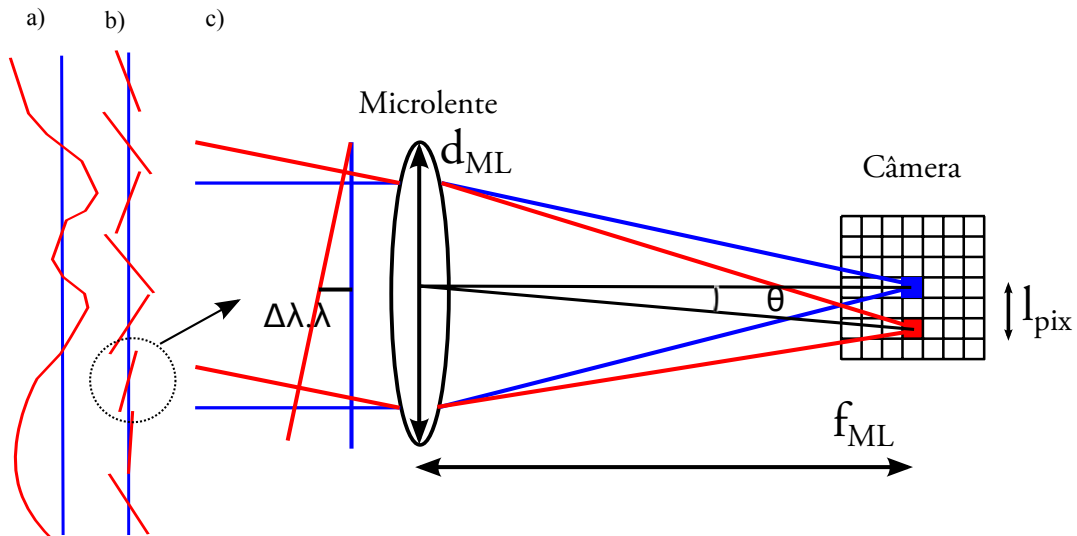


Figura 3.2: Em a) a frente de onda plana (traço azul) e a frente de onda distorcida (traço vermelho). Em b) a frente de onda distorcida discretizada pelo sensor *Shack-Hartmann*. Em c) a escala de pixel de uma subabertura do sensor *Shack-Hartmann* com diâmetro d_{ML} e distância focal f_{ML} . A micro lente forma imagens de cada frente de onda em diferentes pontos do plano focal, na câmera, que estão separadas por uma distância de l_{pix} .

lucent LCD da fabricante *Holoeye*. Seus principais parâmetros são apresentados na Tabela 3.1. Por ser um modulador espacial de transmissão, a luz passa uma única vez pelo cristal líquido e experimenta um índice de refração de acordo com a direção de polarização da luz que atravessa o cristal líquido. Esta polarização é ajustada para coincidir com a direção de maior comprimento do SLM, paralela aos 1024 pixels, onde ocorre a máxima amplitude de defasagem para o comprimento de onda.

Os polarizadores funcionam como divisores de feixe que refletem uma polarização da luz e transmitem a segunda polarização, ortogonal à luz refletida. Os polarizadores possuem eficiência máxima para o laser utilizado, que emite em um comprimento de onda $\lambda = 632,8nm$.

A câmera CCD *Apogee Alta* modelo U16m possui pixels de $9 \times 9 \mu m$ e uma área de 36.8×36.8 mm, que corresponde a uma matriz de 4096×4096 pixels. A matriz de micro lentes possui lentes plano convexas de $500 \mu m$ de diâmetro em uma área de 10×10 mm, que formam uma matriz de 20×20 lentes com distâncias focais $f_{ML} = 32,8mm$. A câmera e a matriz de micro lentes descritas acima compõem o sensor de frente de onda do tipo *Shack-Hartmann*.

Cada lente da matriz define uma subabertura que divide o plano em que a frente de onda se

encontra. A Figura 3.2 mostra uma frente de onda plana, em azul, e outra frente de onda que está inclinada em relação à primeira, em vermelho, que incidem sobre uma lente da matriz, com diâmetro d_{ML} . Cada uma destas frentes de onda forma a imagem de uma fonte pontual criada pelo laser, que está a uma distância f_{ML} da lente. Cada uma das imagens geradas no plano focal da lente estão separadas por uma distância l_{pix} .

A inclinação da frente de onda plana, em vermelho, em relação a outra frente de onda plana, em azul, paralela a superfície da micro lente, é obtida a partir da distância entre as imagens resultantes destas duas frentes de onda e das imagens até a micro lente:

$$\tan(\theta) \simeq \theta = l_{pix}/f_{ML} \quad (3.1)$$

Como o ângulo θ é pequeno, a separação entre as imagens geradas pelas duas frentes de onda também é pequeno. Assim a distância focal f_{ML} é muito maior que o deslocamento dos pontos no plano da câmera, e podemos usar a aproximação $\tan \theta \simeq \theta$.

As duas frentes de onda formam um ângulo igual ao ângulo θ , determinado entre as imagens formadas na câmera até o plano da micro lente. Conhecendo a largura da subabertura d_{ML} e a inclinação da frente de onda distorcida θ temos a defasagem em função de λ .

$$\theta = \frac{\Delta\lambda \cdot \lambda}{d_{ML}/2} \quad (3.2)$$

$$\Delta\lambda = \frac{d_{ML}\theta}{2 \cdot \lambda} \quad (3.3)$$

3.1.1 Criação da *phase screen*

Na seção 2.3 mostrei como a turbulência atmosférica pode ser medida em função da altitude h , com uma resolução dada pela espessura dh da camada nesta altitude. Essa turbulência possui um perfil que é caracterizado pela função constante de estrutura C_N^2 . O efeito final da passagem da luz por todas estas camadas pode ser comprimido em uma única camada, como se toda turbulência que a luz atravessa estivesse concentrada em uma *phase screen* na frente do telescópio, como visto no método de simulação de *Frozen seeing* da seção 2.5.

As figuras que representam a *phase screen* podem ser criadas de duas maneiras. Neste trabalho utilizo uma somatória de polinômios de Zernike para definir o intervalo de intensidade de turbulência em que a *phase screen* pode ser bem definida e uma transformada de Fourier

inversa para criar a *phase screen* e colocar no SLM. A seguir apresento os dois métodos.

Phase screen pela somatória de polinômios de Zernike

As figuras de turbulência colocadas no SLM são criadas a partir da somatória dos 15 primeiros polinômios de Zernike de acordo com a relação:

$$\phi(r, \theta) = \sum_0^{\infty} a_j Z_j(r, \theta) \quad (3.4)$$

Onde a amplitude de cada termo a_j é dada pela multiplicação de $\underline{\Phi}$ com um vetor aleatório de variância unitária e média zero \vec{n} (Chen et al. 2013):

$$a_j = \underline{\Phi} \vec{n} \quad (3.5)$$

$\underline{\Phi}$ representa a decomposição de Cholesky para a matriz de covariância $C_{j,i}$:

$$\underline{\Phi} = \sqrt{C_{j,i}} \quad e \quad \underline{\Phi}^T \underline{\Phi} = C_{j,i} \quad (3.6)$$

Para encontrar os coeficientes dos polinômios de Zernike é preciso calcular a matriz de covariância de acordo com o número de polinômios que é utilizado na somatória. Para a matriz de covariância $C_{j,j'}$ gerada pela covariância dos polinômios Z_j e $Z_{j'}$ com amplitudes a_j e $a_{j'}$:

$$\underline{\Phi} = E[a_j, a_{j'}] = \frac{K_{ZZ'} \delta_Z [(n+n' - 5/3)/2] (D/r_0)^{5/3}}{[(n - n' + 17/3)/2] [(n - n' - 17/3)/2] [(n+n' - 23/3)/2]}, \quad (3.7)$$

Onde n , m , n' e m' representam a ordem radial e azimutal para os polinômios Z_j e $Z_{j'}$ respectivamente, D a abertura do sistema óptico e r_0 o comprimento de coerência. $K_{ZZ'}$ é dado por (Putnam & Cain 2012):

$$K_{ZZ'} = \frac{(14/3)[(24/5) (6/5)]^{5/6}}{2\pi^2} (1)^{(n+n' - 2m)/2} \sqrt{(n+1)(n'+1)} \quad (3.8)$$

Phase screen pela Transformada de Fourier

O perfil de turbulência que procuro é caracterizado pelo modelo de turbulência de Kolmogorov descrito na seção 2.3. Este padrão pode ser obtido através de uma *Power Spectral Density* PSD, que é dada em função de r_0 e das frequências espaciais κ :

$$\sigma(\kappa) = \frac{0.023}{r_0^{5/3} \kappa^{11/3}} \quad (3.9)$$

Para reproduzir o perfil de turbulência em uma figura, reproduzo em uma matriz bidimensional uma amostra com todas as frequências e utilizo um filtro que seleciona as frequências de acordo com este perfil de turbulência. A PSD é utilizada como filtro e segue a lei de potências $-11/3$. Crio a *phase screen* a partir da transformada de Fourier em duas dimensões desta imagem, para extrair fase e amplitude (Putnam & Cain 2012).

As figuras são as *phase screen* geradas com um padrão de turbulência definido pelo parâmetro de Fried r_0 e pela abertura do sistema óptico D.

O processo final na construção da figura consiste em transformar o desvio de fase em níveis de cinza através da tabela *Look Up Table* - LUT. Esta tabela corrige a defasagem provocada pelo SLM de acordo com o nível de cinza correspondente para a configuração de brilho e contraste, como é mostrada na calibração apresentada na seção 3.2.1.

A partir do método de *Frozen Seeing*, crio uma *phase screen* com um tamanho maior que o tamanho da abertura do sistema óptico, que é delimitado pela matriz de micro lentes.

Para simular o movimento da turbulência sobre a abertura do sistema óptico, como é provocado pelo vento em um caso real, pequenos recortes da *phase screen* são gerados sobre o SLM a cada tomada de imagem. A *phase screen* deve se deslocar então com uma velocidade em pixels/imagem, que é predefinida no programa, cada recorte possui o tamanho em pixels do SLM

A matriz da imagem mostrada no SLM sobre as micro lentes compreende uma região com aproximadamente 250 pixels de largura no modulador espacial de luz. Essa largura em pixels é calculada a partir da largura das micro lentes que corresponde ao tamanho convertido em pixels do SLM.

3.1.2 Recuperação dos parâmetros da turbulência

Para validar o uso do SLM como *phase screen* em Óptica Adaptativa é preciso avaliar as características do padrão de turbulência aplicado sobre a frente de onda. Meu objetivo é recuperar o parâmetro de Fried r_0 e a densidade espectral de potências PSD a partir das imagens distorcidas pelo modulador espacial de luz. Para alcançar esse objetivo estudo as distorções provocadas pelo SLM através do sensor de frente de onda do tipo *Shack-Hartmann*.

É possível recuperar o comprimento de coerência r_0 a partir da variação da posição dos pontos da imagem gerada pelo sensor de frente de onda *Shack-Hartmann* devido à passagem da turbulência atmosférica sobre a abertura do sistema óptico. As variações das posições dos pontos são medidas em pixels e são dadas em relação a uma frente de onda plana. A inclinação da frente de onda pode ser obtida multiplicando os deslocamentos dos pontos pela escala de pixel da montagem.

Para determinar a variação dos pontos da imagem do sensor *Shack-Hartmann*, calculo a diferença entre os centroides de cada ponto da imagem gerada pelas frentes de onda plana e distorcida. Os centroides são calculados pelo ajuste de uma função gaussiana sobre a figura formada pela micro lente. A função é ajustada através de um programa que escrevi em *Python* e que utiliza as rotinas *PHOT* do *PyRAF*. O *PyRAF* é uma linguagem de comando que roda as rotinas do *IRAF* (do inglês *Image Reduction and Analysis Facility*), um pacote de ferramentas para análise e redução de dados astronômicos.

A Figura 3.3 ilustra como os dados foram obtidos. Uma imagem com a *phase screen* completa é recortada e colocada no SLM, como esta representado pelos quadrados vermelhos. A cada recorte uma imagem é tirada pelo sensor de frente de onda *Shack-Hartmann*. Este novo recorte representa a *phase screen* que distorce a frente de onda e é feito a cada imagem. Todos os recortes formam o caminho percorrido pela turbulência sobre a abertura do sistema óptico. No lado esquerdo desta figura ilustro o que seria visto pelo sensor de frente de onda do tipo *Shack-Hartmann* em três casos.

Estas imagens são tiradas por um programa, descrito na seção 3.1.3, que sincroniza a câmera e o SLM para que a cada imagem tirada, a *phase screen* recortada percorra o SLM a uma velocidade determinada, assim como é simulado pela aproximação de *Frozen Seeing*.

Depois de determinar as inclinações a partir das variações das posições das imagens geradas pelo sensor de frente de onda *Shack-Hartmann* calculo, para cada subabertura e direções

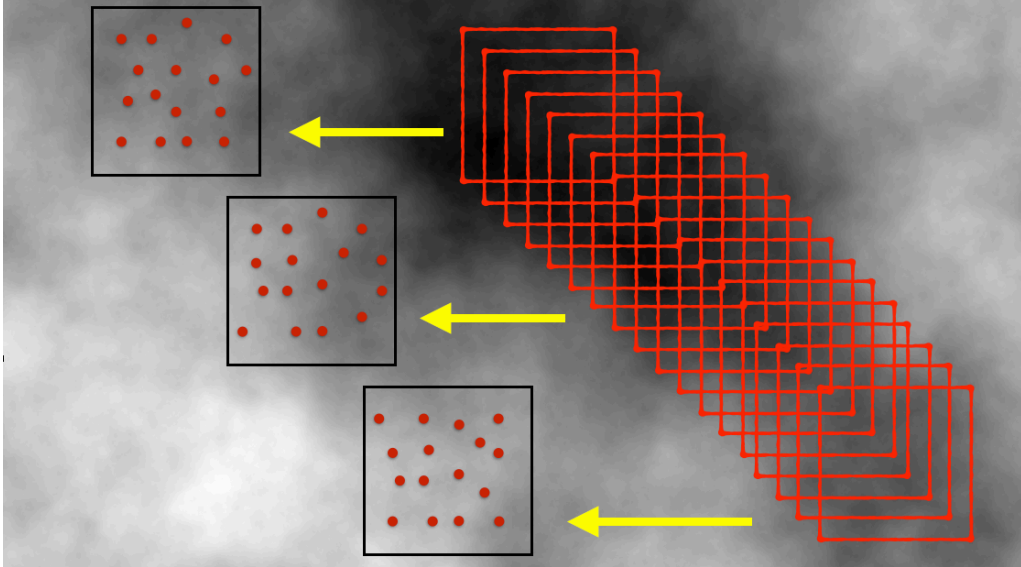


Figura 3.3: Método do *Frozen Seeing* sobre o SLM. O recorte da *phase screen* é utilizado para amostragem no SLM. A frente de onda distorcida incide sobre o sensor de frente de onda *Shack-Hartmann* e gera uma imagem na câmera. Pela variância da posição das imagens formadas por cada subabertura é possível recuperar r_0 e a PSD.

x e y desta subabertura, a variância na posição dos pontos da imagem:

$$\sigma^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \mu)^2 \quad (3.10)$$

De acordo com Sarazin & Roddier (1990), a variância de cada subabertura na imagem do sensor *Shack-Hartmann* está relacionada com o parâmetro de Fried r_0 por meio da equação:

$$\sigma^2 = K \lambda^2 r_0^{5/3} D^{-1/3} \quad (3.11)$$

Sendo $K = 0.162$ uma constante obtida por Saint-Jacques (2004) para uma abertura quadrada do sistema óptico. No caso a abertura quadrada representa a subabertura do sensor de frente de onda *Shack-Hartmann*.

Recupero r_0 para todas as variâncias de cada subabertura e direção e faço uma média para

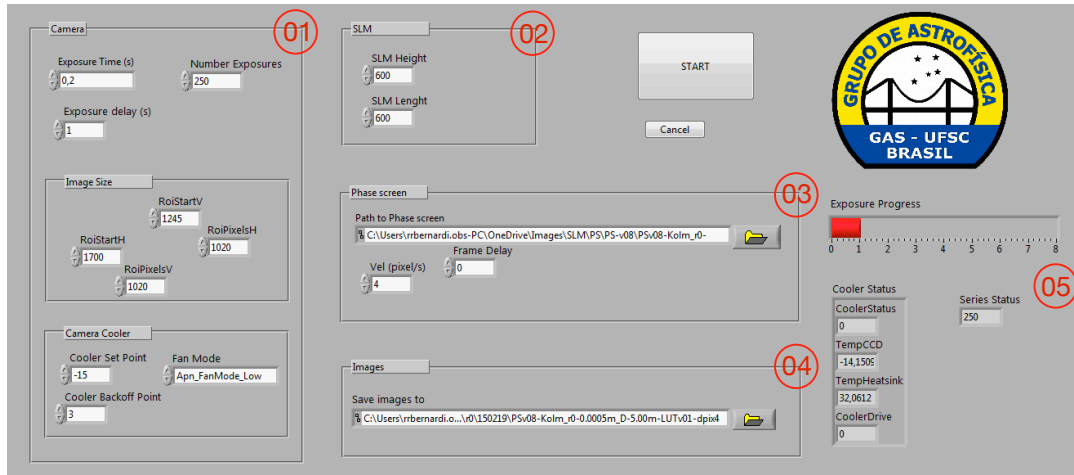


Figura 3.4: Painel frontal do programa em *LabVIEW* para obtenção das imagens e recuperação de r_0 .

as direções x e y . O parâmetro de Fried r_0 é obtido a partir da equação 3.11:

$$r_0 = \left(\frac{\sigma^2}{\kappa \lambda^2 d^{1/3}} \right)^{3/5} \quad (3.12)$$

3.1.3 Software de controle

Para a recuperação do parâmetro de Fried r_0 e da PSD escrevi um programa que sincroniza a figura gerada sobre o SLM com a imagem tirada na câmera. Este programa tem por finalidade fazer um recorte da *phase screen* previamente gerada, reproduzir no SLM e tirar a imagem resultante da frente de onda que foi distorcida por esta porção da *phase screen*.

O controle para a tomada das imagens é feito em *LabVIEW*, acrônimo para *Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench*. O *LabVIEW* é uma linguagem de programação visual da *National Instruments*, os programas são chamados de VIs, de *Virtual Instruments* e são compostos por uma interface (Painel Frontal) e pelo código gráfico do programa (Diagrama de Blocos). O painel frontal do programa escrito é apresentado na Figura 3.4 e as funções de cada bloco são definidas como segue.

- Bloco 1: neste bloco estão os controles de comandos da câmera, onde é possível definir o tempo de exposição para cada imagem, o número de exposições e o intervalo entre cada tomada de imagem. Também pode ser controlada a região da câmera onde a foto é tirada

bem como o controle de refrigeração.

- Bloco 2: define região do modulador espacial de luz onde a imagem será colocada. A área do SLM é 1024 x 768 pixels e pode ser usada para definir a região onde o recorte da turbulência é inserido.
- Bloco 3: define o caminho para a *phase screen*, salva no formato .fits. Indica a velocidade com que esta *phase screen* se move a cada tomada de imagem, dada em pixels/imagem. *Frame delay* indica o início da série para o recorte amostrado no SLM.
- Bloco 4: *images* define o local para salvar as imagens da série.
- Bloco 5: mostra status da câmera, exposição da imagem e da série de imagens.

Efetuo o controle da câmera *Apogee - Alta* através de uma biblioteca de propriedades e métodos que é disponibilizada pela fabricante por meio de controles em *ActiveX*. *ActiveX* é uma tecnologia desenvolvida pela *Microsoft* para páginas de *WEB* que tem suas funções reutilizadas em diversos aplicativos. Os controles em *ActiveX*, também conhecidos como OLE (de *Object Linking and Embedding*), permitem o *LabVIEW* manusear as funções e métodos através destas diferentes interfaces (painel frontal e diagrama de blocos) (Bitter et al. 2007). Desta forma o *LabVIEW* funciona como cliente, agregando as propriedades disponibilizadas pelo pacote *ActiveX* da câmera.

Controlo o modulador espacial de luz diretamente através de uma placa gráfica por meio de uma entrada HDMI. O SLM funciona como um segundo monitor, desta forma é automaticamente reconhecido pelo sistema operacional. Realizo o controle de brilho e contraste por meio de uma conexão USB com o SLM, com programa próprio da *Holoeye*.

Na Figura 3.5 está o código do programa em *LabVIEW*. Neste trecho podem ser visualizadas algumas funções e métodos da biblioteca *ActiveX* disponibilizada pela câmera utilizada no experimento. Nesta Figura é vista em (1) a biblioteca *ICamera2* e a função *ImagingStatus* que controla a duração da exposição da imagem e o tipo de imagem como exposição normal (*light*) ou em imagens de correção como *bias* e *dark*.

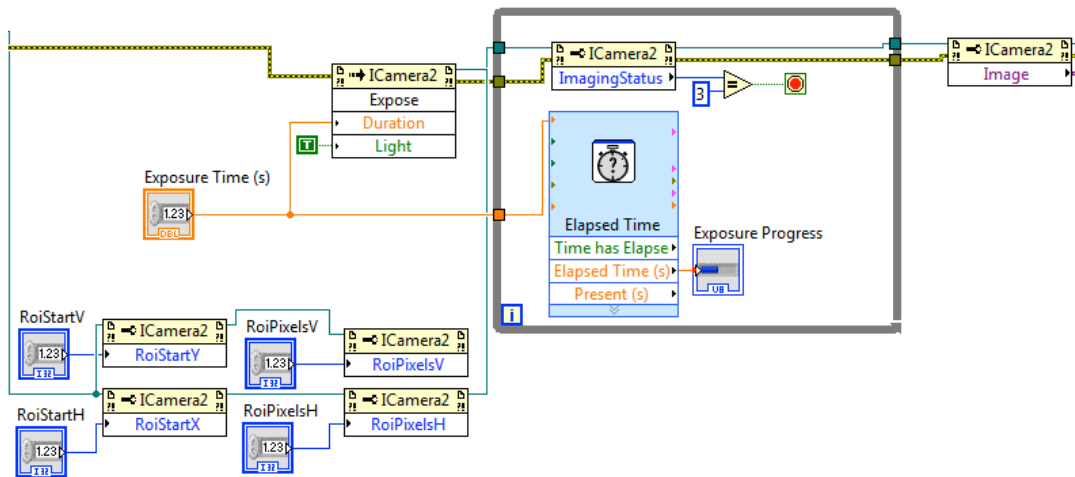


Figura 3.5: Parte do diagrama de blocos do programa em *LabVIEW*. Em (1) a biblioteca do controle *ActiveX* que determina o tempo de exposição da imagem.

