

UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA “JÚLIO DE MESQUITA FILHO”
FACULDADE DE ENGENHARIA DE ILHA SOLTEIRA
PROGRAMA DE GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

ANDRYOS DA SILVA LEMES

**NOVAS CONFIGURAÇÕES DE INTERFERÔMETROS DE QUADRATURA E DE
TÉCNICAS DE DETECÇÃO DE FASE ÓPTICA BASEADAS EM *PHASE*
*UNWRAPPING***

Ilha Solteira

2014

ANDRYOS DA SILVA LEMES

**NOVAS CONFIGURAÇÕES DE INTERFERÔMETROS DE QUADRATURA E DE
TÉCNICAS DE DETECÇÃO DE FASE ÓPTICA BASEADAS EM *PHASE*
*UNWRAPPING***

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

Área de Conhecimento: Automação.

Orientador: Prof. Dr. Cláudio Kitano

Ilha Solteira

2014

FICHA CATALOGRÁFICA

Desenvolvido pelo Serviço Técnico de Biblioteca e Documentação

L552n Lemes, Andryos da Silva.
Novas configurações de interferômetros de quadratura e de técnicas de detecção de fase óptica baseadas em phase unwrapping / Andryos da Silva Lemes. -- Ilha Solteira: [s.n.], 2014
143 f. : il.

Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual Paulista. Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira. Área de conhecimento: Automação, 2014

Orientador: Cláudio Kitano
Inclui bibliografia

1. Interferometria homódina em quadratura. 2. Interferômetro de Michelson modificado. 3. Detecção de fase óptica. 4. Phase unwrapping.

CERTIFICADO DE APROVAÇÃO

TÍTULO: Novas configurações de interferômetros de quadratura e de técnicas de detecção de fase óptica baseadas em Phase Unwrapping

AUTOR: ANDRYOS DA SILVA LEMES

ORIENTADOR: Prof. Dr. CLAUDIO KITANO

Aprovado como parte das exigências para obtenção do Título de Mestre em Engenharia Elétrica ,
Área: AUTOMAÇÃO, pela Comissão Examinadora:



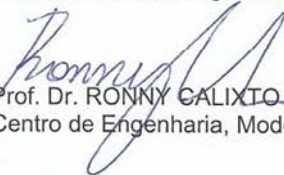
Prof. Dr. CLAUDIO KITANO

Departamento de Engenharia Elétrica / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira



Prof. Dr. RICARDO TOKIO HIGUTI

Departamento de Engenharia Elétrica / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira



Prof. Dr. RONNY CALIXTO CARBONARI

Centro de Engenharia, Modelagem e Ciências Sociais Aplicadas / Universidade Federal do Abc

Data da realização: 27 de março de 2014.

DEDICO

Ao meu querido irmão Dyangeles da Silva Lemes (in memoriam), pois seus exemplos de caráter e perseverança me serviram de inspiração na busca por mais essa conquista.

AGRADECIMENTOS

Acima de tudo, sou plenamente grato a Deus pelo amparo concedido e por me cercar de grandes almas que me compartilham o caminho desta passagem pela Terra, tornando assim, possíveis todas as minhas conquistas.

Ao meu orientador, Prof. Dr. Cláudio Kitano, que por meio de seu caráter e competência ímpar soube me transmitir conhecimentos científicos e morais. Graças a sua sabedoria, descobri qualidades que pensava não possuir. Ao meu orientador, meus sinceros agradecimentos por toda aprendizagem e amizade.

Ao Prof. Dr. Ricardo Tokio Higuti, por todas as sugestões e críticas que contribuíram muito em todas as etapas desta pesquisa.

Aos amigos do laboratório de Optoeletrônica, José H. Galeti, Fernando C. Pereira, Rafael A. Lima, Aline E. Takiy e Marlon R. Garcia por estarem presentes, sempre com sugestões valiosas, em todas as etapas no desenvolvimento deste trabalho.

Ao amigo de república Fabrício M. Sanches (vulgo Doug) por todos os momentos de companheirismo e de descontração que foram essenciais no decorrer destes dois anos.

Agradeço ao Prof. Me. José Vital F. Leão, que desde minha graduação acreditou em meu potencial e me incentivou. Graças a seu apoio, hoje essa conquista é realidade.

Agradeço a meus pais, Edson F. Lemes e Madalena S. Lemes, irmãos Dyangeles S. Lemes (in Memoriam) e Natália S. Lemes, por todo amor, exemplo e apoio incondicional oferecido a mim. O amor dessa incrível família me contagia e me guia na busca de todos os meus objetivos.

Em especial, agradeço a meu querido irmão Dyangeles, que ao longo de sua curta passagem neste plano se sacrificou pela família, o que permitiu a minha conquista de hoje e de outras que surgirão em minha vida.

Agradeço os meus tios Vilson e Marlene, ao tio Elias e prima Amanda, por todo carinho e palavras de apoio.

Agradeço aos meus futuros sogros, Renato e Sônia, que se mostraram como segundos pais em minha vida, me concedendo amparo em todos os momentos que necessitei.

Agradeço a minha noiva e futura esposa Renata M. David, por todo amor fornecido e compreensão dos momentos de ausência no qual me dedicava no desenvolvimento desta dissertação.

Por fim, agradeço a CAPES pela oportunidade de bolsa de mestrado.

“Deixe o futuro dizer a verdade e avaliar cada um de acordo com seus trabalhos e suas conquistas.” Nikola Tesla

RESUMO

Interferômetros ópticos de saída única são muito sensíveis quando operam nas proximidades do ponto de quadratura de fase da sua curva característica de entrada e saída. Entretanto, as flutuações ambientais de baixa frequência produzem derivas aleatórias entre os caminhos ópticos do interferômetro que desviam o ponto quiescente da quadratura, levando ao fenômeno de desvanecimento de sinal. Através de processamento eletrônico de dois sinais interferométricos de saída, defasados a 90° entre si, consegue-se demodular o sinal independentemente das derivas ambientais. Esses interferômetros chamados de interferômetros de quadratura são amplamente utilizados em laboratórios de metrologia, porém, devido à grande quantidade de componentes ópticos normalmente envolvidos, são de difícil alinhamento e de elevado custo. Neste trabalho estuda-se a interferometria homódina de dois feixes em quadratura e as suas complexidades inerentes. Propõe-se uma nova arquitetura, baseada na configuração de Michelson, de alinhamento mais simples e de baixo custo. Descreve-se matematicamente o processo de obtenção dos sinais em quadratura deste arranjo. Também, se explora uma técnica capaz de obter dois sinais interferométricos em quadratura através da configuração tradicional de Michelson explorando-se a distribuição espacial do padrão de franjas. Desenvolve-se, ainda, um novo algoritmo de *phase unwrapping* aplicável como método de detecção de fase óptica, capaz de reconstruir a forma de onda de sinais de modulação e fornecer a diferença de fase estática entre os braços do interferômetro, quando o sinal de modulação possui valor médio nulo. Testes computacionais são realizados para corroborar na tarefa de evidenciar o potencial da técnica. Por meio do método de demodulação apresentado, em adição com o interferômetro proposto e da técnica explorada, realiza-se testes experimentais em um atuador piezoelétrico flexensional. Obtêm-se curvas de deslocamento versus tensão elétrica aplicada, e, de resposta em frequência para magnitude e atraso do movimento mecânico. O método de demodulação mostrou potencial para caracterização de atuadores piezoelétricos, sendo também capaz de fornecer o atraso entre o movimento mecânico e o sinal de excitação aplicado ao atuador. O método também reconstrói a forma de onda do sinal de modulação sem a necessidade de aplicação de filtros, possuindo, ainda, a capacidade de demodular sinais de modulação com formas de ondas não periódicas.

Palavras-chaves: Interferometria homódina em quadratura. Interferômetro de Michelson modificado. Detecção de fase óptica. *Phase unwrapping*.

ABSTRACT

Optical interferometers with single outputs are very sensitive when operating close to the phase quadrature point of their input-output characteristic curves. However, low frequency environmental fluctuations generate random drifts between the optical paths of the interferometer that deviate the quiescent point from the quadrature condition. This problem causes the phenomenon called signal fading. By electronically processing these two interferometry output signals, shifted by 90° , it is possible to demodulate the signal regardless of environmental drift. These kinds of interferometers, known as quadrature interferometers, are widely used in metrology laboratories, but, due to the large amount of optical components, they are expensive and difficult to design. In this work a low cost homodyne interferometer with two output quadrature beams based on the Michelson configuration is studied, and the procedure to achieve the quadrature signals is mathematically described. Also, a recent technique, not widely known in the literature and that is able to obtain two quadrature signals by using the standard configuration of the Michelson interferometer is explored, exploiting the spatial distribution of the fringe pattern. A new method for optical phase shift demodulation based on phase unwrapping is developed. This approach is able to recover not only the modulation signal waveform, but can also calculate the static phase shift between the interferometer arms when the modulation signal has an average value equal to zero. The method also has the ability to demodulate signals which vary arbitrarily in time. Computational tests were done aiming to demonstrate the technique potential. By using this new optical phase shift demodulation method, combined with the proposed interferometer and exploiting the spatial distribution of the fringe pattern, a piezoelectric flexensional actuator is characterized. Displacement versus drive voltage and frequency response (magnitude and phase) curves from the mechanical displacement are measured. The method was successful in characterizing piezoelectric actuators, being also able to provide the phase delay between the mechanical motion and the excitation signal applied to the actuator.

Key-words: Homodyne quadrature interferometry. Modified Michelson interferometer. Optical phase shift detection. Phase unwrapping.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 1 - Esquema do experimento de Young.	29
Figura 2 - Franjas de interferência. (a) Alta visibilidade. (b) Baixa Visibilidade.	32
Figura 3 - Esquema do interferômetro de Michelson	33
Figura 4 - Fotodeteccção de sinais interferométricos em dois pontos distintos da curva característica de entrada-saída. (a) $\phi_0 = (2N + 1)\pi/2$. (b) $\phi_0 = N\pi$	37
Figura 5 - Processo de fotodeteccção com os principais tipos de ruído envolvidos	38
Figura 6 - Simulação em MATLAB das curvas de entrada e saída do interferômetro. (a) Sinal de modulação de entrada. (b) Sinal interferométrico de saída.	39
Figura 7 - Interferômetro convencional com a saída dividida em dois ramos.	42
Figura 8 - Interferômetro de Mach-Zehnder em quadratura.	43
Figura 9 - Interferômetro de Michelson modificado	45
Figura 10 - Interferômetro de Michelson modificado com inserções de uma lâmina de $\lambda/8$ e de um divisor de feixes polarizador.	46
Figura 11 - Interferômetro de Michelson modificado proposto.	47
Figura 12 - Interferômetro de Michelson modificado proposto em diagrama de blocos.	51
Figura 13 - Onda progressiva na direção x sobre o anteparo β	56
Figura 14 - Figuras de franjas de interferência em um interferômetro homódino de quadratura.	57
Figura 15 – Fotodetectores D1 e D2 defasados espacialmente de $\frac{\pi}{2}$ rad.	58
Figura 16 – Interferômetro de quadratura a partir da configuração de Michelson tradicional.	59
Figura 17 - Figura de Lissajous obtida de dois sinais interferométricos em quadratura perfeita.	61
Figura 18 - Medição de $\Psi(t)$ através de dois sinais em quadratura.	62
Figura 19 - Figura de Lissajous de sinais simulados. (a) Sinais com erros de quadratura. (b) Sinais após a correção de quadratura.	66
Figura 20 - Processo de <i>phase unwrapping</i> . (a) Função (51) obtida pelo Matlab. (b) Função (62) com <i>phase unwrapping</i>	67
Figura 21 - Diferença dos níveis médios entre $\Psi(t_i)$ e $\Psi_r(t_i)$	68
Figura 22 - Círculos trigonométricos com os devidos sinais para as funções. (a) Cosseno. (b) Seno. (c) Tangente.	69

Figura 23- Determinação do arco tangente no quadrante correto.....	70
Figura 24 - Algoritmo de demodulação baseado em <i>phase unwrapping</i>	72
Figura 25 - Processo de <i>phase unwrapping</i> . (a) Sinais interferométricos em quadratura. (b) Arco tangente. (c) Curvas de $\Psi_r(t_i)$, $\Psi(t_i)$ e seus respectivos valores médios.....	72
Figura 26 - Simulação para um sinal de fase óptica total com $\phi_s = 80^\circ$ (1,396 rad).	74
Figura 27 - Correção do nível médio de $\Psi_r(t_i)$	75
Figura 28 - Determinação do nível médio de $\Psi(t_i)$ superior a π rad.....	76
Figura 29 - Determinação de $\phi_{0e}(t_i)$ para um sinal interferométrico sem ruído.....	76
Figura 30 - Curva de linearidade para uma simulação de fase óptica modulada ($\Delta\phi(t)$) pelo movimento de um atuador piezoelétrico.....	77
Figura 31 - Determinação do atraso entre os sinais de excitação e de fase óptica modulada $\Delta\phi(t)$ reconstruída. (a) Atraso estimado. (b) Erro relativo absoluto.	78
Figura 32 - Simulação da demodulação de um sinal de áudio aplicado como sinal de modulação de fase interferométrica $\Delta\phi(t)$. (a) $v_{1C}(t_i)$. (b) $v_{2C}(t_i)$. (c) $\Delta\phi(t)$. (d) $\Psi_r(t_i)$. (e) e (f) vista em detalhe de (c) e (d). (g) Erro relativo referente a vista em detalhe (h) Espectro de $\Delta\phi(t)$. (i) Espectro de $\Psi_r(t_i)$ com valor médio subtraído.....	79
Figura 33 - Simulação da demodulação de dois sinais interferométricos de saída em quadratura com adição de ruído branco (SNR=25). (a) $v_{1C}(t_i)$ e $v_{2C}(t_i)$. (b) Zoom de (a). (c) Figura de Lissajous. (d) $\Psi(t_i)$ e $\Psi_r(t_i)$ com os seus respectivos valores médios. (e) Curva de linearidade da fase óptica estimada. (f) Erro relativo absoluto da curva de linearidade.....	82
Figura 34 - Determinação de $\phi_{0e}(t_i)$ para um sinal interferométrico com adição de ruído branco de SNR=25. (a) Nível médio estimado ($\phi_{0e}(t_i)$). (b) Erro relativo absoluto.....	84
Figura 35 - Determinação do atraso entre os sinais de excitação e de fase óptica modulada $\Delta\phi(t)$ reconstruída. (a) Atraso estimado. (b) Erro relativo absoluto.	85
Figura 36 - Simulação da demodulação de um sinal de áudio aplicado como sinal de modulação de fase interferométrica. (a) e (b) vista em detalhe de $\Delta\phi(t)$ e $\Psi_r(t_i)$,	

respectivamente. (c) Erro relativo. (d) Espectro de $\Delta\phi(t)$. (e) Espectro de $\Psi_r(t_i)$ com valor médio subtraído.....	85
Figura 37 - Resultado obtido do processo de <i>phase unwrapping</i> quando F_s não atende a (67) ou (68). (a) Sinal de fase óptica total simulada $\Psi(t_i)$. (b) Sinal de fase óptica total reconstruída $\Psi_r(t_i)$	89
Figura 38 - Estimação de $x = 6\pi$ rad e com SNR variando de 1 a 100. (a) Fase óptica estimada. (b) Erro relativo.....	89
Figura 39 - Atuadores piezoelétricos clássicos. (a) <i>Moonies</i> . (b) <i>Cymbals</i>	93
Figura 40 - Projeto de um APF utilizando a técnica de otimização topológica. (a) Domínio inicial. (b) Domínio discretizado em elementos finitos. (c) Topologia obtida. (d) Verificação. (e) Validação dos resultados obtidos. (f) Manufatura.....	94
Figura 41 - Resultados da otimização topológica. (a) Atuador f1a1025. (b) Atuador f2b0830. (SILVA et al., 2003).	95
Figura 42 - APF's com piezocerâmicas PZT-5A. (a) Atuador f1a1025. (b) Atuador f2b0830.	96
Figura 43 - Fotografia do PFX-2. (a) Vista superior. (b) Vista frontal.....	97
Figura 44 - Interferômetro de quadratura proposto montado sobre a mesa óptica. (a), (b) e (c) são três vistas diferentes.....	99
Figura 45 - Instrumentação utilizada.	100
Figura 46 - Conexão da instrumentação eletrônica ao interferômetro.....	101
Figura 47 - Sinais em quadratura. (a) Figura de Lissajous. (b) Sinais no tempo.	102
Figura 48 - Sinais interferométricos de saída e figura de Lissajous obtida. (a) e (b) Sinais adquiridos. (c) e (d) Sinais com quadratura corrigida.	103
Figura 49 - Sinais de excitação e de fase óptica demodulada sem aplicação de filtros. (a) Todas as amostras. (b) Vista em detalhe.....	105
Figura 50 - Especificações do filtro FIR empregado.	106
Figura 51 - Sinais de excitação e de fase óptica demodulada (filtrados e sincronizados). (a) Todas as amostras. (b) Vista em detalhe.....	106
Figura 52 - Curva de deslocamento versus tensão elétrica aplicada em $f_s = 4,5$ kHz.	107
Figura 53 - Resposta em frequência do PFX-2. (a) Vista completa da banda analisada. (b) Vista em detalhe na faixa de 7 Hz a 1 kHz.	108
Figura 54 - Admitância elétrica do PFX-2. (a) Módulo. (b) Fase.	109

Figura 55 - Resposta em frequência do PFX-2 com a curva de atrasos incluída. (a) Vista completa da banda analisada. (b) Vista em detalhe na faixa de 7 Hz a 1 kHz....	110
Figura 56 - Experimento para se aferir o atraso da instrumentação eletrônica utilizada.	111
Figura 57 - Atrasos causados pela instrumentação eletrônica. (a) Canal referente à D2. (b) Canal referente à D1.	111
Figura 58 - Curvas de deslocamento versus tensão elétrica aplicada nas regiões de mínimos e máximos locais. (a) 220 Hz. (b) 250 Hz. (c) 400 Hz. (d) 490 Hz. (e) 560 Hz....	112
Figura 59 - Curvas de deslocamento versus tensão elétrica aplicada nas regiões planas de baixas frequências. (a) 7 Hz. (b) 170 Hz. (c) 900 Hz.	114
Figura 60 - Curvas de deslocamento versus tensão elétrica aplicada na segunda região plana. (a) 1 kHz. (b) 12,5 kHz.	116
Figura 61 - Curvas de deslocamento versus tensão elétrica aplicada na região de ressonância. (a) 19,670 kHz. (b) 20,12 kHz.....	117
Figura 62 - Sinais interferométricos de saída com as harmônicas superiores atenuadas.....	118
Figura 63 - Demodulação para um sinal de excitação triangular em 400 Hz.	119
Figura 64 - Interferômetro de quadratura na configuração de tradicional de Michelson. (a) Visão global. (b) Visão em detalhe do estágio de saída.	122
Figura 65 - Instrumentação utilizada.	122
Figura 66 - Conexão da instrumentação eletrônica ao interferômetro.....	123
Figura 67 - Figuras Lissajous visualizadas na tela do osciloscópio. (a) $\Delta\phi_{x_0} = N\pi$ rad. (b) $\Delta\phi_{x_0} \neq \frac{N\pi}{2}$ rad. (c) $\Delta\phi_{x_0} = \frac{(2N+1)\pi}{2}$	124
Figura 68 - Resposta em frequência do PFX-2.....	125
Figura 69 - Resposta em frequência do PFX-2 com a curva de fases incluída.	126
Figura 70 - Curvas de deslocamento versus tensão elétrica aplicada. (a) 220 Hz. (b) 250 Hz. (c) 400 Hz. (d) 490 Hz. (e) 560 Hz.....	127
Figura 71 - Curvas de deslocamento versus tensão elétrica aplicada. (a) 7 Hz. (b) 170 Hz. (c) 900 Hz.....	129
Figura 72 - Curvas de deslocamento versus tensão elétrica aplicada. (a) 1 kHz. (b) 12,5 kHz.	130
Figura 73 - Curvas de deslocamento versus tensão elétrica aplicada na região de ressonância. (a) 19,670 kHz. (b) 20,12 kHz.....	131
Figura 74 - Demodulação para um sinal de excitação triangular em 400 Hz.	132

LISTA DE TABELAS

Tabela 1- Comparações entre os máximos valores obtidos e os máximos valores possíveis de se obter para a fase óptica.....	120
Tabela 2 - Mínimo valor de frequência de amostragem possível de se operar nas medições realizadas.....	120
Tabela 3 - Comparação dos dados obtidos na seção 8.1.7 com os da seção 8.2.5.....	133

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

PZT	Titanato-zirconato de chumbo
MEMS	Sistemas microeletromecânicos (<i>Micro-Electro-Mechanical Systems</i>)
MOEMS	Sistemas micro-optoeletromecânicos (<i>Micro-Opto-Electro-Mechanical Systems</i>)
APF	Atuador piezoelétrico flexensional.
LOE	Laboratório de optoeletrônica
FEIS	Faculdade de engenharia de Ilha Solteira
PM	Modulação em fase (<i>Phase Modulation</i>)
AT	Amplificador de transimpedância
A/D	Conversor analógico-digital
PBS	Divisor de feixes polarizador
SAM	Método de aproximação por seno (<i>Sine-Aproximation Method</i>)
FFT	Transformada rápida de Fourier (<i>Fast Fourier Transform</i>)
FIR	<i>Finite Impulse Response</i>

