



INSTITUTO FEDERAL DE EDUCAÇÃO, CIÊNCIA E TECNOLOGIA DO CEARÁ
IFCE *CAMPUS* FORTALEZA

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA DE TELECOMUNICAÇÕES
- PPGET

DIANA GEIZZA SOARES FERREIRA

ANÁLISE POLARIMÉTRICA DO CRISTAL DE FARADAY PARA APLICAÇÕES EM
SENSORES DE CAMPO MAGNÉTICO

FORTALEZA
2024

DIANA GEIZZA SOARES FERREIRA

**ANÁLISE POLARIMÉTRICA DO CRISTAL DE FARADAY PARA APLICAÇÕES EM
SENSORES DE CAMPO MAGNÉTICO**

Dissertação apresentada ao curso de Mestrado Acadêmico em Engenharia de Telecomunicações do Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Telecomunicações do Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia do Ceará – IFCE – *campus* Fortaleza, como requisito para obtenção do Título de Mestra em Engenharia de Telecomunicações. Área de concentração: Micro-ondas e Óptica integrada.

Orientador: Prof. Dr. Glendo de Freitas Guimarães
Coorientador: Prof. Dr. Aderaldo Irineu Levartoski de Araujo

FORTALEZA

2024

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação
Instituto Federal do Ceará - IFCE
Sistema de Bibliotecas - SIBI
Ficha catalográfica elaborada pelo SIBI/IFCE, com os dados fornecidos pelo(a) autor(a)

- F383a Ferreira, Diana Geizza Soares.
 Análise polarimétrica do cristal de Faraday para aplicações em sensores de campo magnético / Diana Geizza Soares Ferreira. - 2024.
 85 f. : il. color.
- Dissertação (Mestrado) - Instituto Federal do Ceará, Mestrado em Engenharia de Telecomunicações, Campus Fortaleza, 2024.
 Orientação: Prof. Dr. Glendo de Freitas Guimarães.
 Coorientação: Prof. Dr. Aderaldo Irineu Levartoski de Araujo.
1. Efeito Faraday. 2. Cristal de TGG. 3. Azimute. 4. Análise Polarimétrica. I. Título.
- CDD 621.382
-

DIANA GEIZZA SOARES FERREIRA

**ANÁLISE POLARIMÉTRICA DO CRISTAL DE FARADAY PARA APLICAÇÕES EM
SENSORES DE CAMPO MAGNÉTICO**

Dissertação apresentada ao curso de Mestrado Acadêmico em Engenharia de Telecomunicações do Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Telecomunicações do Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia do Ceará – IFCE – *campus* Fortaleza, como requisito para obtenção do Título de Mestra em Engenharia de Telecomunicações, aprovado pela comissão formada pelos professores:

Aprovado em ____/____/____

BANCA EXAMINADORA

Prof. Dr. Glendo de Freitas Guimarães
Programa de Pós-Graduação em Engenharia de
Telecomunicações - PPGET (IFCE)

Prof. Dr. Aderaldo Irineu Levartoski de Araujo
Instituto Federal do Ceará (IFCE)

Prof. Dr. José Rubens Rodrigues de Sousa
Departamento de Ciência da Computação -
Universidade de Fortaleza (Unifor)

Dayse Gonçalves Correia Bandeira
Instituto Federal do Ceará (IFCE)

A Deus.

Aos meus pais, Maria das Dores e Antonio Luis, pelo amor, dedicação e apoio.

Aos meus irmãos e irmãs.

Aos colegas de laboratório.

Aos mestres.

AGRADECIMENTOS

A Deus, pelas infinitas bênçãos que sempre me concedeu, e pelo amparo que me permitiu seguir em frente.

Aos meus pais Antonio Luis e Maria das Dores, pelo amor incondicional, apoio, carinho e conselhos para a vida. Aos meus irmão e irmãs, por todo amor, apoio e companheirismo. Durante essa jornada longe de casa, nos dias de solidão, aprendi o real valor e a importância da presença de uma família. A todos vocês, muito obrigada! Amo vocês para sempre!

Ao meu orientador, professor Dr. Glendo de Freitas Guimarães, pela ajuda, paciência e por ser uma pessoa de bom coração.

Ao meu coorientador, professor Dr. Aderaldo Levartoski. Ao doutor Joacir Soares, pelas contribuições no desenvolvimento desta pesquisa, e pela sua amizade. Ao professor Mestre João Isaac Miranda, por toda ajuda fornecida durante a produção deste trabalho.

Ao meu amigo Alan Robson, pelas palavras de apoio, amizade, momentos de descontração, e pela sua ajuda no desenvolvimento da minha pesquisa através das impressões e modelagens de imagens em 3D. Foi um prazer trabalhar com você!

Ao meu melhor amigo, Emanuel Laurindo, pela amizade, apoio, conselhos e pela sua constante ajuda. Foi um prazer lhe conhecer e trabalhar com você! Gratidão por tudo!

Aos meus amigos Aêdo Braga, Tiago Marinho, Pedro de Moraes e Luana Maia, pelo companheirismo, ajuda, apoio e pelos momentos de descontração. Foi um prazer trabalhar com vocês!

Ao laboratório de Fotônica e aos meus colegas de trabalhos, por toda ajuda.

Aos professores do Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Telecomunicações - PPGET/IFCE.

Ao Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia do Ceará - IFCE *campus* Fortaleza.

A FUNCAP, pelo apoio financeiro.

A todas as pessoas que me ajudaram, direta ou indiretamente, durante algum momento desta etapa da minha vida.

Aos professores da banca avaliadora.

"Não fui eu que ordenei a você? Seja forte e corajoso! Não se apavore nem desanime, pois o Senhor, o seu Deus, estará com você por onde você andar."

(Bíblia Sagrada, Josué 1:9)

RESUMO

Considerando as inúmeras contribuições do efeito Faraday tanto na teoria eletromagnética da luz, quanto em aplicações para sensores de campo magnético, moduladores e isoladores ópticos que, por sua vez, são utilizados no mundo das telecomunicações, objetiva-se estudar este efeito para as configurações de polarização linear vertical, horizontal e diagonal, bem como, para a polarização circular da luz, no regime de potência óptica ocupando os extremos de $0,064\text{ mW}$ e 78 mW , e para a intensidade do campo magnético responsável por produzir o fenômeno, ocupando os extremos de $0,2\text{ mT}$ e 2 mT . Para tanto, procede-se a análise polarimétrica de um feixe luminoso gerado por um laser do tipo butterfly de comprimento de onda igual a 785 nm , que sofre o efeito Faraday ao viajar pelo interior de um cristal de (TGG) submetido a um campo magnético alternado produzido por um variador de tensão. Nesta análise polarimétrica será levado em consideração o ângulo azimute, que corresponde ao parâmetro que indica a ação do efeito Faraday, onde, este é caracterizado por corresponder ao ângulo de deflexão da luz que sofreu a rotação de Faraday. Desse modo, observou-se na análise do domínio do tempo que a magnitude do azimute possui uma proporcionalidade com a magnitude do campo magnético, tendo sua ordem de grandeza igual a 10^{-2} e 10^{-1} para a magnitude do campo magnético igual a $0,2\text{ mT}$ e 2 mT , respectivamente. Além disso, ainda no domínio do tempo, observou-se a birrefringência circular do cristal de TGG. Na análise do domínio da frequência observou-se a existência de picos de frequência em 66 Hz , que corresponde a um valor próximo a frequência de oscilação da rede elétrica, e seus harmônicos correspondendo aos picos de 132 Hz . Observou-se ainda uma maior variação da magnitude do azimute, em função do campo magnético, para o pico de 132 Hz em comparação com o pico de 66 Hz . Por fim, obteve-se uma variação da magnitude azimute, em função da potência óptica e para um campo magnético fixo, para os picos de 66 Hz e 132 Hz indicando assim a presença de efeitos não-lineares.

Palavras-chave: Efeito Faraday. Cristal de TGG. Azimute. Análise polarimétrica.

ABSTRACT

Considering the numerous contributions of the Faraday effect both in the electromagnetic theory of light and in applications for magnetic field sensors, modulators and optical isolators which, in turn, are used in the world of telecommunications, the objective is to study this effect for configurations of vertical, horizontal and diagonal linear polarization, as well as, for the circular polarization of light, in the optical power regime occupying the extremes of $0,064\text{ mW}$ and 78 mW , and for the intensity of the magnetic field responsible for producing the phenomenon, occupying the extremes of $0,2\text{ mT}$ and 2 mT . To this end, a polarimetric analysis of a light beam generated by a butterfly-type laser with a wavelength equal to 785 is carried out, which suffers the Faraday effect when traveling through the interior of a (TGG) crystal subjected to a magnetic field. alternating voltage produced by a voltage variator. In this polarimetric analysis, the azimuth angle will be taken into account, which corresponds to the parameter that indicates the action of the Faraday effect, where this is characterized by corresponding to the deflection angle of the light that has undergone Faraday rotation. Thus, it was observed in the time domain analysis that the magnitude of the azimuth has a proportionality with the magnitude of the magnetic field, having its order of magnitude equal to 10^{-2} and 10^{-1} for the magnitude of the magnetic field equal to $0,2\text{ mT}$ and 2 mT , respectively. Furthermore, still in the time domain, circular birefringence of the TGG crystal was observed. In the frequency domain analysis, it was observed the existence of frequency peaks at 66 Hz , which corresponds to a value close to the oscillation frequency of the electrical relay, and its harmonics corresponding to peaks at 132 Hz . A greater variation in the magnitude of the azimuth was also observed, as a function of the magnetic field, for the 132 Hz peak compared to the 66 Hz peak. Finally, a variation in the azimuth magnitude was obtained, as a function of the optical power and for a fixed magnetic field, for the peaks of 66 Hz and 132 Hz , thus indicating the presence of non-linear effects.

Keywords: Faraday effect. TGG Crystal. Azimuth. Polarimetric analysis.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 – Onda eletromagnética com seus campos elétrico $\vec{E}$ e magnético $\vec{H}$ oscilando perpendicularmente em relação a sua direção de propagação.	23
Figura 2 – Representação dos três estados de polarização: (I) Linear, (II) Circular e (III) Elíptica.	24
Figura 3 – Representação dos estados de polarização linear do campo elétrico: (I) linearmente polarizado na direção θ , (II) linearmente polarizado na direção x e (III) linearmente polarizado na direção y	25
Figura 4 – Representação do funcionamento de um polarizador linear com a direção de polarização vertical.	26
Figura 5 – Representação dos estados de polarização circular do campo elétrico: (I) circularmente polarizado à direita e (II) circularmente polarizado à esquerda.	29
Figura 6 – Ilustração da mudança de fase da onda que emerge de uma placa de meia onda.	31
Figura 7 – Ilustração do esquema de rotação do eixo de polarização de uma onda linearmente polarizada que emerge de uma placa de meia onda.	32
Figura 8 – Ilustração da transformação de uma onda linearmente polarizada em circularmente polarizada, ao passar por uma placa de quarto de onda.	33
Figura 9 – Representação dos estados de polarização elíptica do campo elétrico com componente E_x coincidindo com o eixo maior. (I) elipticamente polarizado à direita e (II) elipticamente polarizado à esquerda.	35
Figura 10 – Representação dos estados de polarização elíptica do campo elétrico com componente E_y coincidindo com o eixo maior. (I) elipticamente polarizado à direita e (II) elipticamente polarizado à esquerda.	37
Figura 11 – Representação da esfera de Poincaré e suas principais especificações quanto a localização da polarização em sua superfície.	38
Figura 12 – Representação dos ângulos 2ε , 2τ , 2γ e δ em um octante da esfera de Poincaré.	39
Figura 13 – Localização de uma estrela através dos parâmetros que compõe um sistema de coordenadas celestiais.	40
Figura 14 – Ilustração da rotação do plano de polarização de uma onda linearmente polarizada que emerge de um cristal de comprimento L submetido a um campo magnético $\vec{B}$ paralelo a ele.	41
Figura 15 – Variação da constante de Verdet em função do comprimento de onda que interage com o material.	41
Figura 16 – Sequência de seleção dos artigos.	42
Figura 17 – Diodo laser Fabry-Perot acoplado a fibra monomodo (Figura a), e seu espectro óptico típico quando o diodo laser é mantido a 25°C e acionado na corrente necessária para atingir uma potência de saída de 250 mW (Figura b).	46

Figura 18 – Regime de operação do diodo laser Fabry-Perot em função da potência óptica, tensão direta e corrente elétrica, quando o laser se encontra a temperatura de 25°C.	47
Figura 19 – Controlador de diodo laser e de temperatura para bancada.	47
Figura 20 – Modulo de polarização linear no modelo FiberBench, com rotação em 360° para sistema de fibra óptica, 500 - 720 nm.	48
Figura 21 – Lâmina de 1/4 de onda que opera na faixa de 633 nm, multi ordem, montada (à esquerda). Ilustração do efeito que uma lâmina de 1/4 de onda causa na luz linearmente polarizada (à direita).	48
Figura 22 – Cristal com propriedades magneto-ópticas do tipo MR3-2 Glass.	49
Figura 23 – Fibra óptica multimodo FC/PC - FC/PC.	50
Figura 24 – Controlador de polarização no modelo FiberBench para bancada óptica, 700-1050 nm	50
Figura 25 – Sistema modular de medição para aplicações ópticas de bancada com 4 aberturas (à esquerda), e sensor de medição externa para polarímetro (à direita)	51
Figura 26 – Regulador de tensão Variac, 0 a 220 V.	51
Figura 27 – Luva de fechamento FC a FC	52
Figura 28 – Alicates amperímetro para medições até 600 A (à esquerda). Teslameter para medição de campos magnéticos direto ou alternado (à direita).	52
Figura 29 – Mapa de ideia da montagem experimental para a análise polarimétrica da luz linearmente polarizada.	54
Figura 30 – Mapa de ideia da montagem experimental para a análise polarimétrica da luz circularmente polarizada.	55
Figura 31 – Setup experimental para análise polarimétrica. Esta configuração é composta por: 1- controlador do diodo laser; 2- regulador de tensão Variac; 3- laser <i>butterfly</i> ; 4- fibra monomodo acoplada ao laser <i>butterfly</i> ; 5- luva de fechamento; 6- fibra multimodo; 7- Bobina; 8- setup ópto-mecânico (com módulo(s) polarizador(es) e cristal magneto-óptico em seu interior); 9- analisador externo do polarímetro; 10- polarímetro; 11- notebook com software de análise do sinal luminoso.	57
Figura 32 – Dispositivos alojados no interior do setup ópto-mecânico, sendo eles: 1- polarizador linear; 2- cristal magneto-óptico. Configuração para análise polarimétrica.	58
Figura 33 – Dispositivos alojados no interior do setup ópto-mecânico, sendo eles: 1- polarizador linear; 2- lâmina de um quarto de onda; 3- cristal magneto-óptico. Configuração para análise polarimétrica.	60
Figura 34 – Variação da magnitude do ângulo azimute em função do tempo para polarização vertical e polarização diagonal (45°), para campo magnético baixo e potência óptica alta.	64

Figura 35 – Variação da magnitude do ângulo azimute em função do tempo para polarização horizontal e polarização circular, para campo magnético baixo e potência óptica alta.	65
Figura 36 – Magnitude do ângulo azimute para a polarização de 45°	66
Figura 37 – Magnitude do ângulo azimute para a polarização de 0°	67
Figura 38 – Variação da magnitude do ângulo azimute em função do tempo para polarização vertical e polarização diagonal (45°), para campo magnético alto e potência óptica baixa.	68
Figura 39 – Variação da magnitude do ângulo azimute em função do tempo para polarização horizontal e polarização circular, para campo magnético alto e potência óptica baixa.	69
Figura 40 – Variação da magnitude do ângulo azimute em função do tempo para polarização vertical e polarização diagonal (45°), para campo magnético e potência óptica alta.	70
Figura 41 – Variação da magnitude do ângulo azimute em função do tempo para polarização horizontal e polarização circular, para campo magnético e potência óptica alta.	71
Figura 42 – Variação da magnitude do ângulo azimute em função da frequência para polarização vertical e polarização diagonal (45°), para campo magnético baixo e potência óptica alta.	73
Figura 43 – Variação da magnitude do ângulo azimute em função do tempo para polarização horizontal e polarização circular, para campo magnético baixo e potência óptica alta.	74
Figura 44 – Variação da magnitude do ângulo azimute em função da frequência para polarização vertical e polarização diagonal (45°), para campo magnético e potência óptica alta.	75
Figura 45 – Variação da magnitude do ângulo azimute em função da frequência para polarização horizontal e polarização circular, para campo magnético e potência óptica alta.	76
Figura 46 – Variação da magnitude do ângulo azimute em função da frequência para um campo magnético nulo, e luz polarizada linearmente com potência óptica baixa (a) e alta (b).	77
Figura 47 – Variação do campo magnético B em função da magnitude do ângulo azimute.	78
Figura 48 – Variação da potência óptica em função da magnitude do ângulo azimute, para luz polarizada diagonalmente com campo magnético fixo em 2 mT	79

LISTA DE TABELAS

Tabela 1	– Configurações possíveis de valores para ϕ_x e ϕ_y para cada tipo de polarização circular.	30
Tabela 2	– Especificações dos componentes que constam nos <i>setups</i> experimentais . . .	53
Tabela 3	– Parâmetros utilizados nas medidas realizadas no <i>setup</i> experimental 1, com seus respectivos valores. Nesta configuração foi utilizado o polarizador linear (PL) nas configurações de 0° , 45° e 90° , e o cristal magneto-óptico (C). . . .	59
Tabela 4	– Parâmetros utilizados nas medidas com seus respectivos valores. Nesta configuração foi utilizado o polarizador linear (PL) no estado de polarização linear diagonal (45°), lâmina de um quarto de onda (LQ), e o cristal magneto-óptico (C).	60
Tabela 5	– Nesta configuração foi utilizado um campo magnético nulo, variação da potência óptica em dois regimes (baixa e alta), e luz polarizada linearmente vertical e circularmente.	60
Tabela 6	– Nesta configuração foi utilizado uma potência óptica fixa, variação a intensidade do campo magnético através da variação da corrente elétrica que gera esse campo. Foram considerados os casos de luz polarizada linearmente em 0° , 45° e 90° , além de luz polarizada circularmente.	61
Tabela 7	– Nesta configuração foi utilizado um campo magnético fixo de alta intensidade, e variação a intensidade da potência óptica do laser através da variação da corrente elétrica que o alimenta. Foram considerados os casos de luz polarizada linearmente em 0° , 45° e 90° , além de luz polarizada circularmente.	62

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

IFCE	Instituto Federal de Educação Ciência e Tecnologia do Ceará
TGG	Terbium Gallium Garnet
RA	Razão axial
SRD	Sentido de Rotação à Direita
SRE	Sentido de Rotação à Esquerda
SI	Sistema Internacional de Medidas
HP	Polarização Horizontal (Horizontal Polarization)
LHCP	Polarização Circular Sentido Esquerda
DC	Corrente Contínua (Direct current)
AC	Corrente Alternada (Alternating current)
FFT	Transformada Rápida de Fourier
PL	Polarizador Linear
LQ	Lâmina de quarto de onda

LISTA DE SÍMBOLOS

c	velocidade da luz no vácuo
∇	operador diferencial tridimensional nabla
$\vec{D}$	campo elétrico auxiliar
$\vec{E}$	campo elétrico
$\vec{H}$	campo magnético auxiliar
$\vec{B}$	campo magnético
$\vec{J}$	densidade de corrente elétrica
ϵ	permissividade elétrica
μ	permeabilidade magnética
σ	condutividade do meio
ϵ_0	permissividade elétrica no vácuo
μ_0	permeabilidade magnética no vácuo
σ_0	condutividade do meio no vácuo
$\vec{\mathcal{E}}$	Campo elétrico complexo
$\vec{\mathcal{B}}$	Campo magnético complexo
B_0	Amplitude do vetor campo magnético
E_0	Amplitude do vetor campo elétrico
E_R	Amplitude do vetor campo elétrico que corresponde ao raio de uma polarização circular
E_L	Amplitude do vetor campo elétrico para polarização circular à esquerda
E_R	Amplitude do vetor campo elétrico para polarização circular à direita
$\vec{k}$	Vetor de onda
$\vec{r}$	Vetor de posição
ω	Velocidade angular

ϕ	Fase inicial
δ	diferença de fase
λ_0	Comprimento de onda no vácuo
ρ	ângulo entre a amplitude do campo elétrico de uma onda circularmente polarizada e o eixo x
θ	ângulo de rotação de Faraday
L	Comprimento do cristal magneto-óptico
I	Intensidade da corrente elétrica da bobina
B	Módulo do campo magnético
E	Módulo do campo elétrico
P	Potência óptica do laser

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO E JUSTIFICATIVA	17
1.1	Objetivos	18
1.1.1	Objetivo Geral	18
1.1.2	Objetivos Específicos	18
1.1.3	Organização da Dissertação	18
2	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	19
2.1	Revisão Bibliográfica	19
2.2	A natureza ondulatória e eletromagnética da luz	19
2.3	Polarização de ondas eletromagnéticas	23
2.3.1	Polarização Linear	24
2.3.2	Polarização Circular	26
2.3.2.1	Polarização circular à direita	27
2.3.2.2	Polarização circular à esquerda	28
2.3.2.3	Lâminas de atraso	29
2.3.3	Polarização Elíptica	33
2.3.3.1	Polarização elíptica com eixo maior sobre o eixo x	34
2.3.3.2	Polarização elíptica com eixo maior sobre o eixo y	36
2.3.4	Esfera de Poincaré	37
2.3.4.1	Parâmetros de polarização	37
2.3.4.2	Ângulo azimute	39
2.4	Efeito magneto-óptico	39
2.4.1	Efeito Faraday	40
2.5	Metodologia de busca e seleção dos trabalhos.	42
2.6	Análise dos trabalhos encontrados.	44
3	MATERIAIS E MÉTODOS	46
3.0.1	Materiais	46
3.0.1.1	Laser butterfly e seu controlador	46
3.0.1.2	Módulo polarizador linear e lâmina (ou placa) de 1/4 de onda.	48
3.0.1.3	Cristal magneto-óptico de TGG.	49
3.0.1.4	Fibra óptica multimodo	49
3.0.1.5	Setup óptico-mecânico	50
3.0.1.6	Polarímetro	50
3.0.1.7	Regulador de tensão	51
3.0.1.8	Bobina	52

3.0.1.9	Flange quadrada	52
3.0.2	Materiais adicionais	52
3.0.3	Especificações dos componentes dos Setups experimentais	53
3.0.4	Montagem dos <i>setups</i> experimentais.	54
3.0.5	Métodos	57
3.0.5.1	Testes realizados no setup experimental 1	57
3.0.5.2	Testes realizados no setup experimental 2	59
3.0.5.3	Testes para o campo magnético nulo.	60
3.0.5.4	Testes para variação do campo magnético e potência óptica fixa.	61
3.0.5.5	Testes para variação da potência óptica do laser e campo magnético fixo.	62
4	RESULTADOS	63
4.0.1	Análise polarimétrica do ângulo azimute no domínio do tempo.	63
4.0.1.1	Análise 1: módulo do campo magnético igual a $0,2\text{ mT}$ e potência óptica correspondente a $P = 78\text{ mW}$	64
4.0.1.2	Análise 2: módulo do campo magnético igual a 2 mT e potência óptica correspondente a $P = 0,064\text{ mW}$	66
4.0.1.3	Análise 3: módulo do campo magnético igual a 2 mT e potência óptica correspondente a $P = 78\text{ mW}$	69
4.0.2	Análise polarimétrica no domínio da frequência.	71
4.0.2.1	Análise 4: módulo do campo magnético igual a $0,2\text{ mT}$ e potência óptica correspondente a $P = 78\text{ mW}$	72
4.0.2.2	Análise 5: módulo do campo magnético igual a 2 mT e potência óptica correspondente a $P = 78\text{ mW}$	75
4.0.3	Análise polarimétrica da frequência para $B = 0\text{ mT}$	77
4.0.4	Análise da variação do campo magnético B em função da magnitude do ângulo azimute.	78
4.0.4.1	Polarização linear diagonal para potência óptica fixa de 78 mW	78
4.0.5	Análise da variação da potência óptica P em função da magnitude do ângulo azimute.	79
4.0.5.1	Polarização linear diagonal para campo magnético fixo de 2 mT	79
5	CONCLUSÃO	80
5.1	Perspectivas futuras	81
	REFERÊNCIAS	82

1 INTRODUÇÃO E JUSTIFICATIVA

Em 13 de setembro de 1845 o físico e químico britânico Michael Faraday foi responsável por testemunhar uma das primeiras interações entre o campo magnético e a luz. Neste dia, Faraday dedicou-se a experimentos que consistiam em fazer passar campos magnéticos através de diferentes corpos transparentes e, ao mesmo tempo, passando feixes de luz polarizada por este corpos, onde, registrou em seu diário de laboratório 30 anotações sobre os testes efetuados. Após vários testes sem qualquer resultado produtivo, o então cientista teve sua grande descoberta veio quando decidiu passar o campo magnético na mesma direção que um material transparente onde incidia luz. Nesta configuração, o cientista observou a mudança da polarização da luz que emergia do material ao qual submeteu este campo magnético, estando essa mudança de polarização associada a presença do campo magnético quando alinhado com a direção do feixe de luz que atravessava o material, conforme mencionado em Coelho e Monteiro (2018).

A descoberta deste fenômeno magneto-óptico foi de grande importância para a teoria eletromagnética da luz, uma vez que, obteve-se a junção de fenômenos ópticos e magnéticos atuando em conjunto para a produção de um fenômeno nunca evidenciado antes. Contudo, o efeito Faraday não teve apenas contribuições teóricas, seu conteúdo foi adaptado para aplicações modernas importantes, o que torna seu estudo ainda mais importante.

Conforme ressalta Munin (1990), antes da invenção do laser, o efeito Faraday teve suas aplicações voltadas para o estudo de materiais, bem como, para a construção de dispositivos operantes na faixa de micro-ondas como, por exemplo, radares. Contudo, com o crescente desenvolvimento das tecnologias ópticas e a criação dos lasers, aplicações cada vez mais modernas foram surgindo para este fenômeno. No ramo da tecnologia o efeito Faraday é amplamente utilizado devido sua propriedade de rotação magneto-óptica, sendo empregada na fabricação de dispositivos magneto-ópticos. Dentre estes dispositivos destacam-se os isoladores ópticos, moduladores, sensores para medida de correntes elétricas elevadas e campos magnéticos.

Dentre as inúmeras aplicações do efeito Faraday, torna-se importante estudar o comportamento deste fenômeno em diferentes configurações para campos magnéticos e potências ópticas, a fim de explorar possíveis novos efeitos ópticos lineares e/ou não-lineares. Um interessante resultado é a geração de segundo harmônico, um fenômeno que encontra-se no domínio da óptica não-linear, que pode ocorrer em regimes de alta intensidade óptica ou elevados campos magnéticos. Esse resultado é importante e possui uma variedade de aplicações nos mais diversos ramos da indústria como, por exemplo, na fabricação de lasers utilizados para procedimentos médicos.

O presente trabalho descreve o estudo polarimétrico do efeito Faraday, que utiliza um cristal de TGG (*Terbium Gallium Garnet - TGG*) como meio óptico ativo. Neste estudo o ângulo de deflexão da luz polarizada que sofre o efeito Faraday é chamado de *azimute*, sendo o comportamento deste parâmetro analisado em diferentes configurações de potência óptica e módulo do campo magnético.

1.1 Objetivos

1.1.1 Objetivo Geral

Este trabalho tem como principal objetivo estudar o efeito Faraday por meio da variação da magnitude do ângulo azimute, utilizando um campo magnético alternado em diferentes regimes de intensidade, bem como, para diferentes potências ópticas da fonte luminosa que sofrerá a rotação de Faraday. Será realizada uma análise polarimétrica do sinal luminoso que emerge de um cristal magneto-óptico de TGG submetido a um campo magnético produzido por uma corrente alternada, nos casos em que a luz que percorre o caminho óptico (cristal) e sofre o efeito Faraday admite as polarizações circular e linear vertical, horizontal e diagonal.

1.1.2 Objetivos Específicos

- a) Analisar o comportamento do ângulo azimute nos domínios do tempo e da frequência, para polarização linear e circular da luz.
- b) Investigar a variação da magnitude do azimute do sinal óptico em função do campo magnético para diferentes valores da magnitude deste campo.
- c) Avaliar a variação da magnitude do azimute do sinal em função da potência óptica do laser para diferentes regimes.
- d) Explorar a presença e o comportamento de efeitos não-lineares provenientes do cristal de Faraday.

1.1.3 Organização da Dissertação

Esta dissertação está estruturada em 5 capítulos na seguinte sequência: Introdução, Fundamentação Teórica, Materiais e Métodos, Resultados e Conclusão.