3.2 Calibração do Modulador Espacial de Luz

Nesta seção apresento dois métodos de calibração do SLM. O primeiro método tem por finalidade verificar a intensidade da luz que passa pelo SLM em função da escala de cinza que é aplicada. A variação de intensidade do feixe laser que atravessa o SLM deve ser medida a fim de verificar o efeito que essa variação tem sobre uma imagem gerada pelo sensor de frente de onda *Shack-Hartmann*. O efeito da mudança de intensidade sobre as imagens altera os resultados obtidos, dependendo do método de detecção de centroide que é utilizado.

Meu objetivo com a segunda calibração é verificar a defasagem do SLM, em fração de λ , de acordo com o nível de cinza que é endereçado no pixel. Para isso faço com que dois feixes atravessem o SLM em posições diferentes. Cada posição em que o feixe atravessa apresenta um nível de cinza diferente e ao convergir os feixes meço a posição da figura de interferência gerada. Utilizo o deslocamento da figura de interferência, que é causado pela variação do nível de cinza em uma das posições, para caracterizar a defasagem provocada pelo SLM.

3.2.1 Intensidade x Nível de cinza

Para determinar a variação de intensidade do feixe laser devido à passagem pelo modulador espacial de luz verifico a PSF de uma imagem gerada através da montagem experimental vista

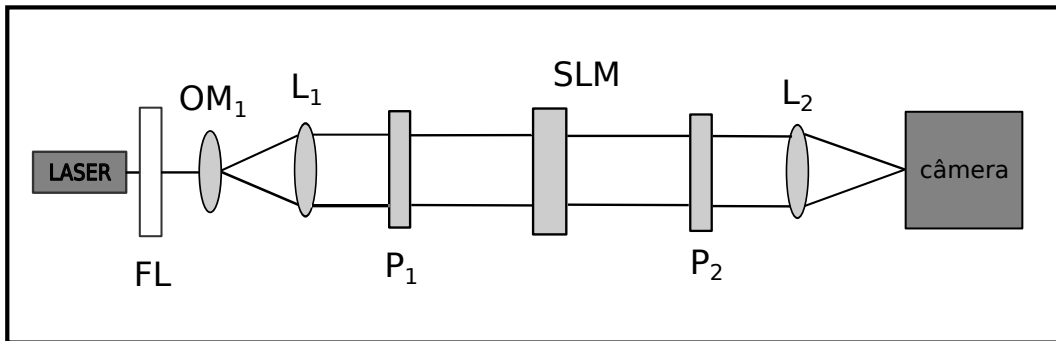


Figura 3.6: Montagem experimental utilizada para calibração de defasagens em polinômios de Zernike sobre o SLM. Nele representados o laser, filtro linear FL, objetiva microscópica OM_1 , lentes L_1 e L_2 , polarizadores P_1 e P_2 , o modulador espacial de luz SLM e a câmera.

na Figura 3.6. Cada PSF é obtida de uma frente de onda que atravessa diferentes figuras que são colocadas no SLM. Estas figuras são imagens planas que endereçam a cada pixel um único tom de cinza.

Nesta montagem o laser incide sobre um filtro linear variável que regula a intensidade do feixe. Uma lente objetiva de um microscópio OM_1 aumenta a largura do feixe e uma segunda lente L_1 colima o feixe sobre um polarizador P_1 . O feixe laser então atravessa o SLM onde sofre a defasagem causada pela figura. O feixe passa por outro polarizador P_2 que garante que a polarização do feixe que é detectado é a mesma polarização do feixe que incidiu sobre o SLM. A lente L_2 converge o feixe sobre a câmera formando uma imagem da frente de onda que foi distorcida pelo SLM.

A intensidade normalizada para uma configuração de brilho a 75% e contraste a 100% é vista na Figura 3.7. Nesta figura percebe-se que a intensidade diminui até aproximadamente 10% do valor inicial. A partir do nível de cinza $NC = 150$ a queda de intensidade é abrupta e normaliza para a intensidade mínima detectada no nível de cinza $NC = 210$.

Essa diminuição de intensidade implica, para determinação de centroide de imagens geradas pelo sensor de frente de onda *Shack-Hartmann* pelo método de Centro de Gravidade com Limiar (TCoG, como visto na seção 2.4.1), um limiar diferencial que depende da subabertura utilizada. Com a diminuição da intensidade, o pico da PSF gerada nesta montagem experimental se aproxima do ruído gerado pela câmera. A largura da subabertura da imagem que é utilizada para o cálculo do centroide diminui na mesma proporção e cada vez menos pixels são utilizados para o cálculo.

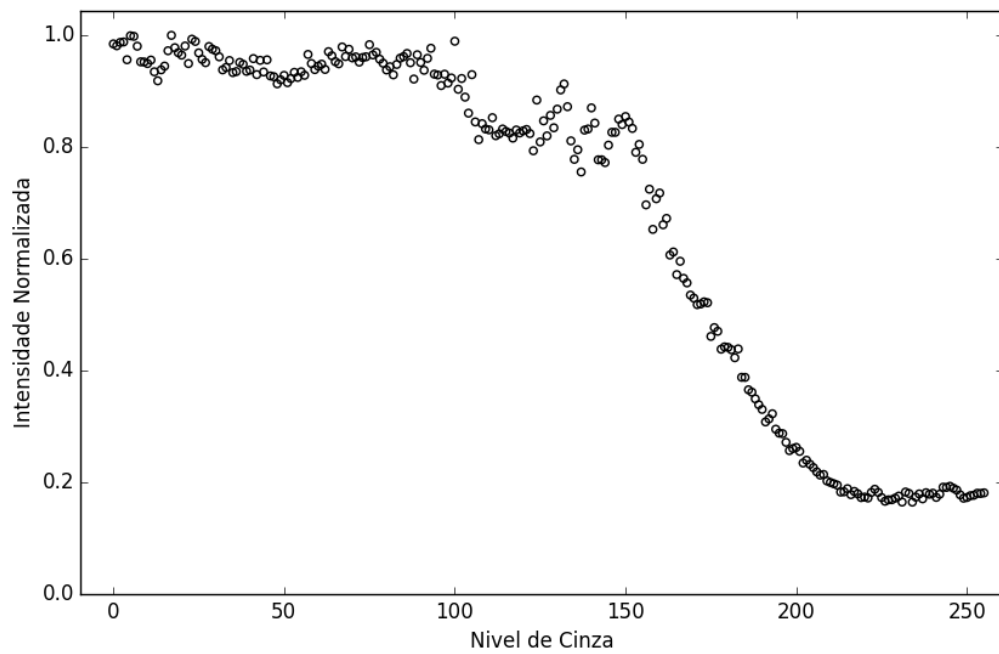


Figura 3.7: Intensidade normalizada em função dos níveis de cinza para uma configuração de 75% de brilho e 100% de contraste.

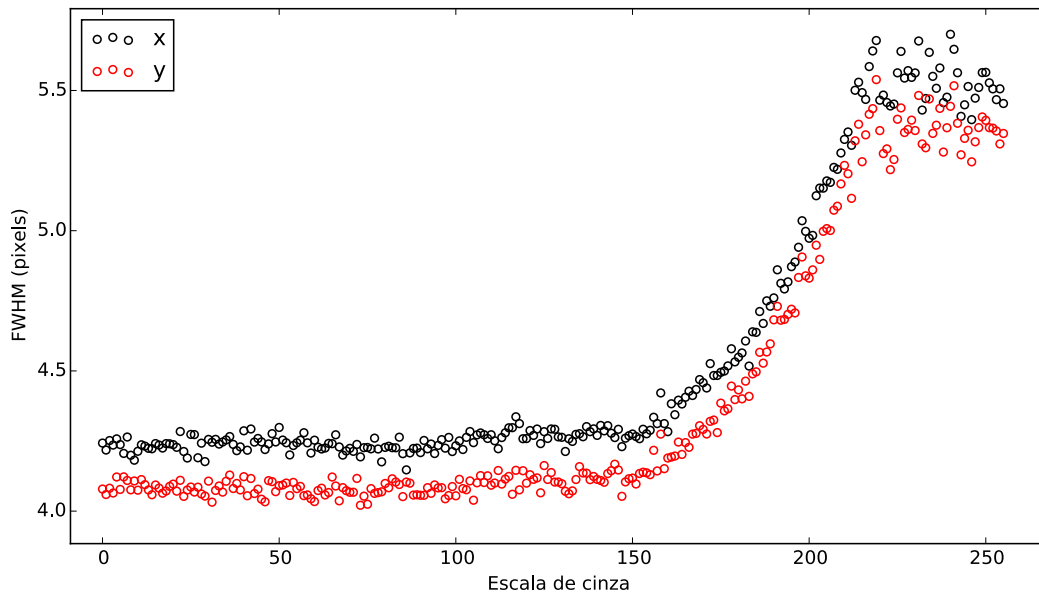


Figura 3.8: Largura à meia altura (FWHM) em função dos níveis de cinza para as direções x e y e para uma configuração de 75% de brilho e 100% de contraste.

Como visto na Figura 3.8, a largura à meia altura aumenta aproximadamente 1.2 pixel com a diminuição da intensidade provocada pelo SLM para as direções x e y da imagem obtida para a calibração de intensidade.

Neste trabalho utilizo o método de determinação de centroide que ajusta uma curva gaussiana sobre cada ponto da imagem. Para o caso em que o ponto possui uma intensidade menor, a largura à meia altura não altera significativamente e a medição do centroide da imagem ainda pode ser determinada por este método.

No Anexo B podem ser vistas as outras curvas de intensidade em função do nível de cinza para as configurações de brilho e contraste a 50%, 75% e 100%.

3.2.2 Defasagem x Nível de cinza

Em 1801 Thomas Young (1777-1829) demonstrou a propriedade ondulatória da luz por meio do experimento de fenda dupla. A Figura 3.9 mostra a configuração clássica do experimento de Young: uma fonte de luz coerente com origem em S_0 incide sobre as fendas S_1 e S_2 que propagam até atingir a tela C. O padrão de interferência criado possui regiões mais claras

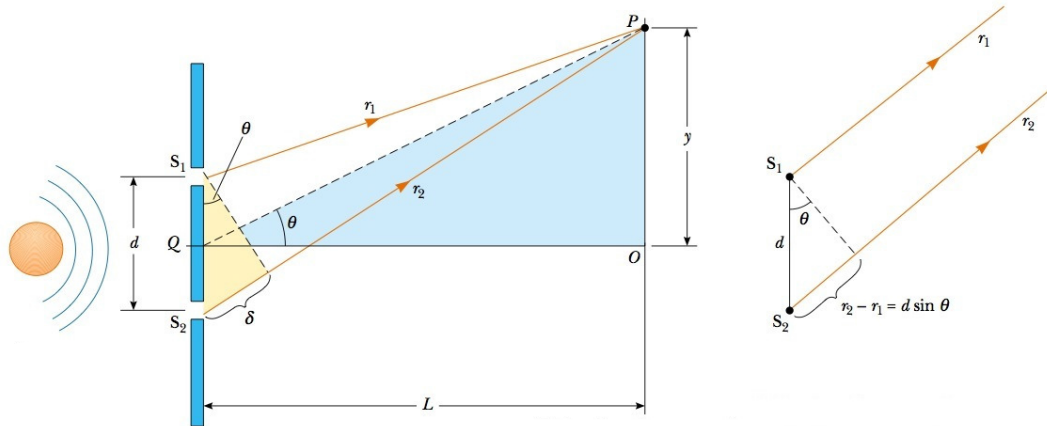


Figura 3.9: Experimento de Young. A diferença de caminho $\delta = d \sin \theta$ entre as ondas que partem das fendas S_1 e S_2 geram o padrão de interferência. Fonte: (Serway & Jewett 2013)

e outras mais escuras chamadas de franjas. Essas regiões de máximos e mínimos de intensidade representam a soma destas ondas que interferem de forma construtiva ou destrutiva, respectivamente.

A luz que parte da fenda S_2 percorre uma distância maior que a luz que parte da fenda S_1 para alcançar um ponto arbitrário P, na Figura 3.9, situado na metade superior da tela C. Essa diferença de caminho óptico equivale a $\delta = r_2 - r_1 = d \sin \theta$ se assumirmos a tela C posicionada a uma distância L das fendas muito maior que a distância d entre as fendas (Hecht 2001).

Se a diferença de caminho δ é zero ou um múltiplo inteiro de λ , então a interferência é construtiva (equação 3.13), caso contrário ocorre interferência destrutiva (equação 3.14):

$$\delta = 2n\lambda \quad (3.13)$$

$$\delta = (2n + 1)\lambda \quad (3.14)$$

Onde n representa a ordem da interferência.

Ao variar o desvio de fase em uma das fendas ainda é possível recuperar o padrão de interferência sobre a tela C. Neste caso as franjas se deslocam de sua posição original e por este deslocamento é possível saber qual foi o desvio de fase provocado sobre o feixe devido

à variação no índice de refração nesta fenda. Com um modulador espacial de luz é possível controlar o índice de refração que a luz atravessa e assim a defasagem provocada sobre as fendas.

Para descobrir a defasagem provocada pelo SLM deve-se conhecer o índice de refração n e a espessura t do cristal líquido. Esta medida deve ser repetida para cada orientação das moléculas do cristal líquido e assim recuperar todos os desvios de fase:

$$\delta = 2\pi \left(\frac{t}{\lambda} \right) \cdot (n - 1) \quad (3.15)$$

Como não é possível descobrir qual é o índice de refração e a espessura de cada pixel, utilizo o experimento de fenda dupla de Young para determinar a defasagem. A calibração do SLM tem por finalidade quantificar a defasagem provocada sobre a frente de onda de acordo com o nível de cinza que é colocado no SLM.

A orientação das moléculas do cristal líquido é controlada digitalmente e define a intensidade e a defasagem da luz que atravessa o cristal líquido. O controle é feito individualmente em cada pixel do SLM que pode adquirir um valor de 8 bits. Cada combinação de 8 bits formam um byte, neste caso $2^8 = 256$ valores que caracterizam os 256 níveis de cinza, por diminuir a intensidade da luz que atravessa o SLM a cada escala de cinza que é alocado nos pixels. A calibração descrita nesta seção mostra a configuração de brilho e contraste em que o SLM produz a máxima variação de fase.

A Figura 3.10 mostra a montagem experimental utilizada para calibração do SLM usando o princípio de interferência. Um laser que emite em $\lambda = 632,8nm$ incide sobre um filtro linear utilizado para regular a intensidade do feixe. Uma lente objetiva microscópica OM_1 magnifica o feixe sobre uma lente colimadora L_1 . O feixe colimado é então direcionado até um polarizador P_1 que transmite a polarização na direção horizontal sobre uma máscara que divide o feixe em duas partes, cada uma com diâmetro aproximado de 3mm..

O SLM é então dividido em duas regiões, cada região permite a passagem de um dos feixes do laser criados pela máscara. Estes feixes incidem sobre um segundo polarizador P_2 que mantém a polarização do feixe que incidiu sobre o SLM. A lente L_2 converge os dois feixes para formar a figura de interferência. Uma segunda lente objetiva OM_2 magnifica a figura de interferência gerada pelos feixes. A distância entre a lente OM_2 e a câmera deve ser maximizada para que a figura de interferência ocupe todo o CCD com pelo menos três franjas de interferência.

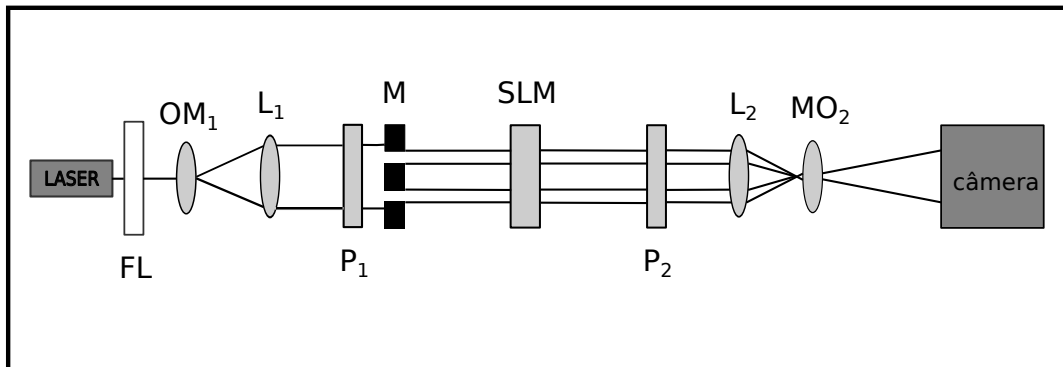


Figura 3.10: Montagem experimental utilizada para calibração do SLM. O laser incide sobre um filtro linear variável que regula a intensidade do feixe. Uma lente objetiva de um microscópio aumenta a largura do feixe e uma segunda lente L_1 colima o feixe sobre um polarizador P_1 . Uma máscara M divide o feixe em duas partes sobre o SLM e atravessa outro polarizador P_2 . A lente L_2 converge os feixes e a lente MO_2 amplifica a figura de interferência sobre a câmera.

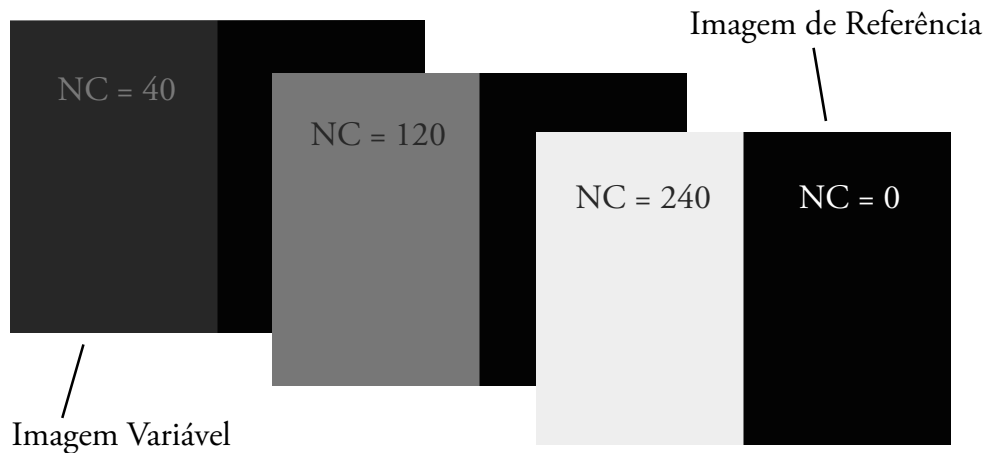


Figura 3.11: Imagens geradas sobre o SLM para a criação das figuras de interferência. Cada feixe do laser passa através do SLM em um nível de cinza NC diferente. Na Figura o nível de cinza a direita, $NC = 0$, se mantém fixo enquanto o nível de cinza à esquerda varia sobre todas as escalas de cinza.

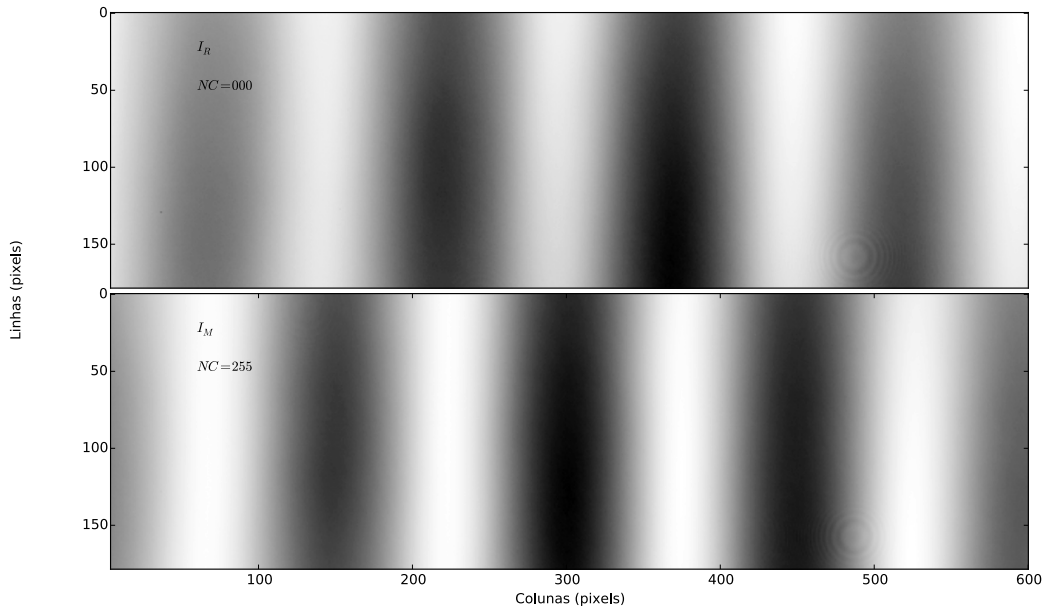


Figura 3.12: Imagem com um padrão de interferência gerado com a montagem descrita na Figura 3.10. As franjas de interferência se deslocam na direção vertical. A amplitude de defasagem do SLM é dado pelo deslocamento total ao aplicar os níveis de cinza máximos.