LISTA DE SÍMBOLOS

d_1	Distância entre as fendas duplas
d_2	Distância entre α e β
\vec{r}_i	Vetor que descreve a frente de onda, para $i=1,2$
\vec{k}_i	Vetor de propagação, para $i=1,2$
k	Constante de fase da onda plana
λ	Comprimento de onda da luz no vácuo
$\vec{E}_i(r_i, t)$	Campo elétrico i harmônico no tempo na sua forma fasorial
\vec{E}_{0i}	Vetor que fornece amplitude e polarização da onda plana
ω	Frequência angular da fonte de luz
ξ_i	Fase inicial do campo elétrico i
I	Intensidade óptica ou irradiância
Z_0	Impedância intrínseca do vácuo
I_0	Intensidade óptica do <i>laser</i>
V	Visibilidade
Ψ	Diferença de fase inicial entre os dois feixes de luz
φ	Diferença entre os produtos dos módulos de k e r
n	Índice de refração do meio
ΔL	Variação de comprimento entre os ramos do interferômetro
Δn	Variação de índices de refração entre os ramos do interferômetro
L	Comprimento do ramo sensor do interferômetro
$\Delta\phi(t)$	Variação temporal de fase óptica ocasionada pela vibração do espelho no ramo sensor
ϕ_0	Termo de fase estática
$\phi_0(t)$	Termo de fase relacionada ao desvanecimento
x	Índice de modulação
ω_s	Frequência angular do sinal de modulação
ϕ_s	Fase inicial do sinal de modulação

$v(t)$	Sinal de tensão amplificado diretamente proporcional a corrente fotodetectada
$i(t)$	Corrente fotodetectada
$[E_i]$	Vetor de Jones da radiação óptica
$[T]$	Matriz de Jones para um dispositivo óptico genérico
ψ	Ângulo de rotação de uma determinada matriz de Jones com relação a um determinado sistema de coordenadas de referência
$[T(\psi)]$	Matriz de Jones rodada em um ângulo de ψ
$[R(\psi)]$	Matriz de rotação para um ângulo ψ
$[W_0]$	Matriz de Jones para uma lâmina de retardo genérica
τ	Retardo de fase entre os feixes propagantes nos eixos rápido e lento da lâmina de retardo
$[\lambda/4(45^\circ)]$	Matriz de Jones para uma lâmina de retardo de 1/4 de onda rodada em 45°
$[\lambda/4(90^\circ)]$	Matriz de Jones para uma lâmina de retardo de 1/4 de onda rodada em 90°
$[Py]$	Matriz de Jones para um polarizador em y
$[P(45)]$	Matriz de Jones para um polarizador rodado em 45°
$[BS]$	Matriz de Jones para um divisor de feixes de 50/50
$[\phi_0]$	Matriz de Jones que representa a deriva ambiental
$[\Delta\phi]$	Matriz de Jones que representa o sinal de modulação
X	Altura que o ponto A se encontra no plano β .
X_0	Ponto de detecção sobre o anteparo β
$v_1(t)$	Sinal de tensão AC fotodetectada por D1
$v_2(t)$	Sinal de tensão AC fotodetectada por D2
θ	Termo de fase relacionado aos desvios da quadratura
$\Psi(t)$	Fase óptica total do sinal de saída interferométrico
F_s	Frequência de amostragem
$v_1(t_i)$	Série discreta no tempo obtida pela amostragem de $v_1(t)$
$v_2(t_i)$	Série discreta no tempo obtida pela amostragem de $v_2(t)$
r	Razão dos ganhos entre os canais 1 e 2 de conversão fotoelétrica
p	<i>Offset</i> do canal 1
q	<i>Offset</i> do canal 2

$v_{1Q}(t_i)$	Sinal interferométrico de saída idealmente em quadratura referente a $v_1(t_i)$
$v_{2Q}(t_i)$	Sinal interferométrico de saída idealmente em quadratura referente a $v_2(t_i)$
R	Raio do círculo paramétrico centrado na origem referente aos dados em quadratura ideal
$[1]$	Vetor coluna unitário.
$[X]$	Matriz de forma conhecida
$[\beta]$	Vetor dos parâmetros de \mathbf{A} a \mathbf{E} .
$[\varepsilon]$	Vetor de erros
$[\mathbf{b}]$	Vetor de melhor estimativa de $[\beta]$
θ'	Estimativa de θ
r'	Estimativa de r
p'	Estimativa de p
q'	Estimativa de q
$v_{1C}(t_i)$	Vetor corrigido de $v_1(t_i)$
$v_{2C}(t_i)$	Vetor corrigido de $v_2(t_i)$
$\Psi(t)$	Fase óptica total interferométrica
$\Psi(t_i)$	Série discreta no tempo da fase óptica total interferométrica
$\Psi_r(t_i)$	Série discreta no tempo da fase óptica total interferométrica recuperada.
f_s	Frequência do sinal de modulação.
$\phi_{0e}(t_i)$	Valor estimado de $\phi_0(t_i)$.
τ_s	Período de amostragem.
V_ϕ	Velocidade do sinal de modulação de fase.
$ V_{\phi max} $	Módulo da velocidade máxima de modulação de fase.
V_{max}	Tensão máxima aplicada ao atuador.
$\Delta\phi_{x_0}$	Diferença de fase espacial entre os pontos de fotodeteção nas figuras de franjas de interferência.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO.....	19
1.1	INTERFEROMETRIA ÓPTICA.....	19
1.2	TÉCNICAS DE DEMODULAÇÃO DE FASE ÓPTICA	20
1.3	INTERFEROMETRIA HOMÓDINA EM QUADRATURA DE FASES: O ESTADO DA ARTE.....	23
1.4	OBJETIVOS.....	25
1.5	METODOLOGIA.....	25
1.6	ORGANIZAÇÃO DO TEXTO.....	26
2	FUNDAMENTOS DE INTERFEROMETRIA ÓPTICA	28
2.1	EXPERIMENTO DE YOUNG.....	28
2.2	VISIBILIDADE DE FRANJAS DE INTERFERÊNCIA.....	31
2.3	INTERFERÔMETRO DE MICHELSON	32
2.4	DESVANECIMENTO DE SINAL INTERFEROMÉTRICO	35
2.5	FOTODETECÇÃO DO SINAL INTERFEROMÉTRICO.....	37
3	INTERFERÔMETRO DE QUADRATURA	41
3.1	PRINCÍPIOS GERAIS DE INTERFEROMETRIA HOMÓDINA DE QUADRATURA EM ARRANJOS VOLUMÉTRICOS.....	41
3.2	CONFIGURAÇÕES DE INTERFERÔMETROS HOMÓDINOS DE QUADRATURA	42
3.2.1	INTERFERÔMETRO DE MACH-ZEHNDER EM QUADRATURA	43
3.2.2	INTERFERÔMETRO DE MICHELSON MODIFICADO.....	44
3.2.3	INTERFERÔMETRO DE MICHELSON MODIFICADO PROPOSTO	47
3.3	EQUACIONAMENTO DO INTERFERÔMETRO DE MICHELSON MODIFICADO PROPOSTO	48
3.3.1	CÁLCULO DE JONES.....	48
3.3.2	MATRIZES DE JONES DOS DISPOSITIVOS ÓPTICOS	49
3.3.3	DEDUÇÃO MATEMÁTICA DOS SINAIS DE SAÍDA EM QUADRATURA.	51
4	OBTENÇÃO DA QUADRATURA ATRAVÉS DA DEFASAGEM ESPACIAL DAS FRANJAS DE INTERFERÊNCIA.....	55

4.1	INFLUÊNCIA DA LOCALIZAÇÃO DOS PONTOS DE FOTODETECÇÃO NAS FIGURAS DE FRANJAS DE INTERFERÊNCIA	55
4.2	INTERFERÔMETRO DE QUADRATURA COM A CONFIGURAÇÃO DE MICHELSON TRADICIONAL.....	57
5	DEMODULAÇÃO DE SINAIS INTEFEROMÉTRICOS EM QUADRATURA DAS FRANJAS DE INTERFERÊNCIA.....	60
5.1	ANÁLISE DE SINAIS INTERFEROMÉTRICOS OBTIDOS EM INTERFERÔMETROS DE QUADRATURA.....	60
5.2	CORREÇÃO DE QUADRATURA	62
5.3	<i>PHASE UNWRAPPING</i>	66
6	MÉTODO DE DEMODULAÇÃO DE SINAIS INTERFEROMÉTRICOS EM QUADRATURA BASEADO EM PHASE UNWRAPPING	69
6.1	NOVO ALGORITMO DE <i>PHASE UNWRAPPING</i>	69
6.2	SIMULAÇÕES COMPUTACIONAIS	3
6.2.1	SINAIS INTERFEROMÉTRICOS SEM ADIÇÃO DE RUÍDO	73
6.2.2	SINAIS INTERFEROMÉTRICOS COM ADIÇÃO DE RUÍDO BRANCO COM SNR= 25	81
6.3	INFLUÊNCIA DA FREQUÊNCIA DE AMOSTRAGEM	86
7	ATUADORES PIEZOELÉTRICOS FLEXTENSIONAIS.....	91
7.1	PIEZOELTRICIDADE.....	91
7.2	ATUADORES PIEZOELÉTRICOS FLEXTENSIONAIS	92
7.3	PROJETO DE APFS COM OTIMIZAÇÃO TOPOLÓGICA	93
7.4	APF UTILIZADO NESTE TRABALHO.....	96
8	RESULTADOS EXPERIMENTAIS.....	98
8.1	RESULTADOS EXPERIMENTAIS COM A NOVA PROPOSTA DE INTERFERÔMETRO DE QUADRATURA.....	98
8.1.1	ARRANJO EXPERIMENTAL	98
8.1.2	MONTAGEM DO ARRANJO EXPERIMENTAL.....	100
8.1.3	ALINHAMENTO DO INTERFERÔMETRO DE QUADRATURA.....	101
8.1.4	CORREÇÃO DE QUADRATURA DOS SINAIS ADQUIRIDOS.....	102

8.1.5	TRATAMENTO DOS SINAIS INTERFEROMÉTRICOS DE SAÍDA ADQUIRIDOS	103
8.1.6	RESPOSTA EM FREQUÊNCIA DO PFX-2	107
8.1.7	DESLOCAMENTO DO PFX-2 VERSUS TENSÃO ELÉTRICA APLICADA	112
8.2	RESULTADOS EXPERIMENTAIS COM O INTERFERÔMETRO DE QUADRATURA NA CONFIGURAÇÃO DE MICHELSON TRADICIONAL EXPLORANDO-SE A DISTRIBUIÇÃO ESPACIAL DAS FRANJAS	121
8.2.1	ARRANJO EXPERIMENTAL	121
8.2.2	MONTAGEM DO ARRANJO EXPERIMENTAL	123
8.2.3	ALINHAMENTO DO INTERFERÔMETRO DE QUADRATURA NA CONFIGURAÇÃO TRADICIONAL DE MICHELSON	123
8.2.4	RESPOSTA EM FREQUÊNCIA DO PFX-2	125
8.2.5	DESLOCAMENTO DO PFX-2 VERSUS TENSÃO ELÉTRICA APLICADA	126
9	CONCLUSÕES.....	134
	REFERÊNCIAS.....	139

1 INTRODUÇÃO

A tecnologia de precisão tem demandado a criação de estruturas capazes de gerar deslocamentos mecânicos da ordem de nanômetros (ROUKES, 2001). Neste contexto, surgiram os atuadores e manipuladores acionados por cerâmicas piezoelétricas, como as de PZT (Titanato-zirconato de chumbo), que convertem energia elétrica em mecânica (UCHINO, 1999). Além disso, existe um forte apelo para a miniaturização desses dispositivos, nas versões MEMS (*Micro-Electro-Mechanical Systems*) e MOEMS (*Micro-Opto-Electro-Mechanical Systems*) (CHOUDHURY, 2000). Porém, junto à miniaturização, surgem dificuldades inerentes a medição de grandezas físicas referentes a tais dispositivos, como velocidade de rotação, vibração, deslocamento, deformação, entre outros. Uma solução é o emprego da interferometria óptica, pois permite medições com elevada sensibilidade (HARIHARAN, 2007; ROYER; DIEULESAINT; MARTIN, 1985).

1.1 Interferometria óptica

O advento do *laser* na década de 60 removeu várias limitações impostas pelas fontes de luz convencionais, como problemas de coerências espacial e temporal reduzidas, o que tornou possível a implementação prática de várias técnicas interferométricas novas. Outro desenvolvimento que revolucionou a interferometria foi o aumento no uso de fotodetectores a estado sólido e eletrônica digital para processamento de sinais. Algumas das aplicações da interferometria óptica são: medições precisas de distâncias, deslocamentos, vibração, rotação, temperatura, pressão, e outras (HARIHARAN, 2007).

De modo geral, o interferômetro óptico é um transdutor que converte a variação de fase induzida ao longo de um de seus ramos em uma variação de intensidade óptica. Por meio de fotodetectores transfere-se a informação do domínio óptico para o elétrico, no qual pode ser demodulada pelas técnicas de detecção de sinais PM- *Phase Modulation*.

Um sensor interferométrico é extremamente sensível a pequenas variações de diversas grandezas físicas, e, a eletrônica atual permite demodular facilmente desvios de fase da luz da ordem de 1 grau em medições realizadas no infravermelho (10 THz).

Os interferômetros podem operar com ou sem deslocamento de frequências entre os seus braços, sendo denominados de heteródinos ou homódinos, respectivamente. Podem ainda ser chamados de passivos ou ativos quando operam em malha aberta ou fechada, respectivamente. As suas implementações podem ser nas versões volumétrica, em fibra

óptica, óptica integrada e MEMS (MARÇAL, 2008). Neste texto de Dissertação de Mestrado serão abordados os interferômetros homódinos passivos em óptica volumétrica, ou seja, arranjos onde os raios ópticos não estão confinados em estruturas de guiamento.

Conforme será exposto no Capítulo 2, o sinal de saída de um interferômetro homódino de dois feixes é dado por:

$$I(t) = \frac{I_0}{2} [1 + V \cos(\Delta\phi(t) + \phi_0)] \quad (1)$$

sendo $I(t)$ a intensidade óptica de saída do sistema, I_0 a intensidade óptica do *laser*, V a visibilidade das franjas de interferência, $\Delta\phi(t)$ a variação de fase correspondente a grandeza física a ser mensurada e ϕ_0 a diferença de fase, idealmente estática, entre os ramos do interferômetro.

Como pode ser observado em (1), a intensidade óptica de saída $I(t)$ é uma função não linear de $\Delta\phi(t)$, o que torna o processo de demodulação de sinal algo não trivial. Outro fator limitante da interferometria é que o termo de fase ϕ_0 é fortemente influenciado pelas derivas ambientais, fazendo com que seu valor de fase excursions aleatoriamente. Flutuações ambientais de diversas naturezas, como variações de temperatura e pressão no local do interferômetro, e também, vibrações externas, produzem diferenças adicionais e aleatórias entre os caminhos ópticos dos ramos do interferômetro, que causam variações na amplitude do sinal fotodetectado. Este fenômeno é conhecido como desvanecimento de sinal (*fading*) (JACKSON et al., 1980).

1.2 Técnicas de demodulação de fase óptica

Diversos trabalhos têm sido divulgados na literatura objetivando-se medir valores muito pequenos de $\Delta\phi(t)$ na presença de grandes derivas de ϕ_0 . Uma técnica simples de detecção de fase óptica corresponde à técnica de demodulação de fase com baixa profundidade de modulação. A técnica se aplica, por exemplo, a medições de deslocamentos com amplitudes inferiores a $\lambda/100$, sendo λ o comprimento de onda de uma fonte de referência (GREAVES; CURZON, 1988; MIEZRICH; VILKOMERSON; ETZOLD, 1976; SIZGORIC; GUNDJIAN, 1969). Entretanto, o método exige que as medições sejam

realizadas apenas na condição de quadratura de fase ($\phi_0 = \pi/2$ rad), e também, que se aplique algum procedimento de auto-calibração inicial ao interferômetro a fim de se medir grandezas em valores absolutos.

Os sistemas interferométricos ativos (com malha fechada) rastreiam as variações aleatórias de ϕ_0 e as compensam para manter a diferença de fase entre os ramos do interferômetro no ponto quiescente de 90° . Essas topologias empregam um sistema automático de realimentação negativa, que detecta a fase do padrão de franjas e atua um dispositivo deslocador de fase no caminho de um dos seus ramos. Entretanto, a faixa de rastreamento normalmente é limitada, o que torna necessário um circuito que reative o sistema toda vez que as flutuações espúrias de ϕ_0 ultrapassem a sua faixa dinâmica. Isto constitui um problema, pois acrescenta ruído adicional ao sistema (MARÇAL, 2008; JACKSON et al., 1980; FRITSCH; ADAMOVSKY, 1981).

Ao se comparar os sistemas homódinos passivos com os ativos, destaca-se o primeiro, pois apresenta a vantagem de demodular a fase óptica aplicando apenas processamento de sinal, independentemente da variação de ϕ_0 e sem a necessidade da realimentação do interferômetro.

Uma das classes da técnica homódina passiva corresponde aos métodos de análise espectral do sinal fotodetectado. Aplicáveis quando $\Delta\phi(t)$ é um sinal de modulação senoidal, essas técnicas baseiam-se, de modo geral, em reescrever a expressão (1) na forma de série de Fourier em termos de funções de Bessel de primeira espécie, e, através de manipulações algébricas, mensurar o índice de modulação. Um resumo detalhado sobre os métodos de análise espectral pode ser encontrado na referência (MARÇAL, 2008). Porém, cita-se que, em geral, os métodos de demodulação espectral não conseguem distinguir o sinal de fase induzida $\Delta\phi(t)$ e a fase de deriva aleatória ϕ_0 , a menos que o sinal e a deriva estejam em diferentes bandas de frequência. Além disso, o ruído limita o tamanho da faixa dinâmica desses métodos, e, as avaliações de linearidade e tempo de atraso na caracterização de dispositivos são de difíceis execuções (GALETI, 2012).

O grupo do Laboratório de Optoeletrônica (LOE) da FEIS-UNESP tem desenvolvido vários trabalhos com os métodos de análise espectral na caracterização de atuadores piezoelétricos (LEÃO, 2004; MARÇAL, 2008; MENEZES, 2009; BARBOSA, 2009; TAKIY, 2010). Entretanto, recentemente, Galeti (2012) desenvolveu um método capaz de executar a demodulação de fase óptica no domínio do tempo onde, através da segmentação do

sinal amostrado, consegue-se recuperar a forma de onda temporal do sinal de modulação $\Delta\phi(t)$, o valor de ϕ_0 no instante da aquisição e o atraso gerado pelo atuador piezoelétrico em análise. O método se mostrou muito eficaz na caracterização de atuadores piezoelétricos.

Contudo, este método é aplicável apenas a alguns tipos de sinais de modulação periódicos e necessita que os sinais interferométricos de saída sejam filtrados antes de serem demodulados, uma vez que o algoritmo se baseia em comparação de derivadas. Com isso, em casos em que o interferômetro opera sob o regime de alto índice de modulação, o sinal interferométrico de saída tem o seu conteúdo espectral significativamente aumentado, o que deixa o projeto de filtro mais complexo. Em aplicações onde se deseja medir o conteúdo espectral de sinais de modulação, um filtro mal projetado pode alterar as raias de interesse do espectro do sinal.

Neste contexto, o grupo do LOE tem interesse em estudar técnicas de demodulação de fase óptica baseadas na análise temporal do sinal fotodetectado, que sejam imunes a variação aleatória de ϕ_0 , e que, além de reconstruir a forma de onda do sinal de modulação, também possam fornecer a fase do deslocamento mecânico dos atuadores piezoelétricos. Deseja-se, ainda, que essas técnicas sejam aplicáveis a sinais de modulação não periódicos e que se utilize o mínimo necessário de filtros, uma vez que nenhuma outra técnica desenvolvida pelo LOE apresenta essas características até o momento.

Conforme será exposto no decorrer do texto, aplicando o algoritmo de *phase unwrapping* ao sinal de saída obtido a partir de dois sinais interferométricos defasados a 90° entre si, pode-se recuperar a forma de onda de sinais de modulação não periódicos. Entretanto, na literatura consultada pelo autor (DOBOSZ; USUDA; KUROSAWA, 1998; USUDA; DOBOSZ; KUROSAWA, 1998; VELDMAN, 2003; VELDMAN, 2006; NADER, 2002; RIPPER, 2005), observou-se a existência de um conjunto de algoritmos que são aplicados apenas para se recuperar a forma de onda de sinais puramente senoidais, para futuro processamento por uma técnica denominada de método de aproximação por seno (*SAM-Sine-Approximation Method*). Desta forma, os algoritmos consultados pelo autor (ao longo deste trabalho) não fornecem o valor médio correto do sinal de fase óptica total, tal que, se tratando de sinais de modulação de valor médio nulo, corresponde à ϕ_0 no instante da aquisição.

