

FACULDADE DE TECNOLOGIA DE SÃO PAULO
CURSO DE TECNOLOGIA EM MATERIAIS

FERNANDO ANTÔNIO FELICIO ALBUQUERQUE

**SIMULAÇÃO DE SISTEMAS ÓPTICOS APLICADOS À CARACTERIZAÇÃO
DE MATERIAIS E DIAGNÓSTICOS EM FUSÃO TERMONUCLEAR**

São Paulo
2021

FERNANDO ANTÔNIO FELICIO ALBUQUERQUE

SIMULAÇÃO DE SISTEMAS ÓPTICOS APLICADOS À CARACTERIZAÇÃO
DE MATERIAIS E DIAGNÓSTICOS EM FUSÃO TERMONUCLEAR

Trabalho de conclusão de curso apresentado à Faculdade de Tecnologia de São Paulo, como parte dos requisitos necessários para a obtenção do título de Tecnólogo em Materiais com ênfase em materiais metálicos sob orientação do Prof. Dr. Cezar Soares Martins.

Data da aprovação: __/__/____

Orientador: Prof. Dr. Cezar Soares Martins

Prof. Dr. José Helder Facundo Severo

Prof. Dr. Valdemar Bellintani Jr.

AGRADECIMENTOS

Primeiramente a Deus, que independentemente de conceito ou religião, é parte, direta ou indiretamente de todo evento a todo instante, pois este se materializa no Universo e na Natureza.

Agradeço imensamente o Prof. Dr. Cezar Soares Martins, antes de tudo um grande amigo, além de orientador, com quem aprendi algo novo em todos os dias de convívio.

Aos meus pais, Luciana e Fernando, minha irmã Gabriele, meu padrinho Paulo, meus avós Lucy e Geraldo, meus tios Adriana, Junior, Juliana, Dudu, e Cláudia, meus primos Jady, João e Maria Eduarda e minha afilhada Maria Fernanda, pela enorme paciência, ajuda e apoio.

À Ketlyn, por todo o amor, paciência, incentivo, ajuda e por nunca deixar de acreditar em mim.

Aos meus amigos Padoves, Matheus, Bonifácio, Caique, Amanda, Vitor, Khalyll, Anna, Pinheiro e Kennedy, além de todos que não cabem aqui, pelas revisões, amizade e bons momentos.

Aos meus colegas de curso Julia, Samuel, Wellington, Jânio, Mari, Juliana, Murilo, Joyce, Fábio, Carina, Vitória, Isabela, Bia, Karina, e Bruna pela ajuda, apoio e amizade.

Ao Eng. Domenico, aos Professores da Física e do curso de Materiais, por todo o aprendizado, apoio e amizade.

Ao Prof. Dr. José Helder e ao Prof. Dr. Valdemar, por toda ajuda e ensinamentos na óptica, na física do plasma e fusão termonuclear.

Ao Prof. Me. Hildebrando e Prof. Me. Marcus por serem a base pelo meu entendimento como pessoa e pelos meus interesses acadêmicos.

Aos meus colegas de laboratório e do grupo de óptica Lucas, Igor, Gustavo, Gabriel, Jaqueline, André, Mayara, Marlon, Clecio, Douglas e Luciana por toda ajuda e conhecimento.

Ao Laboratório de Física do Plasma do IFUSP, ao Grupo de Desenhistas Ópticos e à FAPESP (2014/13296-8) pelo auxílio e recursos.

Ao Laboratório Didático de Física e à FATEC-SP, que são praticamente minha segunda casa.

“Quer você acredite que consiga fazer uma coisa ou não, você está certo”

(Henry Ford)

RESUMO

A óptica é uma área importantíssima de estudo e trabalho da humanidade desde tempos antigos, responsável pelo nosso sentido mais importante e por fenômenos que despertam o interesse humano. O entendimento da luz como onda eletromagnética, por Maxwell em 1886, possibilitou estudos dos mais diversos tipos e nas mais diversas áreas. Este trabalho tem como objetivo revisar os fundamentos da óptica física e gaussiana com a finalidade de compreender os fundamentos do *design* óptico via *software*. Objetiva-se também fazer um estudo acerca do efeito Kerr, um efeito eletro e magneto-óptico, que pode ser utilizado tanto para microscopia quanto para a caracterização de materiais em função de suas propriedades magnéticas, e utilizá-lo como fundamento para o desenvolvimento e aperfeiçoamento de um sistema de medidas denominado magnetômetro a efeito Kerr. Os softwares utilizados para o design das lentes e análise de luminosidade nos sistemas foram o OSLO, o *TracePro* e o *Zemax OpticsStudio*. Além disso, em parceria com o Instituto de Física da USP, afim de fazer um estudo do transporte de impurezas de carbono no plasma do TOKAMAK TCABR, foi desenvolvido o projeto de um acoplador óptico para diagnóstico das diferentes emissões espectrais atômicas em uma janela equatorial do TOKAMAK, de modo que futuramente, comparando-se a distribuição radial de impurezas experimentalmente, poderão ser obtidas informações sobre o transporte e a densidade de impurezas na coluna de plasma, informações estas extremamente importantes para viabilizar o projeto de fusão nuclear em reatores.

Palavras-Chave: Óptica. Efeitos Magneto-ópticos. Dispositivos ópticos. Transporte de impurezas no Plasma.

ABSTRACT

The optics is a very important area of study and work of mankind since ancient times, responsible for our most important sense and for phenomena that arouse the human interest. The understanding of light as an electromagnetic wave by Maxwell at 1886 enabled studies of the most different kinds at different areas. This work aims to to review the fundamentals of physical and Gaussian optics in order to understand the fundamentals of optical design via software. It also aims to use the optics to do the study about the Kerr effect, an electro and magneto-optical effect which can be used such as microscopy as well as characterization of materials in function of their magnetic properties and use it as foundation to the development and improvement of a measurement system called Kerr effect magnetometer. The software used for lens design and luminance analysis in the systems were OSLO, TracePro and Zemax OpticsStudio. In addition, in a partnership with the USP's physics institute in order to do a study of the carbon impurities transportation at the TCABR TOKAMAK plasma, was developed a project of an optical coupler for diagnosis of different atomical emission spectrum in an TOKAMAK equatorial window, in order to, hereafter, comparing the radial distribution of impurities obtained experimentally, there could be obtained informations above transportation and density of impurities at the plasma column, information that is extremely important to enable the project of nuclear fusion in reactors.

Key words: Optics. Magneto-optical effects. Optical devices. Impurities transportation in plasma.

Lista de Ilustrações

- Figura 1: Dedução do Princípio de Fermat. Fonte: Mcleod, Robert. **First Order Optical System Design**. 15
- Figura 2: À Esquerda, as Curvas para a Refletância do Modo s , p , e a Refletividade Total T em Função do Ângulo de Incidência do Feixe, e à Direita, a Transmitância. Fonte: Grant, Barbara. **Field Guide Of Radiometry**. Spie Press, 2011 18
- Figura 3: Janelas Ópticas de Fibras Ópticas Comerciais Utilizadas em Sistemas de Informação no Início dos Anos 80, Final dos Anos 80 e Fibras Modernas. Fonte: Goff, David R. **Fiber Optic Video Transmission**. 1ª Ed. Focal Press, 2003 19
- Figura 4: Exemplo de Traçado de Raios Destacando o Raio Marginal (Em Vermelho) E O Raio Principal (Em Azul). Fonte: Mcleod, Robert. **First Order Optical System Design**. Adaptado 22
- Figura 5: Acima, a Distribuição de Amplitude em Formato de Gaussiana de um Spot de um Feixe de Laser. Abaixo, a Variação do Raio do Feixe ω e da Curvatura da Frente de Onda R com a Posição z . Fonte: Boyd, Robert. **Nonlinear Optics**. Adaptado 27
- Figura 6: Lente Simples Modificando a Geometria de uma Onda Plana Incidente, se Tornando Esférica. Fonte: Paschoatta, Rudiger. **Lenses**. Disponível Em: <<https://www.Rp-Photonics.Com/Lenses.Html>> Adaptado 28
- Figura 7: Uma Somatória de Diferentes Frequências Espaciais com Amplitudes Complexas Resulta numa Imagem Bidimensional Plana de Jean-Baptiste Joseph Fourier (1768-1830). Fonte: Ee 485, Lih Y. Lin, **Fourier Optics**, 2004. Disponível Em: <<http://Faculty.Washington.Edu/Lylin/Ee485w04/Ch4.Pdf>> Adaptado 29
- Figura 8: Sistema de Difração com Abertura Circular. Fonte: Eugene Hetch, **Optics**, 2017. Adaptado 30
- Figura 9: Disco de Airy. Fonte: **Wikipedia**. 32
- Figura 10: A) Aberração Cromática de uma Lente B) Dupleto Acromático. Fonte: Edmund Optics, **Chromatic And Monochromatic Optical Aberrations**. Disponível Em: <<https://www.Edmundoptics.Eu/Knowledge-Center/Application-Notes/Optics/Chromatic-And-Monochromatic-Optical-Aberrations/>> Adaptado 37

Figura 11: Aberração de Frente de Onda e de Raios. Fonte: Mcleod, Robert. <i>Design Of High-Performance Optical Systems. Adaptado</i>	38
Figura 12: Lente Esférica com Aberração e Lente Esférica sem Aberração Esférica. Fonte: Intech Open. <i>Aberration Correction With Intraocular Lenses. Adaptado</i>	41
Figura 13: Aberração Coma. Fonte: Mcleod, Robert. <i>Design Of High- Performance Optical Systems. Adaptado</i>	42
Figura 14: Aberração Astigmatismo. Fonte: Becker, J.F. <i>Physics 52 Heat And Optics. San Jose University. Adaptado</i>	43
Figura 15: Curvatura de Campo. Fonte: Mcleod, Robert. <i>Design Of High- Performance Optical Systems. Adaptado</i>	44
Figura 16: Imagem Quadrada Sofrendo Distorção. Fonte: Mcleod, Robert. <i>Design Of High-Performance Optical Systems. Adaptado</i>	45
Figura 17: Padrões de Difração sob Polinômios de Zernike. Fonte: Mcleod, Robert. <i>Design Of High-Performance Optical Systems. Adaptado</i>	48
Figura 18: Propagação de Uma Onda Eletromagnética. Fonte: Emagtech. <i>Basic Electromagnetic Theory.</i> Disponível Em: < Http://Www.Emagtech.Com/Wiki/Index.Php/Basic_Electromagnetic_Theory > <i>Adaptado</i>	49
Figura 19: Efeito Faraday. Fonte: Wikipedia. <i>Faraday Effect.</i> Disponível Em: < Https://En.Wikipedia.Org/Wiki/Faraday_Effect >	54
Figura 20: Efeito Kerr Magneto-Óptico. Fonte: Efeito Kerr Magneto-Óptico Espectral E Sperimagnetismo De Filmes Amorfos De Terra Rara-Co. <i>APB Tufale</i>	55
Figura 21: Seção Transversal do Magnetômetro a Efeito Kerr. Fonte: <i>Próprio Autor</i>	57
Figura 22: Arranjo Experimental do Diagnóstico de Transporte de Impurezas. Fonte: <i>Projeto De Um Acoplador Óptico De Alto Campo De Visão Para Diagnóstico De Transporte De Impurezas No Tokamak Tcabr. 28° Siicusp</i>	58
Figura 23: Seção Transversal do Acoplador Óptico de Alto Campo de Visão. Fonte: <i>Próprio Autor</i>	59
Figura 24: <i>Surface Data</i> do Software Oslo para o Magnetômetro a Efeito Kerr. Fonte: <i>Próprio Autor</i>	60
Figura 25: Diagrama de <i>Spot</i> para o Magnetômetro a Efeito Kerr. Fonte: <i>Próprio Autor</i>	60

Figura 26: Aberrações do Sistema do Magnetômetro a Efeito Kerr. Fonte: Próprio Autor	61
Figura 27: Sistema para Análise do ZnS. Fonte: Próprio Autor	62
Figura 28: Parcela da Energia Contida no <i>Spot</i> no Detector em Função do Raio e Comparação dos <i>Spots</i> Antes e Depois da Optimização. Fonte: Próprio Autor	63
Figura 29: Intensidade no <i>Spot</i> do Magnetômetro sem a Aplicação de Camada Antirrefletora. Fonte: Próprio Autor	64
Figura 30: Intensidade no <i>Spot</i> do Magnetômetro com a Aplicação de Camada Antirrefletora. Fonte: Próprio Autor	64
Figura 31: <i>Surface Data</i> do Software Zemax Opticstudio para a Acoplador Óptico. Fonte: Próprio Autor	65
Figura 32: Diagrama de <i>Spot</i> para o Acoplador Óptico para os Três Comprimentos de Onda F, d e C de Fraunhofer. Fonte: Próprio Autor ...	66
Figura 33: Aberrações do Sistema do Acoplador Óptico. Fonte: Próprio Autor	67
Figura 34: Soma de Seidel Desconsiderando-se a Distorção. Fonte: Próprio Autor	68
Figura 35: Soma de Seidel Considerando-Se a Distorção. Fonte: Próprio Autor	69

SUMÁRIO

1.	Introdução.....	11
2.	Revisão Bibliográfica	12
2.1.	Natureza da Luz	12
2.2.	Interação Luz-Matéria.....	14
2.3.	Propriedades Radiométricas dos Materiais	16
2.4.	Sistemas Ópticos.....	20
2.5.	Óptica Gaussiana.....	26
2.6.	Óptica de Fourier.....	28
2.7.	Invariante de Lagrange.....	33
2.8.	Aberrações Ópticas	34
2.8.1.	Aberração Cromática.....	35
2.8.2.	Aberrações de Raios	37
2.8.3.	Aberrações de Frente de Onda	45
2.9.	Polarização da Luz	49
2.10.	Efeitos magneto-ópticos.....	52
3.	Materiais e Métodos.....	56
3.1.	Magnetômetro a efeito Kerr.....	56
3.2.	Acoplador óptico de alto campo de visão	57
4.	Resultados e discussão	59
4.1.	Magnetômetro a efeito Kerr.....	59
4.2.	Acoplador óptico de alto campo de visão	65
5.	Conclusões	70
	Bibliografia.....	71
	Apêndice A – Trabalhos publicados	73

1. Introdução

O desenvolvimento de novas tecnologias nas mais diversas áreas está intimamente associado ao desenvolvimento de novos tipos de materiais e formas de geração de energia limpa, visando a redução dos danos cometidos pelo homem ao meio ambiente.

Se faz necessário para o estudo de novos materiais a caracterização de suas propriedades físicas e químicas observando a forma com que será possível a aplicação destas propriedades e tentando unificar diferentes propriedades de diferentes materiais numa mistura, numa liga, visando o melhor desempenho.

Diferentes formas de caracterização podem ser aplicadas aos mais diversos tipos de materiais para diversos tipos de análises, sejam elas destrutivas ou não destrutivas.

Uma forma sofisticada de caracterização de materiais é a análise da luz, seja ela emitida, refletida, transmitida ou absorvida pelo material. Através do estudo da luz é possível observar diversos tipos de propriedades e características do material, como por exemplo sua microestrutura.

A análise das propriedades ópticas dos materiais é feita a muito tempo e em diversas situações. Um corpo metálico em alta temperatura brilha, em uma cor avermelhada, alaranjada, amarelada ou branca conforme há o aumento de temperatura, logo, não há a necessidade de equipamentos para a aferição precisa da temperatura do metal aquecido, é necessário apenas verificar seu brilho (LOPES, 2009).

Propriedades magnéticas também podem ser analisadas via meios ópticos, como a análise da luz refletida por um material magnetizado pode ser utilizada para microscopia e análise de suas propriedades.

Para fazer análises mais complexas e mais precisas se faz necessário aumentar a capacidade de obter informação através da luz obtida da amostra. Uma forma de fazer isso é focalizando a maior quantidade de luz possível no menor ponto detector possível, aumentando então a energia obtida. (SANTOS, 1996)

Para a realização, então, se faz necessário entender bem como a luz é emitida por um objeto e chega ao observador, através de um sistema óptico.

Logo, o objetivo deste trabalho é fazer o estudo e simulação via software de sistemas ópticos aplicados à caracterização de materiais magnéticos e à fusão termonuclear, destacando os fenômenos físicos a serem analisados e como serão obtidos dados experimentais utilizando os sistemas desenvolvidos.

2. Revisão Bibliográfica

2.1. Natureza da Luz

Luz é um campo eletromagnético oscilante, com frequência e comprimento de onda, que se propaga no vácuo. Todas as ondas eletromagnéticas se propagam no vácuo à velocidade da luz, segundo a teoria de Maxwell. As equações de Maxwell, que descrevem a propagação de ondas eletromagnéticas, serão apresentadas a seguir: (HALLIDAY, 2009)

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0 \quad (2.2)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \mu_0 \vec{J} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.4)$$

A equação (2.1) é a lei de Gauss, que diz que, conforme o divergente do campo elétrico é não nulo, o fluxo do campo elétrico não é conservativo, ou seja, há uma variação no fluxo elétrico causada por uma densidade de carga ρ normalizada pela permissividade elétrica do vácuo, ϵ_0 .

A equação (2.2) é a lei de Gauss para o magnetismo. Seja o divergente do campo magnético nulo, o fluxo do campo magnético é conservativo, não havendo alteração da quantidade de fluxo. Em qualquer ponto do campo eletromagnético não há a existência de “carga magnética” livre, um monopolo magnético, existe sempre simultaneamente a mesma quantidade de cargas magnéticas positivas (norte) quanto há negativas (sul), conforme verificado experimentalmente.

No possível caso da detecção de um monopolo magnético, o divergente do campo magnético H resultaria densidade de carga magnética ρ normalizada pela permeabilidade magnética do vácuo, μ_0 .

Ambas as equações (2.3), lei de Faraday e (2.4), lei de Ampère-Maxwell, descrevem as oscilações dos campos elétrico e magnético com o tempo, respectivamente. A lei de Faraday diz que a oscilação de um campo magnético com o tempo é capaz de gerar um campo elétrico sobre uma superfície e vice versa. A lei de Ampère-Maxwell diz que tanto o fluxo ordenado de cargas elétricas em uma área, denominado fluxo de corrente, quanto a oscilação de um campo elétrico com o tempo podem causar um campo magnético sobre uma superfície, e assim vice-versa. (HALLIDAY, 2009)

Aplicando-se o teorema da divergência na equação (2.3), considerando a ausência de cargas elétricas no espaço, obtemos:

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \nabla^2 E \quad (2.5)$$

$$-\frac{\partial}{\partial t}(\vec{\nabla} \times \vec{H}) = \vec{\nabla}(0) - \nabla^2 E \quad (2.6)$$

$$\nabla^2 E = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (2.7)$$

Seja a identidade do laplaciano $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$, é possível verificar que a equação (2.7) se assemelha à equação de onda tridimensional:

$$\nabla^2 f - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} = 0 \quad (2.8)$$

Onde v é a velocidade de propagação da onda. Logo, obtemos a partir das equações de Maxwell a velocidade de propagação da luz:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} = 2,997925 \times 10^8 \text{ m/s} \quad (2.9)$$

Tentativas de determinar o valor da velocidade da luz foram feitas em experimentos por diversos cientistas como Galileu, que tentou medir o tempo com que se verificava o sinal de uma tocha à distância, chegando à conclusão

de que a velocidade da luz era infinita. Rømer mediu a diferença do tempo previsto para o observado dos eclipses de luas de Jupiter e concluiu que o valor era finito. Já Fizeau, em 1849 utilizando um dispositivo opto-mecânico conseguiu chegar ao valor para a velocidade da luz de $3,133 \times 10^8$ m/s, muito próximo do valor real.

Mais tarde os físicos estadunidenses Michelson e Morley desenvolveram seu famoso dispositivo óptico, o interferômetro, com o qual dentre outras coisas obtiveram um valor mais preciso para a velocidade da luz, com sua incerteza sendo reduzida a por volta de 1.000 m/s. (HALLIDAY, 2009)

A velocidade da luz no vácuo é a maior velocidade que um corpo pode obter. Como a velocidade da luz é uma função da permissividade elétrica e da permeabilidade magnética, a luz se propaga num material a uma velocidade inferior à que se propaga no vácuo devido a suas propriedades elétricas e magnéticas.

2.2. Interação Luz-Matéria

Do mesmo modo que a luz se propaga no vácuo a uma velocidade em função da permissividade elétrica e da permeabilidade magnética do vácuo, a luz se propaga num material em função da permissividade elétrica e da permeabilidade magnética do material: (CALLISTER, 2012)

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu\varepsilon}} \quad (2.10)$$

Luz se propaga no espaço como uma onda. No momento em que a radiação eletromagnética incidente encontra a estrutura do material, os elétrons dos átomos constituintes do material vibram. A vibração dos elétrons caracteriza um campo elétrico oscilante e então há a emissão de radiação eletromagnética transversalmente à radiação incidente, pelo material. A radiação eletromagnética incidente então interfere com a radiação emitida pelo material, reduzindo sua velocidade de propagação. A taxa de redução da velocidade de propagação da luz no material é chamada de índice de refração.

$$n = \frac{c}{v} = \frac{\sqrt{\mu\varepsilon}}{\sqrt{\mu_0\varepsilon_0}} \quad (2.11)$$

A luz transmitida por um material sofre alteração de sua velocidade de fase devido ao índice de refração. As diferenças dos índices de refração dos meios por onde a luz se propaga induz uma alteração no ângulo de propagação da luz de um meio para outro, com relação à superfície de interface, como demonstrado pela lei de Snell. (SMITH, 2000)

$$n \sin \theta = n' \sin \theta' \quad (2.12)$$

Uma forma de dedução da lei de Snell é através do princípio de Fermat. O princípio de Fermat determina que a função que descreve o tempo gasto pelo raio de luz que se propaga de um ponto a outro nas possíveis trajetórias deve possuir um máximo ou um mínimo. Em outras palavras, o raio escolherá o caminho onde o tempo gasto será o menor possível.

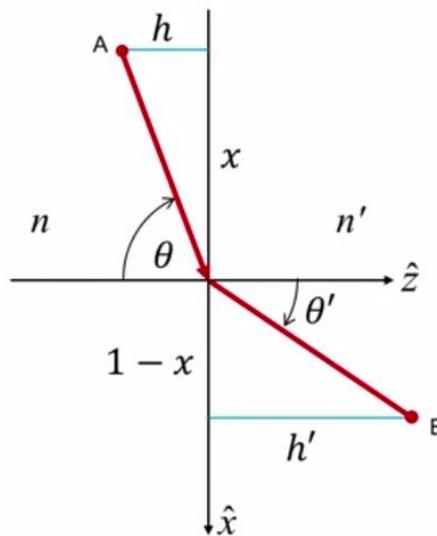


Figura 1: Dedução do Princípio de Fermat. Fonte: MCLEOD, ROBERT. *First order optical system design*.