Para inserir o desvio de fase em cada um dos feixes crio, através do programa de calibração visto no Anexo A, 256 figuras com diferentes níveis de cinza (NC) sobre um dos feixes que atravessam a máscara. Na Figura 3.11 apresento três das imagens geradas sobre o SLM para a calibração. Cada uma destas imagens divide o SLM em duas partes, cada uma destas partes amostra um nível de cinza $NC = 0$ a esquerda e $NC = X$ a direita. O valor X varia de 0 até 255. Durante o procedimento experimental, o nível de cinza à esquerda se mantém constante enquanto o nível de cinza da direita varia a cada tomada de imagem durante todo o intervalo que vai de 0 até 255.

A cada variação do nível de cinza sobre o SLM uma imagem da interferência é obtida. A Figura 3.12 exhibe a distribuição de intensidade do padrão de interferência encontrado para a montagem descrita. A defasagem correspondente é obtida calculando o deslocamento do padrão de interferência (máximos) a cada imagem. A Figura 3.13 mostra o padrão de interferência para o $NC = 0$. A distância entre dois máximos representa um desvio de caminho óptico igual a um inteiro de comprimento de onda.

Calculo o período do padrão de interferência de 1λ a partir da distância em pixels entre

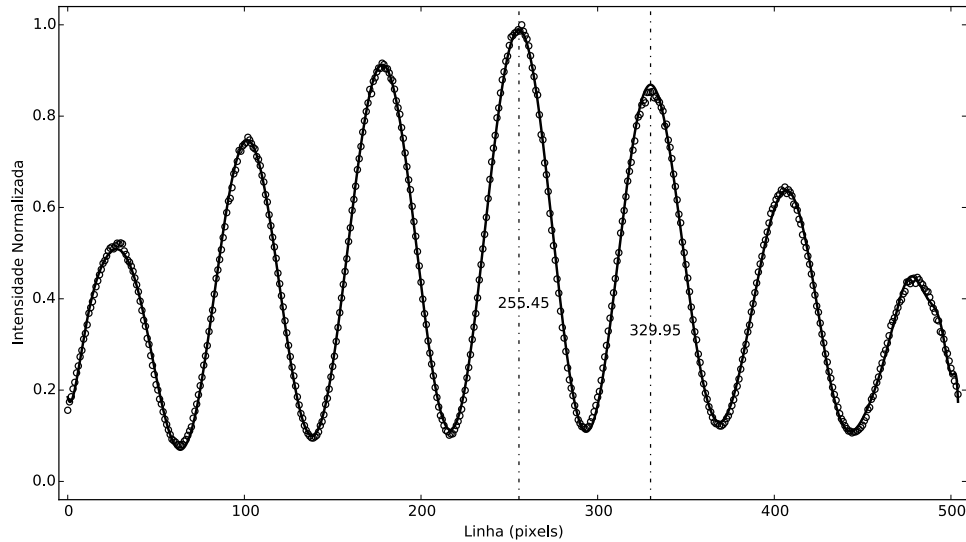


Figura 3.13: Intensidade normalizada medida do padrão de interferência para a calibração de defasagem. As linhas verticais representam onde ocorre o pico da função ajustada.

dois máximos ou mínimos. A distância entre dois máximos é da ordem de 75 pixels. Essa medida é realizada a partir do pico de uma função gaussiana ajustada sobre os dados, Figura 3.13. A cada nível de cinza utilizado sobre o SLM o padrão de interferência se desloca horizontalmente. Por este deslocamento é possível conhecer a defasagem provocada pelo SLM para cada nível de cinza que é colocado.

A defasagem em função do nível de cinza é mostrada na Figura 3.14. O gráfico mostra que o desvio não é linear ao longo do intervalo de níveis de cinza. A defasagem cresce lentamente até aproximadamente $NC = 80$ e a partir de $NC = 180$ o desvio de fase se mantém praticamente constante em $\Delta\lambda = 0.46\lambda$. Esta calibração utiliza as configurações de brilho $B = 70\%$ e contraste $C = 100\%$ que maximizam a defasagem encontrada para o comprimento de onda utilizado.

A defasagem máxima depende do índice de refração e da espessura que o cristal líquido apresenta, além do comprimento de onda da fonte utilizada. A amplitude da diferença de fase alcançada no intervalo completo de níveis de cinza é menor para as demais configurações de brilho e contraste. Algumas destas configurações podem ser vistas no Anexo B.

Esta calibração é utilizada para criar uma tabela LUT (do inglês, *Look Up Table*) que

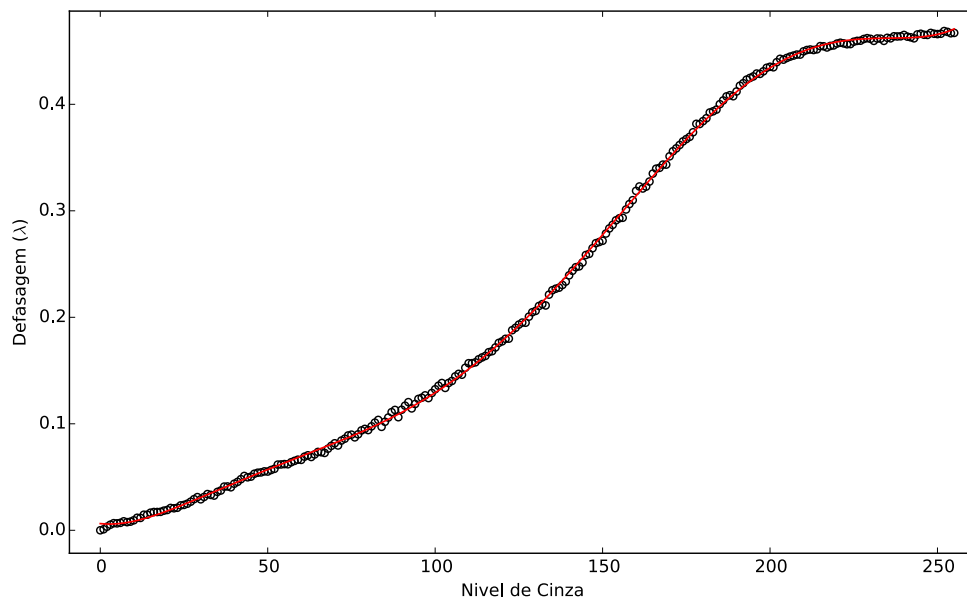


Figura 3.14: Diferença de caminho óptico OPD dado em fração de λ ($\lambda = 632,8nm$) em função do nível de cinza do SLM. A curva é resultado da calibração do SLM com configuração de contraste e brilho em 100 % e 70 % respectivamente. O traço vermelho representa o ajuste da curva.

converte as medidas de defasagem da *phase screen* em níveis de cinza sobre o SLM.

3.3 SLM como *phase screen*

Para validar o uso do modulador espacial de luz como *phase screen* em Óptica Adaptativa recupero o intervalo das amplitudes de distorções em que a turbulência é bem determinada. A amplitude das distorções está relacionada a intensidade da turbulência e é caracterizada por D/r_0 , onde D é o diâmetro do telescópio e r_0 o parâmetro de Fried. Quanto maior for essa razão, maior serão as distorções sobre a frente de onda. Este teste tem por finalidade medir o intervalo de D/r_0 em que o SLM pode reproduzir o padrão de turbulência aplicado sobre a frente de onda. Isso garante que a imagem gerada por uma subabertura do sensor possa ser determinada pelo método de detecção de centroide utilizado neste trabalho.

Para medir o intervalo de frações D/r_0 na amostragem de diferentes padrões de turbulência recrio *phase screen* sobre o SLM e analiso a *Point Spread Function* resultante das imagens. As imagens que crio para amostrar no SLM possuem um padrão binário de defasagem, como as imagens vistas na sessão 3.3.1.

Para verificar como a modificação da *Point Spread Function* (PSF) em função da variação de fase aplicada no SLM recrio os primeiros 15 polinômios de Zernike com a máxima diferença de fase que encontro na calibração de defasagem da 3.2.2. Coloco a imagem no SLM de acordo com o número de ondas (quantidade de fases definidas dentro de uma imagem) inseridas em cada polinômio. O número de ondas caracteriza a intensidade das variações de fase sobre toda a figura inserida no SLM e é traduzido nas *phase screens* como a quantidade de linhas brancas e pretas. Quanto maior for a distorção nesta *phase screen*, maior será a quantidade de linhas, chamadas de número de ondas neste trabalho.

Meu objetivo é validar o uso do SLM no intervalo em que a PSF pode ser bem determinada. Depois de delimitar a intensidade de turbulência que o SLM é capaz de recriar e o sensor de frente de onda *Shack-Hartmann* detectar, recrio outra *phase screen* com o mesmo D/r_0 , com o método da transformada de Fourier. Da distorção provocada por esta noa *phase screen* recupero o comprimento de coerência r_0 e a densidade espectral de potências PSD.

3.3.1 Gradiente de defasagem em polinômios de Zernike

A luz de uma fonte distante que passa através da turbulência atmosférica e é captada pelo telescópio forma uma imagem que depende da intensidade das distorções que essa turbulência produz sobre a luz. A aberração óptica provocada por essa turbulência deve ser reproduzida

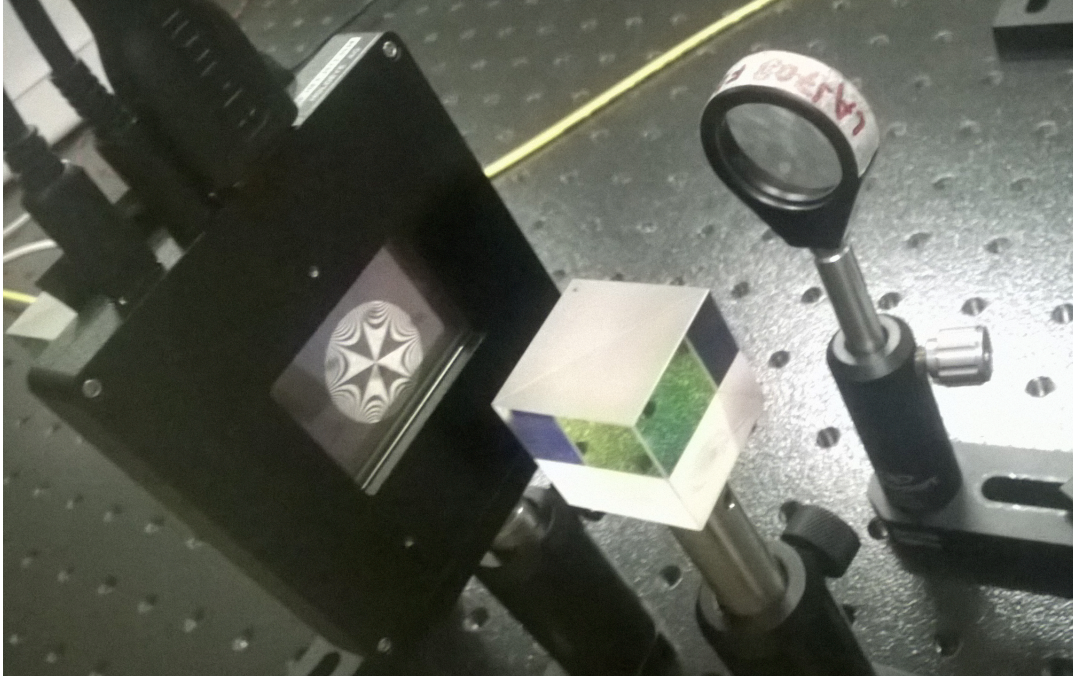


Figura 3.15: Bancada óptica com a lente colimadora L_1 , o polarizador P_1 e o SLM. Na imagem gerada sobre o SLM, um polinômio de Zernike 06. O diâmetro da figura colocada no SLM é determinado pelo diâmetro da lente L_1 .

no SLM e quanto maior forem as distorções sobre a imagem, maior será a intensidade da turbulência sobre a frente de onda.

Para verificar o efeito que o aumento da turbulência tem sobre a frente de onda recrio imagens sobre o SLM que aumentam o gradiente de variação de fase para simular a intensidade das distorções e assim a força da turbulência atmosférica.

As imagens são inseridas no SLM em uma figura que possui um diâmetro aproximado ao diâmetro do feixe laser. Estas figuras são definidas dentro de um círculo de raio unitário que abrange uma variação de fase discretizada. As figuras que estudei são os primeiros 15 polinômios de Zernike e a variação de fase foi quantizada de forma a definir um gradiente crescente de deformação sobre a frente de onda.

A Figura 3.15 mostra o polinômio de Zernike 06 com um gradiente de fase predefinido amostrado sobre o SLM. Para recriar estes gradientes de defasagem reproduzo o polinômio de forma binária, de acordo com a calibração anterior, amostro o mínimo, 0 e o máximo 0.46λ de defasagem, ou aproximadamente 0 e π . Assim cada variação de fase possui o valor definido

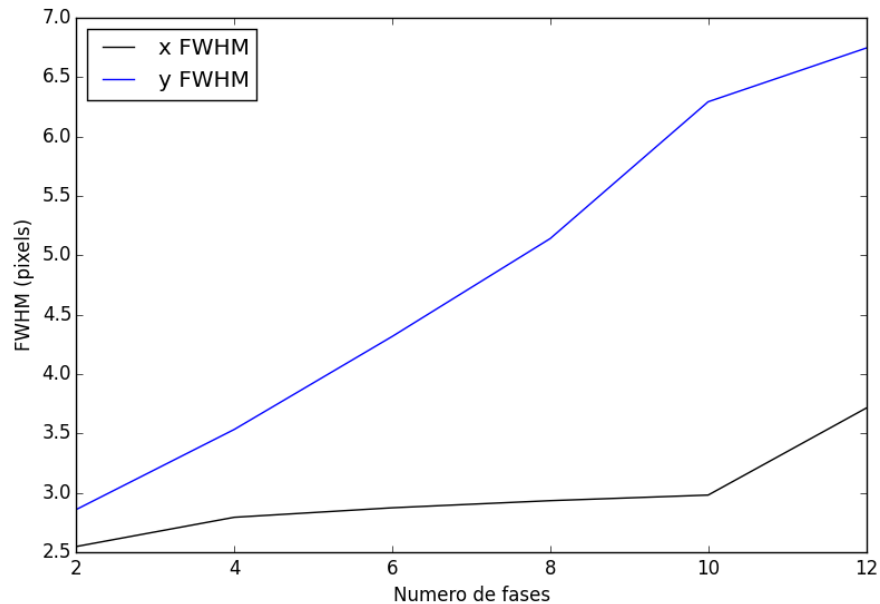


Figura 3.16: Largura a meia altura (FWHM) em função do aumento do gradiente de defasagem em 0 e π para o polinômio de Zernike 08 nas direções x (preto) e y (azul).

pela amplitude máxima que pode ser reproduzida pelo SLM. A quantidade de fase que a figura definida pelo polinômio de Zernike delimita é de 2, 4, 6, 8 10 e 12 fases.

Para verificar o efeito que o aumento de uma aberração óptica inserida no SLM tem sobre a imagem gerada de um feixe laser, calculo a largura à meia altura (FWHM) do ajuste de uma gaussiana da imagem correspondente para as direções x e y da *Point Spread Function* (PSF). A montagem experimental utilizada para este experimento é vista na Figura 3.6.

A Figura 3.17 mostra a PSF e o FWHM nas direções x e y da imagem de um feixe laser que passa através do polinômio de Zernike 08. Cada conjunto de dados da figura representa o polinômio amostrado no SLM em 2, 4, 6, 8, 10 e 12 intervalos de 0 e 0.46λ (máxima defasagem do SLM). Percebe-se em cada imagem o aumento do espalhamento da luz devido ao aumento do gradiente de defasagem para o polinômio de Zernike amostrado no SLM.

A Figura 3.16 mostra a relação da largura à meia altura com o aumento do gradiente de defasagem sobre o polinômio de Zernike 08. Percebe-se para este caso que o FWHM na direção y passa de 2,860 pixels no caso do polinômio amostrado com 2 intervalos para 6,745 pixels para o polinômio amostrado com 12 intervalos de 0 e 0.46λ , o que representa um aumento aproximado de 135%.

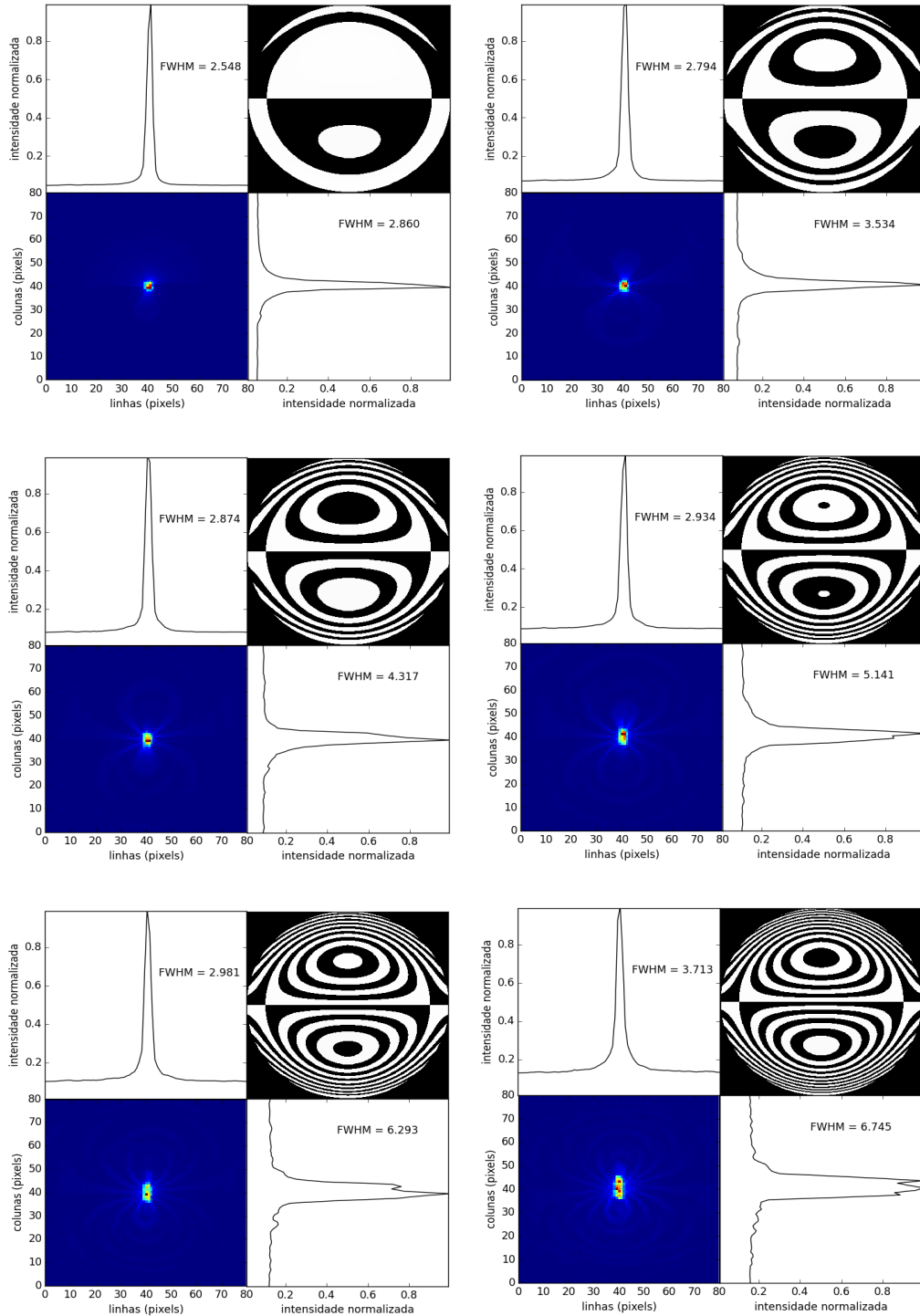


Figura 3.17: Efeito do aumento do gradiente de defasagem para o polinômio de Zernike 08. De cima para baixo o aumento do gradiente de 2, 4, 6, 8, 10 e 12 intervalos de 0 e π . Para cada figura é mostrada a largura à meia altura (FWHM) nas direções x e y da imagem gerada pelo polinômio de Zernike colocado no SLM.

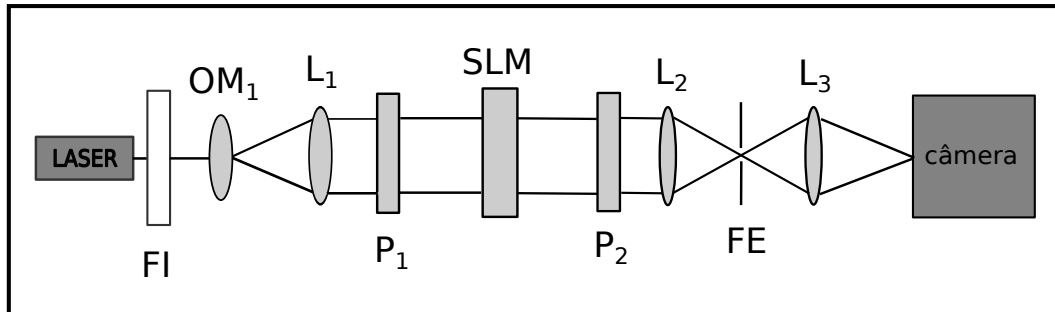


Figura 3.18: Montagem experimental utilizada para testar a eficiência do SLM em reproduzir *phase screen* com diferentes frações de D/r_0 . Nesta montagem estão representados o laser, filtro de intensidade FI, objetiva microscópica OM_1 , lentes L_1 e L_2 , polarizadores P_1 e P_2 , o modulador espacial de luz SLM e a câmera.

Esse comportamento se mantém para os polinômios de Zernike analisados. Em todos os polinômios, desde o tip-tilt (polinômios de Zernike 02 e 03) até o tetrafoil oblíquo (polinômio de Zernike 15) o FWHM da imagem cresce em torno de 2 vezes com o aumento da variação de fase aplicada sobre o mesmo polinômio. As figuras colocadas no SLM e os dados para os demais 13 polinômios se encontram no apêndice C.

