

FLÁVIO HENRIQUE FERNANDES TOBAL

Método de Detecção de Fase Óptica Aplicado a Calibração de Sensor de Tensão Polarimétrico

Ilha Solteira
2020

FLÁVIO HENRIQUE FERNANDES TOBAL

Método de Detecção de Fase Óptica Aplicado a Calibração de Sensor de Tensão Polarimétrico

Dissertação apresentada à Faculdade de Engenharia – UNESP - Campus de Ilha Solteira, para obtenção do título de Mestre em Engenharia Elétrica.

Área de Conhecimento: Automação

Orientador: Prof. Dr. Cláudio Kitano
Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira
Ilha Solteira, SP.

Co-Orientador: Prof. Dr. José H. Galeti
Instituto Federal de Mato Grosso do Sul
Três Lagoas, MS.

Ilha Solteira
2020

FICHA CATALOGRÁFICA

Desenvolvido pelo Serviço Técnico de Biblioteca e Documentação

T551m Tobal, Flávio Henrique Fernandes.
Método de detecção de fase óptica aplicado a calibração de sensor de
tensão polarimétrico / Flávio Henrique Fernandes Tobal. -- Ilha Solteira: [s.n.],
2020
103 f. : il.

Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual Paulista. Faculdade de
Engenharia de Ilha Solteira. Área de conhecimento: Automação, 2020

Orientador: Cláudio Kitano
Coorientador: José H. Galeti
Inclui bibliografia

1. Optoeletrônica. 2. Célula Pockels. 3. Efeito Pockels. 4. Sensor de alta
tensão. 5. Instrumentação. 6. Medição.


Raiane da Silva Santos

CERTIFICADO DE APROVAÇÃO

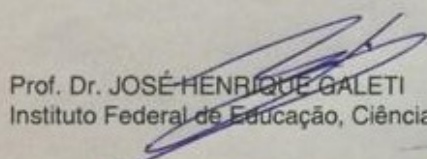
TÍTULO DA DISSERTAÇÃO: Método de Detecção de Fase Óptica Aplicado a Calibração de Sensor de Tensão Polarimétrico

AUTOR: FLÁVIO HENRIQUE FERNANDES TOBAL

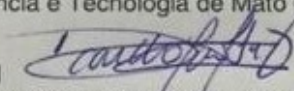
ORIENTADOR: CLAUDIO KITANO

COORIENTADOR: JOSÉ HENRIQUE GALETI

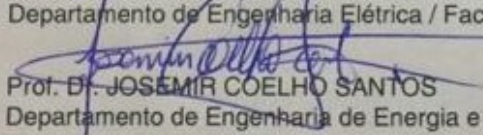
Aprovado como parte das exigências para obtenção do Título de Mestre em ENGENHARIA ELÉTRICA, área: Automação pela Comissão Examinadora:


Prof. Dr. JOSÉ HENRIQUE GALETI

Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia de Mato Grosso do Sul - IFMS


Prof. Dr. RICARDO TOKIO HIGUTI

Departamento de Engenharia Elétrica / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira - UNESP


Prof. Dr. JOSEMIR COELHO SANTOS

Departamento de Engenharia de Energia e Automação / Universidade de São Paulo - USP

Ilha Solteira, 04 de fevereiro de 2020

Dedico este trabalho a Deus, autor desta obra, por ser minha âncora, meu guia, minha luz, minha esperança, minha coragem, minha força e a maior representação da minha fé; a minha esposa Aline, que me apoiou e suportou nos momentos de aflição e fraqueza, e nos momentos de glórias e vitórias; Aos meus filhos Helena e Arthur, por seus amores incondicionais, suas alegrias e seus espíritos de vida e paz.

AGRADECIMENTOS

Agradeço a Deus pela vida maravilhosa que me é dada, e a Jesus Cristo pelos exemplos e ensinamentos e por renovar a minha fé a cada dia, me mantendo firme nos meus propósitos.

A minha amada esposa Aline e meus amados filhos: Helena e Arthur, por serem a razão do meu viver, do meu buscar, de me superar como ser humano, como pai e como amigo. Por todo o amor que dividimos que é essência do meu viver. E por me darem o suporte emocional que preciso para vencer neste mundo.

A meus pais Osmar e Márcia, pelo amor e carinho, pela educação impecável que me proporcionaram e que me permitiu chegar até aqui, e por serem exemplos de dedicação e sucesso.

Aos meus sogros Lineu e Célia, por me acolherem como filho me dando amor, carinho, suporte emocional e espiritual que me fortalecem. Por todos os bons conselhos que me fazem amadurecer e trilhar o meu caminho de paz e retidão.

As minhas irmãs Ana Paula e Ana Elisa por todo o companheirismo que nos moldou no que somos hoje, pelas brincadeiras e pelas brigas que nos trouxeram mais amor e compreensão. Pelos meus sobrinhos Carlos Augusto e Eduardo, porque aumentam o meu amor.

Aos meus cunhados e irmãos Lineu Júnior, Cristiane, Márcio e Carlos por me receberem como um irmão. Por todos os bons momentos, aprendizados e guloseimas que dividimos.

Agradeço a meu orientador Professor Doutor Cláudio Kitano, pelo voto de confiança e pela impecável orientação e suporte neste Mestrado. A meu co-orientador Professor Doutor José Henrique Galeti, por todo o ensinamento e troca de conhecimentos, pela orientação e comando neste trabalho.

Aos amigos de laboratório: Guilherme, Luiz Henrique, Stephany, João Paulo, Ángel, Andryos e Anderson pela troca de conhecimentos, orientações, descontrações e por todo cafezinho que compartilhamos.

Ao Everaldo L. Moraes, técnico que nos auxilia e viabiliza os experimentos e pelos bons momentos compartilhados.

O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 001.

“Um pouco de ciência nos afasta de Deus.”

Muita ciência nos aproxima Dele.

Louis Parteur (1822 - 1895)

RESUMO

Atualmente, a técnica óptica de maior sucesso desenvolvida para medição de altas tensões em linhas elétricas de potência com frequências de 50/60 Hz, utiliza célula Pockels de niobato de lítio volumétrica, constituindo o chamado OVS - sensor óptico de tensão (do inglês: *Optical Voltage Sensor*). Mas, ao contrário da área de vibrometria onde existem padrões ISO baseados em métodos interferométricos simples e confiáveis para calibração de sensores, ainda não há procedimento padronizado para medição de V_π (tensão de meia onda) da célula Pockels ou para calibração de OVSs. Como os OVSs baseados em células Pockels podem ser considerados como interferômetros polarimétricos, e inspirados pela norma ISO 16063-41 (para calibração de transdutores de vibração e choque), especificamente a técnica chamada SCM - método do sinal coincidente (do inglês: *Signal Coincidence Method*), este trabalho apresenta um novo método para detecção de fase óptica digital e processado em tempo real sob medida para medição de V_π em OVSs. A fim de demonstrar a eficácia da nova técnica, medições foram executadas aplicando-se um sinal de tensão ao OVS, composto pela superposição de uma tensão senoidal de 60 Hz, com amplitude igual ao valor de referência de V_π (4,07 kV neste caso) e uma tensão DC alta o suficiente para fornecer um retardo de fase *bias* estática de 90° , como especificado pelo SCM, comprovando que o método pode recuperar o valor de V_π de acordo com o valor estimado. Entretanto, é sabido que o ajuste da fase *bias* em um interferômetro polarimétrico pode sofrer variações indesejadas de tempos em tempos, devido a desvios na temperatura ambiente e outros distúrbios externos, levando o OVS a um ponto fora do ponto de operação ideal e não atendendo ao padrão ISO. Como uma vantagem, experimentos demonstraram que o novo método é tolerante a variações na fase *bias* estática de 90° (variando de 60° a 120°), bem como a variações na amplitude de tensão aplicada ao OVS, variando de $\pm 25\%$ em relação a tensão de referência 4,07 kV. Valores de V_π foram detectados com precisão, com erro percentual máximo de 0,15% e, portanto, satisfazendo a especificação do padrão ISO 16063.

Palavras-chave: Optoeletrônica. Célula Pockels. Efeito Pockels. Sensor de alta tensão. Instrumentação. Medição. Interferometria. Metrologia. Medição de fase.

ABSTRACT

Nowadays, the most successful optical technique developed for measuring high voltages in 50/60 Hz electric power lines utilizes the bulk lithium niobate Pockels cell, constituting the so-called OVS - Optical Voltage Sensor. But, unlike the area of vibrometry where there are ISO standards based on reliable and simple interferometric methods for calibrating the sensors, there is still no standardized procedure for measuring V_π (half-wave voltage) of Pockels cells or for calibrating OVSs. As the Pockels cell-based OVSs can be considered as a polarimetric interferometer, and inspired by the ISO 16063-41 standard (for the calibration of vibration and shock transducers), specifically the technique called SCM – Signal Coincidence Method, this work presents a new digital and real-time method for optical phase detection tailored for the measurement of V_π in OVSs. Measurements were made in order to demonstrate the effectiveness of the new technique by applying a voltage signal to the OVS, composed by the superposition of a 60 Hz sinusoidal voltage, with amplitude equal to the reference value of V_π (4.07 kV in this case) and a DC voltage high enough to provide a 90° bias static phase shift, as specified by SCM, proving that the method can recover the value of V_π in accordance with the estimated value. However, it is well known that the adjustment of the bias phase in a polarimetric interferometer can undergo undesired variations from time to time, due to drifts in ambient temperature and other external disturbances, taking the OVS out of its optimal operating point and not attending the ISO standard. As an advantage, experiments have shown that the new method is tolerant to variations in the 90° bias static phase (ranging from 60° to 120°), as well as to variations in the amplitude of the voltage applied to the OVS, varying $\pm 25\%$ in relation to the 4.07 kV reference voltage. The V_π values were accurately detected, with a maximum percentage error of 0.15% and, therefore, satisfying the specification of the ISO 16063 standard.

Index Terms: Optoelectronics. Pockels cell. Pockels effect. High-voltage sensor. Instrumentation. Measurement. Interferometry. Metrology. Phase measurement.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1	Representação esquemático do elipsoide de índices de refração.	25
Figura 2	Célula Pockels longitudinal.	29
Figura 3	Célula Pockels transversal.	29
Figura 4	Rotação de eixos em torno do eixo cristalino X_1	30
Figura 5	Esquema do sensor eletro-óptico de amplitude com campo elétrico externo aplicado em Y e propagação óptica em Z	33
Figura 6	Foto detecção de sinal óptico com principais fontes de ruído envolvidos. . . .	37
Figura 7	Representação esquemática do interferômetro de Michelson.	39
Figura 8	(a) Curva interferométrica. (b) Sinal interferométrico normalizado de vibrômetros com destaque para os pontos de coincidência. (c) Sinal aplicado ao interferômetro.	40
Figura 9	Resultado da aplicação do SCM ao sensor polarimétrico com aplicação de valores de pico para $V(t)$ igual a V_π e ϕ_o igual a $\pi/2$ radianos.	41
Figura 10	Sinais simulados de um sensor polarimétrico para valores de pico de $\phi(t)$ iguais a π radianos (coincidência), cinco valores de ϕ_o e dois períodos de aquisição.	42
Figura 11	Efeito das variações de amplitude de $\phi(t)$ no gráfico do sinal interferométrico. Sequência de desvios de amplitude normalizada de -20% a $+20\%$ (de cima para baixo no gráfico).	43
Figura 12	Fluxograma do método de detecção de fase óptica.	44
Figura 13	Representação dos sinais $v_1(t)$ e $ v_2(t) $ com aplicação de $\phi(t)$ senoidal com valor de pico igual a π rad e $\phi_o = \pi/2$ rad.	47
Figura 14	Plano x-y obtido dos sinais $v_1(t)$ e $ v_2(t) $ representando a fase polar do sinal $y(t)$	48
Figura 15	Representação do sinal $\xi(t)$ para $y(t) = v_2(t) + jv_1(t)$	49
Figura 16	Sinal $\xi(t)$ com destaque para a imperfeição na amplitude do sinal.	51

Figura 17	Diagrama de blocos do algoritmo de detecção de picos do sinal $\xi(t)$ normalizado.	52
Figura 18	Sinais representativos da manipulação algébrica da derivada primeira de $\xi(t)$. (a) Cálculo de $\xi'(t)$. (b) Cálculo de $M1 = \xi'(t)\xi'(t - d\tau)$. (c) Cálculo de $sgn[M1]$. (d) Cálculo de $-sgn[M1] + 1$	53
Figura 19	Representações do sinal $\xi''(t)$, derivada segunda de $\xi(t)$. (a) Valores de $\xi''(t)$ nos máximos e mínimos absolutos, (b) Cálculo de $\xi''(t)$ nos demais instantes.	54
Figura 20	Representação do módulo dos picos do sinal $\xi(t)$ obtidos pela multiplicação $ \xi''(t) \times (-sgn[M1] + 1)$	55
Figura 21	Representação dos picos positivos e negativos do sinal $\xi(t)$ obtidos por: $sgn[\xi(t)] \times \xi''(t) \times (-sgn[M1] + 1)$	56
Figura 22	Representações da manipulação do sinal $\xi(t)$ na detecção de picos, etapa 2. (a) Cálculo de $ \xi(t) - 0,95$. (b) Cálculo de $sgn[\xi(t) - 0,95]$. (c) Cálculo de $sgn[\xi(t) - 0,95] + 1$	57
Figura 23	Picos identificados do sinal $\xi(t)$, eliminados os picos das reentrâncias.	58
Figura 24	Diagrama de blocos do algoritmo de correção do sinal $\xi(t)$	59
Figura 25	Sinal $\theta(t)$ obtido pelo método de detecção de fase óptica aplicado ao sinal interferométrico simulado.	60
Figura 26	Caixa térmica desenvolvida no LOE para análise do sensor de tensão polarimétrico detalhe para o compressor de resfriamento (1), câmara fria (2), câmara térmica (3), termômetro (4) e células Peltier (5).	63
Figura 27	Câmara térmica da caixa térmica desenvolvida no LOE detalhe para ventiladores de resfriamento (6), ventilador e aquecimento (7) e termômetro (8).	63
Figura 28	Diagrama de blocos com descrição de circuitos e componentes da caixa térmica.	64
Figura 29	Diagrama de blocos ilustrando o funcionamento da rotina de controle da caixa térmica.	65
Figura 30	Gráfico Tensão [V] x Temperatura [$^{\circ}$ C] para calibração do RTD PT-100.	69
Figura 31	Plataforma E/S reconfigurável National Instruments TM myRIO-1900.	70
Figura 32	Diagrama de blocos plataforma NI myRIO - 1900.	71
Figura 33	Plataforma DAQ NI PCIe - 6361.	72

Figura 34	Painel para montagem em <i>rack</i> NI BNC - 2090A.	73
Figura 35	Esquema do sensor de tensão polarimétrico proposto.	74
Figura 36	Célula Pockels denominada Sensor de Alta Tensão (SAT).	75
Figura 37	Montagem experimental do sensor de tensão polarimétrico no interior do aparato térmico.	76
Figura 38	Esquema do sensor de tensão polarimétrico com a eletrônica utilizada. . . .	77
Figura 39	Padrão de interferência experimental do cristal de $LiNbO_3$ devido ao espalhamento de luz.	79
Figura 40	Sinal interferométrico de referência obtido pelo método de detecção de fase óptica para ajuste inicial do sensor de tensão polarimétrico.	80
Figura 41	Relação entre a tensão de meia onda do cristal $LiNbO_3$, V_π , e a temperatura em $^{\circ}C$ (a); erros absolutos com relação ao valor de referência (b); erros relativos com relação ao valor de referência (c).	81
Figura 42	Relação entre V_π e a temperatura em $^{\circ}C$ para a curva de resfriamento com a reta de tendência obtida pelo método dos mínimos quadrados (a); Relação entre V_π e a temperatura em $^{\circ}C$ para a curva de aquecimento com a reta de tendência obtida pelo método dos mínimos quadrados.	82
Figura 43	Sinal interferométrico de referência obtido em osciloscópio para calibração de sensor de tensão polarimétrico.	84
Figura 44	Sinais experimentais de um sensor polarimétrico para $\phi(t) = \pi$ radianos (coincidência), para valores de ϕ_o entre 60° e 120° e dois períodos de aquisição. . .	86
Figura 45	Relação $V_\pi \times \phi_o$ obtida pela aplicação do método de detecção de fase óptica ao sensor de tensão polarimétrico.	89
Figura 46	Sinais experimentais de um sensor de tensão polarimétrico obtidos pela variação da amplitude da tensão aplicada $V(t)$ em uma faixa de -25% e $+25\%$ de V_p	91
Figura 47	Relação $V_\pi \times V_p$ obtida pela aplicação do método de detecção de fase óptica ao sensor de tensão polarimétrico com variação da amplitude de $V(t)$	94
Figura 48	Representação dos sinais $V_s(t)$, aplicado ao OVS, e $V_r(t)$, recuperado pelo método de detecção de fase óptica com V_π obtida pelo processo de calibração. .	95

LISTA DE TABELAS

Tabela 1	Especificação para termorresistências em platina Ômega.	66
Tabela 2	Especificação da termorresistências em platina Isotech.	67
Tabela 3	Dados coletados para calibração do termômetro RTD PR-100 com uso do termômetro MilliK.	68
Tabela 4	Valores de V_{DC} aplicados ao sensor polarimétrico para variação de ϕ_o e valores de amplitude de pico de $V(t)$, V_p , medidos no processo.	85
Tabela 5	Valores de amplitude de pico do retardo de fase óptica induzido, $\phi(t)$, Φ_p , e de fase quase estática ajustada ϕ_o , obtidos pelo algoritmo de detecção de fase óptica.	87
Tabela 6	Valores calculados de V_π radianos, desvios padrões de amostragem e erro percentual com relação ao valor de referência $\phi_o = \pi/2$ radianos.	88
Tabela 7	Valores de amplitude de $V(t)$, V_p aplicados ao sensor polarimétrico e V_{DC} medidos no processo.	90
Tabela 8	Valores de amplitude de $\phi(t)$, Φ_p , e de ϕ_o medidos pelo algoritmo de detecção de fase óptica.	92
Tabela 9	Valores calculados de V_π kV, desvios padrões de amostragem e erro percentual com relação ao valor de referência.	93

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

A/D	conversor Analógico Digital
APD	Fotodiodo de avalanche (do inglês: <i>Avalanche Photodiode</i>)
AT	Amplificador de Transimpedância
BGO	Germanato de Bismuto (do inglês: <i>Bismuth Germanate</i>)
EOE	Efeito elétrico óptico (do inglês: <i>Electro-Optic Effect</i>)
FCM	Método de contagem de franjas (do inglês: <i>Fringe-Counting Method</i>)
FEIS	Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira
GPIO	Barramento de interface de propósito geral (do inglês <i>General-Purpose Interface Bus</i>)
LOE	Laboratório de Óptica Eletrônica
LN	Niobato de Lítio (do inglês: <i>Lithium Niobate</i>)
MPM	Método de desaparecimento de franjas (do inglês: <i>Minimum-Point Method</i>)
OVS	Sensor óptico de tensão (do inglês: <i>Optical Voltage Sensor</i>)
PIN	Fotodiodo de junção p-i-n (do inglês: <i>Positive-Intrinsic-Negative photodiode</i>)
PM	Modulação em Fase (do inglês: <i>Phase Modulation</i>)
SCM	Método do sinal coincidente (do inglês: <i>Signal Coincidence Method</i>)
THD	Distorção harmônica total (do inglês: <i>Total Harmonical Distortion</i>)
TP	Transformador de Potencial
TPI	Transformador de Potencial Indutivo
UNESP	Universidade Estadual Paulista "Júlio de Mesquita Filho"
USB	Barramento serial universal (do inglês <i>Universal Serial Bus</i>)

LISTA DE SÍMBOLOS

A	Dado em <i>Volts</i> , é um fator que depende do ganho do fotodetector, da potência do <i>laser</i> , das perdas de intensidade óptica do feixe de <i>laser</i> , entre outros
α	Desalinhamento angular no plano XY
BaTiO_3	Titanato de Bário
$\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$	Germanato de Bismuto
CdS	Sulfeto de Cádmio
$\vec{D}$	Vetor deslocamento elétrico
d	Distância entre os eletrodos da célula Pockels
$\Delta\phi_o$	Perturbações externas expúrias
$\Delta\Gamma$	Retardo de fase total
$\Delta\eta_{ij}$	Variação do tensor impermeabilidade dielétrica relativa
$d\tau$	Período de amostragem
$\vec{E}$	Vetor campo elétrico aplicado ao cristal
E_1, E_2 e E_3	Campo elétrico aplicado nas direções dos eixos cristalinos X, Y e Z
ε	Tensor dielétrico absoluto
ε_0	Permissividade absoluta no vácuo — $1/36 \times \pi \times 10^{-9}$ [F/m]
ε_r	Matriz permissividade relativa
f_o	Frequência do sinal de tensão aplicado ao OVS
ϕ_o	Fase quase estática devido a birrefringência
f_s	Frequência de amostragem
$\phi(t)$	Retardo eletro-óptico
η	Impermeabilidade dielétrica
η_{ij}	Tensor impermeabilidade dielétrica relativa
$\eta_{ij}(0)_{x_i x_j}$	Elipsóide de índices não perturbado
$\eta_{ij}(\vec{E})_{x_i x_j}$	Elipsóide de índices perturbado pelo campo elétrico $\vec{E}$
I_o	Intensidade óptica do <i>laser</i> na saída do analisador
$i(t)$	Corrente elétrica do obtida da conversão do sinal de $I(t)$ pelo fotodetector
$I(t)$	Sinal de intensidade óptica de saída do OVS
K	Número total de ciclos do sinal $\xi(t)$
$K^{(1)}$	Vetor de onda do modo ordinário
$K^{(2)}$	Vetor de onda do modo extraordinário
KH_2PO_4	Fosfato de Di-Hidrogênio Potássio
$\xi(t)$	Fase angular do número complexo $y(t)$, $\angle y(t)$

$\xi'(t)$	Derivada primeira do sinal $\xi(t)$
$\xi''(t)$	Derivada segunda do sinal $\xi(t)$
L	Comprimento do cristal na direção de propagação do campo óptico
λ	Comprimento de onda
LiNbO_3	Niobato de Lítio
LiTaO_3	Tantalato de Lítio
$M1$	Multiplicação de $\xi(t)$ e $\xi(t - d\tau)$
N	Número total de pontos do sinal $v(t)$
n_e	Índice de refração extraordinário do cristal
$(\text{NH}_4)\text{H}_2\text{PO}_4$	Fosfato de Di-Hidrogênio Amônia
n_o	Índice de refração ordinário do cristal
n_X, n_Y e n_Z	Índices de refração medidos nas direções X, Y e Z do elipsóide
p_0 a p_9	Posição dos picos do sinal $\xi(t)$ identificados no método proposto
$\vec{r}$	Raio vetor do elipsóide de índices
r_{ijk}	Coefficiente eletro-óptico linear ou coeficiente Pockels
$\text{sgn}[]$	Função sinal algébrico
s_{ijkl}	Coefficiente eletro-óptico quadrático ou coeficiente de Kerr
τ	Período do sinal interferométrico
$\theta(t)$	Retardo de fase induzido considerando as perturbações expúrias
V	Visibilidade das franjas de interferência
V_{DC}	Offset de tensão DC adicionado ao sinal de tensão $V_s(t)$
$v(t)$	Sinal interferométrico fotodetectado
$v_1(t)$	Sinal interferométrico normalizado
$v_2(t)$	Sinal interferométrico em quadratura
V_p	Amplitude de pico do sinal de tensão aplicado ao OVS
V_π	Tensão de meia onda da célula Pockels
$V_s(t)$	Sinal de tensão aplicado ao cristal
X, Y e Z	Direções cristalográficas do cristal de Niobato de Lítio
X_1, X_2 e X_3	Notação para os eixos principais do cristal nas direções dos eixos cristalinos X, Y e Z
X'_1, X'_2 e X'_3	Novos eixos cristalográficos após rotação angular dos eixos
x_i e x_j	Coordenadas dos eixos cristalinos principais
$ y(t) \angle y(t)$	Número complexo na forma polar
$y(t)$	Número complexo obtido pela transformação polar dos números $v_1(t)$ e $ v_2(t) $
$y_1(t)$	Número complexo obtido pela transformação polar dos números $v_1(t)$ e $v_2(t)$

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	19
1.1	JUSTIFICATIVA PARA O TRABALHO	21
1.2	OBJETIVO	22
1.3	ORGANIZAÇÃO DO TEXTO	22
2	EFEITO ELETRO-ÓPTICO	23
2.1	CÉLULA POCKELS	28
2.1.1	Célula Pockels Longitudinal	28
2.1.2	Célula Pockels Transversal	29
2.2	INTERFERÔMETRO POLARIMÉTRICO	32
2.2.1	Fotodeteccção do Sinal Interferométrico	36
3	MÉTODO DE DETECÇÃO DE FASE ÓPTICA	38
3.1	Método do Sinal Coincidente (SCM)	39
3.2	Método Proposto	43
3.2.1	Detecção dos ciclos do sinal	49
3.2.2	Normalização do sinal ciclo a ciclo	50
3.2.3	Detecção de picos do sinal	51
3.2.4	Correção do sinal	58
4	APARATO EXPERIMENTAL	62
4.1	CAIXA TÉRMICA	62
4.1.1	Calibração do Termômetro	66
4.2	PLATAFORMA NI myRIO-1900	70
4.3	PLATAFORMA DE AQUISIÇÃO DE DADOS PCIe - 6361	72

5	RESULTADOS EXPERIMENTAIS	74
5.1	SENSOR DE TENSÃO POLARIMÉTRICO (OVS)	74
5.1.1	Alinhamento do Sensor de Tensão Polarimétrico	78
5.2	SENSIBILIDADE DO CRISTAL DE LiNbO_3 À VARIAÇÃO DE TEMPERATURA	79
5.3	CALIBRAÇÃO DO SENSOR DE TENSÃO POLARIMÉTRICO	83
5.3.1	Relação entre tensão de meia onda e fase quase estática do sinal interferométrico	85
5.3.2	Relação entre tensão de meia onda e campo elétrico externo aplicado ao cristal	90
5.3.3	Aplicação e recuperação de sinal senoidal	95
6	CONCLUSÕES	97
6.1	PROPOSTAS PARA TRABALHOS FUTUROS	98
	REFERÊNCIAS	100

1 INTRODUÇÃO

A proliferação de cargas não-lineares conectadas ao sistema elétrico de potência desencadeou uma preocupação crescente com a qualidade de energia, em especial quanto à poluição harmônica. Uma das principais exigências atuais nas medições de média e alta tensões é o desenvolvimento de sensores de tensão e corrente com capacidade de monitoramento, medição, análise e proteção em tempo real. Além disso, estes medidores são fundamentais para o faturamento da demanda e consumo de energia elétrica. Em particular, as modernas concepções de *smart grids* demandam sensores confiáveis ao longo das redes de distribuição, não somente para o monitoramento da qualidade de energia elétrica gerada por diferentes tecnologias (nuclear, termoelétrica, eólica, solar, hidroelétrica), mas também, como parte integrante dos sistemas de automação e controle da rede de geração, transmissão e distribuição de energia.

As amplitudes das correntes e tensões em um sistema elétrico de potência, geralmente encontram-se demasiadamente elevadas para que se realize a conexão de equipamentos de medição, controle ou de proteção diretamente a seus elementos. Além disso, essa forma de conexão seria potencialmente perigosa para os operadores das subestações de energia elétrica, pelo fato de que a única proteção é a isolamento que o equipamento possui (CHEMIN NETTO, 2008). O desenvolvimento de transformadores para instrumentos foi uma forma encontrada para minimizar os riscos aos operadores desses sistemas, pois constituem uma forma segura e adequada de operação, com o objetivo de fornecer sinais de tensão e corrente que os equipamentos de controle e medição necessitam (PETCH; RUSHTON, 1981). Assim, foram desenvolvidos os Transformadores de Potencial (TP) para instrumentos, com características próprias, pois são dedicados a converter as altas tensões a valores reduzidos, adequados a serem ligados aos instrumentos de medição, de controle, etc.

Transformadores para instrumentos são construídos predominantemente com cobre, cerâmica e ferro, acarretando em equipamentos volumosos e pesados, além de conterem óleos isolantes, com risco de explosão em caso de curto-circuito, expondo operadores da subestação ao risco, bem como a destruição dos equipamentos existentes nas proximidades. Medições de tensões elétricas em potenciais elevados são, convencionalmente, feitas por meio de transformadores eletromagnéticos de acoplamento indutivo (TPI - Transformador de Potencial Indutivo) ou por divisores capacitivos de tensão (TPC) (RUBINI JUNIOR, 2016). Entretanto, estes transformadores convencionais possuem limitação na resposta em frequência, cuja largura de banda é da ordem de apenas 500 Hz, não permitindo que seja realizada uma avaliação rigorosa do conteúdo harmônico presente na rede elétrica.

Neste aspecto, esforços consideráveis em pesquisas têm sido dedicados aos sensores ópticos de tensão - OVS (do inglês, *Optical Voltage Sensor*), sendo investigados sensores baseados em diferentes princípios físicos e diferentes tecnologias: efeito piezoelétrico (ALLIL; WERNECK, 2011; RIBEIRO; WERNECK; SILVA-NETO, 2013; RIBEIRO; WERNECK, 2015; DANTE et al., 2016), efeito eletro-óptico em óptica integrada (RAHMATIAN et al., 2000; CHAVEZ et al., 2000), efeito eletro-óptico em óptica volumétrica (ALMEIDA; SANTOS, 2005; SANTOS; ALMEIDA; SILVA, 2012), entre outros. Em geral, os OVS's baseiam-se em variações nas propriedades ópticas de certos materiais em função do campo elétrico.

O interesse neste trabalho está voltado para o efeito eletro-óptico em óptica volumétrica, particularmente para o modulador eletro-óptico de intensidade baseado no efeito eletro-óptico linear em cristais como o Niobato de Lítio ($LiNbO_3$) (GIALLORENZI et al., 1982). Seguindo esta linha de pesquisa, foram desenvolvidos sensores ópticos com características especiais que, em geral, utilizam o modulador eletro-óptico de intensidade constituído por um cristal eletro-óptico posicionado entre dois polarizadores cruzados e uma lâmina de quarto-de-onda para estabelecer o ponto de quadratura de fase (YARIV; YEH, 1984). Materiais eletro-ópticos como o $LiNbO_3$, têm sido aplicados regularmente em sistemas de alta tensão devido à elevada largura de banda, resposta rápida e baixa perda de transmissão óptica (SIMA et al., 2016).

O efeito eletro-óptico linear é um fenômeno óptico no qual os índices de refração de um meio cristalino exibem variações proporcionais à intensidade do campo elétrico externo aplicado ao cristal. Este fenômeno foi descrito inicialmente pelo físico alemão Friedrich Pockels recebendo, assim, o nome Efeito Pockels. Este efeito ocorre em cristais não centrossimétricos como o niobato de lítio ($LiNbO_3$). O campo elétrico externo provoca variações relativas nos índices de refração dos modos próprios do cristal. Entretanto, estas variações são relativamente pequenas, provocando alterações apenas nas terceira ou quarta casas decimais dessas grandezas. Contudo, mesmo que muito pequenas, tais variações são suficientes para se proceder à medição das tensões de interesse através da instrumentação eletrônica disponível atualmente. Entretanto, como a técnica polarimétrica é sensível a estímulos muito fracos e, na prática, ela padece do fenômeno de desvanecimento do sinal interferométrico, particularmente se os efeitos de birrefringência natural do cristal eletro-óptico estiverem presentes (YARIV; YEH, 1984).

Em operações de campo, o cristal eletro-óptico usado como elemento sensor em OVS interage não só com o campo elétrico a ser testado, mas também, com os campos de temperatura e de *stress* (tensão mecânica) (XIAO; XU; DONG, 2015). Além disso, o arranjo em óptica livre, com lentes, filtros polarizadores, lâminas de onda, etc., tornam os OVS's vulneráveis à variação de temperatura, emissão acústica externa e vibração mecânica, resultando em sistemas instáveis e de difícil alinhamento.