Analisando-se a figura 1, um raio de luz partindo do ponto A, em um meio de índice de refração n para o ponto B, em um meio de índice de refração n' , nota-se o caminho óptico percorrido pelo raio:

$$S = n\sqrt{x^2 + h^2} + n'\sqrt{(1-x)^2 + h'^2} \quad (2.13)$$

Sendo, segundo o princípio de Fermat, para o tempo necessário para completar o trajeto com relação a x temos que $\frac{dS}{dx} = 0$, portanto:

$$n \frac{x}{\sqrt{x^2 + h^2}} + n' \frac{-(1-x)}{\sqrt{(1-x)^2 + h'^2}} = 0 \quad (2.14)$$

Substituindo-se os termos então pelas identidades trigonométricas correspondentes,

$$n \operatorname{sen}\theta - n' \operatorname{sen}\theta' = 0 \quad (2.15)$$

A equação (2.15) é semelhante a equação (2.12). Tem-se então a lei de Snell. (SMITH, 2000)

2.3. Propriedades Radiométricas dos Materiais

A propriedade que determina a quantidade de energia transmitida de uma superfície a outra pelo material é sua transmitância. O sufixo -tância indica geralmente que o material é não puro, como por exemplo um vidro de sílica, SiO_2 , que contém a presença de modificadores de rede, como o óxido de sódio, Na_2O , um fundente. Para materiais puros, como uma liga pura de alumínio da série 1xxx, é comum usar o termo terminado no sufixo -tividade, no caso, transmitividade. (CALLISTER, 2012)

A transmitância total de um material é a potência espectral transmitida, a potência transmitida derivada com relação ao comprimento de onda, dividida pela potência incidente. A potência em termos radiométricos é denominada fluxo radiante. (GRANT, 2011)

$$\tau = \frac{\Phi_t}{\Phi_i} = \frac{\int_0^\infty \tau(\lambda) \Phi_{\lambda i} d\lambda}{\int_0^\infty \Phi_{\lambda i} d\lambda} \quad (2.16)$$

Uma fração da energia incidente na superfície do material sempre retorna ao seu hemisfério de origem independente das propriedades ópticas do material, no fenômeno da reflexão. A quantidade de energia refletida depende

da direção do feixe incidente, das propriedades da superfície refletora e do comprimento de onda. Analogamente à transmitância, a refletância é a potência espectral refletida dividida pela potência incidente:

$$\rho = \frac{\Phi_t}{\Phi_i} = \frac{\int_0^\infty \rho(\lambda) \Phi_{\lambda i} d\lambda}{\int_0^\infty \Phi_{\lambda i} d\lambda} \quad (2.17)$$

A eficiência da quantidade de radiação refletida ou transmitida em um sistema são determinadas através as equações de Fresnel. Para as equações de Fresnel, usa-se da polarização da luz, que é a direção com o qual se aponta o campo elétrico da onda eletromagnética. (GRANT, 2011)

A onda pode estar polarizada em dois estados, do modo p, paralelo ao plano de incidência da radiação, e do modo s, perpendicular ao plano de incidência (s vem da palavra em alemão para perpendicular, *senkrecht*).

$$\rho_p = \frac{(n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2)}{(n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2)^2} \quad (2.18)$$

$$\rho_s = \frac{(n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2)}{(n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2)^2} \quad (2.19)$$

$$\tau_p = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{(n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2)^2 X} \quad (2.20)$$

$$\tau_s = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{(n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2)^2 X} \quad (2.21)$$

As equações (2.18) – (2.21) representam a refletância ρ e transmitância τ de uma onda em determinado estado de polarização, p ou s, onde $X = \frac{n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1}$.

No caso da luz não polarizada, é verificada a lei de Snell. (HETCH, 2017)

É possível verificar que a quantidade de radiação não polarizada, refletida ou transmitida, é justamente a média entre as componentes para a luz polarizada de modo paralelo e perpendicular, em função do ângulo de incidência do feixe de luz.

Verifica-se na figura 2 que seja na refletância ou transmitância de um material com índice de refração $n = 2$, ambos os modos de polarização são indistinguíveis a $\theta = 0^\circ$. Para $\theta = 90^\circ$ a refletância, independente do modo de polarização, é nula.

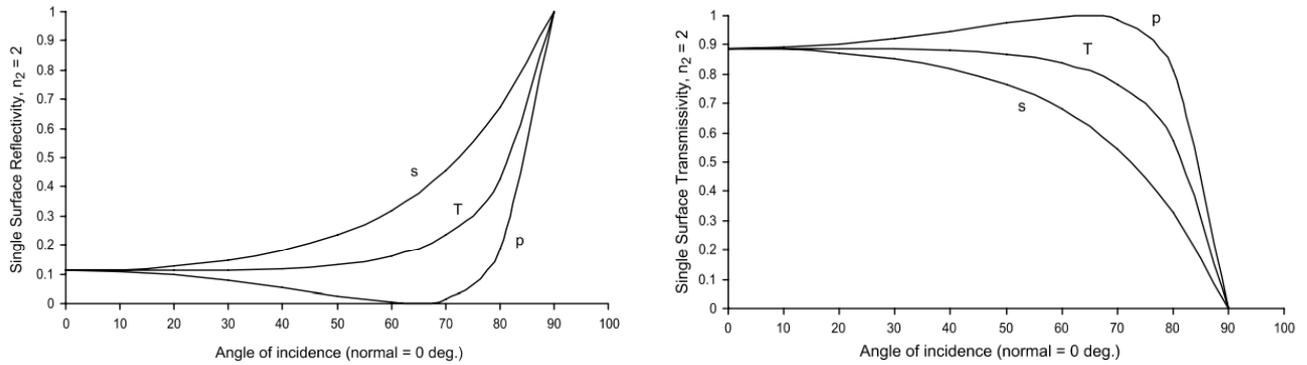


Figura 2: À esquerda, as curvas para a refletância do modo s , p , e a refletividade total T em função do ângulo de incidência do feixe, e à direita, a transmitância. Fonte: GRANT, BARBARA. **Field guide of radiometry**. SPIE Press, 2011

No regime paraxial ($\theta \leq 20^\circ$) os coeficientes de Fresnel permanecem estáveis. Há um ângulo onde a refletividade no modo de polarização p ρ_p é nula, ou seja, não há nenhuma intensidade refletiva para luz polarizada de tal modo. Na figura 2 este ângulo se localiza entre 60° e 70° e é denominado ângulo de Brewster, um valor que depende da razão entre n_1 e n_2 . (SMITH, 2000)

A radiação incidente no material além de ser transmitida ou refletida pode ser absorvida pela estrutura do material. Devido à conservação de energia, a soma das quantidades de radiação transmitida, refletida e absorvida deve ser unitária (GRANT, 2011). Na ausência de fenômenos que modificam o comprimento de onda da luz, como o espalhamento Raman, a soma deve ser verdadeira, independente do comprimento de onda, logo:

$$\tau(\lambda) + \rho(\lambda) + \alpha(\lambda) = 1 \quad (2.22)$$

A absorção acontece pelo processo de transição eletrônica, onde um elétron absorve a energia $h\nu$ de um fóton e migra para um estado excitado de

energia. Após um intervalo de tempo o elétron decairá para seu estado fundamental de energia reemitindo um fóton. A absorptância, semelhantemente à transmitância e refletância, é dada por:

$$\alpha = \frac{\Phi_a}{\Phi_i} = \frac{\int_0^\infty \alpha(\lambda) \Phi_{\lambda i} d\lambda}{\int_0^\infty \Phi_{\lambda i} d\lambda} \quad (2.23)$$

Para que ocorra a absorção é necessário que o material possua a disponibilidade de estados eletrônicos vazios para que ocorra a transição eletrônica. Materiais metálicos possuem tal disponibilidade contínua, de modo que se tornam opacos a quase todo espectro luminoso, com exceção a radiações de alta energia, como raios X e raios γ , para os quais são transparentes.

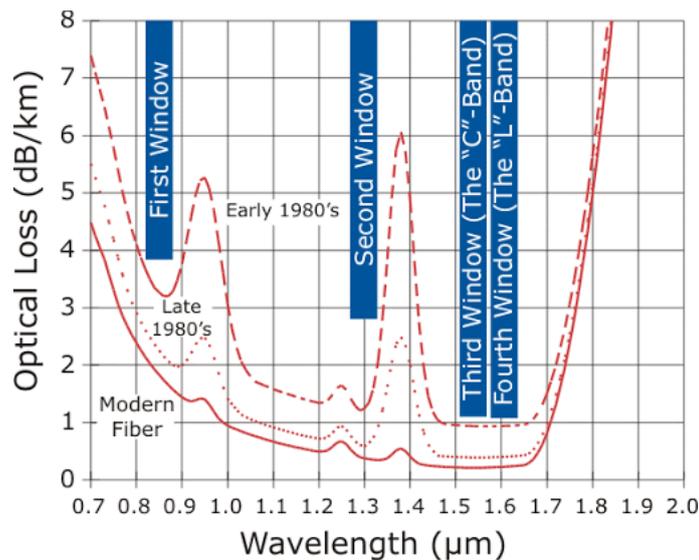


Figura 3: Janelas ópticas de fibras ópticas comerciais utilizadas em sistemas de informação no início dos anos 80, final dos anos 80 e fibras modernas. Fonte: GOFF, DAVID R. **Fiber Optic Video Transmission**. 1ª ed. Focal Press, 2003

Os materiais que costumam ser utilizados em sistemas ópticos são os materiais vítreos. Visando obter a melhor eficiência e reduzir as perdas por absorção, estes materiais, lentes de vidros ópticos e fibras ópticas, possuem faixas no espectro com a qual trabalham com menores perdas por absorção, denominadas janelas ópticas. (GOFF, 2003)

Motivos para a atenuação em fibras ópticas envolvem a contaminação por íons metálicos e por íons hidroxila. No entanto, processos modernos de fabricação mantêm tais contaminações em controle, reduzindo a intensidade da atenuação nas janelas ópticas mais comuns. A primeira janela trabalha com comprimentos de onda no infravermelho próximos ao espectro luminoso, de fácil obtenção e baixo custo.

Já para sistemas com maior precisão, as bandas C (*Common band*) e L (*Long band*) trabalham com comprimentos de onda maiores, mas com baixíssima atenuação. Tais sistemas costumam ser mais longos e usar fibras ópticas amplificadoras dopadas com Érbio (EDFA), que possuem como princípio de funcionamento a reemissão da radiação absorvida pelos íons de Érbio, amplificando o sinal por longas distâncias. (GOFF, 2003)

2.4. Sistemas Ópticos

Sistemas ópticos são sistemas constituídos do agrupamento de elementos de diferentes geometrias e propriedades, normalmente espelhos e lentes, a fim de controlar a direção com que a luz se propaga.

Espelhos são elementos com superfície refletora que refletem a luz incidente, enquanto as lentes são pedaços de vidro óptico, costumeiramente, que redirecionam a luz incidente. Espelhos e lentes convergentes (positivos) convergem a luz em direção ao eixo óptico, um eixo que corta transversalmente o centro do sistema óptico, formando então uma imagem no lado oposto ao lado com que a luz incide.

É propriedade das lentes e espelhos esféricos que o inverso da distância focal pode ser escrito como a soma dos inversos da distância do objeto e da distância da imagem formada, de modo que¹:

$$\frac{n'}{s'} = \frac{n}{s} + \phi \quad \phi = \frac{n' - n}{r} \quad (2.24)$$

¹ A forma gaussiana comum da equação de formação da imagem é mostrada na eq. (2.24). Esta é a forma cartesiana, usada na maioria dos textos avançados de óptica. Outra forma de escrever essa equação usa a regra empírica de convenção de sinais, que aparece na maioria dos textos didáticos introdutórios sobre óptica. Nesse sistema de convenção a eq. (2.24) assume a seguinte forma: $\phi = \frac{n}{s} + \frac{n'}{s'}$

Onde ϕ é o poder da superfície óptica, r é o raio de curvatura da superfície, s é a distância do objeto à lente e s' a distância da imagem à lente.

No caso de a lente estar imersa no vácuo ou no ar, por aproximação, os índices de refração se tornam 1. A distância focal é a distância com que os raios, refletidos ou refratados tendem a convergir. A distância focal determina o poder do elemento óptico, ϕ , que é o inverso da distância focal, medido em Diopteras. Em associações de lentes, os poderes das lentes somam-se. (SMITH, 2000)

Em espelhos, que dependem apenas de sua geometria, a distância focal é justamente a metade do valor do raio de curvatura. Em lentes ocorre a refração da luz, fenômeno que depende do índice de refração do material da lente. Portanto, a forma com que os raios de luz refratados por lentes depende do índice de refração. Então para determinar a distância focal de uma lente em função de sua geometria usa-se a equação (2.25) que é denominada equação do fabricante de lentes,

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad (2.25)$$

Onde r_1 e r_2 são os raios de curvatura das superfícies, anterior e posterior, da lente. A equação do fabricante de lentes é uma aproximação para lentes delgadas, com pouca espessura e índice de refração uniforme.

Lentes espessas podem ser descritas como duas superfícies de poderes diferentes separadas por uma distância d , sua espessura, sob um índice de refração uniforme n . Associando-se então os poderes das superfícies, o poder total da lente:

$$\phi = \phi_1 + \phi_2 + \frac{d}{n} \phi_1 \phi_2 \quad (2.26)$$

A formação da imagem depende também da posição relativa do objeto à lente. Aproximando-se o objeto do plano focal primário de uma lente convergente, isto é, o plano que fica à uma distância focal da superfície anterior da lente, a imagem se afastará do plano focal secundário da lente e ficará

maior, do mesmo modo que se for movido para mais longe, a imagem se aproximará e ficará menor. (SMITH, 2000)

Uma forma de determinar a ampliação da imagem conforme as distâncias do objeto e da imagem é a magnificação lateral, onde h é a altura do objeto e h' a altura da imagem

$$M = \frac{s'}{s} = \frac{h'}{h} \quad (2.27)$$

Uma das formas de análise de um sistema óptico é pelo traçado de raios, consistente em traçar os raios mais importantes do sistema e seus respectivos ângulos, antes e após a refração da superfície óptica.

Os dois raios mais importantes para o traçado de raios são o raio principal (*chief ray*) e o raio marginal (*marginal ray*). O raio marginal parte da intersecção do objeto com o eixo óptico ($y_0 = 0$), passa pela extremidade superior da pupila de entrada e após sofrer a refração, cruza o eixo óptico, determinando a posição da imagem. O raio principal, por sua vez, parte da extremidade superior do objeto ($y_0 = h$), passa pelo centro da pupila e intercepta o plano focal onde vai determinar a altura da imagem.

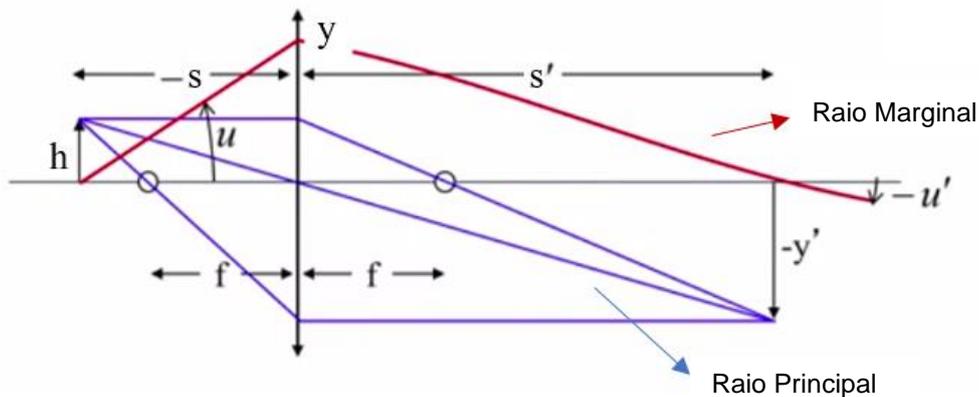


Figura 4: Exemplo de traçado de raios destacando o raio marginal (em vermelho) e o raio principal (em azul). Fonte: MCLEOD, ROBERT. **First order optical system design**. Adaptado

No caso da figura 4, o tamanho do raio da lente, conhecido como semi-diâmetro, age como íris, enquanto que a abertura do sistema (NA) é dada por:

$$NA = n \sin(u) \quad (2.28)$$

A pupila de entrada é o limite com o qual o ângulo u , do raio marginal, alcança seu valor máximo, delimitando o tamanho máximo do cone de luz de entrada no sistema. Cada sistema óptico pode ter apenas uma pupila de entrada que não necessariamente é no início do sistema. (SMITH, 2000)

É possível obter informações analisando-se o raio marginal. Verifica-se que, por semelhança de triângulos, a magnificação angular é o inverso da magnificação lateral. Logo, o produto entre a magnificação lateral e angular é conservado.

$$M_{\theta} = \frac{u'}{u} = \frac{s}{s'} = \frac{1}{M} \quad (2.29)$$

Assumindo-se a aproximação paraxial ($\text{sen}\theta = \text{tan}\theta = \theta$) e lentes delgadas, podemos descrever o caminho óptico através de equações de transmissão e refração.

Analisando a partir da figura 4, obtemos:

$$-s_k = \frac{y_k}{u_k} \quad (2.30)$$

$$s_k = \frac{y_k}{-u'_k} \quad (2.31)$$

Onde y é a altura do raio, u é o ângulo do raio antes da refração e u' , após a refração. O subscrito k representa a grandeza a qualquer superfície k , como por exemplo, y_k é a altura do raio na superfície k . Logo, substituindo na equação (2.24):

$$-\frac{n'u'_k}{y_k} = \phi_k + -\frac{nu_k}{y_k} \quad (2.32)$$

Então, trabalhando algebricamente a equação (2.32), obtemos a equação de refração de um raio à qualquer superfície k :

$$n'_k u'_k = n_k u_k - y_k \phi_k \quad (2.33)$$

Note que desprezando o termo do produto da altura do raio com o poder da superfície, ou seja, analisando apenas a refração na superfície, o termo $n'_k u'_k = n_k u_k$ assemelha-se à lei de Snell, equação (2.12), considerando-se a aproximação paraxial. (SMITH, 2000)

Verifica-se também que conforme o raio caminha uma distância d'_k , a distância entre a superfície k e a superfície $k + 1$, sua altura é a altura original na superfície k somado ao produto do ângulo u'_k pela distância percorrida d'_k , segundo a relação trigonométrica. Ou seja:

$$y_{k+1} = y_k + u'_k d'_k \quad (2.34)$$

A equação (2.34) é a equação de transferência entre duas superfícies e é independente do poder da superfície, depende apenas do ângulo refratado pela superfície anterior e a distância entre ambas as superfícies.

Como as equações (2.33) e (2.34) são lineares, podemos descrever a refração e transferência em sistemas ópticos na forma matricial. Tomando-se um vetor de dois elementos y_k, u_k para a equação de refração (2.33):

$$\begin{bmatrix} y_k \\ u'_k \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{\phi_k}{n'_k} & \frac{n_k}{n'_k} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} y_k \\ u_k \end{bmatrix} = \mathbf{R}_k \begin{bmatrix} y_k \\ u_k \end{bmatrix} \quad (2.35)$$

Tomando-se o mesmo procedimento para a equação de transferência (2.34), com um vetor de dois elementos y_k, u'_k :

$$\begin{bmatrix} y_{k+1} \\ u_{k+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & d'_k \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} y_k \\ u'_k \end{bmatrix} = \mathbf{T}_k \begin{bmatrix} y_k \\ u'_k \end{bmatrix} \quad (2.36)$$

Tem-se então os dois operadores \mathbf{R}_k e \mathbf{T}_k que descrevem a refração e transferência do sistema óptico. Após sucessivas refrações e transferências no sistema óptico, multiplicam-se os operadores variando-se o índice k conforme a superfície. Pode-se reduzir todas as refrações e transferências do sistema, desde o objeto à imagem, utilizando-se uma matriz conjugada:

$$\mathbf{N} \begin{bmatrix} y_0 \\ u'_0 \end{bmatrix} = \mathbf{T}_k \mathbf{R}_k \mathbf{T}_{k-1} \dots \mathbf{T}_1 \mathbf{R}_1 \mathbf{T}_0 \begin{bmatrix} y_0 \\ u'_0 \end{bmatrix} \quad (2.36)$$

A matriz conjugada \mathbf{N} , como é o produto de todos os operadores desde o plano da imagem k até o plano do objeto 0, parte de valores iniciais bem conhecidos y_0 e u'_0 .

A matriz conjugada \mathbf{N} possui propriedades determinantes nas características do sistema óptico. Podemos verificar, realizando a multiplicação da matriz conjugada com o vetor, analisando-se então o comportamento dos termos das equações resultantes:

$$\begin{aligned} y_{k+1} &= N_{11}y_0 + N_{12}u'_0 \\ u_{k+1} &= N_{21}y_0 + N_{22}u'_0 \end{aligned} \quad (2.37)$$

Considerando-se inúmeros raios de luz sendo emitidos isotropicamente do topo de um objeto de altura y_0 , passando pelo sistema óptico, todos os raios tendem a convergir para um único ponto focal, independente do ângulo com que saem do objeto u'_0 . Portanto, para que o sistema seja conjugado e todos os raios emitidos pelo objeto sejam focalizados no mesmo ponto, condição para que se forme uma imagem, o termo N_{12} deve ser igual a zero.

No caso de o sistema ser conjugado ($N_{12} = 0$), observa-se que o termo N_{11} é um coeficiente linear entre a altura do objeto e a altura do feixe no plano. Logo, verifica-se que, isolando-se N_{11} , este termo corresponde à magnificação lateral do sistema.

Analisando o caso em que o objeto localiza-se no eixo óptico, isto é, $y_0 = 0$, o operador N_{22} , do mesmo modo que o operador N_{11} , torna-se um coeficiente linear entre o ângulo da luz emitida pelo objeto e o ângulo após a refração, isto é, a magnificação angular do sistema, o inverso da magnificação lateral.

Por fim, há o caso do raio emitido pelo objeto de altura y_0 que sai paralelo ao eixo óptico, isto é, um raio axial, logo, $u'_0 = 0$. Após sair do sistema óptico o raio sai com um ângulo u_{k+1} . O operador N_{21} é então coeficiente linear entre a altura do objeto e do ângulo após a refração. Analogamente a equação (2.31), a distância focal efetiva, isto é, a distância focal relativa ao sistema óptico e não

aos seus elementos separadamente, é a razão entre o ângulo final e a altura do objeto, logo o operador N_{21} é então o poder do sistema óptico ϕ , negativo. Podemos escrever então a forma da matriz conjugada N como sendo:

$$N = \begin{bmatrix} M & 0 \\ -\phi & M_{\theta} \end{bmatrix} \quad (2.38)$$

Um exemplo de aplicação da matriz conjugada é para um sistema de uma lente, onde ocorrem duas transferências, do objeto à lente e da lente à imagem e apenas uma refração pela lente. A multiplicação das matrizes $T_1 R_1 T_0$ é mostrada a seguir: (SMITH, 2000)

$$N = T_1 R_1 T_0 = \begin{bmatrix} 1 - \phi s' & ss' \left(\frac{-1}{s'} + \frac{1}{s} + \phi \right) \\ -\phi & 1 + \phi s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{s'}{s} & 0 \\ -\phi & \frac{s}{s'} \end{bmatrix} \quad (2.39)$$

2.5. Óptica Gaussiana

O princípio para a formação de imagens é a focalização dos raios de luz em um ponto. Uma lente perfeita focalizaria infinitos raios de luz em um ponto, produzindo um *spot* (mancha), infinitamente pequeno. Convergir infinitos raios em um *spot* infinitamente pequeno implicaria em infinita energia por unidade de área, o que é impossível, logo, em sistemas reais o tamanho do *spot* deve ser finito. (BOYD, 2008)

Raios de luz no regime paraxial seguem uma geometria e amplitude bem definida. Conforme os raios de luz são emitidos a maiores ângulos de abertura, as características do sistema impossibilitam a focalização perfeita em um ponto.