3.3.2 Reprodução e detecção da turbulência

Para demonstrar como e quanto o SLM pode reproduzir um padrão de turbulência recrio várias *phase screens* com diferentes frações de D/r_0 a partir da montagem experimental descrita na Figura 3.18 e da *phase screen* utilizada sobre o SLM. Neste experimento uma imagem do feixe laser é obtida depois que a luz atravessa o SLM e um filtro espacial FE que delimita a porção da figura de difração que passa para a lente L_3 .

Essa montagem serve para simular uma única subabertura do sensor de frente de onda do tipo *Shack-Hartmann*. Para simular esta subabertura, a amplitude de defasagem da *phase screen* que recrio é multiplicada por um fator equivalente ao aumento de uma única micro lente do sensor de frente de onda. Desta forma, a nova subabertura que delimita a porção da *phase screen* utilizada tem a mesma defasagem que é encontrada na micro lente.

Como visto na seção 3.3.1, com o aumento do gradiente de defasagem para uma mesma abertura circular, o FWHM da imagem também aumenta. Para determinar a eficiência na reprodução da turbulência atmosférica utilizo *phase screen* com mesma abertura circular D

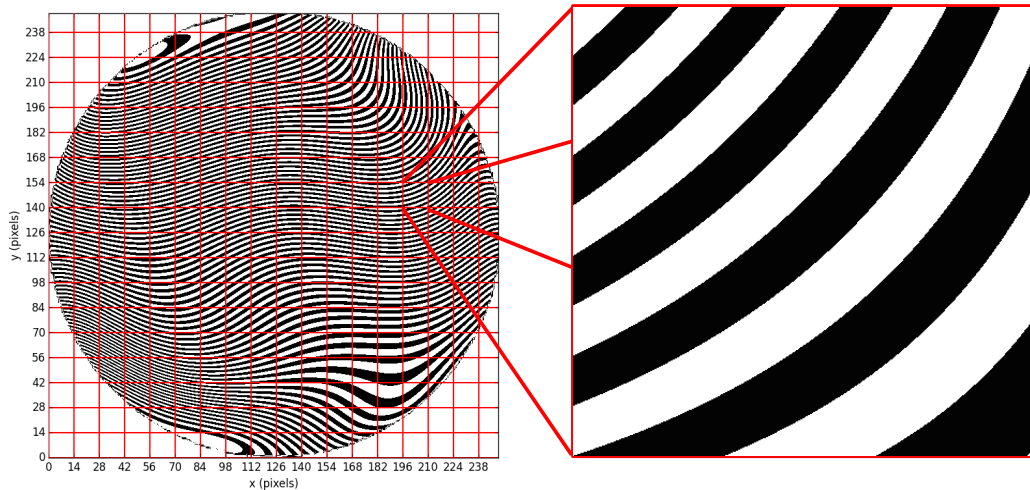


Figura 3.19: À direita a *phase screen* obtida a partir da somatória de 40 polinômios de Zernike com uma fração $D/r_0 = 50$ dividida em uma matriz que representa a porção desta *phase screen* que incide sobre cada subabertura do sensor de frente de onda *Shack-Hartmann*. Ao lado uma única subabertura da *phase screen* ampliada.

que o sensor de frente de onda *Shack-Hartmann* e diferentes r_0 . Quanto menor for o parâmetro de Fried, mais turbulento é o meio.

A figura de turbulência criada possui uma variação de fase contínua que depende da abertura do telescópio e do comprimento de coerência proporcionalmente a D/r_0 . Quanto maior for esta fração, maior será a intensidade da turbulência gerada para a *phase screen* e maior será também a diferença de fase para uma mesma abertura do telescópio.

Depois de obter as imagens transformo para uma forma binária, com variação de fase nula (branco) ou máxima (preto), de acordo com a calibração de defasagem. A amplitude de diferença de fase da *phase screen* sobre uma abertura circular fixa é então convertida em forma binária. A Figura 3.20 mostra uma *phase screen* com diâmetro de 250 pixels de forma contínua e binária.

A imagem obtida da frente de onda distorcida pela figura representa o que seria visto em uma subabertura do sensor de frente de onda do tipo *Shack-Hartmann*. A partir do momento em que a PSF não pode ser bem determinada, o método de detecção de centroide utilizado neste trabalho não pode mais ser utilizado.

A Figura 3.21 apresenta as PSFs obtidas a partir da *phase screen* binária com frações de D/r_0 que partem de 1 até 50. Nesta figura é possível perceber o aumento da deformação da

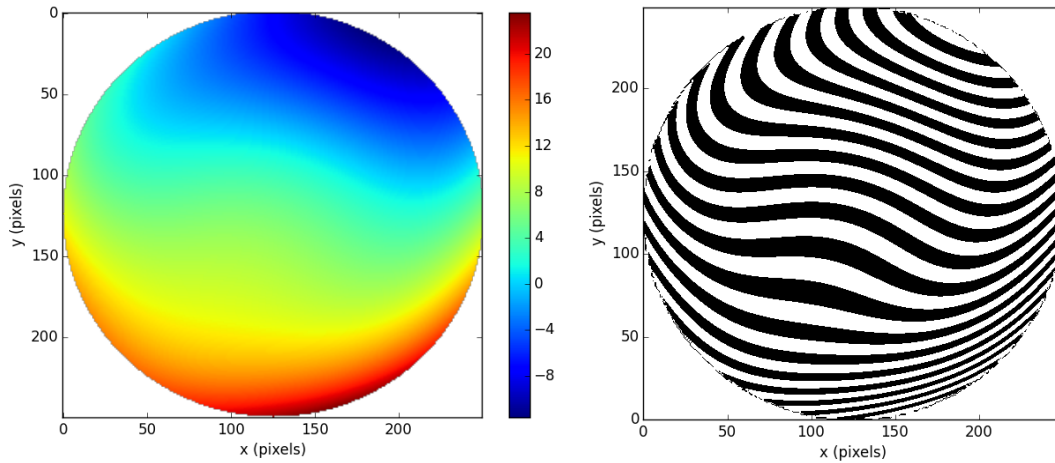


Figura 3.20: Uma *phase screen* obtida a partir da somatória de 15 polinômios de Zernike com uma fração $D/r_0 = 10$ em forma contínua e binária.

imagem com o aumento da intensidade da turbulência, dado pela maior fração de D/r_0 . Nesta figura percebe-se que a PSF das imagens geradas por uma *phase screen* com D/r_0 maior que 10 não pode ser bem determinada pelo método de detecção de centroide que ajusta uma curva gaussiana sobre a imagem.

Neste trabalho utilizo este resultado para amostrar apenas as *phase screen* com uma fração de D/r_0 menor ou igual a 10, como visto na próxima seção.

3.3.3 Obtenção dos dados e resultados

A relação não linear, mostrada na Figura 3.14, entre níveis de cinza e a defasagem provocada pelo SLM é exemplificada na Figura 3.22, à esquerda a *phase screen* sem correção e à direita a imagem corrigida. A porção da *phase screen* corrigida é colocada no SLM e a frente de onda distorcida incide sobre a matriz de micro lentes e então a câmera.

A Figura 3.23 traz um recorte de uma imagem de uma frente de onda plana, a imagem completa possui 18x18 pontos. Cada ponto desta imagem possui uma largura à meia altura aproximada de 4.0 pixels. O quadrado vermelho representa a subabertura do sensor de frente de onda *Shack-Hartmann*.

A PSD não pode ser recuperada diretamente devido a baixa fração da *phase screen* sobre a projeção no sistema óptico, pois não existe informação suficiente para criar uma PSD em

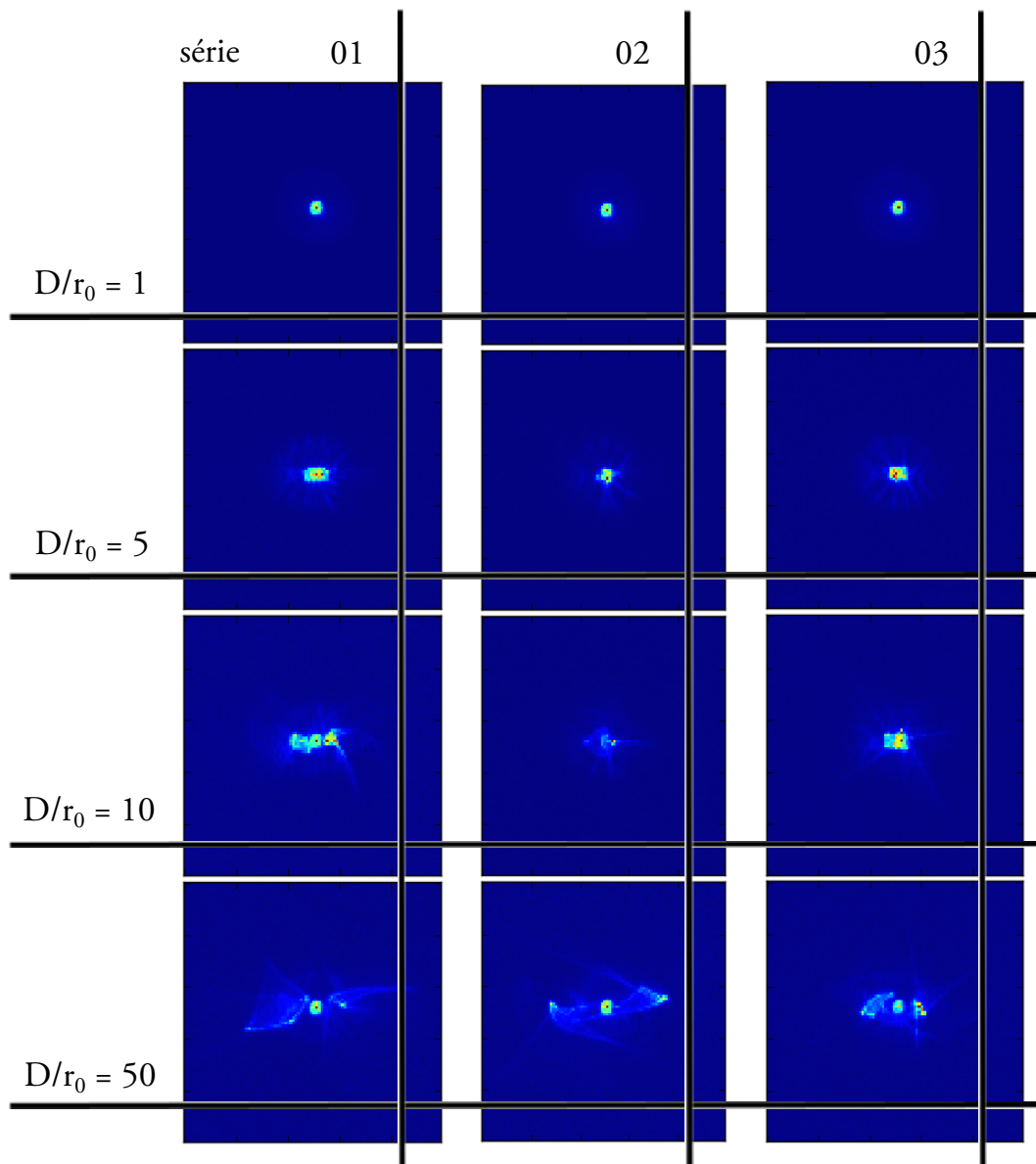


Figura 3.21: PSFs para frações de $D/r_0 = 1, 5, 10$ e 50 para três séries de imagens. A curva gaussiana é bem ajustada sobre as imagens com D/r_0 menor que 5 .

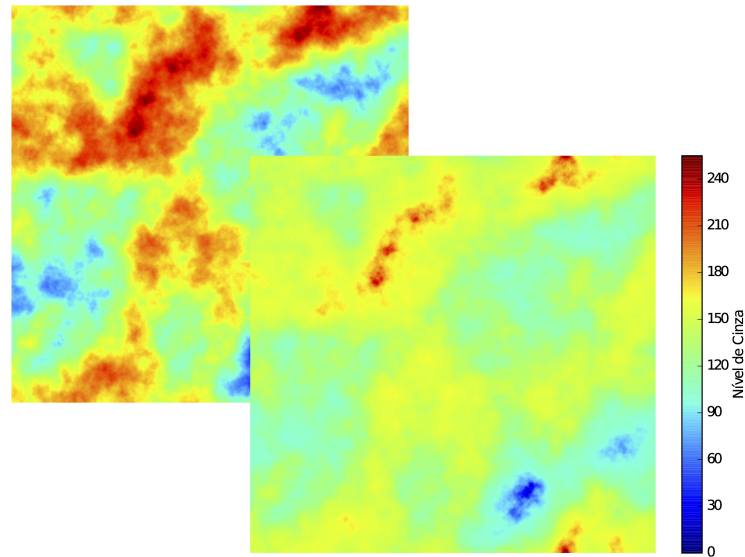


Figura 3.22: Correção da *Phase screen* de acordo com a tabela LUT (*Look Up Table*). A esquerda a *phase screen* não corrigida, onde a relação entre defasagem da frente de onda e níveis de cinza é linear. A direita a imagem corrigida através da calibração de defasagem para uma relação não linear entre defasagem e níveis de cinza.

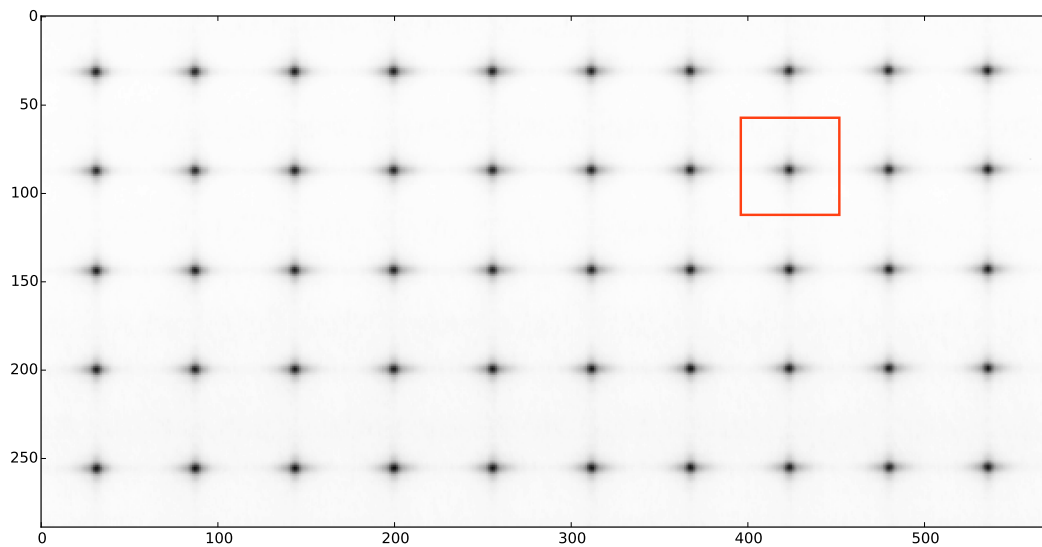


Figura 3.23: Recorte das primeiras 5x10 subaberturas de uma imagem gerada pelo sensor de frente de onda *Shack-Hartmann* utilizado no experimento. A largura à meia altura (FWHM) médio dos pontos é de 4.0 pixels

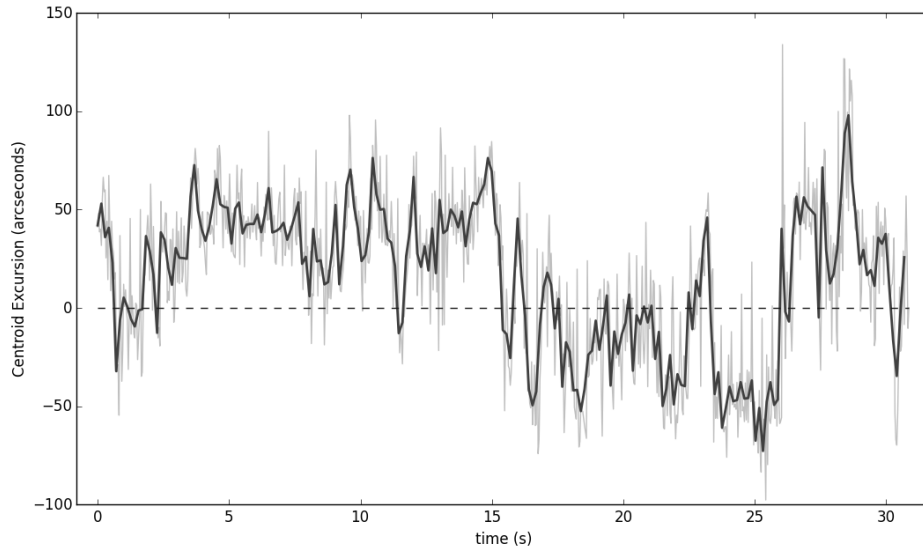


Figura 3.24: Excursão do centroide em segundos de arco em função do tempo de passagem da turbulência sobre a subabertura. O traço claro representa a medida de todos os deslocamentos do centroide para uma subabertura do sensor de frente de onda e direção. O traço escuro representa a média dos dados em uma janela com 10 pontos.

uma única subabertura. No entanto a *phase-screen* se move sobre o sensor *Shack-Hartmann* e se conhecermos a velocidade com que isto acontece é possível criar uma PSD em função da frequência temporal e depois recuperar para as frequências espaciais de acordo com a velocidade em que a turbulência passa através dessa subabertura.

Quando a turbulência se move sobre a abertura do sistema óptico, cada subabertura que forma o sensor *Shack-Hartmann* coleta informações acerca dos deslocamentos provocados pela turbulência sobre toda a extensão percorrida pela *phase screen*. A PSD é obtida fazendo a média da transformada de Fourier dos deslocamentos obtidos em cada subabertura para toda a amostragem da turbulência. A Figura 3.24 traz as inclinações do centroide de uma imagem gerada por uma subabertura do sensor *Shack-Hartmann* em uma direção. O tempo indica a passagem da turbulência sobre essa subabertura.

Uma *phase screen* percorre a abertura do sistema óptico uma distância total d , dada em m, em um intervalo de tempo determinado pela exposição da imagem, t_{exp} , a uma velocidade:

$$v_{PS} = \frac{d}{t_{exp}} \quad (3.16)$$

Onde d equivale a fração da *phase screen* que se moveu sobre a abertura, equivalente em pixels, e enviada para o SLM. A largura em metros é obtida a partir do deslocamento da *phase screen* em pixels, d_{pix} :

$$d = d_{pix} \cdot \text{largura } phase \text{ screen (metros)} / \text{largura da } phase \text{ screen (pixels)}$$

Pelo critério de Nyquist, a frequência máxima de amostragem é $\frac{1}{2} \cdot f_{exp}$, onde f_{exp} é a frequência de amostragem do sistema:

$$f_{exp} = \frac{1}{t_{exp}} \quad (3.17)$$

Neste caso a abertura do sistema óptico possui um diâmetro de 0.5m em 2000 pixels de largura da *phase screen*, que se move a uma velocidade de 8 pixels a cada imagem, resultando em uma velocidade de 0,02m/s. O tempo de exposição de cada imagem é de $t_{exp} = 0.5s$ e a cada imagem a *phase screen* permanece estática sobre o SLM. Isso resulta em uma taxa de amostragem de 2Hz.

A frequência espacial máxima que pode ser observada para este caso é de $100,00m^{-1}$. O limite inferior da PSD é dada pela primeira inclinação da curva, que é provocada pelas baixas frequências espaciais da *outer scale*.

Uma reta é então ajustada sobre o intervalo da PSD e a inclinação é calculada e comparada ao valor teórico de -3,67.

A Figura 3.25 mostra a *phase screen* utilizada para a tomada de imagens com um $r_0 = 0.5m$ e $D = 0.5m$. Uma imagem é tirada pela câmera a cada recorte da *phase screen*, no total utilizo quatro *phase screens* para calcular a PSD e o comprimento de coerência em uma amostra com aproximadamente 800 imagens.

A densidade espectral de potências normalizada em função das frequências espaciais pode ser vista na Figura 3.26. Para uma *phase screen* com $r_0 = 0.5m$ e diâmetro $D = 0.5m$ a inclinação obtida foi de -2,86, equivalente a um erro de 22%.

De acordo com a equação 3.12 os valores calculados para o comprimento de coerência são obtidos a partir da variância de todas as inclinações de uma única subabertura e direção. Ao final tenho duas matrizes com 18x18 valores de r_0 , para cada uma destas matrizes calculo a média e obtenho, para esta mesma *phase screen*, um valor de $r_{0x} = 0.305$ e $r_{0y} = 0.298$, o que corresponde a um erro aproximado de 40%.

No segundo teste utilizei uma *phase screen* com $r_0 = 0.05m$ e $D = 0.5m$, vista na Figura



Figura 3.25: Recorte de uma *phase screen* com $D = 0.5m$ e $r_0 = 0.5m$ utilizada para a primeira série de imagens. O valores recuperados neste caso foram de $r_{0x} = 0.305$ e $r_{0y} = 0.298$.

3.27. Nesta nova amostra os parâmetros recuperados foram de $r_{0x} = 0.0165$ e $r_{0y} = 0.0154$, resultando em uma diferença aproximada de 68% do valor esperado. A inclinação calculada da PSD foi de -1,79, do valor esperado de -3,67 em uma diferença aproximada de 51%.

Esse erro se deve a diminuição da precisão na detecção do centroide por ajuste de curva quando a imagem tem uma distorção maior e também quando o ajuste acontece em uma imagem com baixa intensidade, provocada pelos níveis de cinza mais elevados.