O Capítulo 2 trata sobre os conceitos base que norteiam a pesquisa a que se propõe este trabalho, uma vez que, são explorados os principais conceitos físicos necessários para o desenvolvimento da pesquisa. Dessa forma, neste capítulo encontra-se considerações sobre a natureza ondulatória da luz, os tipos de polarização e seus principais parâmetros, a definição do ângulo azimute, além dos conceitos chave sobre efeitos magneto-ópticos, dando ênfase ao efeito Faraday. Ainda nesse capítulo é realizada uma pesquisa bibliográfica nas principais bases teóricas a fim de buscar trabalhos publicados nos últimos 5 anos que tenham escopo semelhante ao que se propõe esta pesquisa, sendo este tipo de pesquisa chamada de estado da arte, onde, os critérios utilizados para a escolha dos trabalhos que o compõe também são descritos.

No Capítulo 3 são apresentados os materiais necessários para a montagem dos *setups* experimentais, bem como, os métodos utilizados para realizar os experimentos a que se propõe esse trabalho. São descritos por meio de mapas de ideia, e sequência de etapas, os métodos a serem utilizados para a realização das medidas experimentais. Além disso, os *setups* experimentais são modelados em 3D para melhor representação da montagem experimental realizada em laboratório.

No Capítulo 4 constam os resultados experimentais obtidos, bem como, a discussão a respeito desses resultados. São apresentados os resultados relativos a análise polarimétrica da luz linearmente e circularmente polarizada que sofre o efeito Faraday.

Por fim, no capítulo 5 são feitas as considerações finais do trabalho.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Neste capítulo serão abordados os conceitos chave que formam a base teórica para a obtenção dos objetivos aos quais se propõe esse trabalho. Inicialmente, será feito o estudo da luz como onda eletromagnética, ressaltando importantes resultados teóricos, dentre eles, os estados de polarização que um feixe luminoso pode assumir. No que tange ao estudo da polarização da luz, será explorada a esfera de Poincaré e o ângulo azimute, uma vez que, a análise polarimétrica utiliza-se deste parâmetro para fornecer informações importantes sobre a polarização do sinal luminoso que é analisado no polarímetro. Em seguida, será realizada uma breve abordagem sobre o que caracteriza um efeito magneto-óptico, dando ênfase ao efeito Faraday. Além disso, serão abordadas algumas aplicações do efeito Faraday em dispositivos direcionados a telecomunicações. Por fim, será realizado o estudo do estado da arte dos trabalhos desenvolvidos nos últimos 5 anos sobre análise polarimétrica na luz que sofre o efeito Faraday.

2.1 Revisão Bibliográfica

2.2 A natureza ondulatória e eletromagnética da luz

A discussão acerca da natureza da luz, segundo Caruso e Oguri (2006), estendeu-se por séculos, estabelecendo assim um debate científico que deu início a uma dicotomia *discreto* $\times$ *contínuo*. Estudiosos renomados defendiam duas diferentes teorias, estando de um lado cientistas como Isaac Newton, Jean Baptiste Biot, Roger Joseph Boscovich e Laplace, com a concepção de natureza corpuscular da luz, e do outro lado Robert Hooke, Christiaan Huygens, Thomas Young, Augustin Jean Fresnel, entre outros, que não compactuavam com a existência do vácuo, associado assim a noção de contínuo à natureza da luz. O fato da difração da luz ainda não ter sido observada, somado ao grande prestígio científico de Isaac Newton, contribuíram para que a hipótese ondulatória da natureza da luz não fosse aceita de início, contudo, evidências científicas mudaram esse cenário, dentre elas destacando-se as experiências realizadas por Young e Fresnel sobre a interferência e a difração da luz.

No ano de 1865, conforme menciona Caruso e Oguri (2006), o físico e matemático escocês James Clerk Maxwell publicou uma das mais importantes sínteses da história de Física, que consiste em um conjunto de quatro equações diferenciais parciais chamadas de *equações de Maxwell*, no qual todos os fenômenos elétricos, magnéticos e ópticos, que se encontram no domínio clássico, poderiam ser descritos unificadamente utilizando tal conjunto de equações.

As equações de Maxwell escritas no Sistema Internacional de Unidades (SI), e utilizando a notação vetorial, adquirem a seguinte forma

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho, \quad (2.1)$$

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

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (2.3)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (2.4)$$

onde, $\vec{D}$ e $\vec{E}$ representam os campos elétricos, enquanto $\vec{B}$ e $\vec{H}$ representam os campos magnéticos. O vetor $\vec{J}$ representa a densidade de corrente elétrica, e ρ a densidade de carga elétrica, enquanto t representa o tempo, e ∇ é o operador diferencial tridimensional nabla.

Segundo Caruso e Oguri (2006), em meios ditos lineares, homogêneos, isotrópicos e não-dispersivos, os campos presentes nas equações de Maxwell obedecem a um conjunto de relações chamadas de *relações constitutivas*, que são expressas da seguinte maneira

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E}, \quad (2.5)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H}, \quad (2.6)$$

$$\vec{J} = \sigma \vec{E}, \quad (2.7)$$

sendo os parâmetros ϵ , μ e σ , respectivamente, a permissividade elétrica, a permeabilidade magnética e a condutividade do meio onde estão definidos os campos.

Com o auxílio das equações de campo que levam seu nome, Maxwell obteve um resultado que, além dos evidenciados por Young e Fresnel, corroborou com teoria ondulatória da luz, onde "[...] mostrou, em 1864, que um circuito elétrico oscilante poderia irradiar ondas eletromagnéticas com a velocidade de propagação da luz no éter (ou no vácuo), identificando-as como as ondas luminosas." (CARUSO; OGURI, 2006, p.157). A comprovação experimental da existência das ondas eletromagnéticas só foi evidenciada no ano de 1887 pelo alemão Heinrich Rudolph Hertz em seu laboratório, onde o mesmo gerava e detectava ondas eletromagnéticas.

A evidência teórica da forma ondulatória da luz pode ser demonstrada através das equações de Maxwell onde, através da manipulação destas, é possível obter um conjunto de duas equações diferenciais parciais vetoriais com a forma da equação de onda clássica de d'Alembert, em que os campos elétrico $\vec{E}$ e magnético $\vec{B}$ correspondem a funções de onda.

A prova desta evidência é obtida tomando o rotacional das equações (2.3) e (2.4) no vácuo, onde a densidade de corrente e carga são nulas ($\vec{J} = \rho = 0$), e considerando as relações constitutivas entre os campos na ausência de um meio ($\epsilon = \epsilon_0$, $\mu = \mu_0$ e $\sigma = \sigma_0$). Dessa forma, tomando o rotacional da equação 2.3, tem-se:

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{H}) &= \vec{\nabla} \times \left(\vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) \\ \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{H}) - \nabla^2 \vec{H} &= \vec{\nabla} \times \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_0 \vec{E}) \\ \frac{1}{\mu_0} [\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{B}) - \nabla^2 \vec{B}] &= \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \times \vec{E}) \\ -\frac{1}{\mu_0} \nabla^2 \vec{B} &= \epsilon_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) \\ \nabla^2 \vec{B} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} &= 0, \end{aligned} \quad (2.8)$$

onde, utilizou-se o fato de que, como afirma Arfken e Weber (2007), o tempo e o espaço são grandezas independentes, o que faz com que os operadores diferenciais nabla e derivada parcial possam comutar e, por tanto, o nabla passa a atuar primeiramente no campo $\vec{E}$.

Da mesma forma, tomando o rotacional da equação 2.4, tem-se:

$$\begin{aligned}
 \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) &= \vec{\nabla} \times \left(-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) \\
 \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E} &= -\frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \times \vec{B}) \\
 \vec{\nabla} \left(\frac{\rho}{\epsilon_0} \right) - \nabla^2 \vec{E} &= -\frac{\partial}{\partial t} \left[\mu_0 \vec{J} + \mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_0 \vec{E}) \right] \\
 -\nabla^2 \vec{E} &= -\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E} \\
 \nabla^2 \vec{E} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} &= 0.
 \end{aligned} \tag{2.9}$$

Dessa forma, obtém-se:

$$\left(\nabla^2 - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \vec{B}(\vec{r}, t) = 0, \tag{2.10}$$

$$\left(\nabla^2 - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \vec{E}(\vec{r}, t) = 0, \tag{2.11}$$

que são equações com o mesmo perfil da equação de onda de d'Alembert, para os campos $\vec{E}(\vec{r}, t)$ e $\vec{B}(\vec{r}, t)$. Através da comparação de qualquer das equações 2.10 e 2.11 com a equação de onda de d'Alembert chega-se a conclusão de que as ondas eletromagnéticas propagam-se no vácuo com velocidade equivalente a

$$c = v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = 299\,792\,458 \text{ m/s} \simeq 3,0 \times 10^8 \text{ m/s}, \tag{2.12}$$

que corresponde a velocidade da luz no vácuo.

Segundo Machado (2006), tomando o sistema de coordenadas retangulares, as possíveis soluções das equações 2.10 e 2.11 são da forma de uma onda plana complexa monocromática que, para os campos elétrico e magnético, ficam expressas da seguinte forma

$$\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \delta)} = \vec{\mathcal{E}}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}, \tag{2.13}$$

$$\vec{\mathcal{B}}(\vec{r}, t) = \vec{B}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t + \alpha)} = \vec{\mathcal{B}}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)}, \tag{2.14}$$

onde, $\vec{E}_0$ e $\vec{B}_0$ representam, respectivamente, as amplitudes dos campos elétrico e magnético, caracterizados por serem vetores reais e constantes. Por sua vez, como afirma Machado (2006), $\vec{k}$ e $\vec{r}$ representam respectivamente o vetor de onda, que indica a direção e o sentido de propagação da onda, e o vetor posição da onda no espaço, enquanto ω consiste na frequência angular característica da onda. Como ainda destaca Machado (2006), os vetores $\vec{\mathcal{E}}_0 = \vec{E}_0 e^{i\delta}$ e $\vec{\mathcal{B}}_0 = \vec{B}_0 e^{i\alpha}$ são, respectivamente, as extensões complexas de $\vec{E}_0$, incorporando a contante de fase δ , e $\vec{B}_0$, incorporando as contantes de α .

Os campos $\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t)$ e $\vec{\mathcal{B}}(\vec{r}, t)$ são complexos, cuja parte real de cada um deles resulta no seu equivalente real, ou seja, tem-se os campos elétrico $\vec{E}(\vec{r}, t)$ e magnético $\vec{B}(\vec{r}, t)$ reais dados por

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \Re \left[\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t) \right], \quad (2.15)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \Re \left[\vec{\mathcal{B}}(\vec{r}, t) \right]. \quad (2.16)$$

Conforme afirma Machado (2006), as soluções (2.13) e (2.14) sofrem restrições impostas pelas equações de Maxwell no vácuo com os campos obedecendo as relações constitutivas, pois estas equações são válidas para a parte real dos campos complexos. Contudo, vale ressaltar que "como a parte imaginária deles difere da parte real pela substituição de um cosseno por um seno, elas também valem para a parte imaginária, e para a combinação das duas, ou seja, valem igualmente para os campos complexos" (MACHADO, 2006, p.306).

Dessa forma, a equação (2.1) como campo elétrico complexo obedecendo a relação constitutiva, onde o meio é o vácuo, exibe a seguinte forma

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{\mathcal{E}} = 0, \quad (2.17)$$

que em coordenadas retangulares pode ser reescrita como

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right) \cdot \vec{\mathcal{E}}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} &= 0 \\ \left(\mathcal{E}_{0x} \frac{\partial}{\partial x}, \mathcal{E}_{0y} \frac{\partial}{\partial y}, \mathcal{E}_{0z} \frac{\partial}{\partial z} \right) e^{i(k_x x + k_y y + k_z z - \omega t)} &= 0 \\ i(\mathcal{E}_{0x} k_x + \mathcal{E}_{0y} k_y + \mathcal{E}_{0z} k_z) e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} &= 0 \\ i(\vec{k} \cdot \vec{\mathcal{E}}) &= 0 \\ \vec{k} \cdot \vec{\mathcal{E}} &= 0 \\ \therefore \vec{k} \perp \vec{\mathcal{E}}. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Da mesma forma, utilizando a equação (2.2) para o campo magnético complexo, tem-se

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \cdot \vec{\mathcal{B}} &= 0 \\ \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right) \cdot \vec{\mathcal{B}}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} &= 0, \end{aligned}$$

que, analogamente ao caso do campo elétrico complexo, resulta em

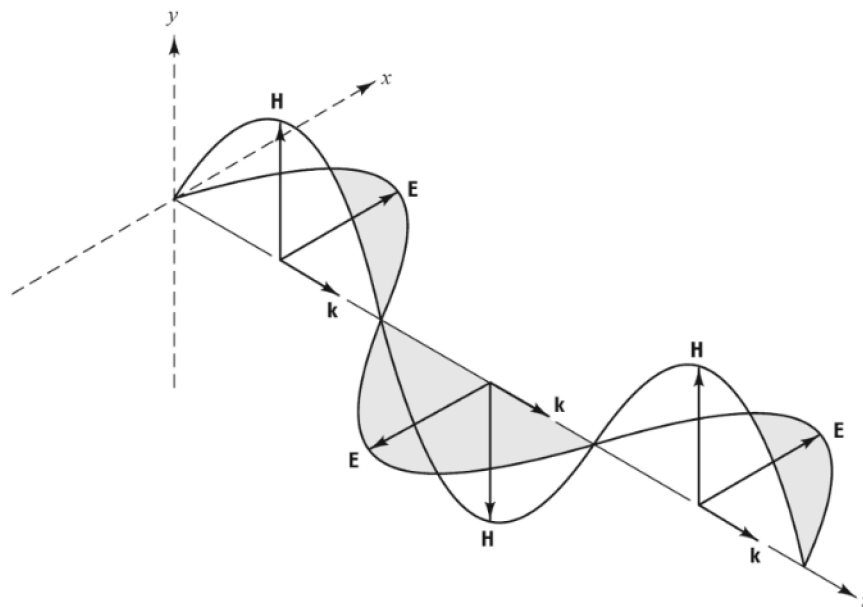
$$\begin{aligned} \vec{k} \cdot \vec{\mathcal{B}} &= 0 \\ \therefore \vec{k} \perp \vec{\mathcal{B}}. \end{aligned} \quad (2.19)$$

Por fim, tomando a equação (2.4) para os campos elétrico e magnético complexos, e utilizando o sistema de coordenadas retangulares, chega-se a

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times \vec{\mathcal{E}} &= -\frac{\partial \vec{\mathcal{B}}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \times \left[\vec{\mathcal{E}}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \right] &= -\frac{\partial}{\partial t} \left[\vec{\mathcal{B}}_0 e^{i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)} \right] \\ i\vec{k} \times \vec{\mathcal{E}} &= i\omega \vec{\mathcal{B}} \\ \therefore \vec{\mathcal{B}} &= \frac{\vec{k} \times \vec{\mathcal{E}}}{\omega}. \end{aligned} \quad (2.20)$$

Através dos resultados apresentados nas equações (2.18), (2.19) e (2.20), e conforme afirma Machado (2006), é possível concluir que os campos complexos elétrico e magnético oscilam perpendicularmente entre si e em planos perpendiculares à direção de propagação da onda, de tal forma que os campos reais possuem essa mesma característica. Mediante estas características é possível concluir que a onda eletromagnética possui o perfil de uma onda transversal, em que "os campos e o vetor $\vec{k}$ definem direções mutualmente perpendiculares, e eles estão orientados seguindo uma convenção dextrogira na ordem $\vec{E} \rightarrow \vec{B} \rightarrow \vec{k}$, ou uma permutação par dessa ordem"(MACHADO, 2006, p.309). Uma onda eletromagnética que se propaga na direção do eixo z , que possui sua componente real do campo elétrico $\vec{E}$ oscilando na direção do eixo x e a componente real do campo magnético $\vec{H}$ oscilando no eixo y , possui a configuração da Figura 1.

Figura 1 – Onda eletromagnética com seus campos elétrico $\vec{E}$ e magnético $\vec{H}$ oscilando perpendicularmente em relação a sua direção de propagação.



Fonte: Keiser (2014)

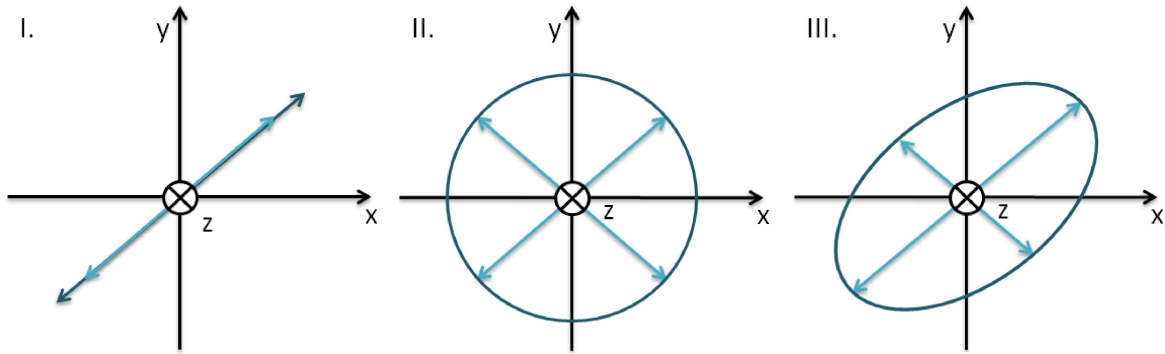
2.3 Polarização de ondas eletromagnéticas

A polarização de uma onda pode ser definida e estudada à luz da teoria eletromagnética, onde, a onda eletromagnética tem seu vetor campo elétrico analisado e, conforme seu comportamento, atribui-se à onda um tipo específico de polarização. Conforme afirma Halliday (2018), ondas eletromagnéticas provenientes do sol ou lâmpadas elétricas são não polarizadas, o que significa que a direção do campo elétrico varia aleatoriamente no tempo. Estando a polarização intimamente ligada ao estado que se encontra o campo elétrico da onda entende-se que

A polarização de uma onda irradiada é definida como “aquela propriedade de uma onda eletromagnética que descreve a direção variável no tempo e a magnitude relativa do vetor do campo elétrico; especificamente, a figura traçada em função do tempo pela extremidade do vetor em um local fixo no espaço, e o sentido em que é traçado, conforme observado ao longo da direção de propagação.” (BALANIS, 2005, p.71)

O estado de polarização da onda é visualizado através do ponto de vista de um observador situado sobre seu eixo de propagação, e pode apresentar três diferentes configurações: Linear, Circular e Elíptica. A Figura 2 ilustra esses três tipos de polarizações, que diferem geometricamente entre si através da figura formada pela extremidade superior (ponta) do vetor campo elétrico da onda (representado em azul), que se propaga na direção do eixo z (orientado para dentro do plano da página).

Figura 2 – Representação dos três estados de polarização: (I) Linear, (II) Circular e (III) Elíptica.



Fonte: Autora.

2.3.1 Polarização Linear

Segundo Balanis (1938), para um campo que oscila harmonicamente no tempo diz-se que este apresenta uma polarização linear em um determinado ponto do espaço quando seu vetor campo elétrico mantém-se, a cada instante de tempo, orientado ao longo da mesma linha reta no ponto do espaço considerado.

Considerando uma onda plana harmônica que propaga-se na direção do eixo z orientado para dentro do plano da página, e tem seu campo elétrico apresentando componentes na direções dos eixos x e y , Balanis (1938) afirma que o vetor campo elétrico pode ser representado da seguinte maneira

$$\begin{aligned}
 \vec{E} &= \vec{E}_x + \vec{E}_y \\
 &= E_x \hat{x} + E_y \hat{y} \\
 &= \Re \left[\hat{x} \mathcal{E}_{x0} e^{i(\omega t - kz)} + \hat{y} \mathcal{E}_{y0} e^{i(\omega t - kz)} \right] \\
 \therefore \vec{E} &= \hat{x} E_{x0} \cos(\omega t - kz + \phi_x) + \hat{y} E_{y0} \cos(\omega t - kz + \phi_y).
 \end{aligned} \tag{2.21}$$

Analisando a variação do vetor campo elétrico instantâneo considerando, por simplicidade, o caso em que o plano de propagação da onda é $z = 0$, tem-se que a equação (2.21) toma a seguinte forma

$$\vec{E} = \hat{x} E_{x0} \cos(\omega t + \phi_x) + \hat{y} E_{y0} \cos(\omega t + \phi_y). \tag{2.22}$$

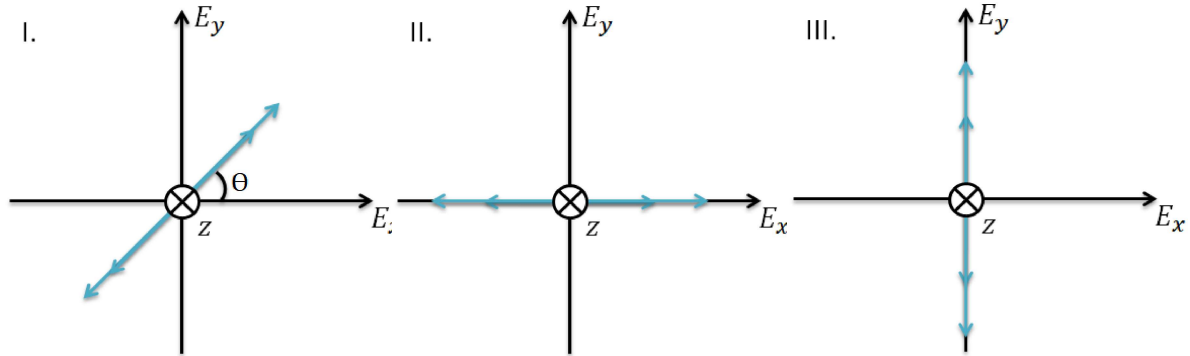
Considerando o caso em que as constantes de fase obedecem a condição $\phi_x = \phi_y = \phi$, a equação (2.22) é reescrita como

$$\vec{E} = \hat{x} E_{x0} \cos(\omega t + \phi) + \hat{y} E_{y0} \cos(\omega t + \phi),$$

e a amplitude do vetor campo elétrico, dado pelo módulo de $\vec{E}$, fica

$$E = \sqrt{E_x^2 + E_y^2} = \sqrt{E_{x0}^2 + E_{y0}^2} \cos(\omega t + \phi),$$

Figura 3 – Representação dos estados de polarização linear do campo elétrico: (I) linearmente polarizado na direção θ , (II) linearmente polarizado na direção x e (III) linearmente polarizado na direção y .



Fonte: Autora.

que, segundo Balanis (1938), representa uma linha reta cuja direção, em todo instante de tempo, está ao longo de uma linha que faz um ângulo θ com o eixo x , conforme representado na Figura 3-I. Neste caso, diz-se que o campo elétrico está *linearmente polarizado* na direção de θ , onde

$$\theta = \tan^{-1} \left[\frac{E_y}{E_x} \right] = \tan^{-1} \left[\frac{E_{y0}}{E_{x0}} \right]. \quad (2.23)$$

Tomando o caso em que a amplitude $E_{y0} = 0$ na equação (2.22), obtêm-se as seguintes expressões

$$\begin{aligned} E_x &= E_{x0} \cos(\omega t + \phi_x), \\ E_y &= 0, \end{aligned}$$

e, consequentemente, o vetor campo elétrico instantâneo toma a seguinte forma

$$\vec{E} = \hat{x} E_{x0} \cos(\omega t + \phi_x), \quad (2.24)$$

onde, a equação (2.24) corresponde a uma linha reta que mantêm-se sempre na direção do eixo x para cada instante de tempo, diz-se então que o campo elétrico em questão está linearmente polarizado na direção do eixo x , e tem sua representação geométrica dada pela Figura 3 - II. Analogamente, é possível obter a polarização linear do campo elétrico no eixo y , através da consideração $E_{x0} = 0$ na equação (2.22), onde, sua representação geométrica é ilustrada na Figura 3 - III, e o campo elétrico assume a seguinte forma

$$\vec{E} = \hat{y} E_{y0} \cos(\omega t + \phi_y). \quad (2.25)$$

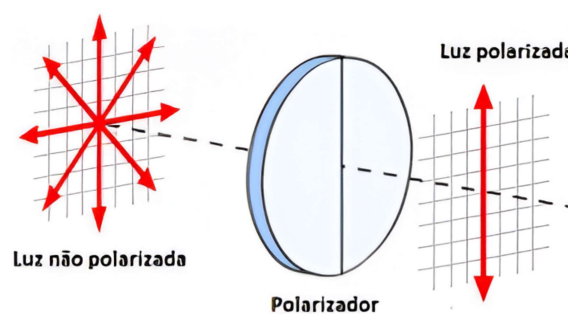
Conforme afirma Machado (2006), uma onda linearmente polarizada pode ser formada pela junção de outras duas ondas linearmente polarizadas, sendo uma delas polarizada na direção x e a outra na direção y , de diferentes amplitudes se superpondo em fase, onde, a onda resultante pode ser escrita como uma combinação linear destas outras duas, conforme mostra a equação (2.22).

Segundo Halliday (2018), o dispositivo óptico capaz de polarizar a luz não polarizada é o *filtro polarizador*, conhecido comercialmente como filtro Polaroid, que consiste em uma folha de

plástico que apresenta em sua composição moléculas longas. Conforme explica Halliday (2018), o processo de fabricação deste dispositivo consiste em esticar a folha de plástico até o ponto em que suas longas moléculas se alinham, de tal forma que quando a luz passa pela folha apenas as componentes do campo elétrico paralelas a direção do alinhamento das moléculas conseguem atravessá-la, enquanto as componentes ortogonais são absorvidas e desaparecem.

Em relação a composição do filtro polarizador, é importante ressaltar que, "em vez de examinar o comportamento individual das moléculas, é possível atribuir ao filtro como um todo uma *direção de polarização*, a direção que a componente do campo elétrico deve ter para atravessar o filtro"(HALLIDAY, 2018, p.16). Dessa forma, ao atribuir ao filtro polarizador uma determinada direção de polarização e fazer passar por ele uma luz não polarizada, o campo elétrico resultante que atravessará este dispositivo óptico será paralelo a direção de polarização atribuído ao filtro polarizador, diz-se então que a luz está polarizada nesta direção. A Figura 4 ilustra o funcionamento de um filtro polarizador, onde, o raio incidente de luz não polarizada passa pelo dispositivo óptico que tem polarização vertical, ao fazer isso apenas a componente vertical do campo elétrico do raio incidente atravessa o filtro, enquanto a componente horizontal é absorvida, resultando assim em uma luz polarizada verticalmente.

Figura 4 – Representação do funcionamento de um polarizador linear com a direção de polarização vertical.



Fonte: (ESTUDA.COM, 2020)

2.3.2 Polarização Circular

Segundo Balanis (1938), uma onda é dita *circularmente polarizada* (ou que possui polarização circular) quando seu vetor campo elétrico tem sua orientação variando no espaço constantemente a cada instante de tempo, de tal forma que, sua extremidade superior descreve um lugar geométrico circular, enquanto sua amplitude é sempre constante no tempo.

Para a obtenção da polarização circular três condições necessárias e suficiente podem ser citadas:

- O campo elétrico deve possuir duas componentes linearmente polarizadas ortogonais.
- As duas componentes linearmente polarizadas do campo elétrico devem possuir a mesma amplitude (magnitude).
- As duas componentes linearmente polarizadas do campo elétrico devem possuir uma diferença de constante de fase de múltiplos ímpares de 90° .

A polarização circular divide-se em duas: polarização circular à direita (sentido horário), e polarização circular à esquerda (sentido anti-horário). O sentido da polarização circular está

associada ao sentido de rotação do campo elétrico que, conforme afirma Balanis (1938), é sempre determinado girando a componente de avanço de fase em direção a componente de atraso de fase, e respeitando a convenção de observação da rotação do campo elétrico à medida que a onda se propaga afastando-se do observador. Este giro da componente de avanço de fase na direção da componente de atraso de fase ocorre sempre no sentido em que a separação angular entre estas duas componentes é menor que 180° . Fases consideradas adiantas são do tipo $0^\circ \leq \phi < 180^\circ$, enquanto fases consideradas atrasadas são do tipo $180^\circ \leq \phi < 360^\circ$.

2.3.2.1 Polarização circular à direita

Conforme afirma Balanis (1938), uma onda possui **polarização circular à direita** quando seu vetor campo elétrico descreve um círculo no espaço, e seu sentido de rotação é à direita (sentido horário), quando visto ao longo do eixo de propagação da onda que se afasta do observador.

O vetor campo elétrico (2.21) para o caso de uma polarização circular à direita no plano de propagação $z = 0$ e considerando os seguintes parâmetros

$$\begin{aligned} E_{0x} &= E_R, \\ E_{0y} &= E_R, \\ \phi_x &= 0, \\ \phi_y &= -\frac{\pi}{2}, \end{aligned}$$

toma a seguinte forma

$$\begin{aligned} \vec{E} &= E_R \cos(\omega t) \hat{x} + E_R \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right) \hat{y} \\ &= E_R \cos(\omega t) \hat{x} + E_R \sin(\omega t) \hat{y}, \end{aligned} \quad (2.26)$$

onde, é possível notar uma diferença de fase igual a 90° entre as duas componente perpendiculares do campo elétrico. O índice subscrito em E_R representa a palavra "Right", e o parâmetro como todo passa a representar a amplitude do campo elétrico polarizado à direita.