Os feixes emitidos por lasers e que saem de fibras ópticas são feixes gaussianos. Um feixe gaussiano é um feixe que possui seu perfil de intensidade num corte transversal no formato de uma curva gaussiana, isto é:

$$E(r, z) = A_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} e^{-\frac{r^2}{\omega^2(z)}} e^{\frac{ikr^2}{2R(z)}} e^{i\zeta(z)} \quad (2.40)$$

A equação (2.40) demonstra a solução para a equação de onda no regime paraxial. As coordenadas (r, z) representam a distância radial ao eixo central do feixe e a distância axial da cintura do feixe ω_0 (valor com que o raio do *spot* obtém seu valor mínimo), respectivamente. (KOGELNIG e LI, 1966)

O primeiro termo exponencial, $e^{-\frac{r^2}{\omega^2(z)}}$ descreve o formato de uma curva gaussiana no perfil de intensidade de um corte transversal no feixe, como demonstrado abaixo na figura 5. Conforme se aproxima da extremidade do *spot*, ocorre a difração da onda até que é alcançado o raio máximo do *spot*.

É possível determinar então o raio do feixe em função da cintura do feixe e de sua posição no espaço, de modo que:

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2}, \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{\lambda}{\pi}} z_0 \quad (2.41)$$

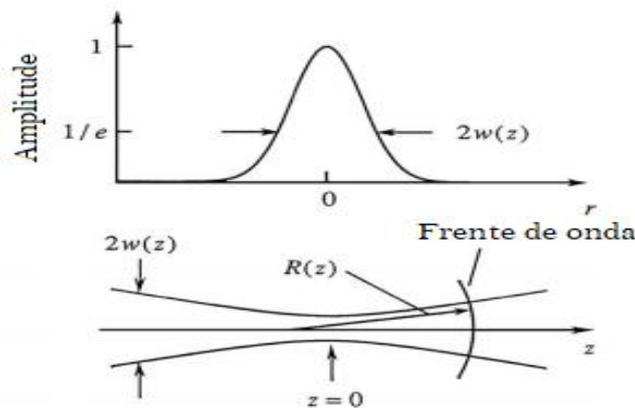


Figura 5: Acima, a distribuição de amplitude em formato de gaussiana de um *spot* de um feixe de Laser. Abaixo, a variação do raio do feixe ω e da curvatura da frente de onda R com a posição z . Fonte: BOYD, ROBERT. **Nonlinear Optics**. Adaptado

O segundo termo exponencial $e^{\frac{ikr^2}{2R(z)}}$ descreve a forma com que a frente de onda do feixe se curva conforme a posição em z . É um termo independente do diâmetro da cintura do feixe ω_0 mas a curvatura $R(z)$ ocorre em função exclusivamente da posição onde a frente de onda se encontra, de modo que:

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2 \right] \quad (2.42)$$

O terceiro termo exponencial $e^{i\zeta(z)}$, conhecido como fase de Gouy, indica uma mudança de fase com relação à uma onda plana à mesma frequência óptica. Isto resulta em uma pequena diferença de espaçamento entre frentes de onda com relação ao comprimento de onda definido por uma onda plana com a mesma frequência. A fase de Gouy pode ser descrita então de forma que: (BOYD, 2008)

$$\zeta(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_0}\right) \quad (2.43)$$

2.6. Óptica de Fourier

O comportamento de um sistema óptico pode ser descrito matematicamente como a forma com que altera os parâmetros da luz incidente. Uma lente simples na qual se incide um feixe com frente de onda plana modifica a geometria da frente de onda, tornando-a esférica, convergindo-a à distância de uma distância focal, apresentando então o padrão de comportamento de um feixe gaussiano. (HETCH, 2017)

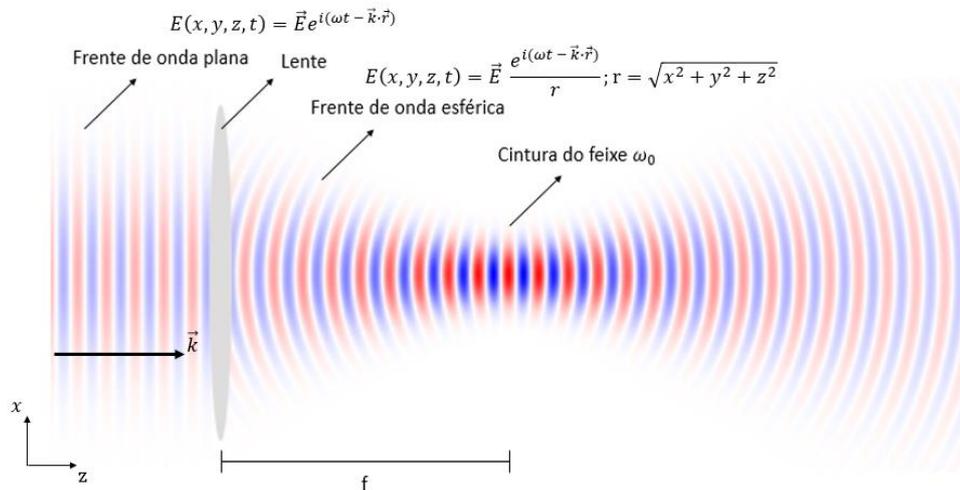


Figura 6: Lente simples modificando a geometria de uma onda plana incidente, se tornando esférica. Fonte: PASCHOATTA, RUDIGER. **Lenses**. Disponível em: <<https://www.rp-photonics.com/lenses.html>> Adaptado

A luz emitida por um objeto é emitida na forma de frente de onda esférica. Lentes chamadas objetivas podem transformar a frente de onda esférica,

saindo do objeto, em uma frente de onda plana num sistema que não realiza a formação de imagem.

Fundamentalmente, uma lente age modificando a fase de uma onda incidente. Então, podemos analisar uma lente como um elemento de difração, isto é, como a forma que uma onda eletromagnética se propaga pelo espaço.

A abertura de um sistema de difração, como uma fenda por onde um feixe de luz se propaga, pode ser descrita como uma função de abertura. Uma função arbitrária $f(x, y)$ pode ser descrita como uma somatória de infinitas funções harmônicas com frequências espaciais (ciclos por unidade de comprimento) diferentes (f_x, f_y) e amplitudes complexas, $F(f_x, f_y)$. (HETCH, 2017)

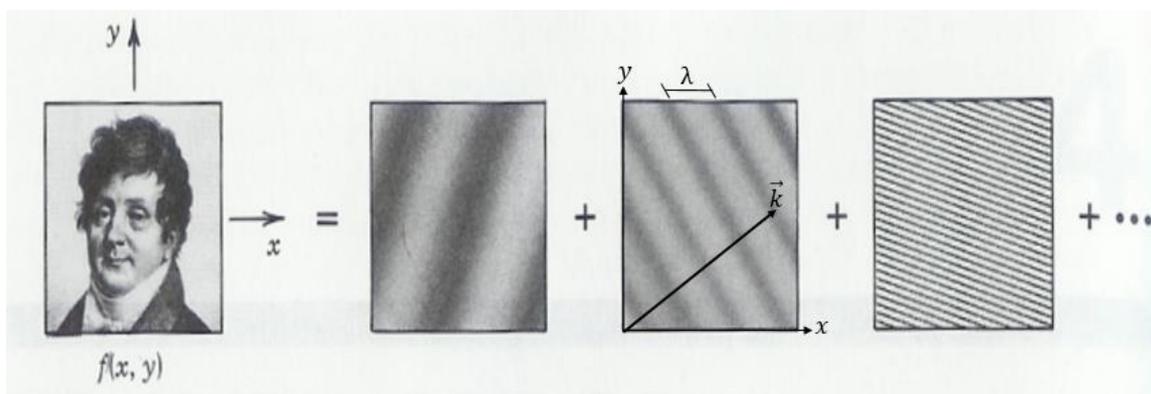


Figura 7: Uma somatória de diferentes frequências espaciais com amplitudes complexas resulta numa imagem bidimensional plana de Jean-Baptiste Joseph Fourier (1768-1830). Fonte: EE 485, Lih Y. Lin, *Fourier Optics*, 2004. Disponível em: <<http://faculty.washington.edu/lylin/EE485W04/Ch4.pdf>>

Adaptado

Logo, analogamente a função arbitrária que pode ser descrita como uma superposição de funções harmônicas, a propagação de uma onda arbitrária no espaço pode ser descrita como uma superposição de ondas planas. Isto é, uma transformada de Fourier.

A abertura de um sistema óptico é geralmente circular. Isto se deve ao formato dos orifícios com que a luz entra no sistema e às lentes, esféricas e cilíndricas, que são circulares em sua vista frontal. São exemplos câmeras fotográficas, telescópios, microscópios e até o olho humano.

Suponha uma fenda circular pequena num plano Σ o suficiente para que ocorra a difração da luz, por onde incide uma onda plana, com uma superfície à pouca distância dessa fenda. A luz incidente atravessa então a fenda e forma

um padrão de difração bem conhecido num plano σ , com franjas de interferência sendo formadas onde ocorre interferência construtiva da luz difratada e espaços escuros onde ocorre interferência destrutiva. Conforme a superfície da imagem se afasta da superfície do orifício, o padrão de difração se torna mais proeminente, com franjas mais proeminentes. Esta forma de difração é conhecida como difração de Fresnel.

Afastando-se o plano de imagem a uma grande distância do plano da fenda o padrão de difração projetado terá se espalhado consideravelmente, mas neste caso uma variação de distância do plano da imagem modificaria apenas o tamanho do padrão de difração, mas não sua forma. Esta forma de difração é conhecida como difração de Fraunhofer.

A luz que chega então no plano da imagem, após passar por uma um orifício circular, como uma lente, tem seu formato definido por um padrão de difração. Utilizando lentes com alto poder óptico podemos fazer com que o plano de imagem se aproxime da abertura sem modificar o formato do padrão de difração, obtendo então em poucas distâncias padrões esperados a grandes distâncias devido à difração de Fraunhofer.

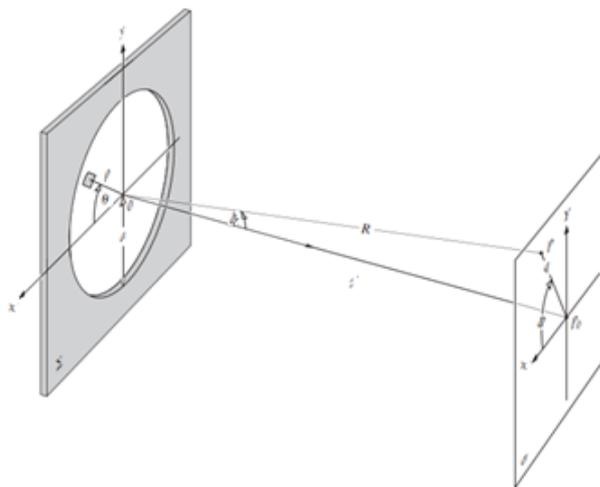


Figura 8: Sistema de difração com abertura circular. Fonte: Eugene Hetch, **Optics**, 2017. *Adaptado*

A perturbação óptica no plano de imagem em um ponto P qualquer pode ser descrita em função dos parâmetros da abertura e da frente de onda incidente. Como consideramos a abertura circular, trabalhamos com

coordenadas esféricas em ambos os planos da abertura e da imagem, de modo que:

$$\tilde{E} = \frac{\epsilon_A e^{i(\omega t - kR)}}{R} \int_{\rho=0}^a \int_{\theta=0}^{2\pi} e^{i\left(\frac{k\rho q}{R}\right)\cos(\theta-\Phi)} \rho d\rho d\phi \quad (2.44)$$

Onde ϵ_A é uma constante, a potência da fonte por unidade de área, R é a distância entre o centro da abertura ao ponto P de análise, θ e Φ são os ângulos polares nos planos de abertura e da imagem, respectivamente, ρ e q são a distância radial nos planos de abertura e da imagem, respectivamente e a é o raio da abertura. (HETCH, 2017)

Seja a formação do padrão de difração bidimensional no plano da imagem, desconsiderando possíveis aberrações de curvatura de campo causadas pela lente, o padrão de difração não será em função do ângulo azimutal. Como ocorre total simetria radial no plano da imagem, a solução da equação (2.44) deve ser independente de Φ , logo, pode-se assumir para simplificação $\Phi = 0$.

O termo $\int_0^{2\pi} e^{i\left(\frac{k\rho q}{R}\right)\cos(\theta)} d\theta$ da equação (2.44) associado à variável θ nada mais é que uma função de Bessel do primeiro tipo, de ordem zero. Trabalhando-se então com as propriedades de recorrência desta função e suas expansões para diversas ordens m , pode-se tirar o quadrado da parte real campo elétrico, $\langle (Re \tilde{E})^2 \rangle$ para obter a intensidade da irradiância no padrão de difração no plano da imagem, isto é:

$$I(\theta) = \frac{\epsilon_A^2 A^2}{2R^2} \left[\frac{2J_1(kasen\theta)}{kasen\theta} \right]^2 \quad (2.45)$$

Onde A é a área da abertura circular e θ o ângulo com que a distância R até um ponto qualquer P faz com a distância ao centro do padrão de difração.

Tal distribuição de intensidade apresenta simetria axial e representa a mancha óptica, de alta irradiância, formada por um sistema óptico de abertura circular, o *spot*.

Este *spot*, também circular, é conhecido como disco de Airy, em homenagem a Sir George Airy, o primeiro a derivar matematicamente seu padrão de difração. Os discos iluminados são rodeados por anéis escuros que representam os valores onde ocorrem os zeros da função de Bessel $J_1(u)$.

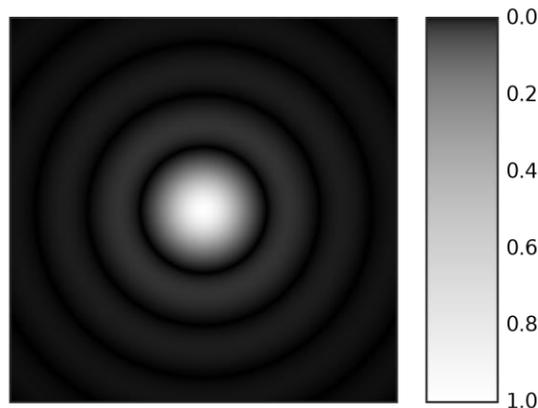


Figura 9: Disco de Airy. Fonte: **Wikipedia**.

O primeiro zero da função $J_1(u)$ ocorre para $u = 3,83$, um valor tabelado, logo, o raio q para que ocorra o anel escuro deve ser, considerando-se que $R \approx f$ onde f é a distância focal da lente:

$$q_1 = 1,22 \frac{f\lambda}{D} \quad (2.46)$$

Onde D é o diâmetro da lente. Aproximadamente 84% da energia luminosa de um spot com formato de disco de Airy se concentra na região iluminada central, antes do primeiro anel escuro. (BOYD, 2008)

Como a transformada de Fourier da função de abertura determina o padrão de difração obtido, uma transformada de Fourier da função de abertura do plano focal frontal de uma lente, uma onda quadrada, pois não ocorre transmissão de luz para fora das extremidades, na região ao longo do diâmetro da lente ocorre transmissão total da luz incidente e passando-se do diâmetro da lente para fora da extremidade não ocorre transmissão, analogamente a um sistema binário, esta transformada de Fourier resulta num disco de Airy.

2.7. Invariante de Lagrange

Em um sistema óptico ocorre a limitação da radiação incidente devido aos parâmetros mecânicos do sistema. O tamanho finito da pupila de entrada delimita o tamanho do cone de luz que irá entrar no sistema. (SMITH, 2000)

A quantidade de luz que irá entrar num sistema é um parâmetro radiométrico importante, pois, em certas situações é importante saber se a intensidade na saída do sistema será o suficiente.

Em qualquer sistema óptico podem ser traçados seus raios principais, os raios marginais, que passam pela extremidade da abertura do sistema, e o raio principal, que passa pelo centro da abertura ($y = 0$).

A equação (2.33) descreve o comportamento de um raio em uma superfície qualquer. Podemos utilizá-la para descrever o comportamento dos raios marginais e dos raios principais:

$$n'_k \bar{u}'_k = n_k \bar{u}_k - \bar{y}_k \phi_k \quad (2.46)$$

Onde os termos \bar{u}_k , \bar{u}'_k e \bar{y}_k são respectivamente o ângulo do raio principal antes e após a refração e a altura do raio principal, em qualquer superfície k . Trabalhando-se algebricamente as equações para o raio marginal e o raio principal podemos obter:

$$n'_k (u'_k \bar{y}_k - \bar{u}'_k y_k) = n_k (u_k \bar{y}_k - \bar{u}_k y_k) \quad (2.47)$$

O termo da equação (2.47) em função do índice de refração da superfície n_k , independente da superfície a ser analisada, é uma constante, pois independe do poder da superfície em questão. Então, podemos definir o invariante de Lagrange:

$$H = n(u\bar{y} - \bar{u}y) \quad (2.48)$$

O invariante de Lagrange é uma quantidade conservada ao longo de todo o sistema óptico independente da superfície k . Se observarmos a superfície de

um objeto com um campo de altura L , onde por definição, $y = 0$ e $\bar{u} = 0$, temos que:

$$H = nu\bar{y} = NA \frac{L}{2} \quad (2.49)$$

Sabendo-se que o padrão de difração resultante de uma lente esférica é um disco de Airy, podemos relacionar a equação (2.49) com a equação (2.46), que determina o raio da região central do disco de Airy, a região mais intensa e importante do *spot*, onde, a razão entre a distância focal da lente f pelo diâmetro da lente D resulta no $F_{\#}$ (*f-number* ou razão focal) de uma lente, que determina basicamente o tamanho de sua abertura. Quanto menor o $F_{\#}$, menor é a profundidade de campo da sua lente, e maior for o $F_{\#}$, maior a profundidade de campo. O $F_{\#}$ está relacionado à abertura numérica por um fator de 2, logo:

$$H = NA \frac{L}{2} = 0,6 \frac{\lambda L}{q_0} \approx \frac{\lambda}{2} N \rightarrow N_{spots} = \frac{2}{\lambda} H \quad (2.50)$$

Portanto, o número máximo de *spots* possíveis no sistema, agindo como graus de liberdade, é dependente do invariante de Lagrange, ou melhor dizendo, a capacidade de informação do sistema é limitada pelo do invariante de Lagrange, que é função das características mecânicas do seu sistema. (SMITH, 2000)

2.8. Aberrações Ópticas

O processo de formação de imagens, convergindo os raios refratados pelo sistema óptico em um ponto funciona bem para sistemas no regime paraxial.

Conforme há o aumento da abertura numérica do sistema, isto é, do cone de luz que entra no sistema, os raios tendem a não focalizar no mesmo ponto, aumentando-se o *spot*.

Ocorre, então, uma diferença do caminho óptico que a luz realmente percorre para o que deveria percorrer no foco esperado. Tal diferença resume o que chamamos de aberrações ópticas. (SHANNON e WYANT, 1992)

2.8.1. Aberração Cromática

O próprio material de uma lente induz a diferença de caminho óptico. Um fenômeno físico chamado dispersão determina que o índice de refração de um meio é dependente da frequência da onda propagada. (FOX, 2001)

A teoria de Maxwell considera a matéria, a nível microscópico, como contínua, onde sob aplicação de campos elétricos e magnéticos \vec{E} e \vec{B} há uma resposta em termos da permissividade elétrica e da permeabilidade magnética do material, ϵ e μ .

A matéria não é contínua, possui natureza atômica, átomos se unindo, formando diferentes estruturas cristalinas ou não cristalinas sob forças de interação eletrostática. Quando um material dielétrico é submetido a um campo elétrico sua distribuição interna de cargas é alterada, formando dipolos. O momento de dipolo resultante por unidade de volume é conhecido como polarização \vec{P} . (HETCH, 2017)

Quando um material dielétrico é submetido a um campo elétrico oscilando harmonicamente, uma onda eletromagnética, a oscilação dos dipolos induzidos na estrutura vão induzir forças e/ou torques variantes no tempo, proporcionais à frequência de oscilação da estrutura, a mesma frequência angular da onda ω .

Moléculas maiores possuem um momento de inércia maior, e mesmo a altas frequências de oscilação da radiação incidente são incapazes de acompanhar o movimento. No entanto, elétrons possuem pouca inércia e são capazes de serem fortemente influenciados pelo campo elétrico da onda eletromagnética que possui frequência ω , contribuindo para tornar a permissividade elétrica relativa do meio uma função da frequência, $K_E(\omega)$. Assim, conforme a equação (2.11) o índice de refração é dependente da permissividade elétrica do meio. Estes mecanismos de polarização intramoleculares induzidos pela radiação incidente influenciam na dependência do índice de refração com frequência da radiação, $n(\omega)$.

Seja a frequência da onda propagada a razão da velocidade da luz (proporcional ao índice de refração do meio) pelo comprimento de onda da luz, podemos concluir que o índice de refração de um material é dependente do comprimento de onda da radiação.

A tabela 1 abaixo correlaciona as linhas espectrais de Fraunhofer com sua respectiva cor e comprimento de onda para os índices de refração de dois vidros ópticos, um vidro *Flint*, de baixo índice de refração, e um vidro *Crown*, de alto índice de refração, com seus números de Abbe. (SMITH, 2000)

Tabela 1: Índices de refração de dois vidros para diferentes comprimentos de onda e seus números de Abbe.

Linha de Fraunhofer	Cor	$\lambda(nm)$	Índice de refração	
			Crown N-BAF10	Flint SF10
F	Azul	486,1	1,680	1,746
d	Amarelo	589,6	1,670	1,728
C	Vermelho	653,3	1,666	1,721
Número de Abbe V			48 (Baixa dispersão)	29 (Alta dispersão)

O número de Abbe é uma relação entre os índices de refração de um vidro para os comprimentos de onda das linhas de Fraunhofer, de modo que:

$$V = \frac{n_d - 1}{n_F - n_C} \quad (2.51)$$

A dispersão de um material é inversamente proporcional ao Número de Abbe e diretamente proporcional ao índice de refração médio (toma-se o índice para a linha d), de modo que, quanto maior o número de Abbe, menor será o índice de refração médio e sua dispersão. (SHANNON e WYANT, 1992)

Sabendo que o índice de refração do material varia com o comprimento de onda da luz, um sistema óptico que transmite luz não monocromática sofrerá com diferentes índices de refração relativos aos diferentes comprimentos de onda constituintes da luz, segundo a lei de Snell, focalizando então os raios de menor comprimento de onda (maior frequência ω) mais perto do sistema óptico, e os raios de maior comprimento de onda para mais longe do sistema óptico. Este fenômeno é conhecido como Aberração cromática. Diferentes cores de luz não focalizam em pontos iguais.