Com isso, apresenta-se neste texto um novo algoritmo de *phase unwrapping* aplicável como método de demodulação de fase óptica, porém, capaz de fornecer o valor de ϕ_0 no instante da aquisição, dentro do intervalo de $-\pi$ a π rad da curva característica de entrada-saída do interferômetro. O método será aplicado experimentalmente, quando então se

evidenciará potencial para a caracterização de atuadores piezoelétricos flexensionais.

Contudo, sinais interferométricos dessa natureza são obtidos por meio de interferômetros em topologia de quadratura de fases, que são interferômetros de elevado custo e de difícil alinhamento, uma vez que se utilizam vários componentes ópticos adicionais. Desta forma, neste texto, também será apresentada uma nova arquitetura de interferômetro de quadratura baseada na configuração de Michelson tradicional, de fácil alinhamento e que demanda poucos (e básicos) componentes ópticos. Em adição, apresenta-se ainda uma técnica capaz de obter dois sinais interferométricos em quadratura a partir da configuração tradicional de Michelson.

1.3 Interferometria homódina em quadratura de fases: o estado da arte

Interferômetros ópticos são muito sensíveis quando operam no centro da sua curva característica de entrada-saída, entre os picos de máximo e mínimo da intensidade fotodetectada. Elevando-se ao quadrado os dois sinais interferométricos em quadratura, somando-se os resultados e extraíndo-se sua raiz, pode-se estabelecer um algoritmo para demodular a fase óptica, independentemente das grandes flutuações ambientais de baixa frequência. Para este princípio, Vilkomerson (1976) obteve dois sinais interferométricos em quadratura, introduzindo uma defasagem de 90° entre as polarizações ortogonais no feixe referência de um interferômetro de Michelson, e assim, aplicou o método, conseguindo realizar medições estáveis ($\pm 0,5$ dB) de deslocamentos com 1 pm de amplitude em pulsos de ultrassom de 2,5 MHz.

Olsson e Tang (1981) descreveram como obter dois sinais em quadratura utilizando um interferômetro passivo operando com dois comprimentos de onda. Por controle elétrico, a saída do *laser* é chaveada entre dois comprimentos de onda, separados tipicamente por 3 \AA . A saída do interferômetro é dirigida a dois circuitos integradores, cada qual operando apenas para um dos comprimentos de onda. O estado inicial do interferômetro é configurado para que as saídas dos integradores estejam em quadratura de fase.

No caso de um interferômetro em fibra óptica, a diferença de fase de 90° pode ser obtida por meio de acopladores direcionais 3×3 . Sheem, Giallorenzi e Koo (1982) realizaram operações algébricas eletronicamente nos três sinais de saída, de modo a conduzirem aos termos em quadratura desejados. Outro esquema de destaque é o trabalho de Dandridge, Tveten e Giallorenzi (1982): usando uma portadora de fase auxiliar, os autores conseguiram obter elevada sensibilidade com o arranjo (10^{-6} rad em 1 kHz), grande faixa dinâmica e boa

linearidade.

Weir et al. (1992) propuseram uma modificação no interferômetro de Michelson que possibilita a obtenção dos sinais em quadratura: na saída do interferômetro eles colocaram grades com período definidos e impressa em folhas de acetato, que permitiram o controle da fase dos sinais de saída.

Devido à estabilidade e resolução apresentadas, interferômetros de quadratura passaram a ser utilizados amplamente em laboratórios de metrologia. Atualmente, a norma ISO 16063-11, referente a calibração primária de vibração por interferometria a *laser*, estabelece como método número 3 o método de aproximação por seno (VELDMAN, 2003; VELDMAN, 2006). Este método refere-se a detecção interferométrica a partir de sinais de modulação senoidais em interferômetros de quadratura (RIPPER, 2005).

Dobosz, Usuda, e Kurosawa (1998) publicaram trabalhos abordando o método de aproximação por senos na calibração de vibrações. Esses autores avaliaram as características de resposta em frequência de atuadores lineares empregando um sistema interferométrico de Michelson modificado.

Diversos institutos de metrologia empregam o método SAM usando diferentes abordagens, que necessitam de diferentes *hardwares* e *softwares*. Veldman (2003) apresenta e discute em seu artigo o equipamento necessário para a implementação do método.

Nos últimos anos, trabalhos sobre o tema ainda aparecem na literatura. Sun et al. (2009) apresentam modificações no método SAM para interferômetros heteródinos, a fim de inibir os efeitos causados pela instabilidade da frequência da portadora. Novos arranjos interferométricos também são propostos, como uma arquitetura de alinhamento mais simples, porém, com a adição de componentes ópticos mais sofisticados como, por exemplo, uma lâmina de retardo de $1/8$ comprimento de onda (ZHEN et al., 2010) e divisores de feixes polarizadores.

Com isso, conclui-se que o interferômetro de quadratura é um instrumento muito valorizado nos laboratórios de metrologia e, sendo assim, neste texto, propõe-se implementar uma nova arquitetura de interferômetro de quadratura; e também, apresentar um novo algoritmo de *phase unwrapping* aplicável como técnica de demodulação de fase óptica interferométrica.

1.4 Objetivos

Esta Dissertação de Mestrado tem como objetivo principal: estudar o interferômetro homódino de quadratura na versão volumétrica. Conseqüentemente, deseja-se desenvolver uma nova arquitetura de interferômetro de quadratura, de simples alinhamento e que demanda poucos dispositivos ópticos adicionais.

Com relação ao processamento de sinais interferométricos em quadratura, propõe-se desenvolver um novo algoritmo de *phase unwrapping*. Deseja-se que este algoritmo opere como um método de demodulação de fase óptica capaz de demodular sinais de modulação não periódicos e que ainda possa fornecer o valor médio do sinal de modulação, uma vez que, quando o sinal de modulação tiver valor médio nulo, este valor corresponde à medição de $\phi_0(t)$ no instante da aquisição.

1.5 Metodologia

Antes de prosseguir é interessante tecer alguns comentários sobre a metodologia da execução de pesquisas no LOE. Obviamente, o objetivo final é sempre a implementação experimental do sistema interferométrico no laboratório e a realização de medições práticas, de preferência, aplicadas a demandas geradas por outros grupos da FEIS ou de instituições externas. Entretanto, na busca pela capacitação, em se tratando com novas técnicas, segue-se uma seqüências de etapas mais ou menos padronizadas, sem as quais corre-se o risco de se gerar resultados não confiáveis. Na primeira etapa desta pesquisa, que também é registrada neste texto, a técnica de demodulação interferométrica de fase é deduzida analiticamente, empregando-se a teoria eletromagnética, e, em seguida, testada computacionalmente sob condições severas de ruído e desvanecimento, por exemplo. Nessa etapa, os testes são preliminares, procurando-se fornecer evidências sobre a eficácia da técnica de detecção, antes de sua implementação prática. Eventuais problemas de robustez (influência de pequenas perturbações sobre o desempenho global), dificuldades em se obter dispositivos ópticos e condições práticas que satisfaçam as hipóteses adotadas no desenvolvimento analítico, reconhecimento de variáveis críticas ao melhoramento das respostas, etc., são identificados nesta etapa. Os testes computacionais avaliam a linearidade, largura de banda, faixa dinâmica, histerese, etc., obtidos nas medições ao se aplicar uma dada técnica. Com relação ao ruído ou desvanecimento, utilizam-se modelos determinísticos, quando o objetivo é gerar resultados

mais urgentes, ou então, modelos estatísticos, quando o problema assim o exigir. No entanto, ressalta-se que o teste computacional não é o objetivo último desta dissertação, mas algo que sirva para corroborar na tarefa de destacar o potencial da técnica. O objetivo último, como dito, sempre é fornecido pelo resultado experimental. No caso do efeito do ruído eletrônico, por exemplo, embora não executados com o rigor científico que um trabalho de simulação exigiria (pois não se levantou o espectro de ruído experimentalmente, e sim, as funções de ruído disponíveis em MATLAB), os testes computacionais aqui realizados serão designados no texto como sendo “resultados de simulação”, para diferenciá-los dos experimentais. Quando os resultados obtidos nessa primeira etapa são encorajadores, parte-se então para as próximas: validação experimental, confrontando-se o resultado com algum padrão de referência, fornecido pela literatura ou por algum experimento anterior já realizado na FEIS, e, a implementação em bancada e geração de medidas para o objeto de estudo da pesquisa. Se, as previsões fornecidas pelos “modelos da simulação” concordarem com os obtidos experimentalmente, ou se servirem para a compreensão de alguma medição inusitada, ou ainda, para justificar convicentemente alguma fonte de problemas, considera-se que a pesquisa foi bem sucedida, principalmente, se o conteúdo matemático exigido for o mais simples possível.

1.6 Organização do texto

Este trabalho é dividido em nove capítulos, incluindo esta Introdução. No Capítulo 2 são apresentados os princípios da interferometria óptica de dois feixes onde, de maneira sucinta, serão discutidas a obtenção das franjas de interferência e o interferômetro de Michelson. Apresentam-se também o problema de desvanecimento de sinal e o processo de fotodetecção de sinal interferométrico. No Capítulo 3 será abordada a interferometria homódina de quadratura e as suas complexidades inerentes. Alguns arranjos serão apresentados, onde se discutirão as suas dificuldades de implementação. Nesse Capítulo, será proposto um novo interferômetro de Michelson modificado de simples alinhamento. Realizar-se-á a dedução dos sinais interferométricos de saída em quadratura por meio do cálculo de Jones, pois se trata de uma ferramenta muito útil para o estudo de sinais ópticos com diferentes estados de polarização. No Capítulo 4 será descrito um problema presente nos sistemas interferométricos em quadratura de fase, que é a localização dos fotodetectores na figura de franjas de interferência. Nesse mesmo Capítulo, será apresentada uma técnica capaz de fornecer dois sinais interferométricos em quadratura de fase por meio da configuração

tradicional de Michelson. No Capítulo 5 se abordará todo o processo de demodulação de fase óptica interferométrica, onde se discutirá a necessidade de corrigir eventuais erros de quadratura, e, em seguida, se apresentará, no Capítulo 6, o novo algoritmo de *phase unwrapping*, que é capaz de fornecer a forma de onda do sinal de fase interferométrica. Nesse Capítulo, também serão realizadas simulações computacionais para se verificar a potencialidade do método em caracterizar atuadores piezoelétricos flexensionais e a sua possibilidade de detectar sinais de modulação não periódicos. No Capítulo 7 será descrito como funcionam e como são fabricados os atuadores piezoelétricos flexensionais, uma vez que um atuador é utilizado na parte experimental deste trabalho. No Capítulo 8 descrevem-se os procedimentos experimentais e os resultados do novo interferômetro proposto, da técnica inovadora descrita no Capítulo 4, assim como do novo algoritmo de *phase unwrapping* apresentado. Por fim, no Capítulo 9, se apresentam as conclusões desta dissertação e as sugestões para trabalhos futuros.

2 FUNDAMENTOS DE INTERFEROMETRIA ÓPTICA

A interferência é o fenômeno causado pela superposição de ondas ópticas originadas de duas ou mais fontes de luz (HARIHARAN, 2007). A intensidade resultante das ondas irradiadas em um anteparo permite a visualização das franjas de interferência.

Os interferômetros apresentam, em geral, dois braços, denominados de ramo sensor e de referência, respectivamente. O ramo sensor terá alguma propriedade física alterada que ocasionará uma defasagem do feixe de luz em relação ao feixe do ramo referência. Neste texto de Dissertação de Mestrado são abordados os interferômetros homódinos, onde os feixes de ambos os ramos possuem a mesma frequência óptica.

Devido ao pequeno valor do comprimento de onda da luz (632,8 nm para um *laser* de HeNe) pequenas mudanças no caminho óptico produzem mudanças mensuráveis na intensidade óptica do padrão de interferência. Assim, a interferometria óptica permite medições extremamente sensíveis e de alta resolução, como medições de variação de deslocamento mecânico abaixo de 10^{-3} Å (HARIHARAN, 2007; ROYER; DIEULESAINT; MARTIN, 1985).

Em contrapartida, a alta sensibilidade do interferômetro faz com que o mesmo seja influenciado por pequenas perturbações ambientais, como variações de temperatura e vibrações externas, mesmo que imperceptíveis ao usuário, e que provocam uma variação aleatória da diferença de fase óptica entre os braços, prejudicando a qualidade do sinal de saída. Este fenômeno é conhecido como desvanecimento de sinal.

Neste capítulo abordam-se os princípios de interferometria óptica, apresentando-se o interferômetro de Michelson, o problema de desvanecimento de sinal e o processo de fotodetecção de sinal interferométrico.

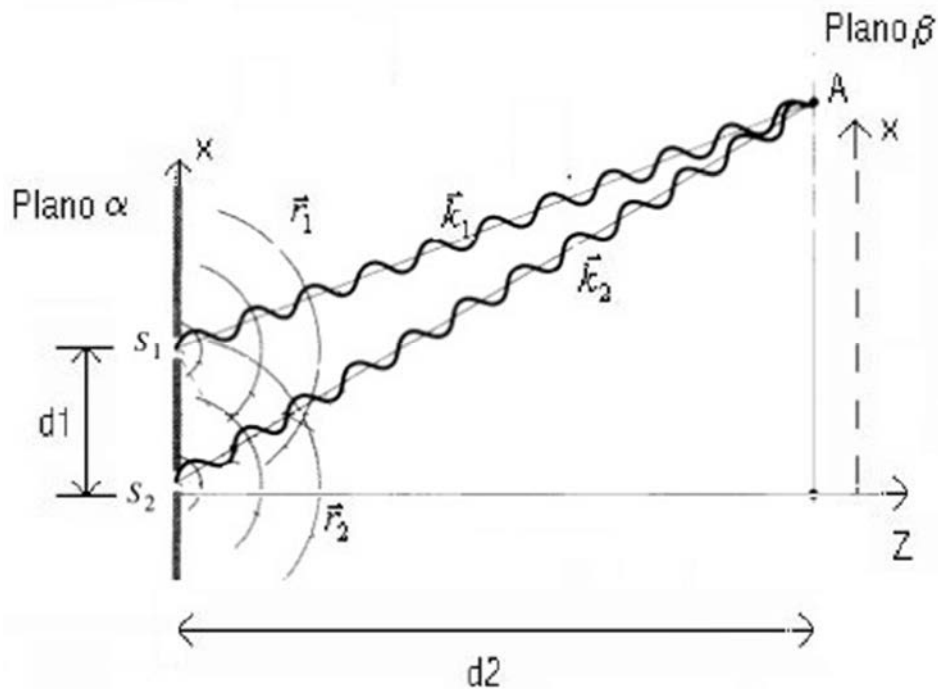
2.1 Experimento de Young

Em 1801, Thomas Young publicou seus estudos sobre a natureza ondulatória da luz, que serviram posteriormente como base da interferometria óptica (BORN; WOLF, 1999). O esquema do experimento de Young é apresentado na Figura 1.

Nesse experimento, uma fonte de luz incide em uma tela opaca de um plano α , que contém duas fendas paralelas separadas por uma distância d_1 entre si. Cada fenda se comporta como fontes de luz, S_1 e S_2 , que irradiam frentes de ondas em direção ao um

anteparo em um plano β distante d_2 de α . Como $d_2 \gg d_1$ admite-se que cada frente de onda incidente em β seja aproximadamente plana

Figura 1 - Esquema do experimento de Young.



Fonte: (HECHT, 2002).

As grandezas \vec{r}_i e \vec{k}_i (para $i=1,2$) são os vetores que descrevem os pontos da frente de onda e a direção de propagação das ondas irradiadas pelas fontes S_1 e S_2 , respectivamente. O módulo de \vec{k}_i , medido em rad/m, representa a constante de fase da onda plana, e, para uma propagação no ar, é dada por $k = 2\pi/\lambda$, onde λ é o comprimento de onda da luz no vácuo.

Admitindo-se uma variação temporal harmônica (luz monocromática), pode-se estudar a propagação da luz a partir da sua componente de campo elétrico (HECHT, 2002). Assim, cada fonte tem o seu campo elétrico incidente no ponto A, denotado em sua forma fasorial, dado por:

$$\vec{E}_i(\vec{r}_i, t) = \vec{E}_{0i} \exp \left[j(\omega t + \xi_i - \vec{k}_i \cdot \vec{r}_i) \right] \quad (2)$$

sendo \vec{E}_{0i} o vetor que fornece amplitude e polarização da onda, ω é a frequência angular da

fonte de luz, ξ_i é a fase inicial e o símbolo “•” denota o produto escalar.

O campo elétrico total incidente em A é dado pela soma vetorial dos campos das fontes S_1 e S_2 :

$$\vec{E}_i(r, t) = \vec{E}_1(r_1, t) + \vec{E}_2(r_2, t) \quad (3)$$

A intensidade óptica, ou irradiância I [W/m²], que pode ser convertida em sinal elétrico por um fotodiodo, é proporcional ao valor médio do vetor de Poynting (HECHT, 2002). Para ondas planas é dado por:

$$I(r, t) = \frac{\vec{E}_i(r, t) \bullet \vec{E}_i(r, t)^*}{2Z_0} \quad (4)$$

onde o símbolo “*” denota complexo conjugado, e, $Z_0 = 120\pi \Omega$, sendo Z_0 a impedância intrínseca do vácuo. Neste texto, contudo, I será normalizado adotando-se $2Z_0 = 1 \Omega$. Como o principal interesse concentra-se na determinação da razão entre as intensidades de saída e entrada de um sistema, esta normalização não causa perda de generalidade.

Devido a grande diferença entre as dimensões de d_1 e d_2 , pode-se empregar uma aproximação simplificadora: a condição de paralelismo entre \vec{r}_i e \vec{k}_i (ênfatisa-se que d_1 é da ordem de micrômetros e que, na Figura 1, as dimensões estão exageradas para melhor visualização do desenho com um todo). Desta forma tem-se que $\vec{k}_i \bullet \vec{r}_i = \left| \vec{k}_i \right| \cdot \left| \vec{r}_i \right| = k_i \cdot r_i$. De (2) e (3) pode-se reescrever (4) na forma (5), uma expressão fundamental ao equacionamento e análise de interferômetros de dois feixes (HARIHARAN, 2007; HECHT, 2002; BORN; WOLF, 1999):

$$I(r, t) = I_0 [1 + V \cos(\Psi - \varphi)] \quad (5)$$

sendo:

$$I_0 = \left| \vec{E}_{01} \right|^2 + \left| \vec{E}_{02} \right|^2 \quad (6)$$

$$V = \frac{2 \vec{E}_{01} \bullet \vec{E}_{02}}{\left| \vec{E}_{01} \right|^2 + \left| \vec{E}_{02} \right|^2} \quad (7)$$

$$\Psi = \xi_1 - \xi_2 \quad (8)$$

$$\varphi = k_1 r_1 - k_2 r_2 \quad (9)$$

sendo que (6) a (9) correspondem a uma intensidade óptica constante, a visibilidade de franjas, a diferença de fase inicial entre os feixes e a diferença entre os produtos dos módulos de \vec{k}_i e \vec{r}_i , respectivamente. Nesta dedução, admite-se que \vec{E}_{01} e \vec{E}_{02} sejam vetores reais. Conforme será detalhado no Capítulo 4, a distribuição (5) dá origem a um padrão de franjas espaciais projetadas sobre o plano β .

2.2 Visibilidade de franjas de interferência

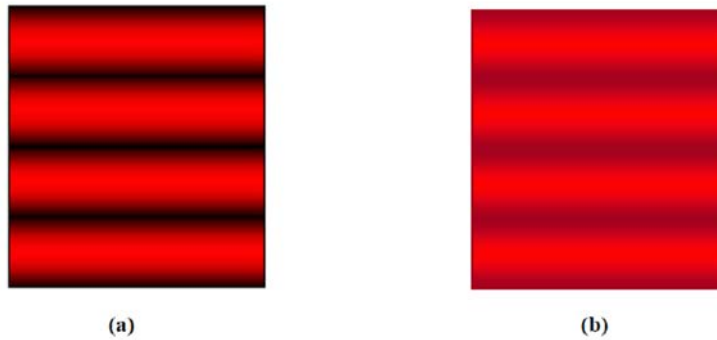
Definida em (7), a visibilidade V traz informações sobre as potências individuais e o grau de paralelismo entre os campos que se interferem. Seu valor está compreendido no intervalo $0 \leq V \leq 1$, assumindo o valor mínimo quando os campos envolvidos são perpendiculares, e máximo, quando são paralelos e com mesmas potências ópticas (HARIHARAN, 2007; BORN; WOLF, 2007). Apresentam-se na Figura 2 as franjas obtidas com alta e baixa visibilidade. Essencialmente, a visibilidade das franjas é uma medida do contraste entre a intensidade óptica de fundo e o brilho das franjas, correspondentes as primeira e segunda parcelas de (5), respectivamente. Quanto maior a visibilidade, maior é o contraste, e vice-versa.

Na prática, a visibilidade também depende do alinhamento entre os feixes ópticos (grau de paralelismo entre os vetores \vec{k}_1 e \vec{k}_2), da diferença entre as áreas das secções transversais dos feixes (devido ao fenômeno de difração) e do nível de coerência temporal e espacial da fonte óptica (ao grau de correlação própria e cruzada entre os feixes). Esses efeitos não estão sendo levados em consideração nesta análise simplificada.