A magnitude (ou amplitude), do vetor campo elétrico instantâneo é dada por

$$\begin{aligned} E &= \sqrt{E_x^2 + E_y^2} \\ &= \sqrt{E_R^2 [\cos^2(\omega t) + \sin^2(\omega t)]} \\ \therefore E &= E_R, \end{aligned} \quad (2.27)$$

onde, é possível concluir que

$$E_x^2 + E_y^2 = E_R^2, \quad (2.28)$$

que corresponde a equação de uma circunferência de raio E_R . Dessa forma, conclui-se que a extremidade do vetor campo elétrico (2.26) desenha um círculo no espaço, a cada instante de tempo, cujo raio equivale a sua amplitude E_R . Balanis (1938) ressalta que a amplitude do vetor campo elétrico encontra-se direcionada ao longo de uma linha que faz com o eixo x um ângulo ρ , dado por

$$\rho = \tan^{-1} \left(\frac{E_y}{E_x} \right) = \tan^{-1} \left[\frac{E_R \sin(\omega t)}{E_R \cos(\omega t)} \right] = \omega t, \quad (2.29)$$

e o vetor campo elétrico gira com uma velocidade angular ω . O sentido de rotação do vetor campo elétrico é determinado à partir da análise das componentes do campo. Neste caso, a componente de avanço de fase corresponde a E_x , enquanto a componente de atraso de fase corresponde a E_y , resultando numa rotação no sentido horário do vetor campo elétrico, e caracterizando uma polarização circular à direita, conforme ilustrado na Figura 5 - I.

O vetor campo elétrico instantâneo dado pela equação (2.26), para o caso geral em que $z \neq 0$, pode ser reescrito da seguinte maneira

$$\begin{aligned}\vec{E} &= \Re \left[E_R e^{i(\omega t - kz)} \hat{x} + E_R e^{i(\omega t - kz - \frac{\pi}{2})} \hat{y} \right] \\ &= E_R \Re \left[e^{i(\omega t - kz)} \left(\hat{x} + \hat{y} e^{-i\frac{\pi}{2}} \right) \right] \\ \therefore \vec{E} &= E_R \Re \left[(\hat{x} - i\hat{y}) e^{i(\omega t - kz)} \right].\end{aligned}\quad (2.30)$$

Dessa forma, é possível concluir que para a obtenção de uma polarização circular à direita é necessário que as componentes linearmente polarizadas E_x e E_y possuam amplitude iguais e uma diferença de fase igual a 90° entre si, além do fato de que a componente de avanço de fase deve corresponder a E_x e a componente de atraso de fase deve corresponder a E_y .

2.3.2.2 Polarização circular à esquerda

Uma onda possui **polarização circular à esquerda** quando seu vetor campo elétrico descreve um círculo no espaço, e seu sentido de rotação é à esquerda (sentido anti-horário), quando visto ao longo do eixo de propagação da onda que se afasta do observador.

O processo de análise do vetor campo elétrico para uma polarização circular à esquerda é análogo ao desenvolvido para a análise de uma polarização circular à direita. Dessa forma, considerando o plano de propagação $z = 0$, e admitindo os seguintes parâmetros

$$\begin{aligned}E_{0x} &= E_L, \\ E_{0y} &= E_L, \\ \phi_x &= 0, \\ \phi_y &= \frac{\pi}{2},\end{aligned}$$

o vetor campo elétrico 2.21 assume a seguinte forma

$$\begin{aligned}\vec{E} &= E_L \cos(\omega t) \hat{x} + E_L \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) \hat{y} \\ &= E_L \cos(\omega t) \hat{x} - E_L \sin(\omega t) \hat{y},\end{aligned}\quad (2.31)$$

onde é possível observar novamente uma diferença de fase igual a 90° entre as duas componentes perpendiculares do campo elétrico. O índice subscrito em E_L representa a palavra "Left", e o parâmetro como todo passa a representar a amplitude do campo elétrico polarizado à esquerda.

A magnitude do vetor campo elétrico (2.31) é dado por

$$\begin{aligned}E &= \sqrt{E_L^2 [\cos^2(\omega t) + \sin^2(\omega t)]} \\ \therefore E &= E_L,\end{aligned}\quad (2.32)$$

e conseqüentemente tem-se

$$E_x^2 + E_y^2 = E_L^2, \quad (2.33)$$

que corresponde a equação de uma circunferência de raio E_L . Dessa forma, é possível concluir que a extremidade do vetor campo elétrico (2.31) desenha um círculo no espaço, a cada instante de tempo, cujo raio equivale a sua amplitude E_L . A amplitude E_L encontra-se direcionada ao longo de uma linha que faz com o eixo x um ângulo ρ

$$\rho = \tan^{-1} \left(\frac{E_y}{E_x} \right) = \tan^{-1} \left[\frac{-E_L \sin(\omega t)}{E_L \cos(\omega t)} \right] = -\omega t, \quad (2.34)$$

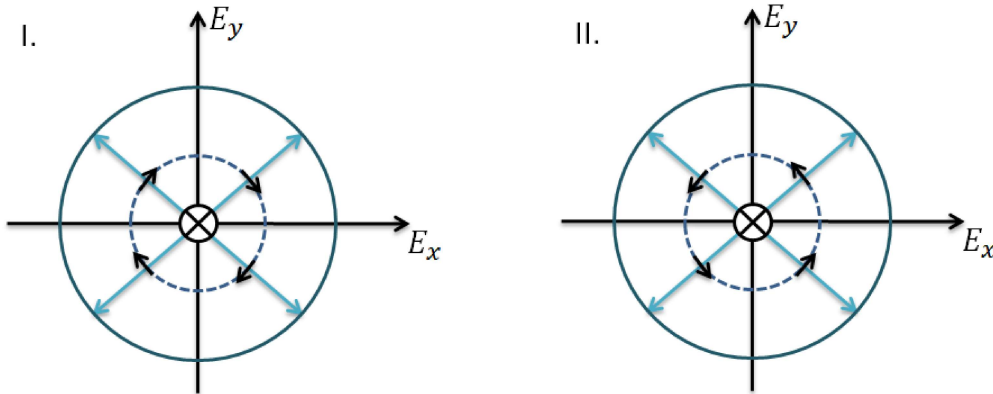
e o vetor campo elétrico gira com uma velocidade angular $-\omega$. Neste caso, a componente de avanço de fase corresponde a E_y , enquanto a componente de atraso de fase corresponde a E_x , resultando numa rotação no sentido anti-horário do vetor campo elétrico, e caracterizando uma polarização circular à esquerda, conforme ilustrado na Figura 5 - II.

O vetor campo elétrico instantâneo 2.31, para o caso geral em que $z \neq 0$, toma a seguinte forma

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \Re \left[E_L e^{i(\omega t - kz)} \hat{x} + E_L e^{i(\omega t - kz + \frac{\pi}{2})} \hat{y} \right] \\ \therefore \vec{E} &= E_L \Re \left[(\hat{x} + i\hat{y}) e^{i(\omega t - kz)} \right]. \end{aligned} \quad (2.35)$$

Conclui-se então que para a obtenção de uma polarização circular à esquerda é necessário que as componentes linearmente polarizadas E_x e E_y possuam amplitude iguais e uma diferença de fase igual a 90° entre si, além de a componente de avanço de fase ser E_y e a componente de atraso de fase E_x .

Figura 5 – Representação dos estados de polarização circular do campo elétrico: (I) circularmente polarizado à direita e (II) circularmente polarizado à esquerda.



Fonte: Autora.

Os valores que as constantes de fase ϕ_x e ϕ_y assumem são responsáveis pela mudança no sentido da polarização circular, uma vez que, é através destes valores que as componentes E_x e E_y do vetor campo elétrico tornam-se componentes de avanço ou atraso. Na Tabela 1 é possível observar diferentes valores para as constantes de fase, que, dependendo da sua combinação, geram uma polarização circular à direita ou à esquerda.

2.3.2.3 Lâminas de atraso

A classe de elementos ópticos responsáveis por alterar a polarização de uma onda incidente é chamada de *lâminas de atraso* (ou ainda, placas de onda). Conforme afirma Hecht

Tabela 1 – Configurações possíveis de valores para ϕ_x e ϕ_y para cada tipo de polarização circular.

Polarização	ϕ_x	ϕ_y
à direita	0	$-\pi/2$
	$\pi/2$	0
à esquerda	0	$\pi/2$
	$-\pi/2$	0

Fonte: Autora.

(2002), o princípio de funcionamento de tais dispositivos consiste no atraso de fase de uma das componentes da onda incidente. Basicamente, quando uma onda incidente, que possuem suas componentes do campo elétrico polarizadas linearmente nas direções x e y , atravessa um lâmina de atraso, uma das componentes do campo elétrico sofre uma variação de fase em relação à outra de uma quantidade precisamente estabelecida. Visto isso, a onda resultante que deixa a lâmina de atraso apresenta a fase relativa entre suas componentes do campo elétrico diferente em comparação com a da onda incidente, resultando assim na mudança do seu estado de polarização.

Ao que diz respeito as lâminas de atraso, o termo "atraso", que faz referência ao atraso que tal dispositivo impõe em uma das componentes ortogonais do campo elétrico, é considerado um nome impróprio, uma vez que, tal dispositivo óptico pode ser considerado também como de "avanço", fazendo referência à componente do campo elétrico que ficou avançada em relação a outra. O termo que melhor caracteriza este instrumento óptico é "deslocador de fase relativa", uma vez que, esta é a função que esse desempenha: adiantar ou atrasar a fase de uma das componentes ortogonais do campo elétrico em uma quantidade bem definida. A fim de unificar a nomenclatura referente a este dispositivo à partir de agora será utilizado o termo *placa de onda*.

A onda linearmente polarizada ilustrada na Figura 6 propaga-se na direção do eixo z e atravessa uma placa de meia onda feita de material negativo, onde, sua direção de polarização faz um ângulo θ com a direção do eixo óptico que, por sua vez, encontra-se normal à face superior da placa de onda. Esta onda possui suas componentes vertical e horizontal sendo representadas, respectivamente, por *e-wave* (onda e) e *o-wave* (onda o), onde, a direção de oscilação da onda e corresponde ao eixo rápido, enquanto a direção de oscilação da onda o corresponde ao eixo lento. Nestas circunstâncias, a onda e propaga-se com uma velocidade superior a da onda o , e possui seu comprimento de onda também superior ao da onda o considerando que ambas as ondas encontram-se na mesma frequência, o que, por sua vez, ocasiona o surgimento de uma fase relativa entre estas ondas.

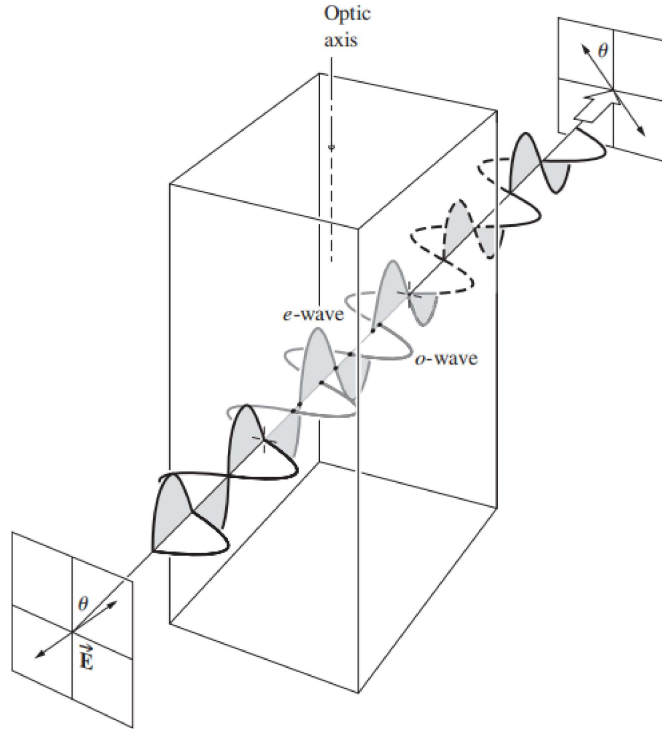
Levando em consideração que as ondas e e o podem ser representadas, respectivamente, por $E_x = E_0 e^{i(k_o z - \omega t)}$ e $E_y = E_0 e^{i(k_e z - \omega t)}$, pode-se estabelecer duas novas configurações para elas: a entrada e a saída dessas ondas na placa de meia onda. Considerando que a placa de onda tem espessura d , e que sua face onde as ondas incidem encontra-se em $z = 0$, tem-se $E_x = E_0 e^{-i\omega t}$ e $E_y = E_0 e^{-i\omega t}$ no instante em que elas entram na placa de onda e, $E_x = E_0 e^{i(k_o d - \omega t)}$ e $E_y = E_0 e^{i(k_e d - \omega t)}$ no momento em que elas saem da mesma. Dessa forma, a diferença de fase entre as componentes que emergem da placa de meia onda é:

$$\delta = (k_o - k_e) d = \left(\frac{2\pi}{\lambda_o} - \frac{2\pi}{\lambda_e} \right) d = 2\pi \left(\frac{n_o}{\lambda_0} - \frac{n_e}{\lambda_0} \right) d$$

$$\therefore \delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} (|n_o - n_e|) d \quad (2.36)$$

onde, n_o e n_e são, respectivamente, os índices de refração para a onda o e onda e , e λ_0 corresponde ao comprimento de onda no vácuo. O valor absoluto da diferença dos índices de refração é admitido a fim de tornar a equação mais geral.

Figura 6 – Ilustração da mudança de fase da onda que emerge de uma placa de meia onda.



Fonte: (HECHT, 2002)

Dentre os tipos de placas de onda existentes destacam-se as seguintes:

- **Placa de meia onda** ($\lambda_0/2$):

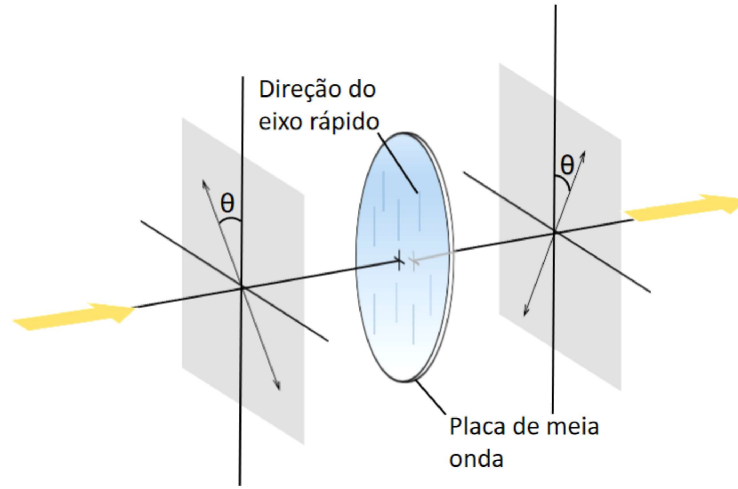
Uma placa de onda que introduz uma diferença de fase relativa igual a π , ou 180° , entre as ondas e e o recebe o nome de placa de meia onda Hecht (2002). Essa afirmação é comprovada quando introduzimos a diferença de fase relativa $\delta = \pi$ na Equação 2.36, resultando em

$$\begin{aligned} \pi &= \frac{2\pi}{\lambda_0} (|n_o - n_e|) d \\ \therefore \frac{\lambda_0}{2} &= (|n_o - n_e|) d, \end{aligned} \quad (2.37)$$

ou seja, a diferença de caminhos ópticos é igual a meia onda. Na Figura 6 é possível observar que uma diferença de fase relativa igual a π entre as ondas e e o ocasiona uma rotação de 2θ no plano de polarização da onda E , ou seja, pode-se concluir que o efeito que uma placa de meia onda causa é uma rotação na polarização do campo elétrico. Na Figura 7 é ilustrado o mecanismo de rotação do eixo de polarização de uma onda linearmente polarizada que faz um ângulo θ com o eixo rápido. Este fenômeno justifica o fato de que, às vezes, as placas de meia onda são chamadas de rotadores de polarização.

Esse mecanismo de rotação estende-se aos demais estados de polarização, e não somente ao linear. Dessa forma, ao passar por uma placa de meia onda, uma onda elipticamente polarizada

Figura 7 – Ilustração do esquema de rotação do eixo de polarização de uma onda linearmente polarizada que emerge de uma placa de meia onda.



Fonte: Autora.

será invertida semelhantemente ao caso linear. Além disso, este instrumento óptico também é responsável pela inversão na lateralidade da polarização da luz circular ou elíptica, ou seja, a luz polarizada circularmente (ou elipticamente) à direita, que atravessa uma placa de meia onda, passará a ser polarizada circularmente (ou elipticamente) à esquerda e vice-versa Hecht (2002) .

A espessura da placa de onda é um parâmetro muito importante a se levar em consideração, uma vez que, a medida em que a onda progride através da placa, sua diferença de fase relativa δ aumenta, ocasionando assim uma mudança gradativa no seu estado de polarização de um ponto ao outro na placa. Dessa forma, se a espessura do material que compõem a placa de meia onda for tal que

$$d(|n_o - n_e|) = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2} \quad (2.38)$$

onde, para qualquer $m = 0, 1, 2, 3, \dots$, a condição de placa de meia onda é satisfeita, resultando assim em diferenças de fase $\delta = \pi, 3\pi, 5\pi$ etc.

- **Placa de quarto de onda** ($\lambda_0/4$):

Uma placa de onda que introduz uma diferença de fase relativa igual a $\pi/2$, ou 90° , entre as onda *e* e *o* intitula-se placa de quarto de onda, conforme ressalta Hecht (2002). Essa afirmação é comprovada quando introduzimos a diferença de fase relativa $\delta = \pi/2$ na Equação 2.36, resultando em

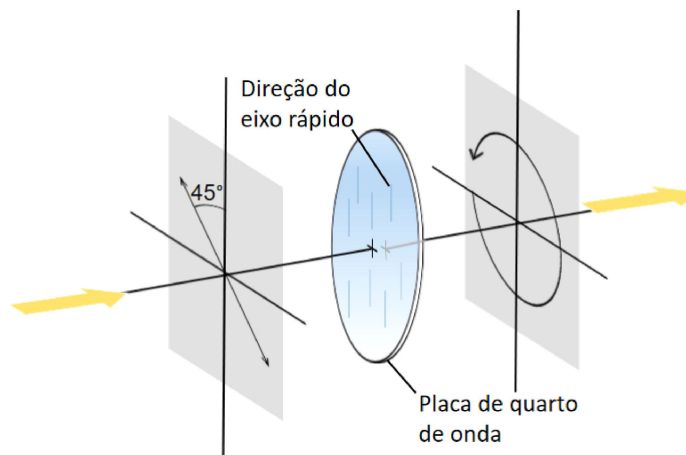
$$\begin{aligned} \pi/2 &= \frac{2\pi}{\lambda_0} (|n_o - n_e|) d \\ \therefore \frac{\lambda_0}{4} &= (|n_o - n_e|) d, \end{aligned} \quad (2.39)$$

ou seja, a diferença de caminhos ópticos é igual a um quarto de onda.

Esses dispositivos ópticos possuem a capacidade de converter a luz linearmente polarizada em elipticamente polarizada (ou ainda circularmente polarizada, desde que $E_{0x} = E_{0y}$), e vice-versa. Pode-se ainda destacar as seguintes propriedades:

1. A luz polarizada linearmente com direção de polarização paralela ao do eixo óptico não será afetada pela placa de quarto de onda, uma vez que, só há uma componente do campo elétrico, tornando assim impossível haver qualquer diferença de fase;
2. A luz linearmente polarizada que incide em uma placa de quarto de onda e tem sua direção de polarização fazendo 45° em relação ao eixo óptico (ou eixo rápido) dessa placa, possui suas componentes com amplitudes iguais. Dessa forma, a mudança de fase que a placa de quarto de onda imprime nas componentes dessa onda torna-a circularmente polarizada, conforme ilustra a Figura 8. Da mesma forma, a recíproca também é verdade, ou seja, uma luz circularmente polarizada emergirá da placa de quarto de onda com polarização linear.
3. A lateralidade da luz polarizada circular ou elípticamente, que emerge de uma placa de quarto de onda, corresponde à mesma direção que seria necessária para girar a polarização linear, da onda que incide na placa, no sentido do menor ângulo que essa faz com o eixo lento da placa.

Figura 8 – Ilustração da transformação de uma onda linearmente polarizada em circularmente polarizada, ao passar por uma placa de quarto de onda.



Fonte: Autora.

Em qualquer caso, para que uma placa de onda seja classificada como quarto de onda é necessário que a espessura do material que a compõe satisfaça a seguinte expressão

$$d(|n_o - n_e|) = (4m + 1) \frac{\lambda_0}{4}, \quad (2.40)$$

onde, $m = 0, 1, 2, 3, \dots$

2.3.3 Polarização Elíptica

Uma onda é dita *elípticamente polarizada* (ou que possui polarização elíptica) quando seu vetor campo elétrico tem sua orientação variando no espaço continuamente em função do tempo, de tal forma que, sua extremidade superior descreve um lugar geométrico elíptico no espaço (BALANIS, 1938). Conforme afirma Nussenzveig (1998), a polarização elíptica é o caso mais geral de polarização para o caso de uma onda plana monocromática.

A polarização elíptica, assim como a polarização circular, também divide-se em duas: polarização elíptica à direita (sentido horário), e polarização elíptica à esquerda (sentido anti-horário). Diz-se que, uma onda é elípticamente polarizada à direita quando seu vetor campo elétrico gira no sentido horário, e é elípticamente polarizada à esquerda quando seu vetor campo elétrico gira no sentido anti-horário (BALANIS, 1938).

Além disto, cabe destacar que, por possuir geometria elíptica esta onda pode encontrar-se com seu eixo maior sobre o eixo das abcissas (eixo x), ordenadas (eixo y), ou até mesmo fazendo um ângulo arbitrário com o eixo das abcissas, correspondendo assim ao caso mais geral.

2.3.3.1 Polarização elíptica com eixo maior sobre o eixo x

O vetor campo elétrico (2.21), para o caso de uma polarização elíptica com eixo maior sobre o eixo das abcissas, no plano de propagação $z = 0$ e considerando os seguintes parâmetros

$$\begin{aligned} E_{0x} &= (E_R + E_L), \\ E_{0y} &= (E_R - E_L), \\ \phi_x &= \frac{\pi}{2}, \\ \phi_y &= 0, \end{aligned}$$

toma a seguinte forma

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \hat{x}(E_R + E_L) \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) + \hat{y}(E_R - E_L) \cos \omega t \\ \therefore \vec{E} &= -\hat{x}(E_R + E_L) \sin \omega t + \hat{y}(E_R - E_L) \cos \omega t, \end{aligned} \quad (2.41)$$

e conseqüentemente

$$\vec{E}_x = -(E_R + E_L) \sin \omega t \hat{x}, \quad (2.42)$$

$$\vec{E}_y = (E_R - E_L) \cos \omega t \hat{y}. \quad (2.43)$$

O lugar geométrico da amplitude do vetor campo elétrico 2.41 é dado por

$$\begin{aligned} E^2 &= E_x^2 + E_y^2 \\ &= [-(E_R + E_L)]^2 \sin^2 \omega t + (E_R - E_L)^2 \cos^2 \omega t \\ \therefore E_x^2 + E_y^2 &= E_R^2 + E_L^2 + 2E_R E_L (\sin^2 \omega t - \cos^2 \omega t), \end{aligned} \quad (2.44)$$

por outro lado, das equações 2.42 e 2.43 é possível concluir que

$$\sin \omega t = -\frac{E_x}{(E_R + E_L)}, \quad (2.45)$$

$$\cos \omega t = \frac{E_y}{(E_R - E_L)}, \quad (2.46)$$

dessa forma, a equação 2.44 é reescrita como

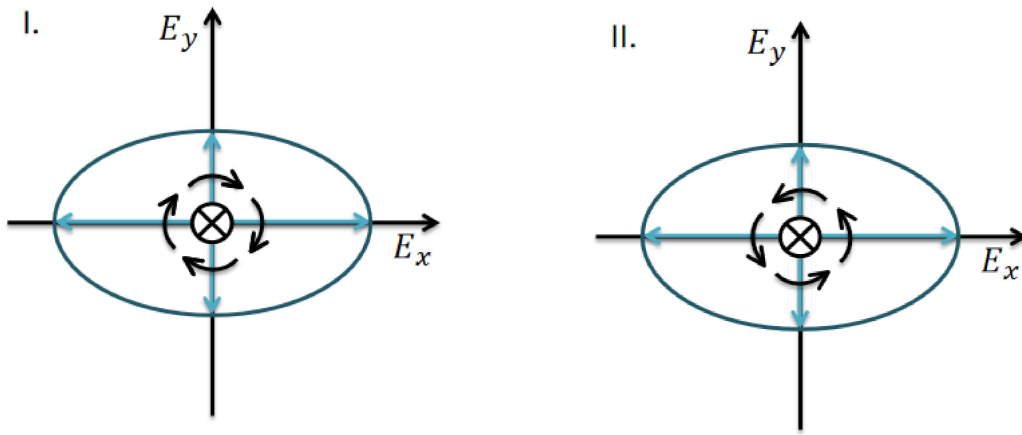
$$E_x^2 + E_y^2 = E_R^2 + E_L^2 + 2E_R E_L \left[\frac{E_x^2}{(E_R + E_L)^2} - \frac{E_y^2}{(E_R - E_L)^2} \right], \quad (2.47)$$

e portanto

$$\frac{E_x^2}{(E_R + E_L)^2} + \frac{E_y^2}{(E_R - E_L)^2} = 1, \quad (2.48)$$

que corresponde a equação de uma elipse com eixo maior igual a $|E|_{max} = |E_R + E_L|$, situado sobre o eixo x , e eixo menor igual a $|E|_{min} = |E_R - E_L|$, situado sobre o eixo y . Conforme o tempo passa, o vetor campo elétrico gira e seu comprimento se altera de tal forma que sua extremidade superior desenha no espaço um lugar geométrico elíptico, conforme mostrado na Figura 9.

Figura 9 – Representação dos estados de polarização elíptica do campo elétrico com componente E_x coincidindo com o eixo maior. (I) elipticamente polarizado à direita e (II) elipticamente polarizado à esquerda.



Fonte: Autora.

Os comprimentos máximo e mínimo do vetor campo elétrico correspondem, respectivamente, aos eixos maior e menor da elipse, dados por

$$|\vec{E}|_{max} = |E_R + E_L|, \quad \text{quando } \omega t = (2n + 1)\frac{\pi}{2}, \quad n = 0, 1, 2, 3... \quad (2.49)$$

$$|\vec{E}|_{min} = |E_R - E_L|. \quad \text{quando } \omega t = n\pi, \quad n = 0, 1, 2, 3... \quad (2.50)$$

Para identificar o sentido da polarização elíptica (direita ou esquerda), é necessário definir um novo parâmetro chamado de *razão axial* (RA), que é matematicamente expresso pela seguinte razão

$$RA = -\frac{E_{max}}{E_{min}} = -\frac{(E_R + E_L)}{(E_R - E_L)}, \quad (2.51)$$

onde, E_R e E_L são quantidades reais positivas. A equação 2.51 trata-se de uma razão axial entre o eixo maior e o eixo menor elipse, onde, esta pode assumir valores positivos, caracterizando uma polarização à esquerda, ou valores negativos, caracterizando uma polarização à direita, na faixa $1 \leq |RA| \leq \infty$. Dessa forma, o sinal de (RA) carrega informações sobre a direção de rotação do vetor campo elétrico.

Por fim, o vetor campo elétrico (2.41) instantâneo, com plano de propagação $z \neq 0$, pode ser escrito da seguinte forma

$$\begin{aligned}\vec{E} &= \Re \left\{ \hat{x}[E_R + E_L]e^{i(\omega t - kz + \frac{\pi}{2})} + \hat{y}[E_R - E_L]e^{i(\omega t - kz)} \right\} \\ &= \Re \left\{ [\hat{x}(E_R + E_L)e^{\frac{\pi}{2}} + \hat{y}(E_R - E_L)]e^{i(\omega t - kz)} \right\} \\ \therefore \vec{E} &= \Re \left\{ [E_R(i\hat{x} + \hat{y}) + E_L(i\hat{x} - \hat{y})]e^{i(\omega t - kz)} \right\}.\end{aligned}\quad (2.52)$$

Da equação 2.52 é possível observar que, o vetor campo elétrico de uma onda elipticamente polarizada pode ser escrita como a soma dos vetores campo elétrico de uma onda circularmente polarizada à direita, com amplitude E_R , e uma onda circularmente polarizada à esquerda, com amplitude E_L . Dessa forma, se $E_R > E_L$ então RA tem sinal negativo e, consequentemente, a componente que representa a onda circularmente polarizada à direita será mais forte que a componente que representa a onda circularmente polarizada à esquerda, com isso, o vetor campo elétrico gira na mesma direção da onda circularmente polarizada à direita, resultando então numa onda elipticamente polarizada à direita. Para o caso em que $E_L > E_R$ então RA tem sinal positivo e, consequentemente, a componente que representa a onda circularmente polarizada à esquerda será mais forte que a componente que representa a onda circularmente polarizada à direita, com isso, o vetor campo elétrico gira na mesma direção da onda circularmente polarizada à esquerda, resultando então numa onda elipticamente polarizada à esquerda.