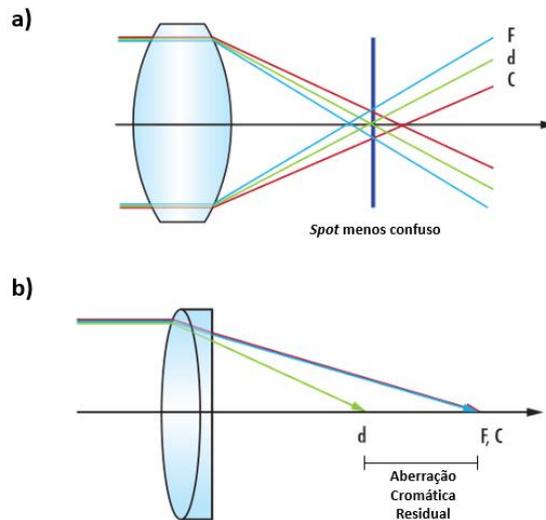


Figura 10: a) Aberração cromática de uma lente b) Duplete acromático. Fonte: Edmund Optics, **Chromatic and Monochromatic Optical Aberrations**. Disponível em: <https://www.edmundoptics.eu/knowledge-center/application-notes/optics/chromatic-and-monochromatic-optical-aberrations/> Adaptado

A figura 10a mostra a aberração cromática longitudinal, no eixo óptico, produzida por uma lente simples. A linha F de Fraunhofer focaliza mais próxima à lente pois tem menor comprimento de onda e a linha C focaliza mais distante da lente pois tem maior comprimento de onda.

Uma forma de reduzir a aberração cromática de um sistema é utilizando um conjunto de duas lentes, uma positiva e uma negativa de dois vidros diferentes, *crown* e *flint*. Este conjunto de duas lentes se chama “Duplete Acromático”. (SMITH, 2000)

Esta configuração faz com que as linhas F e C focalizem no mesmo ponto, mas não interfere na linha d, deixando aberração cromática residual.

Sistemas ópticos mais complexos, como lentes apocromáticas ou superacromáticas interagem com a linha d, focalizando-a junto dos demais comprimentos de onda, reduzindo drasticamente a aberração cromática.

2.8.2. Aberrações de Raios

A diferença de caminho óptico percorrido por um raio pode ser causada pelo material da lente, que produz a aberração cromática, ou pelas características geométricas do sistema.

Quando o feixe passa pela pupila de saída do sistema óptico, como demonstrado na figura 11, sua frente de onda se torna esférica num sistema ideal. Num sistema real, o formato com que a frente de onda esférica sai da pupila de saída não é perfeitamente esférico, mas possui um erro, causando assim então um desvio da superfície isofásica da frente de onda W , caracterizando uma aberração na frente de onda.

A forma com que os raios convergirão no plano da imagem também sofrerá aberrações, um desvio nas posições transversais, ∂x e ∂y e na posição longitudinal, ∂z , caracterizando uma aberração de raio. (SHANNON e WYANT, 1992)

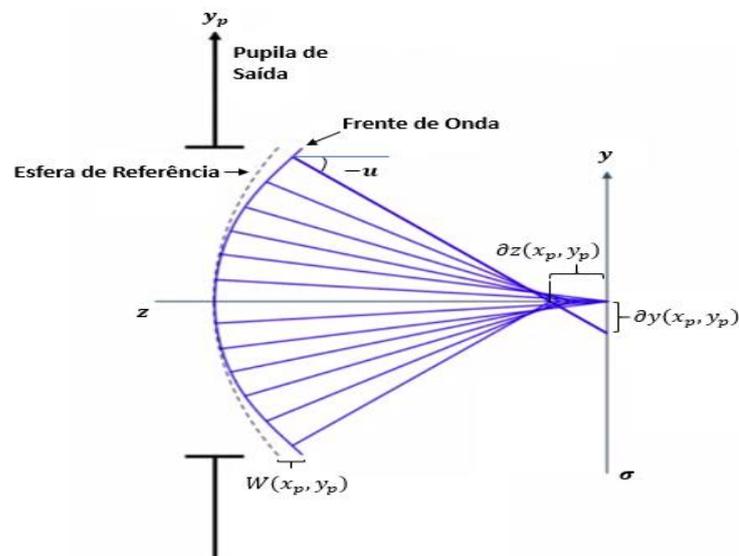


Figura 11: Aberração de frente de onda e de raios. Fonte: MCLEOD, ROBERT. *Design of high-performance optical systems*. Adaptado

A figura 11 também mostra um sistema óptico com aberração de frente de onda e de raios. A frente de onda esférica saindo da pupila de saída apresenta um desvio com relação a uma esfera perfeita de referência. Utilizando fundamentos geométricos conseguimos relacionar o desvio transversal ∂y com o desvio da frente de onda W , levando em consideração que raios são perpendiculares à frente de onda, de modo:

$$\partial y = -\frac{R}{n'} \frac{\partial W(x_p, y_p)}{\partial y_p} \quad (2.52)$$

No caso do erro da frente de onda ser zero, a esfera da frente de onda coincide com a esfera de referência, logo todos os raios convergem num único ponto, o centro da esfera. A derivada parcial do erro da frente de onda com as coordenadas da pupila então indica a inclinação da frente de onda com relação à esfera de referência. Portanto, o erro transversal será o produto deste fator de inclinação com a distância que o raio percorreu, o raio da esfera de referência dividido pelo índice de refração do meio da pupila até o plano da imagem σ . O desvio transversal dos raios então está relacionado com o desvio da frente de onda através de uma derivada com relação à coordenada da pupila. (SHANNON e WYANT, 1992)

Podemos associar então que o desvio longitudinal ∂z também está associado ao desvio da frente de onda através de uma derivada da pupila com relação à frente de onda, e de fato está. Sabendo-se que a tangente do ângulo u nada mais é que a razão $-\partial y/\partial z$, temos que:

$$\partial z = -\frac{R^2}{n'y_p} \frac{\partial W(x_p, y_p)}{\partial y_p} \quad (2.53)$$

A diferença então dos desvios transversal e longitudinal se faz apenas no fator multiplicativo à derivada do desvio da frente de onda com relação à coordenada da pupila.

É do nosso interesse então resumir as possíveis formas de desvios transversais e longitudinais em um único polinômio em função das coordenadas esféricas da pupila, r e θ , conforme a figura 8.

Obtemos então os polinômios de aberração de raios através da expansão de séries de Taylor de uma função arbitrária com certas condições de simetria advindas do formato esférico da pupila. Expandindo-se então até a terceira ordem, temos: (SHANNON e WYANT, 1992)

$$x = A_1 r \sin\theta + B_1 r^3 \sin\theta + B_2 r^2 h \sin 2\theta + (B_3 + B_4) r h^2 \sin\theta + \dots \quad (2.54)$$

$$y = A_1 r \cos\theta + A_2 h + B_1 r^3 \cos\theta + B_2 r^2 h (2 + \cos 2\theta) + (3B_3 + B_4) r h^2 \cos\theta + B_5 h^3 + \dots \quad (2.55)$$

Os polinômios (2.54) e (2.55) descrevem as aberrações ópticas em função das propriedades da abertura, raio r e ângulo polar θ , e da altura do objeto, conhecida como altura de campo, h . Cada termo separadamente representa uma espécie de aberração, sua parcela em x e em y . A somatória de todos os termos do polinômio representa a totalidade das aberrações do sistema.

Os coeficientes A_n e B_n são constantes que indicam a magnitude da aberração. A soma dos expoentes r e h dos termos com os coeficientes A_n é igual a um, pois são aberrações de primeira ordem. Com os coeficientes B_n , totalizam três, pois são aberrações de terceira ordem, também conhecidas como aberrações de Seidel. Na expansão ainda existem os termos com coeficientes C_n e D_n , aberrações de quinta e nona ordem, respectivamente.

Analisemos então, primeiramente, os termos lineares de coeficiente A_n , que funcionam no regime paraxial. Os termos multiplicando o coeficiente A_1 representam o **Desfoco** do sistema. Ambos os termos, em x e em y , são o produto do coeficiente A_1 , o raio da pupila e o seno e cosseno do ângulo, respectivamente. O produto do raio da pupila com o seno e cosseno do ângulo resulta nas coordenadas da pupila x_p e y_p , respectivamente. Isto significa que o coeficiente linear A_1 é uma medida transversal direta da distância do foco até o plano onde a imagem se forma. Aumentando-se a distância entre o foco e o plano da imagem, mais desfocada é a imagem. O coeficiente A_2 representa a **Magnificação** do sistema, pois é simplesmente um coeficiente linear da altura do objeto em função da altura de campo. (SMITH, 2000)

O primeiro coeficiente de Seidel (3ª ordem) B_1 representa a magnitude da aberração **esférica**. Aberração esférica é a variação do tamanho do foco conforme a abertura, pois, conforme visto nos termos com o coeficiente B_1 nas equações (2.54) e (2.55), depende apenas do raio da abertura e independe da altura do campo. A aberração esférica é a única aberração que independe da altura do campo, h . Isto significa que, caso o objeto se localize no eixo óptico ($h = 0$), a única aberração do sistema será a aberração esférica. (SMITH, 2000)

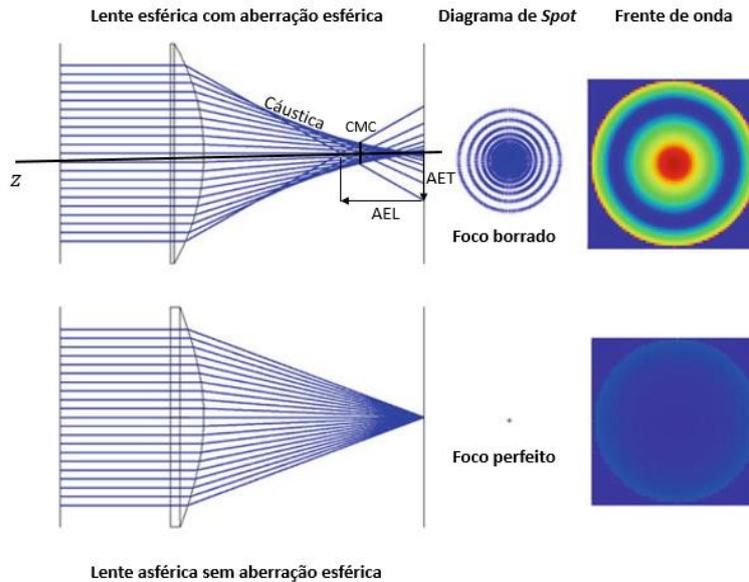


Figura 12: Lente esférica com aberração e lente esférica sem aberração esférica. Fonte: Intech open. **Aberration correction with intraocular lenses.** Adaptado

Seja os termos $r \sin \theta$ e $r \cos \theta$ constantes representando as coordenadas da pupila x_p e y_p respectivamente, o desfoco da aberração esférica cresce conforme cresce o raio da pupila ao quadrado, r^2 .

A tendência dos raios paraxiais é focalizar no ponto correto. Conforme os raios se afastam do eixo óptico eles tendem a focalizar mais próximos da lente. Ocorre então um desvio longitudinal do foco, demonstrado na Figura 12 como a sigla AEL, aberração esférica longitudinal. A formação da imagem apresenta também desvio transversal no tamanho do spot, AET, aberração esférica transversal. A curva formada na extremidade chama-se cáustica. Todos os raios do sistema são tangentes a esta curva.

A altura do eixo óptico onde o raio mais extremo, marginal, intersecciona a cáustica representa ao plano onde a imagem formada apresentará menor desfoco, conhecido como círculo de menor confusão (CMC). Qualquer posição em que o plano de imagem seja colocado, para antes ou depois do círculo de menor confusão o *spot* apresentará maior tamanho e será mais borrado. (SMITH, 2000)

O coeficiente de Seidel B_2 representa a aberração **coma**. Esta aberração possui este nome pois seu diagrama de *spot* possui o formato de um cometa com sua cauda. Os termos dos polinômios que possuem o coeficiente B_2 são

semelhantes conforme a dependência linear da altura do campo h e dependência quadrática do raio da pupila r . O fator com que depende do ângulo polar no plano da pupila θ difere de modo que a forma com que a aberração focaliza no plano da imagem, diferentemente da esférica, não é simétrica.

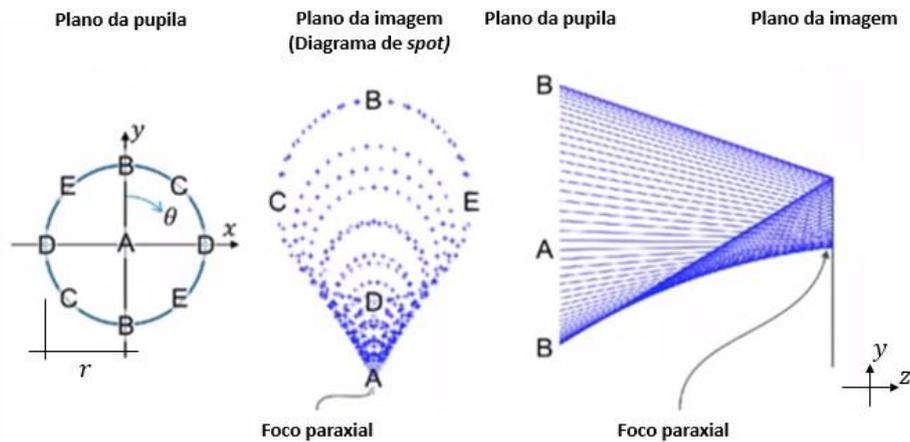


Figura 13: Aberração coma. Fonte: MCLEOD, ROBERT. **Design of high-performance optical systems**. Adaptado

A figura 13 mostra à esquerda uma vista frontal da pupila com raio r , ângulo polar θ e alguns pontos cardinais. Ao centro da figura é mostrado o padrão do diagrama de *spot* que constitui aberração coma, que percorrem o caminho demonstrado à direita, a um r fixo. Um raio que sai do ponto A da pupila ($r = 0$) focaliza no ponto focal. Os raios na proximidade de A, no regime paraxial, tendem a focalizar perto do ponto focal. Conforme aumenta-se a distância radial do ponto A, modifica-se a posição onde o raio tende a focalizar.

Como qualquer aberração de terceira ordem a aberração coma ocorre para objetos fora do eixo óptico ($h \neq 0$) e aumenta linearmente conforme aumenta-se a altura do campo h . É a única aberração de terceira ordem que depende linearmente da altura de campo. (SMITH, 2000)

A primeira aberração que depende quadraticamente da altura do campo h chama-se **Astigmatismo** e é descrita em função do coeficiente B_3 . Novamente, nos termos das equações (2.54) e (2.55) com o coeficiente B_3 ocorre o produto em ambas as coordenadas x e y os termos $r \sin \theta$ e $r \cos \theta$ que correspondem respectivamente a x_p e y_p , coordenadas da pupila.

O desfoco então na aberração astigmatismo ocorre o triplo em y com relação a x . Como depende quadraticamente da altura de campo é importante em sistemas com altos campos de visão. A aberração funciona como que os raios em x focalizam em um plano, o plano sagital, e em y outro plano, meridional.

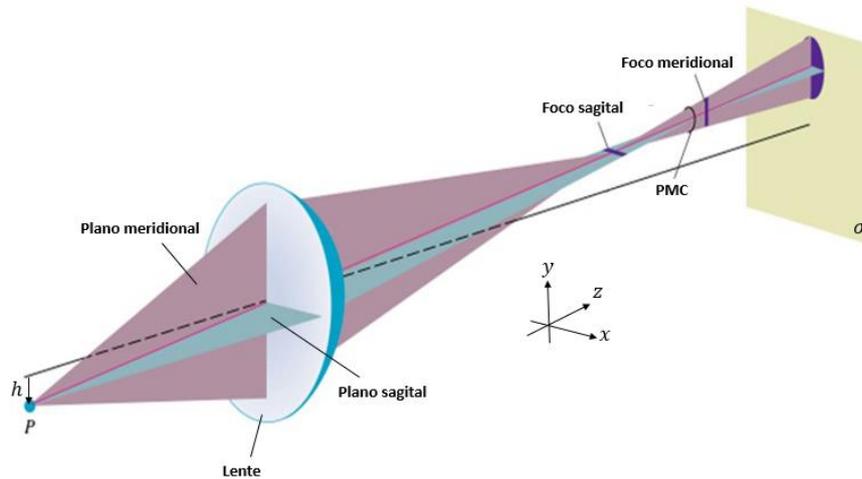


Figura 14: Aberração astigmatismo. Fonte: BECKER, J.F. *Physics 52 Heat and Optics*. San Jose University. Adaptado

Como ocorrem dois focos, um foco no plano sagital e outro no plano meridional, é impossível focalizar os raios sagitais e meridionais no mesmo ponto enquanto houver astigmatismo. Como mostrado na figura 14, podemos obter um plano de menor confusão (PMC), perpendicular aos planos sagital e meridional, localizado na metade da distância entre os focos sagital e meridional. O astigmatismo pode ser causado também se a lente possuir geometria elíptica.

Conforme aumenta-se a altura de campo h aumenta-se a tendência de que os raios focalizem mais próximos da lente. Isto indica que o plano da imagem formada σ será curvo, aumentando-se a curvatura conforme aumenta-se a altura de campo. Mais precisamente, a **Curvatura de campo**, ou curvatura de Petzval aumenta conforme o produto do quadrado da altura de campo, das coordenadas da pupila, simétricas em x e y , e do coeficiente B_4 . (SMITH, 2000)

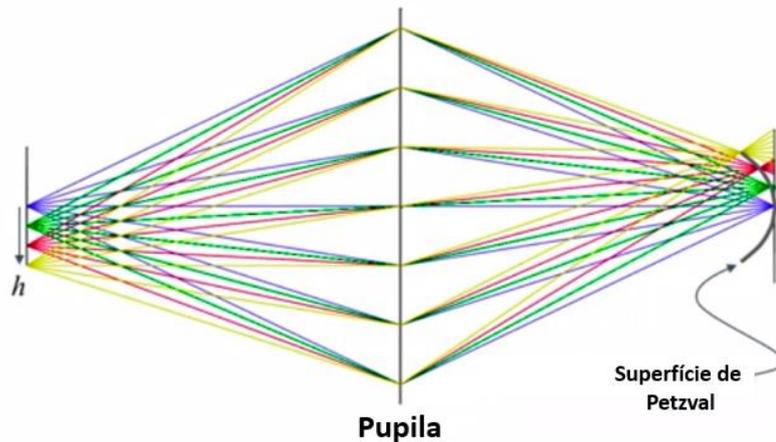


Figura 15: Curvatura de Campo. Fonte: MCLEOD, ROBERT. *Design of high-performance optical systems*. Adaptado

O raio de curvatura da superfície de Petzval é justamente uma distância focal pois os raios no regime paraxial focalizam num plano de imagem tangencial à superfície de Petzval à distância de uma distância focal.

Ambos astigmatismo e curvatura de campo são dependentes dos mesmos parâmetros das coordenadas da pupila e do quadrado da altura de campo, no entanto, diferem quanto à simetria em x e y . São inexistentes ou muito escassos no regime paraxial, mas muito impactantes conforme cresce a altura do campo.

Por fim, o último coeficiente do polinômio das aberrações de terceira ordem B_5 refere-se à **distorção**. A distorção depende apenas da altura do campo ao cubo. A imagem formada caso o coeficiente $B_5 = 0$ será ortoscópica, isto é, uma imagem quadrada permanecerá assim. Caso $B_5 > 0$ a imagem se formará no formato de almofada de alfinetes, com as diagonais do quadrado mais afastadas do centro. Caso $B_5 < 0$ a imagem se formará no formato de barril, com as arestas do quadrado mais afastadas do centro, como na figura 16: (SMITH, 2000)

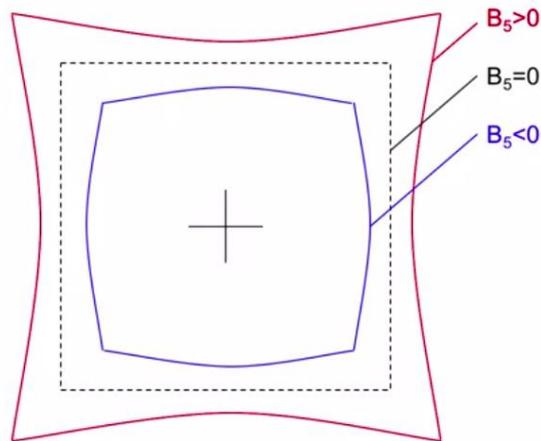


Figura 16: Imagem quadrada sofrendo distorção. Fonte: MCLEOD, ROBERT. *Design of high-performance optical systems*. Adaptado

Diferentes espécies de lentes podem obter ou eliminar efeitos de distorção desejados ou não. Lentes “olho de peixe” produzem imagens panorâmicas em formato de barril, $B_5 < 0$, muito utilizadas em fotografias devido a seu efeito artístico peculiar.

A tabela 2 relaciona a aberração de raio, sua componente em x , em y , sua dependência para o raio da pupila e para a altura de campo:

Tabela 2: Sumário de aberrações de raios

Aberração	x	y	r^n	h^n
Desfoco	$A_1 r \sin \theta$	$A_1 r \cos \theta$	1	0
Magnificação		$A_2 h$	0	1
Esférica	$B_1 r^3 \sin \theta$	$B_1 r^3 \cos \theta$	3	0
Coma	$B_2 r^2 h \sin 2\theta$	$B_2 r^2 h (2 + \cos 2\theta)$	2	1
Astigmatismo	$B_3 r h^2 \sin \theta$	$3B_3 r h^2 \cos \theta$	1	2
Petzval	$B_4 r h^2 \sin \theta$	$B_4 r h^2 \cos \theta$	1	2
Distorção		$B_5 h^3$	0	3

2.8.3. Aberrações de Frente de Onda

Como visto nas equações (2.52) e (2.53) os desvios transversal ∂y e longitudinal ∂z são função da derivada do desvio da frente de onda $W(x_p, y_p)$ com relação às coordenadas da pupila. Uma forma então de descrever a forma com que as aberrações ocorrem é descrever seu funcionamento quanto ao desvio da frente de onda.

Para unificar a análise das aberrações de raios com as aberrações de frente de onda fazemos uso dos coeficientes de frente de onda e do polinômio de Zernike. (KORSCH, 1991)

O coeficiente de frente de onda $W_{(h,\rho,\theta)}$ é escrito utilizando os valores dos expoentes correspondentes à aberração em questão nos polinômios de aberração de raios. Por exemplo, a aberração esférica de raios varia para o cubo do raio da pupila r^3 . Como para obter a aberração de raios toma-se a derivada da aberração de frente de onda, a aberração esférica de frente de onda deve variar para a quarta potência ρ^4 , onde ρ é o raio da pupila normalizado para coordenadas esféricas.

Enquanto a aberração esférica transversal é escrita em termos do coeficiente B_1 como $B_1 r^3 \cos\theta$, sua frente de onda é escrita em termos do coeficiente W_{040} como $W_{040} \rho^4$. A soma dos coeficientes das aberrações de Seidel para raios é de terceira ordem e para frente de onda é de quarta ordem.