As franjas ilustradas na Figura 2 correspondem aos valores de $I(r,t)$, dado por (5), considerando-se os valores de r sobre o plano β (ver Figura 1). Neste caso em particular,

pode-se demonstrar que a expressão de intensidade óptica incidente sobre o plano β constitui uma onda progressiva na direção x , sendo que os detalhes dessa demonstração podem ser obtidos em (LEÃO, 2004).

Figura 2 - Franjas de interferência. (a) Alta visibilidade. (b) Baixa Visibilidade.



Fonte: (LEÃO, 2004).

Sendo a visibilidade uma grandeza que indica a qualidade dos padrões de franjas de interferência, a sua maximização aumenta a relação sinal ruído, o que facilita a detecção de fase óptica durante as medições interferométricas. Com isto, justificam-se nos interferômetros de dois feixes as necessidades de divisores de potência óptica de 50% (ver seção 2.3) e de um alinhamento rigoroso.

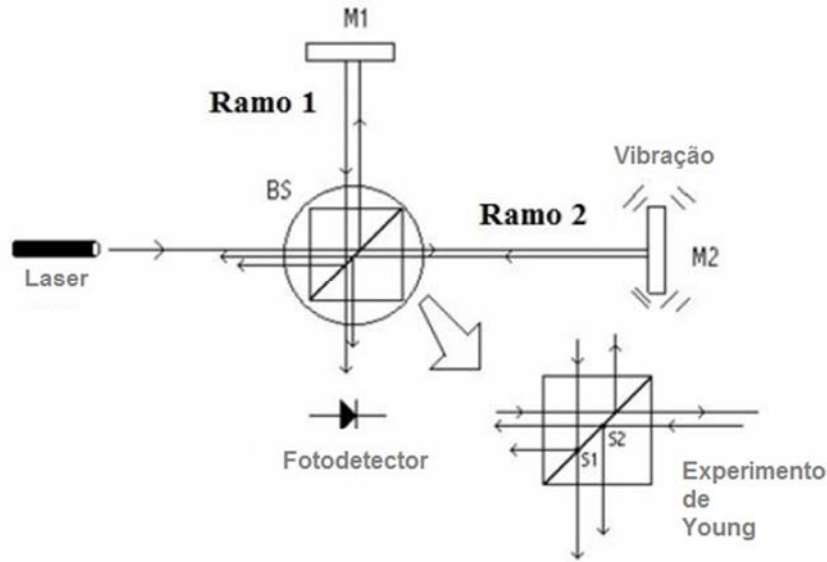
Como o valor atual de V depende das condições experimentais existentes no instante da medição de I , em princípio, sua magnitude não pode ser obtida analiticamente. Se for de interesse, o valor de V precisa ser medido experimentalmente. Métodos de detecção interferométrica de fase são robustos quando não dependem do valor atual de V , ou então, que consigam detectar os sinais de fase óptica com precisão mesmo quando V assume valores muito reduzidos.

2.3 Interferômetro de Michelson

Proposto por Albert Abraham Michelson, no final do século XIX, em seus esforços para verificar a existência do éter, é um dos mais clássicos interferômetros de dois feixes (BORN; WOLF, 1999; HECHT, 2002). Ilustrada na Figura 3, essa configuração é frequentemente usada para medições de vibrações mecânicas com amplitudes micro ou nanométricas. Nela, um feixe *laser* incide em um divisor de feixes BS com relação 50:50. Os dois feixes originados seguem caminhos distintos, denominados de Ramo 1 (referência) e

Ramo 2 (sensor), até se refletirem nos espelhos de reflexão total $M1$ (fixo) e $M2$ (móvel), respectivamente. Em seguida os feixes retornam a BS , onde metade de suas potências ópticas é transmitida em direção ao fotodetector para posterior processamento de sinal, enquanto a outra metade retorna à cavidade *laser*.

Figura 3 - Esquema do interferômetro de Michelson



Fonte: (LEÃO, 2004).

Na vista em detalhe da Figura 3 (indicado pela seta maior) observa-se que, ao emergirem de BS e seguirem em direção ao fotodetector, os feixes de *laser* são similares às fontes S_1 e S_2 do experimento de Young. Sendo assim, reescreve-se (5) para o caso de alinhamento ideal do interferômetro de Michelson, ou seja, quando $\varphi = 0$ (esta restrição será discutida no Capítulo 4) em (9):

$$I(t) = \frac{I_0}{2} [1 + V \cos(\Psi)] \quad (10)$$

sendo que o fator $\frac{1}{2}$ foi inserido porque metade da potência de entrada (I_0) é perdida de volta ao *laser*.

Deve-se lembrar que Ψ em (8) corresponde à diferença de fase inicial entre os ramos provenientes das fontes S_1 e S_2 na Figura 1. Ora, o que pode tornar ξ_1 e ξ_2 diferentes só pode ser alguma assimetria produzida antes do plano α . O que está antes do plano α agora é o

interferômetro de Michelson.

Portanto, em (10), o termo Ψ corresponde à defasagem entre os feixes devido à diferença de caminhos ópticos percorridos no interferômetro de Michelson. Define-se caminho óptico como a distância, no vácuo, equivalente à distância percorrida no meio de índice de refração n (HECHT, 2002). As diferenças de caminho óptico podem ocorrer devido a variações de comprimento ΔL e/ou de índices de refração Δn entre os ramos do interferômetro. Assim, considerando que o *laser* tenha comprimento de coerência maior que as dimensões do interferômetro, a expressão da diferença de fase total entre os feixes é dada por (DANDRIDGE; TVETEN; GIALLORENZI, 1982; JACKSON et al., 1980; SHEEM; GIALLORENZI; KOO, 1982):

$$\Psi = \frac{2\pi}{\lambda} (\Delta n \cdot L + n \cdot \Delta L) \quad (11)$$

sendo que L é o comprimento inicial do ramo sensor, e admite-se que λ permaneça constante.

Os interferômetros abordados neste texto são dedicados a medir variações de fase óptica devido à diferença de comprimentos entre os seus ramos, ocasionados pela vibração do espelho $M2$ na Figura 3. Sendo assim, adota-se o ar como o meio de propagação dos feixes *lasers* ($n=1$), e tem-se $\Delta n = 0$. Acrescenta-se ainda que o interferômetro de Michelson tem a sensibilidade dobrada, uma vez que cada feixe percorre duas vezes os caminhos ópticos de seus ramos. Com isso, reescreve-se (11) simplesmente como:

$$\Psi = \frac{4\pi}{\lambda} \Delta L, \text{ rad} \quad (12)$$

Ao se introduzir uma variação temporal em ΔL , a equação (12) pode ser reescrita para $\Psi(t) = \Delta\phi(t) + \phi_0$, onde $\Delta\phi(t)$ corresponde à variação de fase referente à vibração de $M2$, e ϕ_0 refere-se à diferença das fases acumuladas nos feixes devido às reflexões e caminhos ópticos percorridos no interferômetro de Michelson na ausência de $\Delta\phi(t)$ (LEÃO, 2004). Com isso, (10) torna-se:

$$I(t) = \frac{I_0}{2} [1 + V \cos(\Delta\phi(t) + \phi_0)] \quad (13)$$

o qual constitui uma modulação PM (*Phase Modulation*) sem portadora (CARLSON; CRILLY; RUTLEDGE, 2002).

O padrão de interferência na saída do interferômetro depende de seu bom alinhamento. Neste estágio da análise é importante ressaltar que, embora as franjas obtidas com o experimento de Young (Figura 1) sejam paralelas entre si (Figura 2), as franjas correspondentes ao interferômetro de Michelson mostrado na Figura 3 são circulares e concêntricas, em vista de tratar-se de um alinhamento perfeito (BARBOSA, 2009). A maximização do fator V em (13) permite a obtenção de um bom nível de sinal fotodetectado. Contudo, o perfeito alinhamento do interferômetro de Michelson causa o retorno de parte dos feixes dos dois ramos à cavidade *laser*, ocorrendo realimentação e flutuações na intensidade do *laser* (NACHMAN, 1995). Na prática, implementam-se algumas modificações, como a adição de lâminas de onda (*waveplates*) com espessuras de $\lambda/2$ ou $\lambda/4$, ou ainda, opera-se no limiar de desalinhamento do interferômetro, de modo a não prejudicar a qualidade das franjas (MARÇAL, 2008).

Pode-se mostrar, que a introdução de um leve desalinhamento entre os ramos do interferômetro de Michelson é capaz de recuperar um padrão de franjas aproximadamente paralelas, com a vantagem de proteger a cavidade do *laser* contra oscilações espúrias. Uma análise detalhada sobre os vários formatos do padrão de franjas de interferência no interferômetro de Michelson, considerando-se que os feixes têm secção transversal com perfil de intensidades gaussianos, pode ser encontrada em (BARBOSA, 2009).

2.4 Desvanecimento de sinal interferométrico

Na prática, o termo de fase ϕ_0 em (13) não é estático, pois o interferômetro geralmente está exposto às influências ambientais externas variáveis como flutuações térmicas, variações de densidade do ar ambiente e vibrações mecânicas de baixa frequência. Essas perturbações causam variações na diferença de caminhos ópticos entre os ramos do interferômetro. Assim, pode-se ter uma função variável aleatoriamente no tempo, $\phi_0(t)$, podendo ocasionar variações de fase indesejáveis, muito superiores as variações de fase do sinal de interesse $\Delta\phi(t)$ (MARÇAL, 2008).

Em certas condições, a deriva aleatória de $\phi_0(t)$ faz com que o sinal interferométrico $I(t)$ em (13) apresente amplitudes muito pequenas. Esse problema é conhecido como desvanecimento de sinal ou *fading*. Sendo assim, em princípio, exige-se que o ambiente de trabalho seja devidamente controlado.

Para ilustrar o desvanecimento de sinal, apresentam-se na Figura 4(a-b) duas situações muito distintas de detecção de sinal interferométrico, para um sinal de modulação do tipo $\Delta\phi(t) = x \cdot \cos(\omega_s t + \phi_s)$, onde x é o índice de modulação, ω_s a frequência angular e ϕ_s uma fase inicial. Em (a), o interferômetro opera em quadratura de fase (em torno do ponto quiescente Q_1 da curva característica), ou seja, ϕ_0 assume valores descritos por $\phi_0 = (2N + 1)\pi/2$, para N inteiro. Nessa situação obtém-se a máxima sensibilidade de demodulação, pois o sinal $\Delta\phi(t)$ excursiona-se na região mais linear da curva característica. Observa-se também que, para baixos índices de modulação ($x \ll 1$), a parte variável da intensidade óptica $I(t)$ é diretamente proporcional à $\Delta\phi(t)$. Em (b), ϕ_0 está fixado em uma região da curva característica descrita por $\phi_0 = N\pi$ (ponto quiescente Q_2) sendo que, neste caso, o sinal de saída é quase nulo, além de se apresentar distorcido, com um elevado conteúdo de segunda harmônica.

O caso ilustrado na Figura 4 (a) é a condição ideal para se operar com interferômetros homódinos. Contudo, no caso de interferometria homódina sem realimentação, manter $\phi_0(t)$ estático exige o controle perfeito das condições ambientais do laboratório, bem como, manter os dispositivos do interferômetro perfeitamente imóveis durante as medições.

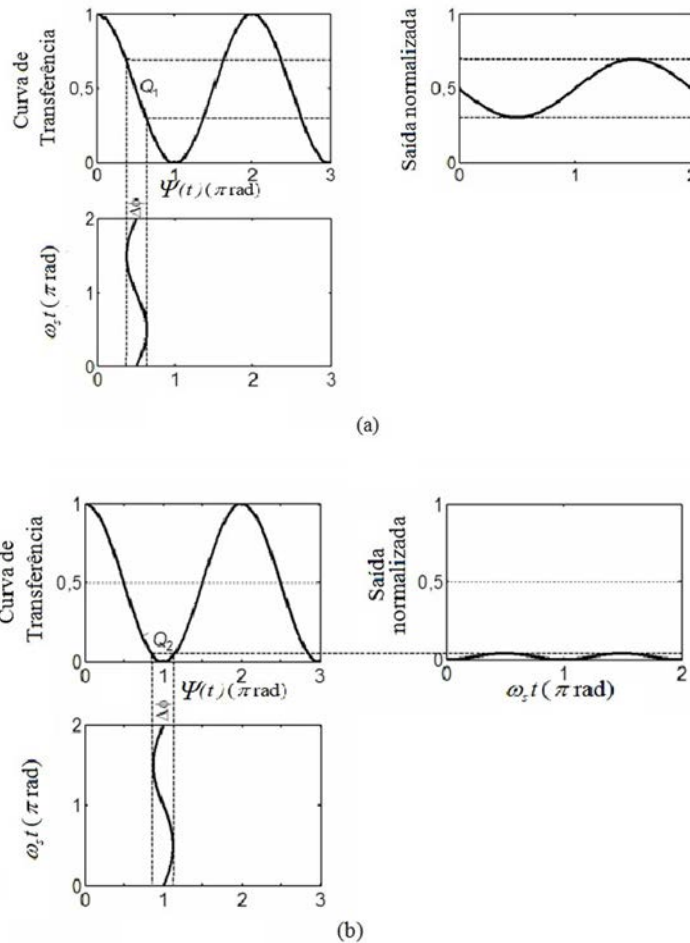
Tipicamente, as derivas ambientais fazem com que $\phi_0(t)$ oscile abaixo de 100 Hz. Com isso, no geral, recomenda-se (quando possível) realizar medições com sinais de modulação acima desta banda. Amostrando-se poucos ciclos do sinal fotodetectado, pode-se conseguir que $\phi_0(t)$ varie pouco durante o intervalo de aquisição, minimizando o efeito da ocorrência do desvanecimento sobre o processo de detecção. Em adição, é desejável que se realize a aquisição do sinal quando o interferômetro estiver em quadratura, o que pode ser feito observando-se na tela de um osciloscópio o momento em que a amplitude do sinal é máxima. (GALETI, 2012).

Porém, esses procedimentos podem consumir muito tempo, tornando árdua e lenta a tarefa de medição. Por isso, várias pesquisas direcionam seus esforços em arranjos e métodos de detecção de fase óptica que compense o desvanecimento de sinal interferométrico. Dentre

esses métodos, destacam-se as técnicas associadas a interferômetros homódinos em topologia de quadratura, que é a essência desta Dissertação de Mestrado e cuja teoria será abordada em detalhes a partir do Capítulo 3.

Figura 4 - Fotodetecção de sinais interferométricos em dois pontos distintos da curva característica

de entrada-saída. (a) $\phi_0 = (2N + 1)\pi/2$. (b) $\phi_0 = N\pi$



Fonte: (MARÇAL, 2008).

2.5 Fotodetecção do sinal interferométrico

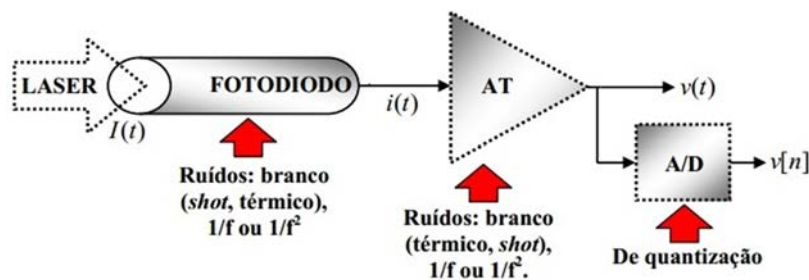
A variação temporal do campo elétrico instantâneo associado a uma radiação óptica é uma propriedade praticamente inviável de se medir devido a sua elevadíssima frequência (da ordem de 10^{14} Hz). Entretanto, a intensidade óptica da radiação pode ser mensurada diretamente por uma variedade de fotodetectores, sendo os mais apropriados para uso em interferômetros os fotodiodos semicondutores do tipo PIN (*Positive-Intrinsic-Negative*) e de

avalanche APD (*Avalanche Photodiode*) (NASCIMENTO, 2004).

Os fotodiodos são dispositivos optoeletrônicos que convertem a potência óptica incidente $I(t)$ em corrente elétrica $i(t)$ (BOYLESTAD; NASHELSKY, 1999). Associando-o a um amplificador de transimpedância (AT), obtém-se um sinal de tensão elétrica amplificado, $v(t)$, diretamente proporcional a corrente fotodetectada $i(t)$ (FRANCO, 2002), que pode ser amostrado por conversor A/D.

No processo de fotodetecção, diversos tipos de ruído podem se manifestar. No fotodiodo, os mais relevantes são o ruído de fundo (*background*), o ruído de escuro e ruídos do tipo branco, como o *shot* e o térmico. O *laser* e as junções semicondutoras são as principais fontes de ruído do tipo $1/f$ (NASCIMENTO, 2004; SUDARSHANAM, 1992; FRANCO, 2002). Apresenta-se na Figura 5 o processo de fotodetecção, com os principais tipos de ruído que podem ocorrer.

Figura 5 - Processo de fotodetecção com os principais tipos de ruído envolvidos



Fonte: (MARÇAL, 2008).

O ruído de quantização, inserido no estágio de conversão A/D, pode ser minimizado pelo ajuste adequado da amplitude do sinal ao fundo de escala do conversor e utilizando-se um número adequado de bits (OPPENHEIM; SCHAFER; BUCK, 1999).

Enfim, o sinal a ser demodulado pelas técnicas de detecção de fase óptica neste texto é um sinal de tensão elétrica $v(t)$. Desconsiderando o ruído eletrônico, a tensão fotodetectada pode ser reescrita a partir de (13), conforme:

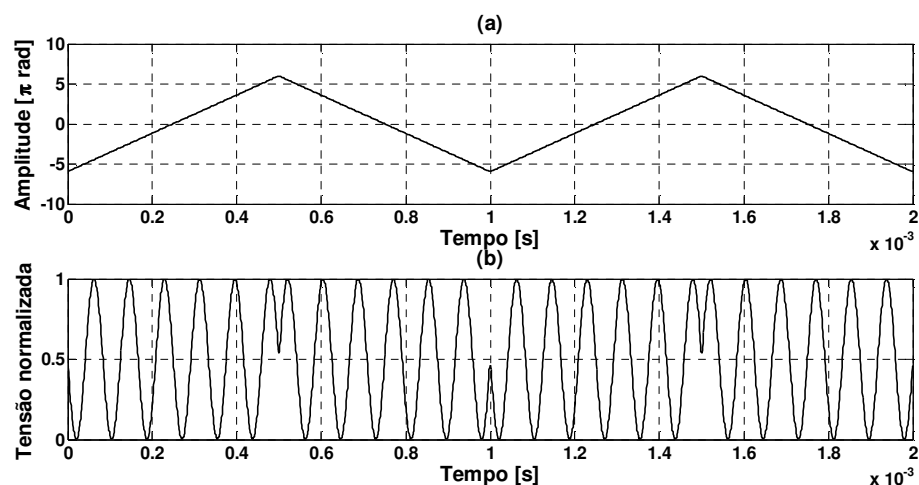
$$v(t) = A[1 + V \cos(\Delta\phi(t) + \phi_0(t))] \quad (14)$$

sendo A um fator de proporcionalidade que depende da intensidade óptica da fonte (I_0) e da

responsividade e ganho do circuito fotodetector ilustrado na Figura 5. As referências (BARBOSA, 2009; GALETI et al., 2011) descrevem procedimentos de se levantar este fator experimentalmente.

Sendo assim, uma vez obtido $v(t)$, podem-se aplicar as diversas técnicas de demodulação existentes na literatura. Entretanto, essas técnicas não são triviais pois, como se observa em (14), a tensão fotodetectada é uma função não linear de $\Delta\phi(t)$ e $\phi_0(t)$. Esta propriedade da função característica do interferômetro faz com que a forma de onda do sinal interferométrico de saída não tenha similaridades com a forma de onda do sinal de modulação $\Delta\phi(t)$ (excetuando-se o caso do interferômetro operado em baixa profundidade de modulação e em regime de quadratura de fase). A título de ilustração, apresenta-se na Figura 6 a simulação em MATLAB de um sinal de modulação triangular de 6π rad de pico em 1 kHz e o respectivo sinal interferométrico de saída, onde $\phi_0(t)$ é fixado em $\pi/2$ rad.

Figura 6 - Simulação em MATLAB das curvas de entrada e saída do interferômetro. (a) Sinal de modulação de entrada. (b) Sinal interferométrico de saída.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

Nota-se, que a forma de onda na Figura 6 (b) é completamente diferente à forma de onda triangular de entrada da Figura 6 (a).

O grupo do LOE da FEIS-UNESP tem especial interesse em técnicas capazes de obterem a forma de onda da fase modulada do feixe de *laser*. Galeti (2012) desenvolveu um algoritmo (método de segmentação do sinal amostrado) capaz de obter a forma de onda do sinal de modulação a partir do cálculo do arco seno de certos segmentos do sinal interferométrico de saída amostrado. O método é capaz de operar apenas com certas classes

de sinais periódicos.

Os métodos de detecção baseados em dois ou mais sinais em quadratura de fase permitem resolução nanométrica e medições de deslocamentos com elevada faixa dinâmica e sensibilidade constante (BOBROFF, 1993). Nos próximos capítulos deste texto de Dissertação de Mestrado será discutida a obtenção de dois sinais interferométricos em quadratura de fase e, em adição, se apresentará um novo algoritmo de *phase unwrapping* aplicável como método de demodulação de fase óptica, que também é capaz de obter a forma de onda do sinal de modulação, com a vantagem da possibilidade de se operar com sinais de modulação não periódicos.