2.3.3.2 Polarização elíptica com eixo maior sobre o eixo y

A análise deste tipo de polarização é análogo ao da polarização elíptica com eixo maior sobre o eixo x. Dessa forma, iremos considerar os principais resultados.

O vetor campo elétrico (2.21), para o caso de uma polarização elíptica com eixo maior sobre o eixo das ordenadas, no plano de propagação $z = 0$ e considerando os seguintes parâmetros

$$\begin{aligned}E_{0x} &= (E_R - E_L), \\ E_{0y} &= (E_R + E_L), \\ \phi_x &= \frac{\pi}{2}, \\ \phi_y &= 0,\end{aligned}$$

toma a seguinte forma

$$\begin{aligned}\vec{E} &= \hat{x}(E_R - E_L)\cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) + \hat{y}(E_R + E_L)\cos\omega t \\ \therefore \vec{E} &= -\hat{x}(E_R - E_L)\sin\omega t + \hat{y}(E_R + E_L)\cos\omega t.\end{aligned}\quad (2.53)$$

e consequentemente

$$\vec{E}_x = -(E_R - E_L)\sin\omega t \hat{x}, \quad (2.54)$$

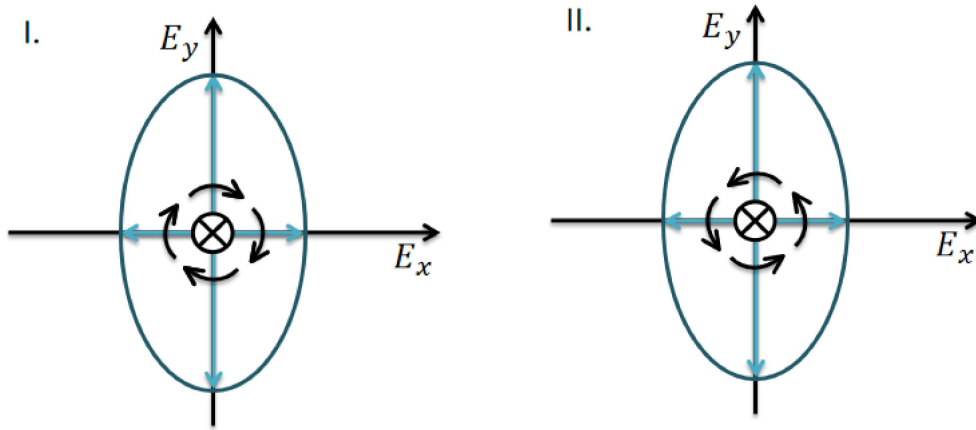
$$\vec{E}_y = (E_R + E_L)\cos\omega t \hat{y}. \quad (2.55)$$

Calculando o lugar geométrico da amplitude do vetor campo elétrico 2.53, e utilizando o módulo das equações 2.54 e 2.55, chega-se a seguinte equação

$$\frac{E_x^2}{(E_R - E_L)^2} + \frac{E_y^2}{(E_R + E_L)^2} = 1, \quad (2.56)$$

que corresponde a equação de uma elipse com eixo maior igual a $|E|_{max} = |E_R + E_L|$, situado sobre o eixo y , e eixo menor igual a $|E|_{min} = |E_R - E_L|$, situado sobre o eixo x , conforme mostra a Figura 10.

Figura 10 – Representação dos estados de polarização elíptica do campo elétrico com componente E_y coincidindo com o eixo maior. (I) elipticamente polarizado à direita e (II) elipticamente polarizado à esquerda.



Fonte: Autora.

O vetor campo elétrico (2.53) instantâneo, com plano de propagação $z \neq 0$, pode ser escrito da seguinte forma

$$\vec{E} = \Re \left\{ [E_R(i\hat{x} + \hat{y}) + E_L(\hat{y} - i\hat{x})] e^{i(\omega t - kz)} \right\}, \quad (2.57)$$

sendo seu sentido de polarização determinado pela RA .

2.3.4 Esfera de Poincaré

O estado de polarização, representado por P , de qualquer onda pode ser representado por um ponto na superfície de uma esfera (BALANIS, 1938). Esta recebe o nome de *esfera de Poincaré*, e sua representação está ilustrada na Figura 11.

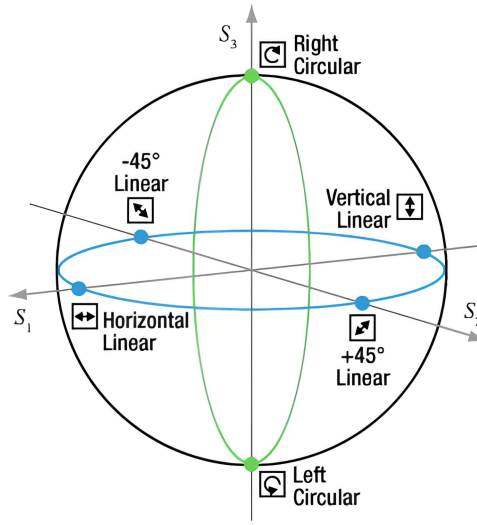
Dependendo da localização em que o ponto P se encontra sobre a superfície da esfera de Poincaré, um tipo de estado de polarização é associado a ele. Da Figura 11 pode-se concluir que:

- Os estados de polarização linear encontram-se sobre o equador da esfera.
- Os estados de polarização circular encontram-se sobre os polos da esfera.
- Estados com polarizações ortogonais encontram-se sobre pontos opostos de um mesmo diâmetro.

2.3.4.1 Parâmetros de polarização

Para identificar a localização do ponto de polarização P sobre a superfície da esfera de Poincaré, podem ser utilizados quaisquer um dos dois pares de ângulos (γ, δ) ou (ϵ, τ) . Onde, pode-se definir estes dois pares de ângulos como

Figura 11 – Representação da esfera de Poincaré e suas principais especificações quanto a localização da polarização em sua superfície.



Fonte: (THORLAB, 2020)

1. Par (γ, δ)

$$\gamma = \tan^{-1} \left[\frac{E_{0x}}{E_{0y}} \right] \quad \text{ou} \quad \gamma = \tan^{-1} \left[\frac{E_{0y}}{E_{0x}} \right], \quad \text{para} \quad 0^\circ \leq \gamma \leq 90^\circ \quad (2.58)$$

$$\delta = \phi_y - \phi_x, \quad \text{para} \quad -180^\circ \leq \delta \leq 180^\circ \quad (2.59)$$

onde, na Equação (2.58) a razão apropriada é aquela que satisfaz os limites angulares de todos os ângulos da esfera de Poincaré (BALANIS, 1938). E, na equação, (2.59), ϕ_x e ϕ_y representam as constantes de fase dos vetores campo elétrico $\vec{E}_x$ e $\vec{E}_y$, respectivamente.

2. Par (ε, τ)

$$\varepsilon = \cot^{-1} [RA], \quad \text{para} \quad -45^\circ \leq \varepsilon \leq 45^\circ \quad (2.60)$$

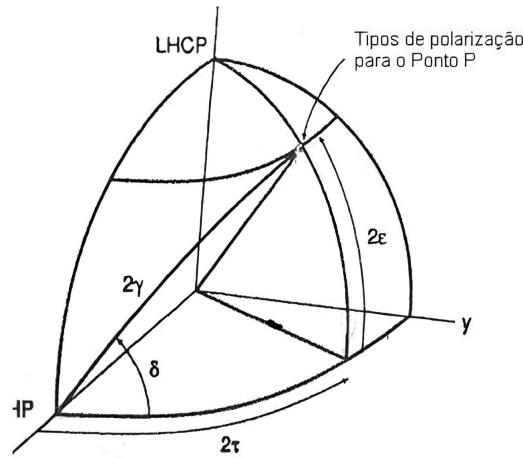
$$\tau \rightarrow \text{ângulo de inclinação}, \quad \text{para} \quad 0^\circ \leq \tau \leq 180^\circ \quad (2.61)$$

onde, RA corresponde a razão axial, que assume valores positivos para polarização à esquerda, e valores negativos para polarização à direita.

Por meio dos ângulos γ , δ , ε e τ , é possível expressar novos parâmetros que auxiliam na localização do ponto de polarização P . Tais parâmetros são:

$$\begin{aligned} 2\varepsilon &= \text{Latitude} & -90^\circ \leq 2\varepsilon \leq 90^\circ \\ 2\tau &= \text{Longitude} & 0^\circ \leq 2\tau \leq 360^\circ \\ 2\gamma &= \text{Ângulo do grande círculo, traçado a partir de um ponto} & \\ &\quad \text{de referência no equador e encerrando no ponto } P & 0^\circ \leq 2\gamma \leq 180^\circ \\ \delta &= \text{Ângulo do grande círculo ao equador} & -180^\circ \leq \delta \leq 180^\circ \end{aligned}$$

Considerando um octante da esfera de Poincaré, conforme ilustrado na Figura 12, pode-se identificar os ângulos 2ε , 2τ , 2γ e δ .

Figura 12 – Representação dos ângulos 2ε , 2τ , 2γ e δ em um octante da esfera de Poincaré.

Fonte: (MACHADO, 2008)

Utilizando-se de trigonometria esférica, os dois pares de ângulos (γ, δ) e (ε, τ) podem ser relacionados da seguinte maneira

$$\cos(2\gamma) = \cos(2\varepsilon) \cos(2\tau) \quad (2.62)$$

$$\tan(\delta) = \frac{\tan(2\varepsilon)}{\sin(2\tau)} \quad (2.63)$$

ou

$$\sin(2\varepsilon) = \sin(2\tau) \sin(\delta) \quad (2.64)$$

$$\tan(2\tau) = \tan(2\gamma) \cos(\delta) \quad (2.65)$$

de tal forma que, a partir de um par de ângulos pode-se obter o outro par.

2.3.4.2 Ângulo azimuth

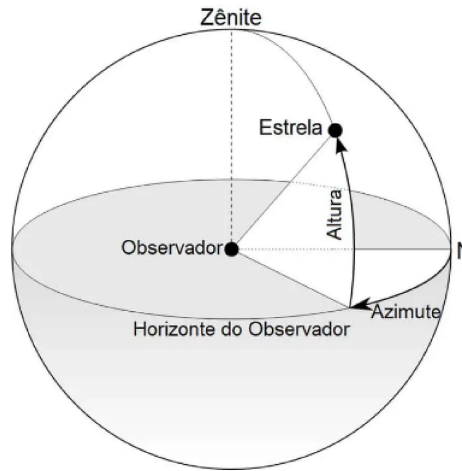
O azimuth consiste na medida da abertura angular do sistema de coordenadas horizontal. Em topografia este parâmetro é utilizado como uma medida de direção, e seu valor varia de $0^\circ \leq A \leq 360^\circ$ contando à partir do ponto de origem, que corresponde ao norte geográfico ou magnético, até a projeção de um determinado ponto ao qual se quer saber sua localização no horizonte. Cabe destacar ainda que o Azimute é sempre medido no sentido horário, e é representado por Graus, Minutos e segundos ($0^\circ 00' 00''$), ou ainda por Graus decimais ($00,0000^\circ$), conforme afirma Conin Topografia (2022).

Na Figura 13 é ilustrado a utilização do ângulo azimuth para a localização de uma estrela que encontra-se sobre um sistema de coordenadas celestes.

2.4 Efeito magneto-óptico

Algumas substâncias possuem a capacidade de girar o plano de polarização da luz que passa pelo seu interior, sendo este fenômeno conhecido como *atividade óptica* Fowles (1989). A presença desse fenômeno é identificada quando um feixe luminoso polarizado linearmente incide e traspassa por um meio opticamente ativo, emergindo deste meio com sua polarização rotacionada em um determinado ângulo θ proporcional ao comprimento do caminho óptico, ou seja, o caminho percorrido pela luz dentro no material.

Figura 13 – Localização de uma estrela através dos parâmetros que compõe um sistema de coordenadas celestiais.



Fonte: (COSTA, 2013)

2.4.1 Efeito Faraday

No ano de 1845, conforme afirma Fowles (1989), o físico e químico britânico Michael Faraday descobriu que, ao inserir um dielétrico isotrópico em um campo magnético e fazer incidir nele um feixe luminoso polarizado linearmente que propaga-se ao longo do seu comprimento, resultaria que o feixe emergente do material teria seu plano de polarização alterado. Segundo Majeed, Shaheen e Anwar (2013), este fenômeno recebe o nome de *Efeito Faraday* (ou ainda, *rotação de Faraday*), em homenagem ao cientista que o descobriu, e sua causa está ligada ao fato de que o campo magnético aplicado paralelamente à direção de propagação da luz que viaja pelo interior do material dielétrico, induz uma atividade magneto-óptica no material, tornando-o opticamente ativo. Os materiais isotrópicos que são magneto-opticamente ativos são frequentemente chamados de cristais de Faraday.

Conforme menciona Majeed, Shaheen e Anwar (2013), a rotação do plano de polarização da luz linearmente polarizada ocorre porque o material dielétrico pelo qual este feixe se propaga, possui índices de refração diferentes para modos próprios de propagação circularmente polarizados à esquerda e à direita, resultando assim, em diferentes velocidades de fase para cada um desses modos.

De forma concisa, o efeito Faraday é responsável por rotacionar o plano de polarização de um feixe luminoso linearmente polarizado que atravessa um dielétrico submetido a um campo magnético. Esta rotação do plano de polarização da luz linearmente polarizada que emerge de um cristal de Faraday, é representada pelo ângulo de deflexão (θ) que o eixo de polarização da luz emergente faz com o eixo de polarização da luz incidente. Este efeito é ilustrado na Figura 14.

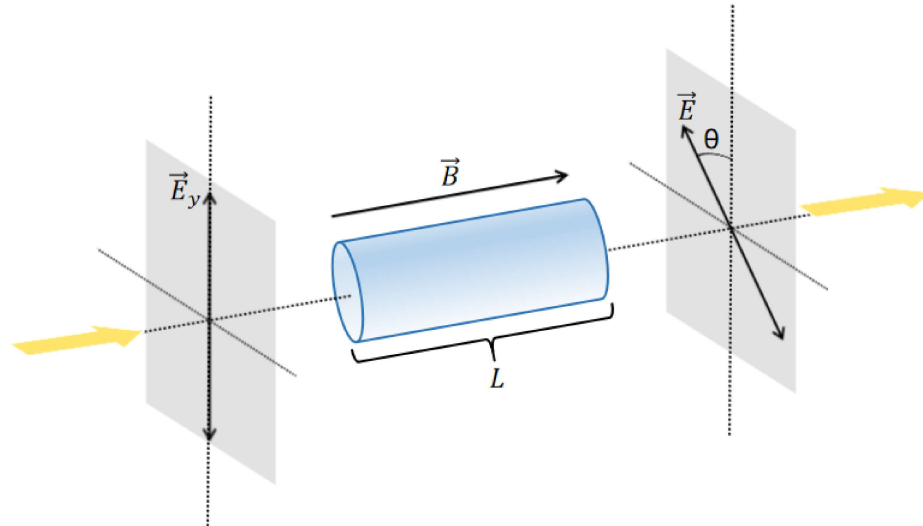
Para um material isotrópico, a quantidade de rotação (θ) do plano de polarização da luz é proporcional a densidade do fluxo magnético aplicado ao cristal, e ao comprimento do deslocamento no meio, que coincide com o comprimento do cristal, conforme ressaltado em Fowles (1989). Dessa forma, a equação que descreve o efeito Faraday tem a seguinte forma

$$\theta = V \int_0^L \vec{B} \cdot d\vec{l}, \quad (2.66)$$

onde, V representa a constante de Verdet, que é função do comprimento de onda da luz e da

temperatura, tendo sua unidade de medida no SI expressa por $(\text{rad}/T \cdot m)$. O campo magnético $\vec{B}$ tem a direção do cristal, e L corresponde ao tamanho do cristal, também conhecido como meio óptico (MAJEED; SHAHEEN; ANWAR, 2013).

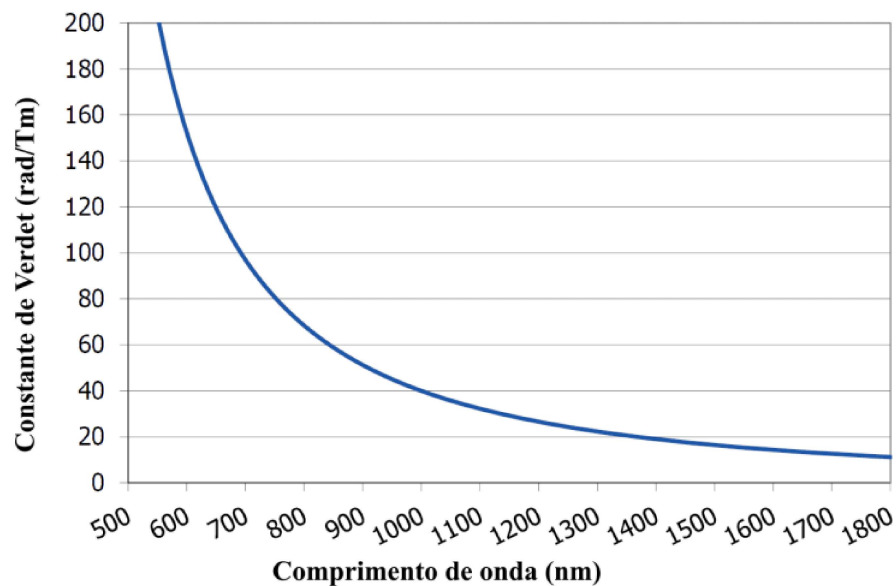
Figura 14 – Ilustração da rotação do plano de polarização de uma onda linearmente polarizada que emerge de um cristal de comprimento L submetido a um campo magnético $\vec{B}$ paralelo a ele.



Fonte: Autora.

Na Figura 15 é ilustrado a variação da constante de Verdet em função do comprimento de onda da fonte luminosa utilizada. É possível observar que para o aumento do comprimento de onda tem-se um decréscimo exponencial da constante de Verdet, indicando que para a obtenção de um efeito Faraday significativo é de suma importância que o comprimento de onda seja pequeno, com seu ápice na faixa do infravermelho.

Figura 15 – Variação da constante de Verdet em função do comprimento de onda que interage com o material.



Fonte: (BARNES; PETWAY, 1992).

2.5 Metodologia de busca e seleção dos trabalhos.

Foi realizada uma pesquisa nas bases teóricas em busca de obras publicadas nos últimos 5 anos, que retratam a análise do efeito Faraday em cristais magneto-ópticos variando a potência óptica e campo magnético, onde, um dos principais critérios levados em consideração nesta busca foi a semelhança da metodologia utilizada nestas obras com a desenvolvida neste trabalho. Esta pesquisa refere-se ao estado da arte deste trabalho.

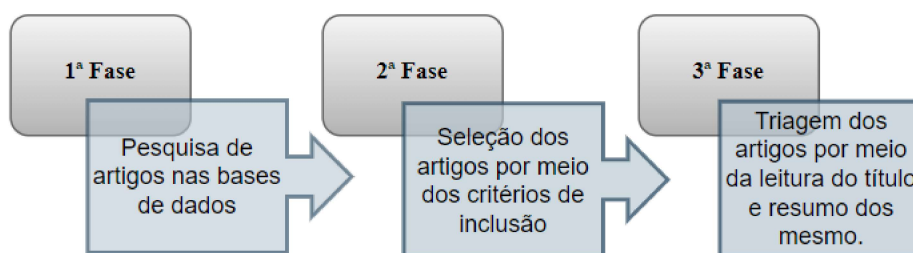
Para a construção do estado da arte deste trabalho foi necessário primeiramente acessar as principais bases de dados, como, Science Direct, IEEE Xplore e Web of Science, em busca de trabalhos com o já referido perfil, e aplicar alguns critérios de inclusão e exclusão, a fim de otimizar a pesquisa.

A metodologia adotada para realizar essa revisão sistemática é composta pelas seguintes etapas:

1. Escolha de palavras-chave que melhor representem o escopo da pesquisa;
2. Definição de expressões lógicas acrescidas de portas lógicas, para busca de artigos nas bases teóricas utilizadas;
3. Aplicação de critérios de inclusão e exclusão, onde, foram levados em conta critérios tais como: requisitos buscados no artigo, ano de publicação restrita aos últimos 5 anos, e objetivos do artigo.
4. Leitura dos resumos dos artigos que atendiam aos critérios de inclusão;
5. Análise das técnicas utilizadas por cada artigo, sendo selecionados apenas aqueles que dedicaram-se a análise de um sinal luminoso que sofre o efeito Faraday.

Na Figura 16 é ilustrado um diagrama da sequência geral de fases para a escolha dos artigos que compõem o estado da arte.

Figura 16 – Sequência de seleção dos artigos.



Fonte: Autoria própria

A seguir mostra-se a relação que indica a quantidade de artigos encontrados aplicando os critérios de inclusão referente a cada base de dados.

1. Base de dados utilizada: Science Direct

Expressões lógicas de busca: "Polarimetric Analysis"AND "Faraday Effect"

Critérios de inclusão:

- **Requisitos que buscam-se nos artigos:** Artigos que se proponham a realizar a análise polarimétrica da luz que sofre o efeito Faraday. Total de artigos encontrados = 407 artigos.

Critérios de exclusão:

- **Ano de publicação:** 2020 à 2024. Total de artigos encontrados = 56 artigos.
- **Título e objetivos condizentes com o escopo da pesquisa:** 4 artigos.

Total resultante de artigos após a aplicação dos critérios de inclusão e exclusão: 4 artigos.

Tipos dos artigos: Artigos de pesquisa = 3. Artigos de revisão = 1.

Títulos de publicações: Sensors and Actuators Reports (1 artigo); Optics & Laser Technology (1 artigo); Optics Communications (1 artigo); Optical Fiber Technology (1 artigo).

2. **Base de dados utilizada:** IEEE Xplore

Expressões lógicas de busca: "Faraday Effect" AND "Non-linear Effect".

Critérios de inclusão:

- **Requisitos que buscam-se nos artigos:** Artigos que relatem a produção de efeitos não-lineares na luz, ocasionados pelo efeito Faraday. Total de artigos encontrados = 16 artigos.

Critérios de exclusão:

- **Ano de publicação:** 2020 à 2024. Total de artigos encontrados = 3 artigos.
- **Título e objetivos condizentes com o escopo da pesquisa:** 1 artigo.

Total resultante de artigos após a aplicação dos critérios de inclusão e exclusão: 1 artigo.

Tipos dos artigos: Artigos em diário = 1.

Títulos de publicações: IEEE Sensors Journal (1 artigo).

3. **Base de dados utilizada:** Web of Science

Expressões lógicas de busca: "TGG crystal" AND "Faraday Effect".

Critérios de inclusão:

- **Requisitos que buscam-se nos artigos:** Artigos que buscam retratar o efeito Faraday na luz que se propaga através de um cristal de *Terbium Gallium Garnet* - TGG. Total de artigos encontrados = 62 artigos.

Critérios de exclusão:

- **Ano de publicação:** 2020 à 2024. Total de artigos encontrados = 12 artigos.
- **Título e objetivos condizentes com o escopo da pesquisa:** 1 artigos.

Total resultante de artigos após a aplicação dos critérios de inclusão e exclusão: 1 artigos.

Tipos dos artigos: Artigo de pesquisa = 1.

Títulos de publicações: Measurement Science and Technology (1 artigo).

2.6 Análise dos trabalhos encontrados.

Após a realização da pesquisa bibliográfica, aplicando os critérios de inclusão e exclusão, foram selecionados um total de 6 artigos, cujo assunto possui correspondências com o escopo da pesquisa em questão.

Nos resultados da pesquisa não foi encontrado nenhum artigo com os mesmos objetivos e/ou metodologia adotada neste trabalho. Contudo, estes artigos trazem informações importantes a respeito do tema geral a que se propõe este trabalho.

Ao que diz respeito a análise polarimétrica, um estudo feito por Vishnyakov et al. (2024) tem como foco a aplicação dos métodos polarimétricos para a análise de substâncias opticamente ativas. Neste trabalho o autor apresenta um projeto de um espectropolarímetro diferencial que busca analisar a diferença de fase entre dois sinais harmônicos referentes aos feixes luminosos que entram em contato com as substâncias opticamente ativas. Basicamente, o método utilizado para estudar substâncias opticamente ativas baseia-se na medição do ângulo de rotação óptica, já que a atividade óptica da substância consiste na rotação do plano de polarização da luz. O cálculo da medição do ângulo de rotação óptica teve um bom resultado, visto que o erro não excedeu $0,005^\circ$.

A análise polarimétrica corresponde também a uma ferramenta utilizada para analisar dados provenientes de sensores de medição de campo magnético, conforme feito por Eftimov et al. (2023). Em seu trabalho, o autor considerou um sensor de fibra óptica para a medição do campo magnético e corrente elétrica em um cristal de $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$.

Outro exemplo de sensor de campo magnético utilizando fibra óptica é o desenvolvido em Gu et al. (2024), que promete alta sensibilidade e identificação direcional. Esta sensibilidade está associada a granada de ferro dopada com bismuto, que possui as características de um rotador de Faraday, e está associada à fibra. A detecção do campo magnético externo ocorre quando a fibra acaba funcionando como uma sonda, graças ao efeito magneto-óptico de Faraday.

O trabalho desenvolvido por Chen, Jin e Chen (2023) refere-se a uma revisão sobre sensores baseado em diferentes materiais, sendo materiais magneto-ópticos um dos tipos utilizados. Neste estudo o autor destaca as vantagens dos sensores que utilizam o efeito magneto-óptico, sendo elas a compactabilidade, precisão e estabilidade. Uma rápida revisão é feita sobre o efeito Faraday destacando suas característica e a equação que rege este fenômeno. E no decorrer do trabalho é analisado detalhadamente os mecanismos de detecção dos sensores magneto-ópticos em foco neste trabalho.

Na pesquisa desenvolvida por Li et al. (2022) o foco principal corresponde a influência da temperatura na função de detector do sensor de campo magnético óptico de efeito Faraday, ou seja, como a temperatura influencia a análise do sensor de campo. O tipo de sensor abordado neste trabalho baseia-se no efeito Faraday, e tem como meio óptico ativo um cristal de TGG. O autor menciona sobre a estabilidade da temperatura do sensor ser o foco desta pesquisa, e especifica que foi estudado a influência da temperatura do cristal magneto-óptico (TGG) no coeficiente de rotação óptica e no ponto de operação estático da função de detecção do sensor. Verificou-se que a temperatura do cristal tem um efeito significativo no coeficiente de rotação óptica e no ponto de operação estático na função de detecção, causando flutuações periódicas com a mudança de temperatura do cristal.

Uma alternativa aos transdutores ópticos de corrente convencionais é o relatado em Huang et al. (2021), onde, neste trabalho buscou-se um transdutor que não possuísse dependência da potência óptica, desmodulação linear com a lei de Malus, etc. Dessa forma, neste trabalho o

autor busca livrar-se desses efeitos indesejados através da obtenção de uma noção linear do ângulo de rotação de Faraday. Para isso, o artigo apresenta um transdutor óptico de corrente baseado em uma grade de polarização de tira de alumínio. Este aparato tem a função de converter o ângulo de rotação de Faraday em um movimento de linha síncrona de um ponto de luz. Como resultado obteve-se um transdutor não dependente da potência óptica, além de minimizar o efeito de desvio de temperatura, tornar os efeitos de birrefringência linear praticamente nulos, entre outras vantagens.

3 MATERIAIS E MÉTODOS

Neste capítulo serão apresentados os materiais utilizados na montagem de dois *setups* para a realização dos testes experimentais do fenômeno ao qual este trabalho se propõe estudar. Além disso, serão relatados os métodos experimentais realizados para aquisição dos resultados almejados.