Por exemplo, derivas de temperatura induzem deslocamentos aleatórios de fase óptica que introduzem incertezas ao deslocamento de fase verdadeiro, o que conduz a flutuações no sinal

foto detectado. Por sua vez, os efeitos de vibração mecânica no sistema causam uma indesejável modulação da intensidade da luz e, portanto, constituem uma fonte de ruído. Essas vibrações podem ser produzidas por emissão acústica quando na operação de disjuntores, pelas condições ambientais ou pela interferência humana. Por conseguinte, o sinal detectado pode flutuar aleatoriamente no tempo em uma ampla faixa de magnitudes, devido aos agentes de perturbação. O grande desafio é conceber uma configuração inovadora de OVS capaz de satisfazer as normas de exatidão (BLOOMING; CARNOVALE, 2006; IEC 61869-3, 2011) vigentes diante da incidência de perturbações externas indesejáveis.

Associado a isso, novas técnicas de detecção de sinais interferométricos, homódinas e heteródinas, são estudadas a fim de melhorar a qualidade de processamento dos sinais foto detectados pelos sensores ópticos de tensão ou corrente, para obtenção de métodos cada vez mais rápidos, mais confiáveis e mais precisos.

1.1 JUSTIFICATIVA PARA O TRABALHO

A relação entre a intensidade óptica e o retardo de fase induzido pelo efeito Pockels no interferômetro polarimétrico é dada por uma função cosseno. Portanto, é não linear e periódica, o que pode induzir ambiguidade de resultados e dificultar a demodulação e recuperação do retardo de fase óptica. A tensão medida, também depende da tensão de meia onda da célula Pockels (V_π), a qual é determinada pelas dimensões do cristal, alinhamento óptico, índices de refração do cristal e mudanças nos índices de refração em resposta a estresse mecânico (KRUPYCH; SAVARYN; VLOKH, 2014; GARCIA et al., 2014; PEREIRA et al., 2018).

Devido à relação direta entre o retardo de fase óptica e o deslocamento mecânico, interferômetros e vibrômetros são considerados padrões primários de calibração para medição de deslocamentos mecânicos (ISO 16063-11, 1999; ISO 16063-15, 2006; ISO 16063-21, 2003; ISO 16063-41, 2011). O sensor de tensão polarimétrico depende da determinação da tensão de meia onda da célula Pockels, entretanto, este parâmetro não pode ser considerado primário para medições de tensão.

Poucos métodos de calibração são propostos na literatura para a medição de V_π . Este trabalho propõe um método de demodulação do sinal interferométrico de uma célula Pockels fotodetectado, aplicado na determinação automática de V_π , permitindo medições de altas tensões precisas com o sensor de tensão polarimétrico. Considerando f_s a frequência de amostragem do sinal fotodetectado e f_o a frequência do sinal de tensão aplicado à célula Pockels, este método permite a obtenção de $N = f_s/f_o$ medidas de V_π por ciclo do sinal fotodetectado, diferente de outros métodos já citados, onde é obtida uma medida de V_π por ciclo do sinal fotodetectado.

1.2 OBJETIVO

O objetivo desta Dissertação é propor um método de detecção de fase óptica, capaz de medir a fase quase estática (ϕ_o) decorrente das variações ambientais, e a fase $\phi(t)$ que é diretamente proporcional ao campo elétrico aplicado a célula Pockels, o qual aplicado ao sensor de tensão polarimétrico tem como principal função a calibração através do levantamento da tensão de meia onda do cristal, V_π . Além disso, o método é empregado no levantamento da sensibilidade da V_π do cristal de LiNbO_3 à variação de temperatura.

1.3 ORGANIZAÇÃO DO TEXTO

Este trabalho é dividido em seis capítulos incluindo esta Introdução. No Capítulo 2 são discutidos o efeito eletro-óptico, a célula Pockels e o sensor eletro-óptico de amplitudes.

No Capítulo 3, é apresentado o método de detecção de fase óptica que tem por base a metodologia do Método do Sinal Coincidente, originalmente aplicado a vibrômetros. Entretanto, o método propõe a medição de um sinal de fase angular extraída do sinal complexo resultante de sinais trigonométricos obtidos a partir do sinal fotodetectado.

Em seguida, no Capítulo 4, é apresentada a caixa térmica utilizada para estabilizar a temperatura do meio onde o cristal está inserido, não permitindo variações superiores a $0,2^\circ\text{C}$, viabilizando as medições da tensão de meia onda do cristal para calibração do sensor de tensão polarimétrico, de forma que a temperatura não afete o sinal interferométrico. Esta caixa é utilizada, também, no levantamento da sensibilidade de V_π à variações de temperatura do meio, estabilizando a temperatura em patamares pré-programados, variando em uma faixa de valores de -16°C a $+62^\circ\text{C}$. Também são apresentadas as plataformas embarcadas para aquisição e processamento de sinais.

O esquema do sensor eletro óptico de tensão polarimétrico e os resultados experimentais são então apresentados no Capítulo 5, onde são discutidos os dados obtidos da aplicação do método ao sensor eletro-óptico de amplitudes, bem como o levantamento da curva característica de tensão de meia onda da célula Pockels (V_π), a fase quase estática (ϕ_o), e o gráfico de V_π versus a amplitude de pico do sinal aplicado ao cristal (V_p). Ademais, apresenta-se o levantamento da sensibilidade de V_π à variações de temperatura.

Por fim, no Capítulo 6, são discutidas as conclusões para os testes executados e narradas as propostas para o trabalhos futuros.

2 EFEITO ELETRO-ÓPTICO

De acordo a teoria quântica dos sólidos, o tensor impermeabilidade dielétrica relativa depende da distribuição de cargas do cristal (YARIV; YEH, 1984). A aplicação de um campo elétrico externo, $\vec{E}$, em cristais que não apresentam centro de simetria em sua rede atômica (ou *lattice*), resulta em uma redistribuição das cargas de ligação do cristal, podendo causar uma pequena deformação na rede iônica. Estas redistribuição e deformação levam a uma mudança no tensor impermeabilidade dielétrica relativa, o qual é definido como:

$$\eta_{ij} = \epsilon_0 (\epsilon^{-1})_{ij} \quad (1)$$

sendo: ϵ_0 a permissividade absoluta no vácuo ($1/36 \times \pi \times 10^{-9}$ F/m), ϵ^{-1} o inverso do tensor dielétrico absoluto ϵ e $i, j = 1, 2, 3$.

Ao fenômeno resultante da variação de η_{ij} devido à presença do campo $\vec{E}$ é dado o nome de Efeito Eletro-Óptico (EOE, do inglês, *Electro-Optic Effect*). Convenientemente, o EOE é uma maneira amplamente utilizada para controlar a fase ou intensidade da radiação óptica. Para entender este efeito, caracteriza-se a variação do tensor impermeabilidade dielétrica sob efeito do campo elétrico externo aplicado ao cristal dado por:

$$\Delta\eta_{ij} = \eta_{ij}(\vec{E}) - \eta_{ij}(0) \quad (2)$$

em que: $i, j = 1, 2, 3$, $\eta_{ij}(\vec{E})$ é o tensor impermeabilidade perturbado pelo campo elétrico externo, $\vec{E}$, e $\eta_{ij}(0)$ é o tensor impermeabilidade não perturbado. Pode-se reescrever (2) como uma série de potências de Taylor, de forma que:

$$\Delta\eta_{ij} = r_{ijk}E_k + s_{ijkl}E_kE_l + \dots \quad (3)$$

na qual: $i, j, k, l = 1, 2$ e 3 , r_{ijk} é o coeficiente eletro-óptico linear, ou, coeficiente Pockels, um tensor de terceira ordem, e s_{ijkl} é o coeficiente eletro-óptico quadrático, ou, coeficiente de Kerr, um tensor de quarta ordem.

Neste trabalho os termos superiores ao quadrático em (3) foram desprezados, uma vez que os efeitos de ordem superior são muito reduzidos, necessitando de campos elétricos extremamente altos para obtê-los (YARIV; YEH, 1984). Tipicamente, o efeito eletro-óptico quadrático é bastante fraco comparado ao efeito linear, e as tensões necessárias para se obter o efeito

eletro-óptico linear, embora elevadas, são inferiores àquelas do efeito quadrático.

Dentre os materiais que não exibem centro de simetria cristalina (ou *lattice*) estão o KH_2PO_4 (Fosfato de Di-Hidrogênio Potássio), CdS (Sulfeto de Cádmio), BaTiO_3 (Titanato de Bário), $(\text{NH}_4)_2\text{H}_2\text{PO}_4$ (Fosfato de Di-Hidrogênio Amônia), LiNbO_3 (Niobato de Lítio) ou LN (do inglês: *Lithium Niobate*, LiTaO_3 (Tantalato de Lítio), $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ (Germanato de Bismuto) ou BGO (do inglês: *Bismuth Germanate*), entre outros (YARIV; YEH, 1984).

Uma maneira de descrever as propriedades ópticas de um cristal eletro-óptico é através do elipsoide de índices de refração. Na ausência de campo elétrico, o elipsoide de índices de refração (elipsoide não perturbado) é dado por (YARIV, 1985):

$$\eta_{ij}(0)x_ix_j = \left(\frac{1}{n_X^2}\right)X^2 + \left(\frac{1}{n_Y^2}\right)Y^2 + \left(\frac{1}{n_Z^2}\right)Z^2 = 1 \quad (4)$$

sendo que: x_i e x_j são coordenadas dos eixos cristalinos principais, X, Y, Z , e n_X, n_Y e n_Z são os índices de refração medidos nas respectivas direções dos eixos do elipsoide. Uma representação esquemática do elipsoide de índice de refração é apresentada na Figura 1, sendo $\vec{D}$ o vetor deslocamento elétrico na direção de um raio vetor $\vec{r}$ qualquer.

Na presença de campo elétrico externo ($\vec{E}$) a impermeabilidade dielétrica relativa (η_{ij}) e o elipsoide de índices (elipsoide perturbado), passam a ser função de $\vec{E}$, conforme:

$$\eta_{ij}(\vec{E})x_ix_j = 1 \quad (5)$$

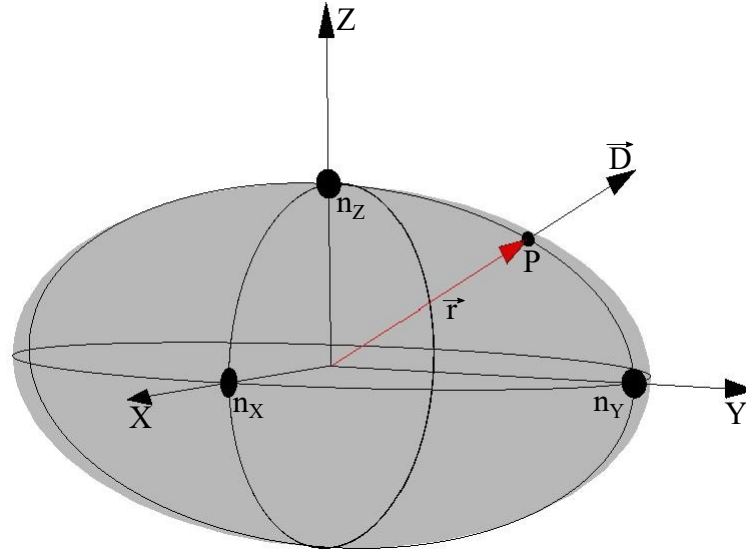
Ao combinar as equações (2) e (5), obtém-se:

$$(\eta_{ij}(0) + \Delta\eta_{ij})x_ix_j = 1 \quad (6)$$

na qual, considerando-se apenas a parcela linear de (3), conduz a um novo elipsoide de índices de refração, agora perturbado pela ação do campo elétrico externo, dado por:

$$(\eta_{ij}(0) + r_{ijk}E_k)x_ix_j = 1 \quad (7)$$

Figura 1 - Representação esquemático do elipsoide de índices de refração.



Fonte: Adaptado de Kitano (1993).

Ao analisar a relação entre (2) e (3), quando prevalece o efeito eletro-óptico linear, obtém-se uma importante propriedade:

$$\Delta\eta_{ij} = \eta_{ij}(\vec{E}) - \eta_{ij}(0) = r_{ijk}E_k \quad (8)$$

em que: $i, j, k = 1, 2, 3$.

Em um meio sem perdas e opticamente inativo, o tensor ϵ_{ij} é simétrico, assim como o tensor η_{ij} . Desta forma os índices i e j podem ser comutados entre si (YARIV; YEH, 1984), portanto:

$$r_{ijk} = r_{jik} \quad (9)$$

Recorrendo-se a Álgebra Tensorial, tem-se que o número de elementos de um tensor de ordem n é igual a 3^n . Exemplificando, o tensor ϵ_{ij} é de segunda ordem ($n = 2$) e possui $3^2 = 9$ elementos. O tensor r_{ijk} é de ordem $n = 3$ e possuirá $3^3 = 27$ elementos. Devido a propriedade de simetria demonstrada em (9), observa-se que alguns elementos são repetidos e o tensor exibirá no máximo 18 elementos diferentes.

Expandindo a relação (8), tem-se:

$$\begin{aligned}
\Delta\eta_{11} &= r_{111}E_1 + r_{112}E_2 + r_{113}E_3, \\
\Delta\eta_{22} &= r_{221}E_1 + r_{222}E_2 + r_{223}E_3, \\
\Delta\eta_{33} &= r_{331}E_1 + r_{332}E_2 + r_{333}E_3, \\
\Delta\eta_{23} &= \Delta\eta_{32} = r_{231}E_1 + r_{232}E_2 + r_{233}E_3, \\
\Delta\eta_{13} &= \Delta\eta_{31} = r_{131}E_1 + r_{132}E_2 + r_{133}E_3, \\
\Delta\eta_{12} &= \Delta\eta_{21} = r_{121}E_1 + r_{122}E_2 + r_{123}E_3.
\end{aligned} \tag{10}$$

E assim, matricialmente, tem-se:

$$\begin{bmatrix} \Delta\eta_{11} \\ \Delta\eta_{22} \\ \Delta\eta_{33} \\ \Delta\eta_{23} \\ \Delta\eta_{13} \\ \Delta\eta_{12} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{111} & r_{112} & r_{113} \\ r_{221} & r_{222} & r_{223} \\ r_{331} & r_{332} & r_{333} \\ r_{231} & r_{232} & r_{233} \\ r_{131} & r_{132} & r_{133} \\ r_{121} & r_{122} & r_{123} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{bmatrix} \tag{11}$$

Devido a propriedade de simetria definida em (9), confirma-se a redução no número de elementos independentes de r_{ijk} , de 27 para 18 elementos. Desta forma, pode-se introduzir a notação de índices reduzidos, ou notação de Voigt, na qual é estabelecida a seguinte correspondência (YARIV; YEH, 1984):

$$\begin{aligned}
1 &= 11 \\
2 &= 22 \\
3 &= 33 \\
4 &= 23 = 32 \\
5 &= 13 = 31 \\
6 &= 12 = 21
\end{aligned} \tag{12}$$

Fazendo as devidas substituições de índice em (11), conforme (12), resulta em:

$$\begin{bmatrix} \Delta\eta_1 \\ \Delta\eta_2 \\ \Delta\eta_3 \\ \Delta\eta_4 \\ \Delta\eta_5 \\ \Delta\eta_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{bmatrix} \tag{13}$$

Na maioria dos materiais, a matriz dos coeficientes eletro-ópticos em (13) é esparsa, isto é, grande parte dos elementos é nula. Isso se dá devido a condição de simetria cristalina. Esta

mesma condição estabelece quais dos 18 elementos serão nulos, bem como as relações que existirão entre os coeficientes remanescentes.

Neste trabalho, faz-se uso de cristal de Niobato de Lítio (LiNbO_3). Sendo este cristal trigonal, de classe de simetria $3m$, a matriz de coeficientes será dada por (YARIV; YEH, 1984):

$$r_{lk} = \begin{bmatrix} 0 & -r_{22} & r_{13} \\ 0 & r_{22} & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{51} & 0 \\ r_{51} & 0 & 0 \\ -r_{22} & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (14)$$

para $l = 1, 2, 3, \dots, 6$ e $k = 1, 2, 3$. Na matriz (14) observam-se apenas oito coeficientes eletro-ópticos não nulos, e apenas quatro independentes: r_{13} , r_{22} , r_{33} e r_{51} .

A partir de (13) e (14), obtêm-se:

$$\begin{aligned} \Delta\eta_{11} &= -r_{22}E_2 + r_{13}E_3 \\ \Delta\eta_{22} &= r_{22}E_2 + r_{13}E_3 \\ \Delta\eta_{33} &= r_{33}E_3 \\ \Delta\eta_{23} &= r_{51}E_2 \\ \Delta\eta_{13} &= r_{51}E_1 \\ \Delta\eta_{12} &= -r_{22}E_1 \end{aligned} \quad (15)$$

Faz-se a relação entre (6) e (15), de forma que o elipsoide de índices de refração perturbado torna-se:

$$\begin{aligned} &(\eta_{11} + \Delta\eta_{11})X_1^2 + (\eta_{22} + \Delta\eta_{22})X_2^2 + (\eta_{33} + \Delta\eta_{33})X_3^2 + \\ &+ 2(\eta_{23} + \Delta\eta_{23})X_2X_3 + 2(\eta_{13} + \Delta\eta_{13})X_1X_3 + 2(\eta_{12} + \Delta\eta_{12})X_1X_2 = 1 \end{aligned} \quad (16)$$

sendo $X_1 = X$, $X_2 = Y$ e $X_3 = Z$ os eixos principais do cristal. Em (16) foi usada a propriedade de simetria $\Delta\eta_{ij} = \Delta\eta_{ji}$.

As matrizes de permissividade relativa e impermeabilidade relativa do material não perturbado são diagonais no sistema de coordenadas cristalino (YARIV; YEH, 1984). O Niobato de Lítio é um cristal uniaxial negativo, ou seja $n_o^2 = \epsilon_{11} = \epsilon_{22}$ e $n_e^2 = \epsilon_{33}$ com $n_e < n_o$, onde n_e é o índice de refração extraordinário do cristal e n_o é o índice de refração ordinário do cristal, de forma que as componentes de impermeabilidade relativa são $\eta_{11} = \eta_{22} = 1/n_o^2$ e $\eta_{33} = 1/n_e^2$. Assim, na ausência de campo elétrico, a definição (1) conduz a:

$$\epsilon_r = \begin{bmatrix} \epsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33} \end{bmatrix} \Rightarrow \eta = \begin{bmatrix} 1/\epsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 1/\epsilon_{22} & 0 \\ 0 & 0 & 1/\epsilon_{33} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1/n_o^2 & 0 & 0 \\ 0 & 1/n_o^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1/n_e^2 \end{bmatrix} \quad (17)$$

sendo ϵ_r a permissividade relativa ($\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_o = 1/\eta$).

Reunindo as informações de (15) e (17) em (16), obtém-se:

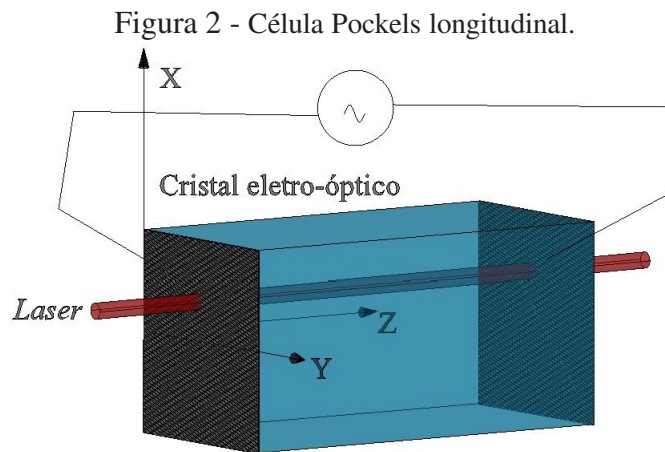
$$\begin{aligned} & \left(\frac{1}{n_o^2} - r_{22}E_2 + r_{13}E_3 \right) X_1^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{22}E_2 + r_{13}E_3 \right) X_2^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} + r_{33}E_3 \right) X_3^2 + \\ & + 2r_{51}E_2X_2X_3 + 2r_{51}E_1X_1X_3 - 2r_{22}E_1X_1X_2 = 1 \end{aligned} \quad (18)$$

A aplicação do campo elétrico externo ao cristal se dá, entre outras possibilidades, pelo uso de placas paralelas (eletrodos paralelos). Ao dispositivo constituído por um cristal eletro-óptico posicionado entre um par de eletrodos por onde é aplicado o campo elétrico externo é dado o nome de Célula Pockels. O conjunto, eletrodo - cristal - eletrodo, pode ser implementado de duas maneiras: longitudinal e transversal.

2.1 CÉLULA POCKELS

2.1.1 Célula Pockels Longitudinal

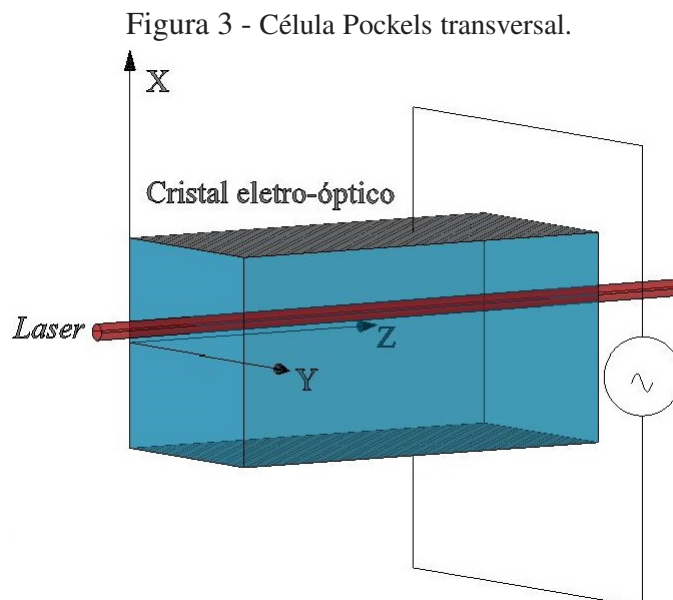
A implementação longitudinal da célula Pockels, apresentada na Figura 2, ocorre quando o campo elétrico externo é aplicado paralelamente (longitudinalmente) a direção de propagação do feixe de laser. Assim, para permitir a passagem do feixe luminoso, os eletrodos devem ser feitos de metal semitransparente ou vazados. De forma geral, são utilizados como eletrodos: óxidos metálicos, filmes plásticos, grades ou anéis aplicados as faces opostas do cristal.



Fonte: Adaptado de (PEREIRA, 2018).

2.1.2 Célula Pockels Transversal

A implementação transversal da célula Pockels, representada na Figura 3, ocorre quando o campo elétrico externo é aplicado perpendicularmente à direção de propagação do feixe óptico. Para esta aplicação, os eletrodos mencionados podem ser constituídos de placas metálicas paralelas, e/ou tintas condutoras ou deposição de filmes condutores, aplicados nas faces superior e inferior do cristal.



Fonte: Adaptado de (PEREIRA, 2018).

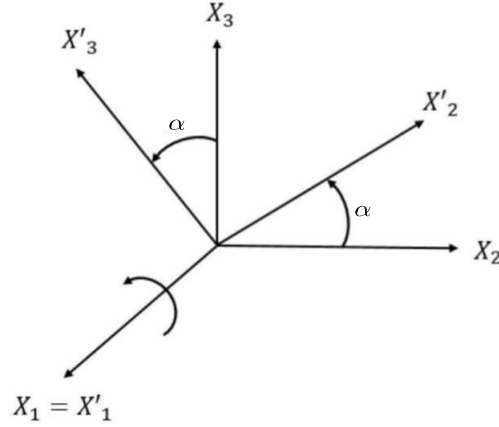
Neste trabalho será analisado o caso em que a célula Pockels pode ser implementada na configuração transversal, o campo elétrico externo é aplicado na direção de X_1 ou X_2 (eixos X

ou Y respectivamente) e a propagação do feixe de *laser* é paralela a X_3 (eixo óptico Z). Tem-se que $E_2 \neq 0$ e $E_1 = E_3 = 0$, de forma que a equação (18) pode ser reescrita como:

$$\left(\frac{1}{n_o^2} - r_{22}E_2\right)X_1^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{22}E_2\right)X_2^2 + \left(\frac{1}{n_e^2}\right)X_3^2 + 2r_{51}E_2X_2X_3 = 1 \quad (19)$$

Observe a presença do termo cruzado X_2X_3 em (19), o que indica uma rotação dos eixos X_2 e X_3 em torno de X_1 . Assim, se faz necessário avaliar esta rotação, ilustrada na Figura 4 resultando em novos eixos cristalográficos, denotados por X'_1 , X'_2 e X'_3 , paralelos aos eixos principais do elipsoide rodado.

Figura 4 - Rotação de eixos em torno do eixo cristalino X_1 .



Fonte: (PEREIRA, 2018).

Para tanto, recorre-se a rotação de eixos de $X_1X_2X_3$ para $X'_1X'_2X'_3$, de forma a se obter uma relação entre os eixos cristalinos e os novos eixos coordenados principais (YARIV, 1985):

$$\begin{bmatrix} X_1 \\ X_2 \\ X_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\alpha) & -\sin(\alpha) \\ 0 & \sin(\alpha) & \cos(\alpha) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} X'_1 \\ X'_2 \\ X'_3 \end{bmatrix} \quad (20)$$

assim,

$$\begin{cases} X_1 = X'_1 \\ X_2 = \cos(\alpha)X'_2 - \sin(\alpha)X'_3 \\ X_3 = \sin(\alpha)X'_2 + \cos(\alpha)X'_3 \end{cases} \quad (21)$$

sendo α o ângulo de rotação dos eixos em torno de X_1 .

Substituindo (21) em (19), e com manipulações algébricas, demonstra-se que o novo elipsoide de índices é agora referenciado ao novo sistema de coordenadas $X'_1 X'_2 X'_3$ (KITANO, 1993), os quais encontram-se rodados de:

$$\alpha = \tan^{-1} \frac{1}{2} \left(\frac{-2r_{51}E_2}{\frac{1}{n_e^2} - \frac{1}{n_o^2} - r_{22}E_2} \right) \quad (22)$$

onde: $r_{22}^T = 6,8 \times 10^{-12}$ m/V e $r_{51}^T = 32,6 \times 10^{-12}$ m/V para um feixe de *laser* de $\lambda = 632,8 \times 10^{-9}$ m (YARIV; YEH, 1984). Assim, aplicando-se um campo elétrico da ordem de 1000 kV/m, temos uma rotação de $\alpha \cong 0,0001$ graus. Portanto, para esta configuração de campo elétrico a rotação é desprezível a uma ordem de dezenas de kV aplicados.

Assim, para o campo elétrico aplicado ao longo do eixo E_2 e não havendo rotação significativa em torno de X_1 , a equação (19) pode ser reescrita como:

$$\left(\frac{1}{n_o^2} - r_{22}E_2 \right) X_1^2 + \left(\frac{1}{n_o^2} + r_{22}E_2 \right) X_2^2 + \left(\frac{1}{n_e^2} \right) X_3^2 = 1 \quad (23)$$

Desta forma, as direções dos eixos do novo elipsoide de índices permanecem inalteradas, embora, com novos índices de refração $n_{X'_1}$, $n_{X'_2}$ e $n_{X'_3}$, dados por:

$$\begin{cases} n_{X'_1} = n_o \frac{1}{\sqrt{1 - n_o^2 r_{22} E_2}} \\ n_{X'_2} = n_o \frac{1}{\sqrt{1 + n_o^2 r_{22} E_2}} \\ n_{X'_3} = n_e \end{cases} \quad (24)$$

Aplicando-se a expansão em série binomial:

$$\frac{1}{\sqrt{1+x}} = 1 - \frac{1}{2}x + \frac{1 \cdot 3}{2 \cdot 4}x^2 + \dots \quad \text{para } |x| < 1 \quad (25)$$

e desprezado os termos superiores ao quadrado, a equação (24) resulta nos novos índices de refração para um campo elétrico aplicado na direção X_2 (eixo cristalino Y):

$$\begin{cases} n_{X'_1} \cong n_o + \frac{1}{2}n_o^3 r_{22} E_2 \\ n_{X'_2} \cong n_o - \frac{1}{2}n_o^3 r_{22} E_2 \\ n_{X'_3} \cong n_e \end{cases} \quad (26)$$

pois $n_o^2 r_{22} E_2 \ll 1$ por que r_{22} é da ordem de 10^{-12} m/V.

Assim, os novos índices de refração variam linearmente com o campo elétrico aplicado E_2 , entretanto, o cristal perturbado passa a ser biaxial, ou seja, com $n_{X'_1} \neq n_{X'_2} \neq n_{X'_3}$.

A célula Pockels pode ser usada, dentre várias aplicações, como modulador eletro-óptico (em telecomunicações), onde a informação é disponível na forma de um campo elétrico modulador, sendo inserida na fase da luz que passa através da célula e é transmitida a um receptor para que a informação seja decodificada (YARIV; YEH, 1984). Neste trabalho, a célula Pockels é utilizada como um sensor eletro-óptico de tensões, sendo esta aplicação abordada nas próximas seções.

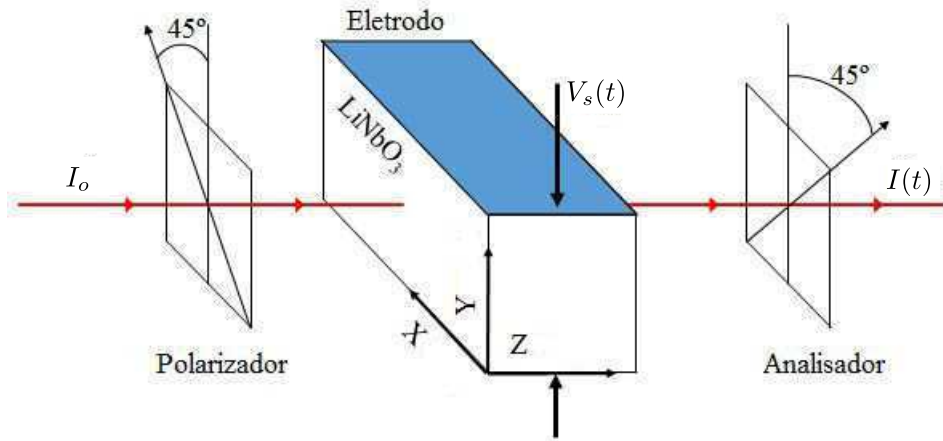
2.2 INTERFERÔMETRO POLARIMÉTRICO

Interferômetros polarimétricos modulam o padrão de polarização da luz que se propaga por ele. Um modulador ou sensor eletro-óptico de amplitude baseado em célula Pockels, constituído por um conjunto polarizador - célula Pockels - analisador, pode ser considerado um interferômetro polarimétrico (SILVA, 2005), sendo esse o objeto de estudo neste trabalho e denominado sensor de tensão polarimétrico (OVS) do inglês: *Optical Voltage Sensor*). A aplicação de um analisador (polarizador) do estado de polarização disposto adequadamente no caminho óptico, modula a intensidade do sinal.

Considera-se o campo elétrico externo, gerado pela tensão $V_s(t)$, aplicado na direção X_2 (eixo Y) do cristal e o feixe de *laser* propagando ao longo do eixo X_3 (eixo óptico Z) do cristal. Esta configuração é apresentada na Figura 5. O polarizador está ajustado a um ângulo de 45° do eixo Y do cristal de LiNbO_3 , com a finalidade de acoplar com iguais amplitudes os modos ordinário e extraordinário de propagação da luz. Na saída do cristal, encontra-se um analisador (segundo polarizador), com eixo de transmissão deslocado angularmente de 90° em relação ao primeiro polarizador. O analisador tem a finalidade de analisar o estado de polarização da luz ao sair da célula Pockels, permitindo-se obter um feixe de saída no qual a informação da tensão elétrica $V_s(t)$ aplicada ao cristal encontra-se inserida na expressão matemática da intensidade óptica $I(t)$. Neste texto a tensão elétrica $V_s(t)$ corresponderá à tensão aplicada ao cristal, enquanto o sinal fotodetectado será referido como a intensidade do sinal de saída I ou

tensão fotodetectada $v(t)$, conforme estabelecidos a seguir.