De fato, semelhantemente à expansão a qual se deriva o polinômio de aberração de raios, pode-se expandir uma função $W_{(h,\rho,\theta)}$ de modo que:

$$W(h, \rho, \theta) = W_{200}h^2 + W_{111}h\rho\cos\theta + W_{020}\rho^2 + W_{040}\rho^4 + W_{131}h\rho^3\cos\theta + W_{222}h^2\rho^2\cos^2\theta + W_{220}h^2\rho^2 + W_{311}h^3\rho\cos\theta \quad (2.56)$$

Assim como a tabela 2 relaciona as aberrações de raios aos termos constituintes do polinômio de aberração de raios, a tabela 3 relaciona as aberrações de frente de onda à função (2.56) de modo:

Tabela 3: Sumário de aberrações de frente de onda

Aberração	Coefficiente de frente de onda	Função	Coefficiente de Seidel
Pistão	W_{200}	h^2	
Inclinação	W_{111}	$h\rho\cos\theta$	
Foco	W_{020}	ρ^2	
Esférica	W_{040}	ρ^4	$\frac{1}{8}S_I$
Coma	W_{131}	$h\rho^3\cos\theta$	$\frac{1}{2}S_{II}$
Astigmatismo	W_{222}	$h^2\rho^2\cos^2\theta$	$\frac{1}{2}S_{III}$
Petzval	W_{220}	$h^2\rho^2$	$\frac{1}{4}(S_{III} + S_{IV})$
Distorção	W_{311}	$h^3\rho\cos\theta$	$\frac{1}{2}S_V$

Pistão, Inclinação e Foco não são aberrações verdadeiras, mas sim propriedades. Pistão é o valor médio de uma frente de onda através da pupila de um sistema óptico. Inclinação é o desvio na propagação de um feixe e foco é a região onde a frente de onda converge. (KORSCH, 1991)

A soma através de métodos computacionais ou numéricos dos coeficientes de Seidel, mostrados na tabela três, resulta na predominância de cada aberração e sua respectiva intensidade. A predominância do coeficiente S_{II} na soma dos coeficientes de Seidel indica que dentre todas as aberrações presentes no sistema, a aberração coma é mais intensa.

Para viabilizar a interpretação das aberrações de frente de onda é necessário expressar a função das aberrações de frente de onda em forma de um polinômio, bem como os polinômios de aberração de raios (2.54) e (2.55). Podemos ajustar a função (2.56) então a um polinômio de Zernike, de forma:

$$Z_n^m(\rho, \theta) = R_n^m(\rho) \begin{cases} \cos(m\theta) \\ \sin(m\theta) \end{cases} \quad (2.57)$$

Onde a função $R_n^m(\rho)$ é um caso especial dos polinômios de Jacobi onde m é um número inteiro e n o grau do polinômio. Sendo ρ e θ ortogonais no círculo normalizado, obtemos a transformação de Zernike de modo:

$$G(\rho, \theta) = \sum_{m,n} [a_{m,n} Z_n^m(\rho, \theta) + b_{m,n} Z_n^{-m}(\rho, \theta)] \quad (2.58)$$

Onde $G(\rho, \theta)$ é uma função contínua e periódica a cada 2π radianos e $a_{m,n}$ e $b_{m,n}$ são coeficientes polinomiais. Aplicando-se no polinômio os dados de ρ e θ de um sistema para diferentes m e n obtém-se diferentes saídas que coincidem com os valores da função (2.56). (KORSCH, 1991)

Os padrões de difração de frente de onda de cada aberração óptica são demonstrados na figura 17:

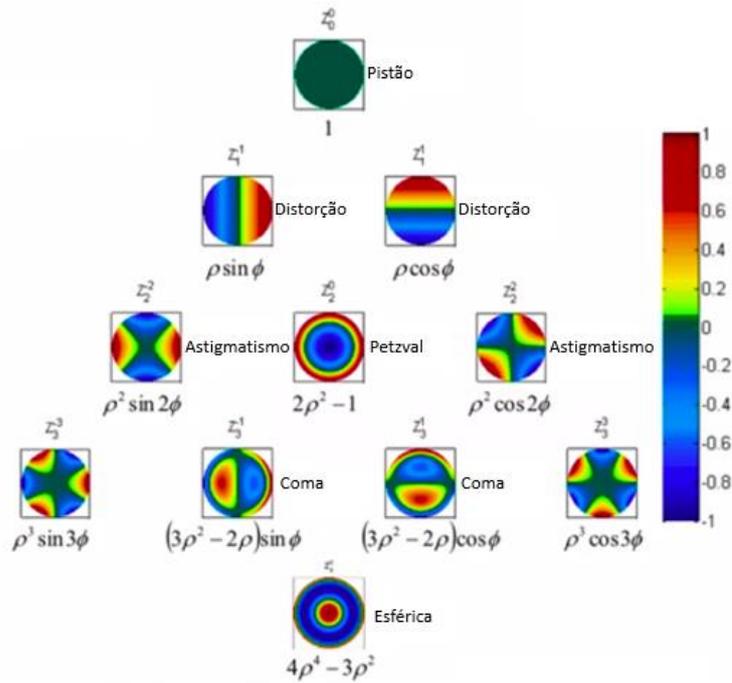


Figura 17: Padrões de difração sob polinômios de Zernike. Fonte: MCLEOD, ROBERT. **Design of high-performance optical systems**. Adaptado

Na ausência de aberrações o padrão de difração formado por um sistema óptico com abertura circular é um disco de Airy com distribuição de intensidade sob a forma de uma curva gaussiana com seu pico no centro do *spot*. No caso de haver aberrações a intensidade máxima é reduzida. A razão da intensidade obtida com as aberrações pela obtida sem aberrações é denominada Razão de Strehl, em função do desvio da frente de onda é definida por:

$$SR = \frac{1}{\pi^2} \left| \int_0^{2\pi} \int_0^1 e^{i2\pi\Delta W(\rho,\theta)} \rho d\rho d\theta \right|^2 \quad (2.59)$$

Caso o desvio de frente de onda $\Delta W(\rho, \theta)$ seja pequeno a Razão de Strehl é proporcional a $1 - (2\pi^2\omega^2)^2$ onde ω é a frequência angular da radiação. Uma Razão de Strehl é um valor facilmente obtido por análises via *software* após performada uma soma dos coeficientes de Seidel e indica o quanto o sistema óptico sofre com as aberrações. O ideal dos regimes de otimização é obter a Razão de Strehl o mais próximo de 1 indicando nenhuma perda de intensidade luminosa devido às aberrações. (SMITH, 2000)

2.9. Polarização da Luz

A luz se comporta como uma onda eletromagnética, a oscilação harmônica de um campo elétrico \vec{E} e um campo magnético \vec{B} , perpendiculares entre si, formando um plano. A direção com que a onda se propaga é perpendicular a ambos os campos elétricos e magnéticos e proporcional à taxa de transporte de energia por unidade de área, o vetor de Poynting \vec{S} . (HALLIDAY, 2009)

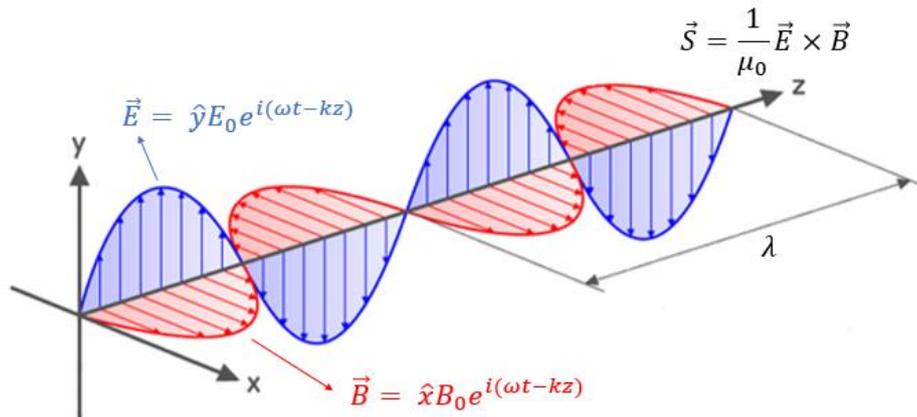


Figura 18: Propagação de uma onda eletromagnética. Fonte: Emagtech. **Basic electromagnetic theory**. Disponível em: < http://www.emagtech.com/wiki/index.php/Basic_Electromagnetic_Theory >

Adaptado

Os campos elétrico e magnético são sempre perpendiculares, mas podem oscilar em diferentes direções. A figura 18 representa a propagação da radiação eletromagnética ao longo do eixo z . O campo elétrico, tomando-se como referência, oscila paralelo ao eixo y e o campo magnético oscila paralelo ao eixo x , rotacionando então a onda com o campo magnético oscilando paralelo ao eixo y . Pode ocorrer também que o campo elétrico oscile paralelo a uma direção intermediária entre x e y . Por definição, o plano com que o campo elétrico da onda oscila define seu estado de polarização.

Como o campo elétrico pode oscilar paralelo a uma direção intermediária entre x e y , o plano de oscilação em uma onda plana é definido pela soma das componentes dos campos projetados em x e y , ou seja:

$$\vec{E}(z, t) = \hat{x}E_x e^{i(\omega t - kz)} + \hat{y}E_y e^{i(\omega t - kz)} \quad (2.60)$$

Desconsiderando-se o termo exponencial em comum que descreve a propagação de uma onda plana, observamos que o campo elétrico no seu plano de oscilação depende das amplitudes de suas componentes nos planos x e y , logo, podemos escrever a equação (2.60) sob a forma de um vetor bidimensional, um vetor conhecido como “Vetor de Jones”, um vetor que determina o estado de polarização da onda. (HETCH, 2017)

$$\vec{E} = \frac{1}{\sqrt{E_x^2 + E_y^2}} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \quad (2.61)$$

Onde as componentes E_x e E_y são as componentes escalares em um instante do campo elétrico \vec{E} . O termo multiplicando o vetor de Jones é resultante da normalização do vetor. No caso da luz polarizada em x (0°) o termo $E_y = 0$, logo o vetor será $\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$, e para polarização em y , será sua matriz inversa. Esses vetores indicam que a luz é linearmente polarizada.

Sendo uma onda eletromagnética a luz se propaga como uma onda e sofre fenômenos ondulatórios, como interferência. A interferência de duas ondas do mesmo comprimento de onda, uma polarizada em x adiantada em 90° a uma onda polarizada em y . Isto é, o máximo de uma onda polarizada em x , coincide com o mínimo da outra polarizada em y .

Neste caso, no instante $t = 0$, $E_{0x} = E_{0y}$. as ondas estão defasadas a um valor de $\phi = \pi/2$, logo, multiplicando-se o termo exponencial de propagação da onda da equação (2.60) pela constante de fase, obtemos:

$$\vec{E} = \begin{bmatrix} E_x e^{i\phi_x} \\ E_x e^{i\phi_x + \pi/2} \end{bmatrix} \rightarrow \frac{1}{\sqrt{(E_x e^{0i})^2 + (E_x e^{-i\pi/2})^2}} \begin{bmatrix} E_x e^{0i} \\ E_x e^{i\pi/2} \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} \quad (2.62)$$

O vetor complexo indica que o plano de oscilação do campo elétrico rotaciona conforme a onda se propaga no espaço. (HETCH, 2017)

Esta configuração de polarização é chamada de polarização circular. E rotaciona no sentido horário. Caso o vetor seja $\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}$, indica rotação no sentido anti-horário.

A forma com que um estado de polarização de uma onda muda, como a luz passando por um filtro polarizador, pode ser descrita por uma matriz agindo sob o vetor de Jones, uma matriz de Jones. A intensidade da luz polarizada que passa por um filtro polarizador é dada pela lei de Malus:

$$I = I_0 \cos^2(\theta) \quad (2.63)$$

Onde I_0 é a intensidade da luz antes do filtro polarizador e θ é o ângulo entre os eixos de polarização inicial da luz e do feixe polarizador (HALLIDAY, 2009). Uma onda polarizada a 45° , ou seja, $\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$, que passa por um filtro polarizador em x tem sua parcela do campo elétrico em y anulada. Toda a intensidade que se encontra polarizada de modo $\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$ é transferida, enquanto a que se encontra polarizada de modo $\begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$ será anulada. Isto indica que um filtro polarizador pode agir de modo:

$$E_1 = AE_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.64)$$

A matriz de Jones A pode ser entendida então como uma matriz de transferência que molda a forma com que a luz transferida será polarizada, bem como sua intensidade. (HETCH, 2017)

Elementos conhecidos como placas de onda (*waveplates*) são elementos que modificam a luz polarizada linearmente em luz polarizada circularmente. Semelhantemente a um filtro polarizador que impede que a luz se propague em uma direção de propagação, uma placa de onda representa o impedimento da propagação da luz polarizada em uma direção em detrimento da outra sofrendo uma mudança de fase complexa, impedindo ou propiciando o movimento rotativo do plano de oscilação do campo elétrico.

A tabela 3 representa vetores e matrizes de Jones comuns. Demais vetores e matrizes mais complexos podem ser obtidos utilizando os valores do campo elétrico da onda plana e outros parâmetros.

Associações de matrizes de transferência representam associação de lentes e as matrizes de Jones se associam representando associações de polarizadores. (HETCH, 2017)

Tabela 3: Vetores e Matrizes de Jones comuns

Estado de polarização	Vetor de Jones	Matriz de Jones
Horizontal (x)	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}$
Vertical (y)	$\begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$
45°	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}$
Circular horária	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix}$	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & i \\ -i & 1 \end{bmatrix}$
Circular Anti-horária	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}$	$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ i & 1 \end{bmatrix}$

A luz refletida ou transmitida por um material pode sofrer mudanças de polarização como previstas pelas equações de Fresnel. Tais fenômenos podem ser verificados em fenômenos como por exemplo a birrefringência de um cristal romboédrico de calcita, que devido às diferenças de índices de refração do meio e do material produz uma imagem bipartida e duplicada.

Elementos ópticos podem utilizar a mudança de polarização prevista pelas equações de Fresnel, como por exemplo, o prisma de Wollaston, formado de cristais de calcita ou quartzo, é um elemento divisor de feixe (*beam-splitter*), que separa um feixe incidente em duas direções de diferentes polarizações.

2.10. Efeitos magneto-ópticos

As equações de Maxwell são o fundamento do eletromagnetismo clássico. Como podemos descrever os fenômenos luminosos em função das equações de Maxwell, podemos também através delas descrever a forma como os materiais interagem com a luz. Um meio material é caracterizado opticamente através do tensor permissividade. (TUFAILE, 2001)

As equações (2.1) a (2.4) consideram como meio o vácuo, com sua permissividade e permeabilidade características.

Num material eletricamente neutro, com permeabilidade magnética igual a do vácuo, conforme ocorre a incidência de ondas eletromagnéticas pode ocorrer apenas a polarização de cargas elétricas. A polarização de cargas elétricas \vec{P} é o produto do campo elétrico \vec{E} com um tensor polarizabilidade $\hat{\alpha}$.

Partindo então da equação (2.1), a densidade de carga pode ser escrita em termos de polarização como seu divergente, $\rho = -\epsilon_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{P}$. A derivada parcial da densidade de carga com relação ao tempo relaciona-se com o divergente da densidade de corrente elétrica, $\partial\rho/\partial t = -\vec{\nabla} \cdot \vec{J}$, conhecida como equação de conservação de carga. Obtemos a partir destas relações, aplicando-se o tensor polarizabilidade, $\vec{J} = \epsilon_0 \hat{\alpha} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$.

Por definição, consideramos o tensor permissividade como sendo $\hat{\epsilon} = 1 + \hat{\alpha}$. Aplicando a relação para a densidade de corrente elétrica obtida acima na equação (2.4), tomando-se o rotacional na equação (2.3) e substituindo, temos:

$$\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = -\mu_0 \epsilon_0 \hat{\epsilon} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \rightarrow \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} = -\mu_0 \epsilon_0 \hat{\epsilon} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad (2.65)$$

A equação (2.65) faz uso do teorema da divergência e análogo à equação (2.7), assemelha-se à equação da onda tridimensional. Podemos então aplicar a solução de uma frente de onda plana descrita pela equação (2.60), qualquer que seja a direção \vec{r} do campo elétrico propagado, $\vec{E}(\vec{r}, t)$, obtendo então, utilizando $n = k/k_0$:

$$n^2 \vec{E} - \sum_j \epsilon_{ij} E_j = 0, \quad i, j = (x, y, z) \quad (2.66)$$

A equação (2.66) relaciona o índice de refração, uma propriedade dos materiais, com o tensor permissividade, a forma com que o meio é opticamente caracterizado. (TUFAILE, 2001)

Em meios isotrópicos como vidros ópticos o tensor permissividade é um escalar, de modo que a equação (2.66) torna-se $n^2 E_i - \epsilon E_i = 0$, de modo que o tensor permissividade elétrica é simplesmente o quadrado do índice de refração.

Num material magnetizado com magnetização \vec{M} , o meio se torna anisotrópico. A simetria de dois tensores $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji}$ ocorre, segundo o princípio de Onsager, apenas quando há simetria de reversão temporal. Neste caso, tal simetria é interpretada como a reversibilidade na direção da magnetização. A anisotropia do material é advinda da magnetização, logo, o tensor permissividade é anti-simétrico. (TUFAILE, 2001)

O tensor permissividade para um meio anisotrópico, tomando o eixo z como a direção da magnetização ($\vec{M} = (0,0,M)$), é então:

$$\hat{\varepsilon}(\vec{M}) = \begin{pmatrix} \varepsilon & K_{12}M & K_{13}M \\ -K_{21}M & \varepsilon & K_{23}M \\ -K_{31}M & -K_{32}M & \varepsilon \end{pmatrix} \rightarrow \hat{\varepsilon}(Q) = \begin{pmatrix} \varepsilon & iQ\varepsilon & 0 \\ -iQ\varepsilon & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{pmatrix} \quad (2.67)$$

Os coeficientes K_{ij} são constantes pequenas e complexas. Como os planos paralelos ao eixo de anisotropia não sofrem mudança, isto é, simetria cilíndrica, os termos do tensor em função da direção z tornam-se 0. Desconsiderando a parte real de K_{ij} , escreve-se o tensor permissividade em função de Q , a constante magnetoóptica, proporcional à magnetização. (TUFAILE, 2001)

A luz que interage com um material é afetada pelo tensor permissividade propiciando o efeito da alteração do ângulo com que sua componente do campo elétrico se propaga, isto é, rotacionando o plano de polarização da luz.

A luz linearmente polarizada que se propaga sob um meio dielétrico o qual possui um campo magnético aplicado, seja ele sólido ou líquido, sofre uma rotação de seu plano de polarização, efeito este conhecido como efeito Faraday. (NOVAK, 2008)

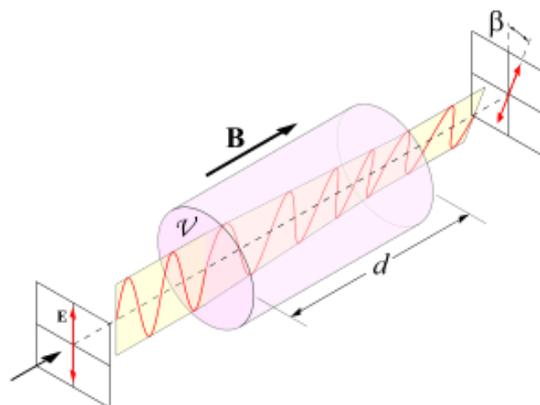


Figura 19: Efeito Faraday. Fonte: Wikipedia. **Faraday Effect**. Disponível em: <https://en.wikipedia.org/wiki/Faraday_effect>

O ângulo β com o qual o plano de polarização rotaciona é proporcional ao produto do comprimento da amostra d , do campo magnético B e de uma constante V , a constante de Verdet. A constante de Verdet é função das propriedades do meio e proporcional à dispersão, $dn/d\lambda$. (YONAMINE, 2000)

A luz refletida por um material magnetizado também sofre com a rotação do seu plano de polarização, fenômeno este conhecido como efeito Kerr magneto-óptico. Ocorrem três tipos de Efeito Kerr Magneto-ópticos, polar, longitudinal e transversal, dependentes da direção da magnetização da amostra.

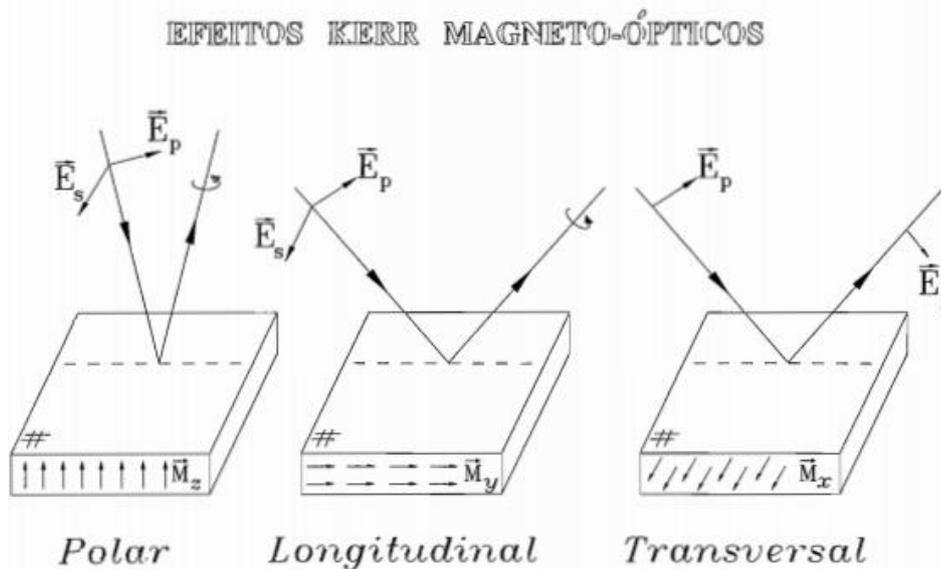


Figura 20: Efeito Kerr Magneto-Óptico. Fonte: Efeito Kerr Magneto-Óptico espectral e Spermagnetismo de filmes amorfos de terra rara-Co. **APB Tufaile**.

O efeito Kerr polar ocorre quando a magnetização é perpendicular à superfície de reflexão da luz, longitudinal, quando a magnetização é paralela à superfície de reflexão e paralela ao plano de incidência da luz e o Transversal, quando é paralela à superfície de reflexão e perpendicular ao plano de incidência da luz. (GOMES, 2009)

A reflexão da luz, com suas respectivas componentes da polarização em p e s , é descrita com as equações de Fresnel, (2.18) e (2.19). Dada a mudança de polarização, a matriz de reflexão de Fresnel é dada por:

$$\begin{pmatrix} E_p \\ E_s \end{pmatrix}_r = \mathbf{R} \begin{pmatrix} E_p \\ E_s \end{pmatrix}_i \rightarrow \mathbf{R} = \begin{pmatrix} \rho_{pp} & \rho_{ps} \\ \rho_{sp} & \rho_{ss} \end{pmatrix} \quad (2.68)$$

3. Materiais e Métodos

Neste trabalho serão analisados dois sistemas ópticos, em desenvolvimento numa parceria entre o Laboratório Didático de Física da Faculdade de Tecnologia de São Paulo e o Grupo de Desenhistas Ópticos do Laboratório de Física do Plasma do Instituto de Física da Universidade de São Paulo (<http://fap.if.usp.br/~omdg/>).