3.0.1 Materiais

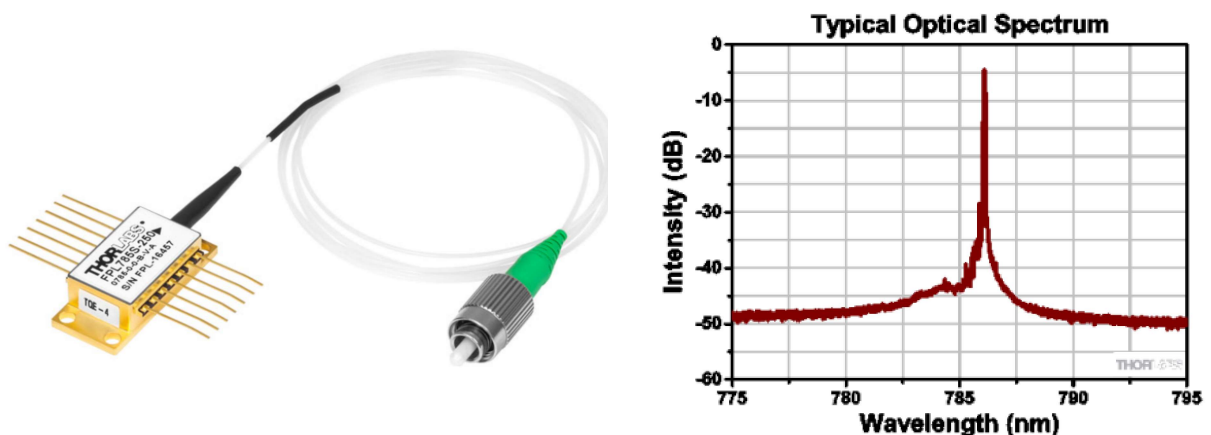
Os materiais utilizados na montagem dos *setups* experimentais foram adquiridos por meio da empresa americana de equipamentos ópticos - Thorlabs, com exceção do cristal magneto-óptico de TGG, que foi adquirido por meio da empresa chinesa Xi'an Aofa Optoelectronics Tech Inc. (XAOT), e do regulador de tensão Variac.

3.0.1.1 Laser butterfly e seu controlador

A fonte luminosa usada nos *setups* experimentais trata-se de um diodo laser Fabry-Perot (FPL785S-250) com saída acoplada a 1,0 m de fibra monomodo 780HP terminada em FC/APC, que possui comprimento de onda centrado em 785 nm e largura espectral de banda igual a 0.5 nm. "O diodo laser está alojado em um pacote borboleta com um fotodiodo monitor integrado, TEC, e um termistor que permite que o laser seja controlado por temperatura" (THORLABS, 2021). Este dispositivo é ilustrado na Figura 17 (à esquerda).

Este diodo laser é costumeiramente chamado de *Laser butterfly*, e possui nominalmente seu comprimento de onda típico centrado em 785 nm. Contudo, conforme ilustrado na Figura 17 (à direita), o espectro óptico típico deste laser mostra que seu pico de intensidade óptica encontra-se na região onde o comprimento de onda equivale ± 786 nm.

Figura 17 – Diodo laser Fabry-Perot acoplado a fibra monomodo (Figura a), e seu espectro óptico típico quando o diodo laser é mantido a 25°C e acionado na corrente necessária para atingir uma potência de saída de 250 mW (Figura b).



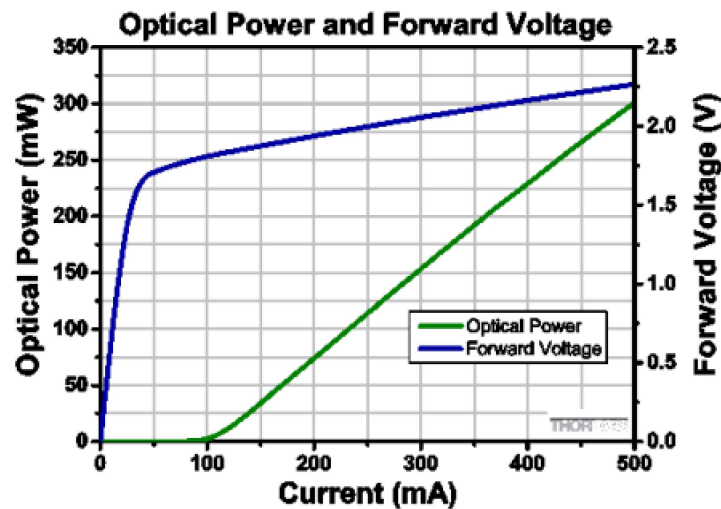
a) Representação do diodo laser butterfly.

b) Representação do comprimento de onda do laser.

Fonte: (THORLABS, 2021)

É importantes ressaltar ainda que, o diodo laser Fabry-Perot (FPL785S-250) tem sua potência máxima absoluta igual a 300 mW, operando com uma corrente máxima absoluta de 550 mA. É possível ainda, devido às variações entre cada lote de diodo laser, que ocorra a produção de uma potência de saída superior ao máximo de 300 mW quando acionado uma corrente de 500 mA, contudo, quando ocorre esta situação não é prudente trabalhar nos regimes que ultrapassem a potência máxima absoluta pois operar neste regime pode causar danos ao dispositivo. Na Figura 18 é ilustrado um gráfico de desempenho típico deste laser.

Figura 18 – Regime de operação do diodo laser Fabry-Perot em função da potência óptica, tensão direta e corrente elétrica, quando o laser se encontra a temperatura de 25°C.



Fonte: (THORLABS, 2021)

Associado ao laser *butterfly* tem-se o controlador de diodo laser e de temperatura para bancada (ITC4020), ilustrado na Figura 19, que é projetado para acionar diodos laser de até 20A de corrente de laser. Dentre as características deste dispositivo ressaltadas em Thorlabs (2018), destaca-se o fato de que nele os diodos lasers podem ser operados em corrente constante, bem como em modo de potência constante.

Figura 19 – Controlador de diodo laser e de temperatura para bancada.



Fonte: (THORLABS, 2018)

3.0.1.2 Módulo polarizador linear e lâmina (ou placa) de 1/4 de onda.

Para polarizar linearmente a luz emitida pelo laser *butterfly*, foi utilizado um módulo de polarização linear com rotação para sistema de fibra óptica (FBR-LPVIS), ilustrado na Figura 20. Este dispositivo possui uma fina camada de polarizador de silicato de sódio montado em suportes de rotação, e operam na faixa de 500 - 720 nm, conforme mencionado em Thorlabs (2015). Seu princípio básico de funcionamento consiste em absorver a luz que não está alinhada ao seu eixo de transmissão (que é representado por uma linha na cor branca gravada na frente das células polarizadoras) e transmitir apenas aquela que coincide com esse eixo.

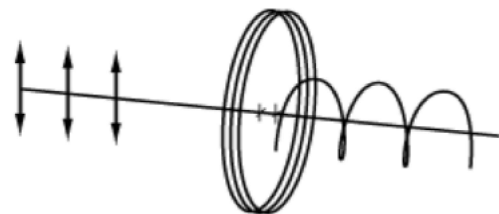
Figura 20 – Módulo de polarização linear no modelo FiberBench, com rotação em 360° para sistema de fibra óptica, 500 - 720 nm.



Fonte: (THORLABS, 2015)

Para reproduzir uma polarização circular é utilizada uma lâmina de 1/4 de onda multi-ordem montada (WPMQ05M-633), ilustrada na Figura 21 à esquerda, e à direita tem-se o efeito que ela causa na luz polarizada linearmente. Este dispositivo é feito de quartzo cristalino de alta qualidade, e opera na faixa de 633 nm. O termo "multi-ordem" refere-se ao fato de que o retardo de caminho óptico que uma das componentes da luz sofrerá corresponde a um certo número de deslocamentos completos de comprimento de onda, também conhecido como ordem, além do retardo fracionado especificado segundo mencionado em Thorlabs (2000). A linha e o texto gravados neste dispositivo óptico indicam, respectivamente, a orientação do eixo rápido e a ordem da placa de onda, além do comprimento de onda para o qual a placa de onda foi projetada.

Figura 21 – Lâmina de 1/4 de onda que opera na faixa de 633 nm, multi ordem, montada (à esquerda). Ilustração do efeito que uma lâmina de 1/4 de onda causa na luz linearmente polarizada (à direita).



Fonte: (THORLABS, 2000)

3.0.1.3 Cristal magneto-óptico de TGG.

O cristal utilizado neste trabalho, conforme afirma Moura (2017), trata-se de um elemento de vidro do rotador Faraday tipo MR3-2 Glass de diâmetro de 5 mm e comprimento 30 mm, ilustrado na Figura 22, também conhecido como cristal de efeito Faraday TGG - *Terbium Gallium Garnet* ($Tb_3Ga_5O_{12}$). Este elemento encontra-se na categoria de vidro óptico-magnético, e possui sua janela de transmissão operando entre 632,8 nm - 1064 nm, tendo sua constante de Verdet igual a -96rad/T*m a 632,8 nm e -31,4 rad/T*m a 1064 nm. O vidro do tipo MR3-2 é caracterizado por possuir excelente homogeneidade, atuar em uma ampla faixa de comprimento de onda, possuir melhores propriedades de transparência, menor índice de refração não-linear e menor coeficiente de absorção, conforme suas especificações encontradas em XAOT (2023).

Figura 22 – Cristal com propriedades magneto-ópticas do tipo MR3-2 Glass.



Fonte: Autora

3.0.1.4 Fibra óptica multimodo

Em sua forma mais simples, conforme afirma Agrawal (2014), a fibra óptica é formada por um núcleo que corresponde a uma estrutura cilíndrica de vidro de sílica, e está envolto por uma casca que tem como principal característica seu índice de refração menor que o do núcleo. A fibra óptica multimodo é caracterizada por permitir a transmissão de vários modos de propagação.

A fibra óptica utilizada nos setups experimentais 1 e 2, respectivamente, foram:

- Cabo de fibra óptica (M74L02), ilustrado na Figura 23 à esquerda, que possui abertura numérica = 0.39, conector FC/PC-FC/PC, diâmetro do núcleo = 400nm, e opera na faixa de comprimento de onda 400 - 2200nm, conforme especificado em Thorlab (2012).

Figura 23 – Fibra óptica multimodo FC/PC - FC/PC.



Fonte: (THORLAB, 2012)

3.0.1.5 Setup óptico-mecânico

O dispositivo ópto-mecânico responsável por alojar e alinhar o conjunto composto pelo polarizador linear, lâmina de quarto de onda, cristal magneto-óptico e fibras ópticas que transmitem o sinal de entrada e saída, trata-se de um controlador de polarização FiberBench (PC-FFB-780), ilustrado na Figura 24.

Figura 24 – Controlador de polarização no modelo FiberBench para bancada óptica, 700-1050 nm



Fonte: (THORLAB, 2019)

O controlador de polarização suporta conectores FC/PC e FC/APC, e possui uma entrada para conectores em cada um de suas extremidade, além de uma estrutura interna que permite o encaixe de dispositivos do tipo FiberBench. Este dispositivo opera numa faixa de 700 - 1050nm, e tem como principal vantagem a estabilidade de fixação mecânica que oferece aos dispositivos que são alojados no seu interior e seu alinhamento com as fibras ópticas, além de sua estrutura ser acoplada à bancada óptica através de parafusos do modelo M6, conforme especificado em Thorlab (2019).

3.0.1.6 Polarímetro

O instrumento utilizado para a análise polarimétrica do sinal que emerge do cristal é composto por dois aparelhos, sendo o primeiro deles, ilustrado na Figura 25 (à esquerda), um sistema modular de medição para aplicações ópticas de bancada (TXP5004), controlado por USB e que possui 4 slots. Possui como requisito de sistema o Windows 2000, XP, além de ter driver com suporte para NI LabView™, NI LabWindows/CVI™, MS Visual C++™, Borland C++™. Suas dimensões são (L x A x P) 168 x 148 x 315mm Thorlabs (2023). E o outro componente do sistema, ilustrado na Figura 25 (à direita), consiste em um sensor de medição externa para polarímetro (PAN5710VIS), que opera na faixa de 400-700 nm Thorlabs (2008). Este instrumento faz o uso de um software que fornece informações sobre a polarização,

elipcidade, parâmetros de Stokes e outras informações sobre o sinal captado pelo sensor de medição externa.

Figura 25 – Sistema modular de medição para aplicações ópticas de bancada com 4 aberturas (à esquerda), e sensor de medição externa para polarímetro (à direita)



Fonte: (THORLABS, 2023) / (THORLABS, 2008)

3.0.1.7 Regulador de tensão

Para variar a tensão e, consequentemente, alterar a corrente elétrica que passa pelas espiras da bobina que é ligada a este componente, foi utilizado um autotransformador Variac TDGC2-30 de 30 KVA, que opera num regime de 0 a 220 V. Este componente é ilustrado na Figura 26.

Figura 26 – Regulador de tensão Variac, 0 a 220 V.



Fonte: Autora

3.0.1.8 Bobina

A bobina utilizada para fornecer o campo magnético possui 15 camadas com 11 espiras cada, 3,5 cm de diâmetro e pesa 2,950 kg. Este componente é conectado a um variador de tensão.

3.0.1.9 Flange quadrada

Para conectar duas fibras ópticas com conectores FC/PC é utilizado uma luva de acoplamento FC e FC (ADAF2), também conhecida como flange quadrada. Este dispositivo é ilustrado na Figura 27, e sua principal função é conectar e alinhar cabos de fibra com terminação.

Figura 27 – Luva de fechamento FC a FC



Fonte: (THORLAB, 2000)

3.0.2 Materiais adicionais

Além dos materiais que constam nos setups experimentais, utilizou-se também um alicate amperímetro do modelo FLUKE 305 CLAMP METER, com recursos de medição de CA de até 600 A, para a medição da corrente elétrica que gera o campo magnético na bobina. E, por fim, utilizou-se um Teslameter PHYWE 13610-93, que consiste em um instrumento para medição de campos magnéticos DC e AC, cuja medida é expressa em mT.

Figura 28 – Alicate amperímetro para medições até 600 A (à esquerda). Teslameter para medição de campos magnéticos direto ou alternado (à direita).



Fonte: Autora

3.0.3 Especificações dos componentes dos Setups experimentais

Na Tabela 2 são listadas algumas informações importantes sobre os dispositivos utilizados na montagem dos *setups* experimentais.

Tabela 2 – Especificações dos componentes que constam nos *setups* experimentais

Componentes	Part Number	Especificações	Fabricante
Laser diodo	FPL785S-250	785 nm, monomodo	Thorlabs
Controlador do diodo laser	ITC4020	Até 20A	Thorlabs
Módulos polarizadores	FBR-LPVIS WPMQ05M-633	500 - 720 nm 633 nm	Thorlabs
Fibra óptica multimodo	M74L02	FC/PC-FC/PC diâmetro do núcleo = 400nm	Thorlabs
Luva de fechamento	ADAF2	acoplamento FC e FC	Thorlabs
Cristal magneto-óptico	MR3-2 Glass	<i>TGG - Terbium Gallium Garnet</i> Comprimento = 3,03 cm	XAOT
Controlador de polarização	PC-FFB-780	FC/PC e FC/APC, 700 - 1050 nm	Thorlabs
Regulador de tensão	TDGC2-30	0 a 220 V	-
Polarímetro	TXP5004 PAN5710VIS	4 aberturas 400 - 700 nm	Thorlabs

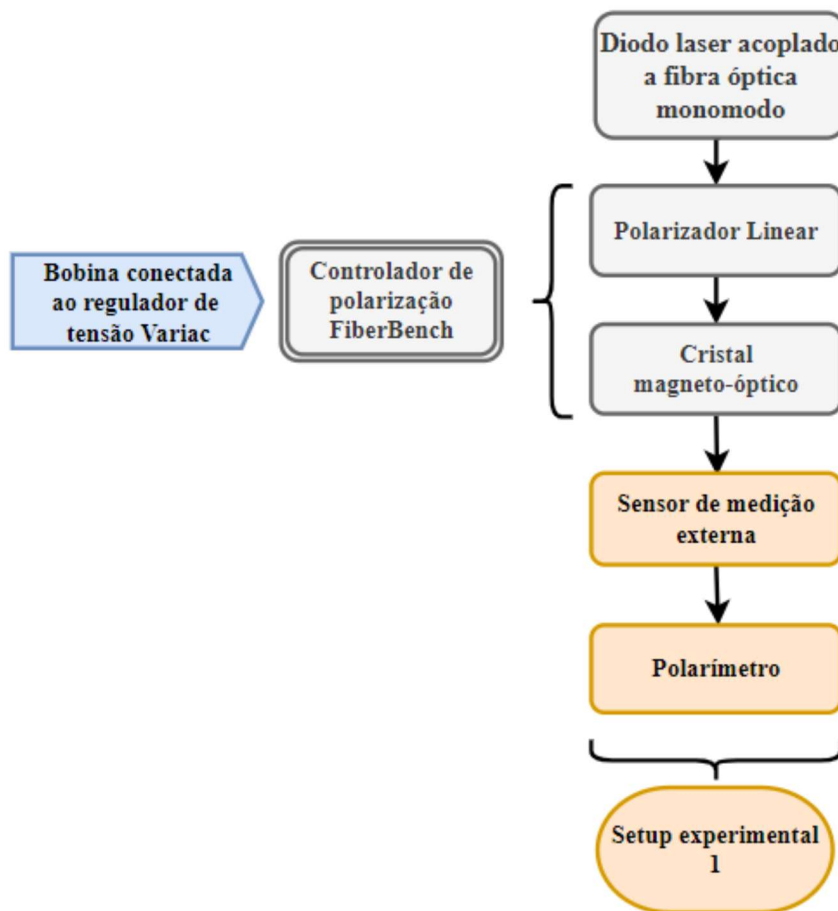
Fonte: Autora

3.0.4 Montagem dos setups experimentais.

Os *setups* experimentais são montados de maneira a promover duas configurações distintas para a polarização da luz, sendo elas: polarização linear e polarização circular. Dessa forma, foram testados como o efeito Faraday afeta a luz polarizada nos regime linear e circular. Os *setups* foram montados em uma bancada óptica no laboratório de Fotônica do IFCE - *campus* Fortaleza.

Na Figura 29 é ilustrado o mapa de ideias que norteia a montagem do *setup* experimental 1, onde, nesta configuração o sinal analisado possui polarização linear (experimento 1).

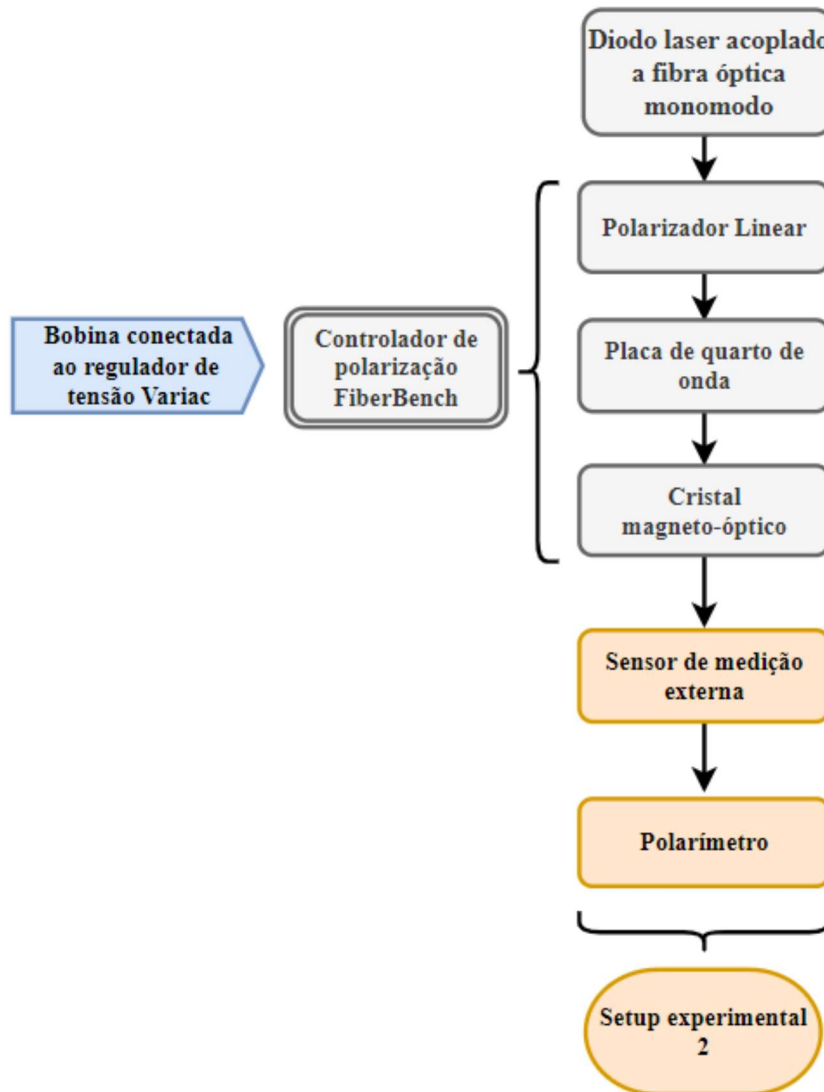
Figura 29 – Mapa de ideia da montagem experimental para a análise polarimétrica da luz linearmente polarizada.



Fonte: Autora

Na Figura 30 é ilustrado o mapa de ideias que norteia a montagem do *setup* experimental 2, onde, nesta configuração a polarização do sinal analisado é circular.

Figura 30 – Mapa de ideia da montagem experimental para a análise polarimétrica da luz circularmente polarizada.



Fonte: Autora

Os *setups* experimentais são montados da seguinte forma:

1. A saída FC/PC da fibra monomodo acoplada ao laser *butterfly* é conectada (através de um conector do tipo FC/PC - FC/PC), a uma fibra multimodo do tipo FC/PC - FC/PC que, por sua vez, é conectada a entrada FC/PC do controlador de polarização FiberBench, que está fixo na bancada óptica com o auxílio de parafusos do tipo M6 da Thorlabs
2. No interior do controlador de polarização encontram-se os módulos polarizadores e o cristal. Contudo, duas configurações distintas são consideradas em relação a disposição desses componentes, uma para cada experimento realizado. Dessa forma, alojado no interior do controlador de polarização pode constar uma das duas seguintes configurações:

- Polarizador linear seguido do cristal magneto-óptico (*setup* experimental 1).

- Polarizador linear seguido da placa de quarto de onda e, por fim, cristal magneto-óptico (*setup* experimental 2).
3. Uma bobina conectada ao regulador de tensão Variac é alinhada ao controlador de polarização de tal forma que, o campo magnético oscilante, produzido por esta bobina, esteja disposto ao longo da direção do cristal;
 4. A outra extremidade do controlador de polarização, em que o feixe luminoso sai ao passar pelo cristal, é acoplada ao sensor de medição externa do polarímetro, onde, este é conectado na entrada do polarímetro que, por sua vez, faz a análise polarimétrica do sinal.

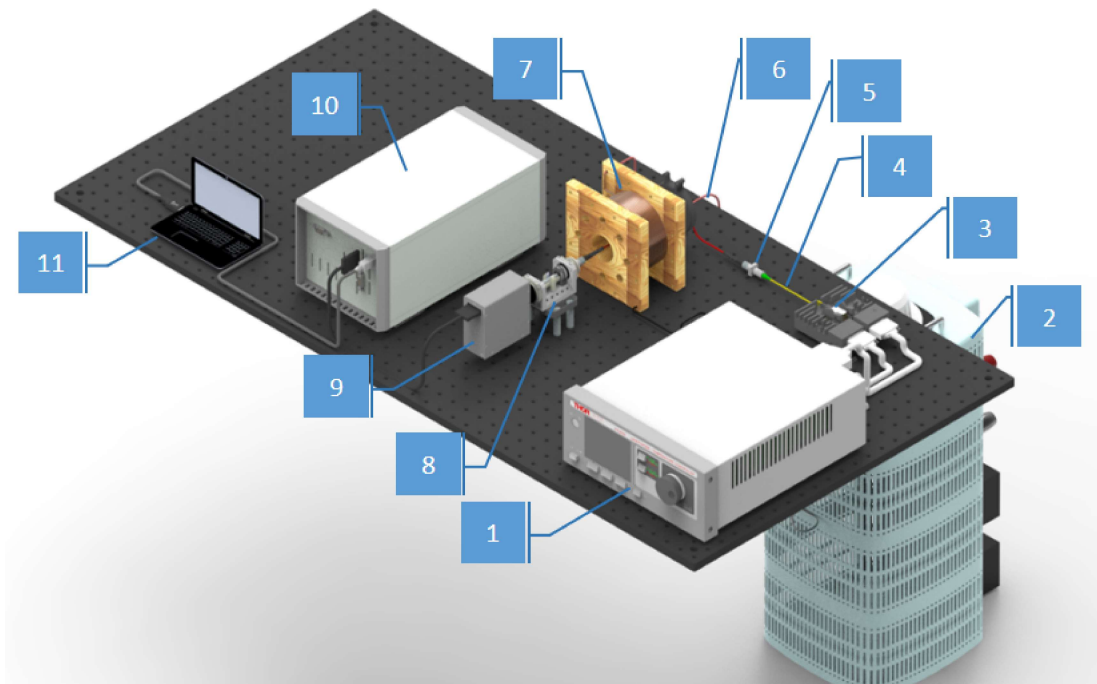
O feixe luminoso gerado pelo diodo laser não possui polarização definida. Este feixe é guiado via fibra óptica monomodo até o conector que interliga esta fibra com um outra do tipo multimodo que, por sua vez, tem sua outra extremidade conectada ao controlador de polarização. O sinal luminoso que sai da fibra multimodo, conectada ao controlador de polarização, passa a se propagar no espaço livre, transpassando o polarizador linear e o cristal magneto-óptico (no caso do experimento 1) ou o polarizador linear, polarizador circular e o cristal magneto-óptico (no caso do experimento 2). O feixe luminoso que emerge do cristal tem sua polarização alterada devido o efeito Faraday causado pelo campo magnético oscilante ao qual o cristal é submetido. Nos dois *setups* experimentais, na saída do controlador de polarização é posicionado o sensor de medição externa do polarímetro que é conectado ao polarímetro que, por sua vez, é conectado ao notebook que utiliza o software para fazer a análise do sinal luminoso, entregando informações sobre diferentes parâmetros da luz que sofre o efeito Faraday.

3.0.5 Métodos

Aqui serão descritos a sequência de procedimentos experimentais que foram desenvolvidos para cada um dos *setups* experimentais. Na Figura 31 é ilustrado a configuração experimental montada para a realização dos testes referentes a análise polarimétrica.

É importante ressaltar que os testes foram realizados com a luz ambiente reduzida, a fim de minimizar os efeitos de ruído que iluminações externas afetam nas medições. Além disso, os aparelhos de ar condicionado foram desligados, com o intuito de eliminar possíveis vibrações na fibra monomodo que poderiam causar alterações nos dados experimentais.

Figura 31 – Setup experimental para análise polarimétrica. Esta configuração é composta por: 1- controlador do diodo laser; 2- regulador de tensão Variac; 3- laser *butterfly*; 4- fibra monomodo acoplada ao laser *butterfly*; 5- luva de fechamento; 6- fibra multimodo; 7- Bobina; 8- setup ópto-mecânico (com módulo(s) polarizador(es) e cristal magneto-óptico em seu interior); 9- analisador externo do polarímetro; 10- polarímetro; 11- notebook com software de análise do sinal luminoso.



Fonte: Autora

3.0.5.1 Testes realizados no setup experimental 1

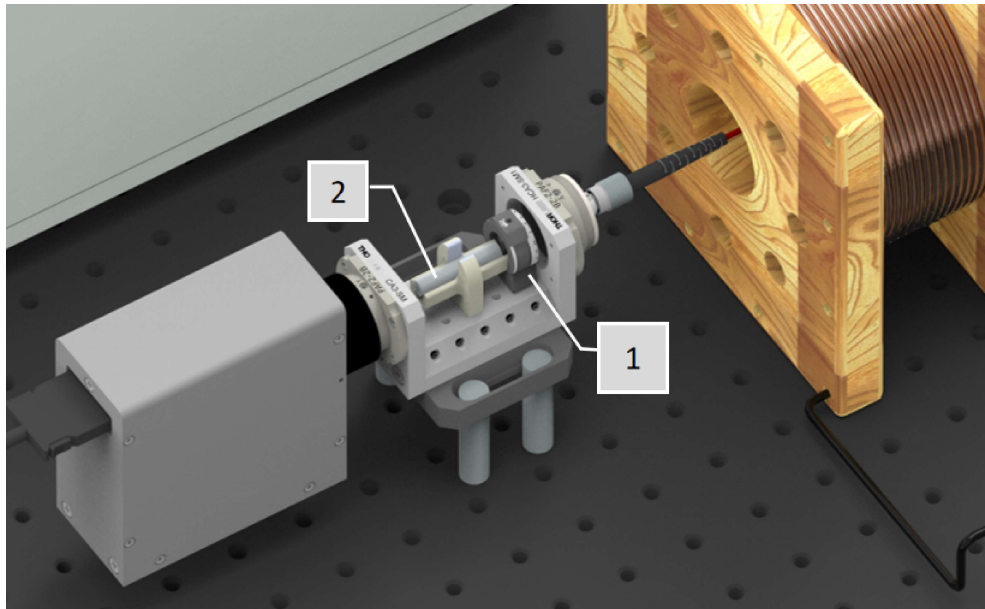
Nesta configuração buscou-se realizar uma análise polarimétrica da luz linearmente polarizada que sofre o efeito Faraday. Na Figura 32 é ilustrada a configuração experimental montada para a realização deste teste.