Figura 5 - Esquema do sensor eletro-óptico de amplitude com campo elétrico externo aplicado em Y e propagação óptica em Z .



Fonte: (PEREIRA, 2018).

A intensidade óptica, $I(t)$, na saída do sistema mostrado na Figura 5, a qual é proporcional ao sinal gerado pelo foto detector, $v(t)$, será (YARIV; YEH, 1984):

$$I(t) = I_o \sin^2 \frac{\Delta\Gamma}{2} \quad (27)$$

em que I_o é a intensidade óptica do *laser* após o polarizador e $\Delta\Gamma$ é o valor do retardo de fase total, que é a soma de duas parcelas: uma é a fase óptica induzida pelo campo elétrico externo, $\phi(t)$, e outra é a fase quase estática, ϕ_o , resultante da birrefringência natural do cristal.

Para determinar a intensidade óptica desta configuração, calcula-se o retardo eletro-óptico para um campo óptico polarizado a 45° do eixo X_1 (X) ou X_2 (Y), de forma que os modos de polarização nas direções dos eixos X e Y sejam excitados com iguais amplitudes. Assim:

$$\Delta\Gamma = \left(K^{(1)} - K^{(2)} \right) L \quad (28)$$

onde: $K^{(1)}$ é a magnitude do vetor de onda para a polarização óptica na direção X_1 , $K^{(2)}$ é a magnitude do vetor de onda para a polarização óptica na direção do eixo X_2 e L é o comprimento do cristal na direção de propagação do feixe de *laser*. Os modos de propagação, com deslocamento elétrico paralelo aos eixos X_1 e X_2 , possuem vetores de onda cujos módulos são dados por (PEREIRA, 2018):

$$\begin{cases} K^{(1)} = \frac{2\pi}{\lambda} n_{X'_1} \\ K^{(2)} = \frac{2\pi}{\lambda} n_{X'_2} \end{cases} \quad (29)$$

sendo $n_{X'_1}$ e $n_{X'_2}$ dados por (26).

Recorrendo-se às equações dadas em (26) e substituindo-se em (29) os índices de refração pelos seus termos equivalentes, é possível obter o retardo eletro-óptico total induzido para esta configuração, (28), dado por:

$$\Delta\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o^3 r_{22}) E_2 L = \phi(t) \quad (30)$$

Portanto, observa-se que, para esta configuração, não há birrefringência natural, ou seja, $\phi_o = 0$, de forma que esta configuração possui maior imunidade ao desvanecimento do sinal devido as variações de temperatura.

A birrefringência é uma característica importante em cristais. É a propriedade de materiais ópticos transparentes e opticamente não isotrópicos onde os índices de refração dependem da direção de propagação. Em outras palavras, é a propriedade pela qual um feixe óptico propagante encontra diferentes índices de refração ortogonais entre si dependendo da direção de propagação e da aplicação do campo elétrico externo (no caso de materiais eletro ópticos). A birrefringência afeta a polarização do feixe e, consequentemente, a intensidade do sinal fotodetectado. A birrefringência natural pode estar ou não presente no retardo total de fase dependendo do eixo de propagação do feixe de *laser* e o eixo de aplicação do campo elétrico externo. Em Galeti (2016) e Pereira (2018) é demonstrada a configuração da célula Pockels onde a birrefringência natural está presente no retardo total de fase óptica. Na aplicação estudada neste trabalho, a birrefringência natural não está presente restando apenas a parcela induzida pelo campo elétrico externo.

Com o cristal inserido entre dois eletrodos na forma de placas paralelas separadas por uma distância d , o campo elétrico, E_2 , pode ser estabelecido a partir da tensão elétrica aplicada aos eletrodos:

$$E_2 = \frac{V_s(t)}{d} \quad (31)$$

Substituindo-se (31) em (30), verifica-se que o retardo eletro-óptico induzido pode ser definido como:

$$\phi(t) = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o^3 r_{22}) \frac{L}{d} V_s(t) \quad (32)$$

Uma importante propriedade de uma célula Pockels é a tensão de meia onda, V_π . Esta é a tensão necessária para induzir um retardo de fase de π radianos, equivalente a meio comprimento de onda óptico. Para este arranjo, V_π é descrita por:

$$V_\pi = \frac{\lambda}{2n_o^3 r_{22}} \cdot \frac{d}{L} \quad (33)$$

O valor de V_π pode ser estimado substituindo-se em (33) os parâmetros do cristal de niobato de lítio, LiNbO_3 , fornecidos pela literatura em um comprimento de onda $\lambda = 632,8$ nm (YARIV; YEH, 1984): $n_o = 2,286$; $n_e = 2,2$; $r_{13} = 9,6$ pm/V e $r_{33} = 30,9$ pm/V. Neste trabalho será estudado o cristal disponível no LOE cujas dimensões são: $d = 9,924$ mm e $L = 10,258$ mm, e portanto, a tensão de meia onda resulta em $V_\pi = 3,768$ kV.

A intensidade óptica detectada pelo foto detector, e dada pela equação (27), também pode ser apresentada na seguinte forma:

$$I(t) = \frac{I_o}{2} [1 - \cos(\Delta\Gamma)] \quad (34)$$

correspondente a um sinal PM, modulado em fase (do inglês, *Phase Modulation*), sem portadora.

Como afirmado, a aplicação da célula Pockels nesta configuração de sensor polarimétrico não apresenta birrefringência natural, e portanto a fase quase estatica é $\phi_o = 0$, e assim é pouco suscetível as variações de temperatura ambientais. Entretanto, a parcela referente a fase quase estática do retardo eletro-óptico, ϕ_o , pode ser induzida pela inserção de uma lâmina de quarto de onda no caminho óptico interferométrico, onde $\phi_o = \pi/2$ [rad] (YARIV; YEH, 1984); ou, como descrito por Garcia et al. (2014), ϕ_o pode ser obtida por um pequeno desalinhamento angular entre o feixe de *laser* propagante no plano $X - Z$ (eixos cristalinos) e o eixo Z do cristal; ou, pode ser induzida, pela aplicação de um *Offset* DC ao sinal de tensão de alimentação do cristal, de forma que o sinal aplicado será tal que $V_s(t) = V(t) + V_{DC}$. Por simplicidade de notação, continua-se a usar o símbolo ϕ_o para os casos em que o desvio de fase estática é induzido por um desses mecanismos. Então, para os casos em que ϕ_o é induzido intencionalmente o retardo total de fase óptica será $\Delta\Gamma(t) = \phi(t) + \phi_o$. Assim, reescreve-se (34):

$$I(t) = \frac{I_o}{2} [1 - \cos(\phi(t) + \phi_o)] \quad (35)$$

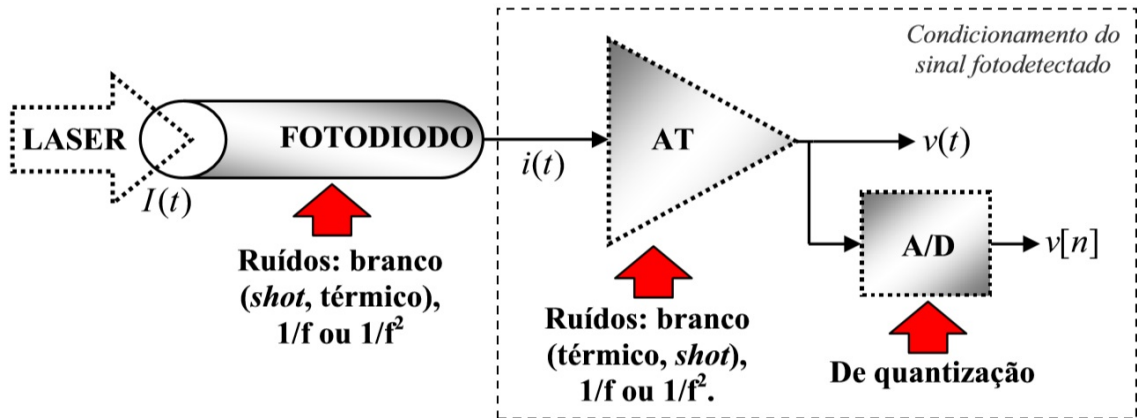
2.2.1 Fotodetecção do Sinal Interferométrico

Uma questão importante refere-se a foto detecção do sinal interferométrico. Segundo Nascimento e Pohl (apud LEMES, 2014), medir a variação temporal do campo elétrico instantâneo associado a uma radiação óptica é uma propriedade inviável de ser executada devido sua elevada frequência, da ordem de 10^{14} Hz. No entanto, vários tipos de foto detectores podem mensurar a intensidade óptica da radiação dada em W/m^2 , sendo os foto detectores do tipo PIN (do inglês *Positive-Intrinsic-Negative*) e de avalanche APD (do inglês *Avalanche PhotoDiode*) os mais apropriados para uso em interferômetros.

Os fotodiodos são dispositivos optoeletrônicos que convertem a potência óptica incidente, $I(t)$, em corrente elétrica, $i(t)$, e quando associados a um Amplificador de Transimpedância (AT), convertem o sinal de corrente em um sinal de tensão elétrica amplificado, $v(t)$, diretamente proporcional a corrente fotodetectada, que pode ser amostrado por conversor Analógico-Digital (A/D). Entretanto, neste processo de foto detecção, diversos ruídos podem se manifestar. Dentre os mais relevantes estão o ruído de fundo (*background*) gerado pela luz ambiente sobre o sinal, o ruído escuro, que ocorre na ausência de luz e é gerado por radiação de alta energia ou devido à imperfeição do foto detector, o ruído quântico fundamental associado ao efeito quântico do detector, o ruído de disparo ou de impacto (*shot*) devido à presença da corrente contínua gerada pela fonte DC de alimentação, quando esta atravessa a barreira de potencial do fotodiodo, e o ruído térmico (Johnson) característico de todos os semicondutores (SUDARSHANAM, 1992). Ruído branco tem a potência distribuída uniformemente no espectro de frequências, enquanto o ruído $1/f$ tem densidade espectral de potência proporcional ao inverso da frequência e o ruído $1/f^2$, ao inverso do quadrado da frequência. Ruídos como *shot* e o térmico, presentes na foto detecção, são ruído brancos, enquanto as junções de semicondutores e *laser* são fontes de ruído $1/f$ (SUDARSHANAM, 1992). A Figura 6 mostra um esquema para o processo de foto detecção com os principais ruídos envolvidos.

Pode-se minimizar o ruído de quantização, inserido no estágio de conversão analógico-digital, pelo ajuste da amplitude do sinal ao fundo de escala do conversor e utilizando-se um número adequado de bits.

Figura 6 - Foto detecção de sinal óptico com principais fontes de ruído envolvidos.



Fonte: (MARÇAL, 2008).

A intensidade do sinal interferométrico captada pelo fotodetector, por fim, é convertida em um sinal de tensão elétrica, $v(t)$. Desconsiderando o ruído eletrônico, o sinal pode ser dado pela expressão (YARIV; YEH, 1984):

$$v(t) = A [1 - V \cos(\phi(t) + \phi_o)] \quad (36)$$

onde: A é um fator dado em *Volts*, e é dependente do ganho do foto detector, da potência do *laser*, das perdas de intensidade óptica do feixe, entre outros fatores; V é a visibilidade do sistema ($0 \leq V \leq 1$), inserida "*ad-hoc*" para levar em conta as não idealidades da formulação e desalinhamentos ópticos.

Essencialmente, objetiva-se na interferometria óptica, adquirir eletronicamente a intensidade óptica do sinal, $I(t)$, em sua forma elétrica proporcional, $v(t)$, e assim, calcular o sinal de fase óptica aplicado ao interferômetro $\Delta\Gamma = \phi(t) + \phi_o$. Para tanto, há a necessidade de uso de técnicas de demodulação de sinais não triviais, pois, a intensidade óptica é uma função não linear da entrada. Além disso, a fase quase estática do interferômetro, ϕ_o , deveria permanecer constante (no caso em estudo $\phi_o = 0$), porém, sofre derivas aleatórias devido a perturbações externas, ocasionando variação da amplitude do sinal detectado (GALETI, 2012). Há, portanto, um grande interesse no desenvolvimento de técnicas de processamento dos sinais interferométricos capazes de medir a fase óptica induzida, $\phi(t)$, e a fase quase estática ajustada, ϕ_o . Assim, no Capítulo 3, propõe-se um novo método de detecção de fase ótica, temporal, capaz de medir a fase óptica induzida, $\phi(t)$, e a fase quase estática, ϕ_o .

3 MÉTODO DE DETECÇÃO DE FASE ÓPTICA

Neste capítulo apresenta-se um método de detecção de fase óptica capaz de medir a fase quase estática, ϕ_o , decorrente de derivas ambientais, bem como medir a fase diretamente proporcional ao campo elétrico aplicado à célula Pockels, $\phi(t)$, denominada fase induzida. Este trabalho é parte das recentes pesquisas desenvolvidas no Laboratório de Optoeletrônica (LOE) cujo princípio baseia-se na análise temporal do sinal interferométrico fotodetectado (sinal de saída) em continuação aos trabalhos da FEIS/UNESP como: método de baixo índice de modulação (CARVALHO; FERREIRA; KITANO, 1999; BARBOSA, 2009) e método de segmentação do sinal amostrado (GALETI, 2012).

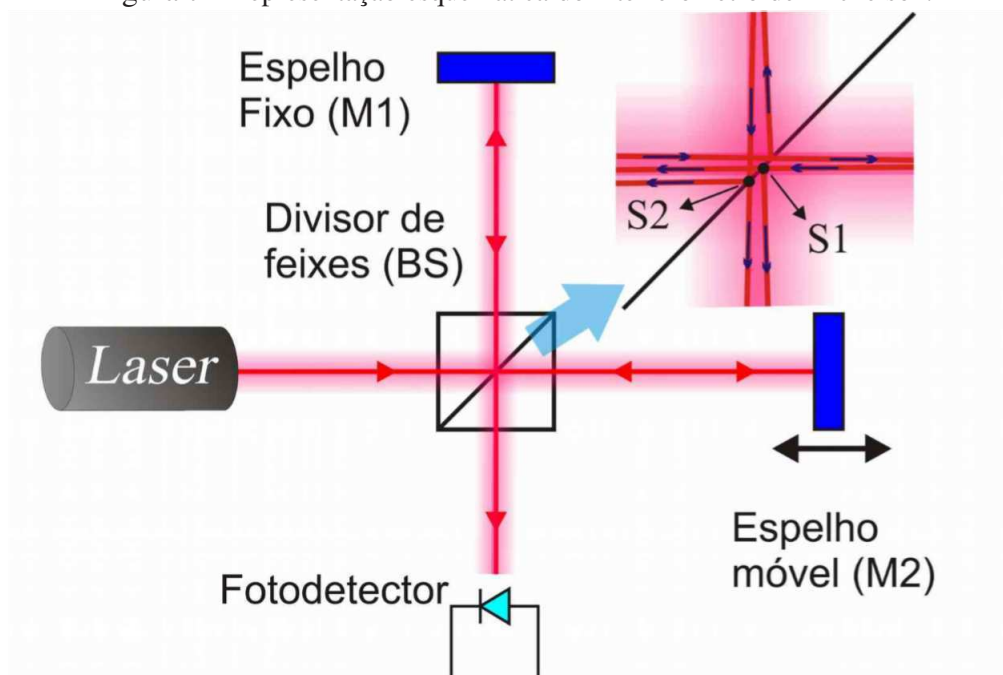
O método tem como principal aplicação a calibração de sensor de tensão polarimétrico, realizada pela medição da tensão de meia onda do cristal de LiNbO_3 , V_π V, para diferentes amplitudes ou diferentes valores de ϕ_o do sinal de entrada. Além disso, o método é aplicado no levantamento da sensibilidade, em rad/V, de V_π à variação de temperatura ambiente sofrida pela célula Pockels.

Vários métodos de detecção de fase óptica foram propostos na literatura. Alguns aplicados ao interferômetro de Michelson, como os descritos nas normas ISO (ISO 16063-11, 1999; ISO 16063-15, 2006; ISO 16063-21, 2003; ISO 16063-41, 2011). O arranjo interferométrico de Michelson, esquematizado na Figura 7, foi proposto por Albert Abraham Michelson no final do século XIX, e é, atualmente, empregado como referência primária na calibração de vibrômetros. O sinal de intensidade óptica de saída do interferômetro de Michelson, I_M , pode ser descrito por:

$$I_M = \frac{I_o}{2} [1 + V \cos(\Delta\Gamma)] \quad (37)$$

sendo I_o a intensidade óptica do *laser*, V a visibilidade de franjas e $\Delta\Gamma$ o desvio de fase entre os braços do interferômetro. Recorde-se que $\Delta\Gamma = \phi(t) + \phi_o$, sendo que ϕ_o pode ser ajustado por uma tensão DC aplicada à célula Pockels.

Figura 7 - Representação esquemática do interferômetro de Michelson.



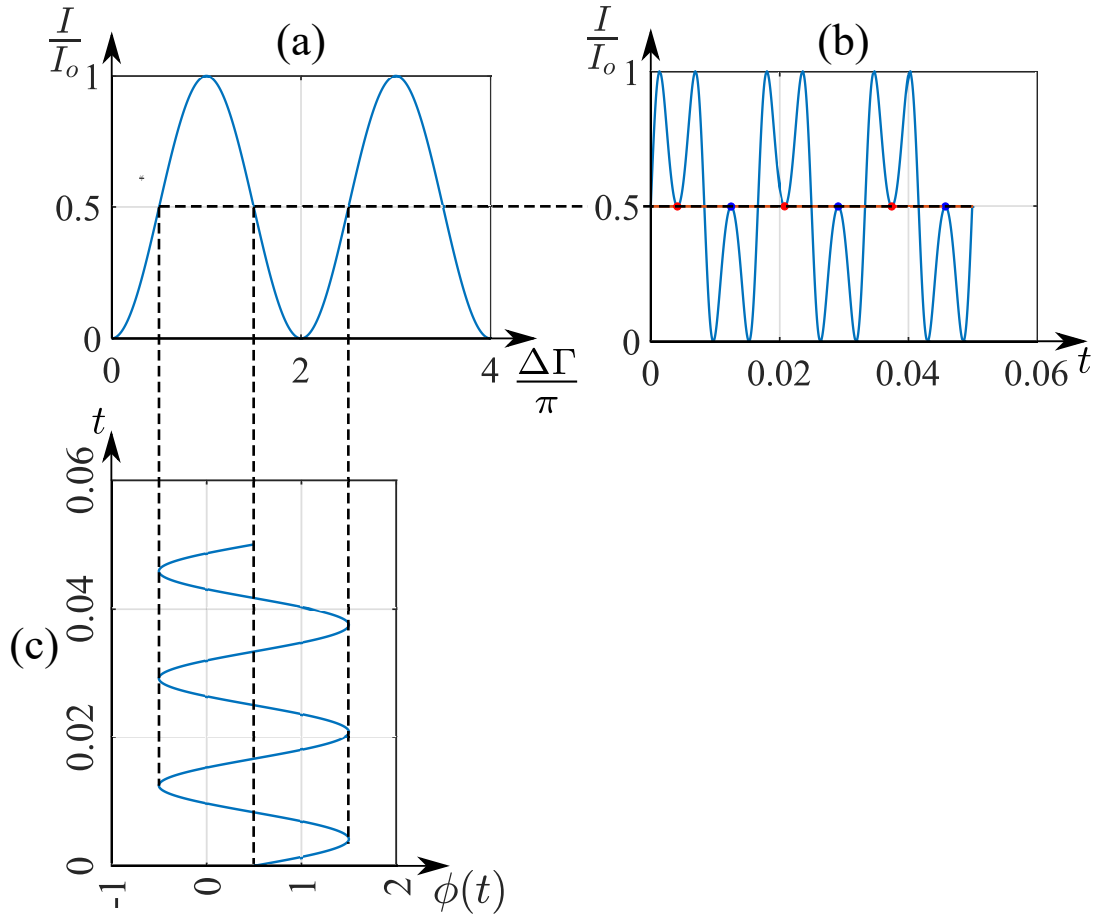
Fonte: (GALETI, 2016).

Dadas as similaridades do equacionamento matemático do interferômetro de Michelson, (37), e do interferômetro polarimétrico, (34), diferenciadas apenas pelo sinal algébrico, um dos procedimentos de calibração descrito na ISO 16063-41 (2011) foi tomado como ponto de partida para a elaboração da proposta deste trabalho: o Método do Sinal Coincidente (SCM - do inglês: *Signal Coincidence Method*).

3.1 Método do Sinal Coincidente (SCM)

O SCM é apresentado na ISO 16063-41 (2011) como uma alternativa de melhor exatidão em relação ao Método de Contagem de Franjas (FCM - do inglês: *Fringe-Counting Method*) (ISO 16063-41, 2011), também descrito por Von MARTENS (2013) como um complemento ao Método de Desaparecimento de Franjas (MPM - do inglês: *Minimum-Point Method*). Originalmente o SCM foi criado para auxiliar no ajuste dos pontos de operação de vibrômetros para então aplicar os métodos de calibração apresentados nas normas ISO, uma vez que o uso deste método é simples por envolver apenas o uso de um osciloscópio e cálculos manuais. Investigações experimentais recentes aplicaram o SCM para frequências entre 1 Hz e 400 kHz obtendo um grau de incertezas de 1% nas medições com uso de osciloscópio (Von MARTENS, 2010), entretanto, quando aplicado utilizando-se sistema de aquisição de dados e conversão digital apresenta incertezas inferiores a 0,5% (Von MARTENS, 2013). Para uma melhor compreensão, faz-se referência a Figura 8, onde a curva interferométrica, dada por (37), é mostrada:

Figura 8 - (a) Curva interferométrica. (b) Sinal interferométrico normalizado de vibrômetros com destaque para os pontos de coincidência. (c) Sinal aplicado ao interferômetro.



Fonte: Elaboração do autor.

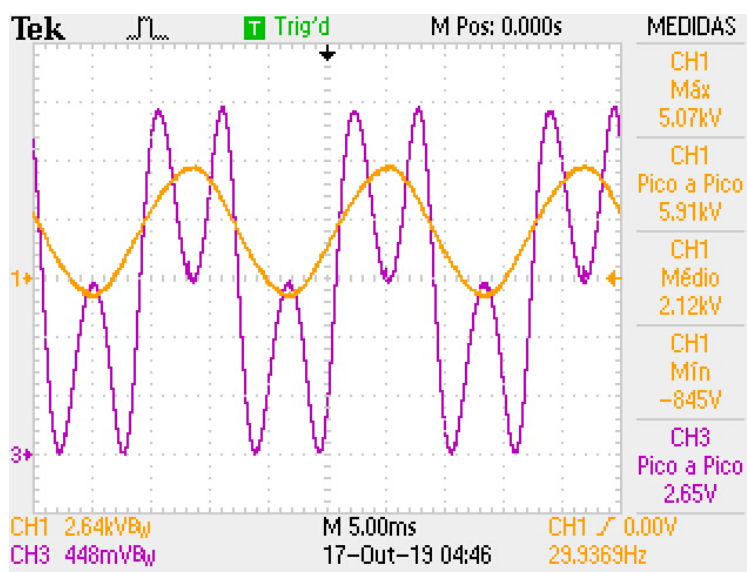
O SCM foi inicialmente proposto como um método de observação de uma figura característica dos sinais interferométricos (37) que, uma vez normalizados e retirados o valor médio, assemelha-se ao da Figura 8 (b), onde observam-se os pontos de coincidência do sinal destacados em vermelho e azul, coincidindo sobre a reta horizontal. Nestes pontos os valores de máximos e mínimos locais alcançam o mesmo nível partindo das posições positiva e negativa, respectivamente.

A partir do equacionamento do interferômetro de Michelson, (37), e do equacionamento do interferômetro polarimétrico, (34), observa-se que ambos apresentam coincidência de sinal quando aplicado um campo elétrico cujo valor de pico é aproximado ao valor da tensão de meia onda do cristal, V_{π} , e quando a fase quase estática, ϕ_o , do sinal interferométrico é de

aproximadamente 90° , i.e. $V_{DC} = V_\pi/2$. Em outras palavras, obtém-se o sinal apresentado na figura 8 pela aplicação de um sinal $V(t)$ ao cristal de forma a induzir um retardo de fase de $\phi(t)$ cujo valor de pico é π radianos ao sinal interferométrico e um nível DC ao cristal equivalente a metade da tensão V_π , de forma que a Figura 8 é também uma representação do sinal interferométrico normalizado de um sensor polarimétrico baseado em célula Pockels.

Inicialmente o SCM proposto na ISO 16063-41 (2011) para calibração de vibrômetros poderia ser aplicado à calibração de células Pockels pela visualização da Figura 9 obtida experimentalmente através de um osciloscópio. A coincidência da reentrância obtida no sinal interferométrico indica que a amplitude de $\phi(t)$ igual a π radianos, e portanto o pico da tensão aplicada $V(t)$ igual a V_π , ainda que com variações de ϕ_o menores que $\pi/4$ radianos é possível aplicar o método com incertezas inferiores a 1%.

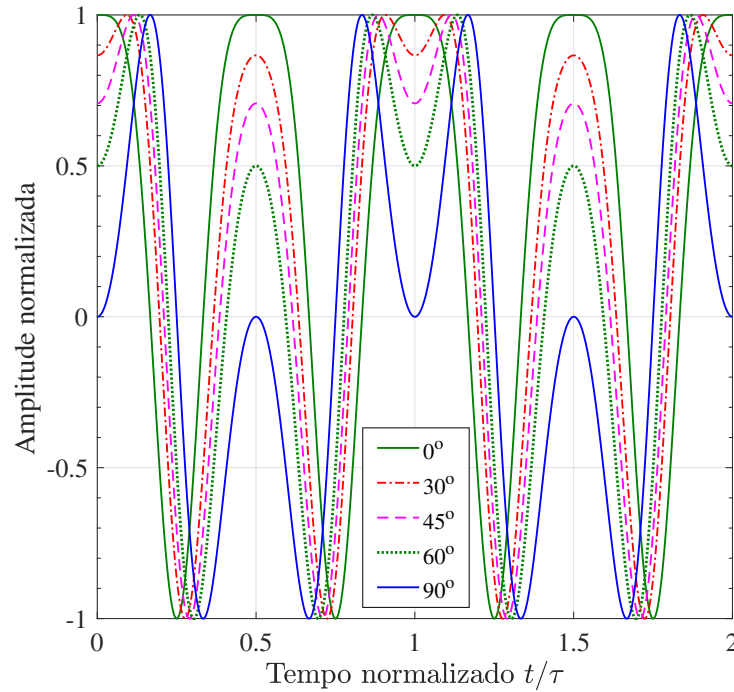
Figura 9 - Resultado da aplicação do SCM ao sensor polarimétrico com aplicação de valores de pico para $V(t)$ igual a V_π e ϕ_o igual a $\pi/2$ radianos.



Fonte: Elaboração do autor.

Posteriormente foi proposta a aplicação digital do SCM com uso de sistema de aquisição e conversão digital dos sinais, de forma a possibilitar a medição tanto de ϕ_o quanto da tensão V_π com grau de incertezas inferior a 0,5% (Von MARTENS, 2013). O valor de ϕ_o do sinal interferométrico pode ser medido conforme a posição onde os pontos coincidem no gráfico do sinal, mantendo-se a amplitude do sinal $\phi(t)$ em π radianos, ou seja, conforme o valor do nível onde há a coincidência do sinal, o que, aplicado ao sensor polarimétrico, pode ser observado na Figura 10.

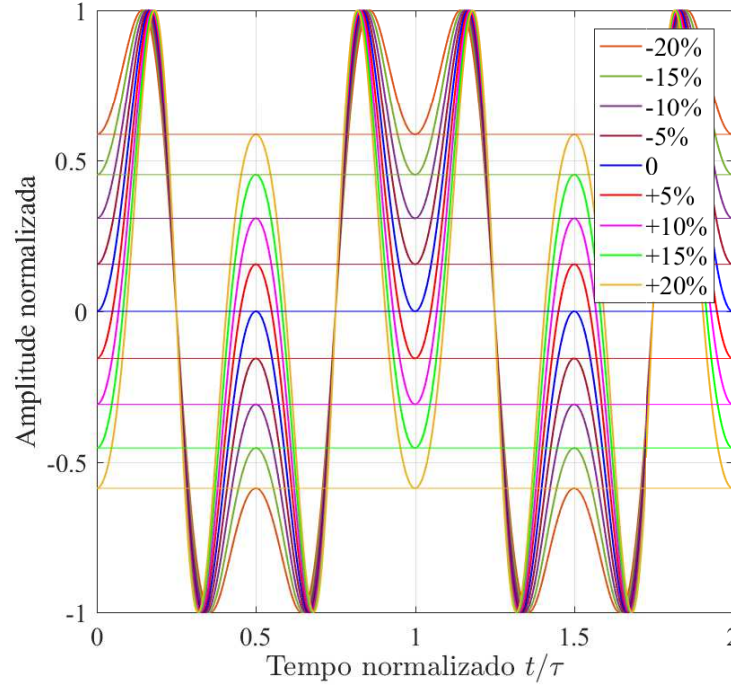
Figura 10 - Sinais simulados de um sensor polarimétrico para valores de pico de $\phi(t)$ iguais a π radianos (coincidência), cinco valores de ϕ_o e dois períodos de aquisição.



Fonte: Elaboração do autor.

O SCM foi normatizado para ser aplicado visualmente na condição da Figura 9 (ISO 16063-41, 2011). No entanto, a versão digital permite medições de ϕ_o e V_π com diferentes amplitudes de $\phi(t)$ (Von MARTENS, 2013). Mesmo com variações positivas, superiores a π radianos, ou negativas, inferiores a π radianos, na amplitude do retardo de fase óptica induzido, $\phi(t)$, o método apresenta grau de incertezas inferiores a 0,5%. Aplicadas ao sensor polarimétrico, as variações na amplitude de $\phi(t)$ são apresentadas na Figura 11, para $\phi_o = \pi/2$ radianos.

Figura 11 - Efeito das variações de amplitude de $\phi(t)$ no gráfico do sinal interferométrico. Sequência de desvios de amplitude normalizada de -20% a $+20\%$ (de cima para baixo no gráfico).