Serão analisadas as suas aplicações, características e os resultados obtidos para os parâmetros geométricos e os coeficientes das aberrações encontrados até o momento, utilizando *softwares* específicos para *design* óptico, o OSLO e o *TracePro*, desenvolvidos pela *Lambda Research Corporation* e o *Zemax Opticstudio*, desenvolvido pela *Zemax Company*.

3.1. Magnetômetro a efeito Kerr

O efeito Kerr caracteriza-se como a rotação do plano de polarização da luz refletida por um material magnetizado devido aos seus domínios magnéticos. Materiais com diferentes magnetizações apresentam diferentes graus de rotação dos planos de polarização da luz por eles refletida.

Seja um feixe monocromático linearmente polarizado (passando por um filtro polarizador) incidente sobre uma amostra magnetizada, com a reflexão, tem seu plano de polarização rotacionado. O feixe refletido passa então por outro feixe polarizador normal ao primeiro feixe, obtendo-se então a diferença de intensidade proporcional ao quadrado do cosseno do ângulo rotação do plano de polarização, como previsto na lei de Malus, equação (2.63). Pode-se então relacionar a magnetização do material com a diferença de intensidade obtida na rotação do plano de polarização. (HAIDER, 2017)

No efeito Kerr transversal, a magnetização é dependente dos coeficientes de Fresnel, de modo que:

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} \rho_{pp} & \rho_{ps} \\ \rho_{sp} & \rho_{ss} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho_s & \alpha M_x + \gamma M_z \\ -\alpha M_x + \gamma M_z & \rho_p + \beta M_y \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

Onde os coeficientes α, β e γ são números complexos e $M_{x,y,z}$ são as componentes da magnetização normalizadas em coordenadas cartesianas. A

forma com que a estrutura do material varia sua magnetização conforme há a variação do campo magnético é a susceptibilidade magnética, isto é, $\chi = \frac{dM}{dH}$. Controlando-se o campo magnético aplicado na amostra, com o magnetômetro a efeito Kerr pode-se tirar medidas diretas destas grandezas e medidas indiretas de grandezas em função da magnetização e susceptibilidade magnética, bem como anisotropia do material. (SANTOS, 1996)

O sistema óptico do magnetômetro a efeito Kerr consiste em duas lentes, uma colimando a luz de um Laser polarizado linearmente por um polarizador de referência, incidente sobre uma amostra. A luz refletida pela amostra é focalizada em um detector por uma segunda lente, passando por outro filtro polarizador normal ao primeiro. A seção transversal do magnetômetro a efeito Kerr desenhado no *software TracePro*, com a ausência dos filtros polarizadores, é representada abaixo:

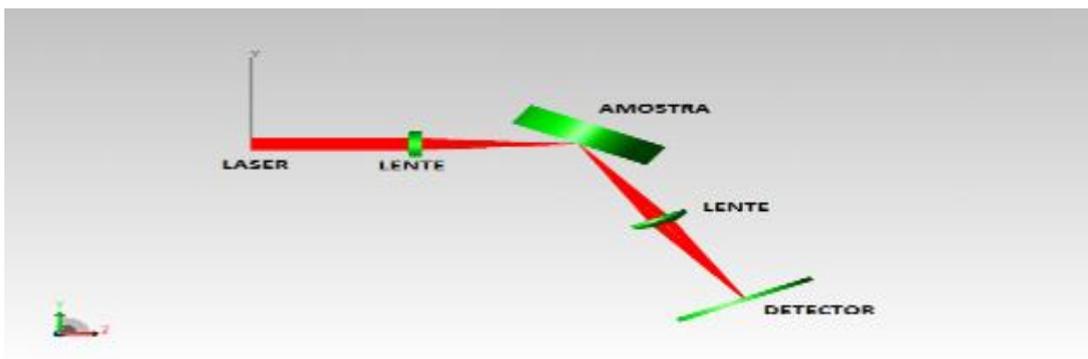


Figura 21: Seção transversal do Magnetômetro a efeito Kerr. Fonte: **Próprio autor**.

3.2. Acoplador óptico de alto campo de visão

A temperatura eletrônica no interior da coluna de plasma no tokamak TCABR chega a valores de 500eV, aproximadamente 5,8MK (BAQUERO, 2017). Uma forma de obter diagnósticos importantes das propriedades do plasma no interior do reator é através da análise da radiação emitida por ele, composta pela radiação de linhas, radiação de frenagem (Bremmstrahlung) e radiação de recombinação. (BITTENCOURT, 2018)

Afim de analisar o transporte de impurezas na coluna de plasma, analisa-se a radiação de linhas associada às transições de nível de energia eletrônicas buscando observar as linhas espectrais emitidas pela impureza alvo da análise, no caso o Carbono, principal impureza advinda da contaminação da coluna de plasma pelo material presente no limitador.

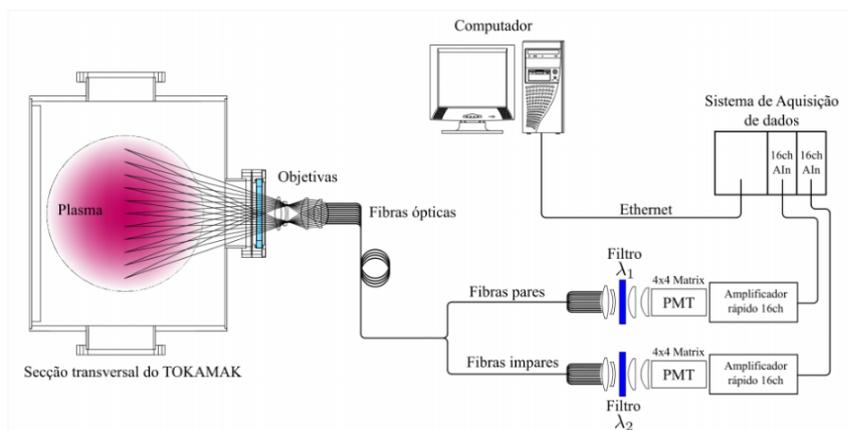


Figura 22: Arranjo experimental do diagnóstico de transporte de impurezas. Fonte: **Projeto de um acoplador óptico de alto campo de visão para diagnóstico de transporte de impurezas no Tokamak TCABR. 28° SIICUSP**

A figura 22 representada acima apresenta uma secção transversal do tokamak TCABR, com a radiação emitida da coluna de plasma saindo por uma janela equatorial em direção a um acoplador óptico, formando um ângulo de abertura de aproximadamente 80°. Quanto maior o ângulo de abertura do sistema, maiores serão as aberrações. A luz acoplada será redirecionada por um conjunto de fibras ópticas que, ao passar por filtros ópticos de interferência, incidirá em um conjunto de detectores fotomultiplicadores de elétrons cujo sinais serão digitalizados antes de serem enviados ao computador para análise. Este arranjo experimental será utilizado no diagnóstico de transporte de impurezas. Para se analisar toda a radiação emitida desde as extremidades da coluna de plasma é formado um alto campo de visão de aproximadamente 80° em sua totalidade.

Visto que conforme aumenta-se o campo de visão, aumentam-se as aberrações ópticas do sistema, o sistema se torna complexo, com diversas lentes de diferentes materiais. A diminuição das perdas no sistema é de suma

importância, visto que a radiação emitida pela coluna de plasma apresenta baixa intensidade.

Abaixo é mostrada a seção transversal da versão atual do acoplador óptico desenhado no *software Zemax Opticstudio*, constituído de onze lentes.

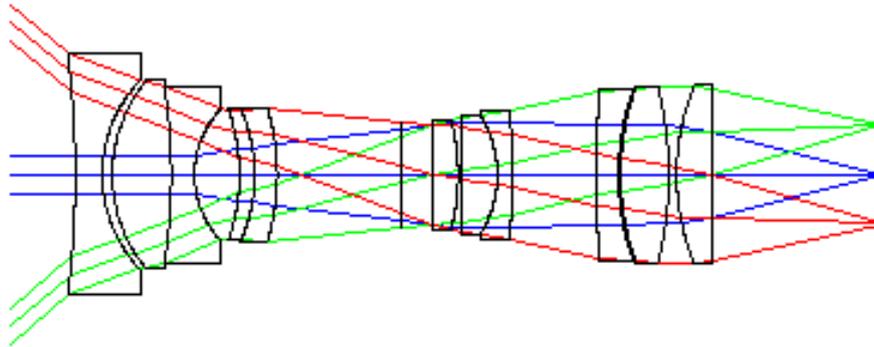


Figura 23: Seção transversal do acoplador óptico de alto campo de visão. Fonte: **Próprio autor**.

4. Resultados e discussão

4.1. Magnetômetro a efeito Kerr

O desenho do magnetômetro a efeito Kerr foi feito nos *softwares OSLO e TracePro* e seus resultados foram obtidos a partir desses *softwares*. A concentração de radiação em um ponto no detector significa maior qualidade e precisão na medida, logo, é interessante performar rotinas de otimização nas distâncias das lentes e seus raios de curvatura afim de obter os menores *spots* possíveis.

A figura 24 abaixo demonstra a planilha de dados do *software OSLO*, a *surface data*, uma planilha de entrada dos parâmetros geométricos do sistema óptico como os raios de curvatura das superfícies (*radius*), as espessuras entre as superfícies (*thickness*, distância entre as superfícies), os materiais que constituem os espaços entre as superfícies (*glass*) e o Semi-diâmetro, o raio da lente (*Aperture radius*).

SRF	RADIUS	THICKNESS	APERTURE RADIUS	GLASS	SPECIAL
OBJ	0.000000	10.000000	1.0000e-05	AIR	C
AST	0.000000	10.000000	1.005038 AS	AIR	C
2	13.154350	2.000000	3.000000	SK16	C
3	-11.763534 S	20.175313 S	2.017542 S	AIR	
4	0.000000	0.000000	1.0050e-05 SX	REFL_HATCH	C
5	30.000000	50.000000	1.0050e-05 S	AIR	C
6	-100.000000	-2.000000	4.000000	SK16	C
7	7.353890 S	-20.000000	1.115960 S	AIR	C
IMS	0.000000	-0.256917	1.115959 S		

Figura 24: *Surface data* do software OSLO para o Magnetômetro a efeito Kerr. Fonte: **Próprio autor.**

É possível verificar também no canto superior direito o comprimento de onda da radiação analisada (*Primary wavln*), com o valor de 0,6328mm. Este valor corresponde ao Laser de He-Ne utilizado, de coloração vermelha.

As lentes, superfícies 2 e 6, são feitas de vidro SK16 (*Dense Crown*) e a superfície da amostra 4 foi desenhada como sendo uma superfície especular.

O diagrama de *spot* gerado a partir desse desenho no detector é representado abaixo.

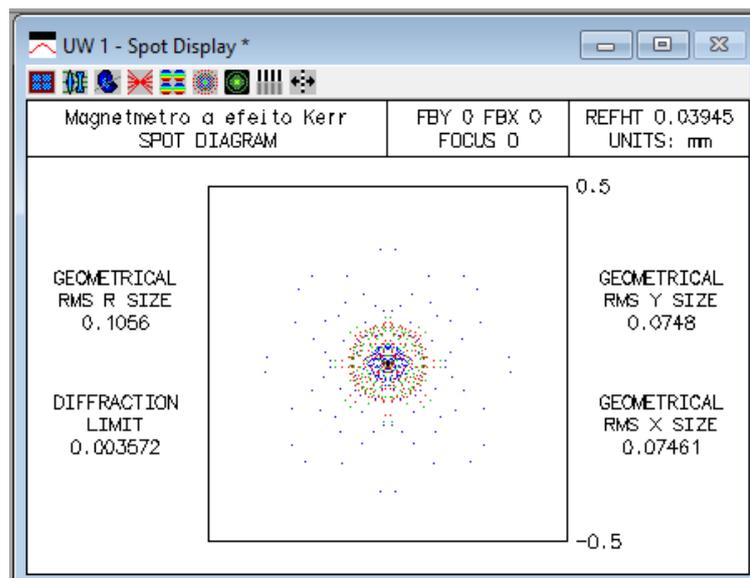


Figura 25: Diagrama de *spot* para o Magnetômetro a efeito Kerr. Fonte: **Próprio autor.**

Percebe-se que a região central do *spot* é mais densa, se tornando menos densa conforme afasta-se do centro. A região central do *spot* é aproximadamente circular e possui raio médio de 0,074705mm, a média para os valores de raio em x e y (*Geometrical RMS y,x size*) com limite de difração de 0,003572mm. Como o Laser é monocromático não há a presença de aberração cromática no sistema. Podemos visualizar as aberrações presentes no sistema na figura 28.

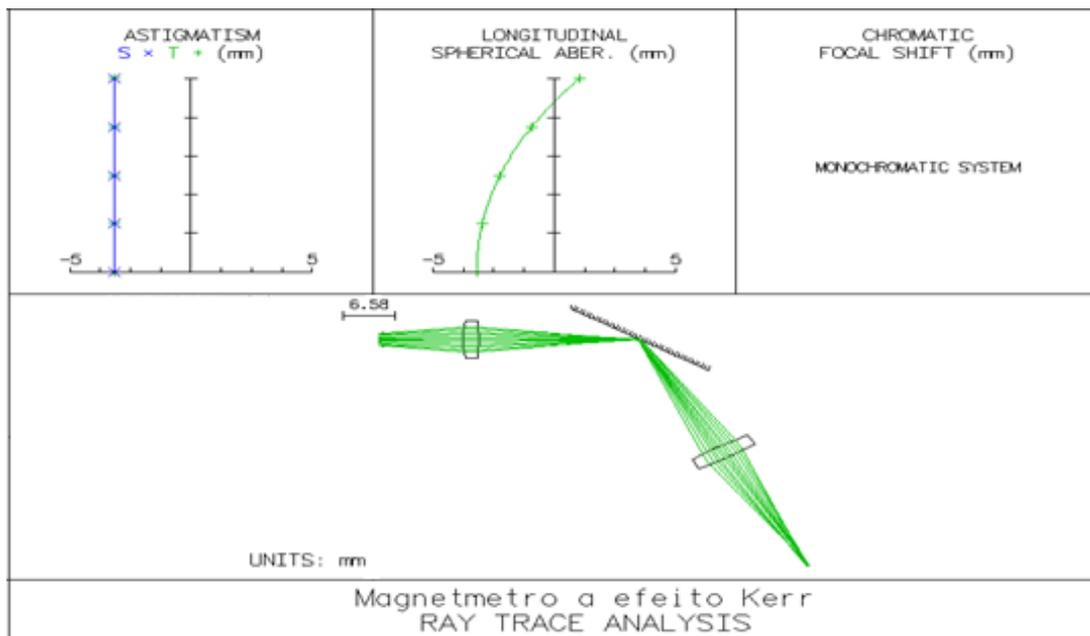


Figura 26: Aberrações do sistema do Magnetômetro a efeito Kerr. Fonte: **Próprio autor.**

Verifica-se que o sistema não apresenta aberração cromática pois existe apenas um comprimento de onda. A aberração astigmática, a curva à esquerda, também não ocorre, pois ambas as curvas para os focos sagital e meridional coincide. A única aberração presente no sistema é a aberração esférica pois os raios incidem nas lentes paralelos ao eixo óptico, ou seja, independe da altura de campo. É perceptível que a curva ao centro para a aberração cromática (*Longitudinal spherical aber.*) segue um regime quadrático crescendo conforme o raio da pupila ao quadrado. Abaixo é destacado a representação gráfica do magnetômetro a Efeito Kerr desenhado no *software*.

As amostras analisadas atualmente na faculdade de tecnologia de São Paulo são revestidas com uma camada antirrefletora de 33nm de espessura de Sulfeto de Zinco (ZnS). O comprimento de onda incidente sobre a camada segundo a equação (2.22) deve ser transmitida, refletida ou absorvida. O ZnS

apresenta alta transmissividade na região do espectro luminoso [Naheem]. Para análise da transmissividade e refletividade do ZnS foi desenhado no *software TracePro* um sistema auxiliar demonstrado abaixo:

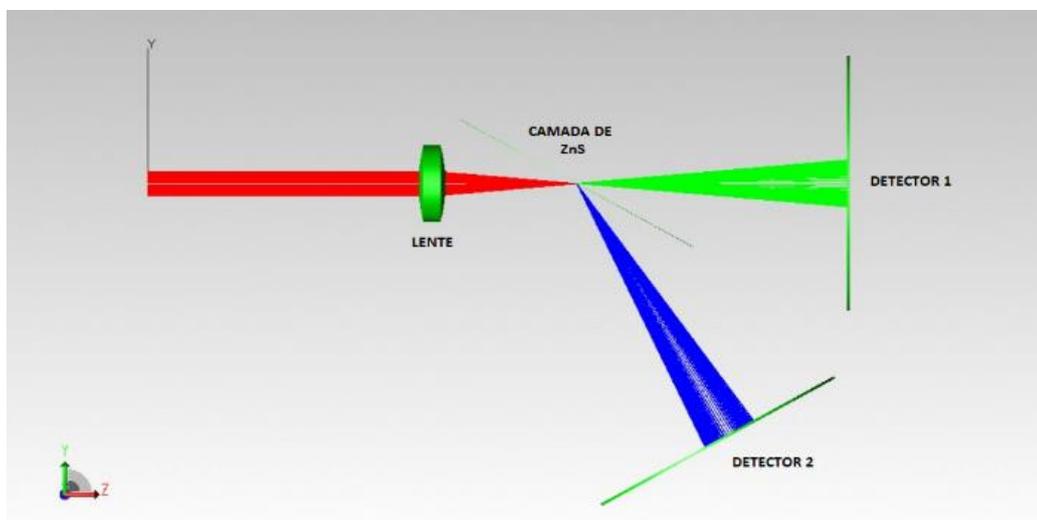


Figura 27: Sistema para análise do ZnS. Fonte: *Próprio autor*

Foi desenhada uma camada de 33nm de espessura de ZnS, com suas propriedades ópticas determinadas no catálogo do *software TracePro*.

Foram comparados os fluxos incidentes nos detectores 1 e 2, a radiação transmitida e refletida pela camada de ZnS respectivamente, com a radiação incidente do Laser de 1,5mW. Os resultados obtidos seguem na tabela 4:

Tabela 4 – Fluxo incidente nas superfícies do sistema.

Superfície	Potência Incidente (mW)
Lente	1,500
Camada de ZnS	1,492
Detector 1	0,945
Detector 2	0,497

Observe que 8 μ W foram absorvidos pela lente e houve uma absorção de 54,7 μ W pela superfície da camada de ZnS. 0,945mW incidentes na camada de ZnS foram transmitidos, incidindo no detector 1, enquanto 0,497mW foram refletidos, incidindo no detector 2.

A camada de ZnS atualmente aplicada na amostra analisada apresenta um rendimento de 63,3% da radiação incidente, enquanto reflete 33,3% da

radiação incidente. É um resultado de baixo rendimento, passível de aprimoramento quanto ao material utilizado para revestimento na amostra.

Podemos também comparar, na figura 28 abaixo as distribuições de energia no interior da mancha antes e após rotina de otimização.

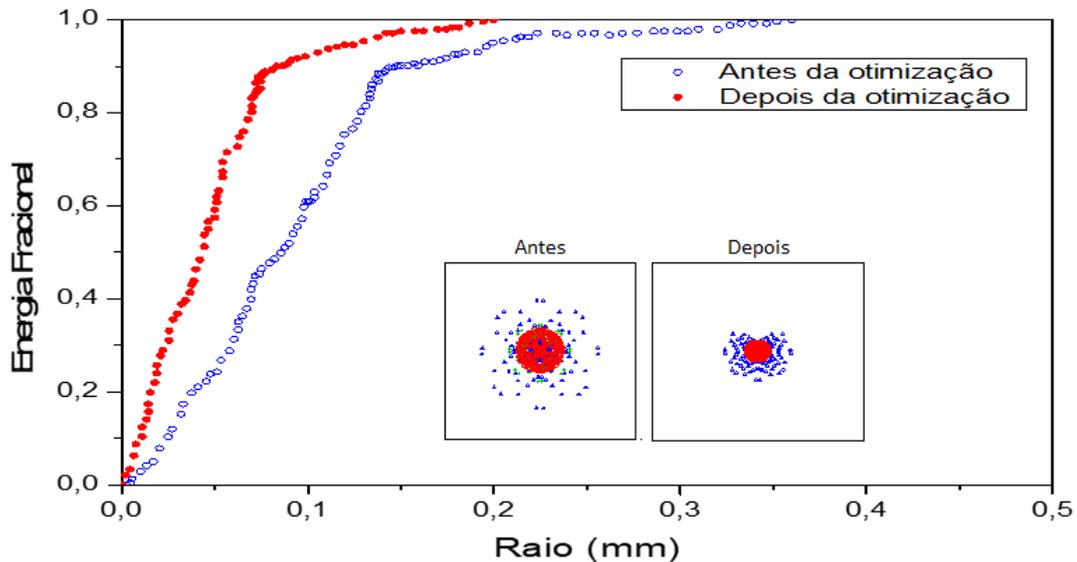


Figura 28: Parcela da energia contida no *spot* no detector em função do raio e comparação dos *spots* antes e depois da otimização. Fonte: **Próprio autor**

Foi possível encontrar um *spot* aproximadamente 50% menor após a rotina de otimização, onde é possível visualizar que a curva depois da otimização cresce aproximadamente linear possui maior inclinação, obtendo maior energia em um menor raio em comparação com a curva antes da otimização. (SILVA, 2019)

Outra otimização utilizada diz respeito a aplicação de uma camada antirrefletora genérica sobre as lentes do sistema. A distribuição energética no *spot* formado pelo sistema do magnetômetro a efeito Kerr após análise de *raytracing* no caso sem a aplicação da camada antirrefletora é apresentado na figura 31:

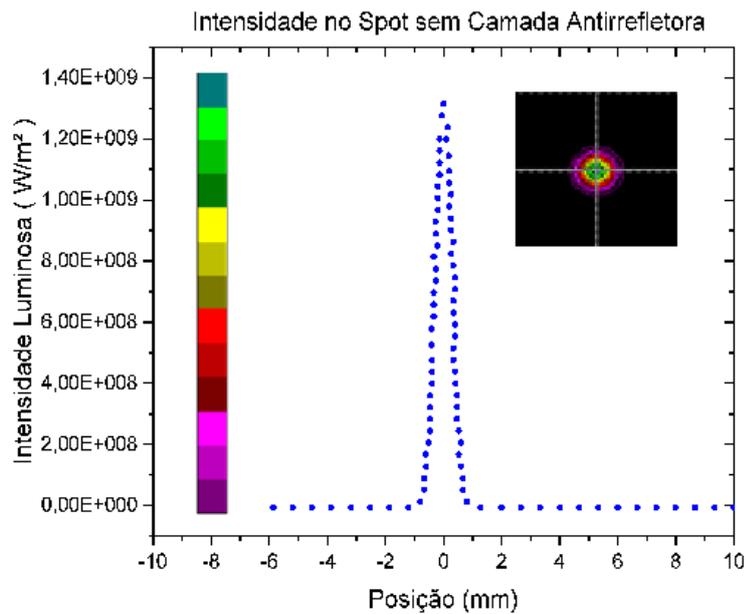


Figura 29: Intensidade no *Spot* do magnetômetro sem a aplicação de camada antirrefletora. Fonte: **Próprio autor.**

Obteve-se uma intensidade máxima no centro do *spot* de aproximadamente $1,40 \times 10^9 \text{ W/m}^2$.² Observando-se a distribuição energética no *spot* formado pelo sistema do magnetômetro a efeito Kerr no caso com a aplicação da camada antirrefletora, apresentado na figura 32:

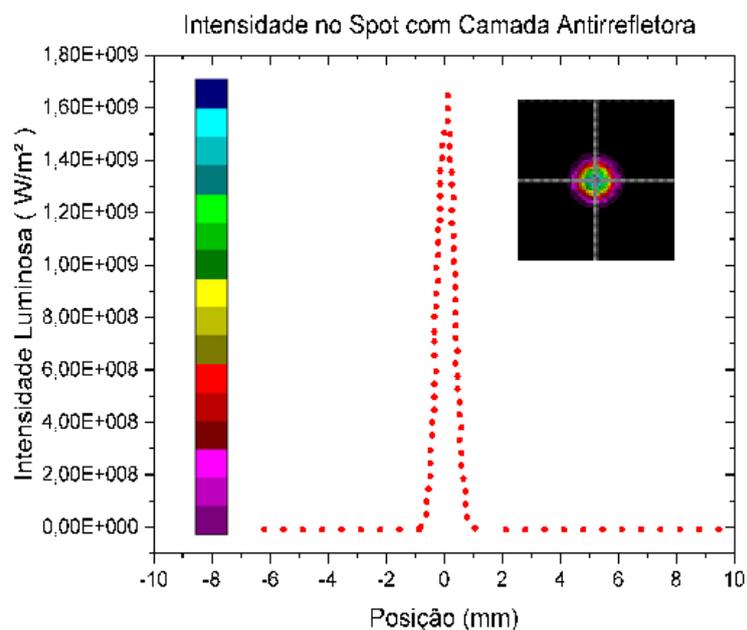


Figura 30: Intensidade no *Spot* do magnetômetro com a aplicação de camada antirrefletora. Fonte: **Próprio autor.**

² Na simulação da densidade superficial de intensidade luminosa considera-se que cada raio possui uma potência de 1J/s. Portanto, a distribuição da intensidade luminosa neste gráfico representa a densidade de raios por m², ou seja, 1W/m² representa 1 raio a cada m² de área.