1. Primeiramente, foi acionado o laser *butterfly* em uma determinada potência óptica, assim, emitindo um feixe luminoso coerente;
2. Um módulo polarizador linear foi adicionado ao controlador de polarização para que a luz proveniente do diodo laser fosse polarizada linearmente. Foram testadas três configurações

diferentes de polarização da luz, sendo elas: 0° (polarização vertical), 45° (polarização na diagonal) e 90° (polarização horizontal);

3. O cristal magneto-óptico é adicionado ao controlador de polarização à frente do polarizador linear e, logo em seguida, é ligado o variador de tensão Variac, acionando assim o campo magnético gerado pela bobina.
4. O sinal luminoso que sofre o efeito Faraday chega ao sensor de medição externa do polarímetro, onde, foi analisado pelo software que forneceu informações sobre os parâmetros de Stokes, ângulo azimuth, elipticidade, diferença de fase e parâmetros relacionados a potência do sinal óptico.

Figura 32 – Dispositivos alojados no interior do setup ópto-mecânico, sendo eles: 1- polarizador linear; 2- cristal magneto-óptico. Configuração para análise polarimétrica.



Fonte: Autora

Na Tabela 3 são listados os valores de potência óptica do laser diodo, tensão registrada pelo Variac e o número correspondente do experimento.

Tabela 3 – Parâmetros utilizados nas medidas realizadas no *setup* experimental 1, com seus respectivos valores. Nesta configuração foi utilizado o polarizador linear (PL) nas configurações de 0° , 45° e 90° , e o cristal magneto-óptico (C).

Configuração	Campo Magnético (mT)	Potência óptica (mW)
PL (0°) + C	B = 0,2	P = 0,064
		P = 78
	B = 2	P = 0,064
		P = 78
PL (45°) + C	B = 0,2	P = 0,064
		P = 78
	B = 2	P = 0,064
		P = 78
PL (90°) + C	B = 0,2	P = 0,064
		P = 78
	B = 2	P = 0,064
		P = 78

Fonte: Autora.

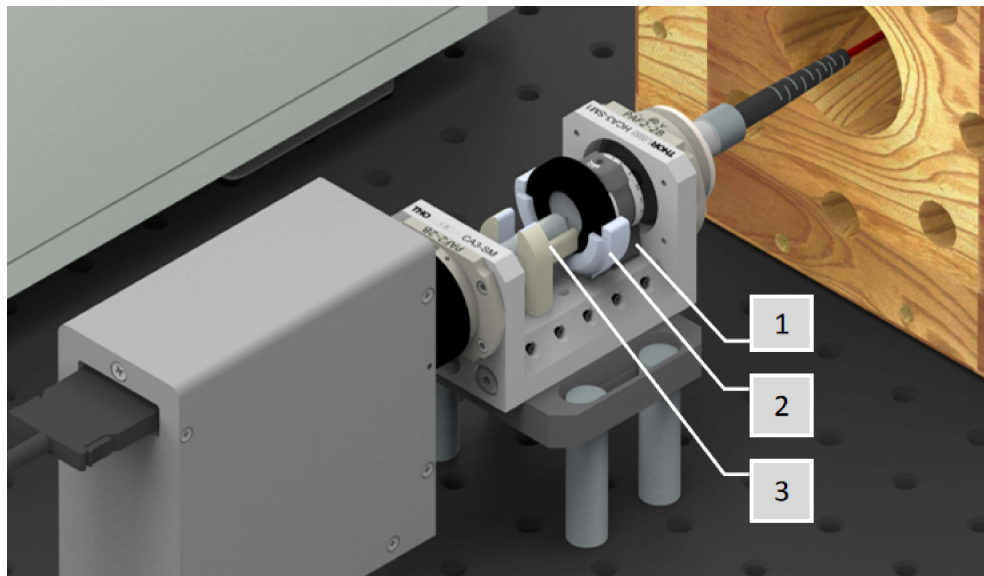
3.0.5.2 Testes realizados no *setup* experimental 2

Nesta configuração buscou-se realizar uma análise polarimétrica da luz circularmente polarizada que sofre o efeito Faraday. Na Figura 33 é ilustrada a configuração experimental montada para a realização deste teste.

1. Primeiramente foi acionado o laser *butterfly* em uma determinada potência óptica, assim, emitindo um feixe luminoso coerente.
2. Um módulo polarizador linear foi adicionado ao controlador de polarização para que a luz proveniente do diodo laser fosse polarizada linearmente. Apenas uma configuração de polarização da luz foi testada, sendo ela a de 45° (polarização na diagonal).
3. Uma lâmina de quarto de onda foi adicionada à frente do polarizador linear, para converter a luz linearmente polarizada em circularmente polarizada.
4. O cristal magneto-óptico é adicionado ao controlador de polarização na sequência, ou seja, à frente da lâmina de quarto de onda. Logo em seguida, é ligado o variador de tensão Variac, acionando assim o campo magnético gerado pela bobina.
5. O sinal luminoso que sofre o efeito Faraday chega ao sensor de medição externa do polarímetro onde foi analisado pelo software que forneceu informações sobre os parâmetros de Stokes, ângulo azimuth, elipticidade, diferença de fase e parâmetros relacionados a potência do sinal óptico.

Na Tabela 4 são listados os valores de potência óptica do laser diodo, tensão registrada pelo Variac e o número correspondente do experimento.

Figura 33 – Dispositivos alojados no interior do setup ópto-mecânico, sendo eles: 1- polarizador linear; 2- lâmina de um quarto de onda; 3- cristal magneto-óptico. Configuração para análise polarimétrica.



Fonte: Autora

Tabela 4 – Parâmetros utilizados nas medidas com seus respectivos valores. Nesta configuração foi utilizado o polarizador linear (PL) no estado de polarização linear diagonal (45°), lâmina de um quarto de onda (LQ), e o cristal magneto-óptico (C).

Configuração	Campo Magnético (mT)	Potência óptica (mW)
PL (45°) + LQ + C	B = 0,2	P = 0,064
		P = 78
	B = 2	P = 0,064
		P = 78

Fonte: Autora.

3.0.5.3 Testes para o campo magnético nulo.

Foram efetuados testes para o regime em que o campo magnético encontrava-se nulo, explorados os regimes: polarização linear vertical e polarização circular. Na Tabela 5 constam como foram distribuídos os testes experimentais.

Tabela 5 – Nesta configuração foi utilizado um campo magnético nulo, variação da potência óptica em dois regimes (baixa e alta), e luz polarizada linearmente vertical e circularmente.

Configuração	Campo Magnético (mT)	Potência óptica (mW)
PL (0°) + C	B = 0	P = 0,064
		P = 78
PL (45°) + LQ + C	B = 0	P = 0,064
		P = 78

Fonte: Autora.

3.0.5.4 Testes para variação do campo magnético e potência óptica fixa.

Foram efetuados testes variando a corrente elétrica que gera o campo magnético e mantendo a potência óptica fixa em alta intensidade. Na Tabela 6 constam quantos e quais regime foram considerados neste teste experimental.

Tabela 6 – Nesta configuração foi utilizado uma potência óptica fixa, variação a intensidade do campo magnético através da variação da corrente elétrica que gera esse campo. Foram considerados os casos de luz polarizada linearmente em 0° , 45° e 90° , além de luz polarizada circularmente.

Configuração	Potência óptica (mW)	Campo Magnético (mT)
PL (0°) + C	P = 78	B = 0
		B = 0,2
		B = 0,4
		B = 0,9
		B = 1,4
		B = 1,8
		B = 2
PL (45°) + C	P = 78	B = 0
		B = 0,2
		B = 0,4
		B = 0,9
		B = 1,4
		B = 1,8
		B = 2
PL (45°) + LQ + C	P = 78	B = 0
		B = 0,2
		B = 0,4
		B = 0,9
		B = 1,4
		B = 1,8
		B = 2

Fonte: Autora.

3.0.5.5 Testes para variação da potência óptica do laser e campo magnético fixo.

Foram efetuados testes variando a corrente elétrica que alimenta o laser *butterfly*, alterando assim a potência óptica que esse laser emite, e mantendo o campo magnético fixo em alta intensidade. Na Tabela 7 constam quantos e quais regime foram considerados neste teste experimental.

Tabela 7 – Nesta configuração foi utilizado um campo magnético fixo de alta intensidade, e variação a intensidade da potência óptica do laser através da variação da corrente elétrica que o alimenta. Foram considerados os casos de luz polarizada linearmente em 0°, 45° e 90°, além de luz polarizada circularmente.

Configuração	Campo Magnético (mT)	Potência óptica (mW)
PL (0°) + C	B = 2	P = 0,064
		P = 13
		P = 30
		P = 46
		P = 62
		P = 78
PL (45°) + C	B = 2	P = 0,064
		P = 13
		P = 30
		P = 46
		P = 62
		P = 78
PL (45°) + LQ + C	B = 2	P = 0,064
		P = 13
		P = 30
		P = 46
		P = 62
		P = 78

Fonte: Autora.

4 RESULTADOS

Com base nos experimentos realizados, os dados da análise polarimétrica para o ângulo azimute foram importados para o software Origin onde foram processados e analisados.

Foram considerados os seguintes cenários para análise polarimétrica do ângulo azimute: domínio do tempo, domínio da frequência, e domínio da frequência para o campo magnético nulo. Além disso, foram analisadas as variações da magnitude do ângulo azimute em função da potência óptica do laser, e da magnitude do campo magnético, para os picos de frequência de 66 Hz e 132 Hz .

4.0.1 *Análise polarimétrica do ângulo azimute no domínio do tempo.*

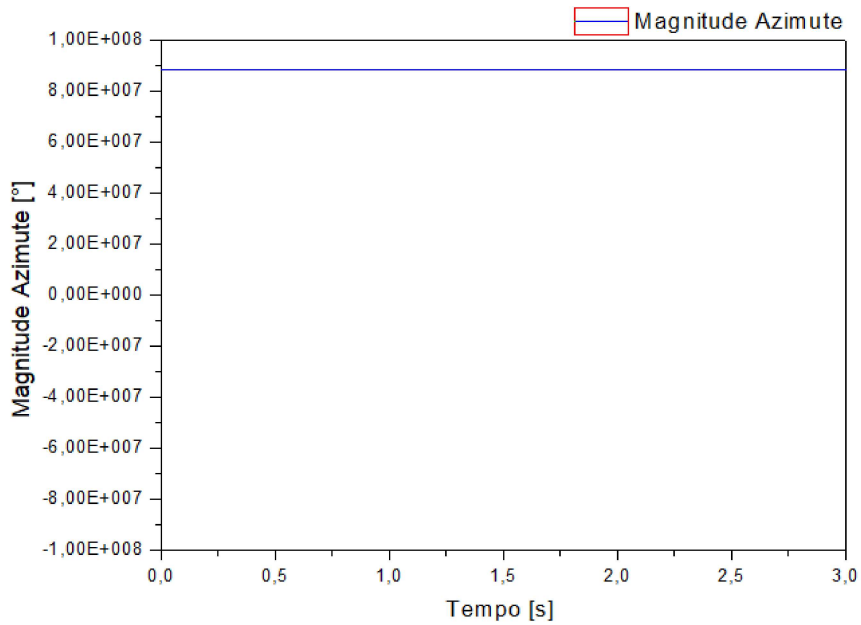
Sabendo que a magnitude do ângulo azimute refere-se à medida angular que indica a direção de um determinado ponto à partir do norte percebe-se que, por meio dos gráficos da variação da magnitude do azimute no domínio do tempo, este norte corresponde ao eixo horizontal da esfera de Poincaré utilizada na análise do sinal luminoso.

Na Figura 34 (a) é ilustrado um feixe luminoso com polarização do tipo vertical que, de acordo com o módulo polarizador utilizado nos experimentos, encontra-se na posição de 0° . Nesta configuração, nota-se que a posição da luz encontra-se aproximadamente em $9,00E + 007$, o que corresponde também a aproximadamente 90° , demonstrando então que a luz encontra-se à 90° do eixo de referência $0,00E + 000$ que representa a origem de onde mede-se o ângulo azimute (o norte). Essa mesma linha de raciocínio mantém-se válida a medida que analisamos os demais gráficos no domínio do tempo. Na Figura 34 (b) observa-se que a posição da luz encontra-se aproximadamente em $-45,00E + 007$ demonstrando uma polarização diagonal de -45° , e na Figura 35 (a) e (b) observa-se que a posição da luz encontra-se aproximadamente em $00,00E + 000$ e $40,00E + 007$, respectivamente, demonstrando uma polarização horizontal de 0° e uma polarização diagonal de $45,00E + 007$, nesta ordem.

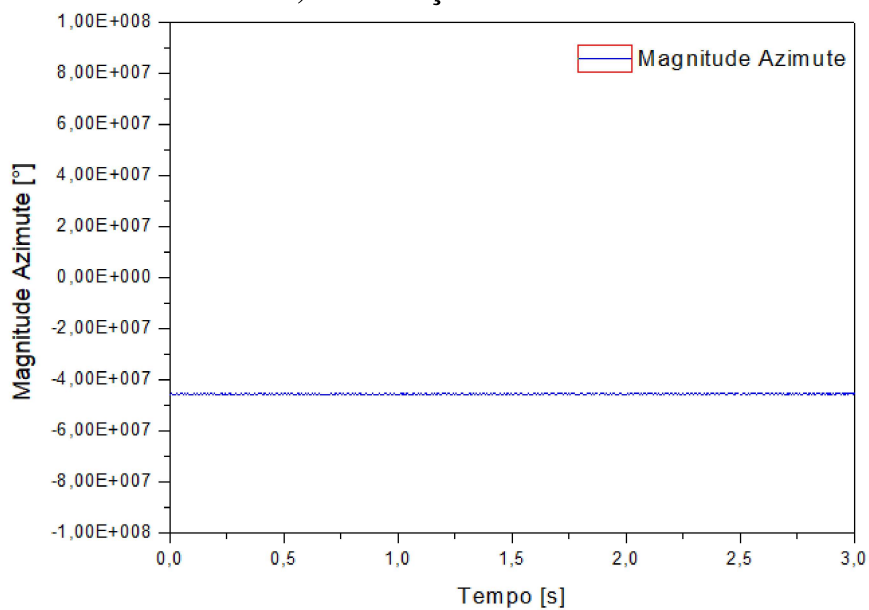
Estes fatos levam a conclusão de que o norte do sistema de referência utilizada para a análise polarimétrica encontra-se na horizontal, ou seja, a origem de onde mede-se o ângulo azimute. A informação que o gráfico da Figura 35 (a) traz confirma esta hipótese, uma vez que, a magnitude do azimute é nula, ou seja, a distância angular entre a origem de onde se mede o ângulo azimute e o sinal luminoso corresponde a zero, indicando assim que o sinal luminoso encontra-se sobre a origem, e chegando a conclusão de que o sinal polarizado horizontalmente coincide com o norte de onde se mede o ângulo azimute.

4.0.1.1 *Análise 1: módulo do campo magnético igual a 0,2 mT e potência óptica correspondente a $P = 78 \text{ mW}$.*

Figura 34 – Variação da magnitude do ângulo azimuth em função do tempo para polarização vertical e polarização diagonal (45°), para campo magnético baixo e potência óptica alta.



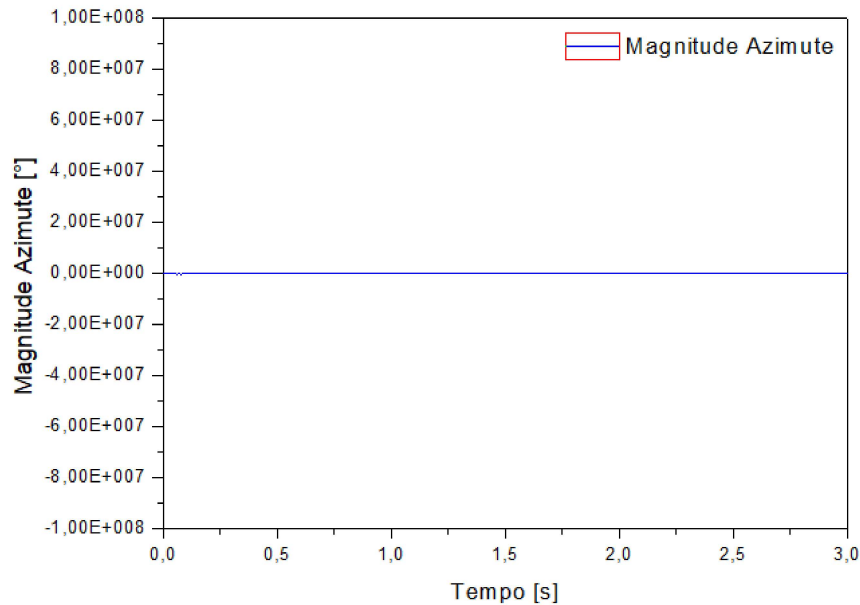
a) Polarização vertical.



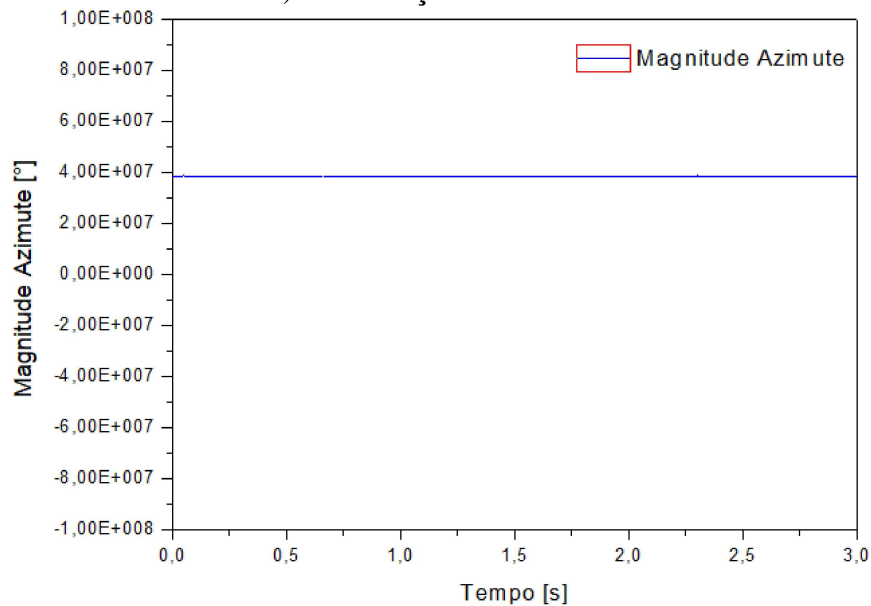
b) Polarização diagonal (45°).

Fonte: Autora.

Figura 35 – Variação da magnitude do ângulo azimute em função do tempo para polarização horizontal e polarização circular, para campo magnético baixo e potência óptica alta.



a) Polarização horizontal.



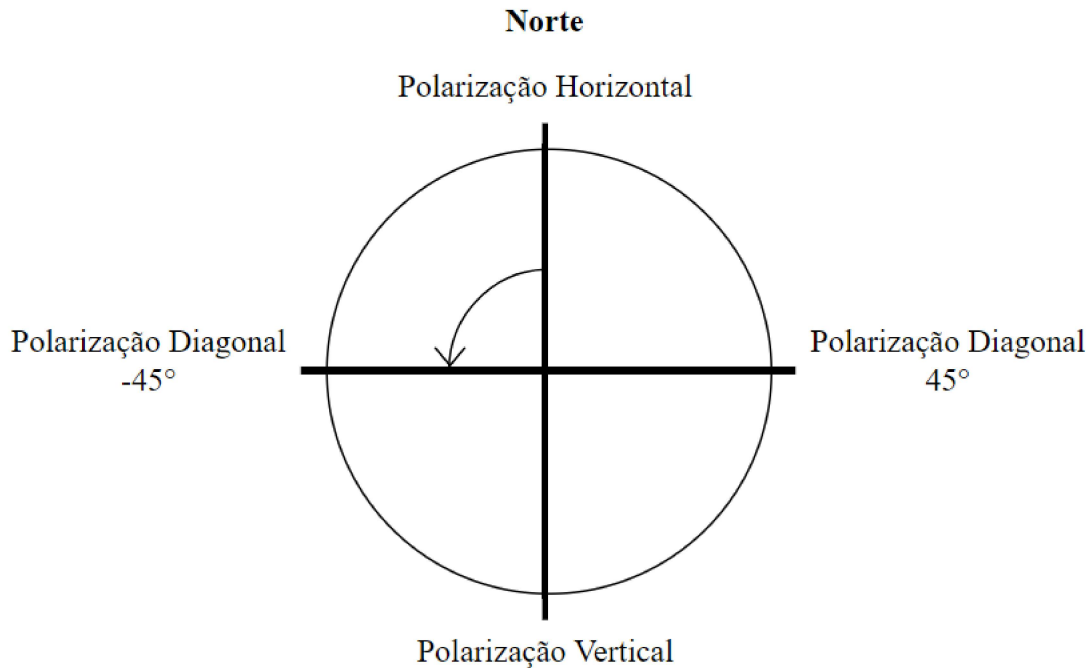
b) Polarização circular.

Fonte: Autora.

Nos resultados apresentados nos gráficos que constam nas Figuras 34 e 35 (a) e (b), observa-se que a magnitude do azimute é praticamente constante, ou seja, sua variação é muito pequena, dando a impressão que o campo magnético gerado pela bobina seria contínuo. Contudo, este comportamento é justificado pelo fato da intensidade do campo magnético ser muito baixo, causando um efeito Faraday de baixa intensidade e quase indetectável. De fato, pela Equação 2.66, considerando os valores do módulo do campo magnético, constante de Verdet e comprimento do meio óptico, tem-se que neste caso a variação do ângulo azimute é proporcional a 10^{-2} .

No caso na Figura 34-(b), o deslocamento angular do azimuth é feito no sentido anti-horário, resultando assim numa magnitude do azimuth negativa. Este deslocamento é ilustrado na Figura 36.

Figura 36 – Magnitude do ângulo azimuth para a polarização de 45° .



Fonte: Autora

Outra informação importante é o fato de que ao considerar uma polarização circular (que é reproduzida ao se colocar um polarizador linear de 45° seguido de uma lâmina de quarto de onda), observou-se como resultado a magnitude do azimuth equivalendo semelhantemente ao caso de uma polarização linear que possui como magnitude do azimuth 40° . Este fato induz que a birrefringência circular do cristal afeta a luz polarizada circularmente de tal forma que a oscilação do ângulo azimuth fica em torno da magnitude do azimuth correspondente ao da luz polarizada linearmente em 40° . A imprecisão de manuseio da placa de quarto de onda, por não ser do modelo FiberBench, dificulta a obtenção de uma luz totalmente polarizada circularmente, e esta imprecisão pode estar ligada ao fato da obtenção deste resultado de 40° , podendo, ao invés desse valor, ser equivalente a 45° , indicando assim que a luz polarizada circularmente possui sua magnitude do azimuth coincidindo com a da luz polarizada linearmente na diagonal. Esta condição de imprecisão não inutiliza os resultados obtidos, mas gera flutuações nos resultados esperados. Além disso, ao comparar as Figuras 34-(b) e 35-(b) é possível observar que, levando em consideração a aproximação comentada anteriormente, a placa de quarto de onda inverte o sentido de rotação da polarização circular, uma vez que agora observa-se sua magnitude do azimuth igual a aproximadamente 45° .

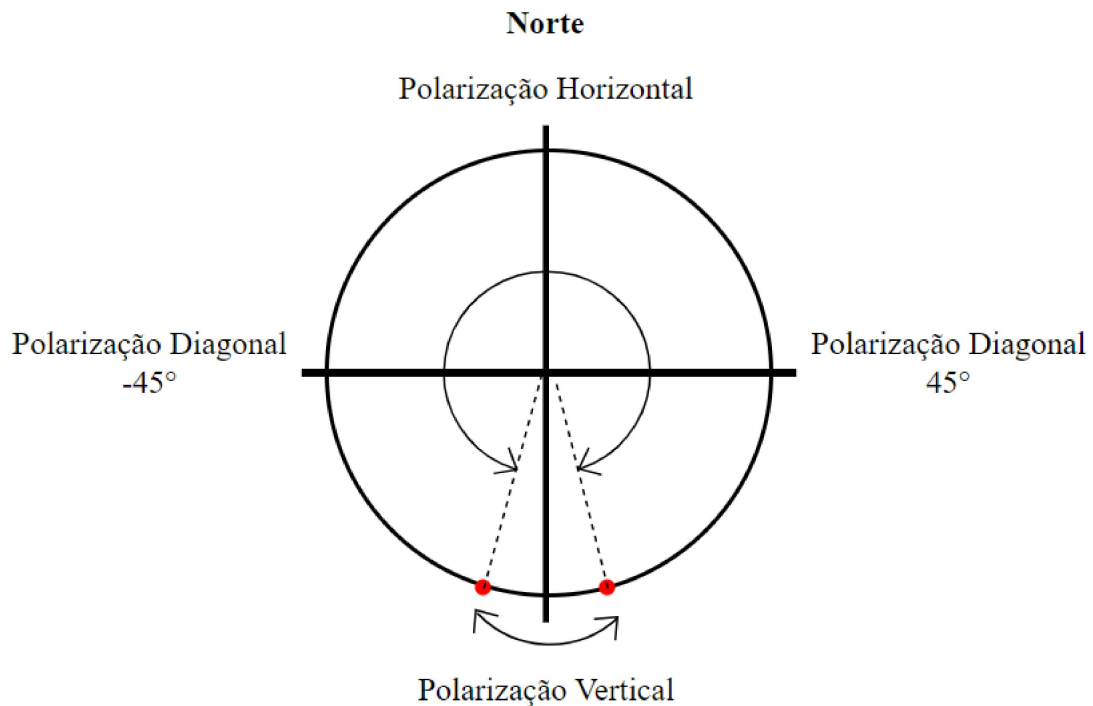
4.0.1.2 Análise 2: módulo do campo magnético igual a 2 mT e potência óptica correspondente a $P = 0,064 \text{ mW}$.

Nesta configuração, é possível observar que os gráficos das Figuras 38 e 39 possuem uma maior variação da magnitude do azimuth se comparadas com as ocorridas nas Figuras 34 e 35. Isso é constatado pelo fato de que o módulo do campo magnético foi aumentado, dessa forma, o

deslocamento do ângulo azimute passou a ser proporcional a 10^{-1} . Visto isso, o efeito Faraday é mais intenso e, consequentemente, mais visível para uma mesma escala.

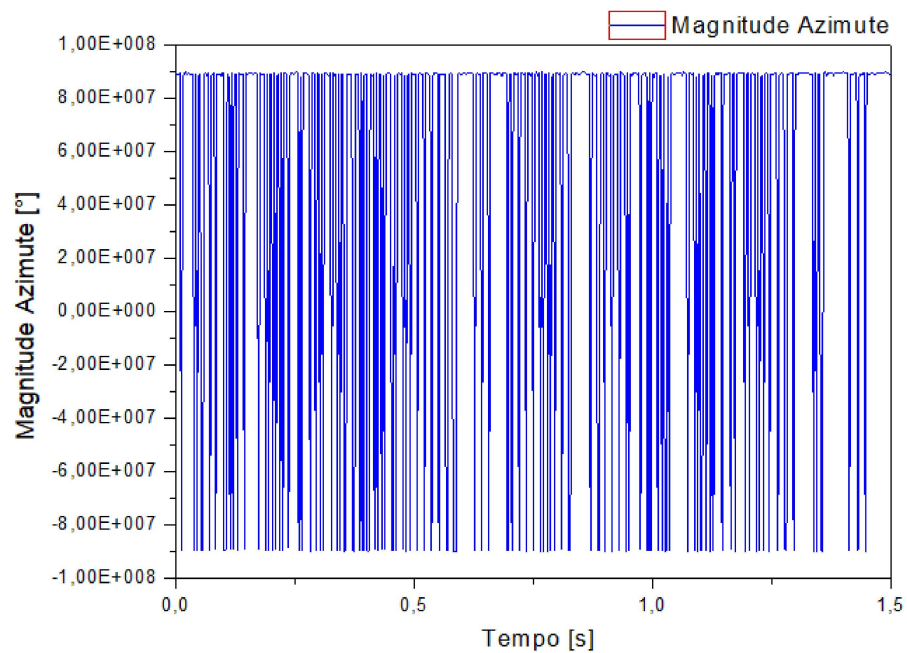
Além disso, nessas mesmas figuras, observa-se que a variação da magnitude do azimute continua oscilando em torno da polarização da luz, como nos casos das configurações anteriores. Uma exceção a isso é o gráfico que consta na Figura 38-(a), que trata da polarização linear vertical. Observa-se que a variação da magnitude do azimute é muito grande comparada às ilustradas nos outros gráficos com a mesma configuração para campo magnético e potência óptica. Contudo, essa grande oscilação na verdade está ligada a como o ângulo azimute é localizado. Devido ao efeito Faraday mais intenso, a polarização da luz oscila de um lado para o outro em relação ao eixo vertical, conforme ilustrado na Figura 37 com o ponto em vermelho representando a polarização da luz oscilando. Nesta configuração, a localização do ponto de polarização por meio do ângulo azimute ocorre no sentido horário e anti-horário, resultando então no gráfico da Figura 38-(a) e 40-(a).