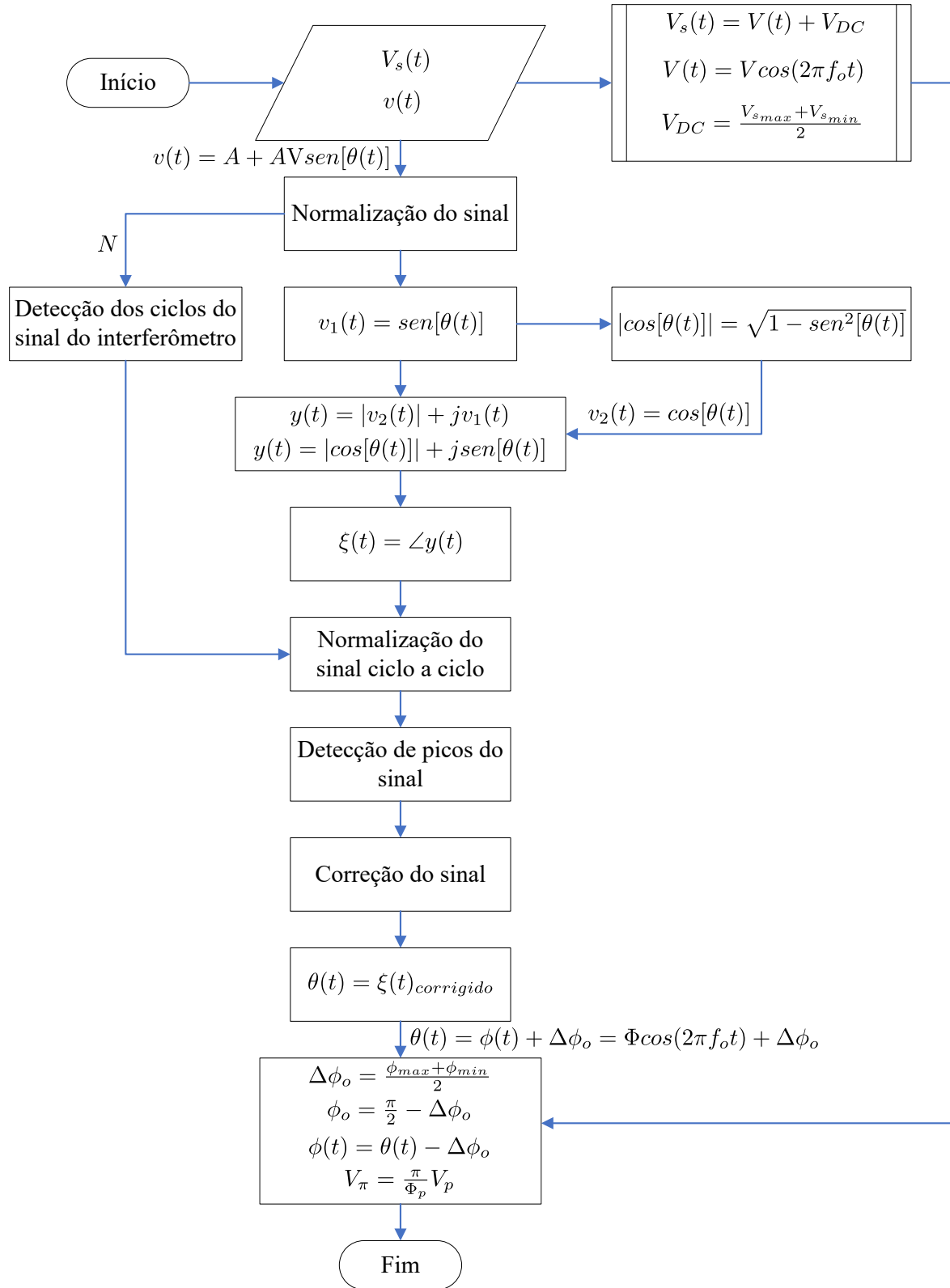
Fonte: Elaboração do autor.

Desta forma observou-se que o SCM é aplicável ao sensor polarimétrico possibilitando, assim, a calibração do sensor, particularmente para medição de altas tensões. Contudo, objetiva-se a obtenção de um método de calibração automático em que os valores de V_π e ϕ_o sejam obtidos de forma direta, como é o método proposto neste trabalho, descrito na próxima seção.

3.2 Método Proposto

O método é baseado na análise da fase angular de um número complexo na forma polar, $|y(t)|\angle y(t)$, resultado da combinação de dois sinais ortogonais obtidos a partir do sinal interferométrico. No texto, $\angle y(t) = \xi(t)$. O fluxograma da Figura 12 apresenta as etapas do método.

Figura 12 - Fluxograma do método de detecção de fase óptica.



Fonte: Elaboração do autor.

Inicialmente é feita a aquisição do sinal aplicado ao cristal de LiNbO_3 , $V_s(t) = V(t) + V_{DC}$, onde $V_s(t)$ é proporcional a $\Delta\Gamma(t)$, e do sinal interferométrico $v(t)$ dado na equação (36). Sendo $\Delta\Gamma(t) = \phi(t) + \phi_o$, portanto, $V(t)$ é proporcional a $\phi(t)$ e V_{DC} é proporcional a ϕ_o e $v(t) = A[1 - V \cos(\phi(t) + \phi_o)]$. Considerando como condição inicial $\phi_o = \pi/2$ radianos, inserido como um nível DC aplicado ao sinal de alimentação do cristal (*Offset* DC), reescreve-se o sinal fotodetectado como:

$$v(t) = A + AV \sin(\phi(t)) . \quad (38)$$

Como afirmado no Capítulo 2 o sinal de saída na configuração da Figura 5 é menos suscetível a variações da temperatura ambiente, embora não totalmente. Pequenas derivas ambientais ainda geram perturbações no sinal de saída, além de ruídos nos sinais aplicados, precisão dos instrumentos e equipamentos geradores de sinais, derivas da tensão da rede de elétrica, entre outros. Assim, supondo-se uma variação do sinal em torno do $\phi_o = \pi/2$ pode-se substituir $\phi(t)$ em (38) por $\theta(t) = \phi(t) + \Delta\phi_o$ sendo que $\Delta\phi_o$ está associado à perturbações externas espúrias. As variações sofridas pelo sinal $\phi(t)$ são medidas pelos instrumentos de aquisição, e portanto, são consideradas nos cálculos e medições do método. Assim, reescreve-se (38) como:

$$v(t) = A + AV \sin(\theta(t)) . \quad (39)$$

Entretanto o sinal descrito por (39) apresenta as componentes A e V , tensão de *offset* A e visibilidade, respectivamente. O fator A , dado em *Volts*, é uma componente do sinal fotodetectado resultante do ganho do foto detector, da potência do *laser*, das perdas de intensidade óptica do feixe, entre outros fatores. A visibilidade, V , é um número entre 0 e 1, idealmente 1, que representa as não idealidades do cristal, desalinhamentos ópticos, etc. Assim, é necessário que estas componentes sejam removidas do sinal dado em (39). Para tanto, é necessária a normalização do sinal. Entende-se por sinal normalizado o sinal dado por:

$$v_1(t) = \frac{v(t) - A}{AV} , \quad (40)$$

onde:

$$AV = 0,5 (v_{max} - v_{min}) , \quad (41)$$

e:

$$A = 0,5 (v_{max} + v_{min}) . \quad (42)$$

Obviamente, pela aplicação do sinal interferométrico (39) em eqrefeq:3-2, obtém-se o sinal normalizado:

$$v_1(t) = \text{sen}(\theta(t)) , \quad (43)$$

cujos máximo e mínimos são ± 1 para uma excursão de $\theta(t) > \pm \pi$.

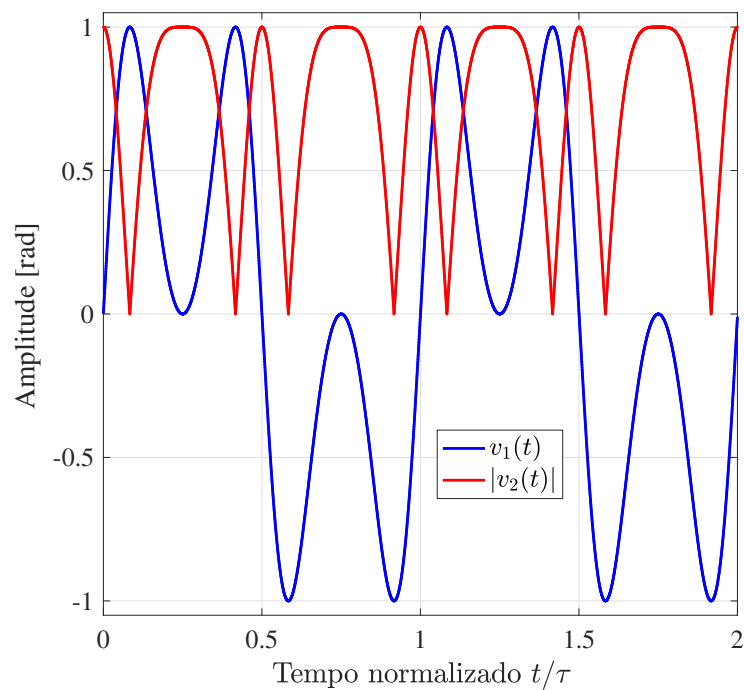
A remoção destas componentes é possibilitada pela operação do sensor polarimétrico em regime multi franjas (PEREIRA et al., 2018). Nesta condição $v_1(t)$ apresenta muitos ciclos por período de $V(t)$ todos apresentando os mesmos valores de pico a pico.

A partir de $v_1(t)$ obtém-se o sinal $|v_2(t)|$ aplicando-se:

$$\begin{aligned} |v_2(t)| &= \sqrt{1 - v_1(t)^2} = \\ &= |\cos[\theta(t)]| = \sqrt{1 - \text{sen}^2[\theta(t)]} . \end{aligned} \quad (44)$$

de forma que $v_2(t) = \cos\theta(t)$ é o sinal que se deseja obter, com o auxílio do método aqui proposto. Dos sinais $v_1(t)$ e $v_2(t)$ é possível obter um sinal complexo $y_1(t) = v_2(t) + jv_1(t)$ que quando representado na forma polar apresenta módulo $|y_1(t)| = 1$ e fase angular $\angle y_1(t) = \theta(t)$, i.e., a fase angular do número complexo $y_1(t)$ é o sinal de interesse obtido pelo método de detecção de fase óptica. Entretanto, o sinal $v_2(t)$ não está disponível e o sinal possível de se obter matematicamente é $|v_2(t)|$, a partir do qual se obtém o número complexo $y(t) = |v_2(t)| + jv_1(t)$. Os sinais $v_1(t)$ e $|v_2(t)|$, obtidos à partir dos sinais interferométricos simulados, são representados na Figura 13.

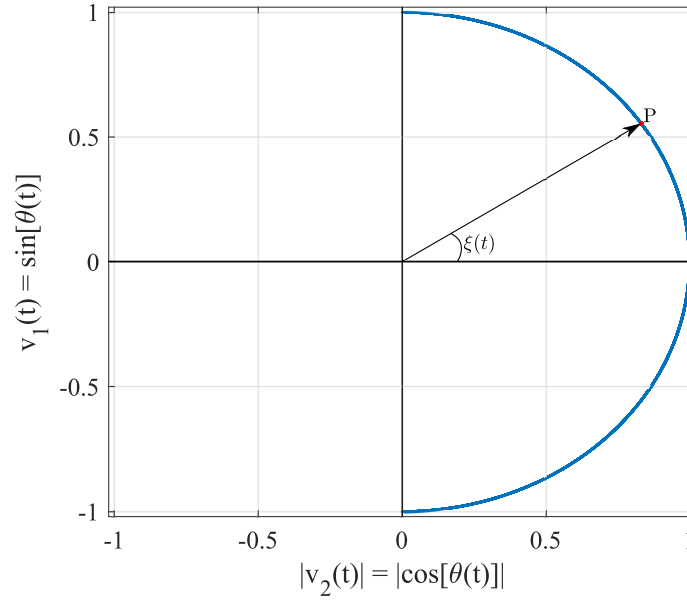
Figura 13 - Representação dos sinais $v_1(t)$ e $|v_2(t)|$ com aplicação de $\phi(t)$ senoidal com valor de pico igual a π rad e $\phi_o = \pi/2$ rad.



Fonte: Elaboração do autor.

O sinal $y(t)$, também com módulo unitário, pode ser observado no gráfico da Figura 14, cujo ângulo $\xi(t)$ apresenta-se somente no semiplano positivo do eixo de $|v_2(t)|$.

Figura 14 - Plano x-y obtido dos sinais $v_1(t)$ e $|v_2(t)|$ representando a fase polar do sinal $y(t)$.



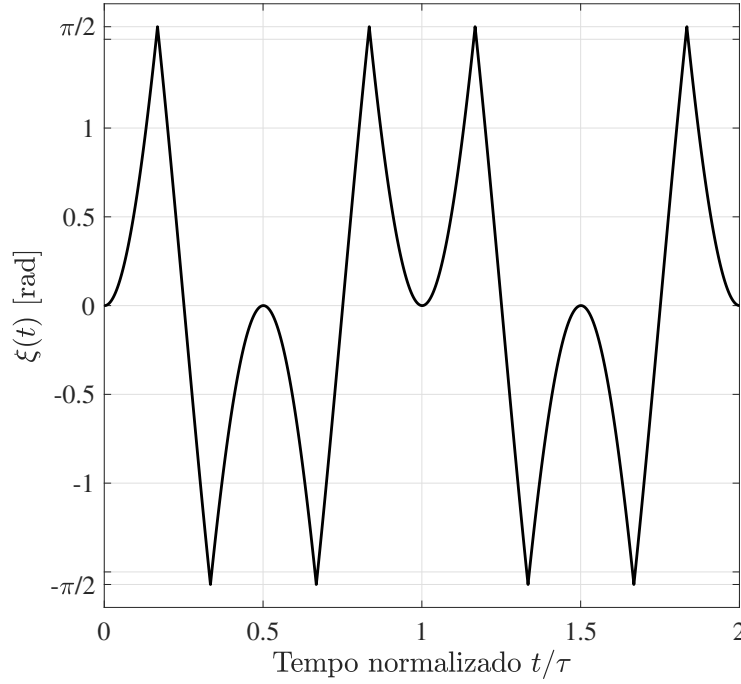
Fonte: Elaboração do autor.

A fase angular do sinal $y(t)$, isto é, $\xi(t)$, ao longo do tempo, pode ser observada no gráfico da Figura 15 onde o sinal apresentado é tal que $-\pi/2 \leq \xi(t) \leq \pi/2$, devido à utilização do sinal $|v_2(t)|$, ou seja, $0 \leq |v_2(t)| \leq 1$ que é o módulo do cosseno obtido pela aplicação da identidade trigonométrica (44) ao sinal $v_1(t)$, $-1 \leq v_1(t) \leq 1$. Matematicamente, o ângulo de $y(t)$ é calculado como:

$$\xi(t) = \operatorname{tg}^{-1} \frac{\operatorname{sen} \theta(t)}{|\cos \theta(t)|} = \operatorname{tg}^{-1} \frac{\operatorname{sen} \theta(t)}{\sqrt{1 - \operatorname{sen}^2 \theta(t)}}, \quad (45)$$

para $\theta(t) = \pi \operatorname{sen} \omega t + 90^\circ$, $\omega = 2\pi/\tau$.

Figura 15 - Representação do sinal $\xi(t)$ para $y(t) = |v_2(t)| + jv_1(t)$.



Fonte: Elaboração do autor.

Devido a utilização do módulo do cosseno para obtenção do sinal $\xi(t)$, é necessário que este passe por uma correção para que seja uma representação do sinal aplicado ao interferômetro $V_s(t)$. Para tanto, é necessário que o sinal passe por três etapas antes da correção do sinal:

- Detecção dos ciclos do sinal $v_1(t)$;
- Normalização do sinal $\xi(t)$ ciclo a ciclo;
- Detecção de picos do sinal normalizado $\xi(t)$.

3.2.1 Detecção dos ciclos do sinal

Aplicada ao sinal $v_1(t)$, a detecção dos ciclos, vista como uma etapa paralela no fluxograma da Figura 12, é utilizada para selecionar amostras que representem um ou mais ciclos completos do sinal de entrada, além de garantir que os ciclos do sinal a ser processado iniciem em um ponto de cruzamento por zero e não em um ponto da reentrância do sinal interferométrico. Esta etapa tem como informações de saída a posição no tempo do ponto inicial, x_o , de contagem dos ciclos e o número total de ciclos do sinal K , que é obtido da relação entre a frequência de amostragem do sinal de entrada e o número total de pontos amostrados a partir do ponto x_o .

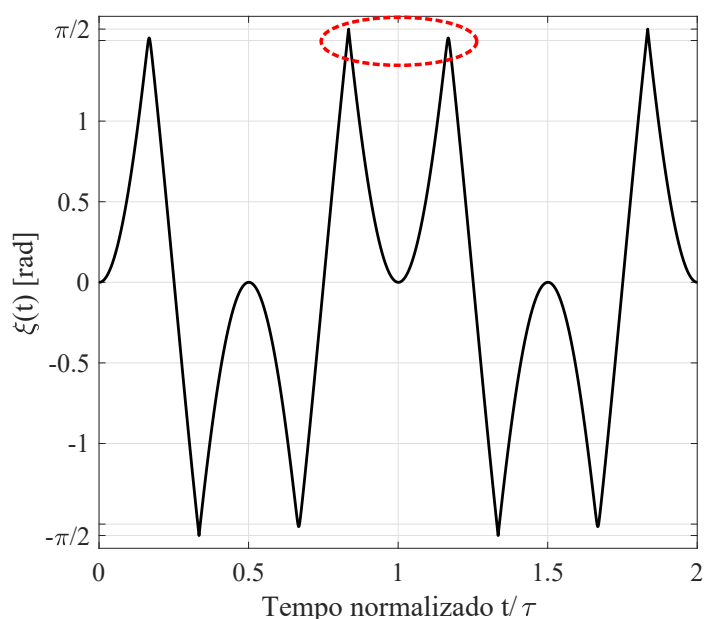
A relação entre a frequência de amostragem, f_s , e a frequência do sinal de entrada, f_o , determina o número de pontos amostrados por ciclo do sinal de entrada, $f_s/f_o = N$. Para um perfeito funcionamento do algoritmo é importante que a quantidade de pontos totais amostrados do sinal de entrada seja $\geq 2 \times N$. Assim, mesmo com uma eliminação de pontos espúrios do início ou fim do vetor do sinal, inferior a N pontos, o sinal apresentará pelo menos um ciclo completo necessário para efetuar os cálculos e as medições das grandezas investigadas. Por outro lado, quanto maior o número de pontos em $v(t)$ amostrado, melhor a exatidão dos cálculos efetuados devido à quantidade de ciclos completos no sinal processado. Na implementação deste trabalho os sinais foram adquiridos em 10000 amostras e posteriormente processadas, no entanto é possível o processamento simultâneo de sinais armazenados que representem um ciclo completo de forma que uma próxima amostra descarta a primeira permitindo o processamento em tempo real.

Uma vez identificado o ponto inicial x_o , e cada ciclo correspondente do sinal de entrada, esta informação é utilizada na etapa de normalização do sinal $\xi(t)$ ciclo a ciclo.

3.2.2 Normalização do sinal ciclo a ciclo

Nesta etapa o sinal $\xi(t)$ é normalizado a cada $N/2$ pontos do sinal. Esta etapa é aplicada com o objetivo de corrigir (ou minimizar) as imperfeições na amplitude do sinal devido as limitações de banda de frequência e uso do módulo do cosseno no cálculo da fase angular do número complexo. A Figura 16 destaca a imperfeição do sinal devido o uso do módulo do cosseno. O valor de um dos picos dentro da região tracejada é maior que do outro.

Figura 16 - Sinal $\xi(t)$ com destaque para a imperfeição na amplitude do sinal.



Fonte: Elaboração do autor.

Em um sinal sem ruídos estas imperfeições não estão presentes, uma vez que o sinal $v_1(t)$ terá máximo e mínimos em ± 1 , e consequentemente $v_2(t)$ terá máximo em 1 e mínimos em 0. Entretanto, na prática, devido a ruídos, amplitude do sinal após os filtros digitais, desalinhamentos ópticos do interferômetro e erros de digitalização do sinal, o sinal $v_1(t)$ poderá apresentar máximos e mínimos $\approx \pm 1$, ou seja, $\pm 0,99998$ por exemplo, o que afetará o cálculo de $|v_2(t)|$, e assim, o sinal $\xi(t)$ apresentará imperfeições como destacadas na Figura 16.

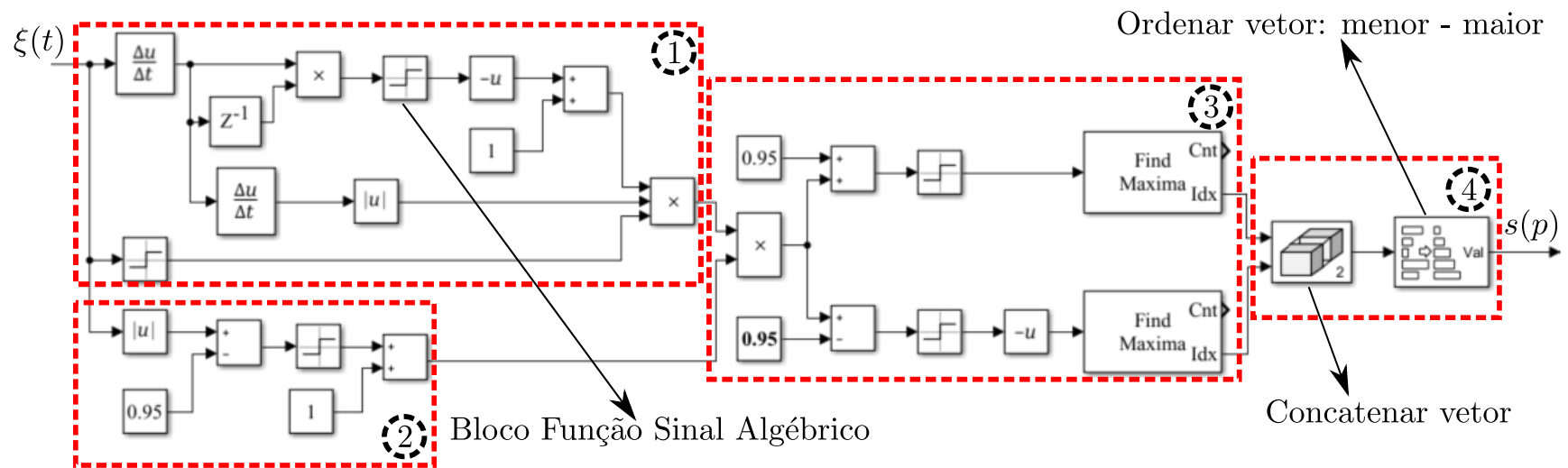
A normalização faz com que o sinal seja tal que $-1 \leq \xi(t) \leq 1$. Entretanto, para que o sinal corrigido seja o sinal $\theta(t)$, é necessário que ao término desta etapa o sinal seja multiplicado por um fator $\pi/2$, corrigindo os valores do sinal para $-\pi/2 \leq \xi(t) \leq \pi/2$.

Uma vez normalizado o sinal, a próxima etapa é a detecção dos picos do sinal, mais claramente, a posição no tempo para os picos do sinal, a fim de possibilitar a correção e obtenção do sinal $\theta(t)$.

3.2.3 Detecção de picos do sinal

A detecção de picos do sinal $\xi(t)$ normalizado ciclo a ciclo, cujo algoritmo é apresentado na Figura 17, visa detectar a posição no tempo dos picos positivos e negativos do sinal. Esta informação é importante para a correta aplicação do algoritmo de correção do sinal. Este processo ocorre em 4 etapas, identificadas na Figura 17 através dos retângulos de marcação.

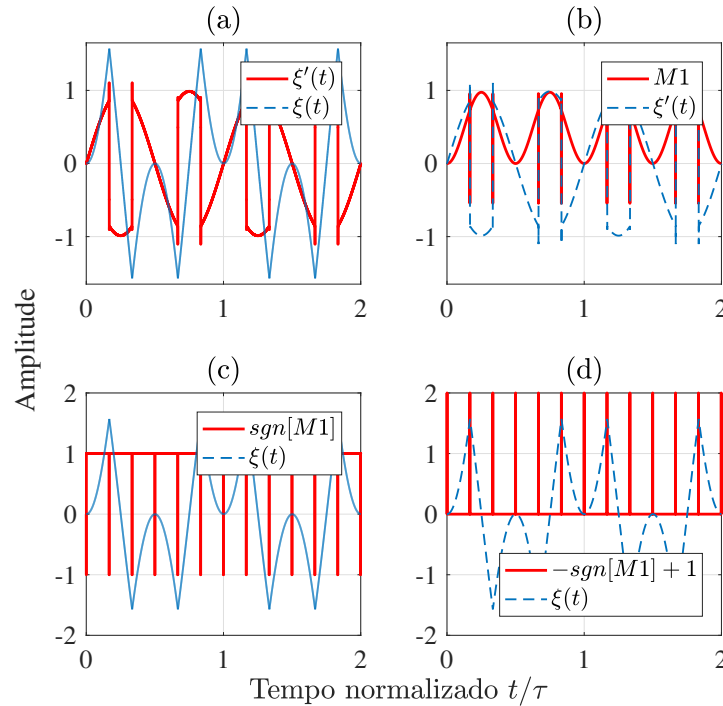
Figura 17 - Diagrama de blocos do algoritmo de detecção de picos do sinal $\xi(t)$ normalizado.



Fonte: Elaboração do autor.

Na primeira etapa, identificada pelo retângulo 1, obtém-se a derivada primeira do sinal $\xi(t)$, i.e. $\xi'(t)$, onde $\xi'(t) > 0$ para $\xi(t)$ crescente e $\xi'(t) < 0$ para $\xi(t)$ decrescente. O sinal $\xi'(t)$ é representado na Figura 18 (a). Em seguida, o sinal $\xi'(t)$ é atrasado de um período de amostragem, $d\tau = 1/f_s$, no domínio do tempo, obtendo-se o sinal $\xi'(t + d\tau)$. Então, a multiplicação $M1 = \xi'(t) \times \xi'(t - d\tau)$ é realizada. O sinal $M1$ é predominantemente positivo, no entanto, quando $\xi'(t)$ cruza o valor zero, $M1$ apresenta valor negativo. O sinal $M1$ está representado na Figura 18 (b). Investiga-se, então, o sinal algébrico de $M1$, aplicando-se a função sinal algébrico $\text{sgn}[M1]$ representada na Figura 18 (c), onde observa-se que os pontos negativos de $M1$, são destacados no gráfico, o que inclui os pontos centrais das reentrâncias do sinal, dificilmente observáveis no gráfico 18 (c). Assim, manipula-se o vetor do sinal algébrico de $M1$ aplicando-se $\text{sgn}[M1] \times (-1) + 1$ de forma que para todo ponto onde $M1 = -1$, $\text{sgn}[M1] \times (-1) + 1 = 2$ e todo ponto onde $M1 = 1$, $\text{sgn}[M1] \times (-1) + 1 = 0$, resultado este representado na Figura 18 (d).

Figura 18 - Sinais representativos da manipulação algébrica da derivada primeira de $\xi(t)$. (a) Cálculo de $\xi'(t)$. (b) Cálculo de $M1 = \xi'(t)\xi'(t - d\tau)$. (c) Cálculo de $\text{sgn}[M1]$. (d) Cálculo de $-\text{sgn}[M1] + 1$.

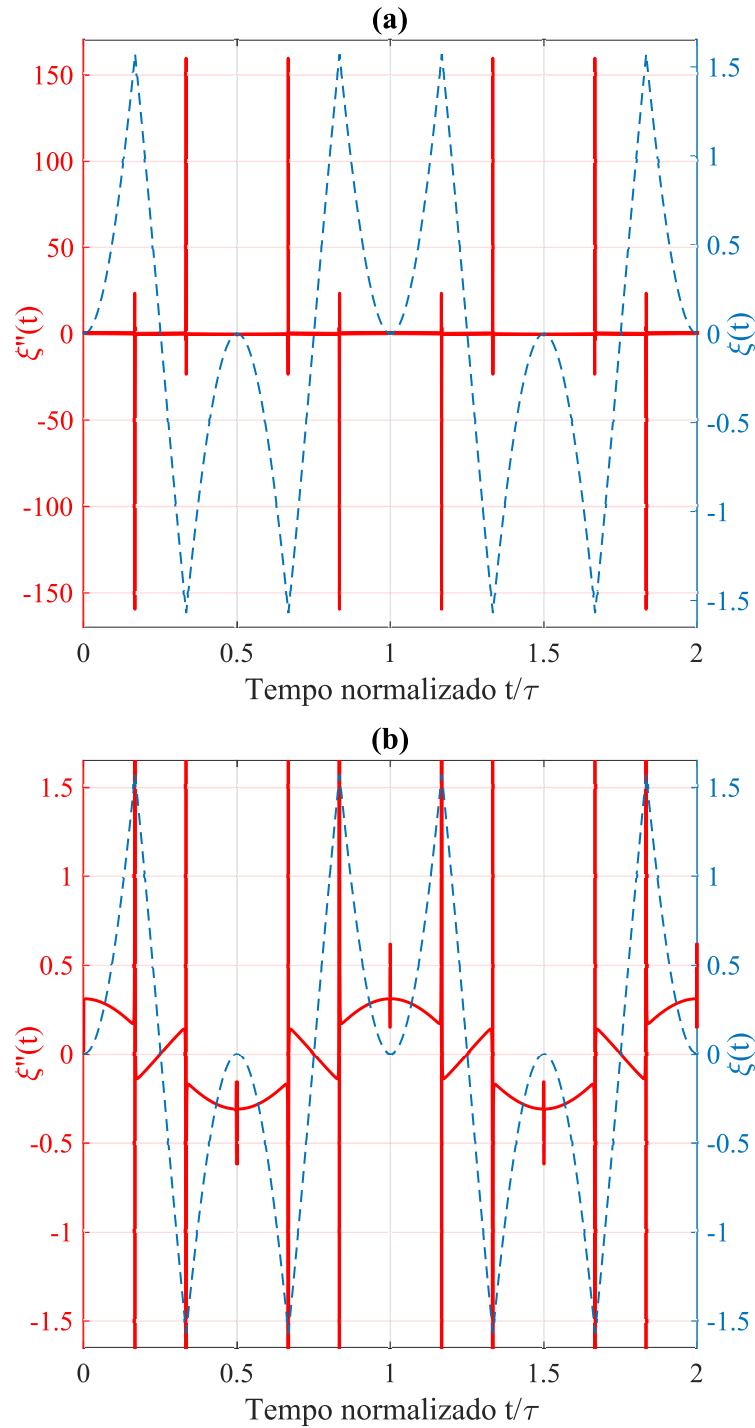


Fonte: Elaboração do autor.

Paralelo a isso, ainda na primeira etapa, obtém-se a derivada segunda do sinal $\xi(t)$, i.e. $\xi''(t)$. A derivada primeira de $\xi(t)$, $\xi'(t)$, é igual a 0 para os pontos $\xi(t)_{mximo}$ e $\xi(t)_{mnimo}$, o que ocorre nos picos do sinal $\xi(t)$ (máximos e mínimos absolutos), e nos pontos centrais das reentrâncias do sinal (máximos e mínimos locais). Assim, quando calculada a derivada segunda

$\xi''(t)$, nos pontos máximos absolutos do sinal $\xi(t)$, $\xi''(t) \ll 0$; nos pontos mínimos absolutos do sinal $\xi(t)$, $\xi''(t) \gg 0$, o que é apresentado na Figura 19 (a). Entretanto, nos pontos centrais das reentrâncias $\xi''(t) \neq 0$, o que é apresentado na Figura 19 (b).

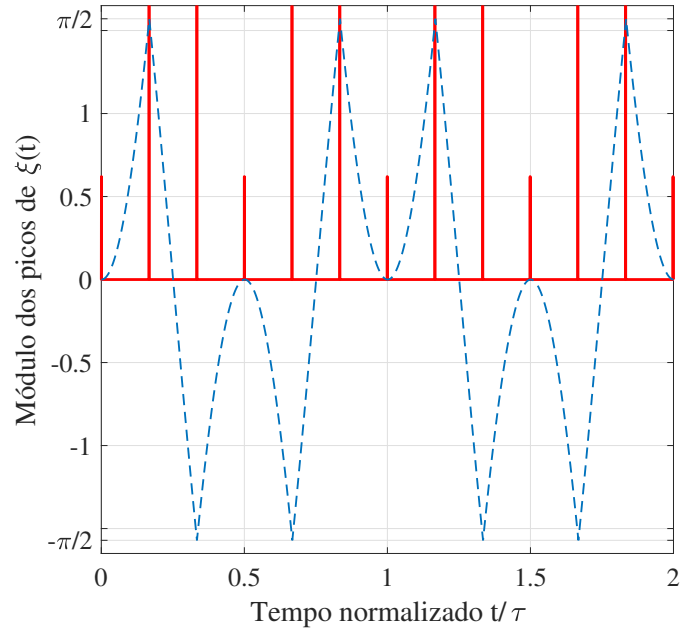
Figura 19 - Representações do sinal $\xi''(t)$, derivada segunda de $\xi(t)$. (a) Valores de $\xi''(t)$ nos máximos e mínimos absolutos, (b) Cálculo de $\xi''(t)$ nos demais instantes.



Fonte: Elaboração do autor.

Em seguida, multiplicando-se o módulo da derivada segunda $|\xi''(t)|$ pelo sinal $-sgn[M1] + 1$, tem-se o sinal apresentado na Figura 20.