3 INTERFERÔMETRO DE QUADRATURA

Largamente utilizadas na área de metrologia dimensional, as técnicas de interferometria em quadratura fornecem informação da amplitude e direção do deslocamento da amostra (RIPPER, 2005). O interferômetro homódino de quadratura é uma estrutura passiva adaptada para o uso de óptica polarizada que fornece sinais de saída defasados de 90° . Processando eletronicamente seus sinais de saída, obtém-se o índice de modulação independentemente das derivas ambientais descritas por $\phi_0(t)$ (WU et al., 1996; WIERZBA; KOSMOWSKI, 2005).

Neste capítulo serão discutidos os princípios gerais dos interferômetros homódinos de quadratura e suas complexidades inerentes. Adicionalmente, apresentar-se-á uma configuração do interferômetro de Michelson modificado para a topologia em quadratura, de simples alinhamento e que demanda poucos dispositivos ópticos adicionais, de modo a se adequar com os interesses do LOE FEIS-UNESP.

3.1 Princípios gerais de interferometria homódina de quadratura em arranjos volumétricos

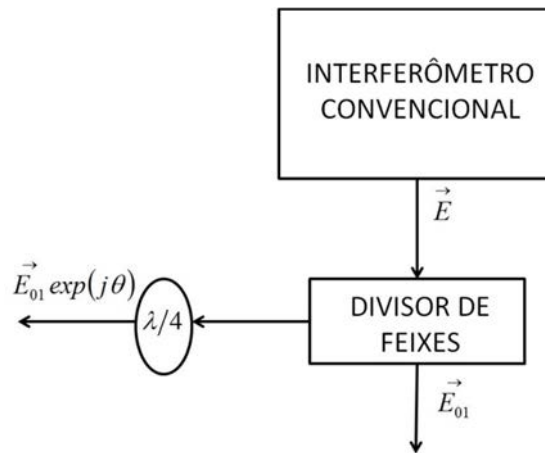
De modo geral, a interferometria de quadratura consiste primeiramente em obter dois sinais interferométricos de saída defasados a 90° entre si. Todavia, conseguir essas saídas não é algo trivial como a primeira vista pode parecer. Num primeiro instante, pode-se iludir que se consiga tal feito apenas dividindo-se a saída de um interferômetro convencional em dois outros feixes e causando-se uma defasagem de 90° de um feixe com relação ao outro. Como exemplo, ilustra-se na Figura 7 uma hipotética configuração onde se objetiva conseguir a defasagem por meio da adição de uma lâmina retardadora de $1/4$ ($\lambda/4$) comprimento de onda em um desses ramos.

Entretanto, as lâminas retardadoras são cristais birrefringentes que geram uma defasagem entre os diferentes modos de propagação no interior do cristal. Entende-se aqui como modo de propagação uma radiação de polarização paralela a um determinado eixo do cristal. Sendo assim, as lâminas retardadoras requerem dois modos de propagação: um, referente ao eixo rápido, e outro, ao eixo lento (YARIV; YEH, 1984).

Desta forma, a lâmina de $\lambda/4$ provoca apenas uma diferença de caminho óptico entre os dois feixes de saída do interferômetro que, por sua vez, resulta em uma defasagem relativa

de θ graus entre os campos dos feixes de *laser* de cada ramo. Entretanto, conforme discutido na seção 2.1, a grandeza de aferição na interferometria é a intensidade óptica calculada por (4). Sendo assim, o produto escalar do campo elétrico pelo seu complexo conjugado faz com que a fase θ , acumulada devido a lâmina de $\lambda/4$, seja anulada no resultado final; com isso, a expressão de intensidade óptica de saída de cada feixe será a mesma.

Figura 7 - Interferômetro convencional com a saída dividida em dois ramos.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

Em se tratando de interferômetros volumétricos e homódinos, para a obtenção de duas expressões de saída conforme (13) e defasadas em 90° , necessita-se que o fenômeno de interferência de cada ramo de saída ocorra com uma defasagem de 90° entre um ramo e outro. Tal feito é obtido através de combinações de diferentes componentes ópticos adicionais nos ramos dos interferômetros. Na próxima seção serão discutidos alguns arranjos de interferômetros homódinos de quadratura.

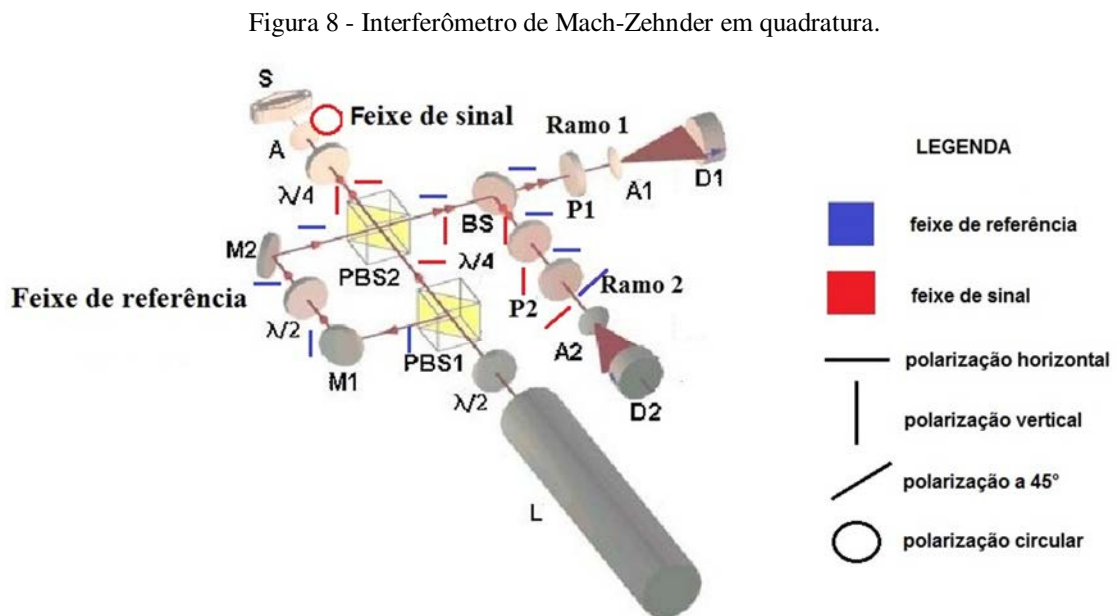
3.2 Configurações de interferômetros homódinos de quadratura

A obtenção de dois sinais em quadratura de fase requer que o feixe *laser* mude de polarização várias vezes ao percorrer os ramos do interferômetro. Isso normalmente é feito à custa de adição de diferentes dispositivos ópticos. Sendo assim, as configurações de interferômetros homódinos de quadratura são mais complexas do que as dos interferômetros convencionais.

3.2.1 Interferômetro de Mach-Zehnder em quadratura

Um arranjo complexo é o interferômetro de Mach-Zehnder em quadratura. Sua vantagem é proporcionar melhor controle das intensidades dos feixes dos ramos sensor e de sinal, e, praticamente, elimina-se o retorno dos feixes à cavidade do *laser*, que causa flutuações em sua intensidade (NADER, 2002).

Ilustrada na Figura 8, essa configuração constitui-se basicamente de uma fonte *laser* linearmente polarizada (L); divisores de feixes polarizadores (*PBS*) e neutro de 50/50 (*BS*); polarizadores (P), e, de lâminas retardadoras de $\lambda/2$ e de $\lambda/4$ comprimento de onda. Os divisores de feixes polarizadores refletem a radiação incidente polarizada na vertical e transmitem a polarizada na horizontal. As lâminas retardadoras, como dito anteriormente, são cristais birrefringentes que, dependendo da orientação de seus eixos “rápido” e “lento”, podem mudar o estado de polarização da radiação incidente (YARIV; YEH, 1984).



Fonte: (NADER, 2002).

Na saída do *laser* utiliza-se uma lâmina $\lambda/2$ para provocar uma mudança no estado de polarização linear do feixe *laser*, de modo a controlar a intensidade dos feixes refletido e transmitido por PBS_1 , denominados de feixes de referência e de sinal, respectivamente. Isso é importante para se obter franjas de interferência com alta visibilidade.

O feixe de referência se reflete no espelho $M1$, sofre mudança de polarização de

vertical para horizontal ao passar pela lâmina $\lambda/2$ (com eixo lento orientado a 45° ao plano da mesa óptica), reflete em M_2 , e em seguida é transmitido por PBS_2 . Por sua vez, o feixe de sinal com polarização horizontal é transmitido por PBS_2 , passa por uma lâmina $\lambda/4$ (com eixo lento também orientado a 45°), e agora, com polarização circular, incide na superfície refletora da amostra (S) em análise. Muda novamente de polarização circular para vertical ao atravessar de volta a lâmina de $\lambda/4$, e, ao retornar a PBS_2 , é refletido.

Em seguida, cada um dos feixes ortogonais que emergem de PBS_2 têm a sua intensidade óptica dividida ao meio ao passar por BS e seguem adiante pelos Ramo 1 e Ramo 2 mostrados na Figura 8. No Ramo 1, os feixes sinal e referência são analisados por P1 (polarizador em 45°) para que ocorra a interferência entre seus respectivos campos, e, a seguir, são detectados pelo fotodetector D1. No Ramo 2, os feixes passam por outra lâmina $\lambda/4$ (cujo eixo lento está alinhado de modo a produzir uma defasagem de 90° no feixe de sinal), são analisados por P2 (polarizador em 45°) e, em seguida, são detectados pelo fotodetector D2. Os sinais fotodetectado por D1 e D2 estão em quadratura de fase.

O uso de lentes expansoras (A1 e A2) são úteis para se expandir os feixes antes de incidirem nos fotodetectores. Também é interessante inserir uma lente convergente (A) para focalizar o feixe de sinal na superfície da amostra com o intuito de se reduzir o espalhamento.

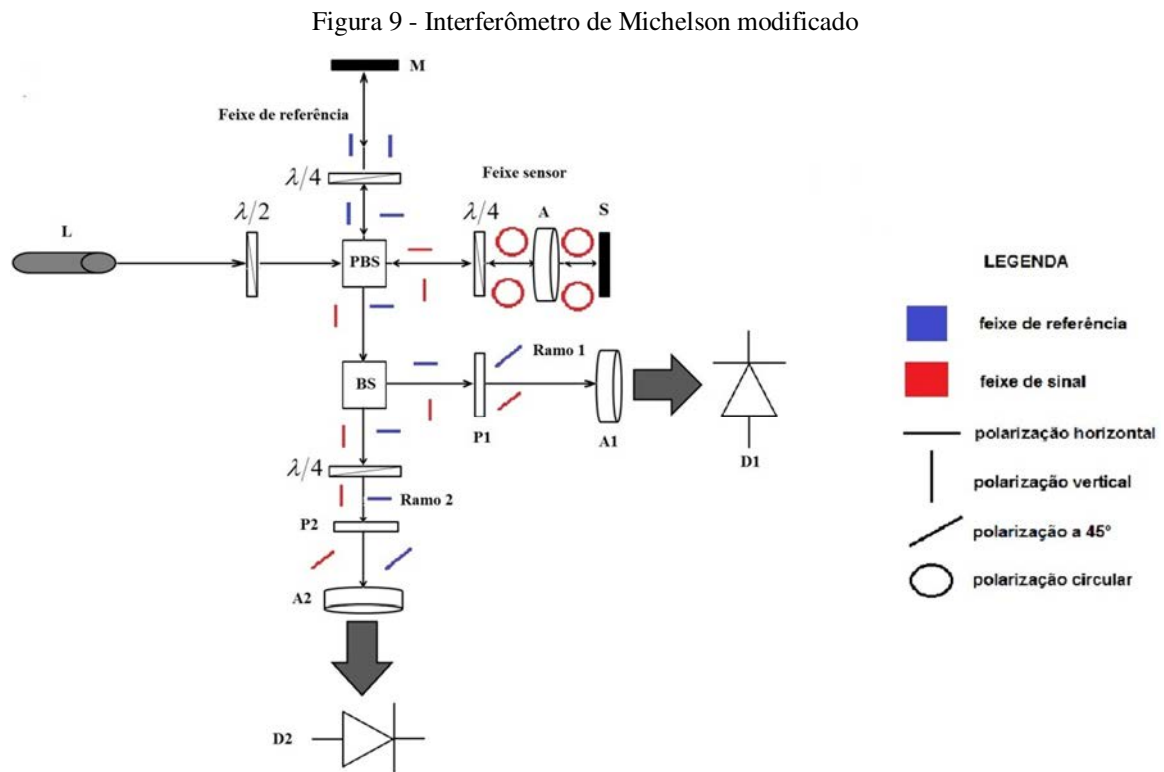
Essa configuração apresenta grande dificuldade de alinhamento dos componentes ópticos, em especial, salienta-se tal dificuldade em relação ao feixe de referência. Da observação da Figura 8 fica clara a dificuldade de alinhamento do feixe de referência, tanto na vertical quanto na horizontal.

3.2.2 Interferômetro de Michelson modificado

Um interferômetro de quadratura de alinhamento mais simples é o interferômetro de Michelson modificado (GOLLWITZER; HAUGG; FISCHERAUER, 2009). Essencialmente, esse é o correspondente do interferômetro de Mach-Zehnder em quadratura adaptado para a configuração de Michelson. A diferença é a adaptação do feixe de referência da Figura 8, para se tornar o feixe de referência do interferômetro Michelson tradicional. Com isso elimina-se a necessidade de um dos divisores de feixes polarizadores. Esse arranjo é apresentado na Figura 9.

Nesse arranjo, os espelhos M_1 e M_2 da Figura 8 foram substituídos por um único espelho M , e, a lâmina $\lambda/2$ do feixe de referência foi substituída por $\lambda/4$. Como o feixe de

referência passa duas vezes por $\lambda/4$, o efeito resultante é o mesmo que passar uma vez por uma lâmina de $\lambda/2$. Com isso, o funcionamento dessa configuração, assim como as orientações de todos os componentes, é idêntico ao interferômetro de Mach-Zender em quadratura, porém, seu alinhamento é mais simples.



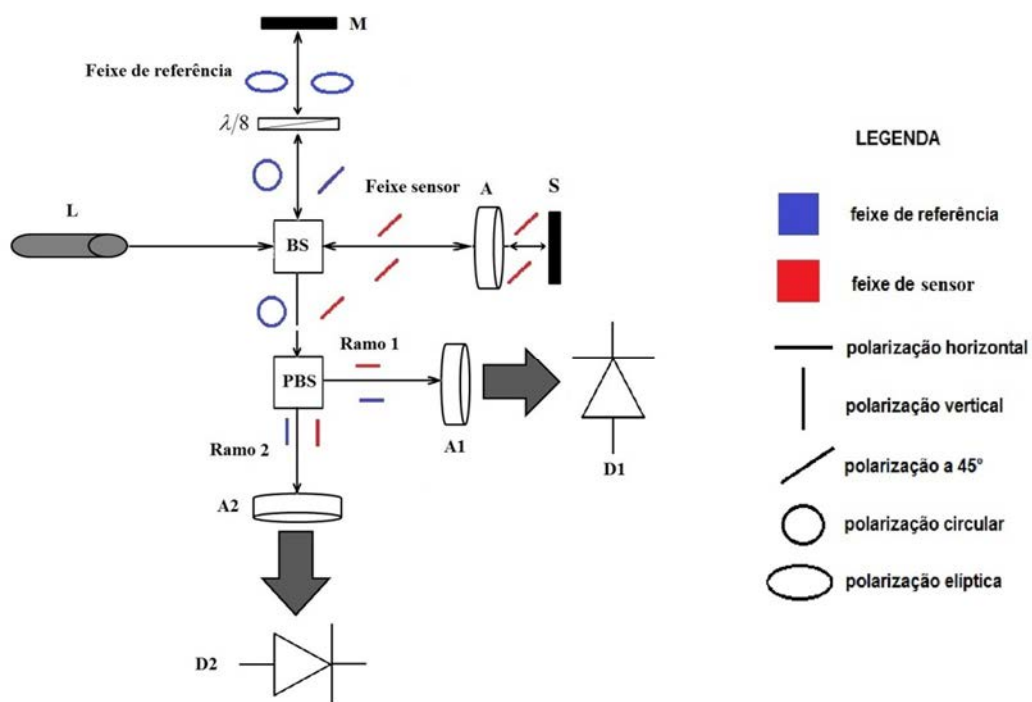
Fonte: Elaboração do próprio autor.

Existe outro interferômetro de quadratura baseado na configuração de Michelson de arranjo muito simples, onde as únicas diferenças em relação ao interferômetro de Michelson tradicional são os acréscimos de uma lâmina retardadora de $1/8$ comprimento de onda ($\lambda/8$) e de um divisor de feixes polarizador (VILKOMERSON, 1976), conforme se apresenta na Figura 10. Com isso, em relação à Figura 9, eliminam-se a necessidade de polarizadores adicionais e reduzem-se o número de lâminas retardadoras, de quatro para uma.

Nessa configuração, a fonte *laser* linearmente polarizada (L) também é ajustada para uma polarização de 45° , resultando em um campo de entrada com duas componentes perpendiculares entre si. Assim, após a reflexão do feixe referência em M , o mesmo atravessa pela segunda vez a lâmina de $\lambda/8$ (com eixo lento orientado a 45°) e, com isso, a sua polarização passa a ser circular. Quando os feixes de referência e sensor se recombinam

ao saírem de *BS* rumo a *PBS*, tem-se a formação de um campo resultante com duas componentes perpendiculares entre si. Sendo assim, a interferência dos feixes de referência e sensor, em uma determinada componente do campo resultante, ocorre com uma defasagem de 90° com relação à interferência dos feixes da outra componente do campo resultante. Desta forma, *PBS* separa as componentes do campo resultante e têm-se dois sinais interferométricos de saída em quadratura de fase em *D1* e *D2*.

Figura 10 - Interferômetro de Michelson modificado com inserções de uma lâmina de $\lambda/8$ e de um divisor de feixes polarizador.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

Apesar da relativa simplicidade dos arranjos interferométricos apresentados nas Figuras 9 e 10, é de interesse do grupo do LOE da FEIS-UNESP implementar uma estrutura equivalente, de fácil alinhamento e que se utilize, preferencialmente, de componentes ópticos básicos, tais como lâminas retardadoras de $\lambda/2$ e $\lambda/4$, polarizadores e divisores de feixe neutros (*BS*). Sendo assim, na próxima subseção, sugere-se uma arquitetura também baseada na configuração de Michelson, a qual constitui uma contribuição original desta Dissertação de Mestrado.

3.2.3 Interferômetro de Michelson modificado proposto

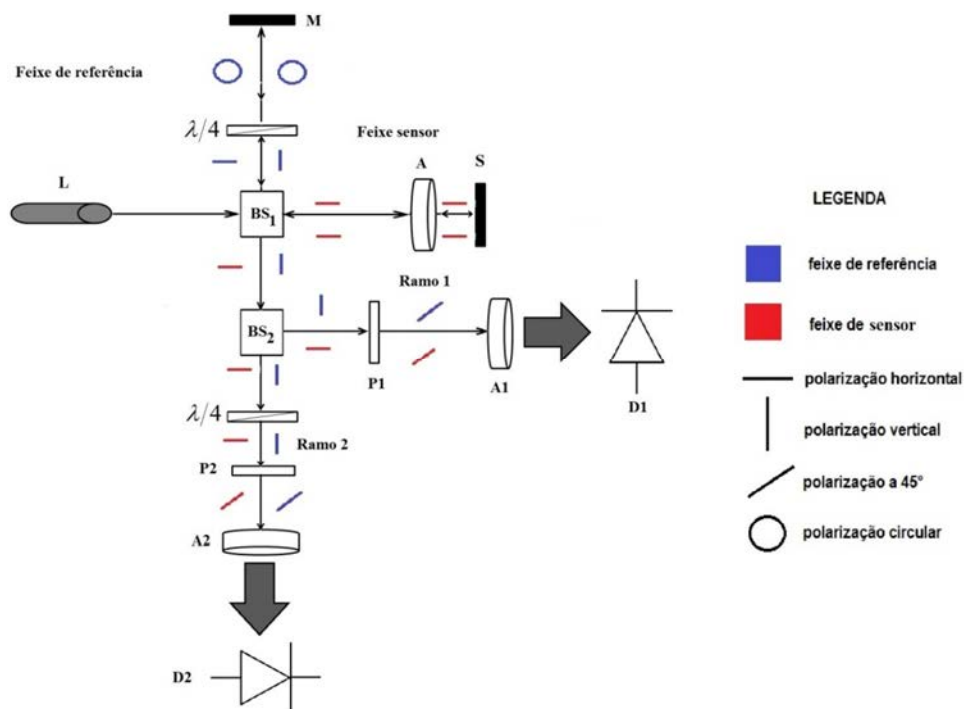
Apresenta-se na Figura 11 uma proposta inovadora de interferômetro de quadratura baseada na configuração de Michelson.