Obeve-se uma intensidade máxima no centro do spot de aproximadamente $1,70 \times 10^9 \text{ W/m}^2$. Comparando-se o ganho energético com a aplicação da camada antirrefletra, isto é, evitando perdas por reflexão pelas superfícies dos elementos do sistema óptico, foi obtido um ganho energético percentual de 23,1%. A aplicação da camada não interferiu no tamanho do *spot* mas sim na distribuição da energia no eu interior.

4.2. Acoplador óptico de alto campo de visão

O desenho e análise do acoplador óptico de alto campo de visão foram feitos utilizando o software *Zemax Opticstudio*. Analogamente ao magnetômetro, focalizar a maior quantidade possível de raios no menor *spot* possível significa a maior concentração e aproveitamento de energia, um aspecto importante devido à baixa intensidade da radiação emitida pela coluna de plasma. Os parâmetros do sistema constituído de onze lentes são apresentados na figura 33:

	Surf.Type	Comment	Radius	Thickness	Material	Coating	Semi-Diameter	Chip Zone	Mech Semi-Dia	Conic	TCE x 1E-6
0	OBJECT Standard ▾		Infinity	60,000			52,006	0,000	52,006	0,000	0,000
1	Standard ▾		Infinity	0,600			0,000 U	0,000	0,000	0,000	0,000
2	Standard ▾		-9,236	0,249	N-SK4	WAR	1,118	0,000	1,118	0,000	-
3	Standard ▾		1,290	0,092		WAR	0,878	0,000	1,118	0,000	0,000
4	Standard ▾		1,382	0,541	SF1	WAR	0,874	0,000	0,874	0,000	-
5	Standard ▾		-5,438	0,214	N-SK4 P		0,815	0,000	0,874	0,000	-
6	Standard ▾		0,893	0,413		WAR	0,609	0,000	0,874	0,000	0,000
7	Standard ▾		-1,843	0,139	SF1	WAR	0,599	0,000	0,620	0,000	-
8	Standard ▾		-1,524	0,207	N-SK4 P		0,608	0,000	0,620	0,000	-
9	Standard ▾		-2,183	1,136		WAR	0,620	0,000	0,620	0,000	0,000
10	Standard ▾		Infinity	0,299			0,491	0,000	0,491	0,000	0,000
11	STOP (aper) Standard ▾		-6,625	0,226	N-SK4 P	WAR	0,461 U	0,000	0,507	0,000	-
12	Standard ▾		-1,974	0,021		WAR	0,507	0,000	0,507	0,000	0,000
13	Standard ▾		25,669	0,340	N-SK4 P	WAR	0,531	0,000	0,603	0,000	-
14	Standard ▾		-1,038	0,146	SF1		0,556	0,000	0,603	0,000	-
15	Standard ▾		-4,202	0,758		WAR	0,603	0,000	0,603	0,000	0,000
16	Standard ▾		8,252	0,207	SF1	WAR	0,770	0,000	0,792	0,000	-
17	Standard ▾		2,419	0,021		WAR	0,792	0,000	0,792	0,000	0,000
18	Standard ▾		2,452	0,442	N-SK4 P	WAR	0,802	0,000	0,824	0,000	-
19	Standard ▾		-3,426	0,071		WAR	0,824	0,000	0,824	0,000	0,000
20	Standard ▾		2,170	0,317	N-SK4 P	WAR	0,829	0,000	0,829	0,000	-
21	Standard ▾		33,665	1,561		WAR	0,805	0,000	0,829	0,000	0,000
22	IMAGE Standard ▾		Infinity	-			0,457	0,000	0,457	0,000	0,000

Figura 31: Surface data do software Zemax Opticstudio para o Acoplador Óptico. Fonte: **Próprio autor.**

As lentes são feitas dos vidros N-SK4 (*Dense Crown*) e SF1 (*Dense Flint*). Os conjuntos de lentes com estes dois tipos, um vidro *Crown* de índice de

refração relativo baixo e um vidro *Flint* de índice de refração relativo alto caracteriza um duplete acromático com a finalidade de reduzir a aberração cromática.

O tamanho do *spot* deste sistema é limitado pelo diâmetro do núcleo das fibras ópticas que transportam a luz ao sistema de análise de dados no computador. Um *spot* maior que o diâmetro do núcleo das fibras significa grande perda de energia luminosa.

Conforme aumenta-se a altura do campo, isto é, o ângulo com que os raios incidem no sistema, aumenta-se a intensidade das aberrações presentes fora do eixo óptico. Os *spots* obtidos pelo sistema óptico desenhados se encontram na figura 34 a seguir:

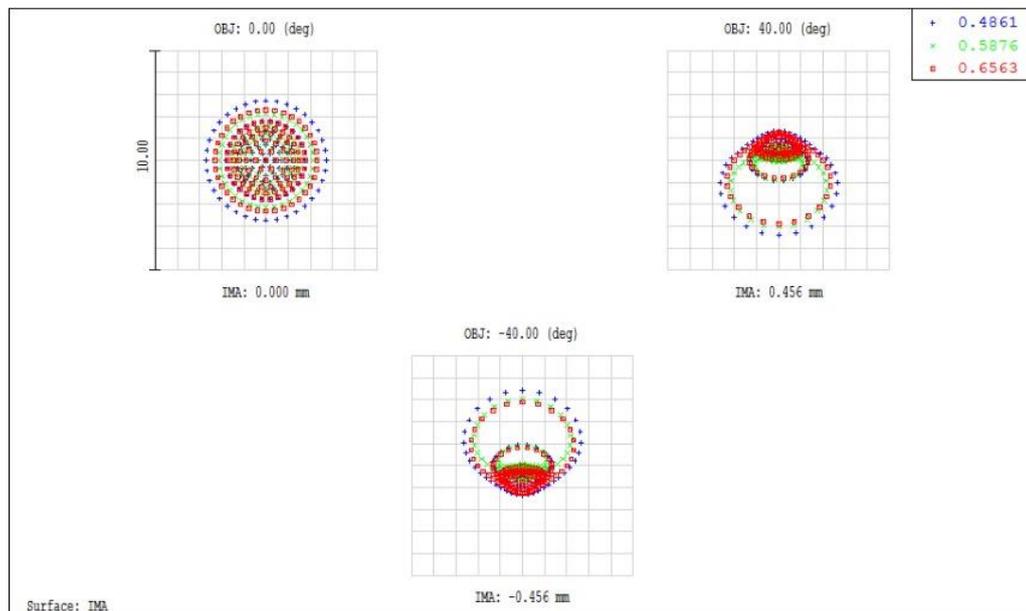


Figura 32: Diagrama de *spot* para o Acoplador Óptico para os três comprimentos de onda F, d e C de Fraunhofer. Fonte: **Próprio autor**.

O tamanho máximo do *spot* obtido foi da ordem de $4\mu m$, bem menor que o diâmetro da fibra de $420\mu m$. Conforme decorrerá o desenvolvimento do sistema será priorizada a redução do número de lentes do sistema afim de reduzir o custo de produção do sistema. Com a redução do número de lentes espera-se que aumente o *spot*, com o limite de pelo menos 10 vezes menor que o diâmetro da fibra óptica por efeitos de tolerância.

Verifica-se no *spot* representado no canto superior esquerdo o *spot* formado para os raios que incidem paralelos ao eixo óptico, a uma abertura de 0° . Para

objetos no eixo óptico a única aberração de raios presente é a aberração esférica. Percebe-se também leve influência da aberração cromática.

Os dois *spots* localizados no centro e no canto superior direito representam os raios incidentes sob a abertura de -40° e 40° respectivamente, formando um campo de visão de 80° . Percebe-se nesses *spots* simetria longitudinal entre si com relação ao eixo óptico e a presença de outros tipos de aberrações. A aberração coma se faz presente com certa intensidade, visto a forma de cometa das manchas. Também é possível verificar a presença de aberração cromática para os comprimentos de onda representados pelas cores indicadas no canto superior direito com seus comprimentos de onda em *mm*. Se faz presente em grande quantidade a aberração de distorção, que cresce à terceira potência com a altura do campo.

A figura 35 representa as aberrações de raios na superfície da imagem como função da coordenada da pupila *r*.

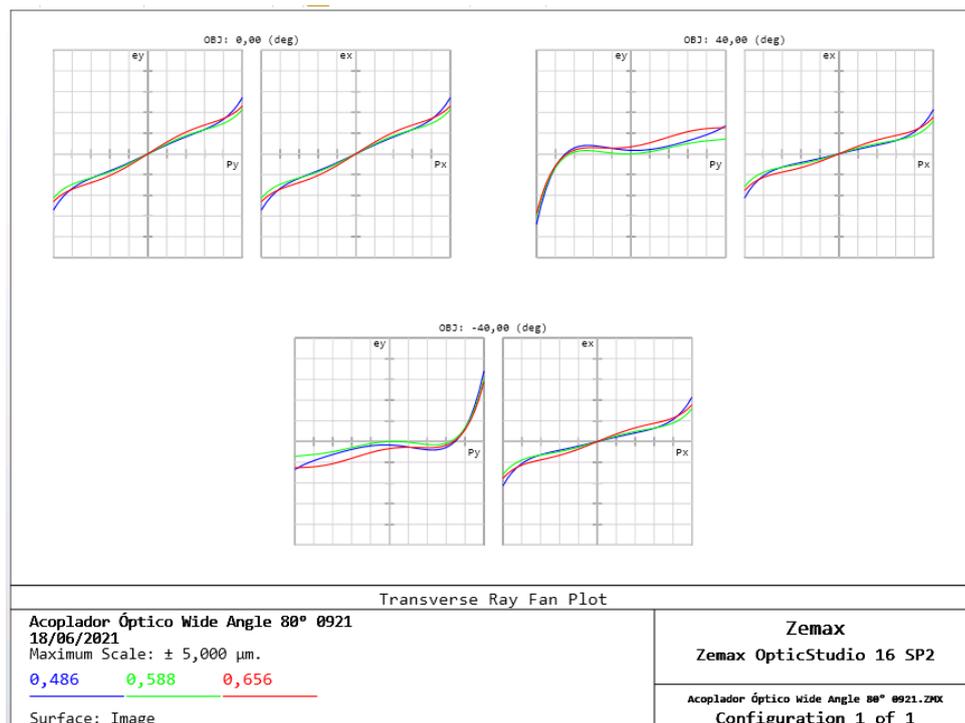


Figura 33: Aberrações do sistema do acoplador óptico. Fonte: **Próprio autor**.

As aberrações presentes nas coordenadas em *x*, localizadas à direita das figuras inseridas, são semelhantes, mas possui variações em sua forma nas coordenadas em *y*, localizadas à esquerda das figuras inseridas. Isto acontece

para todas as configurações, ou seja, para raios partindo paralelos ao eixo óptico a 0° até aberturas de -40° a 40°.

Analisando o gráfico para a posição da pupila em y para a altura do campo a 40°, as aberrações partem da extremidade negativa da pupila de um valor negativo para próximo de zero rapidamente, isto é visualizado como a cauda do cometa no diagrama de *spot*. Aproximando-se do centro e crescendo para a extremidade positiva da pupila as aberrações se somam e variam de forma mais harmônica e menos brusca. O gráfico para a altura do campo de -40° é simétrico e invertido.

O gráfico para os raios paralelos ao eixo óptico, bem como os gráficos para a posição da pupila em x para as três alturas de campo, é aproximadamente linear sobre a bissetriz, isto é, as aberrações são constantes e uniformes ao decorrer da posição da pupila indicando formato aproximadamente esférico.

A quantidade das aberrações presentes nas superfícies do sistema e no plano da imagem corresponde à soma de Seidel, onde os coeficientes de magnitude das aberrações são representados e a soma de todas a superfícies resulta nas aberrações resultantes no plano da imagem. A soma de Seidel do sistema em análise é apresentada na figura 36, desconsiderando-se a aberração de distorção:

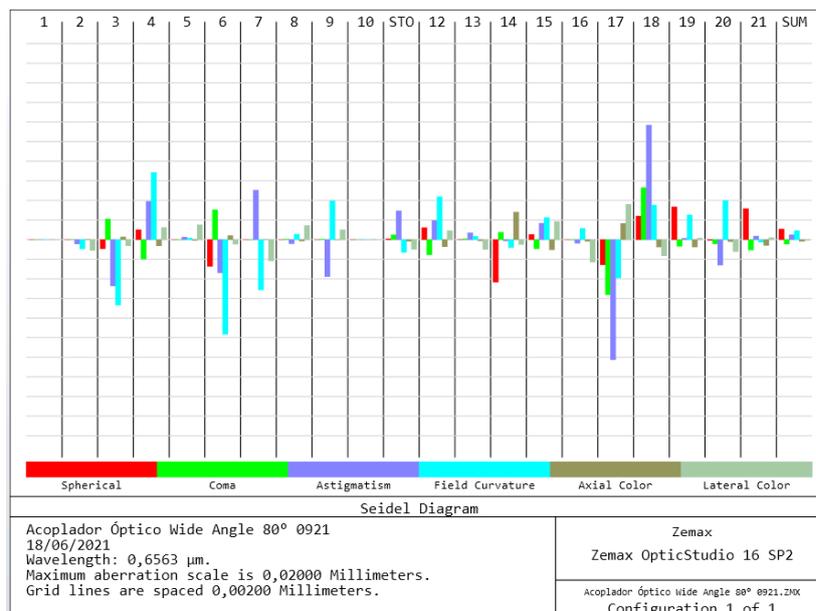


Figura 34: Soma de Seidel desconsiderando-se a distorção. Fonte: **Próprio autor.**

As aberrações do sistema tendem a se somar de superfície a superfície de modo a se anularem no plano da imagem. Percebe-se que na superfície 17, por exemplo, ocorre grande interferência de um coeficiente negativo para o astigmatismo compensado pela superfície seguinte. No plano de imagem percebe-se uma redução significativa na soma para as aberrações totais para todo o campo de visão, com menor interferência da aberração cromática.

Levando-se em consideração a distorção de campo, que cresce por um fator ao cubo conforme cresce a altura de campo, a soma de Seidel está representada na figura 37:

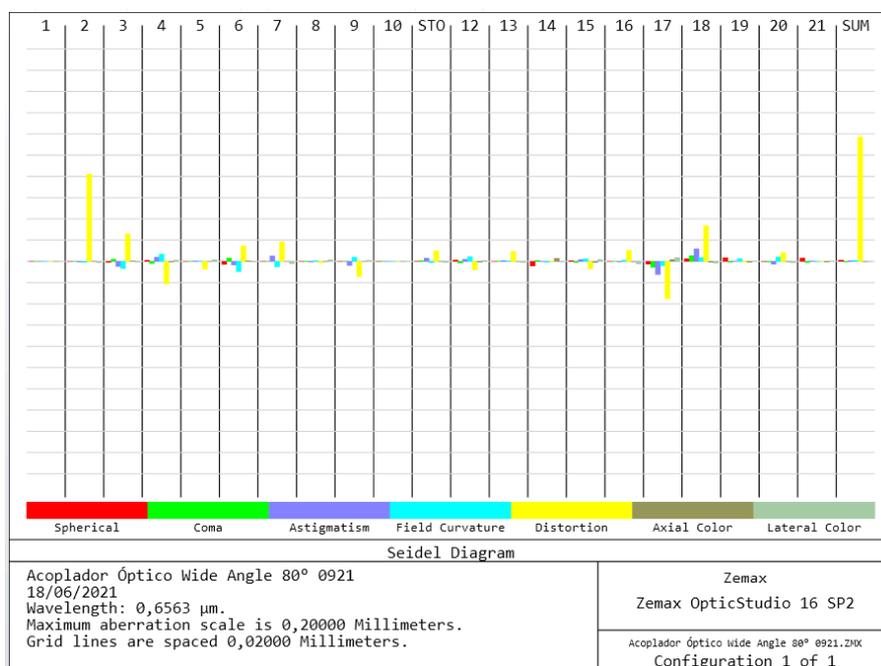


Figura 35: Soma de Seidel considerando-se a distorção. Fonte: **Próprio autor.**

Percebe-se que a distorção, em amarelo, possui grande interferência na imagem final, comparando-se a intensidade da distorção com a intensidade das aberrações identificadas previamente. Evidencia-se então que a distorção é a aberração mais poderosa do sistema, de modo que numa decorrente otimização do sistema seria interessante buscar reduzir a distorção, no entanto, é uma aberração determinante para a formação de imagem.

Como este sistema óptico não se caracteriza por providenciar a formação da imagem mas sim fazer o transporte de informação da janela do reator ao conjunto de fibras ópticas, as aberrações devem ser controladas apenas de modo a manter o tamanho do *spot* dentro do limite do núcleo da fibra e sua conservação de energia transmitida, independente da qualidade de imagem.

5. Conclusões

O desenvolvimento e otimização do Magnetômetro a efeito Kerr vem sendo feito nos últimos anos pelos alunos de iniciação científica do Laboratório Didático de Física da Faculdade de Tecnologia de São Paulo e foram obtidas diversas melhorias nos regimes de otimização. Há um equipamento localizado no Laboratório de Materiais Magnéticos do Instituto de Física da Universidade de São Paulo que serviu como inspiração para o desenvolvimento deste projeto via software. Almeja-se com o decorrer dos projetos de pesquisas realizar a construção de um equipamento semelhante na faculdade de tecnologia de São Paulo, otimizado, conforme o projeto realizado via *software*, para utilização em estudos e pesquisas de materiais magnéticos pelos docentes e alunos da instituição, bem como recurso didático.

Embora preliminares, foram obtidos resultados satisfatórios para o sistema óptico do acoplador de alto campo de visão. O diâmetro do *spot* é até o momento por volta de 1% do diâmetro do núcleo da fibra óptica. No decorrer do desenvolvimento objetiva-se reduzir o número de lentes, tomando a liberdade de, se necessário, aumentar o diâmetro do *spot* até 10 vezes menor que o diâmetro do núcleo da fibra. Será feito o estudo também dos tipos de camadas antirrefletoras a serem aplicadas de modo a evitar ao máximo as perdas por reflexão da superfície das lentes, bem como evitar absorção de radiação pelo material da camada antirrefletora.

Para ambos os sistemas também serão estudadas as tolerâncias para os espaçamentos e raios de curvatura das lentes visando reduzir o custo de fabricação e viabilizar a manufatura do sistema.

A partir dos resultados obtidos no desenvolvimento dos dois sistemas ópticos de precisão, conclui-se que o estudo das propriedades e características da óptica geométrica e paraxial alinhado com o conhecimento prático de utilização dos *softwares* de desenho óptico é de vital importância para realizar a melhor otimização de tais sistemas, fundamentais para o desenvolvimento do setor tecnológico-científico da sociedade moderna.

Bibliografia

BAQUERO, W. A. H. **Turbulent temperature fluctuations in TCABR Tokamak**. São Paulo : Instituto de Física da Universidade de São Paulo, 2017.

BITTENCOURT, J. A. **Fundamentals of Plasma Physics**. 4. ed. São José dos Campos: INPE, 2018.

BOYD, R. W. **Nonlinear Optics**. 3. ed.: Academic Press, 2008.

CALLISTER, W. D. **Ciência e Engenharia de Materiais, Uma Introdução**. 8. ed. Rio de Janeiro: LTC, 2012.

CHEN, F. F. **Introduction to plasma physics and controlled fusion**. 2. ed. Nova Iorque e Londres: Plenum Press, v. 1, 1984.

FOX, A. M. **Optical Properties of Solids**. 1. ed.: Oxford University Press, 2001.

GOFF, D. R. **Fiber Optic Video Transmission**. 1. ed.: Focal Press, 2003.

GOMES, G. F. D. M. **Estudo in-situ de filmes magnéticos ultrafinos por magnetometria Kerr e técnicas de superfície**. Belo Horizonte: Universidade Federal de Minas Gerais, 2009.

GRANT, B. **Field Guide to Radiometry**. 1. ed. SPIE Press, 2011.

HAIDER, T. A Review of Magneto-Optic Effects and Its Application. **International Journal of Electromagnetics and Applications**, v. 7, n. 1, p. 17-24, 2017.

HALLIDAY, D.; RESNICK, R.; WALKER, J. **Fundamentos de Física – Óptica e Física Moderna**. 8. ed. Rio de Janeiro: LTC, v. 4, 2009.