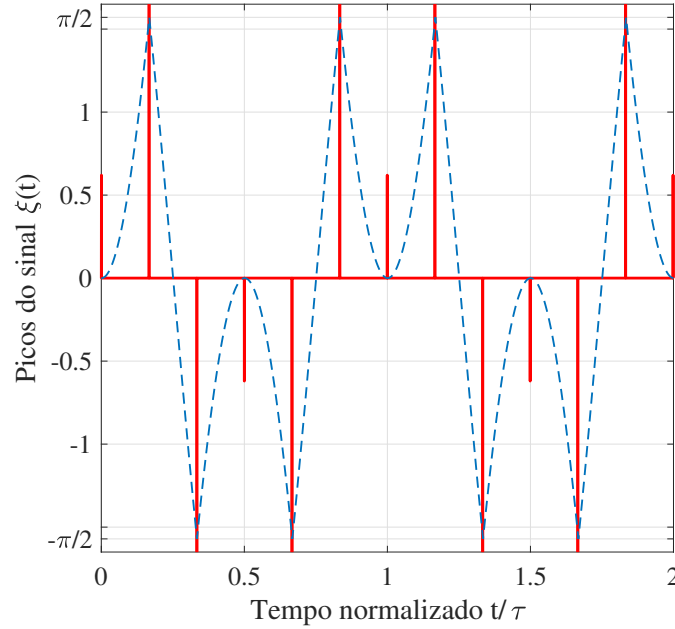
Figura 20 - Representação do módulo dos picos do sinal $\xi(t)$ obtidos pela multiplicação $|\xi''(t)| \times (-sgn[M1] + 1)$.



Fonte: Elaboração do autor.

Por fim, investiga-se o sinal algébrico do sinal $\xi(t)$, i.e., $sgn[\xi(t)]$. O resultado é multiplicado pelo sinal $|\xi''(t)| \times (-sgn[M1] + 1)$. Assim, os picos do sinal $\xi(t)$, terão os valores positivos e negativos bem definidos, o que é representado na Figura 21.

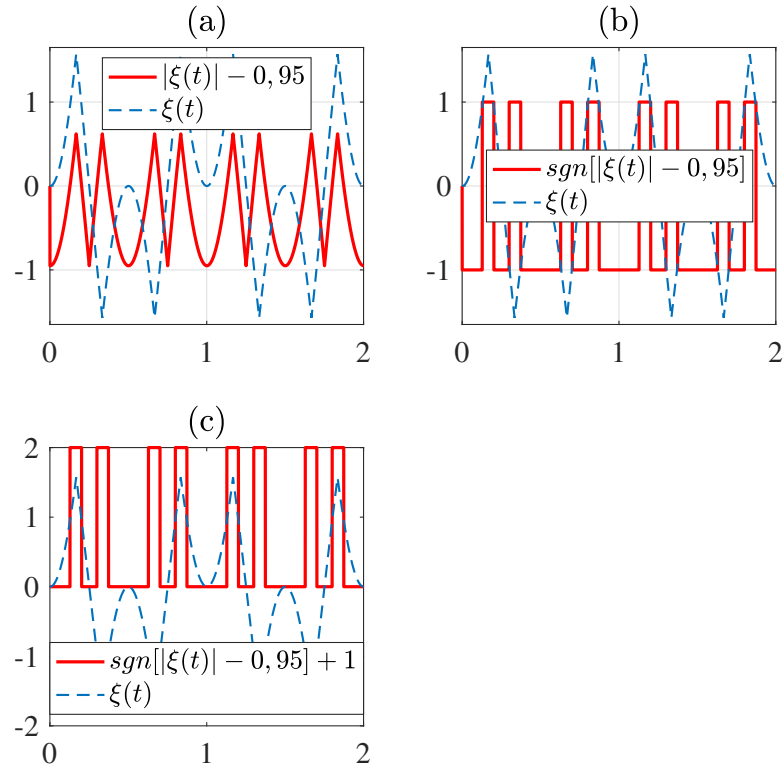
Figura 21 - Representação dos picos positivos e negativos do sinal $\xi(t)$ obtidos por: $\text{sgn}[\xi(t)] \times |\xi''(t)| \times (-\text{sgn}[M1] + 1)$.



Fonte: Elaboração do autor.

A segunda etapa, identificada pelo retângulo 2 na Figura 17, é aplicada ao sinal $\xi(t)$. Inicialmente obtém-se o módulo do sinal $\xi(t)$ de forma que todos os seus ficarão positivos. A seguir, é subtraído um limiar, que no caso discutido, usou-se um valor de 0,95. Este resultado, $|\xi(t)| - 0,95$, é apresentado na Figura 22 (a). Identificam-se os sinais algébricos de $|\xi(t)| - 0,95$ pela aplicação da função sinal algébrico, $\text{sgn}[|\xi(t)| - 0,95]$, apresentado na Figura 22 (b). Observa-se que a região onde o sinal $\xi(t)$ é positivo, após a subtração do limiar, fica reduzida a -1 , sendo a maior parte do resultado negativa. Por fim, ao somar-se 1 a função sinal algébrico, o sinal resultante será igual a 2 para todo valor positivo do sinal $|\xi(t)| - 0,95$, e igual a 0 em caso contrário. O sinal resultante desta etapa é observado na Figura 22 (c).

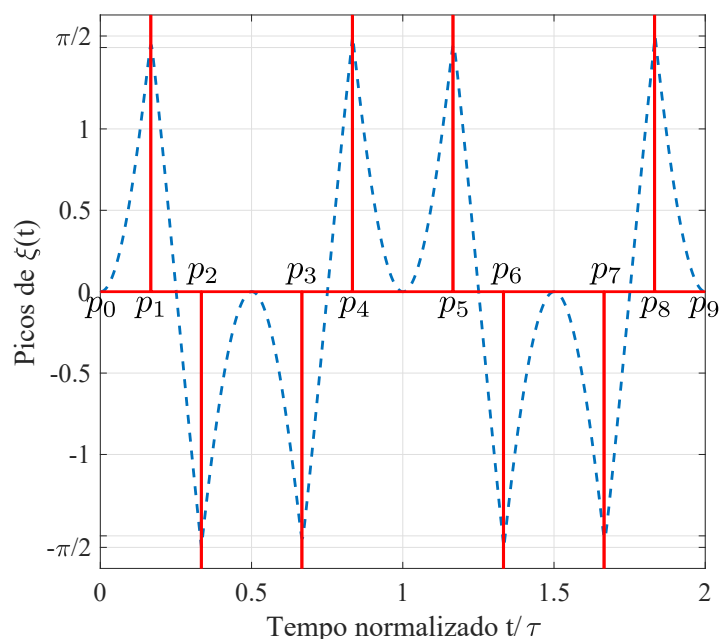
Figura 22 - Representações da manipulação do sinal $\xi(t)$ na detecção de picos, etapa 2. (a) Cálculo de $|\xi(t)| - 0,95$. (b) Cálculo de $\text{sgn}[|\xi(t)| - 0,95]$. (c) Cálculo de $\text{sgn}[|\xi(t)| - 0,95] + 1$.



Fonte: Elaboração do autor.

Uma vez obtido o sinal apresentado na Figura 22 (c), multiplica-se este sinal pelo sinal apresentado na Figura 21. Assim eliminam-se os picos detectados do sinal $\xi(t)$ para os pontos centrais das cavidades. Na Figura 23 representa-se o sinal obtido. Este é o início da terceira etapa, identificada pelo retângulo de marcação 3 na Figura 17.

Figura 23 - Picos identificados do sinal $\xi(t)$, eliminados os picos das reentrâncias.

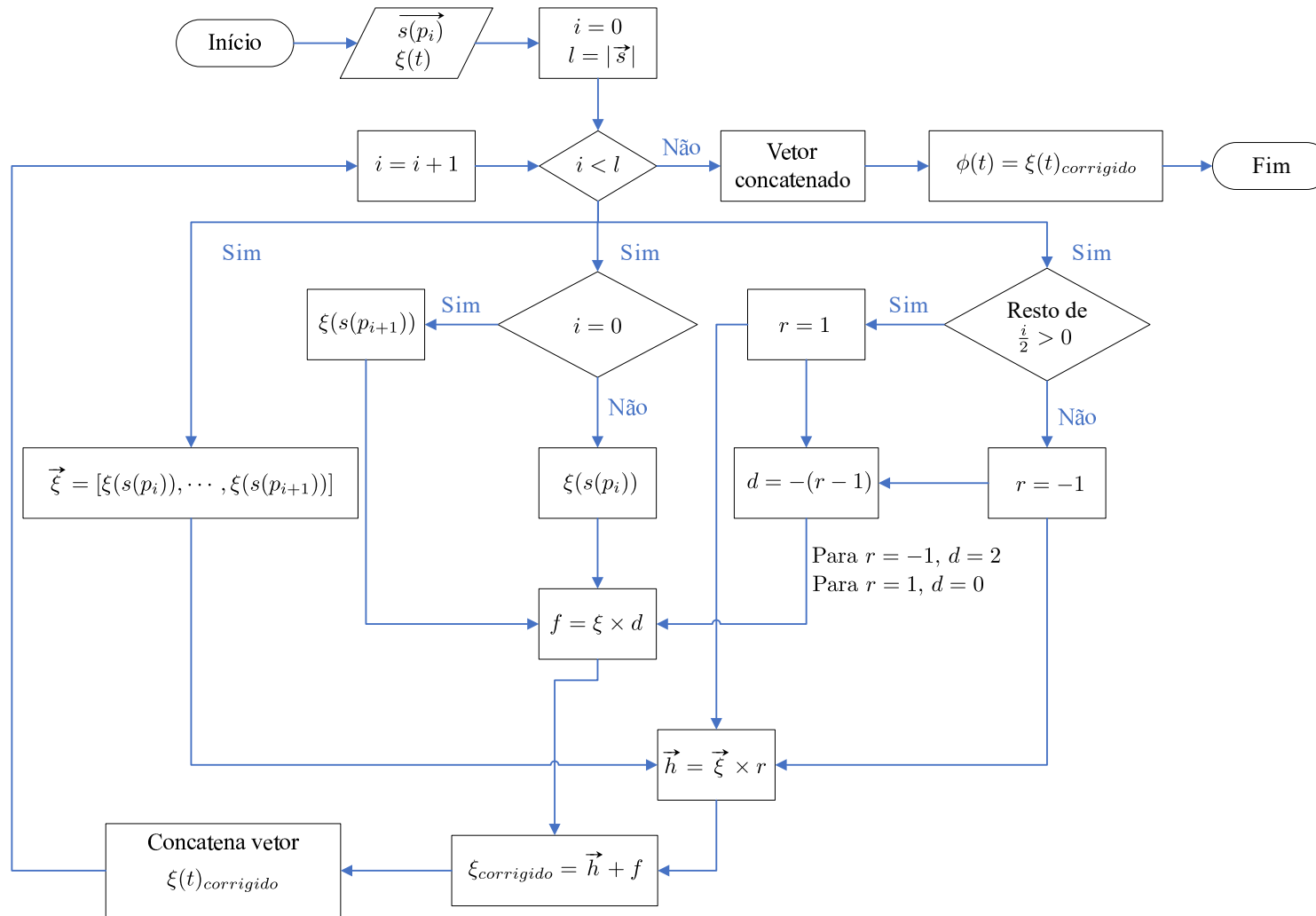


Fonte: Elaboração do autor.

Na etapa três, os índices (posição) dos picos são identificados por algoritmos de detecção de picos disponíveis na linguagem computacional utilizada, sendo que na parte superior da etapa três, são identificados os picos positivos do sinal (p_0, p_1, p_4, p_5, p_8 e p_9), e na parte inferior, são identificados os picos negativos do sinal (p_2, p_3, p_6, p_7). Na etapa quatro os vetores obtidos na etapa três são concatenados, no entanto, nesta concatenação retorna o seguinte vetor: (p_0, p_1, p_4, p_5, p_8 e p_9, p_2, p_3, p_6, p_7). Portanto, é necessário que o vetor seja ordenado crescentemente, e assim obtém-se o vetor $\vec{s}$ que armazena os índices (posições) dos picos do sinal $\xi(t)$, logo $\vec{s} = [0, p_1, p_2, \dots, p_{l-1}]$, onde $l = |\vec{s}|$. Uma vez identificadas as posições dos picos positivos e negativos do sinal $\xi(t)$ aplica-se o algoritmo de correção do sinal.

3.2.4 Correção do sinal

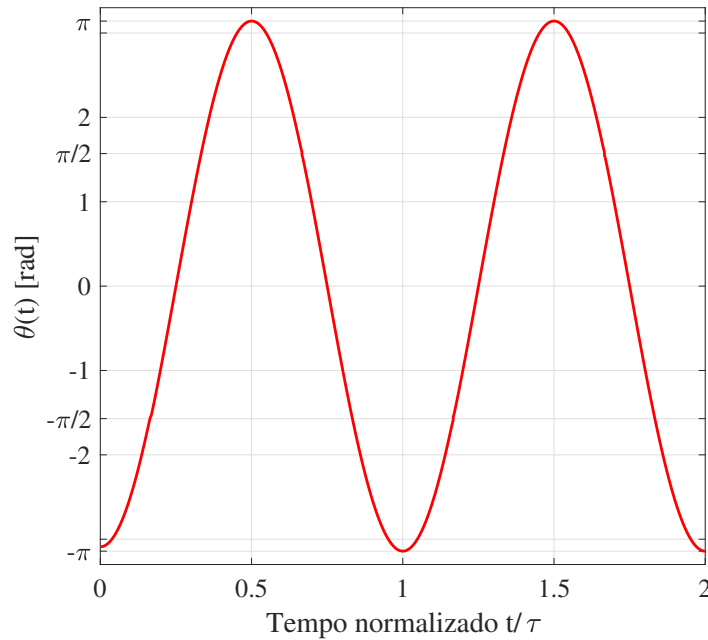
O sinal $\xi(t)$ é, então, avaliado e confrontado com o vetor $\vec{s}$ quanto à posição dos picos do sinal, de forma a identificar os pontos onde o sinal deverá sofrer a correção. Necessariamente, é preciso que todo valor presente na reentrância do sinal de fase angular, $\xi(t)$, obtido do sinal complexo $y(t)$, sofra correção. Isso porque esses valores estão invertidos quanto à amplitude e divergentes de $\pm\pi$ radianos de seus valores reais. Assim, observando-se a Figura 23, identifica-se que entre os pontos p_0 e p_1 ; $p_2, p_3 < 0$; $p_4, p_5 > 0$; $p_6, p_7 < 0$; p_8 e p_9 , é necessária a correção do sinal. Assim, aplica-se o algoritmo de correção, o qual é representado pelo fluxograma da Figura 24.

Figura 24 - Diagrama de blocos do algoritmo de correção do sinal $\xi(t)$.

O algoritmo apresentado detecta o ponto inicial da reentrância de forma que, se $\xi(t) = \pi/2$, multiplica-se $\xi(t)$, a partir deste ponto até o ponto final da reentrância, por -1 e adiciona-se π radianos ao resultado. Se $\xi(t) = -\pi/2$, multiplica-se $\xi(t)$, a partir deste ponto até o ponto final da reentrância, por -1 e adiciona-se $-\pi$ radianos ao resultado. Para o sinal entre os pontos p_0 e p_1 utiliza-se o valor de $\xi(t)$ em p_1 , e procede-se como nos demais pontos.

Uma vez obtido o sinal corrigido pelo algoritmo, $\xi(t)_{\text{corrigido}}$, apresentado na Figura 24, este será uma representação do sinal aplicado ao interferômetro $\xi(t)_{\text{corrigido}} = \theta(t)$ que é proporcional a $V_s(t)$. O sinal $\theta(t)$ é apresentado na Figura 25.

Figura 25 - Sinal $\theta(t)$ obtido pelo método de detecção de fase óptica aplicado ao sinal interferométrico simulado.



Fonte: Elaboração do autor.

Ao sinal $\theta(t)$ apresentado na Figura 25 aplicam-se as equações indicadas na etapa final da Figura 12, e descritas abaixo. Possibilitando o cálculo da tensão de meia onda, V_π , i.e., permitindo a calibração com a média de todos os pontos amostrados:

$$\Delta\phi_o = \frac{\theta_{max} + \theta_{min}}{2}, \quad (46)$$

$$\phi_o = \frac{\pi}{2} - \Delta\phi_o, \quad (47)$$

$$\phi(t) = \theta(t) - \Delta\phi_o, \quad (48)$$

$$V_\pi = \frac{\pi}{\phi(t)} V(t). \quad (49)$$

A equação (49) pode ser reescrita utilizando-se a amplitude de pico dos sinais $V(t)$ e $\phi(t)$, aqui identificados por V_p e Φ_p , respectivamente, e assim:

$$V_\pi = \frac{\pi}{\Phi_p} V_p. \quad (50)$$

sendo a equação (50) a utilizada para o cálculo de V_π neste trabalho.

Tanto para o processo de calibração do sensor polarimétrico quanto para o processo de investigação da sensibilidade do cristal à variações de temperatura ambiente sofridas por este, o parâmetro investigado é a tensão de meia onda do cristal, V_π , obtida pela aplicação da equação (49) ao sinal $\phi(t)$, obtido pela aplicação do método de detecção de fase óptica. Desta forma, no Capítulo 5 apresentam-se os resultados experimentais obtidos com a aplicação do método, e, no Capítulo 6, as conclusões e dificuldades observadas durante o processo de investigação.

4 APARATO EXPERIMENTAL

Neste capítulo são apresentados o sistema térmico desenvolvido para calibração do sensor de tensão polarimétrico e levantamento da sensibilidade do cristal de LiNbO_3 à variação de temperatura, bem como, a instrumentação utilizada neste trabalho.

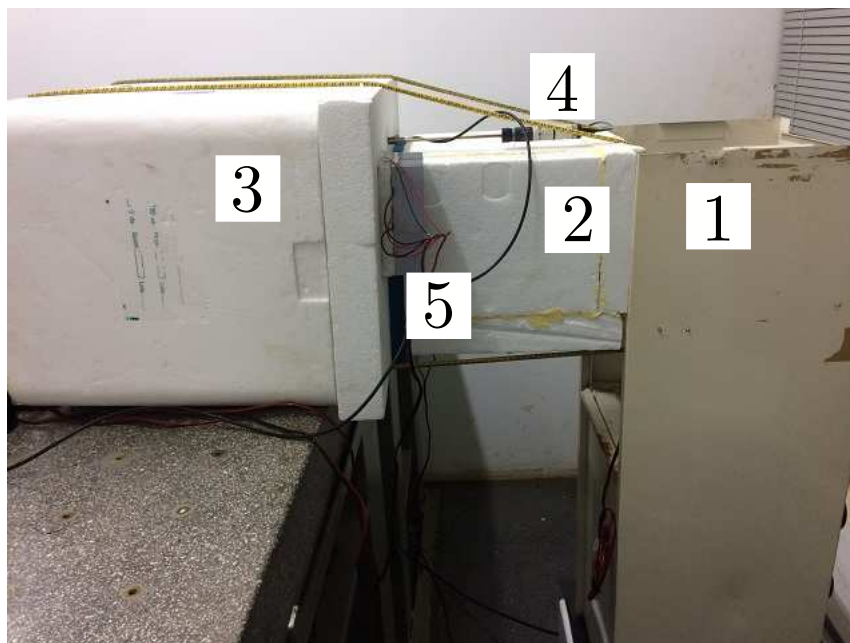
4.1 CAIXA TÉRMICA

Segundo a norma internacional IEC 61869-3 (2011) os transformadores de alta tensão devem manter a capacidade de operação e a exatidão quando submetidos a temperaturas extremas de operação. A norma classifica estes equipamentos em três categorias de acordo as temperaturas mínimas e máximas: $-5\text{ }^{\circ}\text{C}/40\text{ }^{\circ}\text{C}$, $-25\text{ }^{\circ}\text{C}/40\text{ }^{\circ}\text{C}$ e $-40\text{ }^{\circ}\text{C}/40\text{ }^{\circ}\text{C}$. Além disso, estes equipamentos devem operar e manter a acurácia quando submetidos a uma rápida variação na temperatura. Em operações de campo, o cristal eletro-óptico usado como elemento sensor óptico de tensão interage não só com o campo elétrico a ser testado, mas também, com a temperatura e tensão mecânica (XIAO; XU; DONG, 2015). O arranjo em óptica livre, com lentes, filtros polarizadores, lâminas de onda, etc., tornam os OVS's vulneráveis à variação de temperatura, choques mecânicos e vibrações, resultando em sistemas instáveis e de difícil alinhamento. Derivas de temperatura induzem deslocamentos aleatórios de fase óptica que introduzem incertezas ao deslocamento de fase verdadeiro, o que irá conduzir a flutuações no sinal fotodetectado.

A determinação da tensão de meia onda do cristal, V_{π} , influencia diretamente na acurácia do sensor óptico de tensão, devido à relação expressa na equação (49). Uma vez que V_{π} possa sofrer variações com a temperatura, o grande desafio é conceber um ambiente com temperatura estável e controlada que possibilite o levantamento de V_{π} para a calibração do OVS, bem como, um ambiente que possibilite resfriar o cristal a temperaturas muito baixas e aquecê-lo a altas temperaturas, possibilitando o levantamento da sensibilidade de V_{π} do cristal à variação de temperatura.

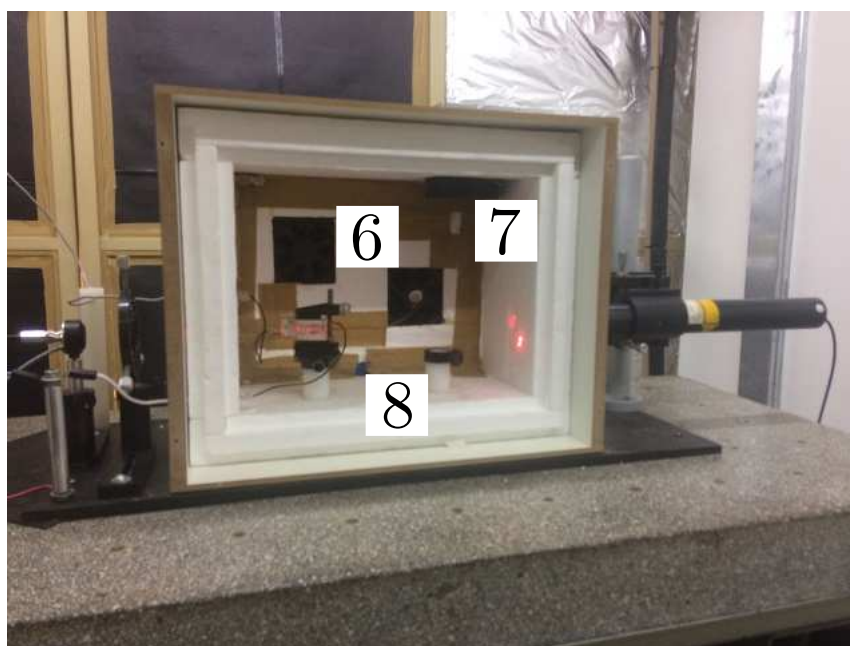
Assim, desenvolveu-se no LOE uma caixa térmica cujas premissas são: manter a temperatura estável em um *setpoint* pré definido, por tempo pré estabelecido ou indeterminado; capacidade de resfriar até a temperatura de $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$ e aquecer até a temperatura de $70\text{ }^{\circ}\text{C}$; permitir ajustes nos valores de *setpoint* de forma a efetuar uma curva de resfriamento ou aquecimento completa em degrau de variação pré definido, estabilizando a temperatura a cada patamar por tempo determinado. As Figuras 26 e 27 são fotografias identificando os componentes da caixa térmica implementada.

Figura 26 - Caixa térmica desenvolvida no LOE para análise do sensor de tensão polarimétrico detalhe para o compressor de resfriamento (1), câmara fria (2), câmara térmica (3), termômetro (4) e células Peltier (5).



Fonte: Elaboração do autor.

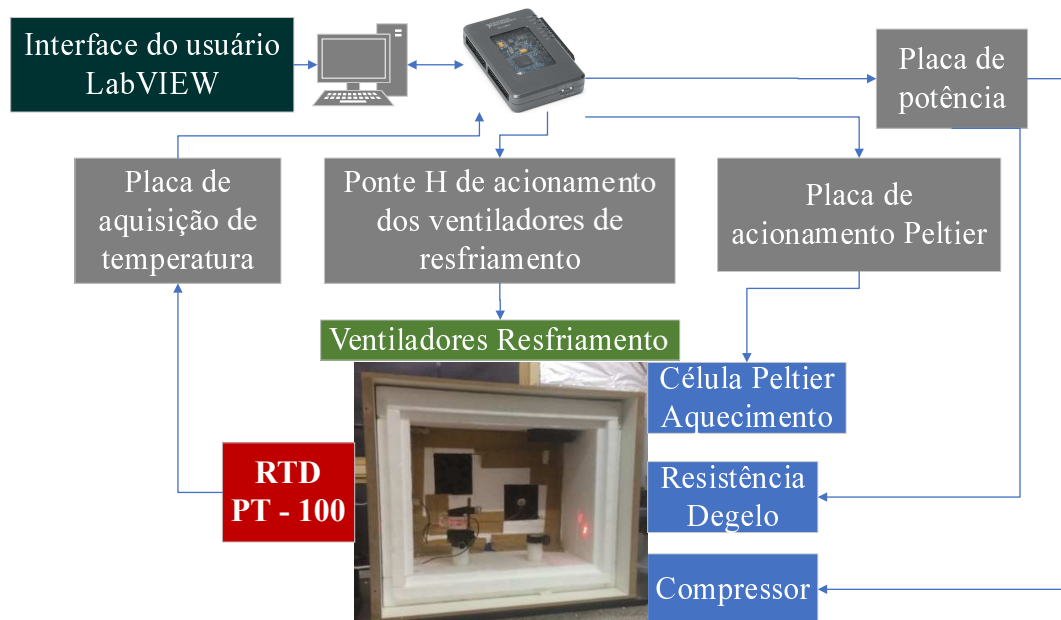
Figura 27 - Câmara térmica da caixa térmica desenvolvida no LOE detalhe para ventiladores de resfriamento (6), ventilador e aquecimento (7) e termômetro (8).



Fonte: Elaboração do autor.

A Figura 28 ilustra em diagrama de blocos os componentes e circuitos utilizados no aparato experimental.

Figura 28 - Diagrama de blocos com descrição de circuitos e componentes da caixa térmica.



Fonte: Elaboração do autor.

Foi desenvolvida em LabVIEW uma rotina de operação e controle de temperatura da caixa térmica e embarcada na plataforma myRIO-1900 da National InstrumentsTM. A metodologia de controle de temperatura utilizada no sistema é baseada em controlador PID (do inglês *Proportional-Integral-Derivative*), amplamente utilizado na indústria para controle de variáveis de processo (NUNES et al., 2014), e portanto um modelo de controlador bastante discutido e estudado na literatura tanto pelas características de aplicação (ANG; CHONG; LI, 2005; LUGÃO, 2015), quanto pelas particularidades de ajuste do controlador (ÅSTRÖM et al., 1993; ZIEGLER; NICHOLS, 1993).

Inicialmente o operador configura para a posição "início" com a temperatura de degelo em -8.5°C . Ao atingir esta temperatura, é desligado o compressor e ligada a resistência de degelo por 150 s (tempo este que pode ser ajustado). Este processo tem o objetivo de remover partículas em suspensão que possam vir a condensar no cristal, e assim, diminuir a intensidade do feixe de *laser* propagante. Após a contagem deste tempo o sistema inicia o controle de temperatura, buscando o *setpoint* programado.

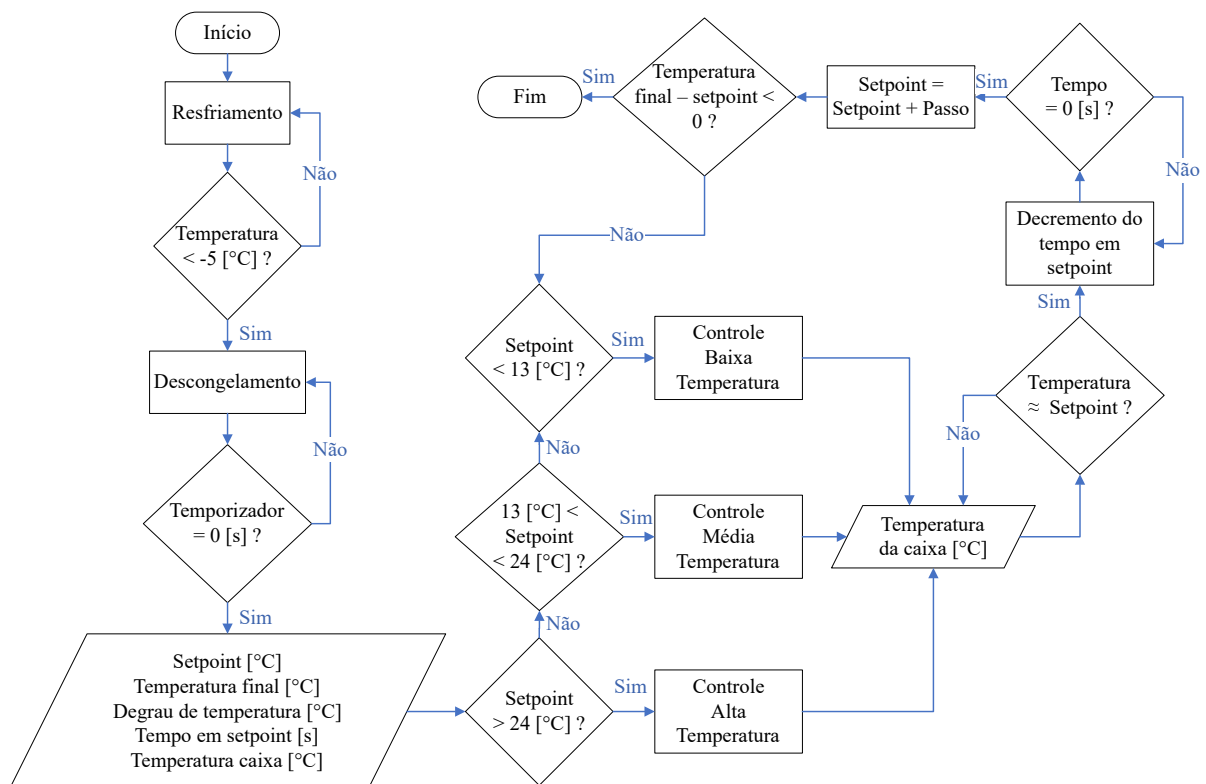
Uma vez em modo de controle, a rotina realiza a leitura de temperatura no interior da caixa térmica e altera a velocidade do ventilador e do exaustor de resfriamento, de acordo com a seguinte lógica:

Se Temperatura < Setpoint; velocidade mínima, células Peltier ligadas.

Se Temperatura > Setpoint; velocidade controlada pelo PID, células Peltier desligadas.

O sistema foi dividido em três faixas de controle PID, metodologia de *gain schedule*, onde os ganhos do PID são configurados de acordo com a faixa de temperatura que está operando: $T \leq 13^{\circ}\text{C}$, $13 < T \leq 24^{\circ}\text{C}$ e $24 < T^{\circ}\text{C}$. A Figura 29 ilustra o fluxograma do processo lógico da caixa térmica.

Figura 29 - Diagrama de blocos ilustrando o funcionamento da rotina de controle da caixa térmica.



Fonte: Elaboração do autor.

O sistema da caixa térmica, permite controlar e modular a temperatura dentro de uma faixa de -16°C a 62°C . Isto atende à primeira faixa de classificação da norma (IEC 61869-3, 2011), $-5/40^{\circ}\text{C}$, aproximando-se muito da segunda faixa de classificação, $-25/40^{\circ}\text{C}$.

A temperatura da caixa térmica é lida com uso de um sensor de resistência variável, RTD (do inglês *Resistance Temperature Detector*), de platina tipo PT - 100, da fabricante Omega™,

modelo P-L-1/10-1/8-6-1/8T-3, cujas características construtivas estão indicadas na Tabela 1.

Tabela 1 - Especificação para termorresistências em platina Ômega.

Característica técnica	Valor
ρ	$100\Omega \pm 0.005\Omega$
α	0.003850 ± 0.000005
Conexão	Quatro fios
Temperatura mínima	0 °C
Temperatura máxima	100 °C

Fonte: (OMEGA, 2019).