Figura 37 – Magnitude do ângulo azimute para a polarização de 0° .

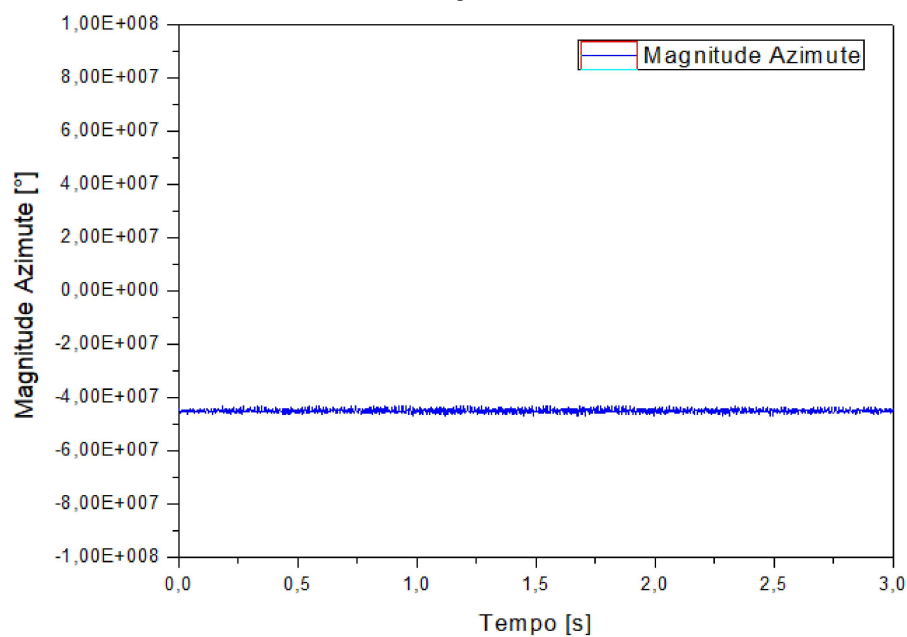


Fonte: Autora

Figura 38 – Variação da magnitude do ângulo azimuth em função do tempo para polarização vertical e polarização diagonal (45°), para campo magnético alto e potência óptica baixa.



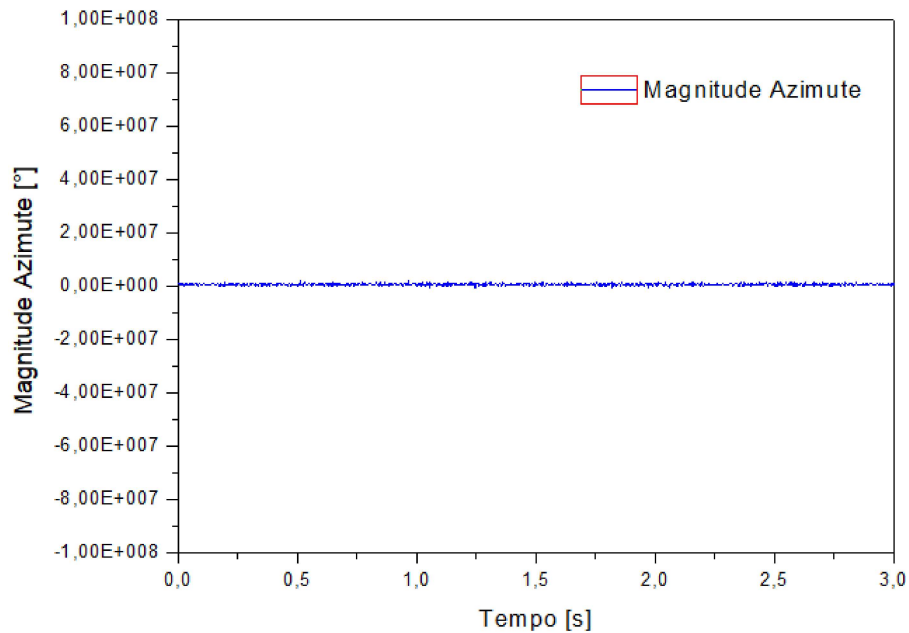
a) Polarização vertical.



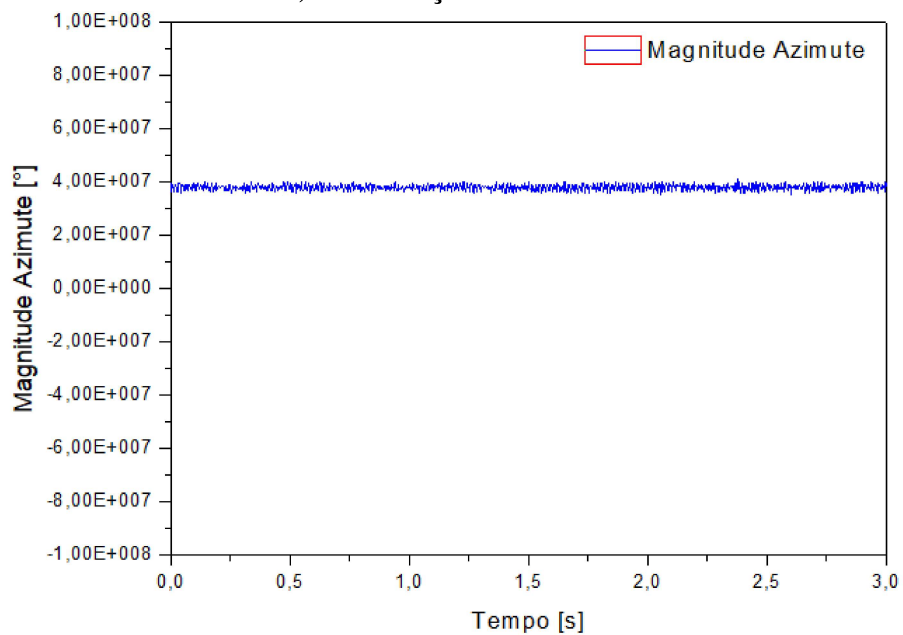
b) Polarização diagonal (45°).

Fonte: Autora.

Figura 39 – Variação da magnitude do ângulo azimuth em função do tempo para polarização horizontal e polarização circular, para campo magnético alto e potência óptica baixa.



a) Polarização horizontal.



b) Polarização circular.

Fonte: Autora.

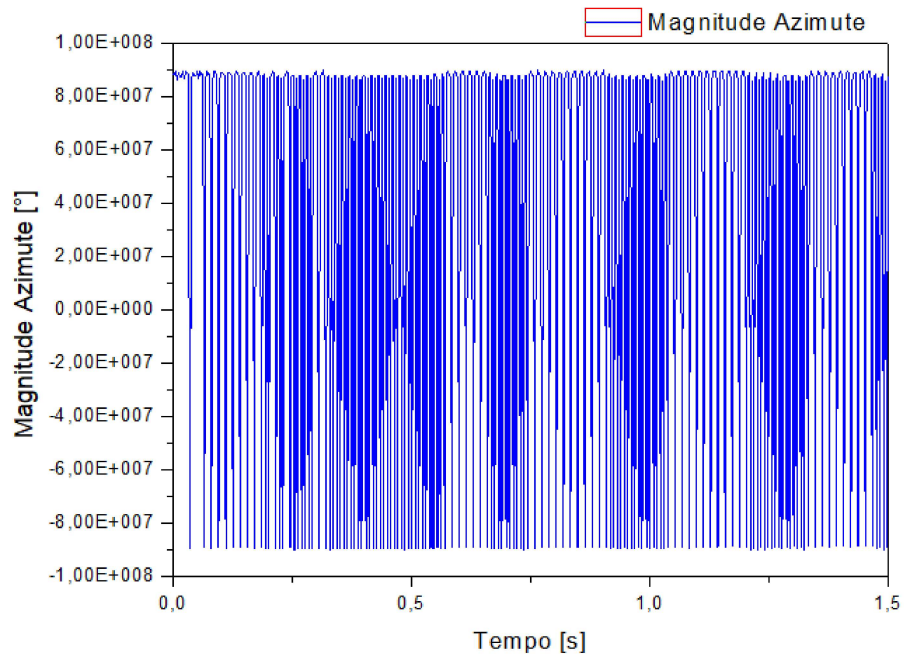
4.0.1.3 Análise 3: módulo do campo magnético igual a 2 mT e potência óptica correspondente a $P = 78 \text{ mW}$.

Nesta configuração, observa-se que os resultados das Figuras 40 e 41 são semelhantes ao encontrados na configuração anterior, tanto para o caso da polarização vertical, quanto para as demais. As escalas utilizadas para a análise da variação da magnitude e do tempo foram diminuídas em comparação com as demais para uma melhor visualização da ação do efeito Faraday.

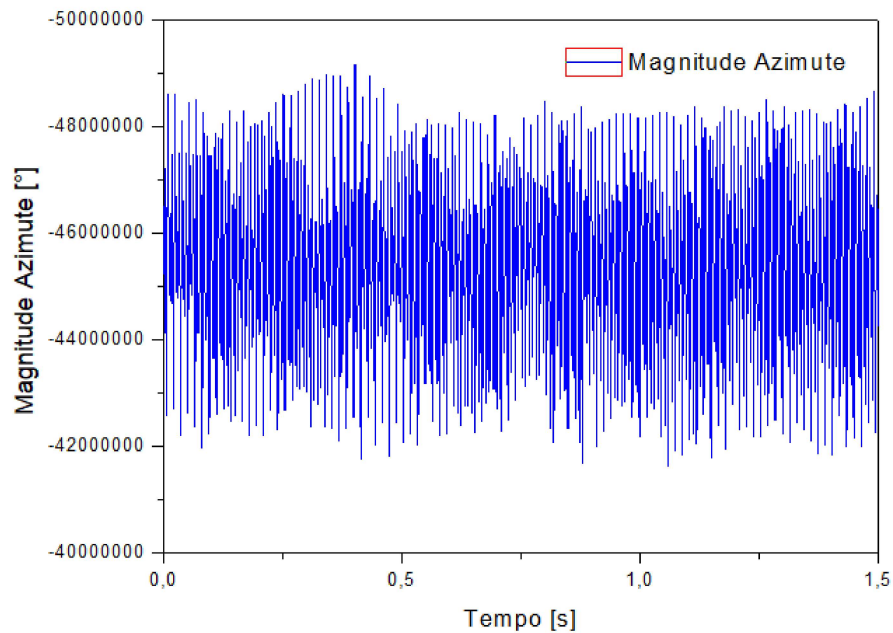
Estes resultados eram esperados, uma vez que, o módulo do campo magnético foi

preservado, e o efeito Faraday não possui nenhuma dependência explícita com a potência óptica do sinal luminoso.

Figura 40 – Variação da magnitude do ângulo azimuth em função do tempo para polarização vertical e polarização diagonal (45°), para campo magnético e potência óptica alta.



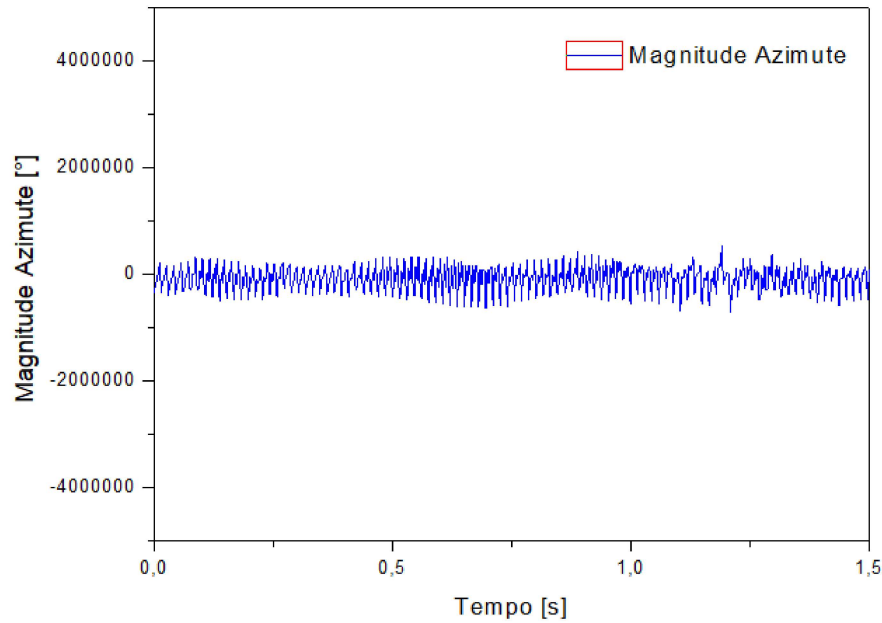
a) Polarização vertical.



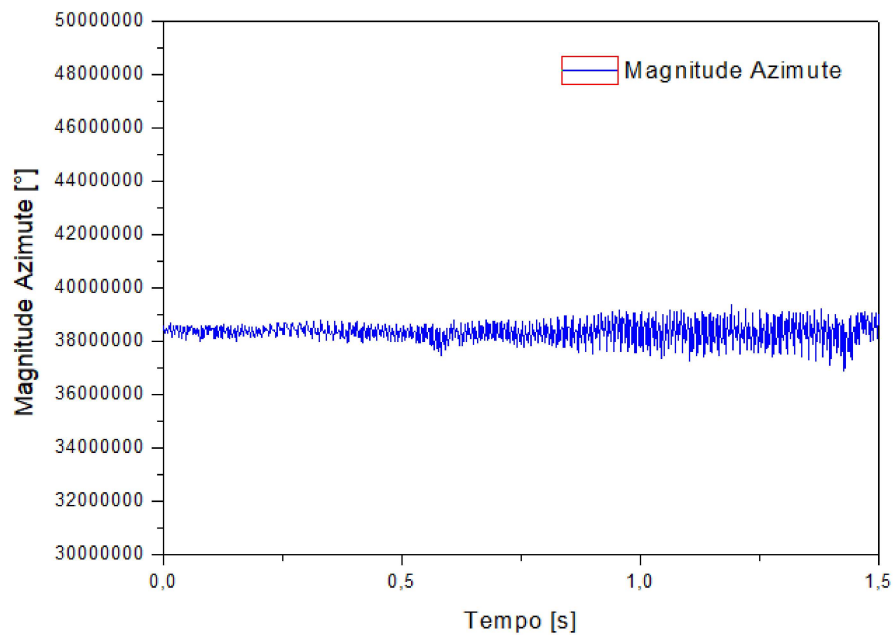
b) Polarização diagonal (45°).

Fonte: Autora.

Figura 41 – Variação da magnitude do ângulo azimuth em função do tempo para polarização horizontal e polarização circular, para campo magnético e potência óptica alta.



a) Polarização horizontal.



b) Polarização circular.

Fonte: Autora.

4.0.2 Análise polarimétrica no domínio da frequência.

Com o intuito de analisar como a magnitude do azimuth se comporta no domínio da frequência, utilizou-se de uma transformada rápida de Fourier (FFT) para analisar os gráficos da sub-sessão anterior, agora, no domínio da frequência.

Nesta análise observou-se o fenômeno da existência de picos de frequência em 66 Hz e 132 Hz que se repetiam em quase todos os gráficos, tendo apenas sua amplitude alterada de acordo com a configuração de campo, potência óptica e polarização admitida.

A existência desses picos se justifica pelo fato de que a corrente que gera o campo magnético é alternada, sendo assim, esperava-se obter um pico em 60 Hz , que é a frequência nominal das oscilações de corrente alternada que alimenta a rede elétrica. Contudo, foi obtido um valor próximo ao esperado, equivalente a 66 Hz , estando esse fato relacionado a incompatibilidade de comprimentos de onda utilizados na geração da luz coerente do laser (785 nm) e da faixa de detecção do polarímetro (633 nm), fato este que diminui a intensidade da luz que é captada pelo fotodiodo presente no sensor interno do polarímetro. Além disso, este fato também está ligado à taxa de amostragem do polarímetro utilizado nas medidas, que opera na faixa de 333 amostras por segundo.

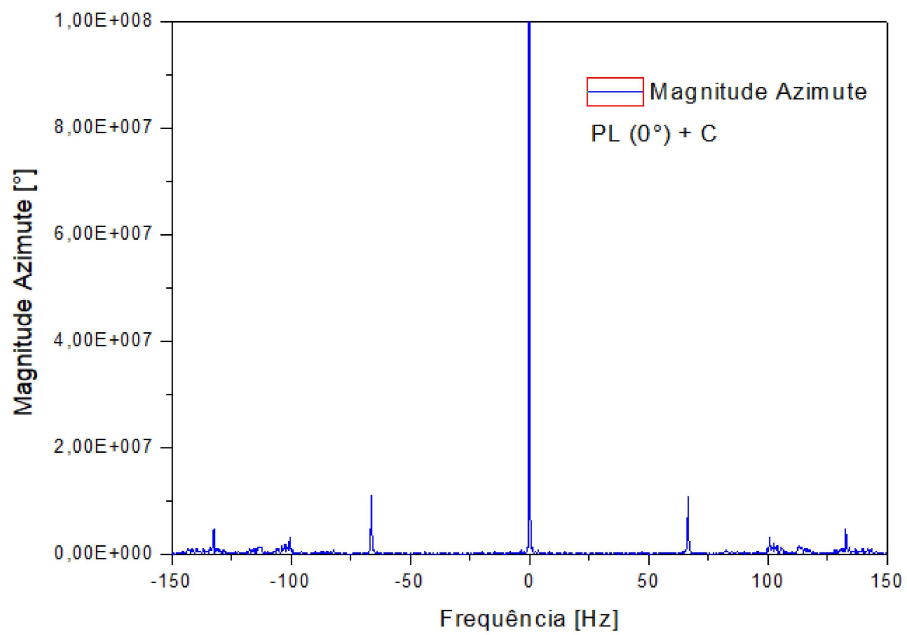
Dentro destas limitações, a detecção do pico de 66 Hz e seu harmônico de 132 Hz foram os resultados que melhor se destacaram dentro da análise do domínio da frequência. Além desse dois picos já mencionados, é visualizado também um pico em 0 Hz cuja existência se justifica pelo fato de que no domínio do tempo o ângulo de 0° corresponde ao nível DC do sinal.

4.0.2.1 Análise 4: módulo do campo magnético igual a $0,2\text{ mT}$ e potência óptica correspondente a $P = 78\text{ mW}$.

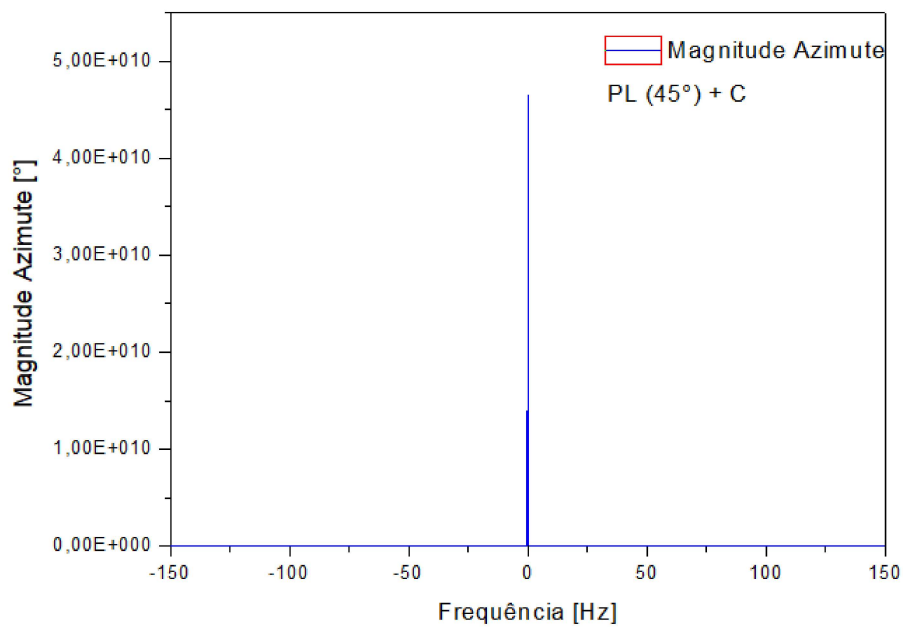
De acordo com os resultados obtidos nas Figuras 42 e 43 é possível observar que a existência dos picos de 66 Hz e 132 Hz só são evidenciados para baixas escalas da magnitude do azimuth, chegando-se então a conclusão de que para uma baixa intensidade do módulo do campo magnético resulta em baixas amplitudes para os picos das frequências já mencionadas. Além disso, na Figura 43 nota-se uma distorção em torno do harmônico de 132 Hz , que pode ser decorrente da saturação do laser devido a interação que ocorre através de fenômenos como dispersão elástica e inelástica, onde os elétrons absorvem e reemitem fótons.

Os picos de 0 Hz tem sua magnitude associada ao tamanho da área que encontra-se entre o nível DC e o nível de polarização da luz. Isso justifica o fato do maior pico de 0° constar na Figura 42-(a), pois, na Figura 34-(a) tem-se o maior valor de área entre os dois mencionados níveis.

Figura 42 – Variação da magnitude do ângulo azimute em função da frequência para polarização vertical e polarização diagonal (45°), para campo magnético baixo e potência óptica alta.



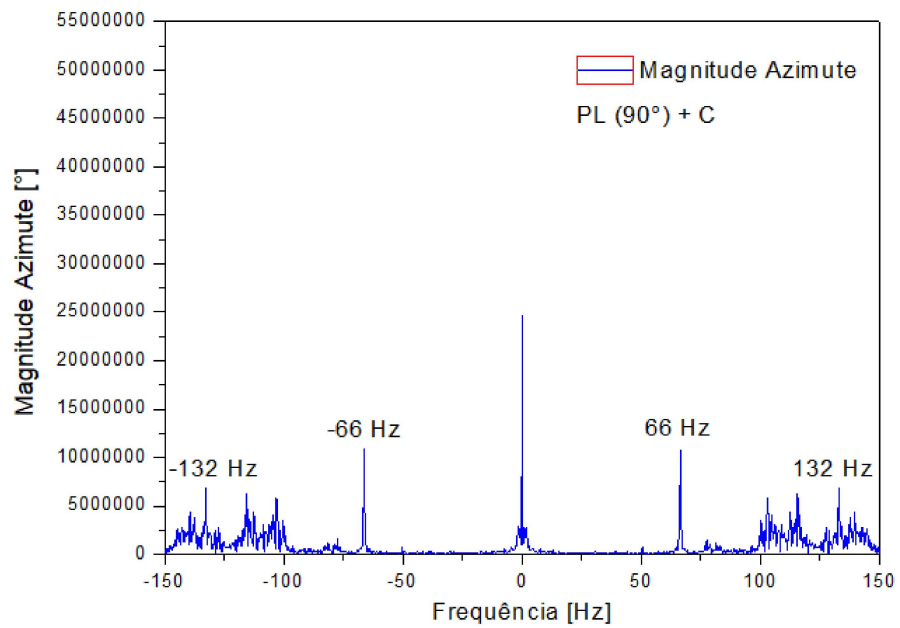
a) Polarização vertical.



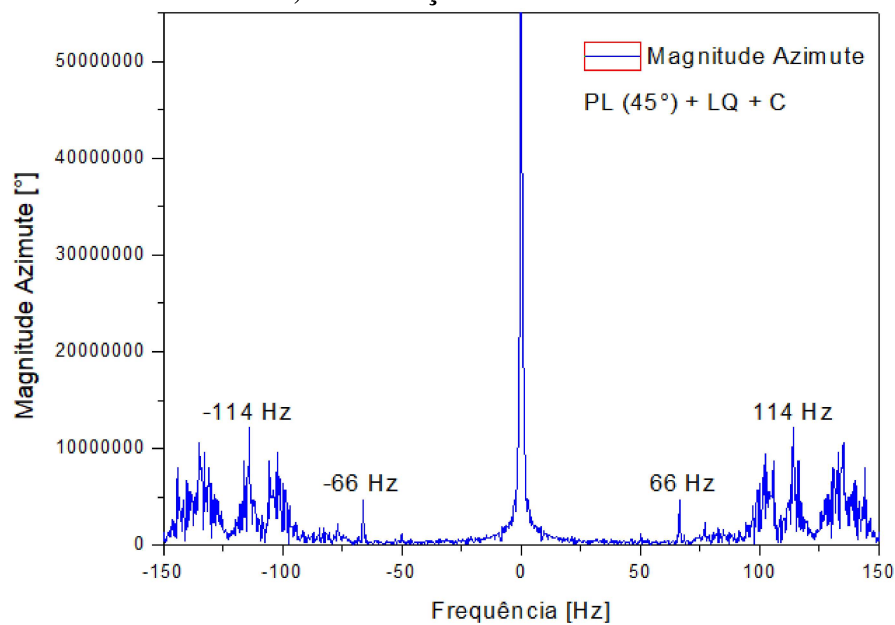
b) Polarização diagonal (45°).

Fonte: Autora

Figura 43 – Variação da magnitude do ângulo azimute em função do tempo para polarização horizontal e polarização circular, para campo magnético baixo e potência óptica alta.



a) Polarização horizontal.



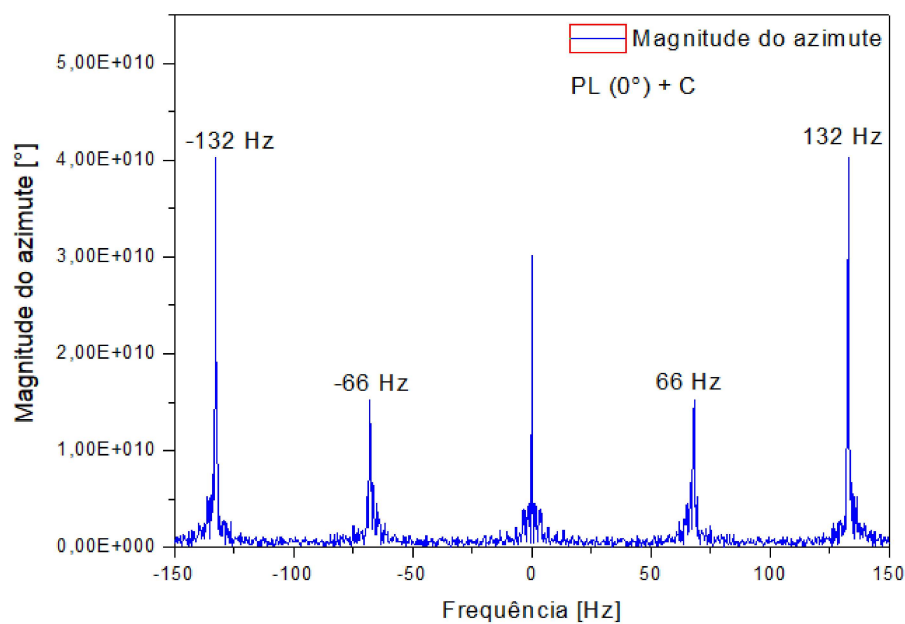
b) Polarização circular.

Fonte: Autora.

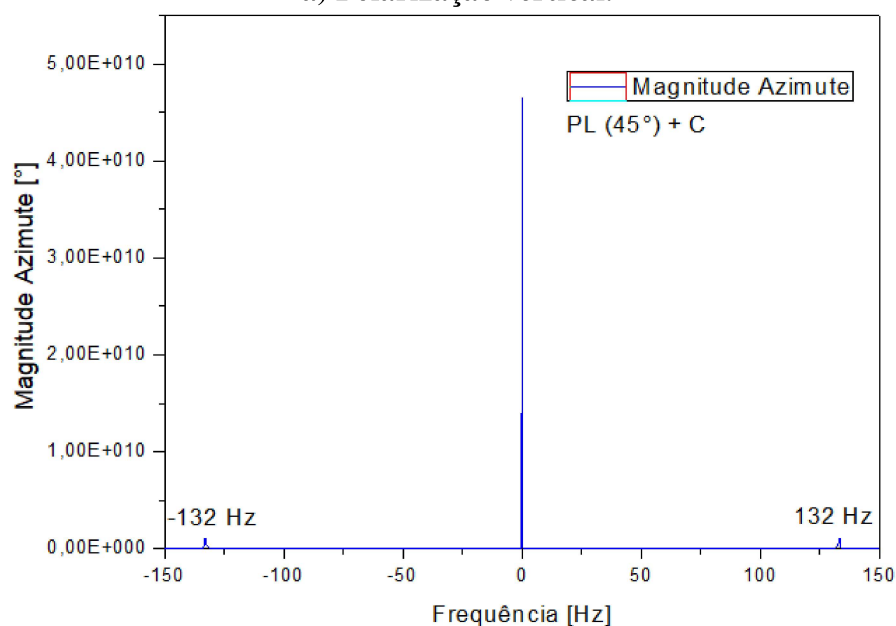
4.0.2.2 Análise 5: módulo do campo magnético igual a 2 mT e potência óptica correspondente a $P = 78 \text{ mW}$.