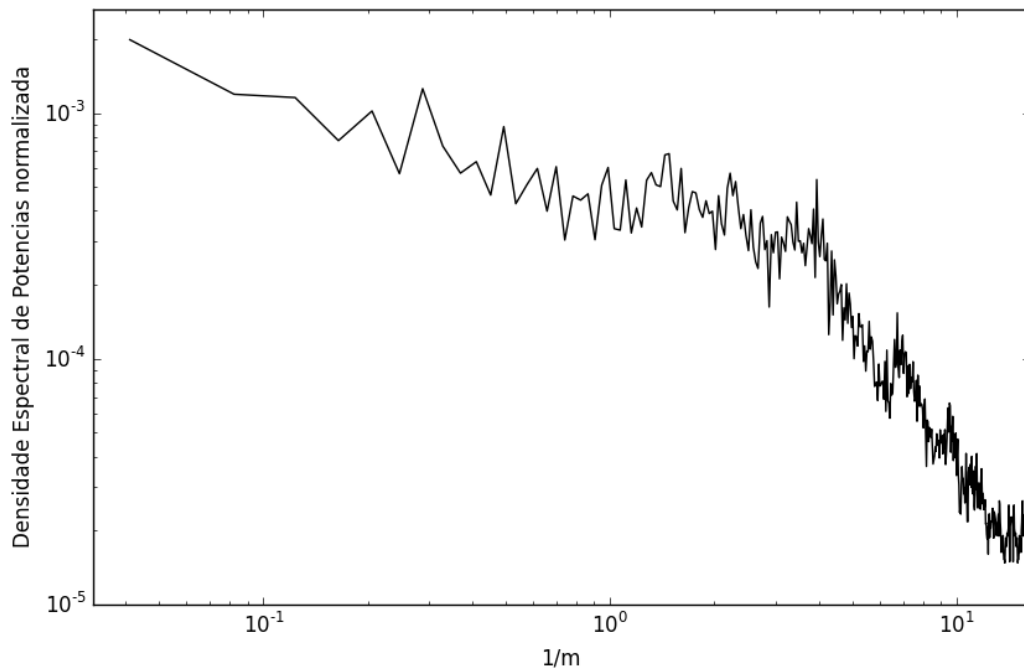


Figura 3.26: Densidade Espectral de Potências normalizada, $r_0 = 0.5m$. A reta representa o ajuste da potência e possui uma inclinação média de -2,86, próxima da inclinação esperada, -3,67.



Figura 3.27: Recorte de uma *phase screen* com $D = 0.5m$ e $r_0 = 0.05m$ utilizada para a segunda série de imagens. O valores recuperados neste caso foram de $r_{0x} = 0.0165$ e $r_{0y} = 0.0154$.

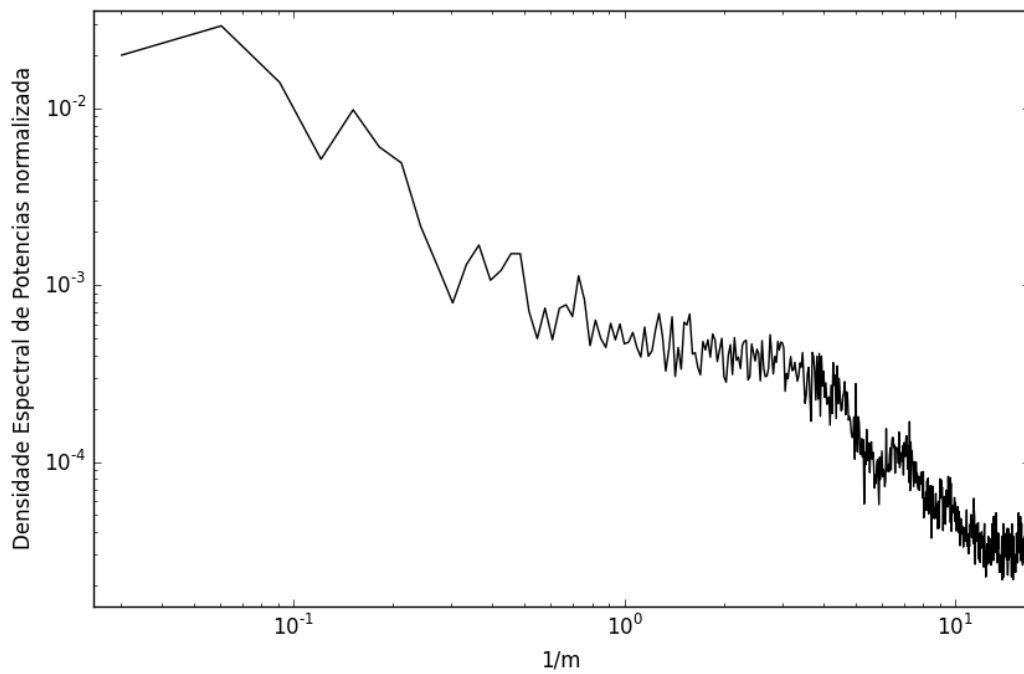


Figura 3.28: Densidade Espectral de Potências normalizada, $r_0 = 0.05m$. A reta representa o ajuste da potência e possui uma inclinação média de -1,79, sendo -3,67 o valor esperado.

Capítulo 4

Considerações Finais

4.1 Conclusões

Neste trabalho apresentei como um modulador espacial de luz pode ser usado para simular a turbulência atmosférica. O método consistiu em usar dispositivos de Óptica Adaptativa para recuperar informações do padrão de turbulência aplicado sobre a *phase screen*. O sensor de frente de onda *Shack-Hartmann* é organizado em subaberturas que retornam a defasagem da frente de onda que atravessa o sistema e é amplamente usado em Óptica Adaptativa.

Apresentei nesta dissertação como podemos simular a turbulência atmosférica com o uso de um SLM para dois casos: com $r_0 = 0.5m$ e $r_0 = 0.05m$ em uma abertura $D = 0.5m$ com uma diferença de 40% e 65% respectivamente.

Obtive melhores resultados tanto para os valores do comprimento de coerência quanto para a PSD para uma pequena fração de D/r_0 , como foi visto na figura 3.26. Nesta figura a inclinação da reta, que caracteriza o espectro de potência, foi o mais próximo do valor teórico, de -3,67.

À medida que esta fração aumenta os valores passam a somar um percentual de erro maior, tanto para o parâmetro de coerência quanto para a inclinação da PSD, que é o caso da figura 3.28. Nesta figura a densidade espectral de potências aumenta sua diferença com o valor teórico e já não é mais possível identificar o padrão de turbulência especificado anteriormente na *phase screen*.

O intervalo da fração de D/r_0 em que a turbulência é bem recuperada vai até 10, sendo que os melhores resultados foram encontrados para r_0 da ordem de dezenas de centímetros. Por

isso o uso de *phase screen* sobre este SLM com valores de D/r_0 maiores que 10 não servem para simular a turbulência por não representam a densidade espectral de potências que foi calculada para esta *phase screen*.

A diferença dos valores esperados e obtidos deve-se principalmente a fontes de ruído sobre as imagens. Como a amplitude de defasagem é pequena qualquer turbulência gerada sobre a bancada óptica acarreta em perda de informação sobre a turbulência originalmente criada sobre o SLM. Estas fontes de ruído podem ser geradas pelo aquecimento da câmera e do SLM que podem gerar uma turbulência adicional sobre a frente de onda. E também pode ser gerado pela poluição luminosa da luz que reflete sobre a bancada óptica e também da luz gerada por outra fonte que não seja o laser.

Moduladores espaciais de luz ainda estão em desenvolvimento, principalmente no que se refere à amplitude de defasagem da frente de onda; quanto à dependência com a polarização da luz e comprimento de onda e também quanto à frequência de amostragem. Neste trabalho pude verificar algumas destas limitações. Para o modulador espacial de luz estudado, a luz deve necessariamente ser polarizada e o comprimento de onda adequado para alcançar a máxima defasagem é, de acordo com as especificações da fabricante *Holoeye*, $\lambda = 532,00nm$, onde o comprimento de onda utilizado foi de $\lambda = 632,00nm$.

Outro problema no uso de cristais líquidos reside no fato deste SLM modular a intensidade de acordo com a configuração de brilho, contraste e nível de cinza aplicado. Uma das consequências disso é a variação de intensidade das imagens geradas pelo sensor *Shack-Hartmann*. A alteração da intensidade modifica a largura a meia altura das imagens e consequentemente a detecção do centroide é prejudicada, especialmente quando se utiliza o método de detecção de centroide por meio da técnica TCoG.

A detecção de centroide através do ajuste de uma curva também ficou prejudicada pela variação de intensidade causada pelo SLM. Neste caso quanto maior a distorção sobre a imagem, menor era a precisão na detecção do centroide quando o ajuste ainda era possível.

Apesar dos problemas mencionados, o uso de moduladores espaciais de luz como *phase screens* em Óptica Adaptativa é viável desde que se faça um exame prévio do intervalo de D/r_0 em que a turbulência pode ser bem recuperada. Para o caso deste modulador, o intervalo reside em baixas frações de D/r_0 .

4.2 Perspectivas

Outra forma precisa de simular a turbulência atmosférica é com o uso de placas de acrílico. As *phase screens* feitas com placas de acrílico podem ser fabricadas através de ranhuras ou pela sobreposição de uma tinta transparente.

Um trabalho futuro visa comparar os resultados encontrados na distorção da frente de onda por meio do SLM e destas placas. Para isso, a simulação da passagem da turbulência deve ser medida pelo deslocamento da placa acrílica em relação ao feixe

Outro projeto consiste em validar um novo método de detecção de centroide a partir de imagens criadas de uma estrela de referência artificial formada na camada de sódio da atmosfera (Mello et al. 2014). Este novo método de detecção do centroide utiliza uma imagem gerada pelo sensor de frente de onda do tipo *Shack-Hartmann*, de modo independente do perfil de turbulência da camada de sódio da atmosfera.

Para telescópios gigantes, a imagem do sensor possui um padrão radialmente alongado e simétrico a partir do centro do espelho do telescópio, o que acarreta em uma maior dificuldade para detecção do centroide por métodos tradicionais, como o TCoG e o ajuste de curva. Este padrão alongado ocorre porque a estrela artificial é criada em uma camada de sódio que possui cerca de 10km de espessura a 90km de altura na atmosfera. Portanto o que é visto em um sensor de frente de onda do tipo *Shack-Hartmann* no centro do telescópio é um ponto que se torna alongado a medida que as imagens do sensor são criadas até a borda do espelho do telescópio.

O novo método de detecção de centroide criado para este tipo de imagem pode ser realizado por meio do treino de redes neurais artificiais. Essas redes neurais são treinadas com dados que contêm informações reais acerca dos perfis de turbulência encontrados na camada de sódio e são responsáveis pelas operações de detecção.

Para verificar a consistência obtida por esse treinamento é necessário aplicar este estudo em um modelo real que simule as condições encontradas na atmosfera bem como a turbulência sofrida na camada de sódio. Por isso deve-se construir um experimento capaz de reproduzir a estrela de referência, criar os efeitos da turbulência atmosférica e recuperar as informações da frente de onda para poder verificar o funcionamento da técnica e validar os resultados alcançados pelas simulações.

O próximo passo é utilizar a turbulência gerada pelo SLM nos intervalos de D/r_0 em que esta turbulência é bem resolvida para inserir as distorções sobre a frente de onda em uma

bancada óptica a fim de testar estes novos métodos em Óptica Adaptativa.

O uso do SLM é apropriado para distorcer a frente de onda e assim recriar as condições de observação em laboratório no caso de baixa turbulência atmosférica.

Apêndice A

Programas em *LabVI W*

Controlo os equipamentos da bancada para calibração do SLM com um programa também escrito em *LabVIEW*. O processamento da imagem sobre o SLM ocorre por meio do pacote *Vision Development* desenvolvido pela *National Instruments*.

Meu objetivo com este programa é sincronizar a amostragem sobre o SLM de uma imagem binária, como vista na Figura 3.11, em todos os 256 níveis de cinza, com a tomada de imagem câmera. Recupero uma curva de defasagem em função do nível de cinza para cada configuração de brilho e contraste.

A Figura A.1 mostra o painel frontal programa escrito para calibração do SLM. Cada um destes blocos possuem as seguintes funções:

- Bloco 1: comandos de controle da câmera, como o tempo de exposição para cada imagem, o número de exposições, intervalo entre cada tomada de imagem e parâmetros de refrigeração. Também pode ser controlado a região da câmera onde a foto é tirada.
- Bloco 2: define região do modulador espacial de luz onde a imagem será amostrada.
- Bloco 3: cria uma imagem no SLM de acordo com o nível de cinza e a cada imagem a escala de cinza varia de acordo com o intervalo definido em *grey steps*.
- Bloco 4: mostra status da câmera e andamento das exposições das séries de imagens para a calibração.

A Figura A.2 apresenta uma parte do diagrama de blocos para este mesmo programa.

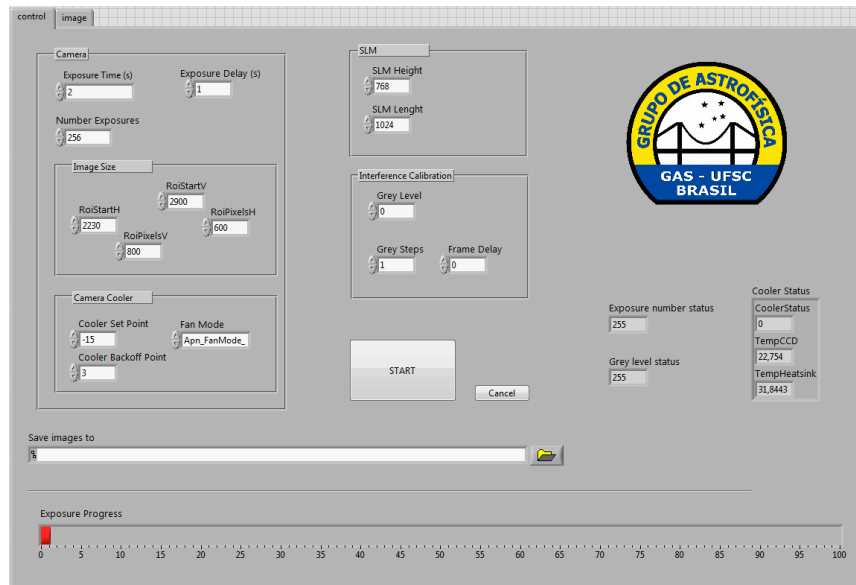


Figura A.1: Painel frontal do programa utilizado para calibração do SLM.

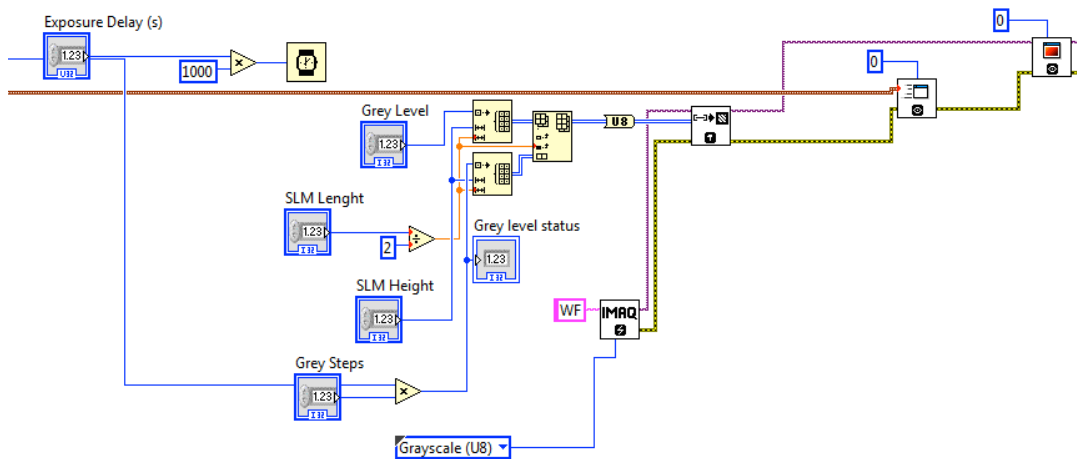


Figura A.2: Trecho do diagrama de blocos do programa utilizado para calibração do SLM. Neste trecho do programa a imagem de calibração é gerada sobre o SLM a cada tomada de imagem pela câmera.

Apêndice B

Calibração 01: Intensidade e Defasagem x Nível de Cinza

Para a calibração foram utilizadas diferentes configurações de brilho e contraste, disponíveis nos parâmetros ajustáveis do modulador espacial de luz. Este trabalho utilizou uma configuração de brilho a 75% e contraste a 100%, gráfico apresentado no capítulo 3, que gerava maior amplitude de defasagem para o comprimento de onda utilizado, que foi de $\lambda = 632nm$. Os outros ajustes de calibração para diferentes configurações de brilho e contraste são apresentados abaixo.

As imagens para as calibrações de intensidade e defasagem em função dos níveis de cinza foram obtidas pelo programa apresentado no Anexo A referente a calibração do SLM.

A variação de intensidade e os deslocamentos dos padrões de interferência para todas as configurações de brilho e contraste são identificados conforme apresentado na seção 3.2.1 e seção 3.2.2. A variação de fase é dada como fração de λ em função do nível de cinza aplicado ao SLM.

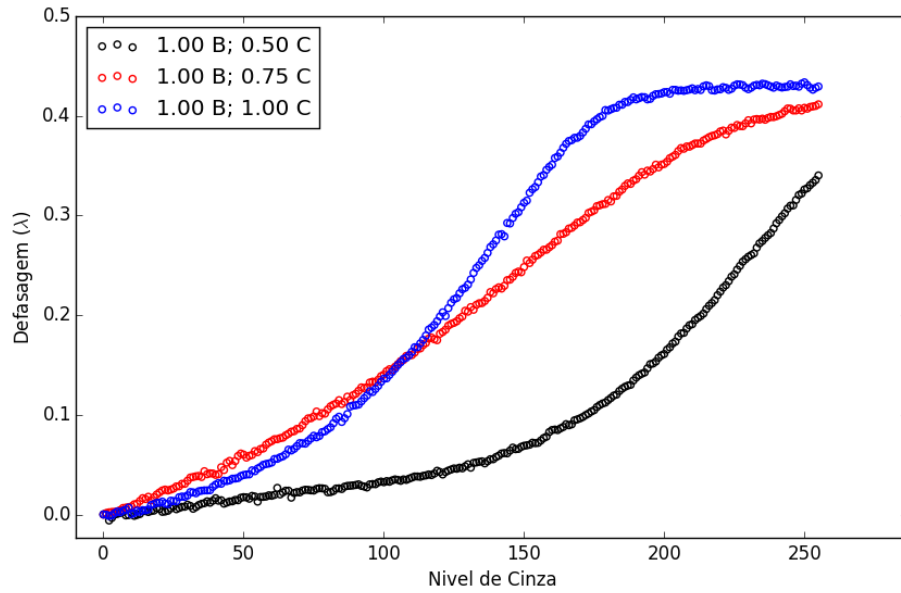


Figura B.1: Gráfico da defasagem λ em função do nível de cinza do SLM para 100% de brilho e contraste à 50%, 75% e 100%.

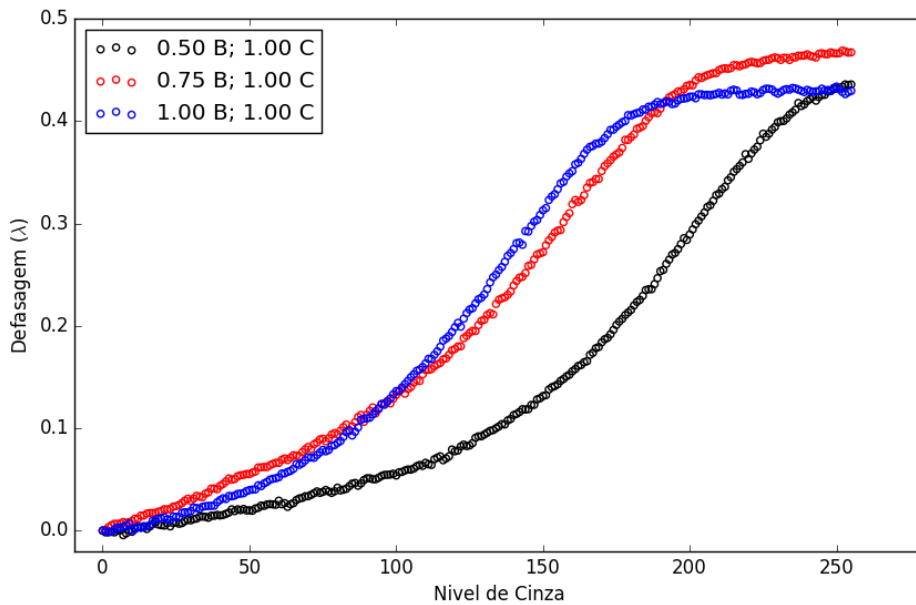


Figura B.2: Gráfico da defasagem λ em função do nível de cinza do SLM para 100% de contraste e brilho à 50%, 75% e 100%. A calibração em vermelho é utilizada neste trabalho.

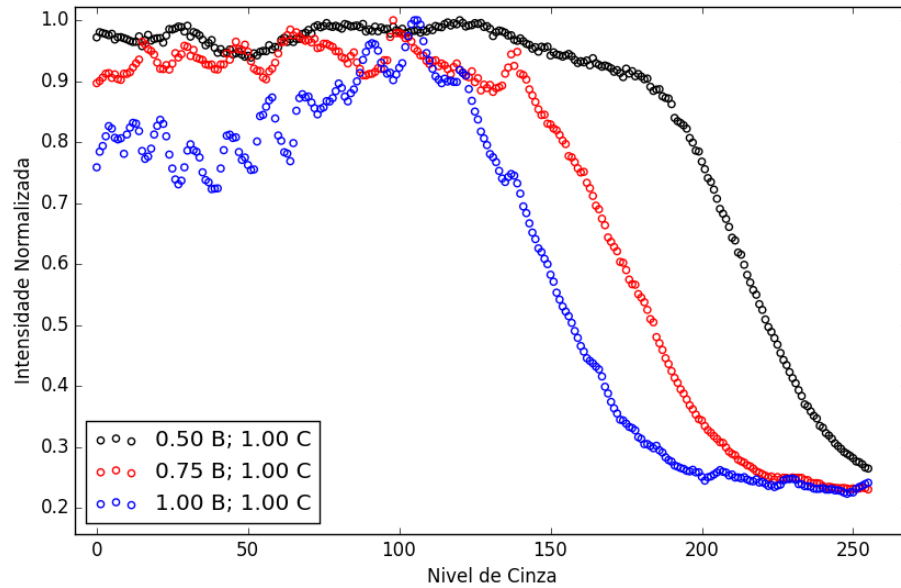


Figura B.3: Gráfico da intensidade normalizada em função do nível de cinza do SLM para 100% de contraste e brilho à 50%, 75% e 100%. A calibração em vermelho é utilizada neste trabalho.