A resistência do termômetro é convertida em tensão, a qual é lida pela plataforma myRIO-1900. Para isso, foi desenvolvido no LOE um circuito de três estágios para conversão da resistência do PT-100 em tensão a ser lida pela plataforma. O primeiro estágio do circuito é um gerador de corrente constante para excitação do PT-100, onde a corrente gerada é $i = 1,538$ mA. A corrente é segura para o PT-100, além de não causar aquecimento da junção bimetálica, e, portanto, não causa leitura indevida de resistência provocada por aquecimento de corrente de excitação. No segundo estágio a tensão sobre a resistência variável do termômetro é amplificada eletronicamente em $10\times$. Nesta etapa tem-se uma faixa de valores entre 1,4 V a 2,2 V para temperaturas entre -16 °C e 62 °C, respectivamente. No terceiro estágio o valor de tensão é amplificado eletronicamente com correção do fundo de escala, de forma que, a -22 °C, a tensão lida será 0 V, e, a 72 °C, a tensão lida será de 5 V. A plataforma myRIO-1900, na porta de entrada analógica utilizada, é limitada a faixa de leitura de valores de 0 a 5 V.

Foi desenvolvido também um circuito de potência com relés atuadores utilizados para ligar e desligar o compressor e a resistência de degelo. Um terceiro circuito criado foi a placa de acionamento da Peltier, na qual é aplicada uma tensão de referência, alimentada pela plataforma myRIO e, através de um circuito amplificador a MOSFET é regulada a tensão aplicada sobre as células Peltier. Os acionamentos do ventilador e do exaustor de resfriamento são feitos pela aplicação de pulsos PWM, onde a largura dos pulsos é controlada pelo controlador PID e a interface entre a plataforma myRIO e os ventiladores é feita através de um circuito ponte-H comercial.

4.1.1 Calibração do Termômetro

Devido ao uso do circuito conversor resistência - tensão, é necessário que seja feita a calibração do sistema de leitura de temperatura, para garantir a precisão e a exatidão destas leituras.

Assim, foi disponibilizado pelo Laboratório de Ultrassom (LUS), UNESP/FEIS, um termômetro de alta precisão da Isotech, o MilliK, com termorresistência em platina Isotech 935-14-61 de alta precisão. Esta termorresistência tem as características construtivas dada na Tabela 2.

Tabela 2 - Especificação da termorresistências em platina Isotech.

Característica técnica	Valor
ρ	$100\Omega \pm 0.005\Omega$
α	0.003850 ± 0.000005
Corrente recomendada	1 mA
Auto aquecimento a 1 mA	0,004 °C
Conexão	Quatro fios
Temperatura mínima	-50 °C
Temperatura máxima	250 °C

Fonte: (ISOTECH, 2019).

Com este termômetro inserido no sistema, em paralelo ao termômetro da Ômega, e utilizado pelo sistema para controle da temperatura, foram gravados os valores de temperatura dos dois termômetros e analisados comparativamente, obtendo uma curva característica de calibração, a qual relaciona a tensão medida pela plataforma myRIO - 1900 e a temperatura da caixa. A Tabela 3 nos mostra os dados obtidos para calibração.

Tabela 3 - Dados coletados para calibração do termômetro RTD PR-100 com uso do termômetro MilliK.

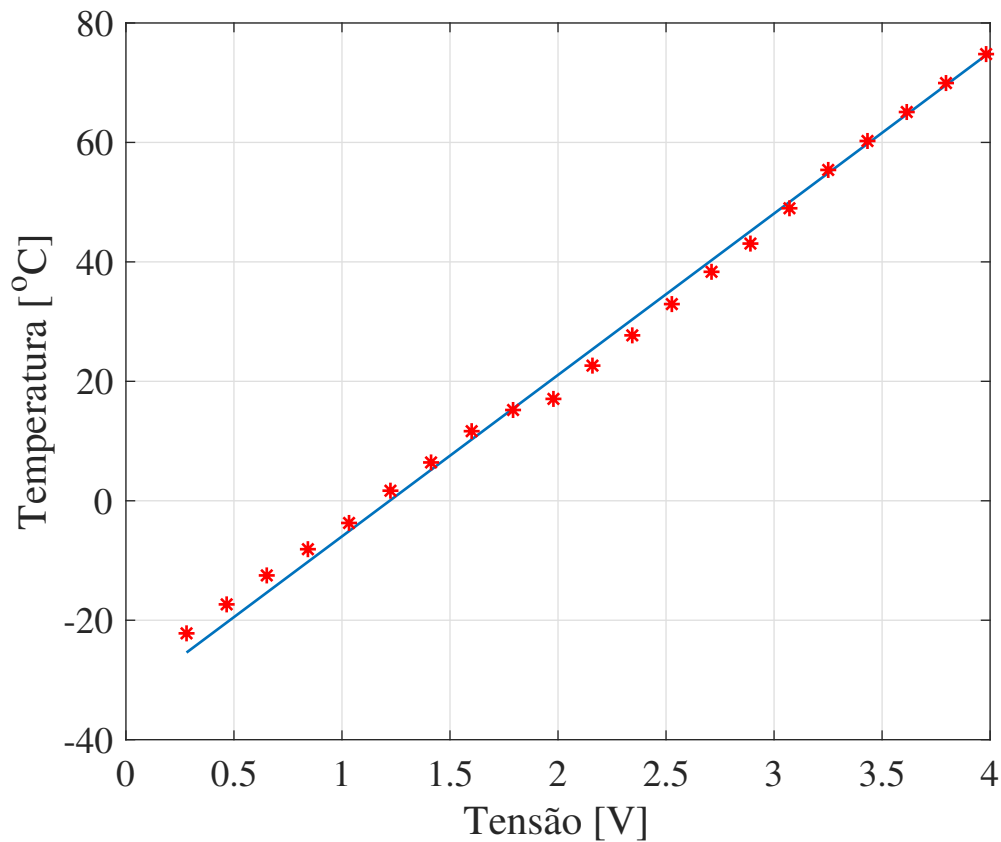
Tensão [V]	MilliK [°C]
0,280586	-22,195898
0,466221	-17,346577
0,651855	-12,497256
0,842285	-8,106328
1,032715	-3,715400
1,224365	1,688818
1,412353	6,417510
1,600342	11,652846
1,791992	15,199365
1,978760	17,057065
2,159424	22,630166
2,343750	27,696621
2,526855	32,931958
2,710571	38,336176
2,890625	43,064868
3,071268	48,975732
3,250732	55,393241
3,432442	60,242563
3,614153	65,091884
3,795863	69,941205
3,981497	74,790526

Fonte: Elaboração do autor.

Assim, com os dados apresentados na Tabela 3 elaborou-se o gráfico ilustrado na Figura 30, de onde foi extraída a equação de calibração mencionada anteriormente, dada por:

$$T = 27,0287 \times V - 32,9942. \quad (51)$$

sendo T a temperatura em °C e V a tensão gerada.

Figura 30 - Gráfico Tensão [V] x Temperatura [$^{\circ}\text{C}$] para calibração do RTD PT-100.

Fonte: Elaboração do autor.

No passado, a amostragem do sinal interferométrico fotodetectado era realizada no LOE com o auxílio de um osciloscópio digital conectado ao computador via interface USB-GPIB. O processamento do sinal normalmente era executado com os recursos do software Matlab em pós-processamento (BARBOSA, 2009; GALETI, 2012; GARCIA et al., 2014; LEMES, 2014; MARTINEZ, 2018). Assim, a utilização do myRIO como sistema de aquisição e processamento de sinais ofereceu diversas vantagens aos métodos até então utilizados no LOE (PEREIRA, 2018; LYRA et al., 2019; MARTIN, 2018). Primeiramente, destaca-se que os sinais são adquiridos e processados no próprio dispositivo, não havendo a necessidade de pós-processamento. A programação do LabVIEW também pode ser embarcada (Embedded) e, desta forma, o myRIO passa a funcionar de modo autônomo e os resultados obtidos a partir do processamento podem ser transmitidos por rede a um supervisor, por exemplo. Posteriormente, a aquisição de novos recursos trouxeram capacidade de processamento para altas frequências aplicadas aos sistemas, e integração computacional com alta capacidade de processamento. Isso se deu com a aquisição da plataforma NI PCIe-6361.

4.2 PLATAFORMA NI myRIO-1900

O NI myRIO-1900 é uma plataforma embarcada de entrada e saída (E/S) reconfigurável de dados, RIO (do inglês *Reconfigurable Input Output*), utilizada por estudantes para o desenvolvimento de sistemas de controle, robótica e mecatrônica. Esta plataforma conta com um processador em tempo real ARM® Cortex™ - A9 *dual-core* com entradas e saídas customizáveis do Xilinx Zynq - 7010 FPGA (do inglês *Field Programmable Gate Array*). A Figura 31 apresenta a plataforma myRIO-1900.

Figura 31 - Plataforma E/S reconfigurável National Instruments™ myRIO-1900.

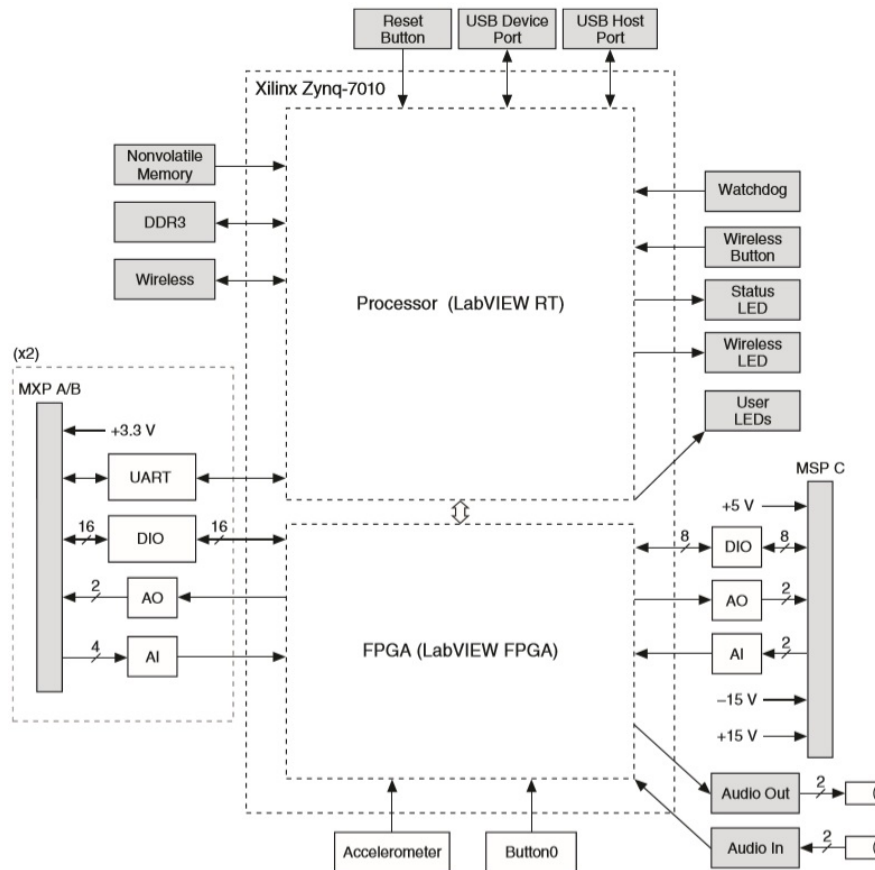


Fonte: (NATIONAL INSTRUMENTS™, 2018).

O uso desta plataforma permite um rápido desenvolvimento de sistemas complexos de controle e automação, flexibilidade para a expansão do projeto e alteração de técnicas de controle, bem como, o armazenamento de dados para posterior análise e processamento integrado ao sistema de controle digital, uma vez que a programação e configuração do FPGA se dá através da linguagem LabVIEW, ou seja, com uso de linguagem de alto nível.

A plataforma NI myRIO-1900 oferece entradas analógicas, AI (do inglês *Analog Input*), saídas analógicas, AO (do inglês *Analog Output*), entradas e saídas digitais, DIO (do inglês *Digital Input Output*), entrada e saída de áudio e fontes de alimentação em um único aparelho compacto, podendo ser conectado a um computador através de porta USB (do inglês *Universal Serial Bus*) ou *wireless*, como é ilustrado na Figura 32.

Figura 32 - Diagrama de blocos plataforma NI myRIO - 1900.



Fonte: (NATIONAL INSTRUMENTS™, 2018).

A implementação de sistemas de controle embarcados utilizando a plataforma myRIO, é vantajosa pois, esta plataforma tem a capacidade e rapidez para emular a realimentação do sistema analógico, mesmo que o processamento e aquisição de dados seja digital. Além disso, esta plataforma é mais versátil que o sistema analógico, uma vez que o ajuste dos parâmetros é rápido e intuitivo, pois é feito de forma simplificada no painel frontal, comparado a sistema analógico onde o ajuste dos parâmetros é feito através do ajuste mínimo em potenciômetros, *trimpots*, ou até pela troca de componentes.

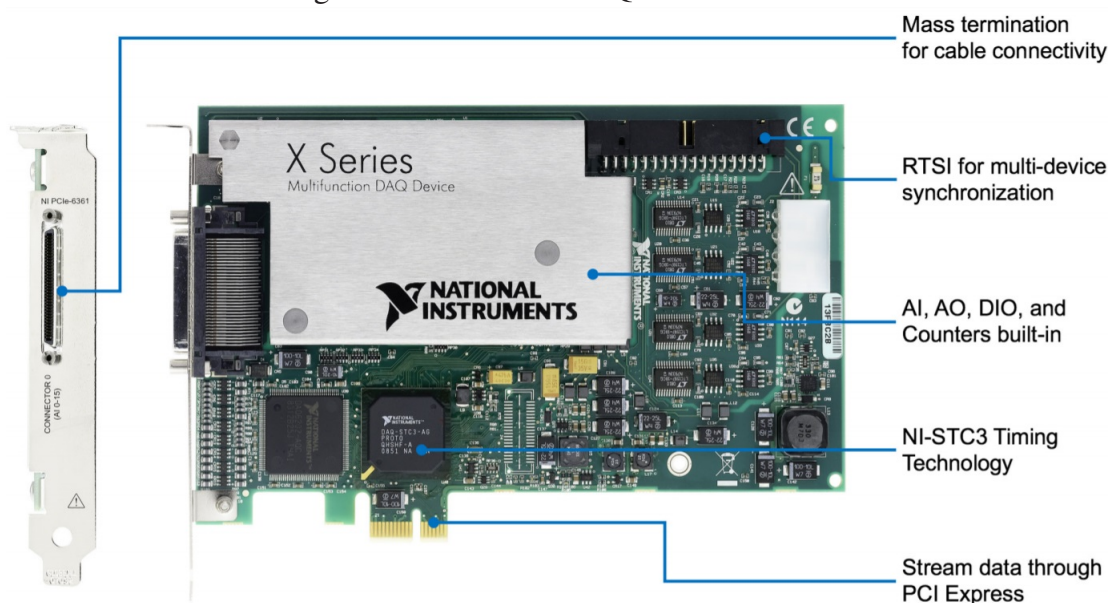
Neste trabalho o uso desta plataforma está na aquisição e controle de dados da caixa térmica, de forma que a plataforma recebe a informação de temperatura, dada pela tensão aplicada a uma de suas entradas analógicas, processa a informação, alimentando o sistema de controle digital implementado em LabVIEW, e realimentando o sistema de resfriamento e aquecimento da caixa térmica.

4.3 PLATAFORMA DE AQUISIÇÃO DE DADOS PCIe - 6361

A NI PCIe - 6361 é um dispositivo E/S multifuncional que oferece combinações de E/S analógicos, de E/S digitais, contadores e temporizadores em um único dispositivo para sistemas baseados em computador. É a mais recente aquisição do LOE para dispositivos E/S integrados de aquisição e operação de dados analógicos e digitais, além de contadores e temporizadores.

Construída para precisão e confiabilidade, este dispositivo oferece dezesseis (16) canais E/S analógicos configurados para a leitura *single - end* (leitura absoluta de tensão) ou oito (8) canais E/S analógicos para leitura diferencial de tensão, a uma taxa de amostragem máxima 2 MS/s, com resolução de 16 bits e com exatidão absoluta de $1660 \mu V$ (quanto o valor medido difere do valor real), com um *buffer* (capacidade de memória) de 2047 amostras para armazenamento de dados gerados ou adquiridos. Este dispositivo também oferece vinte e quatro (24) canais de E/S digitais bidirecionais, além de quatro (4) contadores ou temporizadores. A Figura 33 ilustra este dispositivo.

Figura 33 - Plataforma DAQ NI PCIe - 6361.



Fonte: (NATIONAL INSTRUMENTS™, 2015).

Este dispositivo tem sua principal característica quanto à instalação. Por ser um sistema baseado em computador, este dispositivo comunica e é alimentado através de um barramento PCI-express de computador, diminuindo o tempo de tráfego de dados entre o dispositivo e o processador. É equipado com um painel de conectores tipo BNC, baioneta de Neil - Concelman, (do inglês: *Bayonet Neill-Concelman*), para montagem em *rack*, modelo NI BNC - 2090A, ilustrado na Figura 34, provendo E/S em conexões simplificadas para uso em laboratórios. O painel e o dispositivo são conectados através de um cabo blindado com conexão VHDCI (do

inglês *Very-High-Density Cable Interconnect* de 68 pinos, modelo NI SHC68-68-EPM .

Figura 34 - Painel para montagem em *rack* NI BNC - 2090A.



Fonte: (NATIONAL INSTRUMENTS™, 2015).

O uso deste conjunto foi específico na aquisição e processamento dos sinais: aplicados ao sensor de tensão polarimétrico e no sinal interferométrico fotodetectado.

No próximo capítulo, serão apresentados o sensor de tensão polarimétrico e os resultados experimentais obtidos pela aplicação do método de detecção de fase óptica, descrito no Capítulo 3.

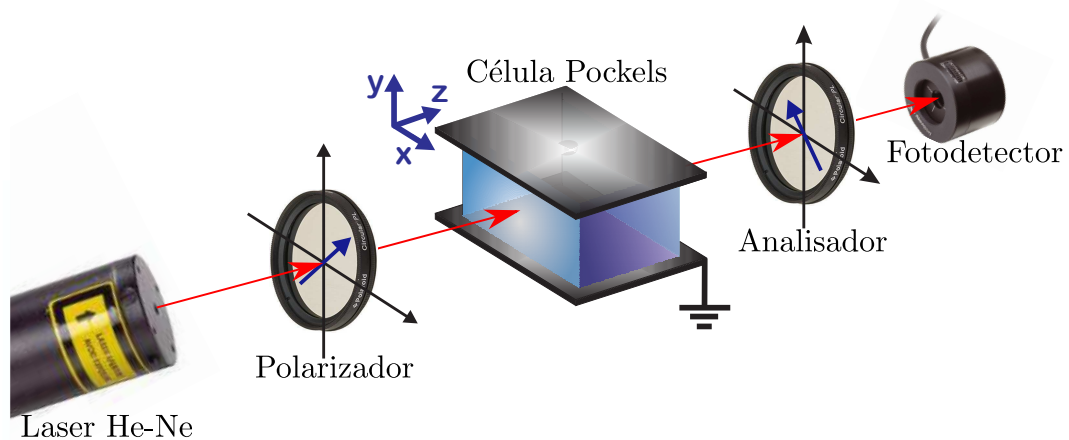
5 RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Neste Capítulo, serão apresentados o arranjo interferométrico do sensor de tensão polarimétrico e os resultados experimentais obtidos pela aplicação do método de detecção de fase óptica ao sensor de tensão polarimétrico. Duas etapas de medições distintas foram executadas: análise da sensibilidade da tensão de meia onda da célula Pockels de LiNbO_3 à variação de temperatura e calibração do sensor de tensão polarimétrico. Em cada etapa houve a necessidade de alinhar o sensor de tensão polarimétrico, devido a mudanças na caixa térmica, que englobou adaptação no circuito de controle da célula Peltier, mudança física na posição destas células, de forma que após a alteração, estas foram usadas para resfriar a caixa, não sendo necessário o uso do compressor, do ventilador e do exaustor de resfriamento.

5.1 SENSOR DE TENSÃO POLARIMÉTRICO (OVS)

Neste trabalho, propõe-se o uso de uma configuração do sensor de tensão polarimétrico (OVS do inglês: *Optical Voltage Sensor*) onde o sinal é fotodetectado por um único fotodetector e não são empregados lâmina de quarto de onda (YARIV; YEH, 1984) ou célula Pockels com a função de Modulador Óptico de Fase (MOF) descrito por Galetti (2016) e Pereira (2018). O esquema proposto é apresentado na Figura 35.

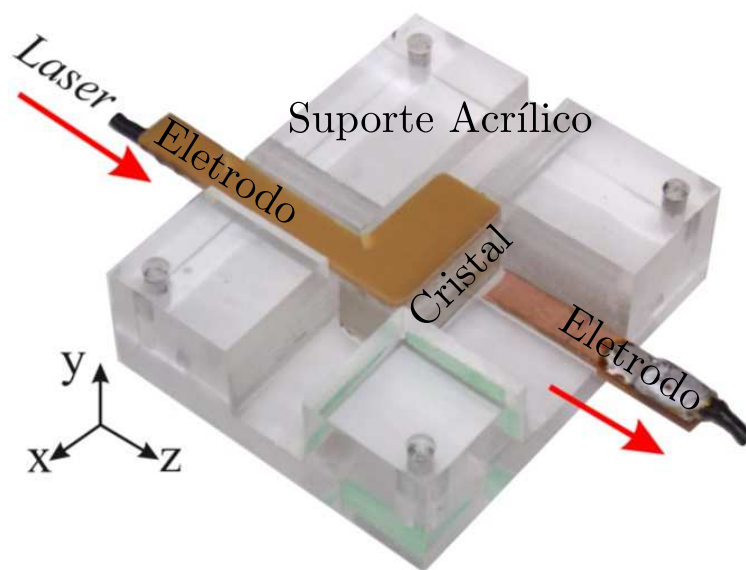
Figura 35 - Esquema do sensor de tensão polarimétrico proposto.



Fonte: Elaboração do autor.

A célula Pockels indicada no esquema da Figura 35 é de cristal de $LiNbO_3$, volumétrica, com dimensões de 20 mm, 9,92 mm e 10,26 mm ao longo das direções $x = X$, $y = Y$ e $z = Z$, respectivamente, e a propagação óptica na direção $z = Z$. Esta célula corresponde ao OVS, descrito na Seção 2.2 e apresentado na Figura 5. A tensão $V_s(t)$ aplicada à célula, corresponde a um campo elétrico aplicado paralelamente ao eixo Y do cristal. Não há birrefringência natural nesta configuração e, assim, é menos susceptível as variações de temperatura. A célula usada é ilustrada na Figura 36.

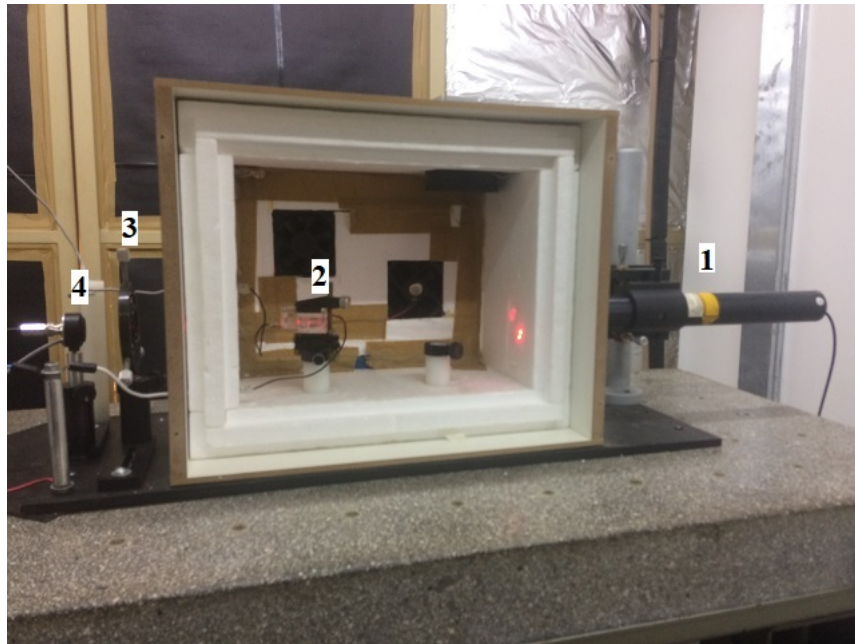
Figura 36 - Célula Pockels denominada Sensor de Alta Tensão (SAT).



Fonte: (PEREIRA, 2018).

O modelo proposto, apresentado na Figura 37, foi implementado no LOE no interior do aparato térmico discutido no Capítulo 4, como pode ser observado.

Figura 37 - Montagem experimental do sensor de tensão polarimétrico no interior do aparato térmico.



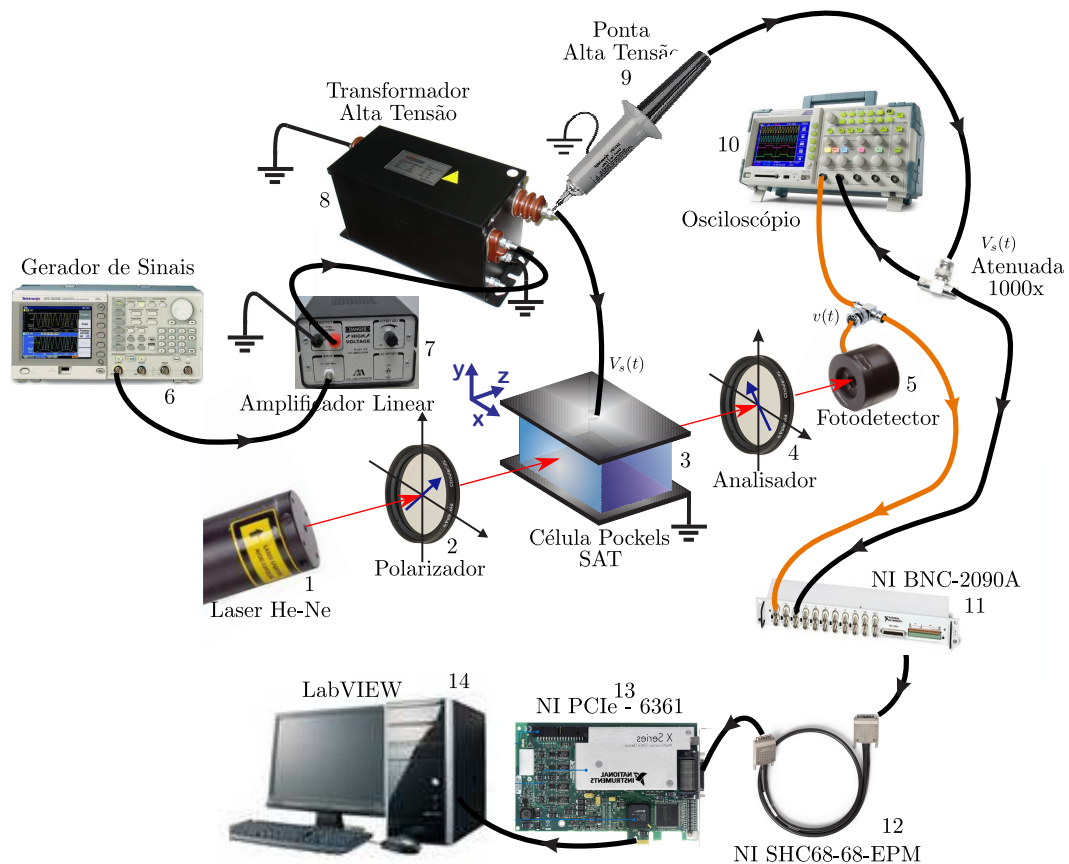
Fonte: Elaboração do autor.

Indicados por números na Figura 37 estão os componentes opto eletrônicos utilizados na implementação cujas descrições são:

1. *Laser* de He-Ne (Lasos modelo LGK 7628, $\lambda = 632,8$ nm e potência de 15 mW) + Polarizador;
2. Célula Pockels denominada Sensor de Alta Tensão (SAT);
3. Polarizador Analisador;
4. Fotodetector de lei quadrática do tipo PIN (Thorlabs, modelo PDA 55, de silício).

Como descrito no Capítulo 2, a célula SAT utilizada na montagem do OVS tem como característica inerente ao cristal uma tensão de meia onda teórica de $V_{\pi} = 3,768$ kV, de forma que, para excitar o efeito eletro-óptico linear (Efeito Pockels), é necessário a aplicação de um campo elétrico externo cuja tensão aplicada seja de milhares de volts. Assim, foi necessário o uso de um sistema elevador de tensão com capacidade para aumentar de V para kV a amplitude do sinal gerado pelo gerador de sinais. Para a aquisição e digitalização dos sinais aplicados e gerados pelo OVS, utilizou-se o hardware da National InstrumentsTM descrito no Capítulo 4. O esquema de montagem completo do OVS e os componentes eletro-eletrônicos envolvidos pode ser observado na Figura 38.

Figura 38 - Esquema do sensor de tensão polarimétrico com a eletrônica utilizada.



Fonte: Elaboração do autor.

Os modelos dos equipamentos identificados e numerados de 6 a 14 na Figura 38 são descritos abaixo. Os equipamento numerados de 1 a 5 foram descritos e identificados na Figura 37.

- 6 Gerador de funções arbitrárias Tecktronix, modelo AFG 3021B;
- 7 Amplificador linear de tensão A. A. Lab Systems, modelo A-301 HS;
- 8 Transformador elevador de tensão 220/15000 V;
- 9 Ponta de prova Tecktronix, modelo P6015A com atenuação de 1.000x;
- 10 Osciloscópio digital Tecktronix, modelo TDS 2024C;
- 11 Painel de conexões BNC para montagem em *rack* National InstrumentsTM modelo BNC - 2090A;
- 12 Cabo blindado, conexão VHDCI, 68 pinos, National InstrumentsTM modelo SHC68-68-EPM;

- 13 Dispositivo de entrada e saída E/S multifuncional National InstrumentsTM modelo PCIe-6361;
- 14 Computador desktop com entrada PCI express no qual está instalado o ambiente LabVIEW.

Uma vez montado o aparato experimental completo é necessário alinhar o sensor de tensão polarimétrico.

5.1.1 Alinhamento do Sensor de Tensão Polarimétrico

O alinhamento do sensor de tensão polarimétrico não é uma tarefa trivial, devido ao elevado grau de paralelismo exigido entre a direção de propagação do feixe óptico com o eixo Z do cristal, bem como, ao ajuste angular (45°) entre os eixos requeridos pelos polarizadores e o eixo Y do cristal, tornando-se necessários ajustes extremamente precisos, caso contrário o sistema não operará adequadamente. O espaço reduzido no interior do aparato térmico dificulta ainda mais a tarefa, uma vez que não é possível a montagem dos estágios de rotação e translação, entretanto é possível, com grande cuidado, realizar o alinhamento.

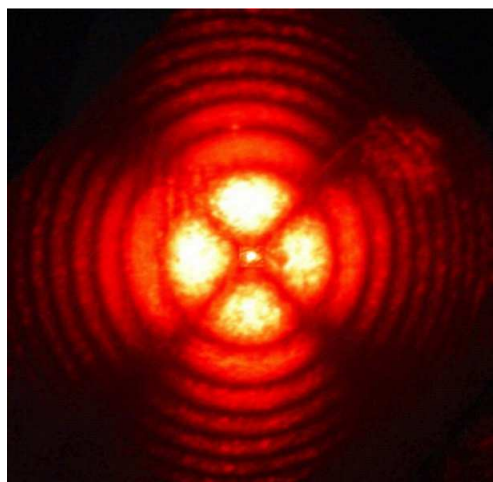
O procedimento de alinhamento consiste, primeiramente, em cruzar o polarizador e o analisador, sem inserir a célula Pockels no sistema. Ajusta-se o polarizador a 45° do plano horizontal estabelecido pela mesa óptica, e, em seguida, monitora-se o sinal de saída com um fotodetector e rotaciona-se o analisador de forma que se reduza a intensidade do feixe de *laser* na saída do sistema para o mínimo possível. Isso garante que o analisador e a polaridade do *laser* estão cruzados a 90° entre si.