Esta configuração é inspirada no interferômetro de Michelson modificado da Figura 9. As diferenças entre eles consistem nas ausências da lâmina de $\lambda/2$, da lâmina de $\lambda/4$ do feixe sensor, e, na substituição de *PBS* por um *BS*. Conseguem-se esse feito mudando-se a polarização da fonte *laser* (L) de 45° para 0° ou 90° com relação ao plano da mesa óptica. Com isso, consegue-se que os feixes de *laser*, sensor e de referência, sejam ortogonais entre si ao saírem de BS_1 rumo a BS_2 . Desta forma, o funcionamento desta arquitetura e as orientações de todos os outros componentes são idênticas ao de seu precursor, apresentado na Figura 9.

Caso se compare o custo de se montar este novo interferômetro (Figura 11) com o interferômetro de Mach-Zehnder em quadratura (Figura 8), verifica-se que o interferômetro desenvolvido nesta dissertação possui custo cerca de 17% inferior.

Na próxima seção, realiza-se o equacionamento do interferômetro proposto por meio do cálculo de Jones.

Figura 11 - Interferômetro de Michelson modificado proposto.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

3.3 Equacionamento do interferômetro de Michelson modificado proposto

Devido às várias mudanças no estado de polarização do *laser*, um modo simples de equacionar um interferômetro homódino de quadratura é por meio do cálculo de Jones. Sendo assim, antes de prosseguir com equacionamento do arranjo interferométrico proposto, algumas considerações importantes ao desenvolvimento desta seção serão apresentadas nas subseções a seguir.

3.3.1 Cálculo de Jones

Desenvolvido em 1941 por R. Clark Jones, o cálculo de Jones é um poderoso método em que o estado de polarização da luz é representada por um vetor de duas componentes, e, cada elemento óptico, por uma matriz 2×2 (JONES, 1941; YARIV; YEH, 1984). A radiação óptica pode ser representada em um vetor de Jones por:

$$[E] = \begin{pmatrix} E_x \exp[j\delta x] \\ E_y \exp[j\delta y] \end{pmatrix} \quad (15)$$

sendo E_x e E_y as amplitudes das componentes da radiação óptica nos eixos x e y , respectivamente, do sistema coordenadas de referência, e, δx e δy , suas respectivas fases.

No desenvolvimento da matriz de Jones para um determinado componente óptico, deve-se atentar para a orientação dos eixos do componente em relação ao sistema de coordenadas em que está descrito a radiação incidente (YARIV; YEH, 1984). Em geral, cada dispositivo óptico tem a sua respectiva matriz, dada por:

$$[T(\psi)] = [R(-\psi)] \cdot [T] \cdot [R(\psi)] \quad (16)$$

sendo que $[T(\psi)]$ é uma matriz rotacionada em um ângulo ψ , referente a um componente descrito por uma matriz $[T]$ alinhada ao sistema de coordenadas de referência do laboratório, e, $[R(\psi)]$ é uma matriz de rotação dada por:

$$[R(\psi)] = \begin{pmatrix} \cos(\psi) & \sin(\psi) \\ -\sin(\psi) & \cos(\psi) \end{pmatrix} \quad (17)$$

O cálculo baseia-se em determinar o vetor e as matrizes de Jones de todos os componentes ópticos envolvidos. Em seguida, realiza-se a multiplicação entre as matrizes na ordem inversa de que se apresentam na propagação da onda óptica (JONES, 1941). Por exemplo, supondo-se que existam (n) componentes ópticos em série, representados por (n) matrizes $[T(\psi)]$, com suas respectivas orientações ψ , e, supondo-se que a radiação se propaga entre os elementos na ordem em que são numeradas, tem-se que:

$$[E_n] = [T_n(\psi_n)] \cdot [T_{n-1}(\psi_{n-1})] \cdot \dots \cdot [T_2(\psi_2)] \cdot [T_1(\psi_1)] \cdot [E_i] \quad (18)$$

sendo que $[E_n]$ é o vetor de Jones para o feixe que emerge do n-ésimo componente e $[E_i]$ (para $i=1,2,\dots,n$) é o vetor de Jones do feixe que incide no primeiro componente.

Na próxima subseção será apresentada a matriz T para cada componente óptico utilizado no interferômetro de Michelson modificado da Figura 11.

3.3.2 Matrizes de Jones dos dispositivos ópticos

Uma lâmina de retardo tem sua matriz de Jones dada por (YARIV; YEH, 1984):

$$[W_0] = \begin{pmatrix} \exp[-j\tau/2] & 0 \\ 0 & \exp[j\tau/2] \end{pmatrix} \quad (19)$$

sendo que τ é o retardo de fase entre os feixes propagantes nos eixos rápido e lento da lâmina. Usando (16), (17) e (19), pode-se escrever a matriz de Jones da lâmina de 1/4 de onda ($\tau = \pi/2$ rad) para as rotações de $\psi = 45^\circ$ e $\psi = 90^\circ$:

$$[\lambda/4(45^\circ)] = \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{pmatrix} 1 & -j \\ -j & 1 \end{pmatrix} \quad (20)$$

$$[\lambda/4(90^\circ)] = \begin{pmatrix} \exp\left[j\frac{\pi}{4}\right] & 0 \\ 0 & \exp\left[-j\frac{\pi}{4}\right] \end{pmatrix} \quad (21)$$

Um polarizador alinhado com eixo y é dado por (YARIV; YEH, 1984):

$$[Py] = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (22)$$

Desta forma, de (16), (17) e (22), pode-se escrever um polarizador vertical rotacionado em $\psi = 45^\circ$:

$$[P(45^\circ)] = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \quad (23)$$

O divisor de feixes de 50/50, BS , separa os feixes incidentes dividindo ao meio a intensidade óptica de entrada. Com isso, a partir de (4) pode ser facilmente verificado que essa operação equivale a dividir o campo elétrico incidente por $\sqrt{2}$. Assim a matriz de Jones para BS é dada por:

$$[BS] = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (24)$$

Devem-se definir também as matrizes que incorporam informações sobre a deriva ambiental $[\phi_0]$ e o sinal de modulação de fase $[\Delta\phi]$. Como os meios de propagação são isotrópicos, ambos os estados de polarização percebem as mesmas variações de $\phi_0(t)$ e $\Delta\phi(t)$, e assim:

$$[\phi_0] = \begin{pmatrix} \exp[-j\phi_0(t)] & 0 \\ 0 & \exp[-j\phi_0(t)] \end{pmatrix} \quad (25)$$

$$[\Delta\phi] = \begin{pmatrix} \exp[j\Delta\phi(t)] & 0 \\ 0 & \exp[j\Delta\phi(t)] \end{pmatrix} \quad (26)$$

sendo que os sinais algébricos nas expressões foram assim escolhidos por conveniência.

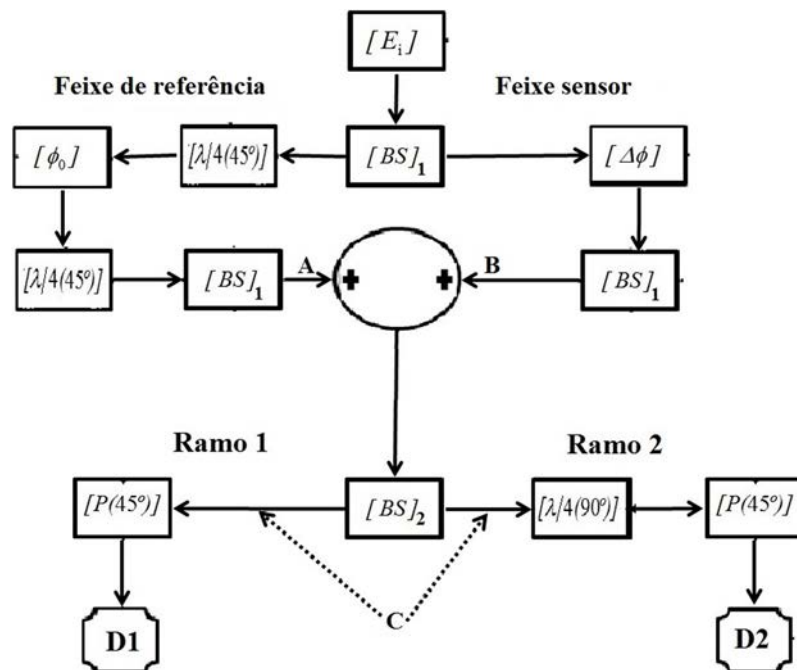
Definido as matrizes de Jones necessárias ao problema, agora se pode iniciar o equacionamento dos sinais de saída do interferômetro.

3.3.3 Dedução matemática dos sinais de saída em quadratura

Na análise que se segue, assume-se que a saída da fonte de *laser* é polarizada a 0° e que a lâmina de $\lambda/4$ do ramo 2 (ver Figura 11) possui o eixo lento orientado a 90° . Em ambos os casos, o ângulo indicado é com relação ao plano da mesa óptica.

Para fins didáticos apresenta-se, na Figura 12, a interpretação do interferômetro ilustrado na Figura 11 em termos de diagrama de blocos.

Figura 12 - Interferômetro de Michelson modificado proposto em diagrama de blocos



Fonte: Elaboração do próprio autor.

O bloco $[E_i]$ corresponde ao vetor de Jones que descreve o feixe de saída da fonte *laser*. Assim, o vetor de Jones para $[E_i]$ é:

$$[E_i] = \begin{pmatrix} E_0 \exp[j\omega] \\ 0 \end{pmatrix} \quad (27)$$

sendo ω a frequência e E_0 a amplitude do campo elétrico da fonte óptica.

Em seguida, esse feixe passa por BS_1 e os dois feixes resultantes (feixes sensor e de referência) percorrem seus respectivos ramos e retornam a BS_1 . Os feixes se somam, porém, sem interferência, uma vez que são ortogonais, e seguem até BS_2 , onde serão divididos e seguirão por caminhos distintos até serem fotodetectados por D1 e D2.

Agora, investiga-se o vetor de Jones dos pontos **A**, **B** e **C** da Figura 12. Obedecendo-se a (18), são deduzidas as seguintes expressões:

$$[A] = [BS_1] \cdot [\lambda/4(45^\circ)] \cdot [\phi_0] \cdot [\lambda/4(45^\circ)] \cdot [BS_1] \cdot [E_i] \quad (28)$$

$$[B] = [BS_1] \cdot [\Delta\phi] \cdot [BS_1] \cdot [E_i] \quad (29)$$

$$[C] = [BS_2] \cdot ([A] + [B]) \quad (30)$$

Substituindo (20, 24, 25, 26) e (27) nas expressões (28), (29) e (30) e realizando os cálculos têm-se:

$$[A] = -\frac{E_0}{2} \cdot \exp[-j\phi_0] \cdot \exp[j\omega] \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ j \end{pmatrix} \quad (31)$$

$$[B] = \frac{E_0}{2} \cdot \exp[j\Delta\phi] \cdot \exp[j\omega] \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (32)$$

$$[C] = \frac{E_0}{2\sqrt{2}} \cdot \exp[j\omega] \cdot \begin{pmatrix} \exp[j\Delta\phi(t)] \\ -j\exp[-j\phi_0(t)] \end{pmatrix} \quad (33)$$

Com isso, podem-se determinar as expressões que determinam o vetor de Jones nos fotodetectores:

$$[D1] = [P(45^\circ)] \cdot [C] \quad (34)$$

$$[D2] = [P(45^\circ)] \cdot [\lambda/4(90^\circ)] \cdot [C] \quad (35)$$

Substituindo (21), (23) e (33) nas expressões (34) e (35), têm-se:

$$[D1] = \frac{E_0}{4\sqrt{2}} \cdot \exp[j\omega t] \cdot \left(\frac{\exp[j\Delta\phi(t)] - j\exp[-j\phi_0(t)]}{\exp[j\Delta\phi(t)] - j\exp[-j\phi_0(t)]} \right) \quad (36)$$

$$[D2] = \frac{E_0}{4\sqrt{2}} \cdot \exp[j\omega t] \cdot \left(\frac{\exp\left[j\left(\Delta\phi(t) + \frac{\pi}{4}\right)\right] - j\exp\left[-j\left(\phi_0(t) + \frac{\pi}{4}\right)\right]}{\exp\left[j\left(\Delta\phi(t) + \frac{\pi}{4}\right)\right] - j\exp\left[-j\left(\phi_0(t) + \frac{\pi}{4}\right)\right]} \right) \quad (37)$$

As respectivas intensidades ópticas são obtidas aplicando-se (4), considerando-se $2Z_0 = 1 \Omega$:

$$\begin{aligned} I_1(t) &= \vec{D}_1 \cdot \vec{D}_1^* = \left[\frac{E_0}{4\sqrt{2}} \cdot \exp[j\omega t] \cdot (\exp[j\Delta\phi(t)] - j\exp[-j\phi_0(t)])(\hat{x} + \hat{y}) \right] \cdot \\ &\left[\frac{E_0}{4\sqrt{2}} \cdot \exp[j\omega t] \cdot (\exp[j\Delta\phi(t)] - j\exp[-j\phi_0(t)])(\hat{x} + \hat{y}) \right]^* = \\ &2 \left[\frac{E_0}{4\sqrt{2}} \cdot \exp[j\omega t] \cdot (\exp[j\Delta\phi(t)] - j\exp[-j\phi_0(t)]) \right] \cdot \\ &\left[\frac{E_0}{4\sqrt{2}} \cdot \exp[j\omega t] \cdot (\exp[j\Delta\phi(t)] - j\exp[-j\phi_0(t)]) \right] \end{aligned} \quad (38)$$

$$\begin{aligned} I_2(t) &= \vec{D}_2 \cdot \vec{D}_2^* = \left[\frac{E_0}{4\sqrt{2}} \cdot \exp[j\omega t] \cdot \left(\exp\left[j\left(\Delta\phi(t) + \frac{\pi}{4}\right)\right] - j\exp\left[-j\left(\phi_0(t) + \frac{\pi}{4}\right)\right] \right) (\hat{x} + \hat{y}) \right] \cdot \\ &\left[\frac{E_0}{4\sqrt{2}} \cdot \exp[j\omega t] \cdot \left(\exp\left[j\left(\Delta\phi(t) + \frac{\pi}{4}\right)\right] - j\exp\left[-j\left(\phi_0(t) + \frac{\pi}{4}\right)\right] \right) (\hat{x} + \hat{y}) \right]^* = \\ &2 \left[\frac{E_0}{4\sqrt{2}} \cdot \exp[j\omega t] \cdot \left(\exp\left[j\left(\Delta\phi(t) + \frac{\pi}{4}\right)\right] - j\exp\left[-j\left(\phi_0(t) + \frac{\pi}{4}\right)\right] \right) \right] \cdot \\ &\left[\frac{E_0}{4\sqrt{2}} \cdot \exp[j\omega t] \cdot \left(\exp\left[j\left(\Delta\phi(t) + \frac{\pi}{4}\right)\right] - j\exp\left[-j\left(\phi_0(t) + \frac{\pi}{4}\right)\right] \right) \right]^* \end{aligned} \quad (39)$$

lembrando que $(\hat{x} + \hat{y}) \cdot (\hat{x} + \hat{y})^* = 2$, sendo que os termos \hat{x} e \hat{y} referem-se aos versores das direções x e y , respectivamente.

Efetuada os cálculos em (38) e (39) pode-se chegar em:

$$I_1(t) = \frac{E_0^2}{8} \left[1 + \cos\left(\Delta\phi(t) + \phi_0(t) + \frac{\pi}{2}\right) \right] \quad (40)$$

$$I_2(t) = \frac{E_0^2}{8} [1 - \cos(\Delta\phi(t) + \phi_0(t))] \quad (41)$$

Observa-se que as expressões anteriores representam dois sinais interferométricos de saída defasados em $\frac{\pi}{2}$, ou seja, em quadratura. Não se pode olvidar que o equacionamento realizado trata-se de uma análise simplificada, uma vez que se assumiu que os divisores de feixes são ideais e, que a polarização do feixe de *laser* de entrada fosse perfeitamente paralela ao plano da mesa óptica. Sendo assim, (40) e (41) conduzem às seguintes expressões de saída do interferômetro, mais adequadas para aplicações práticas:

$$I_1(t) = \frac{I_0}{8} [1 - V \sin(\Delta\phi(t) + \phi_0(t))] \quad (42)$$

$$I_2(t) = \frac{I_0}{8} [1 - V \cos(\Delta\phi(t) + \phi_0(t))] \quad (43)$$

sendo que $I_0 (= E_0^2)$ é a potência óptica da fonte de *laser* e o fator V refere-se à visibilidade (7), sendo incorporado às expressões de forma “*ad-hoc*” para levar em conta as não idealidades da formulação.

Os sinais descritos em (42) e (43) referem-se às intensidades ópticas resultantes nos pontos centrais (franjas de ordem 0) das figuras de franjas de interferência. Na prática, a localização dos fotodetectores nas franjas de interferência é de suma importância porque, caso os fotodetectores não estejam localizados em pontos correspondentes das figuras de franjas, as expressões (42) e (43) não são mais válidas, pois existirá uma defasagem adicional entre as saídas e que são referentes a diferença de fase espacial estática entre os pontos de localização dos fotodetectores. Esta questão será abordada no próximo Capítulo, onde se mostrará que se pode obter um interferômetro de quadratura, consideravelmente mais simples, apenas com a localização dos fotodetectores em diferentes pontos nas figuras de franjas de interferência.

4 OBTENÇÃO DA QUADRATURA ATRAVÉS DA DEFASAGEM ESPACIAL DAS FRANJAS DE INTERFERÊNCIA

Neste Capítulo, apresenta-se uma discussão sobre a figura de franjas de interferência e a sua influência no processo de fotodeteção dos sinais interferométricos de saída em quadratura. Em adição, expõe-se como utilizar essa característica para se obter dois sinais interferométricos em quadratura a partir do interferômetro de Michelson tradicional.

4.1 Influência da localização dos pontos de fotodeteção nas figuras de franjas de interferência

Para facilitar a abordagem a seguir, se tomará como base o experimento de Young apresentado na seção 2.1 (ver Figura 1). Conforme mencionado na seção 2.2, a expressão de intensidade óptica incidente sobre o anteparo β , constitui uma onda progressiva na direção x (HECHT, 2002), tal como se apresenta na Figura 13 (se as frequências S_1 e S_2 na Figura 1 fossem diferentes, esta onda se propagaria continuamente na direção x).

Na referência (LEÃO, 2004) encontra-se uma demonstração da expressão de intensidade óptica incidente no anteparo β , obtida a partir do experimento de Young (Figura 1) quando $\Psi = 0$ que resulta em:

$$I(x) = \frac{I_0}{2} \left[1 + \cos \left(\frac{kd_1^2}{2d_2} - \frac{kd_1}{d_2} x \right) \right] \quad (44)$$

onde x é a altura em que o ponto A se encontra no plano β .

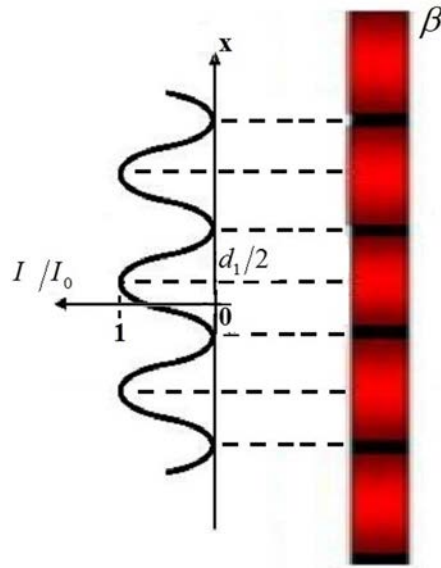
Sendo assim, no caso geral de um interferômetro homódino de dois feixes (Figura 3, por exemplo), a expressão de intensidade óptica incidente em um ponto de detecção x_0 sobre o anteparo β , pode ser expressa como [considerando-se $\Psi(t) = \Delta\phi(t) + \phi_0(t)$ como em (13)]:

$$I(x_0, t) = \frac{I_0}{2} \left[1 + V \cos(\Delta\phi(t) + \phi_0(t) - \phi(x_0)) \right] \quad (45)$$

sendo que:

$$\varphi(x_0) = \frac{kd_1^2}{2d_2} - \frac{kd_1}{d_2} x_0 \quad (46)$$

Figura 13 - Onda progressiva na direção x sobre o anteparo β .



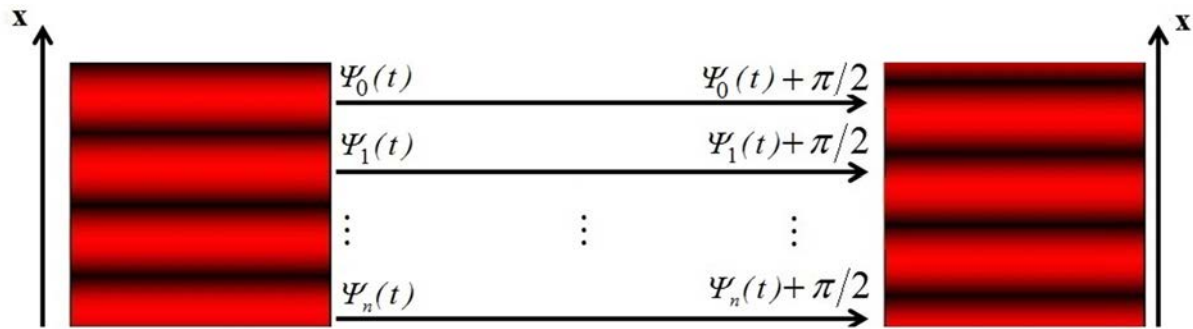
Fonte: (BARBOSA, 2009).