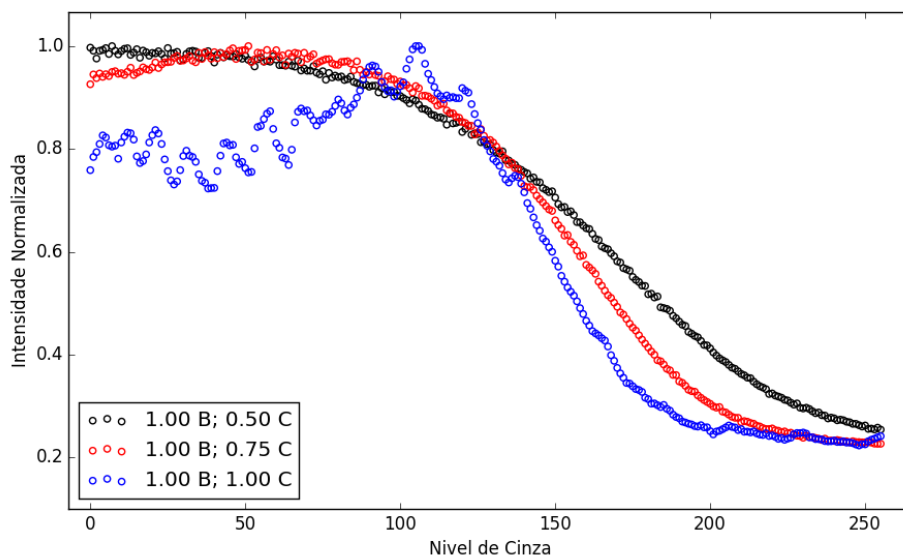


Figura B.4: Gráfico da intensidade normalizada em função do nível de cinza do SLM para 100% de brilho e contraste à 50%, 75% e 100%.

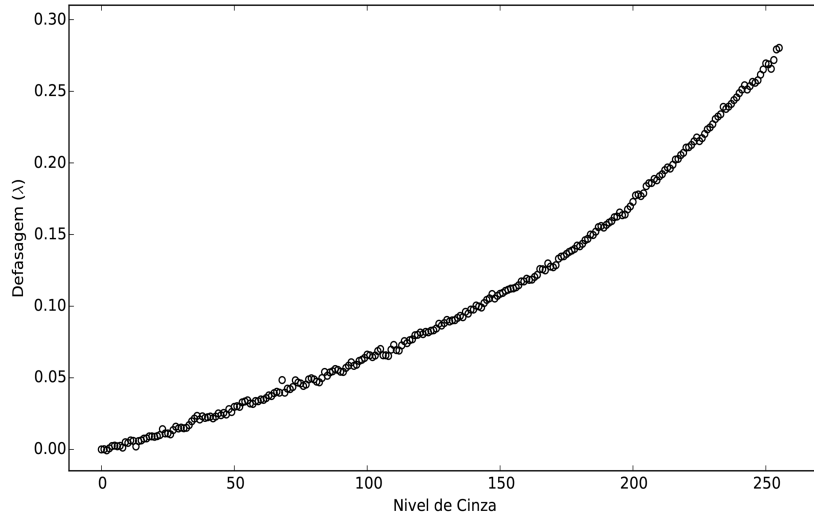


Figura B.5: Gráfico da defasagem λ em função do nível de cinza do SLM para 50% de brilho e 50% de contraste

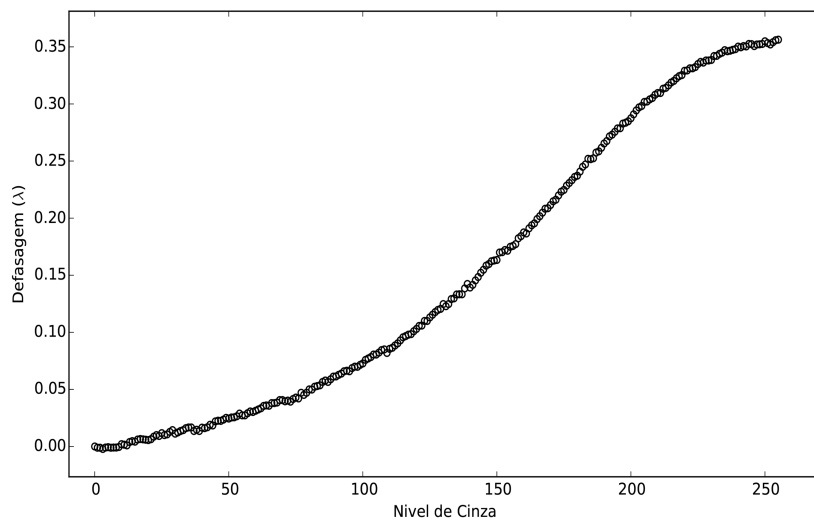


Figura B.6: Gráfico da defasagem λ em função do nível de cinza do SLM para 75% de brilho e 75% de contraste

Apêndice C

Calibração 02: Gradiente de defasagem em polinômios de Zernike

Nesta calibração do SLM verifico o efeito de aumentar o gradiente de defasagem para os 15 primeiros polinômios de Zernike.

Para cada um destes polinômios crio um gradiente de defasagem sobre o SLM que varia de 2, 4, 6, 8, 10 e 12 defasagens em 0 e π sobre um círculo de raio unitário que ocupa um raio de 300 pixels no SLM.

Cada um dos gráficos a seguir apresenta no canto superior esquerdo e inferior direito a *Point Spread Function* PSF com a respectiva largura a meia altura FWHM da imagem vista no canto inferior esquerdo. O polinômio de Zernike que é amostrado no SLM, responsável pela deformação da frente de onda que gera cada uma das imagens, é visto no canto superior direito.

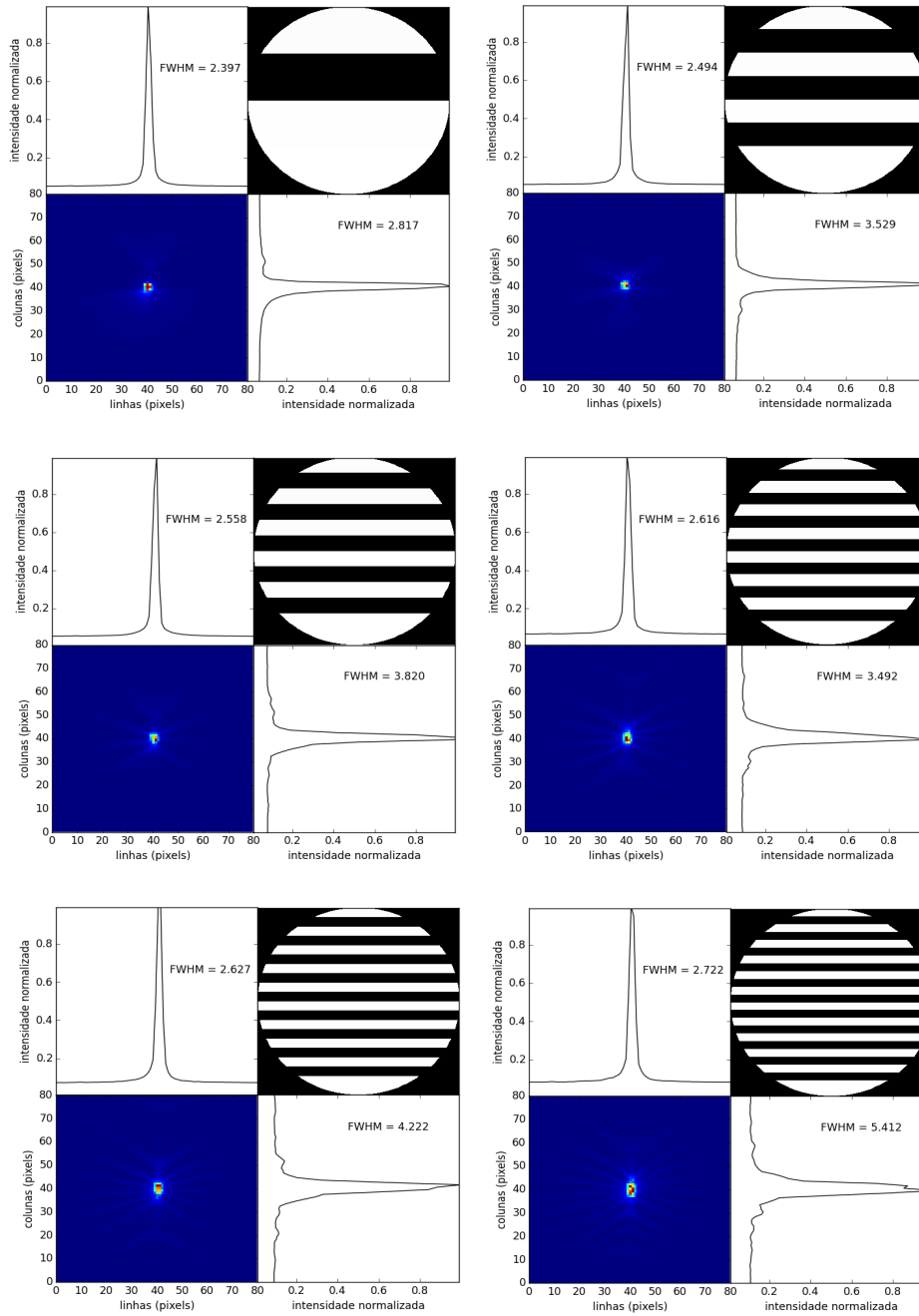


Figura C.1: Efeito do aumento do gradiente de defasagem para o polinômio de Zernike 02.

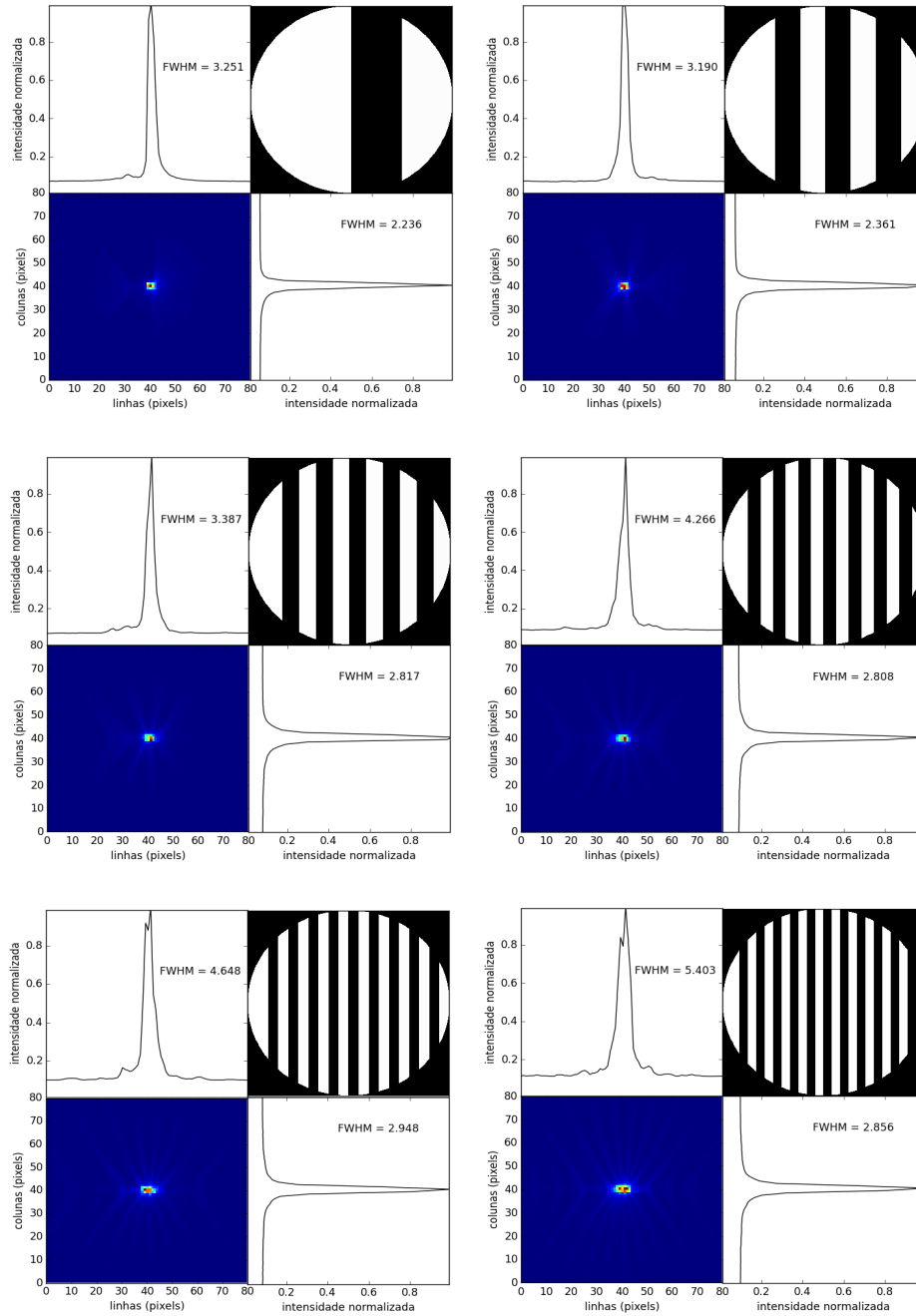


Figura C.2: Efeito do aumento do gradiente de defasagem para o polinômio de Zernike 03.

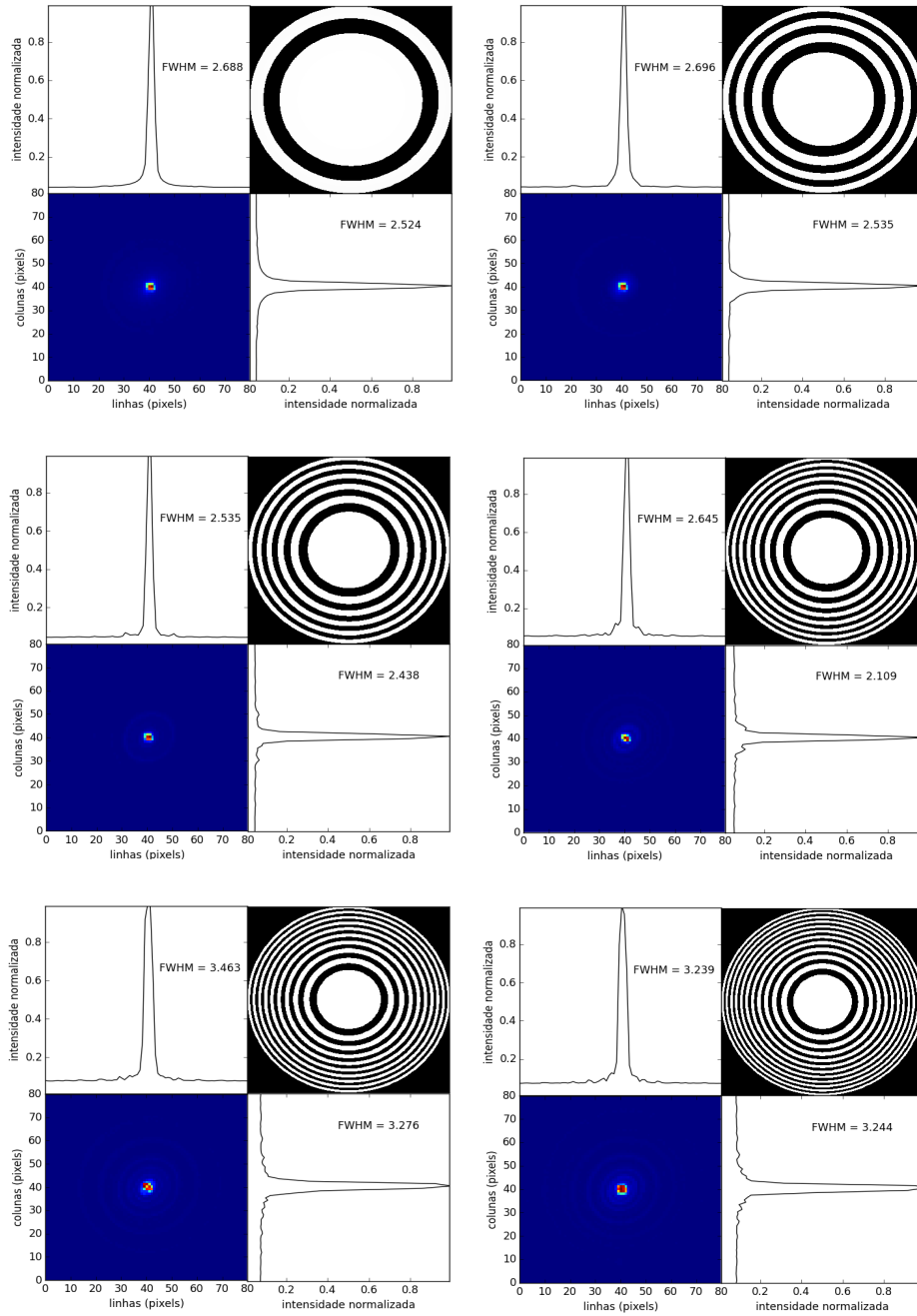


Figura C.3: Efeito do aumento do gradiente de defasagem para o polinômio de Zernike 04.

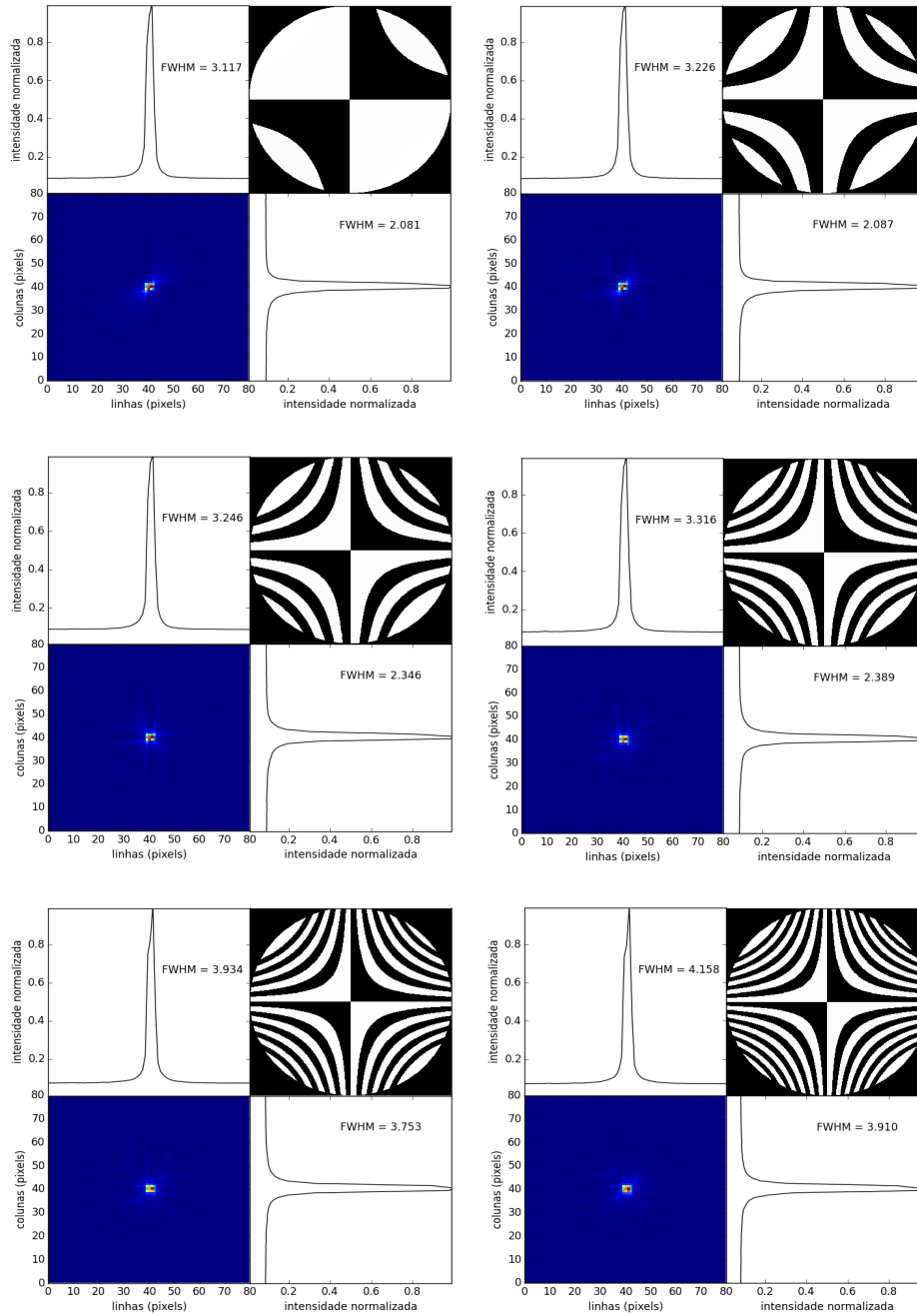


Figura C.4: Efeito do aumento do gradiente de defasagem para o polinômio de Zernike 05.