A seguir, inserindo a célula Pockels entre o polarizador e o analisador, como esquematizado nas Figuras 35 e 38, o espalhamento do feixe e a birrefringência natural do cristal farão com que a intensidade óptica de saída seja novamente não-nula. Ao se apagar completamente a iluminação do laboratório, observa-se que a célula Pockels está iluminada, evidenciando um intenso espalhamento de luz no interior do cristal de LiNbO_3 . Assim, o feixe de saída (após o analisador) é composto pelo feixe de *laser* propriamente dito, e por luz espalhada ao redor de seu eixo longitudinal.

Projetando-se essa luminosidade de saída sobre um anteparo, obtém-se a imagem (padrão de franjas) apresentada na Figura 39. O espalhamento faz com que uma parcela da luz se propague pelo cristal em direções diferentes do feixe principal, equivalente a uma emissão secundária de luz, segundo uma abertura angular na forma de cone divergente em torno do eixo longitudinal.

Com isso, aproveitando-se de um defeito de qualidade do cristal (o espalhamento) para auxiliar no alinhamento do *laser* com o eixo Z do cristal, basta ajustar o feixe principal do *laser* para que incida no centro da figura de interferência, apresentada na Figura 39.

Figura 39 - Padrão de interferência experimental do cristal de LiNbO_3 devido ao espalhamento de luz.



Fonte: (PEREIRA, 2018).

Uma vez montado e alinhado o sensor de tensão polarimétrico no interior do aparato térmico, investigou-se a sensibilidade do cristal de LiNbO_3 à variação de temperatura.

5.2 SENSIBILIDADE DO CRISTAL DE LiNbO_3 À VARIAÇÃO DE TEMPERATURA

O objetivo nesta etapa é obter a relação entre a tensão de meia onda, V_π , do cristal de LiNbO_3 e a temperatura em $^\circ\text{C}$ do meio onde o cristal está inserido. A temperatura no interior da caixa deve ser, portanto, alterada e mantida em valores específicos. Para esta tarefa, foi elaborada uma rotina de controle de temperatura, a qual utilizou como atuadores o ventilador e exaustor (responsáveis pelo resfriamento do interior da caixa térmica) e as células de Peltier (responsáveis pelo aquecimento). Como sensor de temperatura foi utilizado o termômetro de resistência variável, de platina tipo PT - 100, da fabricante OmegaTM, modelo P-L-1/10-1/8-6-1/8T-3. Maiores especificações e detalhes sobre o sistema em questão encontram-se no Capítulo 4 na Seção 4.1.

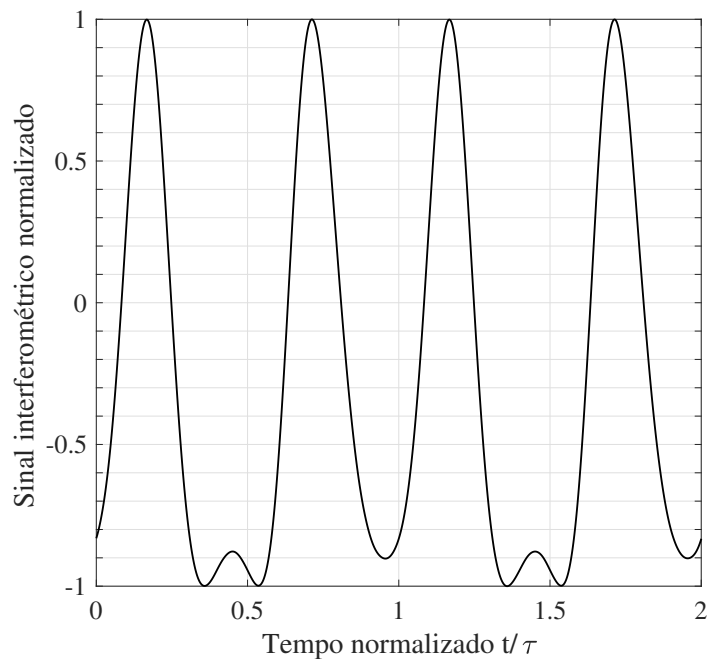
O primeiro passo do processo é o alinhamento do sensor de tensão polarimétrico, que foi executado como descrito na Seção 5.1 do Capítulo 5. Uma vez alinhado o sensor, a caixa térmica é fechada, tomando-se o cuidado para não alterar o alinhamento devido à vibrações ou choques mecânicos. A rotina de controle de temperatura desenvolvida em LabVIEW e embarcada na plataforma myRIO-1900 da National InstrumentsTM, foi iniciada com *setpoint* em 24°C . Esta realiza a leitura de temperatura da caixa térmica e altera a velocidade do ventilador e do exaustor de resfriamento, de acordo com a seguinte lógica:

Se Temperatura < Setpoint; velocidade mínima, células Peltier ligadas ,

Se Temperatura > Setpoint; velocidade controlada pelo PID, células Peltier desligadas .

Ao atingir a temperatura inicial, aplicou-se um sinal $V_s(t) = V(t) + V_{DC}$ ao cristal. Nesta etapa o valor de V_{DC} é nulo, o que é obtido aterrando um dos terminais do transformador de alta tensão. Esta montagem está indicada na Figura 38. A amplitude de pico do sinal $V(t)$ foi ajustada a fim de obter um retardo de fase total de π rad, obtendo-se a tensão de 4,032 kV de pico. Este ajuste foi realizado observando o sinal detectado pelo método de detecção de fase óptica. A Figura 40 apresenta o sinal interferométrico obtido no ponto inicial após ajuste de V_p .

Figura 40 - Sinal interferométrico de referência obtido pelo método de detecção de fase óptica para ajuste inicial do sensor de tensão polarimétrico.

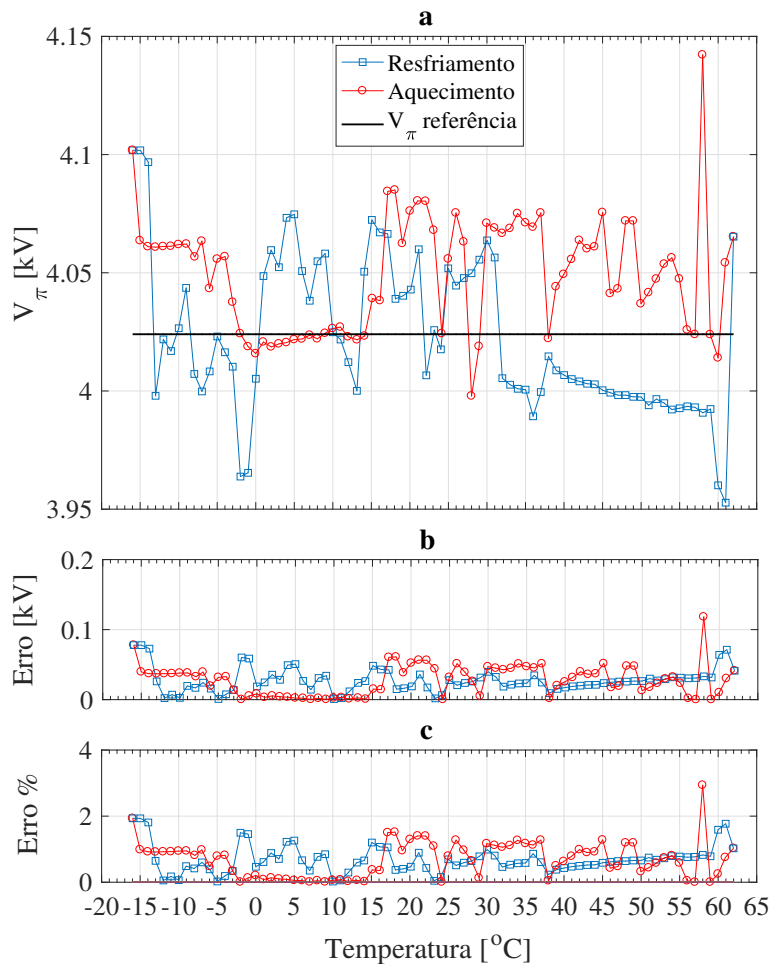


Fonte: elaboração do autor.

A partir do ponto de ajuste inicial, 24 °C, a caixa foi lentamente aquecida até 62 °C; de 62 °C a caixa foi lentamente resfriada até -16 °C; posteriormente, a caixa foi lentamente aquecida até 24 °C, completando um ciclo total de aquecimento (subida de temperatura) e resfriamento (descida de temperatura). A cada 1 °C de variação, a caixa foi estabilizada e foram coletadas amostras de valores para amplitude de pico do sinal demodulado pelo algoritmo $\phi(t)$. Sendo Φ_p a amplitude de pico de $\phi(t)$, o algoritmo segue os seguintes passos: temperatura da caixa

em $^{\circ}\text{C}$; fase quase estática do sinal interferométrico ϕ_o ; tensão de meia onda do cristal V_{π} dada pela equação (49). Com os dados coletados, calculou-se para cada patamar de temperatura os valores médios e os respectivos desvios padrões das amostras. Para o ponto de referência (ponto inicial em 24°C) calcularam-se os valores médios e os desvios padrões das amplitudes de pico da fase óptica detectada, $\Phi_p = 3,148 \pm 0,002457$ rad, e da tensão de meia onda do cristal $V_{\pi} = 4,024 \pm 0,003141$ kV. Estes valores foram tomados como referência para os cálculos dos erros absolutos e relativos das amostras. As Figuras 41 (a), (b) e (c) apresentam os resultados obtidos.

Figura 41 - Relação entre a tensão de meia onda do cristal LiNbO_3 , V_{π} , e a temperatura em $^{\circ}\text{C}$ (a); erros absolutos com relação ao valor de referência (b); erros relativos com relação ao valor de referência (c).

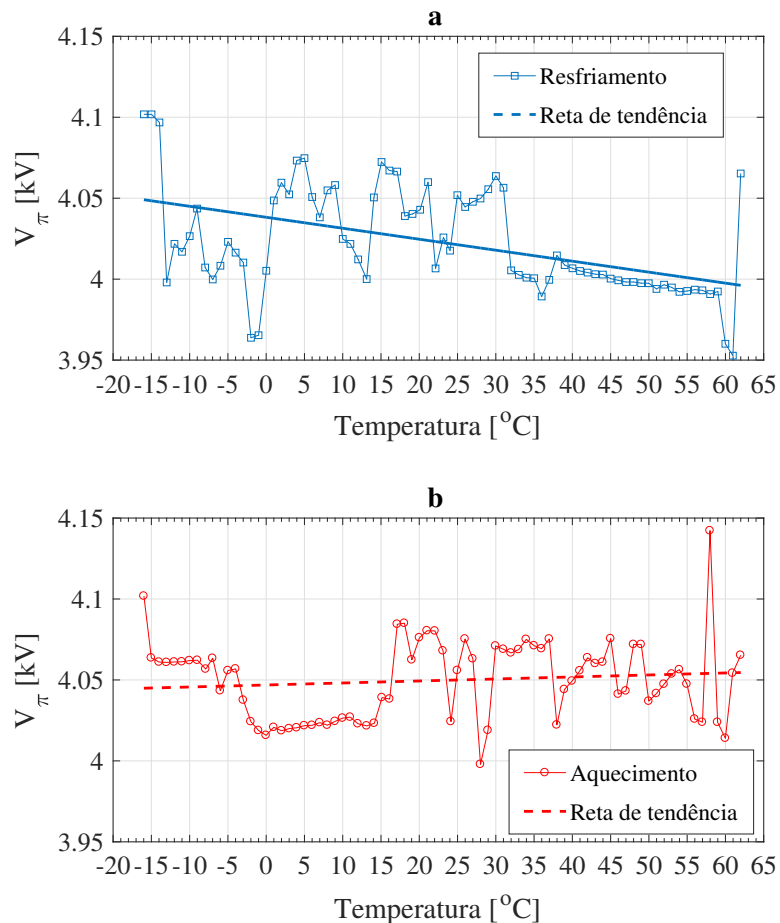


Fonte: elaboração do autor.

Observa-se na Figura 41 (a) as variações de V_{π} com a temperatura; na Figura 41 (b) os erros absolutos apresentados pelas amostras, os quais são inferiores a 0,15 kV; na Figura 41 (c) são apresentados os erros relativos entre as amostras, os quais são inferiores a 3%. No entanto, não se pode afirmar que há uma relação direta ou inversa entre V_{π} e a temperatura. Isso fica ainda

mais evidente quando investigada a reta de tendência dada pelo método dos mínimos quadrados, o que é apresentado nas Figuras 42 (a) e (b).

Figura 42 - Relação entre V_π e a temperatura em $^\circ\text{C}$ para a curva de resfriamento com a reta de tendência obtida pelo método dos mínimos quadrados (a); Relação entre V_π e a temperatura em $^\circ\text{C}$ para a curva de aquecimento com a reta de tendência obtida pelo método dos mínimos quadrados.



Fonte: elaboração do autor.

Observa-se na Figura 42 que as amostras coletadas de V_π para a curva de resfriamento mostram um leve crescimento com a diminuição da temperatura, enquanto que, as amostras de V_π durante o aquecimento, mostram um leve aumento de V_π com o aumento de temperatura. Portanto, não se pode afirmar, pelo método utilizado no experimento que há uma relação direta ou inversa entre V_π e a temperatura do meio.

Observavam-se na caixa térmica vibrações mecânicas provocadas pelo compressor de resfriamento e pela ventilação de ar no interior da caixa, as quais interferem na intensidade do sinal interferométrico, e portanto, interferem na obtenção do sinal demodulado. Testes foram realizados com o desligamento do compressor e dos ventiladores nos patamares de temperatura,

porém os resultados mostraram que a oscilação na temperatura interna da caixa foi superior a 1 °C, devido à câmara fria estar em uma temperatura muito baixa e, em outros casos, devido ao aquecimento pelas células Peltier.

Assim, foi feita uma alteração na caixa térmica de forma a manter a temperatura constante em um único ponto próximo à temperatura ambiente, não se preocupando mais em variar em grandes faixas a temperatura da caixa. Com esta alteração, as vibrações mecânicas presentes pelo resfriamento por ventiladores e pelo compressor não estão presentes, portanto, as variações na intensidade do sinal fotodetectado são bastante reduzidas, limitadas apenas ao campo elétrico aplicado.

Com estas alterações na caixa térmica aplicou-se o método de detecção de fase óptica ao sensor de tensão polarimétrico possibilitando o levantamento de V_π em uma temperatura constante, e portanto, possibilitando a análise para calibração do sensor de tensão polarimétrico.

5.3 CALIBRAÇÃO DO SENSOR DE TENSÃO POLARIMÉTRICO

A determinação do parâmetro V_π influencia diretamente na acurácia do sensor óptico de tensão, devido à relação expressa na Equação (49):

$$V(t) = \frac{V_\pi}{\pi} \times \phi(t).$$

portanto, é necessário utilizar um procedimento metódico de calibração, uma vez que o parâmetro V_π pode sofrer variações com a temperatura, alinhamento e *stress* mecânico ao qual o cristal de LiNbO_3 está submetido. Neste procedimento, V_π foi medido para diferentes valores de pico do sinal $V(t)$ aplicados (V_p) e diferentes condições de fase quase estática (ϕ_o) do sinal interferométrico, obtendo-se os gráficos de $V_\pi \times V_p$ e $V_\pi \times \phi_o$.

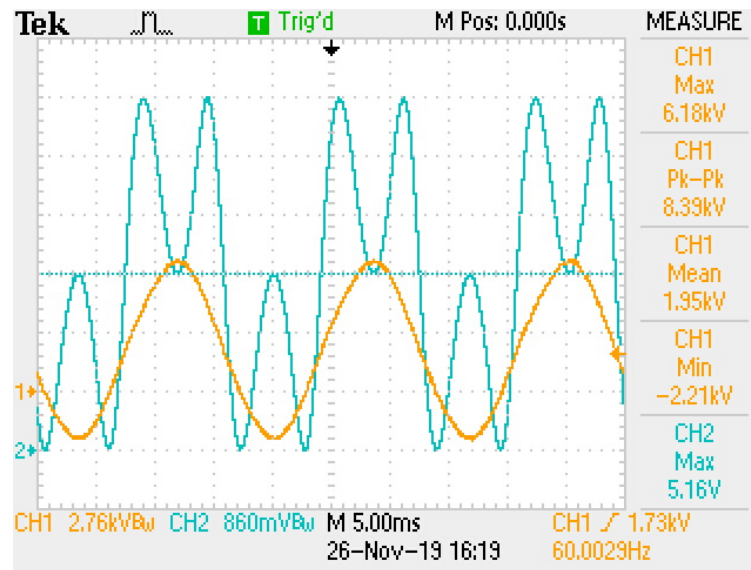
Para a calibração do sensor de tensão polarimétrico, a caixa térmica necessitou ser modificada para evitar vibrações mecânicas e de forma que a temperatura interna da caixa térmica permanecesse estável, apresentando desvios máximos de 0,2 °C. Assim, foi feita uma modificação no conjunto das células Peltier e do circuito de controle destas células para que a caixa fosse resfriada até uma temperatura desejada, estabilizando a temperatura através da aplicação de pulsos PWM às células Peltier, onde a largura de pulso é determinada por um controlador PID. Desta forma o compressor de resfriamento não é utilizado e não há ventilação de ar no interior da caixa, e portanto, não se apresentam vibrações mecânicas no aparato térmico. Estas alterações estão descritas no Capítulo 4 na Seção 4.1.

Foi necessário o desenvolvimento de uma segunda rotina computacional de controle PID, a qual faz a leitura da temperatura da caixa térmica corrigindo esta por aplicação de sinal PWM às células Peltier. Uma vez atingida a temperatura, esta é mantida pelo controlador PID. Este

algoritmo de controle foi desenvolvido em LabVIEW e embarcado na plataforma myRIO-1900 da empresa National InstrumentsTM.

Assim como no processo anterior, o primeiro passo foi o alinhamento do sensor de tensão polarimétrico. A caixa foi cuidadosamente fechada. Em seguida, o algoritmo de controle foi executado com a temperatura programada para 26 °C. Estabilizada a temperatura na caixa, aplicou-se ao cristal um sinal $V_s(t) = V(t) + V_{DC}$ kV, onde: $V(t) = V_p \cos(2\pi f_o t)$ kV e frequência $f_o = 60$ Hz. Utilizando um osciloscópio, regulavam-se as amplitudes dos sinais $V(t)$ e V_{DC} de forma a obter um retardo total de fase óptica de π radianos no sinal interferométrico, com fase inicial ajustada em $\phi_o = \pi/2$ radianos. O resultado adquirido no osciloscópio é apresentado na Figura 43, onde: a amplitude de pico do sinal $V(t)$ é $V_p = 4,195$ kV e a amplitude do sinal V_{DC} é 1,95 kV. Observa-se que para o ajuste do sinal interferométrico aplicou-se o método do sinal coincidente com o uso do osciloscópio (Von MARTENS, 2013).

Figura 43 - Sinal interferométrico de referência obtido em osciloscópio para calibração de sensor de tensão polarimétrico.



Fonte: elaboração do autor.

O algoritmo de detecção de fase óptica faz a aquisição dos sinais $V_s(t)$ e $v(t)$, sinal aplicado ao cristal e sinal interferométrico, respectivamente, para um vetor de 10000 amostras por sinal, a uma frequência de amostragem $f_s = 120$ kHz, o que dá um número total de $N = 2000$ pontos por ciclo do sinal a uma frequência de $f_o = 60$ Hz. Os valores processados são armazenados em arquivos contendo 1000 resultados por ponto investigado. Destes, são calculados a média e o desvio padrão de cada ponto da curva investigado. Os valores dos sinais aplicados ao cristal são adquiridos e digitalizados pelo hardware PCIe-6361 da National InstrumentsTM em conjunto

com a ponta de prova Tecktronix, modelo P6015A com atenuação de 1.000x.

5.3.1 Relação entre tensão de meia onda e fase quase estática do sinal interferométrico

Ajustado o sinal aplicado ao interferômetro ($V_p \approx 4,07$ kV) e obtido o resultado apresentado na Figura 43, variou-se a amplitude do sinal DC aplicado à célula Pockels de forma a induzir valores entre 60° e 120° a ϕ_o . O sinal $V(t)$ foi mantido estável no valor de referência e executou-se o método de detecção de fase óptica. A Tabela 4 apresenta os valores médios aplicados ao interferômetro, com seus respectivos desvios padrões.

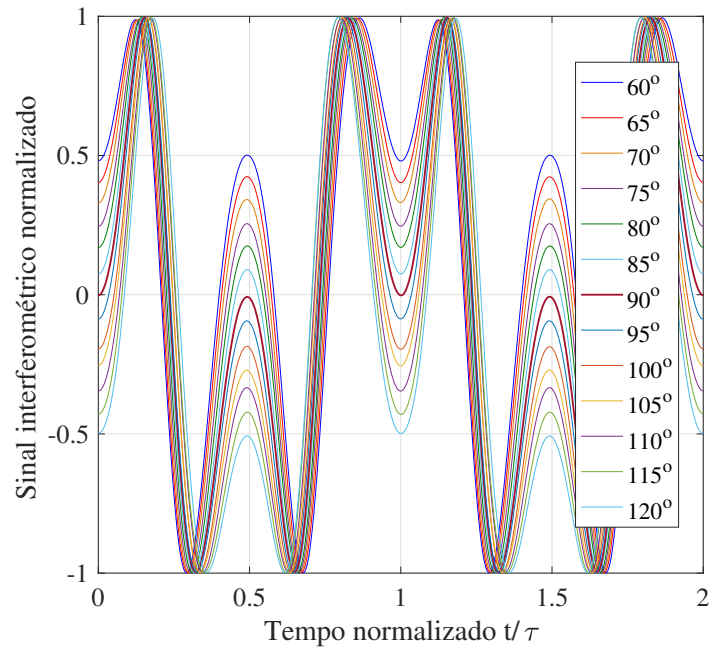
Tabela 4 - Valores de V_{DC} aplicados ao sensor polarimétrico para variação de ϕ_o e valores de amplitude de pico de $V(t)$, V_p , medidos no processo.

Fase inicial aplicada	Sinais aplicados ao cristal	
	V_p [kV]	V_{DC} [kV]
60°	$4,072 \pm 0,0020$	$1,417 \pm 0,0012$
65°	$4,071 \pm 0,0021$	$1,522 \pm 0,0013$
70°	$4,072 \pm 0,0027$	$1,624 \pm 0,0013$
75°	$4,071 \pm 0,0032$	$1,728 \pm 0,0020$
80°	$4,070 \pm 0,0037$	$1,833 \pm 0,0016$
85°	$4,070 \pm 0,0038$	$1,943 \pm 0,0011$
90°	$4,068 \pm 0,0048$	$1,951 \pm 0,0014$
95°	$4,072 \pm 0,0063$	$2,149 \pm 0,0018$
100°	$4,070 \pm 0,0077$	$2,257 \pm 0,0081$
105°	$4,069 \pm 0,0092$	$2,354 \pm 0,0016$
110°	$4,070 \pm 0,0106$	$2,450 \pm 0,0022$
115°	$4,067 \pm 0,0127$	$2,544 \pm 0,0023$
120°	$4,065 \pm 0,0144$	$2,643 \pm 0,0026$

Fonte: elaboração do autor.

Os sinais interferométricos obtidos em cada valor de ϕ_o foram organizados no gráfico da Figura 44,

Figura 44 - Sinais experimentais de um sensor polarimétrico para $\phi(t) = \pi$ radianos (coincidência), para valores de ϕ_o entre 60° e 120° e dois períodos de aquisição.



Fonte: Elaboração do autor.

Observa-se a similaridade da Figura 44 com a Figura 10. Assim, executando-se o método de detecção, calculavam-se as fases ópticas para cada ponto de ϕ_o ajustado. A Tabela 5 apresenta os valores obtidos pelo algoritmo, evidenciando que houve excelente recuperação de ϕ_o .

Tabela 5 - Valores de amplitude de pico do retardo de fase óptica induzido, $\phi(t)$, Φ_p , e de fase quase estática ajustada ϕ_o , obtidos pelo algoritmo de detecção de fase óptica.

Fase inicial aplicada	Sinais detectados	
	Φ_p [rad]	ϕ_o [rad]
60°	3,153 ± 0,0019	60,044 ± 0,1291
65°	3,151 ± 0,0017	65,064 ± 0,0017
70°	3,151 ± 0,0022	69,871 ± 0,1147
75°	3,150 ± 0,0023	74,975 ± 0,1323
80°	3,148 ± 0,0027	79,983 ± 0,1188
85°	3,148 ± 0,0025	85,286 ± 0,0840
90°	3,143 ± 0,0032	90,138 ± 0,0977
95°	3,147 ± 0,0044	94,995 ± 0,1040
100°	3,145 ± 0,0051	100,193 ± 0,3926
105°	3,144 ± 0,0062	104,955 ± 0,1418
110°	3,144 ± 0,0070	109,792 ± 0,1678
115°	3,141 ± 0,0084	114,602 ± 0,2317
120°	3,138 ± 0,0093	119,887 ± 0,2179

Fonte: elaboração do autor.

Com os resultados apresentados nas Tabelas 4 e 5, calculavam-se os valores médios para V_π , com os respectivos desvios padrões, o que é apresentado na Tabela 6.

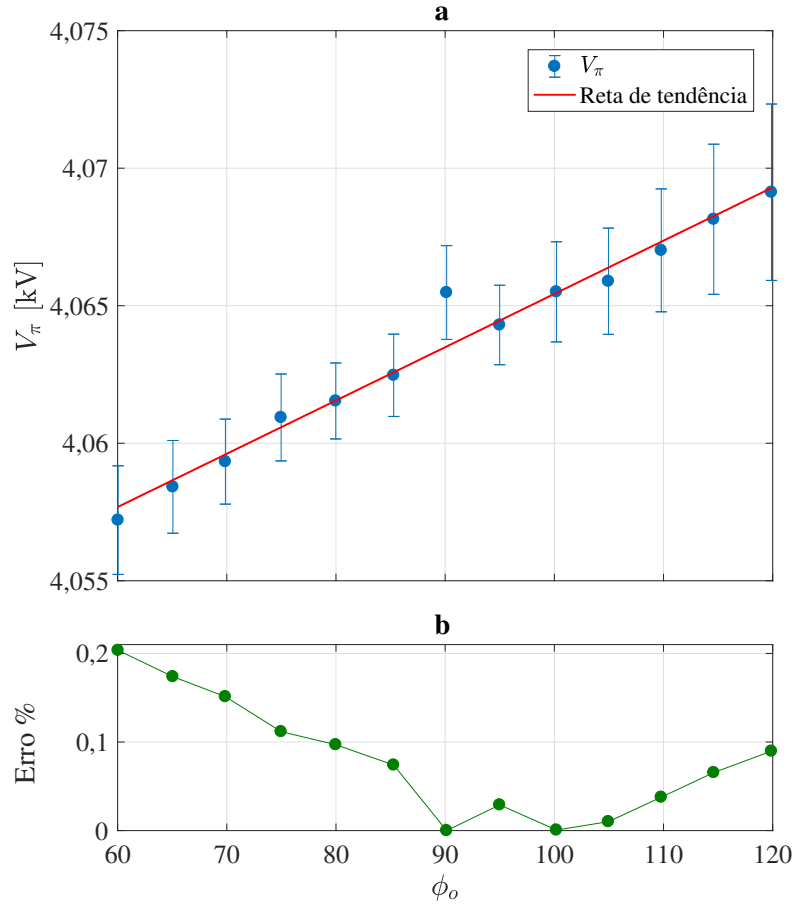
Tabela 6 - Valores calculados de V_π radianos, desvios padrões de amostragem e erro percentual com relação ao valor de referência $\phi_o = \pi/2$ radianos.

Fase inicial aplicada	Valores calculados	
	V_π [kV]	Error [%]
60°	4,057 ± 0,0020	-0,202%
65°	4,058 ± 0,0017	-0,172%
70°	4,059 ± 0,0016	-0,150%
75°	4,061 ± 0,0016	-0,111%
80°	4,062 ± 0,0014	-0,096%
85°	4,062 ± 0,0015	-0,074%
90°	4,065 ± 0,0017	0%
95°	4,064 ± 0,0014	-0,029%
100°	4,066 ± 0,0018	0,002%
105°	4,066 ± 0,0019	0,010%
110°	4,067 ± 0,0022	0,039%
115°	4,068 ± 0,0027	0,066%
120°	4,069 ± 0,0032	0,091%

Fonte: elaboração do autor.

Obtidos os dados apresentados na Tabela 6, desenvolveu-se o gráfico apresentado na Figura 45, onde a relação entre V_π e ϕ_o é apresentada, assim como os desvios padrões, indicados em barras verticais, e os erros percentuais de cada ponto amostrado.

Figura 45 - Relação $V_\pi \times \phi_o$ obtida pela aplicação do método de detecção de fase óptica ao sensor de tensão polarimétrico.



Fonte: Elaboração do autor.

O valor médio de V_π calculado entre todas as amostras foi de 4,063 kV, com um desvio padrão médio de $\pm 0,0019$. O erro percentual médio apresentado no experimento foi de 0,04%, sendo que o maior percentual de desvio foi calculado para $\phi_o = 60^\circ$, sendo 0,202%. Estes dados são de grande importância para o experimento pois, todos os valores obtidos e examinados demonstraram incertezas inferiores a 0,5%, como discutido por Von MARTENS (2013) para o SCM digital aplicado a vibrômetros. A reta de tendência indicada na Figura 45 (a) foi calculada pelo método dos mínimos quadrados e representa uma relação entre $V_\pi \times \phi_o$ dada por:

$$V_\pi = 0,0002 \times \phi_o + 4,0461, \quad (52)$$

a qual apresentou um valor relacional quadrático (R^2) igual a 0,9727, muito próximo a 1, i.e., obteve-se uma excelente relação entre V_π e ϕ_o dada pela equação (52).

5.3.2 Relação entre tensão de meia onda e campo elétrico externo aplicado ao cristal

Sem interromper o controle de temperatura, retomou-se o ajuste da Figura 35 para obtenção da relação entre V_π e $V(t)$. Assim, ajustou-se o sinal aplicado ao cristal de forma a obter $\phi_o = \pi/2$ radianos. O sinal $V(t)$ permaneceu constante em todo o processo anterior. Desta forma, variou-se a amplitude do sinal $V(t)$ com valores entre -25% a $+25\%$ do valor de referência. Em todo este processo o valor de ϕ_o permaneceu constante. Os valores médios aplicados ao interferômetro, com seus respectivos desvios padrões, são apresentados na Tabela 7.

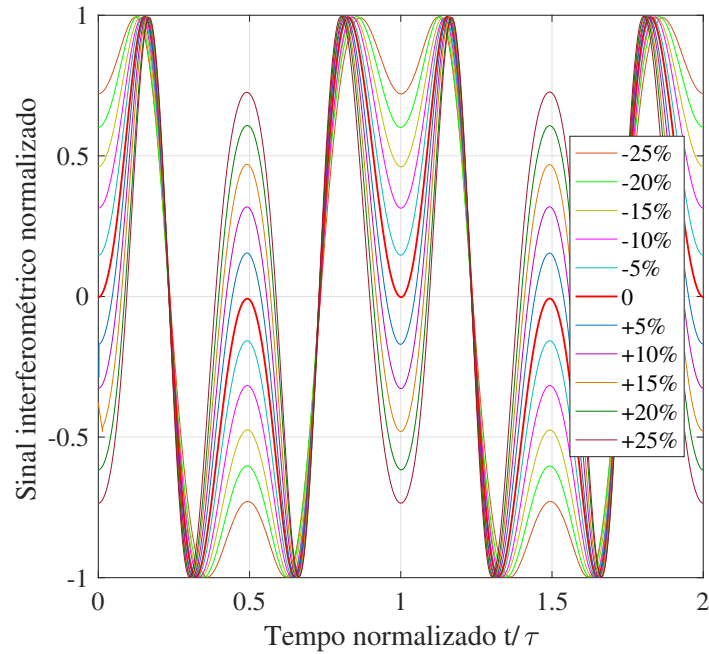
Tabela 7 - Valores de amplitude de $V(t)$, V_p aplicados ao sensor polarimétrico e V_{DC} medidos no processo.