A partir desta etapa $I(x_0, t)$ não é mais interpretado como uma distribuição de intensidade óptica, mas sim, como o valor da intensidade amostrada por um fotodetector posicionando em $x = x_0$. Ou seja, não varia mais com (x, t) , mas apenas com t .

Portanto, $\varphi(x_0)$ corresponde a uma fase espacial estática da onda progressiva sobre o anteparo β . Caso $\Delta\phi(t)$ ou $\phi_0(t)$ sejam não nulos, esta onda se propaga ao longo da direção x com fase inicial $\varphi(x_0)$.

Em se tratando de interferômetros homódinos de quadratura (Figura 11, por exemplo), têm-se duas saídas interferométricas que, quando incidem em um anteparo, produzem duas figuras de franjas de interferência. Sendo assim, cada ponto da figura de franjas de uma das saídas está defasado em $\frac{\pi}{2}$ rad com relação a um ponto correspondente da figura de franjas da outra saída interferométrica. Ilustra-se essa situação na Figura 14, onde $\Psi_n(t) = \Delta\phi(t) + \phi_0(t) + \varphi(x_n)$, para $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Figura 14 - Figuras de franjas de interferência em um interferômetro homódino de quadratura.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

Nos interferômetros homódinos de quadratura (como os ilustrados nas Figuras 8, 8, 10 e 11), caso as localizações dos fotodetectores sobre suas respectivas franjas de interferência estejam em pontos com diferentes valores de $\varphi(x_0)$, ocorre uma defasagem adicional entre os sinais interferométricos de saída, referente a diferença de fase espacial estática entre os pontos de localização dos fotodetectores que, por sua vez, causa um erro na condição de quadratura. Desta forma, a localização dos fotodetectores na figura de franjas deve ser uma questão a ser levada em consideração no processo de alinhamento do interferômetro.

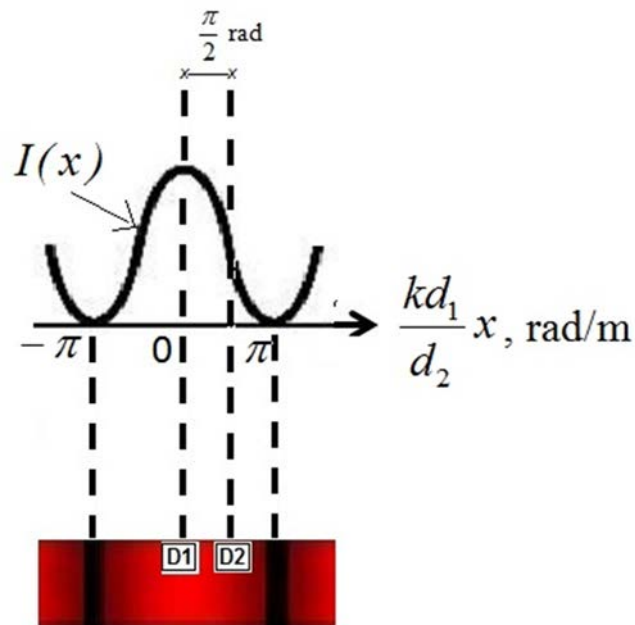
4.2 Interferômetro de quadratura com a configuração de Michelson tradicional

Num primeiro instante, a problemática da localização dos fotodetectores na figura de franjas parece dificultar a obtenção dos sinais interferométricos em quadratura. Entretanto, pode-se valer deste fato para se obter um interferômetro de quadratura de arranjo muito simples, em verdade, quase idêntico à configuração de Michelson tradicional.

Conforme dito anteriormente e ilustrado na Figura 13, o padrão de franjas de interferência do experimento de Young constitui-se de uma onda de intensidade óptica progressiva na direção x . Este mesmo princípio pode ser extrapolado para o caso de franjas circulares [que é o caso do interferômetro de Michelson perfeitamente alinhado (BARBOSA, 2009)] onde se tem ondas distribuídas ao longo de cada direção radial da franja de interferência. Desta forma, torna-se possível adquirir dois sinais interferométricos de saída em quadratura bastando realizar a fotodetecção em regiões defasadas espacialmente de $\frac{\pi}{2}$ rad.

Ilustra-se esse fato na Figura 15 que, por simplicidade, apresenta-se o caso de franjas paralelas.

Figura 15 – Fotodetectores D1 e D2 defasados espacialmente de $\frac{\pi}{2}$ rad.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

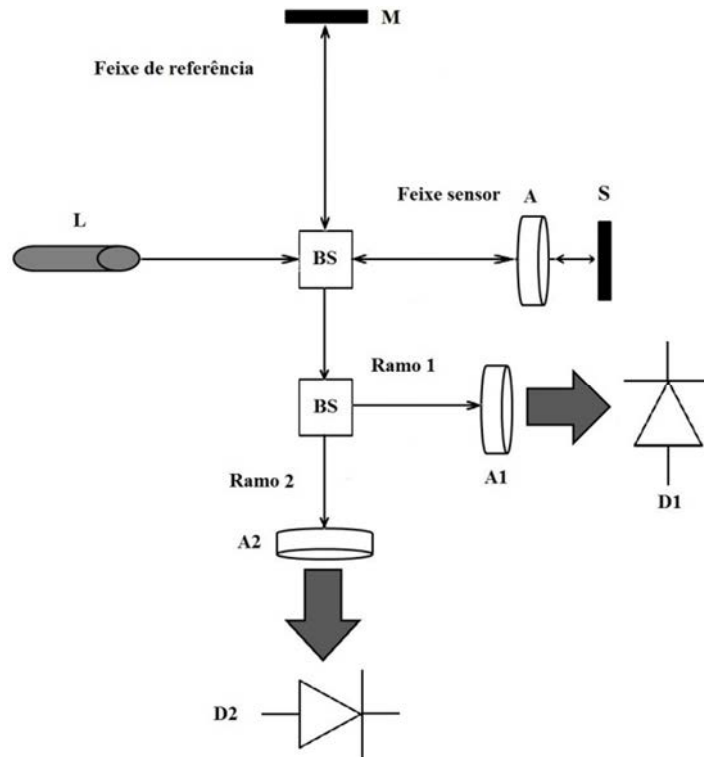
Sendo assim, os sinais interferométricos detectados pelos fotodetectores D1 e D2 estarão defasados de $\frac{\pi}{2}$ rad graças à diferença de fase espacial estática. Desta forma, consegue-se a quadratura sem a necessidade de empregar óptica polarizada, o que simplifica bastante o interferômetro, uma vez que não são mais necessárias lâminas retardadoras de onda nem polarizadores. Portanto, torna-se possível obter um interferômetro de quadratura com a configuração de Michelson tradicional, bastando dividir o feixe de saída em outros dois, e ajustando a posição dos fotodetectores de modo a ficarem defasados espacialmente de $\frac{\pi}{2}$ rad, tal como se mostra na Figura 16.

Convém destacar que também poderia ser usado um arranjo no qual uma única franja é expandida o suficiente (com o auxílio de uma lente objetiva) de forma a acomodar ambos os fotodiodos, como mostrado na Figura 15. Certamente, isto economizaria um divisor de feixes e uma lente expansora. Entretanto, isto reduziria sensivelmente a relação sinal-ruído, prejudicando o processamento dos sinais.

Após a concepção desta técnica, o autor realizou uma pesquisa na literatura e constatou que a mesma fora descoberta recentemente, sendo encontrada apenas em algumas publicações, tais como (HUSSAIN et al., 2013a; HUSSAIN et al., 2013b). Entretanto, por se

tratar de uma técnica pouco explorada, o presente autor julga conveniente realizar testes experimentais na parte prática desta Dissertação.

Figura 16 – Interferômetro de quadratura a partir da configuração de Michelson tradicional.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

O próximo Capítulo é dedicado a discussão sobre a demodulação de fase óptica dos sinais dados por (42) e (43).

5 DEMODULAÇÃO DE SINAIS INTERFEROMÉTRICOS EM QUADRATURA

Sistemas interferométricos de quadratura produzem sinais de saída semelhantes a (42) e (43). Aplicando o método de demodulação baseado em *phase unwrapping* consegue-se extrair dos sinais fotodetectados a forma de onda e a fase do sinal de modulação.

Neste capítulo será realizada uma breve análise dos sinais obtidos em interferômetros de quadratura e também sobre os princípios dos algoritmos de *phase unwrapping*.

5.1 Análise de sinais interferométricos obtidos em interferômetros de quadratura

Aplicando no interferômetro da Figura 11 um sinal de modulação $\Delta\phi(t)$, e, supondo inicialmente que não haja atraso de fase na conversão de sinal óptico para elétrico, os dois sinais em quadratura podem ser escritos na forma geral como (RIPPER, 2005; VELDMAN, 2003; DOBOSZ; USUDA; KUROSAWA, 1998):

$$v_1(t) = A_1 [1 + V_1 \cos(\Delta\phi(t) + \phi_0(t))] \quad (47)$$

$$v_2(t) = A_2 [1 + V_2 \sin(\Delta\phi(t) + \phi_0(t) + \theta)] \quad (48)$$

sendo que os fatores A_i e V_i (para $i=1, 2$) são, respectivamente, os fatores de proporcionalidade do circuito fotodetector e visibilidade das franjas de interferência. O termo de erro de fase θ refere-se a desvios eventuais da condição de quadratura que ocorrem na prática, devido as não idealidades dos componentes ópticos do interferômetro, bem como, da má localização dos fotodetectores em pontos nas figuras de franjas de interferência com diferentes valores de $\phi(x_0)$ (conforme discutido na seção 4.1).

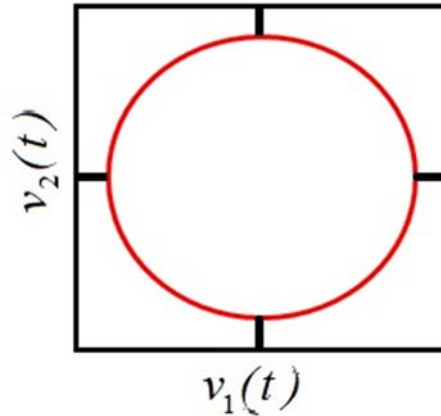
Caso ocorra uma ou mais das desigualdades: $A_1 \neq A_2$, $V_1 \neq V_2$ e $\theta \neq 0$, ao se visualizar os sinais descritos em (47) e (48) no modo XY do osciloscópio, tem-se uma figura de Lissajous com forma de uma elipse. Em condições ideais, têm-se $A_1 = A_2 = A$, $V_1 = V_2 = V$ e $\theta = 0$, e assim, a figura de Lissajous que se obtém é a de um círculo, tal como se ilustra na Figura 17.

Considerando-se condições ideais de quadratura ($A_1 = A_2 = A$, $V_1 = V_2 = V$ e $\theta = 0$), e removendo-se as primeiras parcelas do lado direito de (47) e (48), pode-se reescreve-las como:

$$v_1(t) = AV \cos[\Psi(t)] \quad (49)$$

$$v_2(t) = AV \sin[\Psi(t)] \quad (50)$$

Figura 17 - Figura de Lissajous obtida de dois sinais interferométricos em quadratura perfeita.



Fonte: (RIPPER, 2005).

sendo $\Psi(t) = \Delta\phi(t) + \phi_0(t)$, ou seja, a fase óptica total do sinal interferométrico de saída.

É importante não confundir (49) e (50) com as versões a.c. de (47) e (48), amostradas através de acoplamento a.c. por osciloscópio. De fato, se $\Delta\phi(t)$ for senoidal, a expansão em série de Fourier de $\cos(\Psi(t))$ [ou de $\sin(\Psi(t))$] poderá conter uma componente d.c. associada à função de Bessel $J_0(x)$. Por causa disto, a aquisição da componente a.c. de (47) e (48) não resulta em (49) e (50).

De (49) e (50), pode-se extrair a fase óptica total do sinal interferométrico:

$$\Psi(t) = \tan^{-1} \left(\frac{v_2(t)}{v_1(t)} \right) \quad (51)$$

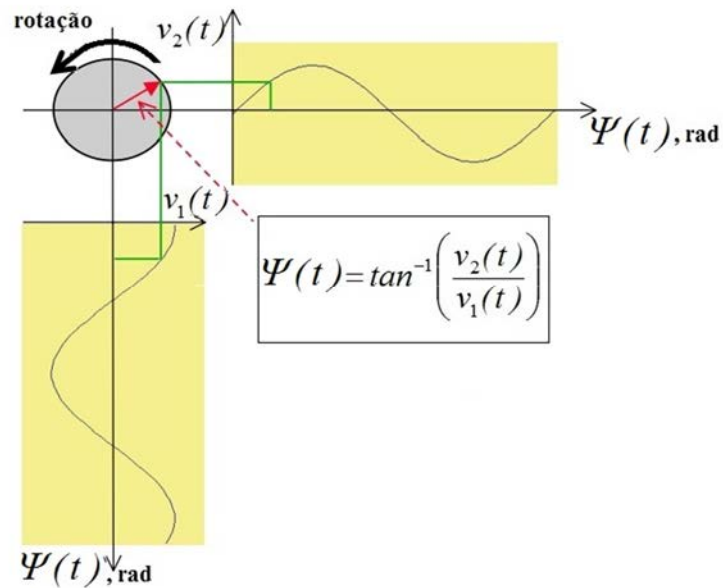
Observa-se em (51) que não há necessidade de se auto-calibrar o interferômetro (em termos de alinhamento, coerência, potências das fontes, etc.), uma vez que o fator AV é cancelado na divisão.

A diferença de fase total entre dois instantes de tempo corresponde ao arco da rotação dada por $\Psi(t)$. Apresenta-se na Figura 18 o arco obtido com os dois sinais de saída em quadratura.

Se a frequência do sinal de modulação (ω_s) estiver relativamente distante da banda de

$\phi_0(t)$, uma rotação completa da fase total $\Psi(t)$ no plano $v_1 - v_2$ corresponde a uma profundidade de modulação de 2π rad que, no caso do interferômetro de Michelson modificado da Figura 11, refere-se a um deslocamento da amostra S de $\lambda/2$.

Figura 18 - Medição de $\Psi(t)$ através de dois sinais em quadratura



Fonte: (RIPPER, 2005).

Observa-se que, quando um dos sinais de tensão elétrica é nulo, o outro é máximo. Essa característica faz com que a determinação de $\Psi(t)$ não seja prejudicada pelo desvanecimento de sinal causado pelo comportamento aleatório de $\phi_0(t)$.

Entretanto, a equação (51) é válida apenas quando $v_1(t)$ e $v_2(t)$ estão em condições ideais de quadratura e, sendo assim, antes de se extrair $\Psi(t)$, necessita-se realizar correções nos sinais descritos em (47) e (48) para casos práticos (VELDMAN, 2003). Na literatura existem trabalhos publicados onde se dedicam esforços intensos a esta correção (HEYDEMANN, 1981; WU; SU; PENG, 1996). Desta forma, a próxima seção é dedicada à discussão do método de correção de quadratura adotado nesta dissertação.

5.2 Correção de quadratura

Em sistemas práticos, os sinais interferométricos de saída em quadratura de fase [ver (47) e (48)] apresentam um grupo de erros em comum, como: desvios de fase com relação a

quadratura ($\theta \neq 0$), ganhos diferentes (A_1 e A_2) entre os dois canais de conversão fotoelétrica e *offsets* (ver discussão abaixo) diferentes de zero (RIPPER, 2005). Desta forma, antes de se extrair $\Psi(t)$ por meio de (51), devem-se realizar as correções de quadratura. Neste trabalho de Dissertação de Mestrado, adotou-se o método publicado por Heydemann (1981), pois trata-se de um método simples e de fácil implementação. Esse método realiza, por mínimos quadrados, a correção das não idealidades nos dados experimentais $v_1(t)$ e $v_2(t)$.

Amostrando-se os sinais $v_1(t)$ e $v_2(t)$ com uma frequência de amostragem F_s , têm-se as sequências de tempo discreto, $v_1(t_i)$ e $v_2(t_i)$, onde $i=0,1,2,3..N$. Em geral, a figura de Lissajous que se obtém de $v_1(t_i)$ e $v_2(t_i)$ possui a forma de uma elipse, e assim, podem-se reescrever essas expressões como:

$$v_1(t_i) = v_{1Q}(t_i) + p \quad (52)$$

$$v_2(t_i) = \frac{1}{r} (v_{2Q}(t_i) \cdot \cos\theta - v_{1Q}(t_i) \cdot \sin\theta) + q \quad (53)$$

sendo que r é a razão dos ganhos entre os dois canais de conversão fotoelétrica, θ é desvio de quadratura, p e q são os *offsets* de cada canal, e, $v_{1Q}(t_i)$ e $v_{2Q}(t_i)$ são os sinais interferométricos idealmente em quadratura dos canais de aquisição 1 e 2, respectivamente.

De (52) e (53), pode-se escrever a expressão do círculo paramétrico centrado na origem, em torno do qual se localizam os dados em quadratura ideal:

$$(v_1(t_i) - p)^2 + \left[\frac{(v_2(t_i) - q) \cdot r + (v_1(t_i) - p) \cdot \sin\theta}{\cos\theta} \right]^2 = R^2 \quad (54)$$

sendo R o raio desse círculo.

A equação da elipse pode ser escrita como:

$$\mathbf{A} \cdot v_1^2(t_i) + \mathbf{B} \cdot v_2^2(t_i) + \mathbf{C} \cdot v_1(t_i) \cdot v_2(t_i) + \mathbf{D} \cdot v_1(t_i) + \mathbf{E} \cdot v_2(t_i) = 1 \quad (55)$$

sendo:

$$\mathbf{A} = (R^2 \cos^2 \theta - p^2 - r^2 q^2 - 2rpq \cdot \text{sen}\theta)^{-1}$$

$$\mathbf{B} = \mathbf{A}r^2$$

$$\mathbf{C} = 2\mathbf{A}r \cdot \text{sen}\theta$$

$$\mathbf{D} = -2\mathbf{A}(p + rq \cdot \text{sen}\theta)$$

$$\mathbf{E} = -2\mathbf{A}r(rq + p \cdot \text{sen}\theta)$$

Reescrevendo (55) na forma matricial, tem-se (DRAPER; SMITH, 1981):

$$[1] = [X][\beta] + [\varepsilon] \quad (56)$$

sendo que $[1]$ é um vetor unitário de dimensão $(N+1) \times 1$, $[X]$ é uma matriz $(N+1) \times 5$ de forma conhecida, $[\beta]$ é um vetor 5×1 dos parâmetros de \mathbf{A} a \mathbf{E} , e, $[\varepsilon]$ é um vetor de erros $(N+1) \times 1$. Ou seja:

$$\begin{pmatrix} 1_0 \\ 1_1 \\ 1_2 \\ \vdots \\ 1_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} v_1^2(t_0) & v_2^2(t_0) & v_1(t_0) \cdot v_2(t_0) & v_1(t_0) & v_2(t_0) \\ v_1^2(t_1) & v_2^2(t_1) & v_1(t_1) \cdot v_2(t_1) & v_1(t_1) & v_2(t_1) \\ v_1^2(t_2) & v_2^2(t_2) & v_1(t_2) \cdot v_2(t_2) & v_1(t_2) & v_2(t_2) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ v_1^2(t_N) & v_2^2(t_N) & v_1(t_N) \cdot v_2(t_N) & v_1(t_N) & v_2(t_N) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{A} \\ \mathbf{B} \\ \mathbf{C} \\ \mathbf{D} \\ \mathbf{E} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \varepsilon_0 \\ \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \\ \vdots \\ \varepsilon_N \end{pmatrix} \quad (57)$$

A solução deste sistema de $N+1$ equações pelo método dos mínimos quadrados fornece o vetor $[\mathbf{b}]$ como melhor estimativa de $[\beta]$ (DRAPER; SMITH, 1981). Assim, $[\mathbf{b}]$ é dado por:

$$[\mathbf{b}] = \begin{pmatrix} \mathbf{a} \\ \mathbf{b} \\ \mathbf{c} \\ \mathbf{d} \\ \mathbf{e} \end{pmatrix} = ([X]^T [X])^{-1} [X]^T [1] \quad (58)$$

sendo que o sobrescrito T indica matriz transposta.