De acordo com os resultados obtidos nas Figuras 44 e 45 é possível observar a presença mais expressiva dos picos de 66 Hz e 132 Hz com grandes amplitudes. É possível concluir que a amplitude dos picos aumenta conforme o campo magnético tem seu módulo aumentado. Além disso, nota-se também que a existência de outros picos (além dos já mencionados) não estão mais presentes, visto que, a escala adotada permite visualizar apenas grandes picos de frequência, que são os de 66 Hz e 132 Hz.

Figura 44 – Variação da magnitude do ângulo azimute em função da frequência para polarização vertical e polarização diagonal (45°), para campo magnético e potência óptica alta.



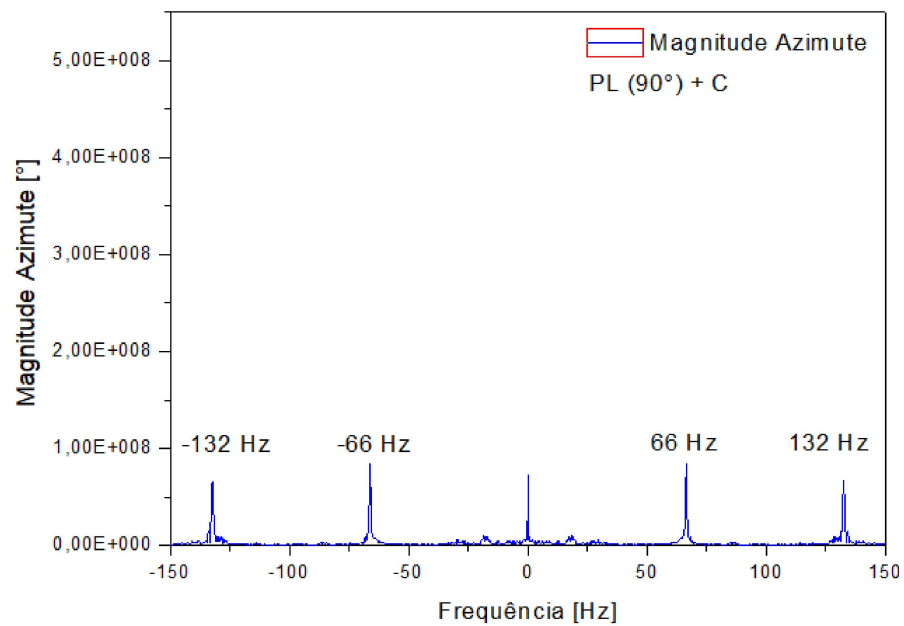
a) Polarização vertical.



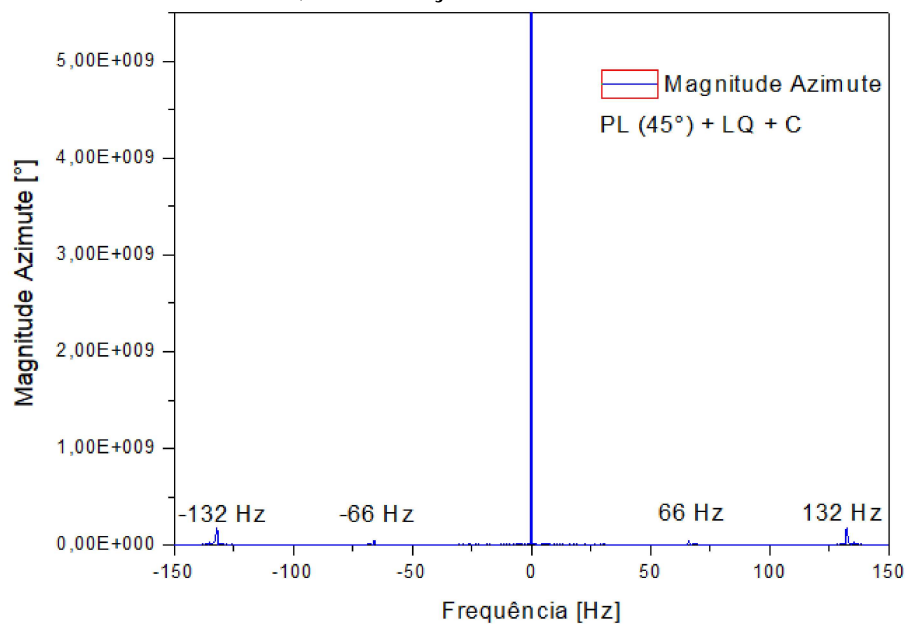
b) Polarização diagonal (45°).

Fonte: Autora.

Figura 45 – Variação da magnitude do ângulo azimuth em função da frequência para polarização horizontal e polarização circular, para campo magnético e potência óptica alta.



a) Polarização horizontal.



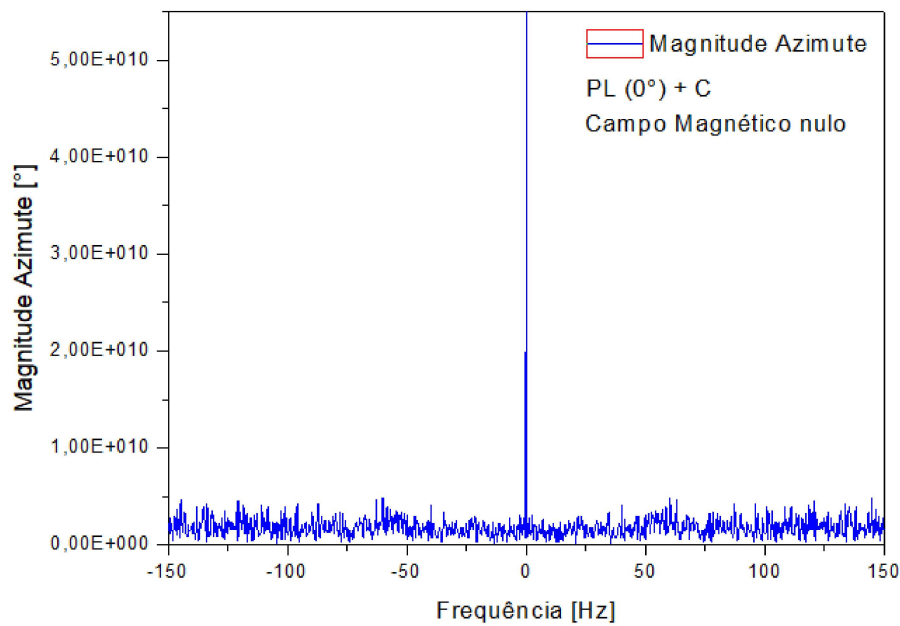
b) Polarização circular.

Fonte: Autora.

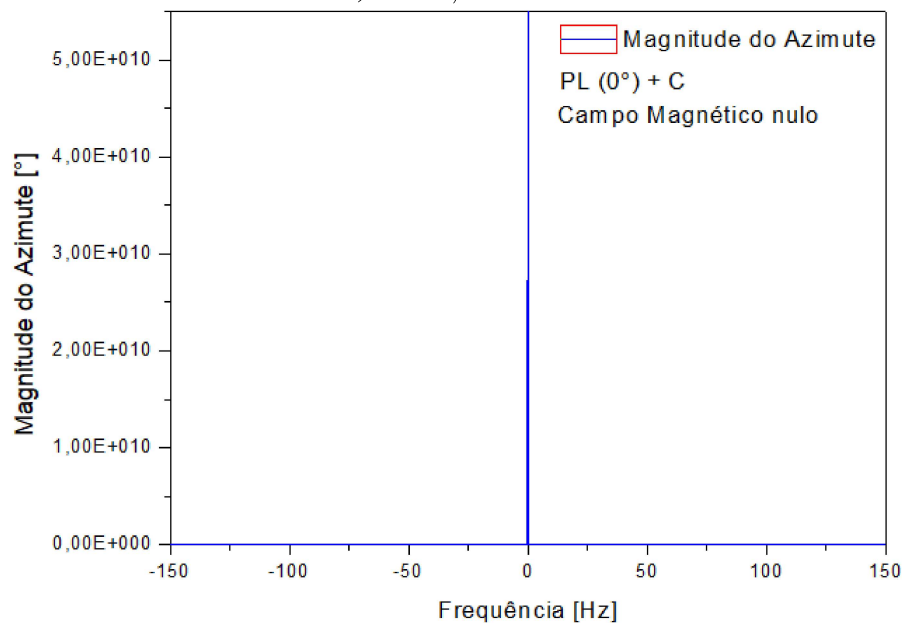
4.0.3 Análise polarimétrica da frequência para $B = 0$ mT.

Para um campo magnético nulo a existência dos picos de 66 Hz e 132 Hz não são mais evidenciados, uma vez que, não há efeito Faraday e, conseqüentemente, também não haverá a variação do ângulo azimute. Dessa forma, conclui-se que a presença desses picos caracterizam a existência do efeito Faraday. Além disso, na Figura 46-(a) quando a potência óptica é baixa, o laser FPL785S-250 opera em regime térmico (conforme a folha de dados do fabricante), portanto a polarização do feixe não se mantém mesmo em fibras ópticas monomodo, isso devido a vários fatores como flutuações de temperatura, geometria da fibra, tensões mecânicas e perturbações externas, conforme menciona Hooker e Webb (2010).

Figura 46 – Variação da magnitude do ângulo azimute em função da frequência para um campo magnético nulo, e luz polarizada linearmente com potência óptica baixa (a) e alta (b).



a) $P = 0,064\text{ mW}$



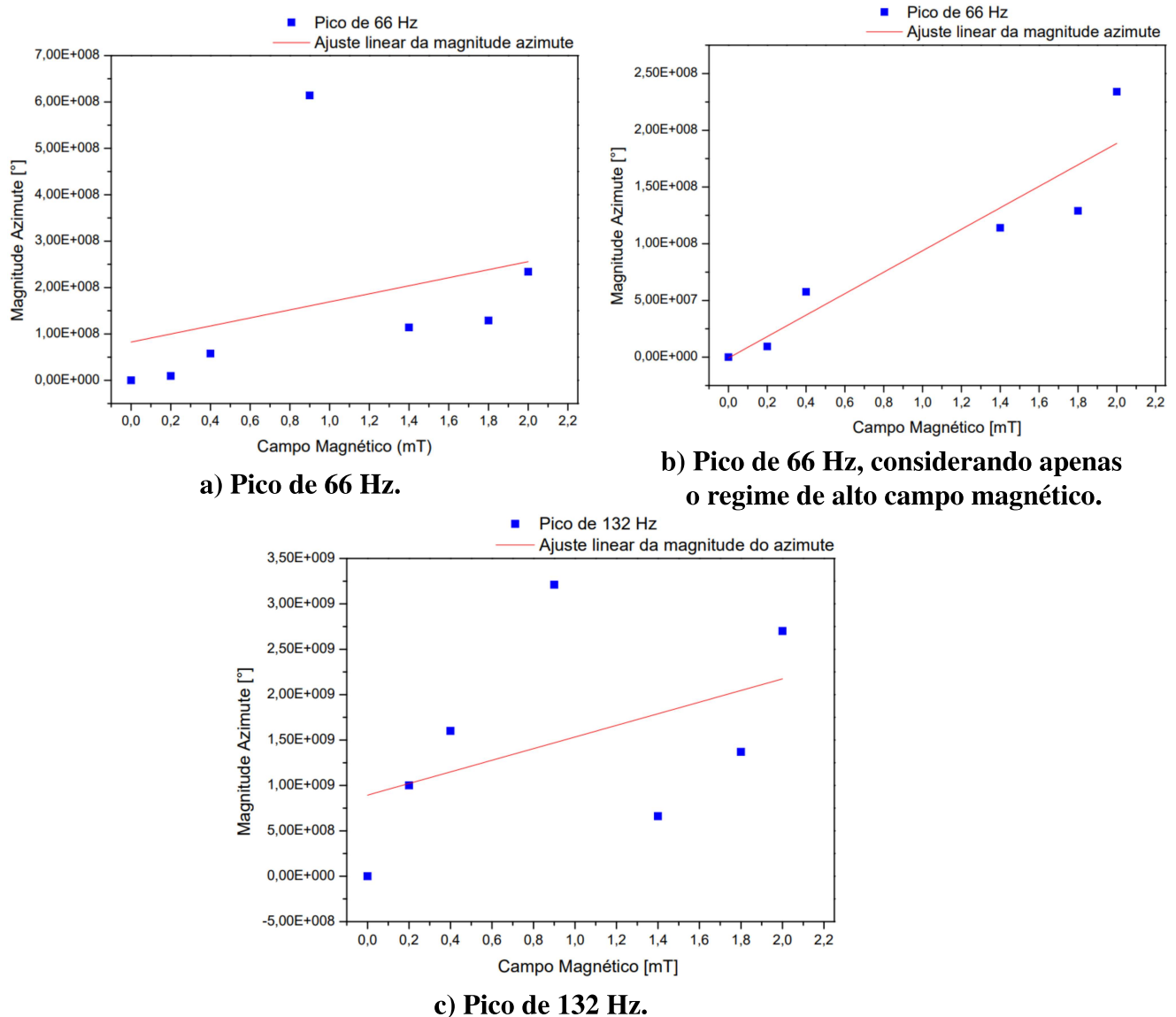
b) $P = 78\text{ mW}$

Fonte: Autora.

4.0.4 Análise da variação do campo magnético B em função da magnitude do ângulo azimute.

4.0.4.1 Polarização linear diagonal para potência óptica fixa de 78 mW.

Figura 47 – Variação do campo magnético B em função da magnitude do ângulo azimute.



Fonte: Autora.

Nesta análise foram considerados os picos de frequência 66 Hz e 132 Hz, provenientes do efeito Faraday. Fazendo variar o campo magnético e mantendo a potência óptica fixa em 78 mW, observou-se uma crescente magnitude do azimute conforme o campo magnético aumentava. Esse fato possui uma correspondência com a equação do efeito Faraday, uma vez que há um crescimento da magnitude do azimute à medida que o campo magnético aumenta.

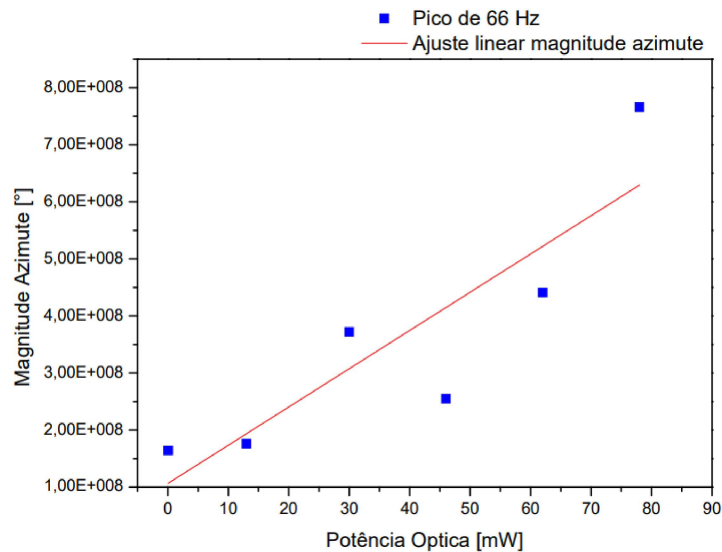
Na Figura 47-(a) é possível evidenciar que para $B = 0,9 \text{ mT}$ a magnitude do azimute tem um salto muito grande em comparação as outras configurações. Este resultado pode estar associado a um erro de medição, uma vez que, o instrumento era bastante sensível a perturbações mecânicas. Por sua vez, na Figura 47-(b) o ponto correspondente a $B = 0,9 \text{ mT}$ foi removido e um novo ajuste linear foi feito, tendo um melhor resultado em relação ao R^2 . Por fim, é possível

ainda observar que o pico de 132Hz tem maiores magnitude do azimuth quando comparado com o pico de 66Hz .

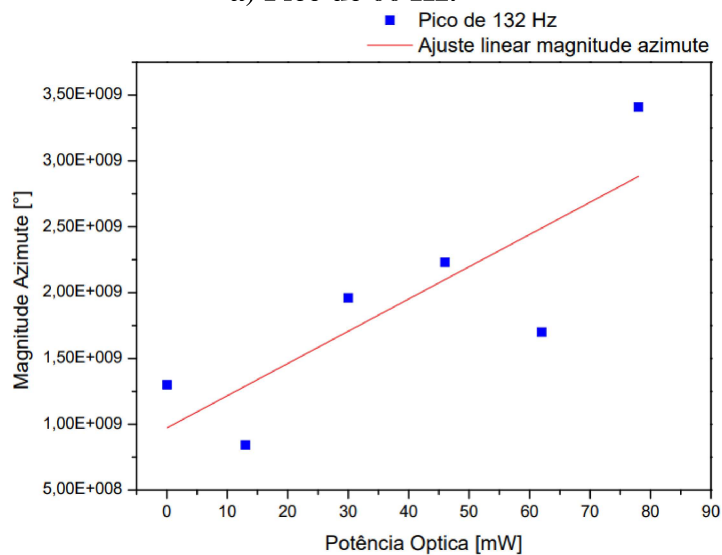
4.0.5 Análise da variação da potência óptica P em função da magnitude do ângulo azimuth.

4.0.5.1 Polarização linear diagonal para campo magnético fixo de 2 mT .

Figura 48 – Variação da potência óptica em função da magnitude do ângulo azimuth, para luz polarizada diagonalmente com campo magnético fixo em 2 mT



a) Pico de 66 Hz.



b) Pico de 132 Hz.

Fonte: Autora.

Por fim, nesta análise foram considerados os picos de frequência 66 Hz e 132 Hz , provenientes do efeito Faraday. Fazendo variar a potência óptica do laser e mantendo fixo o campo magnético em 2 mT , observou-se uma crescente magnitude do azimuth conforme a potência óptica aumentava. Durante a análise desses gráficos constatou-se ainda que o pico de 132Hz tem maiores magnitude do azimuth quando comparado com o pico de 66Hz .

5 CONCLUSÃO

Conforme apresentado na sessão anterior, foram considerados cinco cenários diferentes para a análise polarimétrica na luz que sofre o efeito Faraday. Cada um desses cenários apresentaram importantes resultados, que foram discutidos e comparados entre si.

Na análise da variação da magnitude do azimute no domínio do tempo, foi possível constatar que o efeito do campo magnético alternado tinha como implicação a variação da magnitude do azimute, e que a intensidade desse campo estava diretamente proporcional a amplitude de variação da magnitude do azimute, concluindo-se assim que quanto mais intenso o campo magnético maior a variação da magnitude do azimute.

Ainda ao que diz respeito sobre a análise no domínio do tempo, foi possível localizar o norte ao qual se toma como referência para medir o ângulo azimute, chegando-se a conclusão de que este localiza-se sobre a polarização linear horizontal.

Por fim, ao que diz respeito a análise no domínio do tempo, foi constatada a propriedade de birrefringência do cristal de TGG, uma vez que este ocasionou uma rotação na polarização circular da luz analisada.

Por sua vez, na análise da variação da magnitude do azimute no domínio da frequência, constatou-se que a ação do campo magnético variável tinha como resposta a produção de picos de frequências em 66 Hz e harmônicos de 132 Hz , que correspondiam aproximadamente a frequência da rede elétrica e seu harmônico. O resultado esperado seriam picos em 60 Hz , uma vez que, a corrente elétrica que produzia o campo magnético alternado era ligado no variador de tensão que, por sua vez, era ligado na rede elétrica, contudo, devido a taxa de amostragem do polarímetro utilizado e da incompatibilidade entre os comprimentos de onda do laser e do fotodiodo do polarímetro observou-se essa diferença entre esses valores. Observou-se ainda que as magnitudes dos picos de frequência detectados eram proporcionais, de alguma forma, a magnitude do campo magnético, ou seja, quanto maior o campo magnético maior eram as magnitudes desses picos.

A análise feita com campo magnético nulo foi de fundamental importância para analisar a influência do campo magnético no aspecto do gráfico resultante quando o efeito Faraday era presente, além de, trazer informações importantes sobre a contribuição da potência óptica nestes gráficos. Como conclusão evidenciou-se que na ausência de campo magnético os picos de frequência não mais eram detectados, indicando que sua presença seria decorrente do efeito Faraday. No que tange a potência óptica do laser, constatou-se que quanto maior menos ruídos apareciam nos gráficos da análise do azimute.

A variação da magnitude do azimute em função do campo magnético para o pico de 132 Hz mostrou-se maior quando comparado com o caso do pico de 66 Hz , fato este que indica uma maior sensibilidade ao campo magnético no pico de 132 Hz , e uma possível vantagem de utilizar essa faixa de frequência para sensores de campo magnético.

Por fim, para a análise da magnitude do azimute em função da potência óptica para os picos de 66 Hz e 132 Hz obteve-se variação da magnitude do azimute mesmo mantendo fixo o valor do campo magnético. Com esse fato é possível concluir que atrelado ao efeito Faraday podem existir fenômenos não lineares. Este resultado pode sugerir uma aplicação para o sensoriamento de campo magnético na frequência de 132 Hz , ou seja, fora da frequência da rede elétrica.

Dessa forma, conclui-se então que os resultados obtidos foram satisfatórios dentro de suas limitações, permitindo a obtenção de resultados importantes, e que podem ser levados em conta em futuros estudos do efeito Faraday.

5.1 Perspectivas futuras

Muitos foram os resultados obtidos através dos ensaios experimentais realizados nesse trabalho, com isso, muitos dados ainda ficaram em aberto para futuras análises e discussões. Visto isso, destacam-se como perspectivas para trabalhos futuros os seguintes tópicos:

- Analisar o que causa, e representa, a presença do pico de 132 Hz ;
- Qual a relação de proporcionalidade entre a magnitude do campo magnético e a magnitude dos picos de frequências de 66 Hz e 132 Hz .
- Qual a relação entre a configuração de polarização e a magnitude dos picos de frequências de 66 Hz e 132 Hz .
- Qual a relação entre a magnitude do ângulo azimute e a intensidade da potência óptica.

REFERÊNCIAS

- AGRAWAL, G. *Sistemas de comunicação por fibra óptica*. [S.l.]: Elsevier Brasil, 2014. v. 4.
- ARFKEN, G.; WEBER, H. H. *Física matemática: métodos matemáticos para engenharia e física*. [S.l.]: Elsevier, 2007.
- BALANIS, C. A. *Advanced engineering electromagnetics*. [S.l.]: John Wiley & Sons, 1938.
- BALANIS, C. A. *Antenna theory, analysis and design third edition john wiley & sons. Inc, Publication, New York*, 2005.
- BARNES, N. P.; PETWAY, L. B. Variation of the verdet constant with temperature of terbium gallium garnet. *JOSA B*, Optica Publishing Group, v. 9, n. 10, p. 1912–1915, 1992.
- CARUSO, F.; OGURI, V. *Física Moderna: origens clássicas e fundamentos quânticos*. [S.l.]: Elsevier, 2006.
- CHEN, G.; JIN, Z.; CHEN, J. A review: magneto-optical sensor based on magnetostrictive materials and magneto-optical material. *Sensors and Actuators Reports*, Elsevier, p. 100152, 2023.
- COELHO, V. de A.; MONTEIRO, L. M. de O. Influência magnética sobre a luz: o efeito faraday. In: *Congresso de Interdisciplinaridade do Noroeste Fluminense*. [S.l.: s.n.], 2018. v. 3.
- CONIN TOPOGRAFIA. *AZIMUTE na Topografia*. 2022. Disponível em: <<https://conintopografia.com/azimute-na-topografia/>>. Acesso em: 3 mar. 2024.
- COSTA, J. R. V. *Azimute*. 2013. Consultado na Internet em: 04/03/2024.
- EFTIMOV, T. et al. A simple fiber optic magnetic field and current sensor with spectral interrogation. *Optics Communications*, Elsevier, v. 527, p. 128930, 2023.
- ESTUDA.COM. *Questão 1404578*. 2020. Disponível em: <<https://app.estuda.com/questoes/?id=1404578>>. Acesso em: 18 mar. 2024.
- FOWLES, G. R. *Introduction to modern optics*. [S.l.]: Courier Corporation, 1989.
- GU, S. et al. High-sensitivity and directional-identification fiber magnetic field sensor via polarimetric fiber ring laser with a fiber faraday rotator. *Optical Fiber Technology*, Elsevier, v. 82, p. 103643, 2024.
- HALLIDAY, D. *Fundamentos de Física: Óptica E Física Moderna. Volume 4*. [S.l.]: Grupo Gen-LTC, 2018.
- HECHT, E. *Optics, 5e*. [S.l.]: Pearson Education India, 2002.
- HOOKE, S.; WEBB, C. *Laser physics*. [S.l.]: Oxford University Press, 2010. v. 9.
- HUANG, Y. et al. A linear optical current transducer implemented with a strip aluminum polarization grating. *IEEE Sensors Journal*, IEEE, v. 21, n. 6, p. 7532–7540, 2021.
- KEISER, G. *Comunicações por Fibras Ópticas-4*. [S.l.]: AMGH Editora, 2014.

LI, J. et al. Research on the influence of temperature on the sensing function of faraday effect optical magnetic field sensor. *Measurement Science and Technology*, IOP Publishing, v. 33, n. 9, p. 095102, 2022.

MACHADO, A. P. Polarização de ondas eletromagnéticas. 2008.

MACHADO, K. D. Teoria do eletromagnetismo—vol. iii, ed. *UEPG, Ponta Grossa*, 2006.

MAJEED, H.; SHAHEEN, A.; ANWAR, M. S. Complete stokes polarimetry of magneto-optical faraday effect in a terbium gallium garnet crystal at cryogenic temperatures. *Optics express*, Optica Publishing Group, v. 21, n. 21, p. 25148–25158, 2013.

MOURA, L. P. de. *Prot ótipo de Medidor de Corrente El étrica Utilizando Sensoriamento Óptico para An álise Remota em Redes de Distribuição El étrica*. Dissertação (Dissertação) — Instituto Federal de Educação, Ciências e Tecnologia do Ceará - IFCE, Fortaleza - CE, Maio 2017.

MUNIN, E. *Efeito Faraday em cristais eletro-ópticos*. Tese (Doutorado) — [sn], 1990.

NUSSENZVEIG, H. M. *Curso de física básica: Ótica, relatividade, física quântica (vol. 4)*. [S.l.]: Editora Blucher, 1998.

THORLAB. *ADAF2 - Luva de acoplamento FC a FC (flange quadrada)*. 2000. Disponível em: <<https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=ADAF2>>. Acesso em: 31 jan. 2024.

THORLAB. *M74L02 - Cabo de fibra optica, Ø400 µm, Abertura Numerica = 0.39, FC/PC-FC/PC, 2 m*. 2012. Disponível em: <<https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=M74L02>>. Acesso em: 31 jan. 2024.

THORLAB. *PC-FFB-780 - conjunto para controlar a polarização manualmente em bancada de fibra optica, 700-1050 nm*. 2019. Disponível em: <<https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=PC-FFB-780>>. Acesso em: 31 jan. 2024.

THORLAB. *Usando a esfera de Poincaré para representar o estado de polarização*. 2020. Disponível em: <https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=14200>. Acesso em: 18 mar. 2024.

THORLABS. *WPMQ05M-633 - Lâmina de 1/4 de onda para 633nm, multi ordem, montada*. 2000. Disponível em: <<https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=WPMQ05M-633>>. Acesso em: 31 jan. 2024.

THORLABS. *Polarization Analyzing System: Operation manual thorlabs instrumentation*. [S.l.], 2008. Disponível em: <<https://www.thorlabs.com/drawings/56204de6a9437f03-D61BB3BB-F1BE-CD01-A1A67711B8F054B9/PAN5710VIS-Manual.pdf>>.

THORLABS. *FBR-LPVIS - Modulo de polarizacao linear com rotacao para sistema de fibra optica, 500 - 720 nm, diametro 2.5 mm*. 2015. Disponível em: <<https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=FBR-LPVIS>>. Acesso em: 31 jan. 2024.

THORLABS. *ITC4000 Series Operation Manual: Laser diode current and temperature controller*. [S.l.], 2018. Disponível em: <<https://www.thorlabs.com/drawings/fbc1e7b9fd9c0851-923B9A93-D909-F39D-11A827A7D032E498/ITC4020-EnglishManual.pdf>>.

THORLABS. *FPL785S-250-SpecSheet*. [S.l.], 2021. Disponível em: <<https://www.thorlabs.com/drawings/24a7c9175ec2dcb0-5DF063C5-BFCA-5D29-3E6BDAAD14794060/FPL785S-250-SpecSheet.pdf>>.

THORLABS. *TXP5004 Operation Manual*: Thorlabs instrumentation. [S.l.], 2023. Disponível em: <<https://www.thorlabs.com/drawings/56204de6a9437f03-D61BB3BB-F1BE-CD01-A1A67711B8F054B9/TXP5004-Manual.pdf>>.

VISHNYAKOV, G. et al. A differential phase spectropolarimeter for measuring optical rotatory dispersion. *Optics & Laser Technology*, Elsevier, v. 169, p. 109976, 2024.

XI'AN AOFA OPTOELECTRONICS TECH INC. *Type MR3-2 Faraday Rotator Glass Elements*. 2023. Disponível em: <<https://www.xaot.com/product/faraday-rotator-elements/>>. Acesso em: 31 jan. 2024.