Variação da Amplitude	Sinais aplicados ao interferômetro	
	V_p [kV]	V_{DC} [kV]
+25%	$5,132 \pm 0,0042$	$1,965 \pm 0,0015$
+20%	$4,920 \pm 0,0047$	$1,956 \pm 0,0017$
+15%	$4,705 \pm 0,0047$	$1,955 \pm 0,0021$
+10%	$4,493 \pm 0,0047$	$1,956 \pm 0,0015$
+5%	$4,280 \pm 0,0045$	$1,952 \pm 0,0014$
Referência	$4,068 \pm 0,0048$	$1,951 \pm 0,0014$
-5%	$3,861 \pm 0,0044$	$1,956 \pm 0,0016$
-10%	$3,650 \pm 0,0049$	$1,958 \pm 0,0017$
-15%	$3,436 \pm 0,0047$	$1,970 \pm 0,0015$
-20%	$3,226 \pm 0,0050$	$1,967 \pm 0,0019$
-25%	$3,018 \pm 0,0050$	$1,970 \pm 0,0015$

Fonte: elaboração do autor.

Os sinais interferométricos obtidos pela variação da amplitude de $V(t)$ são apresentados na Figura 46.

Figura 46 - Sinais experimentais de um sensor de tensão polarimétrico obtidos pela variação da amplitude da tensão aplicada $V(t)$ em uma faixa de -25% e $+25\%$ de V_p .



Fonte: Elaboração do autor.

Observa-se a similaridade da Figura 46 com a Figura 11. Assim, executou-se o método de detecção de fase óptica e calcularam-se as fases ópticas para cada ponto de V_p . A Tabela 8 apresenta os valores obtidos pelo algoritmo. Como se observa, os valores de ϕ_o se mantiveram aproximadamente constantes ($\approx 90^\circ$).

Tabela 8 - Valores de amplitude de $\phi(t)$, Φ_p , e de ϕ_o medidos pelo algoritmo de detecção de fase óptica.

Variação da Amplitude	Sinais detectados	
	Φ_p [rad]	ϕ_o [rad]
+25%	$3,967 \pm 0,0036$	$90,06 \pm 0,172$
+20%	$3,803 \pm 0,0036$	$90,14 \pm 0,143$
+15%	$3,637 \pm 0,0035$	$90,29 \pm 0,152$
+10%	$3,473 \pm 0,0033$	$90,39 \pm 0,120$
+5%	$3,307 \pm 0,0031$	$90,22 \pm 0,104$
Referência	$3,143 \pm 0,0032$	$90,14 \pm 0,098$
-5%	$2,982 \pm 0,0030$	$89,89 \pm 0,143$
-10%	$2,818 \pm 0,0033$	$89,83 \pm 0,104$
-15%	$2,653 \pm 0,0031$	$90,18 \pm 0,113$
-20%	$2,491 \pm 0,0033$	$89,92 \pm 0,152$
-25%	$2,328 \pm 0,0034$	$89,82 \pm 0,130$

Fonte: elaboração do autor.

Com os valores apresentados nas Tabelas 7 e 8, calcularam-se os valores médios de V_π , com os respectivos desvios padrões, os quais são apresentados na Tabela 9. Como se verifica, o método consegue medir V_π com pequeno erro, independente do valor da tensão aplicada (V_p), desde que dentro da faixa de $\pm 25\%$ em relação à referência.

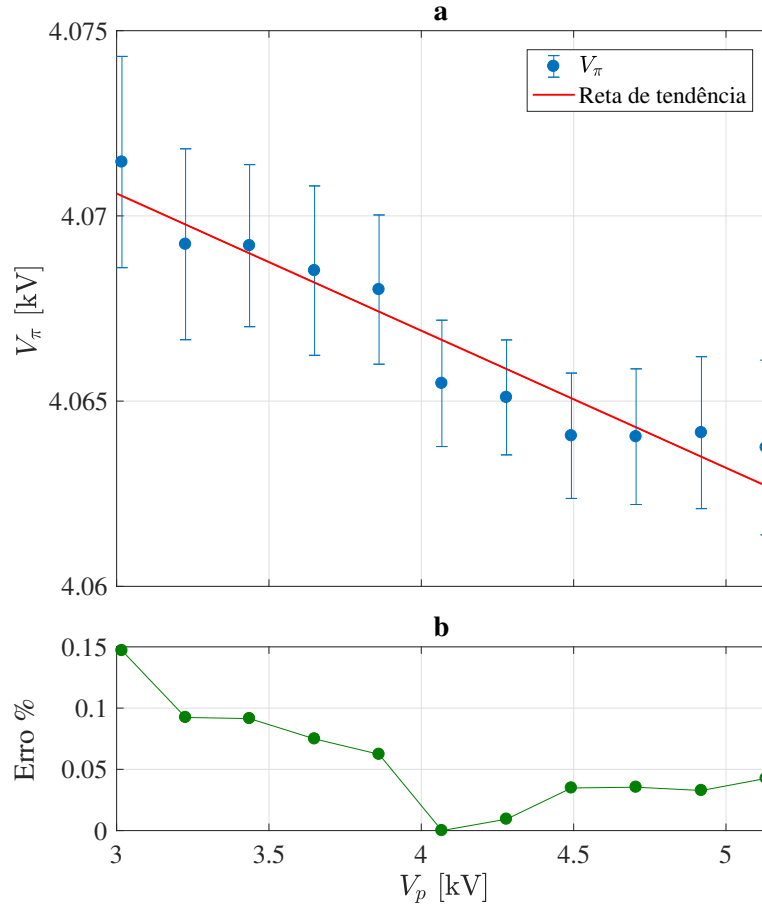
Tabela 9 - Valores calculados de V_π kV, desvios padrões de amostragem e erro percentual com relação ao valor de referência.

Variação da Amplitude		
	V_π [kV]	Erro [%]
+25%	$4,064 \pm 0,0024$	-0,042%
+20%	$4,064 \pm 0,0021$	-0,032%
+15%	$4,064 \pm 0,0018$	-0,034%
+10%	$4,064 \pm 0,0017$	-0,034%
+5%	$4,065 \pm 0,0016$	-0,007%
Referência	$4,065 \pm 0,0017$	0%
-5%	$4,068 \pm 0,0020$	0,064%
-10%	$4,069 \pm 0,0023$	0,076%
-15%	$4,069 \pm 0,0022$	0,091%
-20%	$4,069 \pm 0,0026$	0,093%
-25%	$4,071 \pm 0,0029$	0,148%

Fonte: elaboração do autor.

Obtidos os dados apresentados na Tabela 9, desenvolveu-se o gráfico apresentado na Figura 47, onde a relação entre V_π e a amplitude de pico de $V(t)$, V_p , é apresentada, além dos erros percentuais e dos desvios padrões associado, indicados por barras verticais, para cada ponto amostrado.

Figura 47 - Relação $V_\pi \times V_p$ obtida pela aplicação do método de detecção de fase óptica ao sensor de tensão polarimétrico com variação da amplitude de $V(t)$.



Fonte: Elaboração do autor.

A V_π média calculada entre todas as amostras foi de 4,066 kV, com um desvio padrão médio de $\pm 0,0021$ kV. O erro percentual médio apresentado no experimento foi de 0,03%, sendo que o maior percentual de desvio foi calculado para o ponto +25% do valor de referência, 0,147%. Novamente, todos os valores obtidos e examinados demonstraram incertezas inferiores a 0,5%, como discutido por Von MARTENS (2013) para o SCM digital aplicado a vibrômetros. A reta de tendência indicada no gráfico foi obtida pelo método dos mínimos quadrados e representa uma relação entre $V_\pi \times V_p$ [kV]:

$$V_\pi = -0,0037 \times V_p + 4,0817, \quad (53)$$

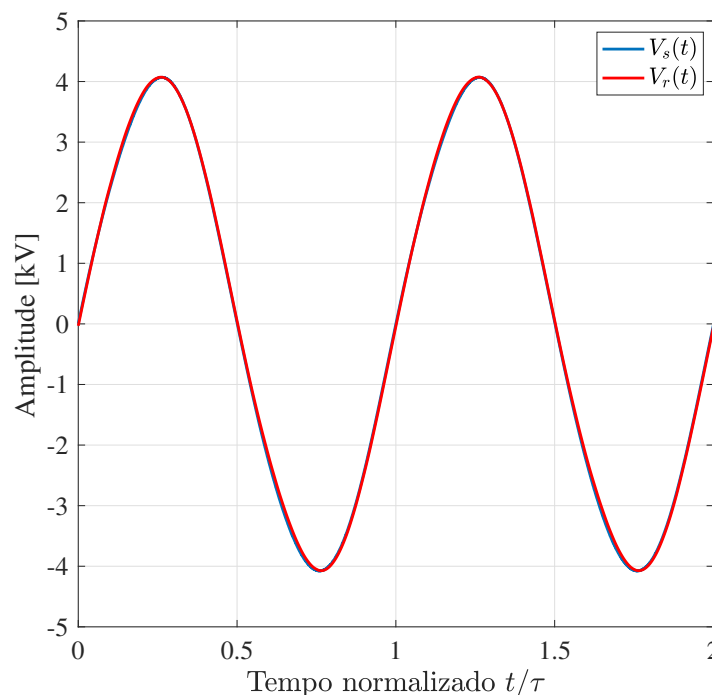
com uma relação quadrática, R^2 , igual a 0,9161, muito próximo de 1, i.e., obteve-se uma excelente relação $V_\pi \times V_p$ dada pela equação (53).

Assim, observou-se que o método de detecção de fase óptica aplicado a calibração de sensor de tensão polarimétrico é eficaz apresentando incertezas inferiores a 0,5% como discutido nas normas de calibração de vibrometria (ISO 16063-11, 1999; ISO 16063-15, 2006; ISO 16063-21, 2003; ISO 16063-41, 2011).

5.3.3 Aplicação e recuperação de sinal senoidal

Com o intuito de testar a capacidade do método na recuperação do sinal aplicado, uma vez tendo calibrado o OVS, ajustou-se no algoritmo de detecção de fase óptica proposto e discutido no Capítulo 3 a V_π , obtida nos processos descritos anteriormente. Aplicou-se um sinal senoidal ($V_s(t)$) com frequência de 60 Hz ao OVS e amplitude de pico de 4,072 kV. Aplicando-se o método digital, obteve-se o sinal recuperado ($V_r(t)$), com amplitude de pico de 4,073 kV. Os sinais $V_s(t)$ e $V_r(t)$ são apresentados na Figura 48.

Figura 48 - Representação dos sinais $V_s(t)$, aplicado ao OVS, e $V_r(t)$, recuperado pelo método de detecção de fase óptica com V_π obtida pelo processo de calibração.



Fonte: Elaboração do autor.

Observa-se na Figura 48 a similaridade dos sinais aplicado e recuperado. Neste processo, o erro absoluto apresentado pelos sinais, quanto a amplitude destes, foi de 0,0057 kV e o erro relativo foi de 0,14%, inferior a 0,5%, como previsto na aplicação do SCM digital descrito no Capítulo 3. Calculou-se também a distorção harmônica total (THD - do inglês: *Total Harmoni-*

cal Distortion), dos sinais $V_s(t)$ e $V_r(t)$ obtendo-se: $THD_s = 2,076\%$ e $THD_r = 2,068\%$, com um erro relativo de $0,008\%$ entre os THD's.

A distorção harmônica total (THD), é utilizada para definir o efeito das harmônicas na tensão do sistema. Ela é usada em sistemas de alta, média e baixa tensões, sendo expressa como uma percentagem da harmônica fundamental, e definida como:

$$THD = \frac{\sqrt{\sum_{h=2}^{\infty} V_h^2}}{V_1} 100\% . \quad (54)$$

sendo V_1 a tensão medida da harmônica fundamental e V_h são os valores das tensões das harmônicas de ordem h do sinal analisado.

6 CONCLUSÕES

Neste trabalho foi proposto um método de detecção de fase óptica que, aplicado a sensor de tensão polarimétrico, auxilia na obtenção da tensão de meia onda do OVS, possibilitando a calibração do sensor para medição de tensão com exatidão e precisão. O método proposto tem como base a obtenção de fase angular de um sinal complexo, que é resultado de sinais trigonométricos obtidos de um único sinal fotodetectado. O método foi analisado através da aplicação em um sensor de tensão polarimétrico, o qual foi proposto em uma montagem simplificada com o uso de apenas uma célula Pockels, um polaroide polarizador, um polaroide analisador e um fotodetector. A proposta deste método se insere na linha de pesquisa do LOE para métodos de demodulação de fase homódinos (CARVALHO; FERREIRA; KITANO, 1999; BARBOSA, 2009; GALETI, 2012; LEMES, 2014).

Foram estudados: a propagação óptica através de cristais de Niobato de Lítio, a célula Pockels e moduladores de amplitude ou intensidade, também chamados de sensores ópticos de tensão. Para tanto, foi feita uma análise teórica do efeito eletro-óptico linear presente neste tipo de cristal, com ênfase na variação da intensidade do sinal devido a variações de temperatura do meio onde o cristal está inserido. Esta pesquisa é uma continuidade de trabalhos recentes apresentados no LOE de estudos de sensores ópticos de altas tensões (BARBOSA, 2009; GALETI, 2016; PEREIRA, 2018; PEREIRA et al., 2018).

A montagem do aparato experimental proporcionou bons resultados na aplicação do método para a calibração do sensor de tensão polarimétrico. Para viabilizar esta calibração, foi desenvolvida no LOE uma caixa térmica, capaz de estabilizar a temperatura interna com uso de controlador PID, de forma a permitir amostragens com baixa variação de temperatura, em torno de $0,2^{\circ}\text{C}$, o que permitiu a aquisição dos sinais interferométricos sem interferência da temperatura nos resultados obtidos. Os resultados obtidos nesta aplicação demonstraram incertezas inferiores a $0,5\%$, como apresentado nas normas de calibração de vibrômetros (ISO 16063-11, 1999; ISO 16063-15, 2006; ISO 16063-21, 2003; ISO 16063-41, 2011).

Nos testes para calibração do OVS, no levantamento da relação entre a tensão de meia onda do cristal V_{π} e a fase quase estática ajustada ϕ_o , os erros obtidos foram inferiores a $0,25\%$, e a V_{π} média calculada foi de $4,063\text{ kV}$ com desvio padrão de $\pm 0,0019\text{ kV}$. A equação que relaciona $V_{\pi} \times \phi_o$ foi obtida e descrita na equação (52), apresentada no Capítulo 5 Subseção 5.3.1, com um fator relacional quadrático (R^2) igual a $0,9727$, demonstrando uma excelente relação entre V_{π} e ϕ_o .

Quanto ao levantamento da relação entre a tensão de meia onda do cristal V_{π} e a amplitude

da tensão de pico aplicada ao cristal V_{pico} , os erros obtidos foram inferiores a 0,15%, e a V_{π} média calculada foi de 4,066 kV com desvio padrão de $\pm 0,0021$ kV. A equação que relaciona $V_{\pi} \times V_{pico}$ foi obtida e descrita na equação (53), apresentada no Capítulo 5, Subseção 5.3.2, com um fator R^2 igual a 0,9161, demonstrando uma excelente relação entre V_{π} e V_{pico} .

Observe que, considerando a V_{π} média obtida pela variação da fase quase estática como referência, as tensões de meia onda obtidas nas duas aplicações apresentam um erro relativo entre elas de 0,075%.

Uma vez calibrado o OVS aplicou-se um sinal senoidal com ($V_s(t)$) com frequência de 60 Hz ao OVS e amplitude de pico de 4,072 kV. Aplicando-se o método digital proposto, obteve-se o sinal recuperado ($V_r(t)$), com amplitude de pico de 4,073 kV. O erro absoluto apresentado pelos sinais, quanto a amplitude destes, foi de 0,0057 kV e o erro relativo foi de 0,14%, inferior a 0,5% como previsto. Calculou-se também a distorção harmônica total (THD - do inglês: *Total Harmonical Distortion*), dos sinais $V_s(t)$ e $V_r(t)$ obtendo-se: $THD_s = 2,076\%$ e $THD_r = 2,068\%$, com um erro relativo de 0,008% entre os THD's.

A caixa térmica foi utilizada na análise da sensibilidade da tensão de meia onda do cristal à variações de temperatura. Neste etapa, a caixa foi configurada para operar em uma faixa de temperatura de -16°C a 62°C , estabilizando em patamares com 1°C de variação. Observou-se que V_{π} do cristal demonstra variações devido a variações de temperatura. A tensão V_{π} média calculada foi de 4,024 kV. Tomando o valor médio como referência, as amostras obtidas apresentaram erros relativos inferiores a 3%, com média inferior a 2%, e erros absolutos de até 84 V entre as amostras. Desta forma, não foi possível obter uma relação matemática entre V_{π} e a variação de temperatura do cristal de LiNbO_3 . Entretanto, observa-se que, se aplicado este sensor para controle e proteção de linhas de altas tensão, este terá um comportamento satisfatório, uma vez que a norma vigente exige um grau de exatidão de 2% em média para esta aplicação. Porém, com os dados obtidos conclui-se que este sensor não pode ser aplicado a aferição, medição e faturamento financeiro de energia pois, a norma vigente exige um grau de exatidão de 0,3% para esta aplicação.

O uso das plataforma E/S myRIO e PCIe-6361, possibilitou a execução dos testes em tempo real, de uma maneira facilitada pela aplicação da linguagem de alto nível LabVIEW, além de simplificar a aquisição e o processamento de dados.

6.1 PROPOSTAS PARA TRABALHOS FUTUROS

Objetivando continuar com às atividades realizadas nesta pesquisa e aperfeiçoar os resultados alcançados até o momento, propõem-se sugestões para os próximo trabalhos que podem conduzir a melhorias:

- Aprimoramento do método proposto para demodulação de sinais de alto índice de modulação: Esta atividade tem como objetivo habilitar o método para medição de tensões superiores às tensões aplicadas nas etapas aqui executadas, na ordem de 13,8 kV eficaz, bem como, tensões inferiores a 2 kV com baixo índice de modulação, tornando o método eficaz em qualquer amplitude de sinal aplicado ao sensor;
- Correção da caixa térmica: Esta sugestão tem como objetivo aprimorar o aparato experimental para alcance de temperaturas baixas de $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$, e temperaturas altas $50\text{ }^{\circ}\text{C}$, sem que vibrações mecânicas estejam presentes na caixa, não afetando assim a caracterização da V_{π} com a variação de temperatura;
- Caracterização da célula moduladora de fase óptica: Proposto por Pereira (2018), o objetivo desta etapa é levantar a característica do cristal, disposto nesta configuração, quanto à sensibilidade da tensão de meia onda, V_{π} , à variação de temperatura;
- Proposição de método de controle realimentado: Uma vez levantadas as curvas de sensibilidade das células Pockels Sensora de Alta Tensão (SAT) e Moduladora Óptica de Fase (MOF), (PEREIRA, 2018), desenvolver um método de controle por temperatura, usando uma célula Pockels auxiliar de modulação de fase óptica para correção dos erros de medição da célula Pockels sensora de altas tensões.
- A ponta de prova Tecktronix P6015A com atenuação de $1000\times$, utilizada na leitura da tensão de saída do transformador de alta tensão, apresenta incertezas de medição de 1%. Assim, com a finalidade de minimizar o erro gerado pela incerteza de medição da alta propõe-se, para trabalhos futuros, o uso de divisor de tensão resistivo, devidamente calibrado e aferido, com incertezas inferiores a 1%, ou o uso de transformador de potencial devidamente calibrado e aferido, com incertezas inferiores a 1% para a faixa de tensão aplicada neste trabalho.

REFERÊNCIAS

- ALLIL, R. C. da S. B.; WERNECK, M. M. Optical high-voltage sensor based on fiber bragg grating and PZT piezoelectric ceramics. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, New York, v. 60, n. 6, p. 2118–2125, jun. 2011.
- ALMEIDA, J. de; SANTOS, J. Coherent demodulation of the output signal of optical voltage transformer. *IEEE Latin America Transactions*, [S.I.], v. 3, n. 5, p. 47–52, dez. 2005.
- ANG, K. H.; CHONG, G.; LI, Y. PID control system analysis, design, and technology. *IEEE Transactions on Control Systems Technology*, New York, v. 13, n. 4, p. 559–576, jul. 2005.
- ÅSTRÖM, K.; HÄGGLUND, T.; HANG, C.; HO, W. Automatic tuning and adaptation for PID controllers - a survey. *Control Engineering Practice*, Oxford, v. 1, n. 4, p. 699–714, ago. 1993.
- BARBOSA, F. de A. A. *Método de detecção interferométrica de fase, com baixa profundidade de modulação, aplicado à medição de deslocamentos nanométricos em atuadores e mini-manipuladores piezoelétricos*. 2009. 165 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) — Universidade Estadual Paulista "Júlio de Mesquita Filho", Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, 2009.
- BLOOMING, T. M.; CARNOVALE, D. J. Application of IEEE STD 519-1992 harmonic limits. In: CONFERENCE RECORD OF 2006 ANNUAL PULP AND PAPER INDUSTRY TECHNICAL CONFERENCE. [S.I.], 2006. p. 1–9. ISSN 0190-2172.
- CARVALHO, A. A.; FERREIRA, W. B.; KITANO, C. Implementação de um sensor a fibra óptica polarimétrico para medidas de deformação de estruturas de concreto. In: CONGRESSO BRASILEIRO DE ENGENHARIA MECÂNICA. *Anais*. [...] Campinas: ABCM/UNICAMP. Águas de Lindoia, 1999. p. 1 – 10.
- CHAVEZ, P. P.; JAEGER, N. A.; RAHMATIAN, F.; YAKYMYSHYN, C. P. Integrated-optic voltage transducer for high-voltage applications. In: LESSARD, R. A.; LAMPROPOULOS, G. A. (Ed.). *Applications of Photonic Technology 4*. [S.I.]: SPIE, 2000.
- CHEMIN NETTO, U. *Aplicações de controle e supervisão distribuídas em subestações de energia elétrica através do uso de relés digitais de proteção*. 2008. 172 f. Dissertação (Mestrado) — Escola de Engenharia Elétrica de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2008.
- DANTE, A.; BACURAU, R. M.; SPENGLER, A. W.; FERREIRA, E. C.; DIAS, J. A. S. A temperature-independent interrogation technique for FBG sensors using monolithic multilayer piezoelectric actuators. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, New York, v. 65, n. 11, p. 2476–2484, nov. 2016.
- GALETI, J. H. *Medição interferométrica de fase óptica através do método de segmentação do sinal amostrado*. 2012. 149 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) — Universidade

Estadual Paulista "Júlio de Mesquita Filho", Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, 2012.

GALETI, J. H. *Métodos de demodulação de fase aplicados a interferômetros de dois feixes realimentados*. 2016. 195 f. Tese (Doutorado em Engenharia Elétrica) — Universidade Estadual Paulista "Júlio de Mesquita Filho", Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, 2016.

GARCIA, M. R.; GALETI, J. H.; HIGUTI, R. T.; KITANO, C. A simple and efficient off-optical axis electro-optic voltage sensor. In: 2014 11TH IEEE/IAS INTERNATIONAL CONFERENCE ON INDUSTRY APPLICATIONS. [S.I.], 2014. p. 1–8.

GIALLORENZI, T.; BUCARO, J.; DANDRIDGE, A.; SIGEL, G.; COLE, J.; RASHLEIGH, S.; PRIEST, R. Optical fiber sensor technology. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, New York, v. 30, n. 4, p. 472–511, 1982.

IEC 61869-3. *Instrument transformers - part 3: additional requirements for inductive voltage transformers*. London, 2011. Table 1 - Temperature categories.

ISO 16063-11. *Methods for the Calibration of Vibration and Shock Transducers - Part 11: Primary Vibration Calibration by Laser Interferometry*. Geneva, 1999. Reviewed and confirmed in 2009.

ISO 16063-15. *Methods for the Calibration of Vibration and Shock Transducers - Part 15: Primary Angular Vibration Calibration by Laser Interferometry*. Geneva, 2006. Reviewed and confirmed in 2009.

ISO 16063-21. *Methods for the Calibration of Vibration and Shock Transducers - Part 21: Vibration Calibration by Comparison to a Reference Transducer*. Geneva, 2003. Reviewed and confirmed in 2008 with a Technical Corrigendum issued in 2009 (Cor.1:2009).

ISO 16063-41. *Methods for the Calibration of Vibration and Shock Transducers - Part 41: Calibration of Laser Vibrometers*. Geneva, 2011.

ISOTECH. *Reference probes - semi standards platinum resistance thermometers*. 2019. Disponível em: <<https://www.isotech.co.uk/assets/uploads/Data%20Sheets-/NEW%20Angled%20Semi%20Standards.pdf>>.

KITANO, C. *Análise do interferômetro Mach-Zehnder com controle acústico-eletro-óptico*. 1993. 224 f. Tese (Mestrado em Engenharia Eletrônica e Computação) — Instituto Tecnológico da Aeronáutica, 1993.

KRUPYCH, O.; SAVARYN, V.; VLOKH, R. Precise determination of full matrix of piezo-optic coefficients with a four-point bending technique: the example of lithium niobate crystals. *Applied Optics*, New York, v. 53, n. 10, p. 1–7, abr. 2014.

LEMES, A. da S. *Novas configurações de interferômetros de quadratura e de técnicas de detecção de fase óptica baseadas em phase unwrapping*. 2014. 143 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) — Universidade Estadual Paulista "Júlio de Mesquita Filho", Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, 2014.

LUGÃO, J. R. L. *Controlador de temperatura para célula de medição de propriedades de líquidos por ultrassom*. 2015. 64 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) —

Universidade Estadual Paulista "Júlio de Mesquita Filho", Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, 2015.

LYRA, S.; MARTIN, R. I.; PEREIRA, F. C.; SILVA, E. C.; TEIXEIRA, M. C. M.; KITANO, C. Digital control system for two-beam optical interferometry using variable structure and sliding modes method. In: SADWICK, L. P.; YANG, T. (Ed.). *Terahertz, RF, Millimeter, and Submillimeter-Wave Technology and Applications XII*. [S.l.]: SPIE, 2019.

MARÇAL, L. A. P. *Novas técnicas de detecção de fase óptica em interferômetros homódinos aplicados à caracterização de atuadores piezoelétricos flexionais*. 2008. 263 f. Tese (Doutorado em Engenharia Elétrica) — Universidade Estadual Paulista "Júlio de Mesquita Filho", Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, 2008.

MARTIN, R. I. *Nonlinear control system based on variable structure and sliding modes for two beam optical interferometry*. 2018. 124 f. Tese (Doutorado em Engenharia Elétrica) — Universidade Estadual Paulista "Júlio de Mesquita Filho", Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, Ilha Solteira, SP, mar. 2018.

MARTINEZ, G. A. *Análise interferométrica da influência dos suportes de fixação de piezoatuadores ao breadboard: alteração da resposta em frequência para nanodeslocamentos*. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) — Universidade Estadual Paulista "Júlio de Mesquita Filho", Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, Ilha Solteira, SP, set. 2018.

NASCIMENTO, A. R. Z.; POHL, A. d. A. P. *Estudo e caracterização de circuitos de transimpedância aplicados a sensores ópticos*. 2004 p. Dissertação (Mestrado em Informática Industrial) — Centro Federal de Educação Tecnológica do Paraná, Curitiba, PR, 2004.

NATIONAL INSTRUMENTS™. *Device specification NI PCIe-6361*. [S.l.], 2015. Disponível em: <<https://www.ni.com/pdf/manuals/374650c.pdf>>.

NATIONAL INSTRUMENTS™. *User guide and specifications NI myRIO-1900*. [S.l.], 2018. Disponível em: <<https://www.ni.com/pdf/manuals/376047d.pdf>>.

NUNES, D. C.; PINTO, J. E. M. G.; FONSECA, D. G. V.; MAITELLI, A. L.; ARAÚJO, F. M. U. Relay based pid auto-tuning applied to a multivariable level control system. In: 2014 11TH INTERNATIONAL CONFERENCE ON INFORMATICS IN CONTROL, AUTOMATION AND ROBOTICS (ICINCO). [S.l.], 2014. v. 01, p. 741–748.

OMEGA. *Sensores RTD ultraprecisos para medição de ar e gás*. 2019. Disponível em: <https://br.omega.com/temperature/pdf/P-ULTRA_RTD.pdf>.

PEREIRA, F. da C. *Sensor óptico de alta tensão com chaveamento de quadratura e realimentado por controle de fase*. 2018. 105 f. Tese (Doutorado em Engenharia Elétrica) — Universidade Estadual Paulista "Júlio de Mesquita Filho", Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, 2018.

PEREIRA, F. da C.; GALETI, J. H.; HIGUTI, R. T.; CONNELLY, M. J.; KITANO, C. Real-time polarimetric optical high-voltage sensor using phase-controlled demodulation. *Journal of Lightwave Technology*, New York, v. 36, n. 16, p. 3275–3283, ago. 2018.

PETCH, H. S.; RUSHTON, J. *Power System Protection – Principles and Components*. 2. ed.

UK: Peter Peregrinus, 1981.

RAHMATIAN, F.; ROMALO, D.; LEE, S.; FEKETE, A.; LIU, S.; F., J. N. A.; CHAVEZ, P. Optical voltage transducers for high-voltage applications. In: *Workshop on EPRI Optical Sensors Systems*. New York: [s.n.], 2000. p. 26 – 28.

RIBEIRO, B. A.; WERNECK, M. M. A mechanical method to tuning a FBG-PZT voltage sensor. In: KALINOWSKI, H. J.; FABRIS, J. L.; BOCK, W. J. (Ed.). *24th International Conference on Optical Fibre Sensors*. [S.l.]: SPIE, 2015.

RIBEIRO, B. de A.; WERNECK, M. M.; SILVA-NETO, J. L. da. Novel optimization algorithm to demodulate a PZT-FBG sensor in AC high voltage measurements. *IEEE Sensors Journal*, New York, v. 13, n. 4, p. 1259–1264, abr. 2013.

RUBINI JUNIOR, J. *Desenvolvimento de célula Pockels na topologia reflexiva aplicada a TP óptico de alta tensão*. 2016. 180 f. Tese (Doutorado em Sistemas de Potência) — Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, 2016.

SANTOS, J. C.; ALMEIDA, J. C. J.; SILV, L. P. C. White light sensing systems for high voltage measuring using electro-optical modulators as sensor and recover interferometers. In: *Fiber Optic Sensors*. [S.l.]: InTech, 2012.

SILVA, L. P. C. da. *Transformador óptico por interferometria de luz branca para medição de altas tensões*. 2005. 80 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) — Escola Politécnica da Universidade de São Paulo, 2005.

SIMA, W.; LIU, T.; YANG, Q.; HAN, R.; SUN, S. Temperature characteristics of pockels electro-optic voltage sensor with double crystal compensation. *AIP Advances*, [S.I.], v. 6, n. 5, p. 055109, maio 2016.

SUDARSHANAM, V. S. Linear measurement of static phase change in optical homodyne interferometers: an analysis. *Optics Letters*, New York, v. 17, n. 9, p. 682, maio 1992.

Von MARTENS, H. Standardization of laser methods and techniques for vibration measurements and calibrations. *AIP Conference Proceedings*, New York, v. 1253, n. 1, p. 423–445, 2010.

Von MARTENS, H. Expanded and improved traceability of vibration measurements by laser interferometry. *Review of Scientific Instruments*, Rochester, NY, v. 84, n. 12, p. 121601, dez. 2013.

XIAO, X.; XU, Y.; DONG, Z. Thermodynamic modeling and analysis of an optical electric-field sensor. *Sensors*, [S.I.], v. 15, n. 4, p. 7125–7135, mar. 2015.

YARIV, A. *Optical electronics*. 3. ed. New York: Holt, Rinehart and Winstonm, 1985.

YARIV, A.; YEH, P. *Optical waves in crystals*. New York: John Wiley & Sons, 1984. p. 608.

ZIEGLER, J. G.; NICHOLS, N. B. Optimum settings for automatic controllers. *Journal of Dynamic Systems, Measurement, and Control*, New York, v. 115, n. 2B, p. 220, 1993.