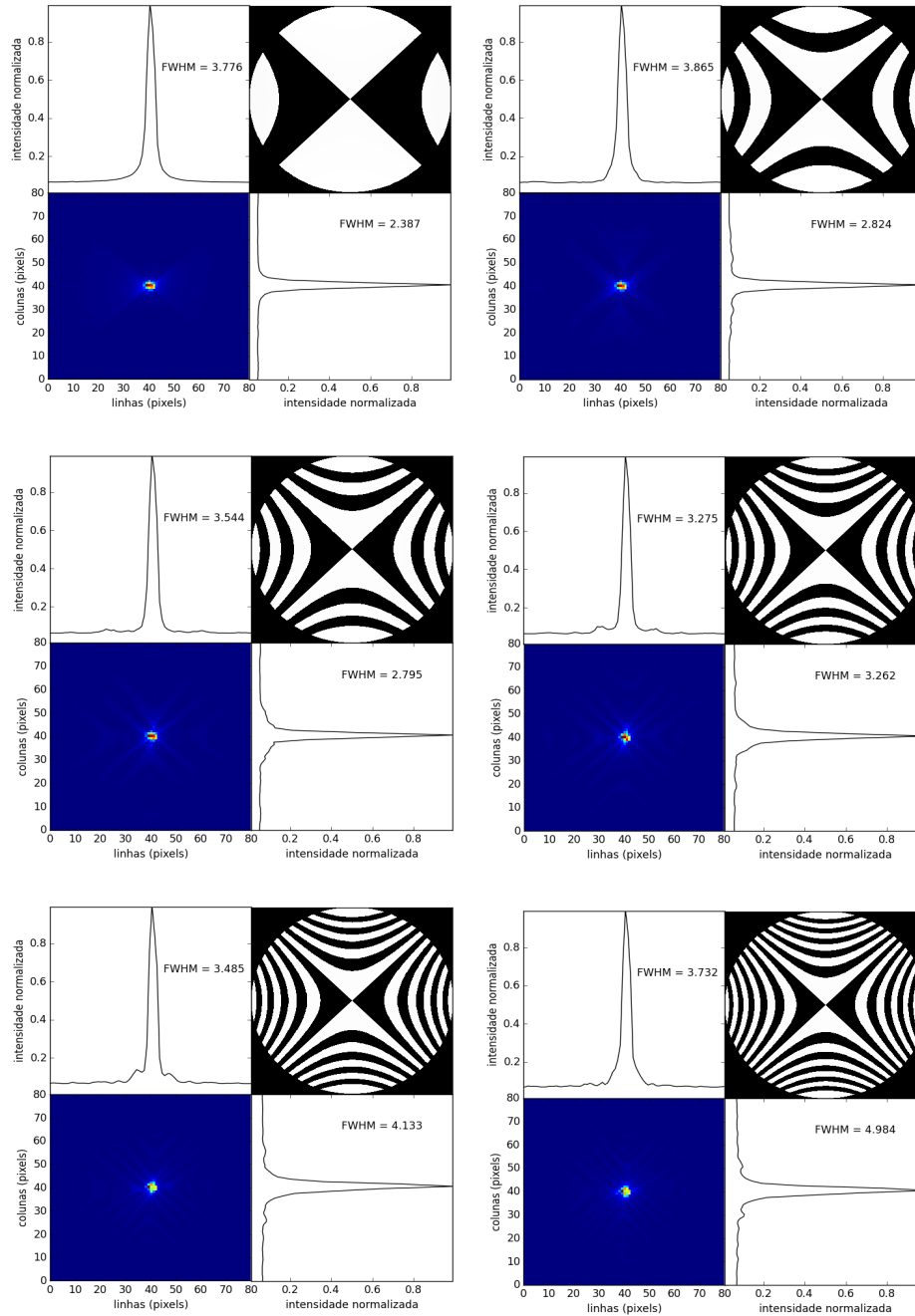


Figura C.5: Efeito do aumento do gradiente de defasagem para o polinômio de Zernike 06.

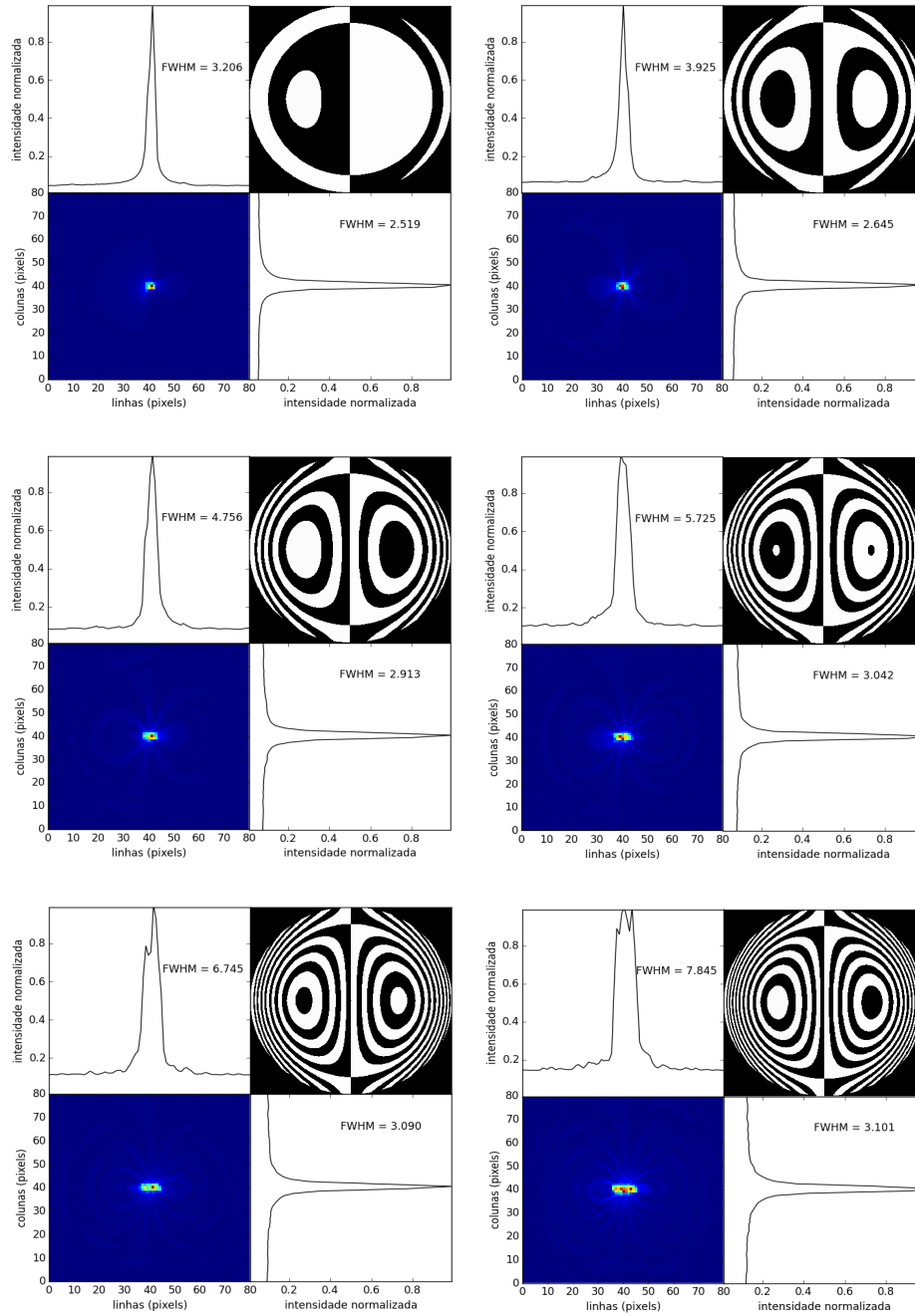


Figura C.6: Efeito do aumento do gradiente de defasagem para o polinômio de Zernike 07.

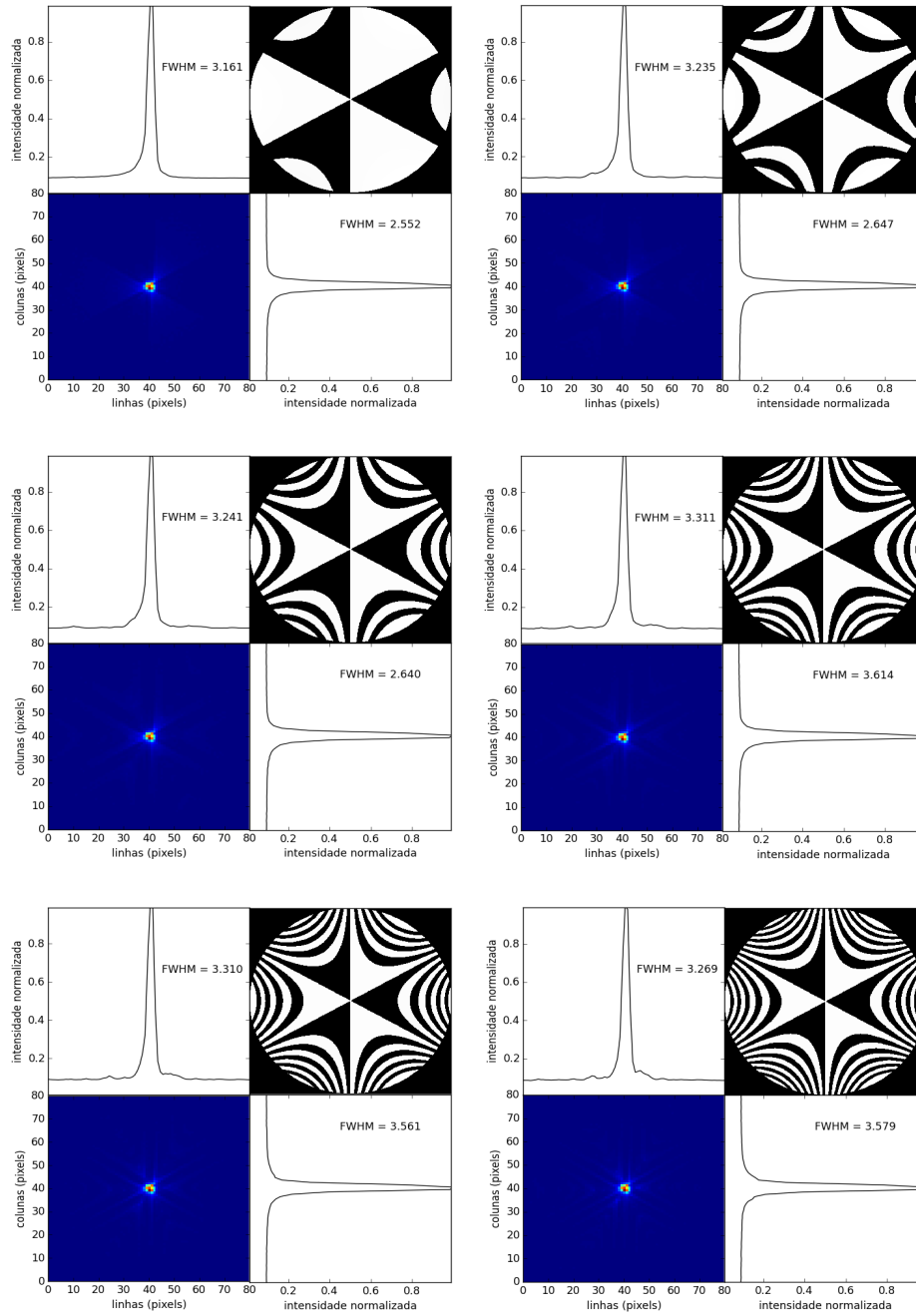


Figura C.7: Efeito do aumento do gradiente de defasagem para o polinômio de Zernike 09.

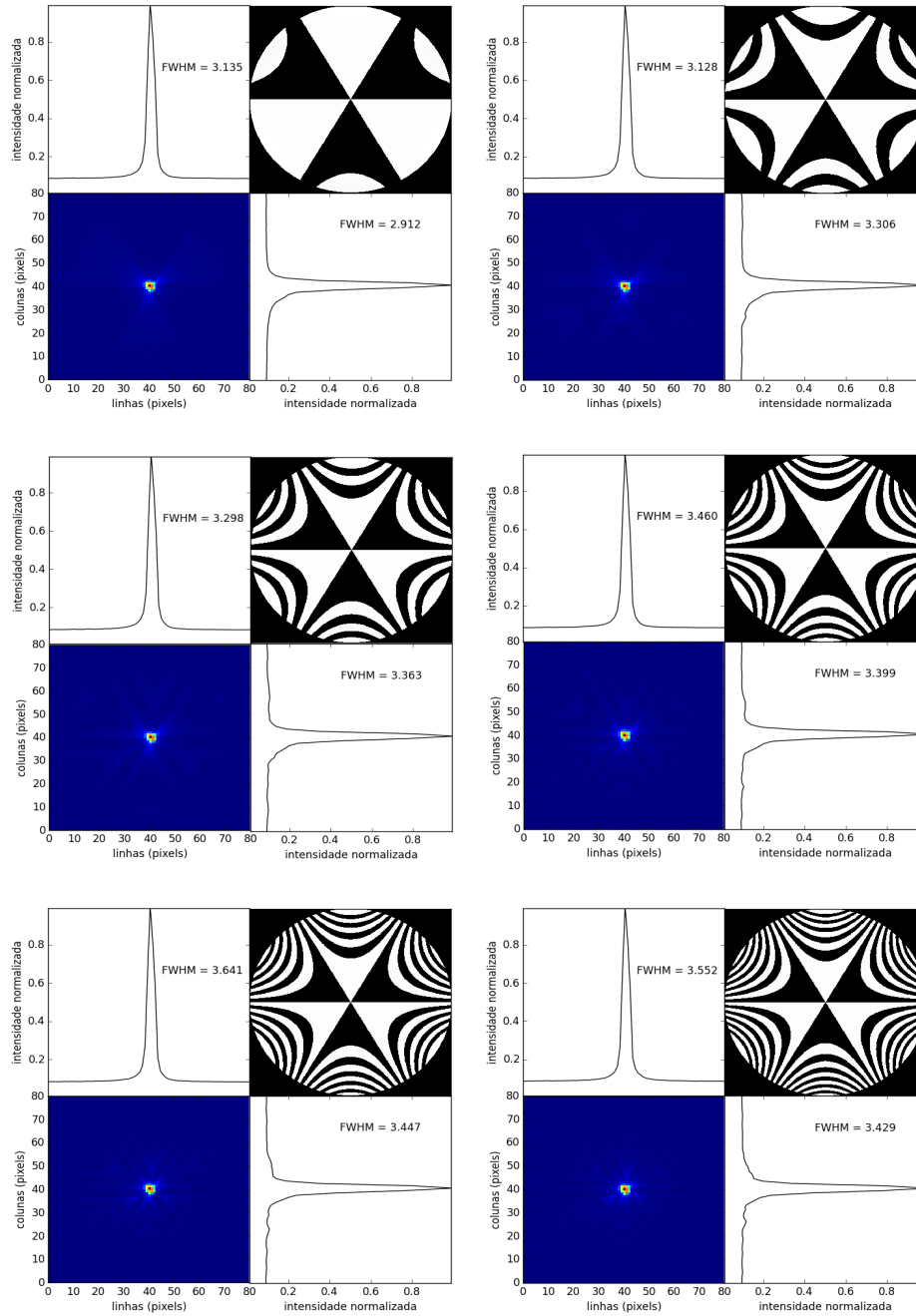


Figura C.8: Efeito do aumento do gradiente de defasagem para o polinômio de Zernike 10.

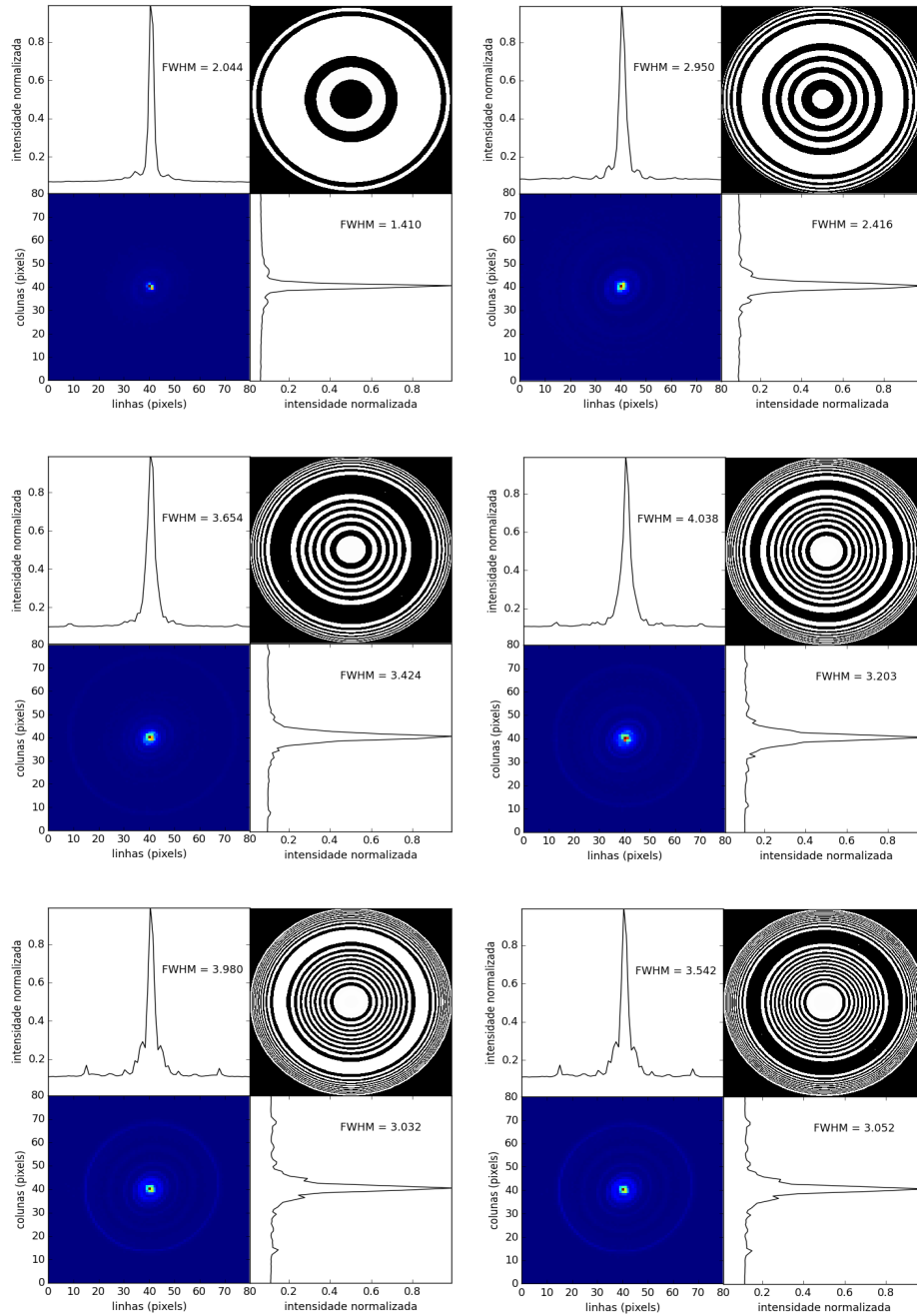


Figura C.9: Efeito do aumento do gradiente de defasagem para o polinômio de Zernike 11.

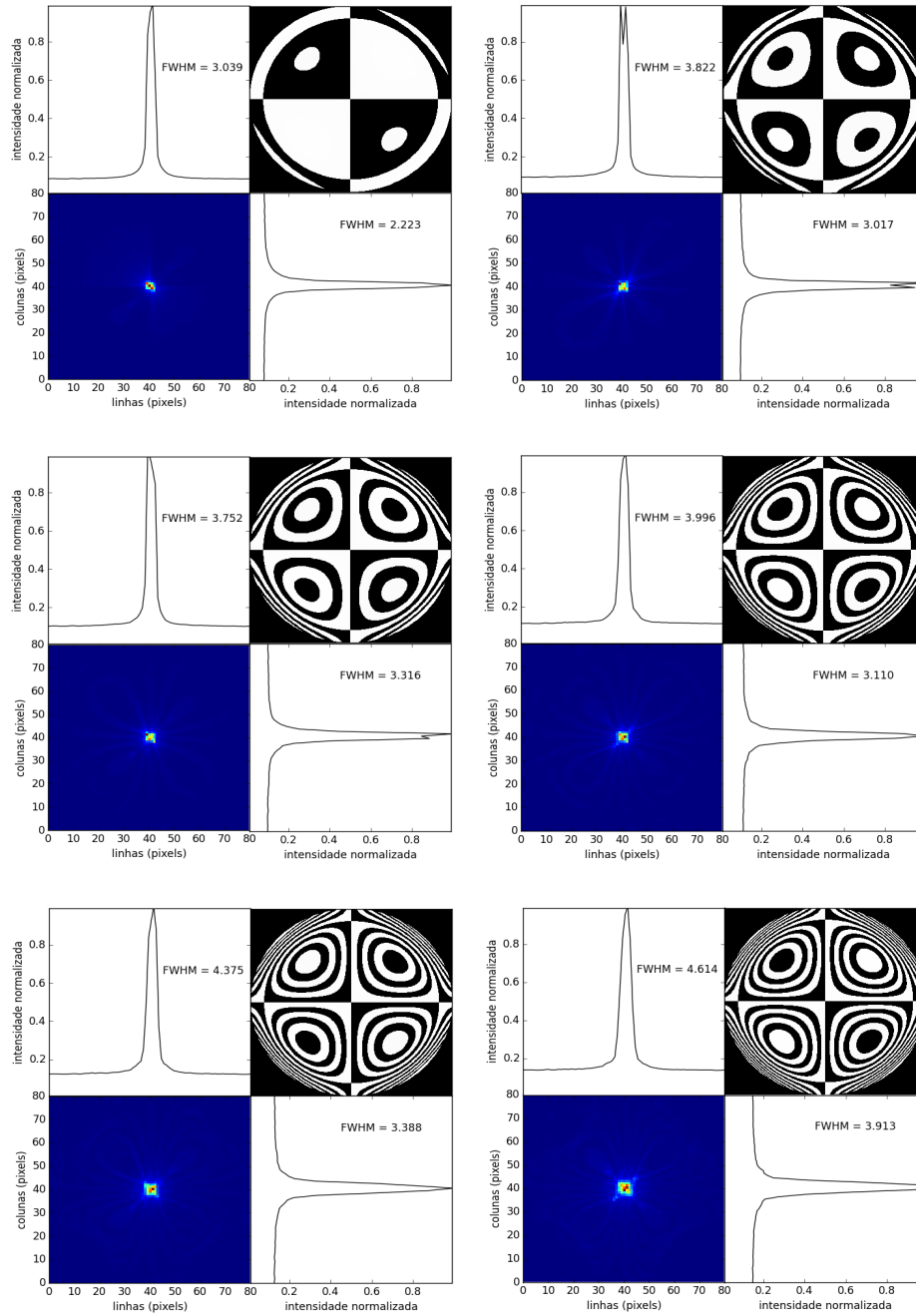


Figura C.10: Efeito do aumento do gradiente de defasagem para o polinômio de Zernike 12.