HETCH, E. **Optics**. 5. ed.: Pearson, 2017.

KITTEL, C. **Introduction to Solid State Physics**. 8. ed. Nova Iorque: John Wiley & Sons, 2004.

KOGELNIG, H.; LI, T. Laser Beams and Resonators. **Applied Optics**, v. 5 , p. 1550-1567, 1966.

KORSCH, D. **Reflective Optics**. 1. ed. Academic Press, 1991.

LOPES, L. D. C. **Controle metrológico da cor aplicado à Estamparia digital de materiais txteis**. Rio de Janeiro : Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, 2009.

MIYAMOTO, K. **Fundamentals of Plasma Physics and Controlled Fusion**. 3. ed. Toki, Japão: NIFS, 2011.

NADEEM, M. Y.; AHMED, W. Optical Properties of ZnS Thin Films. **Turkish Journal of Physics**, n. 24, p. 651-659, 2000.

NOVAK, R. L. **Magneto-optical studies of diluted systems of magnetic nanoparticles and single-molecule magnets.**: Universita Degli Studi di Firenzi, Dipartimento di Fisica , 2008.

SALIH, A. T. Single-material multilayer ZnS as anti-reflective coating for solar cell applications. **Optics Communications**, v. 388, p. 84-89, 2017.

SANTOS, A. D. et al. Domains and giant magneto-impedance in amorphous ribbons by magneto-optical Kerr effect. **Journal of Applied Physics**, v. 79, n. 8, p. 6546-6548, Maio 1996.

SHANNON, R. R.; WYANT, J. C. **Applied Optics and Optical Engineering**. [S.I.]: Academic Press, v. 6, 1992.

SILVA, G. H. B. et al. Caracterização e Susceptibilidade Magneto-Óptica em Ligas Amorfas de CoFeSiB. **Boletim Técnico da Faculdade de Tecnologia de São Paulo** , São Paulo, n. 48, p. 31-32, 2019.

SMITH, W. **Modern Optical Engineering**. 3. ed. Nova Iorque: McGraw-Hill, 2000.

TUFAILE, A. P. B. **Efeito Kerr Magnetoóptico espectral e Sperimagnetismo de filmes amorfos de terra rara-Co**. São Paulo: Instituto de Física da Universidade de São Paulo, 2001.

YARIV, A.; YEH, P. **Optical Waves in Crystals: Propagation and Control of Laser Radiation.**: John Wiley & Sons, 2002.

YONAMINE, T. **Estudo do Ferro, Ferri e Sperimagnetismo em Bicamadas e Filmes Amorfos de R-Co (R=Y, Gd,Tb)**. São Paulo: Instituto de Física da Universidade de São Paulo, 2000.

Apêndice A – Trabalhos publicados

- Encontro de Outono da Sociedade Brasileira de Física, 2020
 - *Radiance Analysis and Optimization of Kerr Effect Magnetometer*
- 28° Simpósio Internacional de Iniciação Científica da Universidade de São Paulo (SIICUSP) (Selecionado para etapa internacional)
 - Design of a High Field Angle Optical Coupler for Impurity Transport Diagnostics In the TCABR Tokamak
- 22° Simpósio de Iniciação Científica e Tecnológica da Faculdade de Tecnologia de São Paulo (SICT)
 - Análise da Transmitância do ZnS Depositado Sobre Uma Fita De CoFeSiB
 - Análise da Eficiência Luminosa do Magnetômetro a Efeito Kerr
- VII Encontro de Memórias e História da Educação Profissional e Tecnológica “Cursos, Currículos e Inovação”
 - O Advento do Laboratório de Física na Educação Tecnológica



RADIANCE ANALYSIS AND OPTIMIZATION OF KERR EFFECT MAGNETOMETER

F. A. F. Albuquerque¹, G. H. B. Silva¹, I. S. Kiel¹, V. Bellintani Jr¹, J. H. F. Severo², C. S. Martins¹

¹Faculdade de Tecnologia de São Paulo

²Instituto de Física da Universidade de São Paulo

INTRODUCTION

The development of techniques of analysis and optimization of optical devices via software is interesting in order to obtain the best performance of the system's light energy, avoiding losses and ensuring a greater concentration of light energy in the smallest spot size.

One way to lost light energy is by the reflection of the light on the surfaces of the elements of the optical system [1].

The Kerr Effect Magnetometer is an optical device in which a LED's light goes through a polarizer and is focused by a lens in the sample's surface, then the reflected light is focused by a second lens in a photodiode, going through an analyzer polarizer.

OBJECTIVES

The objective of this work is to analyse the energy efficiency and influence of generic antireflective layers applied at the surfaces of the lens and an antireflective layer of Zinc Sulfide (ZnS) applied at the sample's surface.

METHODOLOGY

In this work it was used the software TracePro developed by the Lambda Research Corporation for the simulation of the properties of the layers to be analysed.

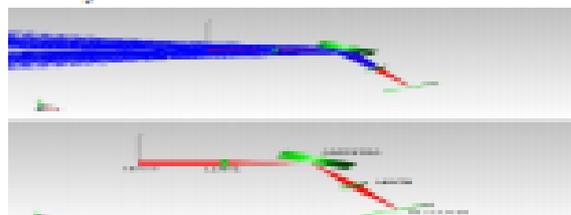


Figure 1 – Above, the Magnetometer without the application of the antireflective layer and below, the magnetometer with the application of the antireflective layer

In the figure 1 the blue rays are the rays effected by the surfaces and the red rays are the rays that come from the He-Ne laser.

In the figure 2, the green rays are transmitted and the blue rays are reflected by the ZnS layer, focusing on the detectors for analysis.

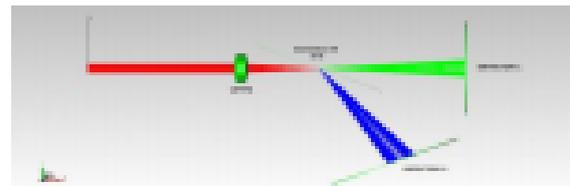


Figure 2 – Optical device drawn to analyse the properties of the ZnS layer

RESULTS AND DISCUSSION

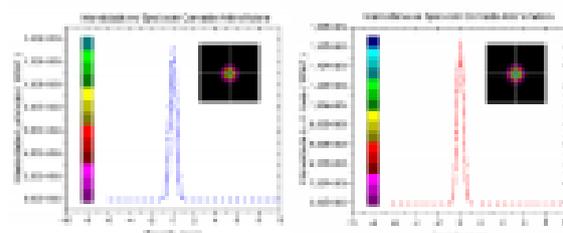


Figure 3 – Comparison of the peak light energy in the cases without and with the antireflective layer

The figure 3 shows the peak intensity in the center of the spot. With the application of the antireflective layer was obtained gain of 23,1% of the peak value, from 1.3GW/m² to 1.7GW/m².

Table 1 – Incident power in the system surfaces

Surfaces	Incident Power (mW)
Lens	1,500
ZnS layer	1,492
Detector 1	0,945
Detector 2	0,497

The table 1 aims to analyse the incident power at the surfaces of the system. 8 μ W was absorbed by the lens and 50 μ W by the ZnS. 0.945mW incident at the ZnS was transmitted while 0.497mW was reflected.

CONCLUSIONS

There was a gain of light energy at the spot of 23,1% with the application of the antireflective layer. The ZnS layer applied at the sample shows an efficiency of transmission of 63,3% by the incident radiation.

ACKNOWLEDGEMENTS

To the Faculdade de Tecnologia de São Paulo, IFUSP and FAPESP (2014/13296-8)

DESIGN OF A HIGH FIELD ANGLE OPTICAL COUPLER FOR IMPURITY TRANSPORT DIAGNOSTICS IN THE TCABR TOKAMAK

Fernando A. F. Albuquerque

Cezar S. Martins

José Helder F. Severo

Faculdade de Tecnologia de São Paulo / USP Physics Institute

fernandoafalbuquerque@gmail.com

Objectives

The emitted radiation by termonuclear plasmas can be used to infer some parameters such as temperature and density. To study the transport of impurities in the tokamak TCABR through the emission of spectral lines of impurities, an optical coupler is being designed that will collimate the light emitted by the plasma column in a set of 32 optical fibers. The fibers diameter is 400 μm . This implicates that the optical spot generated by the coupler should not exceed 400 μm .

Materials and Methods

The figure 1 shows the experimental arrangement of the transport impurity diagnostics. To be able to collect light from the entire plasma column, it will be necessary to design an optical system capable of collecting light at an angle about 80°

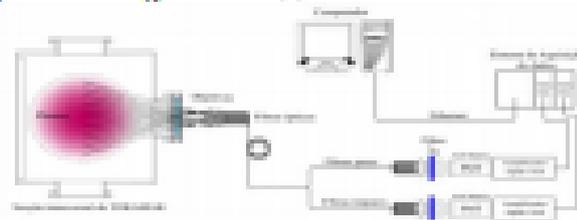


Figure 1: Experimental arrangement of the diagnostics to measure the impurity transport

The design of this optical system is being developed in the Zemax OpticsStudio software [1].

Results

In the figure below we have represented a first version of the optical coupler. The results of the simulations made in the raytracing program Zemax shows that the obtained spot size is of order of 4 μm .

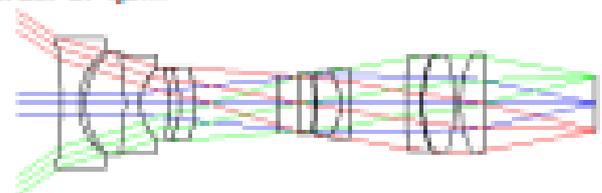


Figure 2: Cross section of the optical coupler

Which is smaller than the diameter of the optical fiber and therefore represents a good approximation to the coupler.

Conclusions

The results obtained, although preliminary, were satisfactory. The next step to be taken will be to try to reduce the number of lenses, which in the current version is 11 and thereby reduce the cost of the coupler.

References

[1] ZEMAX Optical Design Program User's Manual

Acknowledgements

FATEC-SP, IFUSP and FAPESP (2014/13296-8).

ANÁLISE DA TRANSMITÂNCIA DO ZnS DEPOSITADO SOBRE UMA FITA DE CoFeSiB

Fernando A. F. Albuquerque¹, Igor S. Kief¹, José Helder F. Severo¹, César S. Martins²

^{1,2,3} Faculdade de Tecnologia de São Paulo

³ Instituto de Física da Universidade de São Paulo

fernandoafalbuquerque@gmail.com, cmartins@fatocsp.br

1. Introdução

Nos últimos anos tem havido uma crescente demanda na área de materiais magnéticos utilizados especialmente em sensores e microeletrônica em geral. A descoberta da Magnetoimpedância Gigante (GMI), que possibilita um grande salto da impedância do material quando aplicado um baixo campo magnético externo despertou um grande interesse da comunidade científica e de grandes empresas.

O estudo e análise da GMI pode ser feito por meios ópticos, como pela utilização do Magnetômetro a Efeito Kerr, um sistema óptico que consiste através de duas lentes colimar a luz proveniente de um Laser na amostra e então focalizar sua luz refletida num detector, verificando a mudança do plano de polarização da luz refletida pela amostra em comparação com a luz incidente.

O objetivo deste trabalho é analisar transmitância de uma camada de 33nm de Sulfeto de Zinco (ZnS), um material semicondutor de *Band Gap* (Energia de banda) direto e banda larga, amplamente utilizado em dispositivos e sistemas ópticos como camada antirrefletora, aplicado numa fita de CoFeSiB utilizada em experimentos para o estudo da GMI no Magnetômetro a Efeito Kerr [1].

2. Materiais e Métodos

A camada antirrefletora de ZnS apresenta alta transmitância na região visível do espectro luminoso [2].

$$T + R + A = 1 \quad (1)$$

A equação (1) diz que a soma das quantidades de radiação transmitida (T), refletida (R) e absorvida (A) é igual à quantidade de radiação incidente. No caso de uma alta transmitância há pouca radiação refletida e absorvida pelo material, de modo que a camada de ZnS torna-se antirrefletora e age também como um guia de onda.

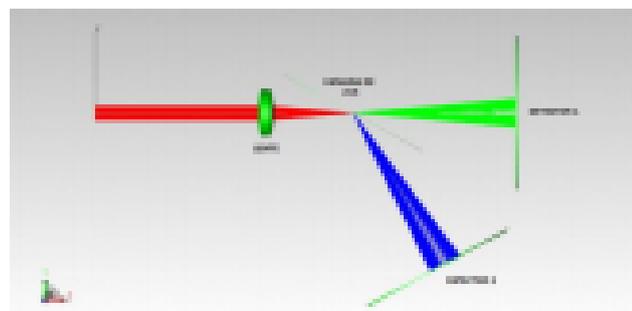


Figura 1 – Sistema óptico desenhado para análise do rendimento de uma camada de ZnS

Para análise do rendimento da camada de ZnS depositada na fita de CoFeSiB, foi desenhado um sistema

óptico no Software TracePro desenvolvido pela Lambda Research Corporation, como representado na figura 1.

O sistema consiste em uma fonte de Luz Laser He-Ne, emitindo os raios vermelhos, de comprimento de onda de 632,8nm e potência de 1,5mW, incidindo sobre a primeira lente do sistema do Magnetômetro a Efeito Kerr, que colima a luz para a amostra. Esta lente é de vidro SK16 com uma camada antirrefletora. Os raios verdes são os raios transmitidos pela camada de 33nm de ZnS e os raios azuis são os raios refletidos pela amostra. Estes raios incidem nas superfícies dos detectores para quantização da energia transmitida e refletida.

3. Resultados

Foi feita simulação no Software TracePro para determinar a potência dos raios transmitidos e refletidos e os resultados são apresentados na tabela 1.

Tabela 1 – Potência incidente nas superfícies do sistema.

Superfície	Potência Incidente (mW)
Lente	1,500
Camada de ZnS	1,492
Detector 1	0,945
Detector 2	0,497

Observe que 8µW foram absorvidos pela lente e houve uma absorção de 50µW pela superfície da camada de ZnS. 0,945mW incidentes na camada de ZnS foram transmitidos, incidindo no detector 1, enquanto 0,497mW foram refletidos, incidindo no detector 2.

4. Conclusões

A camada de ZnS atualmente aplicada na amostra de CoFeSiB apresenta um rendimento de 63,3% da radiação incidente, enquanto reflete 33,3% da radiação incidente. Tal resultado implica em pouco aproveitamento energético. No decorrer do trabalho será estudada a possibilidade de adequação do laser para um comprimento de onda que apresente melhor transmissividade no ZnS ou a aplicação de camada de um material com melhor desempenho.

5. Referências

- [1] Ammar T. Salih et. al., *Single-material multilayer ZnS as anti-reflective coating for solar cell applications*, *Optics Communications*, Vol 388, 84-89, 2017.
- [2] M. Y. NADEEM, Waqas AHMED, *Optical Properties of ZnS Thin Films*, *Turk J Phys*, 24(2000), 651-659.

Agradecimentos

À Faculdade de Tecnologia de São Paulo, ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo e à FAPESP (2014/13296-8).

ANÁLISE DA EFICIÊNCIA LUMINOSA DO MAGNETÔMETRO A EFEITO KERR

Fernando A. F. Albuquerque¹, Igor S. Kiel², José Helder F. Severo³, César S. Martins¹

^{1,2,3} Faculdade de Tecnologia de São Paulo

³ Instituto de Física da Universidade de São Paulo

fernandoafalbuquerque@gmail.com, cmartins@fatecsp.br

1. Introdução

O desenvolvimento das técnicas de análise e otimização de sistemas ópticos via *software* é interessante no âmbito do melhor rendimento da energia luminosa do sistema, evitando perdas e garantindo uma maior concentração de energia luminosa no *spot*, que nada mais é do que a imagem formada pelo objeto num ponto.

A maior quantidade de energia luminosa no menor *spot* possível implica na melhor qualidade da informação transmitida pelo sistema óptico. Uma forma de perda de energia luminosa é pela reflexão da luz nas superfícies dos elementos do sistema óptico [1]. Para diminuir a refletância das superfícies são aplicadas camadas finas de materiais antirrefletores.

O Magnetômetro a Efeito Kerr é um sistema óptico de medida das propriedades magnéticas dos materiais através do Efeito Kerr que baseia-se na rotação do plano de polarização da luz refletida por um material magnético em comparação com a luz incidente. Este magnetômetro consiste de duas lentes, sendo que uma colima a luz do Laser na amostra e a outra focaliza a luz refletida pela amostra no detector.

O objetivo deste trabalho é analisar a eficiência energética e influência de uma camada antirrefletora nas lentes do sistema óptico do Magnetômetro a Efeito Kerr.

2. Materiais e Métodos

Neste trabalho está sendo utilizado o *software* TractPro, desenvolvido pela Lambda Research Corporation para análise das propriedades do sistema.

Através da aplicação de camadas antirrefletores nas lentes disponíveis em catálogo é possível analisar a diferença de rendimento energético.

A camada aplicada deve apresentar propriedades antiretrorefletores e não interação com a polarização da luz, visto que a interação na polarização interfere na medida obtida pelo Magnetômetro.

3. Resultados

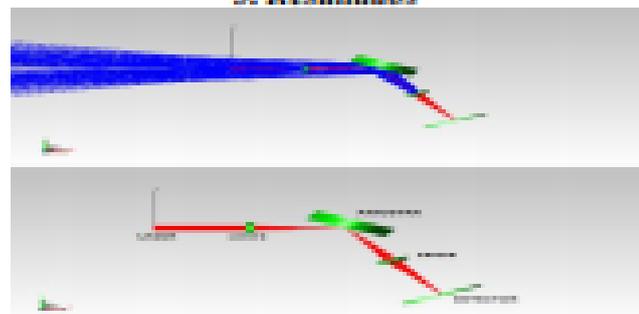


Figura 1 – Acima temos o Magnetômetro sem aplicação da camada antirrefletora e abaixo o Magnetômetro com a aplicação da camada antirrefletora.

Foi feita a análise de *raytracing* sem a presença de camadas antirrefletores nas lentes e com a presença de uma camada antirrefletora genérica, como representado na Figura 1. Em azul tem-se representado os raios refletidos enquanto em vermelho tem-se representado os raios transmitidos.

Analisando-se o *spot* formado no detector, percebe-se, como apresentado na Figura 2, uma maior concentração de energia na região da mancha com um ganho energético percentual de 23,1%.

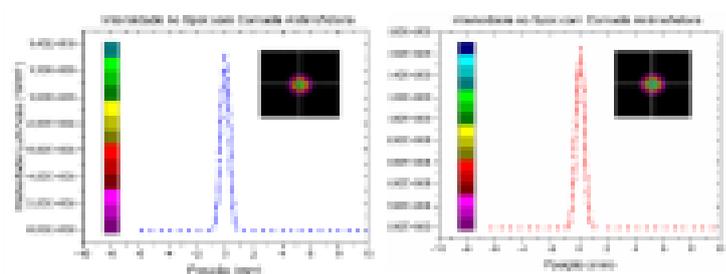


Figura 2 – Comparação da Energia Luminosa no *Spot* nos casos sem e com camada antirrefletora

A aplicação da camada não interferiu no tamanho do *spot* mas sim na distribuição da energia no *eu* interior.

4. Conclusões

Houve um ganho de energia luminosa de 23,1% com a aplicação da camada antirrefletora. Será feita revisão bibliográfica e experimentação com as camadas antirrefletores comerciais disponíveis em catálogo para determinar a melhor escolha, a fim de se obter o ganho mais próximo do teórico obtido. Pretende-se analisar também as propriedades de uma camada fina de ZnS utilizada numa amostra de CoFeSiB [2].

5. Referências

- [1] Grant, Barbara. *Field Guide to Radiometry*. SPIE Press. Pg. 27-37. 2011
- [2] Silva, Gustavo. et. al. *Caracterização e Susceptibilidade Magneto-Óptica em Ligas Amorfas de CoFeSiB*. Boletim Técnico da Faculdade de Tecnologia de São Paulo BT/48, São Paulo, 2019.

Agradecimentos

À Faculdade de Tecnologia de São Paulo, ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo e à FAPESP. (2014/13296-8).

O ADVENTO DO LABORATÓRIO DE FÍSICA NA EDUCAÇÃO TECNOLÓGICA

Fernando A. F. Albuquerque, Valdemar Bellintani Jr., Cezar S. Martins

Faculdade de Tecnologia de São Paulo – FATEC-SP – Laboratório Didático de Física - LDF

antonio_felicio@fatecsp.br, vbellintani@fatecsp.br, cmartins@fatecsp.br

Introdução

A Física é o ramo da ciência que estuda os fenômenos da natureza. É fundamental para o profissional de tecnologia compreender os fenômenos e métodos para quantizá-los, de modo que seja familiarizado com os métodos científicos e de medição, além da aplicação dos conceitos físicos a máquinas e processos.

Por esse motivo, desde a fundação do Centro Estadual de Educação Tecnológica (CEET), são ministradas disciplinas de física aplicada, onde eram abordadas práticas laboratoriais de experimentos relacionados à mecânica dos sólidos, cinemática, dinâmica de rotação, mecânica dos fluidos, ondulatória, eletricidade, eletrostática, termodinâmica e óptica aplicada, conceitos fundamentais para os profissionais em formação, com os tópicos abordados sendo usados pelo resto do curso e da vida profissional.

No Laboratório Didático de Física (LDF) também eram abordados fundamentos de estatísticas e tratamentos de dados, de modo que, havia no LDF uma introdução aos conceitos de controle de qualidade e análise de medição, com roteiros aplicados tanto ao controle estatístico de medidas quanto ao controle estatístico de processo.

Há também uma abordagem respectiva ao conceito de qualidade e satisfação do cliente, de modo que os relatórios de experimentos produzidos buscam assemelhar relatórios de pareceres e práticas industriais, levantando tanto conceitos teóricos de gestão e aplicações industriais dos conceitos físicos abordados em máquinas e equipamentos, assim como a resolução de problemas e elaboração de pesquisas correlatas ao tema da prática realizada em laboratório.

Este trabalho proposto para o VII Encontro de Memórias e História da Educação Profissional e Tecnológica "Cursos, Currículos e Inovação", visa apresentar a metodologia de ensino prático aplicada no LDF desde a sua implementação bem como as técnicas experimentais desenvolvidas antigamente que continuam em aplicação nos dias atuais, para fins de ensino, com seus aparatos simples, de materiais de fácil obtenção e fácil montagem, de vantagens didático-pedagógicas.

Atualmente o LDF faz parte do Departamento de Ensino Geral (DEG) da Faculdade de Tecnologia de São Paulo, com doze professores, dois auxiliares docentes e quatro monitores, onde no laboratórios fazem uso centenas de alunos de quinze cursos nos períodos da manhã e da noite com diversas disciplinas nos laboratórios de Física 1, Física 2, Física 3 e Física 4. O laboratório conta também com uma sala de pesquisas utilizada por professores para orientar alunos em trabalhos de pesquisa e iniciação científica, com presença constante em simpósios como o Simpósio de Iniciação Científica e Tecnológica da Fatec São Paulo (SICT) e o Simpósio Internacional de Iniciação Científica da USP (SIICUSP), com alunos recebendo premiação de melhor trabalho e destaque em ambos.