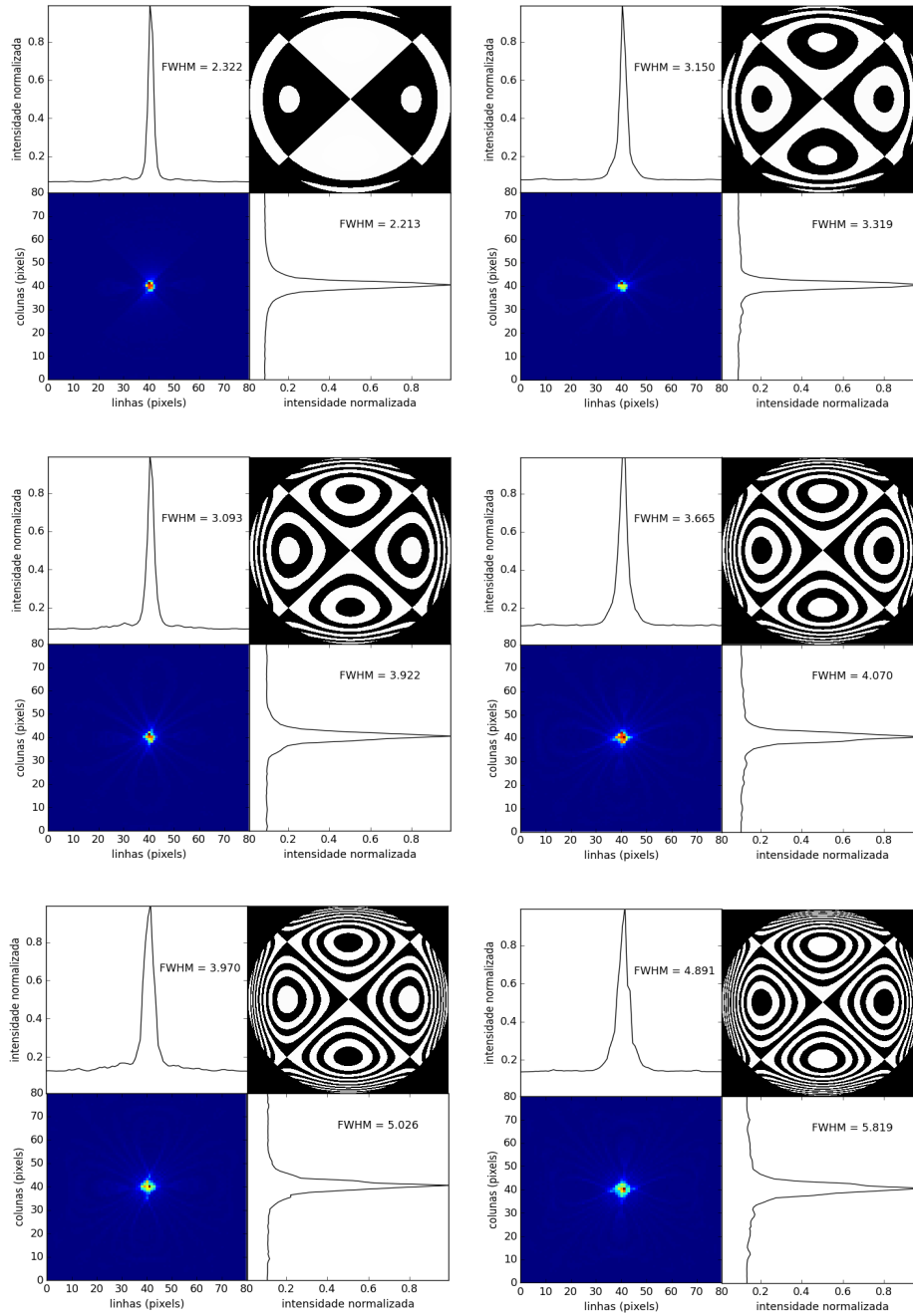


Figura C.11: Efeito do aumento do gradiente de defasagem para o polinômio de Zernike 13.

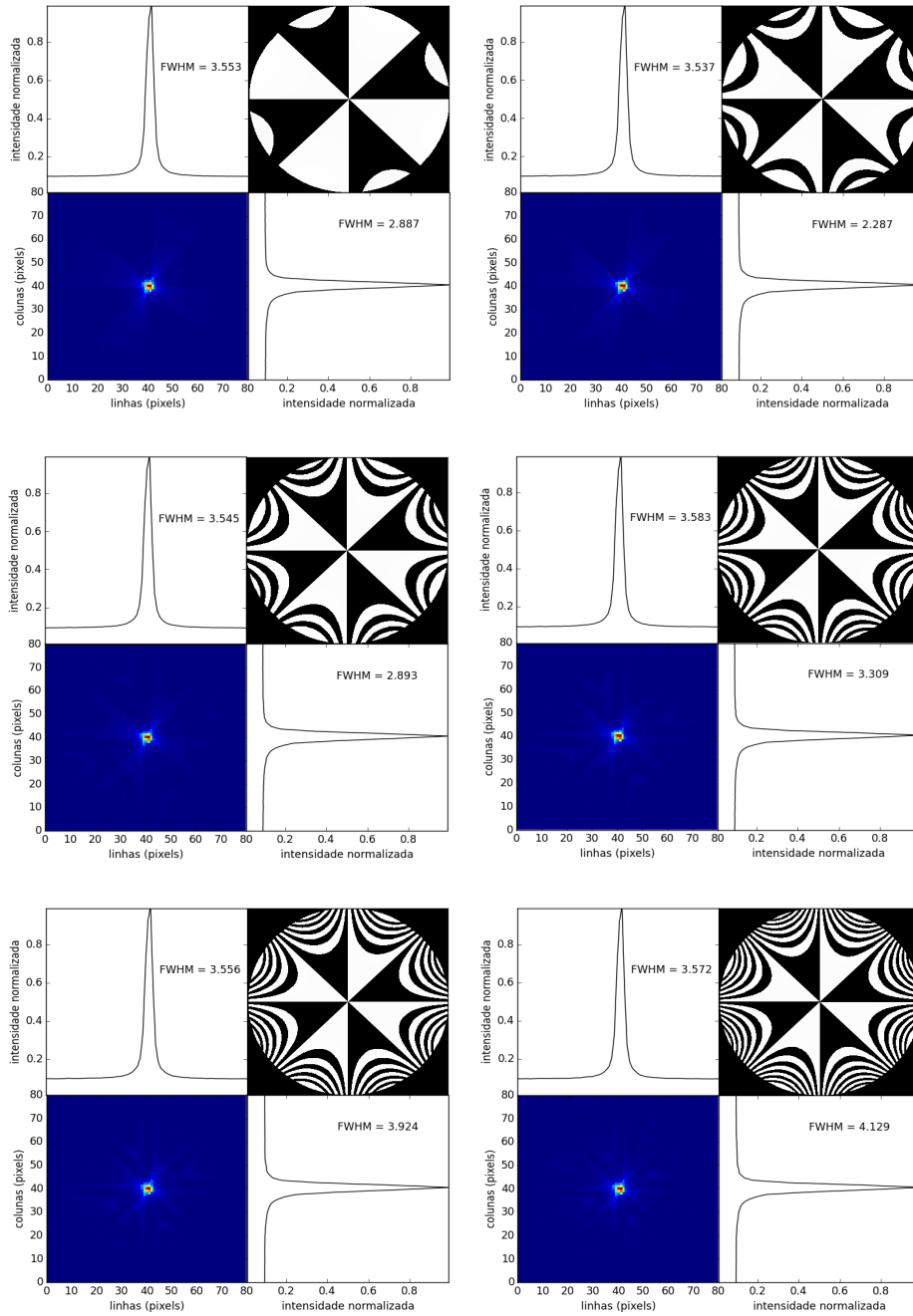


Figura C.12: Efeito do aumento do gradiente de defasagem para o polinômio de Zernike 14.

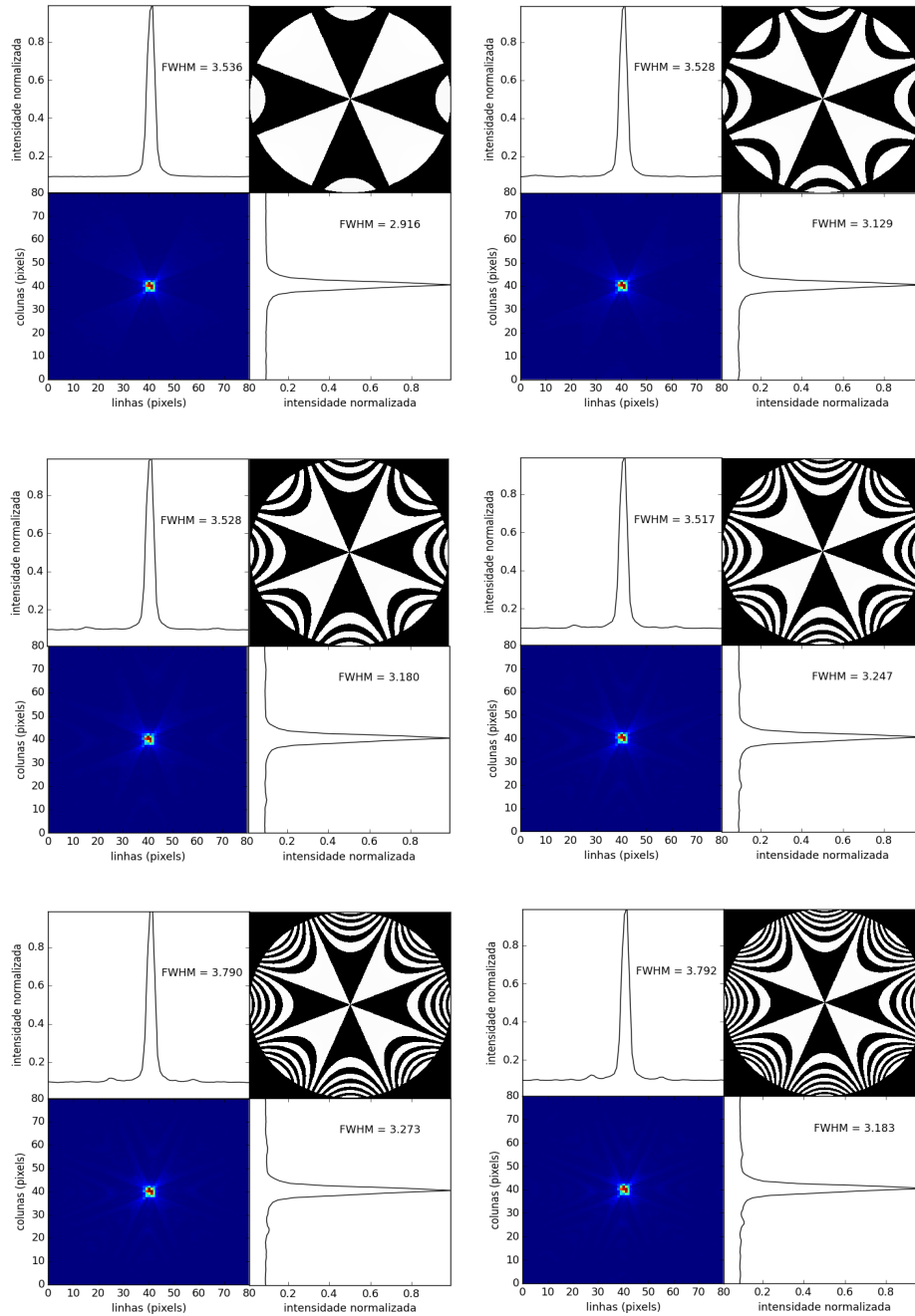


Figura C.13: Efeito do aumento do gradiente de defasagem para o polinômio de Zernike 15.

Referências Bibliográficas

- Andrews, L. C. & Phillips, R. L. 2005, Laser beam propagation through random media (Society of Photo Optical)
- Arines, J. 2009, *Materials*, 2, 549
- Babcock, H. W. 1953, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 65, 229
- . 1990, *Science* (ISSN 0036-8075), 249, 253
- Beckers, J. M. 1993, *Annual review of astronomy and astrophysics*, 31, 13
- Bitter, R., Mohiuddin, T., & Nawrocki, M. 2007, *LabVIEW Advanced Programming Techniques* (CRC Press)
- Bonaccini Calia, D., Feng, Y., Hackenberg, W., Holzlohner, R., Taylor, L., & Lewis, S. 2010, *The Messenger*, 139, 12
- Brandner, W., Rousset, G., Lenzen, R., Hubin, N., Lacombe, F., Hofmann, R., Moorwood, A., Lagrange, A. M. et al. 2002, *The Messenger*, 107, 1
- Buffington, A., Crawford, F. S., Muller, R. A., & Orth, C. D. 1977, *Optical Society of America*, 67, 304
- Buscher, D. F., Armstrong, J. T., & Hummel, C. A. 1995, *Applied Optics*, 34, 1081
- Chen, Y., Wang, S.-h., Xu, Y.-n., & Dong, Y.-b. 2013, in 2013 IEEE International Conference on Green Computing and Communications (GreenCom) and IEEE Internet of Things (iThings) and IEEE Cyber, Physical and Social Computing (CPSCom) (IEEE), 1962–1966
- Cheng, J. 2010, *The Principles of Astronomical Telescope Design* (Springer Science & Business Media)
- Davies, R. & Kasper, M. 2012, *Annual review of astronomy and astrophysics*, 50, 305
- Dequidt, A. & Oswald, P. 2007, *Europhysics Letters (EPL)*, 80, 26001
- Fraga, L., Kunder, A., & Tokovinin, A. 2013, *The Astronomical Journal*, 145, 165

- Fried, D. L. 1966, *Journal of the Optical Society of America*, 56, 1380
- Gendron, E. 1994, in *Active and adaptive optics: ESO Conference and Workshop Proceedings*, 187
- Genzel, R., Burkert, A., Bouche, N., Cresci, G., Schreiber, N. M. F., Shapley, A., Shapiro, K., Tacconi, L. J. et al. 2008, *arXiv.org*, 59
- Ghez, A. M., Hornstein, S. D., Lu, J. R., Bouchez, A., Le Mignant, D., van Dam, M. A., Wizinowich, P., Matthews, K. et al. 2005, *The Astrophysical Journal*, 635, 1087
- Hardy, J. W. 1998, *Adaptive Optics for Astronomical Telescopes* (Oxford, New York: Oxford University Press)
- Hardy, J. W., Lefebvre, J. E., & Koliopoulos, C. L. 1977, *Journal of the Optical Society of America*, 67, 360
- Hart, M. 2010, *Applied Optics*, 49, D17
- Hayano, Y., Takami, H., Guyon, O., Oya, S., Hattori, M., Saito, Y., Watanabe, M., Murakami, N. et al. 2008, *Adaptive Optics Systems*. Edited by Hubin, 7015, 701510
- Hecht, E. 2001, *Optics 4th edition* (Addison-Wesley)
- Hinz, P. M., Rodigas, T. J., Kenworthy, M. A., Sivanandam, S., Heinze, A. N., Mamajek, E. E., & Meyer, M. R. 2010, *arXiv.org*
- Hippler, S., Hormuth, F., Butler, D. J., Brandner, W., & Henning, T. 2006, *Optics Express*, 14, 10139
- Innocenti, C. & Consortini, A. 2004, *Optics in Atmospheric Propagation and Adaptive Systems VI*. Edited by Gonglewski, 5237, 25
- Jolissaint, L. 2006, *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 118, 1205
- Keskin, O., Jolissaint, L., & Bradley, C. 2006, *Applied Optics IP*, 45, 4888
- Kolmogorov, A. N. 1991, *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 434, 9
- Lardièrre, O., Conan, R., Bradley, C., Jackson, K., & Hampton, P. 2009, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 398, 1461
- Lawrence, J. S., Ashley, M. C. B., Tokovinin, A., & Travouillon, T. 2004, *Nature*, 431, 278
- Linnik, V. P. 1994, in *Active and adaptive optics: ESO Conference and Workshop Proceedings*, 535
- Love, G. D. 1993, *Applied Optics* (ISSN 0003-6935), 32, 2222
- Love, G. D., Kirby, A. K., & Ramsey, R. A. 2010, *Optics Express*, 18, 7384

- Marois, C., Macintosh, B., Barman, T., Zuckerman, B., Song, I., Patience, J., Lafreniere, D., & Doyon, R. 2008, *Science*, 322, 1348
- Mello, A. T., Kanaan, A., Guzman, D., & Guesalaga, A. 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 440, 2781
- Meyer, L., Do, T., Ghez, A., Morris, M. R., Yelda, S., Schödel, R., & Eckart, A. 2009, *The Astrophysical Journal Letters*, 694, L87
- Moll, F. 2009, PhD thesis, Technische Universität München (TUM). Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik
- Neichel, B., Rigaut, F., Vidal, F., van Dam, M. A., Garrel, V., Carrasco, E. R., Pessev, P., Winge, C. et al. 2014, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 440, 1002
- Newton, I. 1718, *Opticks: Or, A Treatise of the Reflections, Refractions, Inflections and Colours of Light*.
- Platt, B. C. 2001, *Journal of Refractive Surgery*
- Putnam, I. B. & Cain, S. C. 2012, Air Force Institute of Technology, 2950 Hobson Way,
- Racine, R. & Ellerbroek, B. L. 1995, *Proc. SPIE Vol. 2534*, 2534, 248
- Rampy, R., Gavel, D., Dillon, D., & Thomas, S. 2012, *Applied Optics*, 51, 8769
- Restaino, S. R. 2003, *On the use of liquid crystals for adaptive optics*, IOP Publishing Ltd
- Restaino, S. R., Andrews, J. R., Martinez, T., Santiago, F., Wick, D. V., & Wilcox, C. C. 2008, *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 10, 4006
- Restaino, S. R., Payne, D., Anderson, M. H., Baker, J. T., Serati, S. A., & Loos, G. C. 1998, *Proc. SPIE*, 3353, 776
- Rhodes, W. T. 2012, *Appl. Opt.*, 51, A11
- Rigaut, F., Neichel, B., Boccas, M., d'Orgeville, C., Vidal, F., van Dam, M. A., Arriagada, G., Fesquet, V. et al. 2013, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 437, 2361
- Roddier, F. 1981, In: *Progress in optics. Volume 19*. Amsterdam, 19, 281
- . 1999, *Adaptive optics in astronomy*. Edited by Francois Roddier (Institute for Astronomy, University of Hawaii: Cambridge University Press)
- Roggemann, M. C., Welsh, B. M., Montera, D., & Rhoadarmer, T. A. 1995, *Applied Optics* IP, 34, 4037
- Saint-Jacques, D. 2004, PhD thesis, Corpus Christi College and Cavendish Astrophysics Group
- Sarazin, M. & Roddier, F. 1990, *Astronomy and Astrophysics*, 227, 294

- Scalia, J. P. F. L. G. & Scalia, G. 2012, *Current Applied Physics*, 12, 1387
- Serway, R. & Jewett, J. 2013, *Physics for Scientists and Engineers with Modern Physics* (Cengage Learning)
- Southwell, W. H. 1980, *Journal of the Optical Society of America Applied Optics*, 70, 998
- Stephen, M. J. & Straley, J. P. 1974, *Reviews of Modern Physics*, 46, 617
- Stull, R. B. 1989, *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*, Vol. 126 (London: Kluwer Academic Publishers), 308–309
- Tharp, J. S. & Tyson, R. K. 2004, *Advancements in Adaptive Optics*. Edited by Domenico B. Calia, 5490, 805
- Thomas, S. 2004, *EAS Publications Series*, 12, 177
- Tyson, R. K. 1996, *Applied Optics*, 35, 3640
- Viard, E., Le Louarn, M., & Hubin, N. 2002, *Journal of the Optical Society of America Applied Optics*, 41, 11
- Voitsekovich, V. V. 1995, *Journal of the Optical Society of America A: Optics*, 12, 1346
- Wildi, F. P., Brusa, G., Lloyd-Hart, M., Close, L. M., & Riccardi, A. 2003, *Astronomical Adaptive Optics Systems and Applications*. Edited by Tyson, 5169, 17
- Wizinowich, P. 2013, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 125, 798
- Wizinowich, P. L., Le Mignant, D., Bouchez, A. H., Campbell, R. D., Chin, J. C. Y., Contos, A. R., van Dam, M. A., Hartman, S. K. et al. 2006, *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 118, 297
- Xu, S., Li, Y., Liu, Y., Sun, J., Ren, H., & Wu, S.-T. 2014, *Micromachines*, 5, 300