Com isso, obtêm-se as melhores estimativas para os erros de quadratura pelas relações:

$$\theta' = \text{sen}^{-1} \left[c \cdot (4ab)^{-1/2} \right]$$

$$r' = \left(\frac{b}{a} \right)^{1/2}$$

$$p' = (2bd - ec) / (c^2 - 4ab)$$

$$q' = (2ae - dc) / (c^2 - 4ab)$$
(59)

Sendo assim, a partir de (52), (53) e (59), obtêm-se os vetores dos sinais corrigidos $v_{1c}(t_i)$ e $v_{2c}(t_i)$:

$$v_{1c}(t_i) = v_1(t_i) - p' \tag{60}$$

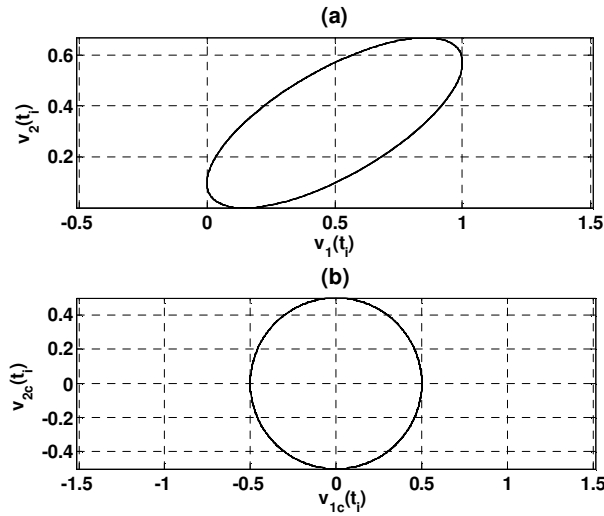
$$v_{2c}(t_i) = \frac{1}{\cos \theta'} \left[(v_1(t_i) - p') \cdot \text{sen} \theta' + r' (v_2(t_i) - q') \right] \tag{61}$$

Apresentam-se na Figura 19 as figuras de Lissajous, que se obtêm para uma simulação em MATLAB, de dois sinais em quadratura (de amplitudes normalizadas) com $r = 1,5$, $p = 0,5$, $q = 0,333$ e $\theta = 45^\circ$. Em (a) tem-se a figura de Lissajous para os sinais descritos por (52) e (53), e, em (b) tem-se o resultado para os sinais com quadratura corrigida (60) e (61).

Como dito anteriormente, o vetor $[\mathbf{b}]$ calculado em (58) é a melhor estimativa de $[\boldsymbol{\beta}]$, e portanto, os valores calculados em (59) possuem incertezas na aproximação. Em verdade, melhores resultados são obtidos se $\Psi(t)$ possuir uma amplitude de pico a pico maior ou igual a 2π rad, de modo que se consiga fechar a elipse da figura de Lissajous (HEYDEMANN, 1981). Entretanto, neste trabalho não será investigado em maiores detalhes o desempenho deste método de correção em casos em que a elipse não se fecha, uma vez que o atuador piezoelétrico utilizado nesta dissertação produz deslocamentos grandes o suficiente para que se tenham índices de modulação maiores que π rad. Desta forma, essa investigação não consta como objetivo desta pesquisa.

Sendo assim, apresenta-se na próxima seção como se realiza a demodulação dos sinais interferométricos práticos em quadratura.

Figura 19 - Figura de Lissajous de sinais simulados. (a) Sinais com erros de quadratura. (b) Sinais após a correção de quadratura.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

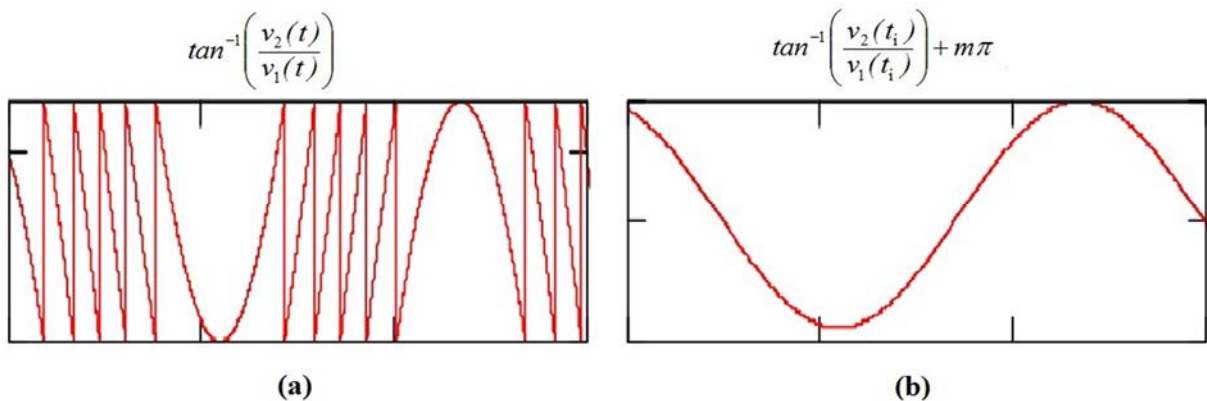
5.3 Phase unwrapping

Uma vez efetuadas as correções de quadratura nos sinais dados por (52) e (53), pode-se extrair a fase óptica total interferométrica $\Psi(t)$ por meio de (51). Entretanto, devido à função arco tangente de (51) ser a inversa de uma função trigonométrica (periódica), nota-se que $\Psi(t)$, calculada por programas como o MATLAB, terá descontinuidades conforme varia no tempo (uma vez que se trata de uma “função de múltiplos valores”). Sendo assim, a série discreta no tempo da fase interferométrica total recuperada é calculada corretamente por:

$$\Psi_r(t_i) = \tan^{-1} \left(\frac{v_{2c}(t_i)}{v_{1c}(t_i)} \right) + m\pi \quad (62)$$

sendo que m é um inteiro que deve ser determinado para que não ocorram descontinuidades. Este processo é denominado de *phase unwrapping* (desdobramento de fase). Na literatura também se encontram diferentes algoritmos para determinação de m , como a clássica técnica discutida por (TRIBOLET, 1977), e outros, como (DOBOSZ; USUDA; KUROSAWA, 1998; USUDA; DOBOSZ; KUROSAWA, 1998). Esse processo é exemplificado na Figura 20, onde em (a) e (b) estão os gráficos de $\Psi(t_i)$ obtidos de (51) e (62), respectivamente.

Figura 20 - Processo de *phase unwrapping*. (a) Função (51) obtida pelo Matlab. (b) Função (62) com *phase unwrapping*.



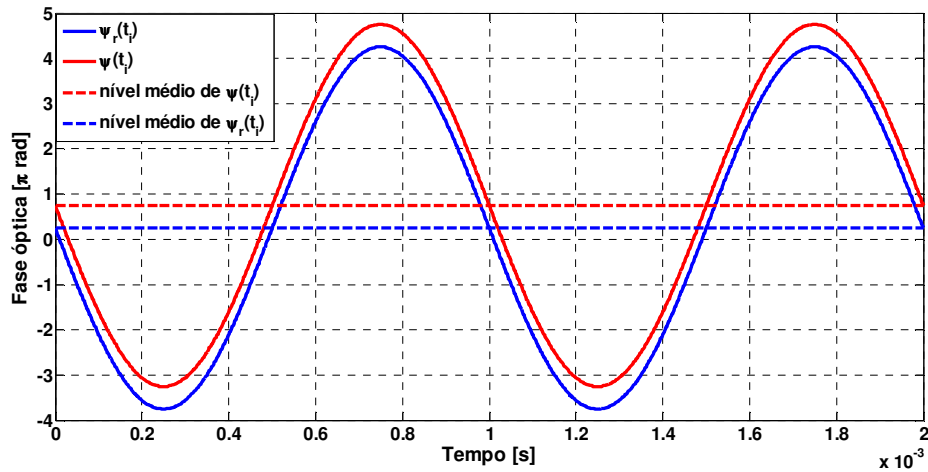
Fonte: (RIPPER, 2005).

Na literatura consultada, os trabalhos dedicam-se a utilizar os algoritmos de *phase unwrapping* para posteriormente aplicarem o método de aproximação por seno (SAM- *Sine-Aproximation Method*) (RIPPER, 2005; VELDMAN, 2003; DOBOSZ; USUDA; KUROSAWA, 1998; USUDA; DOBOSZ; KUROSAWA, 1998, NADER, 2002). O método SAM é uma técnica de processamento *off-line*, descrito como método número 3 da norma ISO 16063-11:1999. Trata-se de um método de calibração absoluta de acelerômetros piezoelétricos, baseado em interferometria homódina ou heteródina, com dois sinais ópticos em quadratura (RIPPER, 2005; VELDMAN, 2003).

Este método é aplicado para extrair o índice de modulação e a fase inicial de sinais de modulação harmônicos e, sendo assim, para extrair essas informações é necessário apenas se conhecer a forma de onda do sinal demodulado. Os métodos de *phase unwrapping* descritos nas referências (DOBOSZ; USUDA; KUROSAWA, 1998; USUDA; DOBOSZ; KUROSAWA, 1998) fixam, em (62), o valor inicial de m em zero. Com isso, se $\Psi(t)$ não começar no primeiro ou quarto quadrantes do círculo trigonométrico, todas as amostras recuperadas $\Psi_r(t_i)$ não estarão nos quadrantes correspondentes. Desta forma, não se pode afirmar em qual quadrante está o valor médio de $\Psi(t)$, o qual corresponde a $\phi_0(t)$ quando $\Delta\phi(t)$ tem valor médio nulo. Apresenta-se essa situação na Figura 21, onde tem-se o sinal exato de fase óptica total interferométrica $\Psi(t_i) = \phi_0(t_i) + x \cdot \sin(\omega_s t_i + \phi_s)$, e, o resultado obtido ou recuperado ($\Psi_r(t_i)$) pelo algoritmo de *phase unwrapping* da referência (USUDA; DOBOSZ; KUROSAWA, 1998), para $x = 4\pi$ rad, frequência $f_s = 1$ kHz, $\phi_s = 0$ rad, $\phi_0(t_i) = 0,75\pi$ rad e com $F_s = 1249,5$ kHz. Observa-se que, embora as amplitudes de pico a

pico de ambos os sinais sejam iguais, o nível médio ($\phi_0(t_i)$) da forma de onda recuperada $\Psi_r(t_i)$ é diferente do nível médio do sinal de fase óptica verdadeiro $\Psi(t_i)$.

Figura 21 - Diferença dos níveis médios entre $\Psi(t_i)$ e $\Psi_r(t_i)$.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

Sendo assim, é de interesse obter um algoritmo que forneça a forma de onda exata de $\Psi(t)$, de modo que cada amostra de $\Psi_r(t_i)$ esteja no quadrante correto, para que assim possa se afirmar o quadrante correto do nível médio de $\Psi(t)$. Esta característica é importante pois, em casos em que o sinal de modulação $\Delta\phi(t)$ possui valor médio nulo, o valor médio de $\Psi(t)$ corresponde ao valor de $\phi_0(t)$ no momento da aquisição de dados. Apresenta-se, no próximo Capítulo, um novo algoritmo de *phase unwrapping* capaz de fornecer as amostras de $\Psi_r(t_i)$ nos quadrantes corretos, o qual constitui outra contribuição original para esta dissertação.

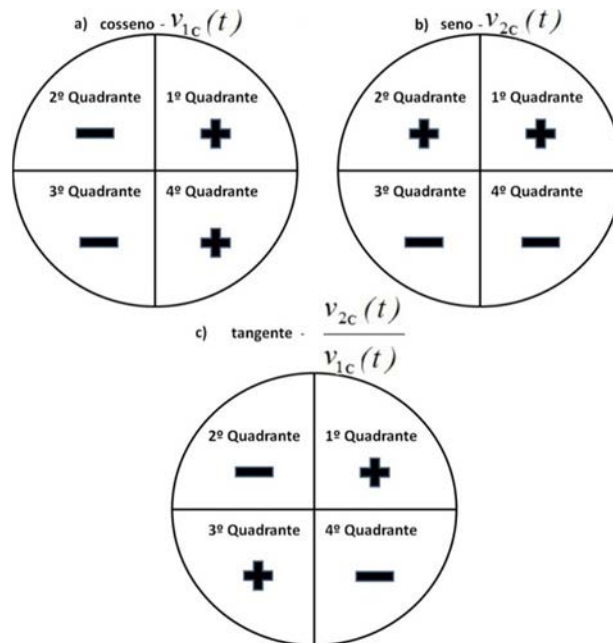
6 MÉTODO DE DEMODULAÇÃO DE SINAIS INTERFEROMÉTRICOS EM QUADRATURA BASEADO EM *PHASE UNWRAPPING*

Neste Capítulo apresenta-se um novo algoritmo de *phase unwrapping* aplicado como método de demodulação de fase óptica interferométrica capaz de recuperar a forma de onda do sinal de excitação $\Delta\phi(t)$ e fornecer todas as amostras de $\Psi_r(t_i)$ nos quadrantes corretos.

6.1 Novo algoritmo de *phase unwrapping*

Primeiramente, ilustra-se na Figura 22, os círculos trigonométricos com os devidos sinais para as funções cosseno, seno e tangente associados a $v_{1C}(t_i)$, $v_{2C}(t_i)$ e $v_{2C}(t_i)/v_{1C}(t_i)$, respectivamente.

Figura 22 - Círculos trigonométricos com os devidos sinais para as funções. (a) Cosseno. (b) Seno. (c) Tangente.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

Com a ajuda da Figura 22 pode-se determinar o quadrante em que se encontra $\Psi_r(t_i)$ [equação (62)], através das seguintes constatações:

- $v_{1C}(t_i) > 0$ e $v_{2C}(t_i) > 0$, primeiro quadrante;

- $v_{1C}(t_i) < 0$ e $v_{2C}(t_i) > 0$, segundo quadrante;
- $v_{1C}(t_i) < 0$ e $v_{2C}(t_i) < 0$, terceiro quadrante;
- $v_{1C}(t_i) > 0$ e $v_{2C}(t_i) < 0$, quarto quadrante.

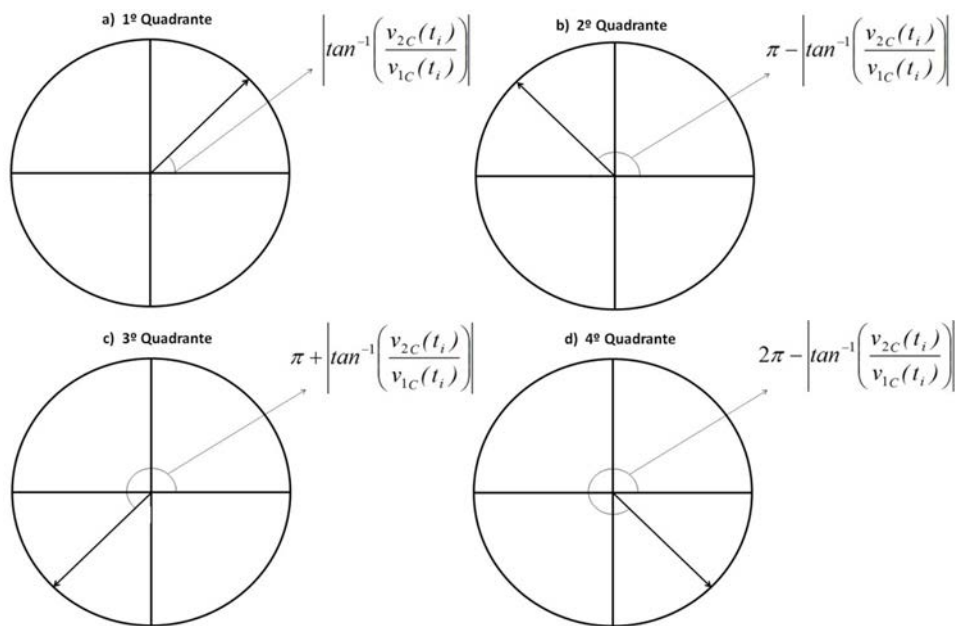
Sendo assim, basta calcular o módulo do arco tangente de (62) e associá-lo ao arco de círculo correspondente ao quadrante correto, tal como se ilustra na Figura 23. Em (a) (1° quadrante)

tem-se $\Psi_r(t_i) = \left| \tan^{-1} \left(\frac{v_{2C}(t_i)}{v_{1C}(t_i)} \right) \right|$; em (b) (2° quadrante) tem-se

$\Psi_r(t_i) = \pi - \left| \tan^{-1} \left(\frac{v_{2C}(t_i)}{v_{1C}(t_i)} \right) \right|$; em (c) (3° quadrante) tem-se $\Psi_r(t_i) = \pi + \left| \tan^{-1} \left(\frac{v_{2C}(t_i)}{v_{1C}(t_i)} \right) \right|$; e

em (d) (4° quadrante) tem-se $\Psi_r(t_i) = 2\pi - \left| \tan^{-1} \left(\frac{v_{2C}(t_i)}{v_{1C}(t_i)} \right) \right|$.

Figura 23- Determinação do arco tangente no quadrante correto.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

Desta forma, consegue-se determinar corretamente o quadrante de cada amostra de $\Psi_r(t_i)$. Deste ponto em diante, o problema se resume em determinar o número de voltas que o arco completa em torno do círculo para se eliminar o problema das discontinuidades. Sendo

assim, a expressão de $\Psi_r(t_i)$ passa a ser dada por:

$$\Psi_r(t_i) = \tan 2^{-1} \left(\frac{v_{2c}(t_i)}{v_{1c}(t_i)} \right) + 2m\pi \quad (63)$$

sendo que $\tan 2^{-1} \left(\frac{v_{2c}(t_i)}{v_{1c}(t_i)} \right)$ representa a operação de arco tangente que fornece o arco no quadrante correto, conforme explicado anteriormente.

O arco calculado por $\tan 2^{-1} \left(\frac{v_{2c}(t_i)}{v_{1c}(t_i)} \right)$ completa uma volta em torno do círculo trigonométrico toda vez que o arco calculado da amostra atual estiver no 1º quadrante e o arco calculado da amostra anterior estiver no 4º quadrante e, sendo assim, deve-se somar 1 a m . Entretanto, se o arco calculado da amostra atual estiver no 4º quadrante e o arco calculado da amostra anterior estiver no 1º quadrante, tem-se que o arco calculado retrocedeu em uma volta em torno do círculo trigonométrico e, desta forma, deve-se subtrair 1 de m . Apresenta-se na Figura 24 o algoritmo completo de *phase unwrapping* discutido nesta seção.

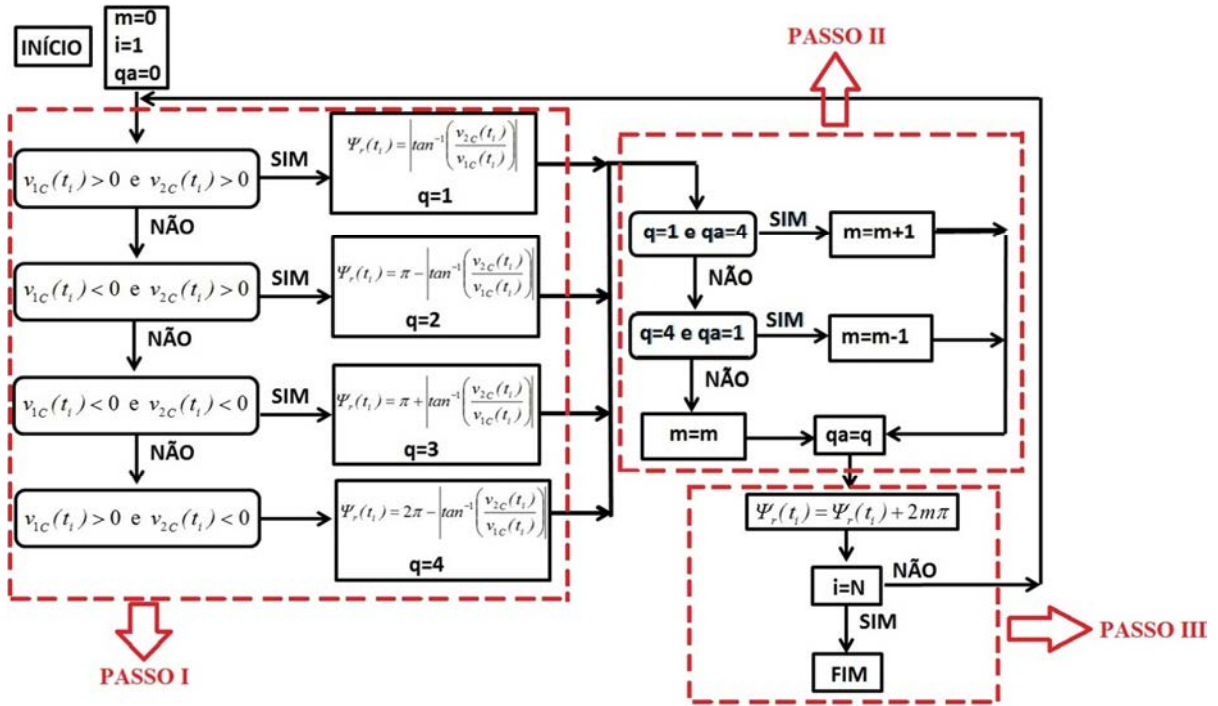
No Passo I, realiza-se a identificação do quadrante da amostra e, em seguida, se calcula o arco correspondente. No Passo II, se investiga se o arco calculado completou ou retrocedeu uma volta no círculo e, desta forma, adiciona-se ou subtrai-se 1 em m , respectivamente. Caso contrário, mantém-se o valor de m . No Passo III realiza-se o cálculo de $\Psi_r(t_i)$ com o valor correto de m . Se for a última amostra, encerra-se o algoritmo, senão, retorna-se ao Passo I para repetir o processo para a amostra seguinte.

Ilustra-se na Figura 25 todo o processo de *phase unwrapping* que se obtém a partir de um sinal simulado de fase óptica total interferométrica do tipo $\Psi(t_i) = \phi_0(t_i) + x \cdot \text{sen}(\omega_s t_i + \phi_s)$, para $x = 4\pi$ rad, $f_s = 1$ kHz, $\phi_s = 0$ rad, $\phi_0(t_i) = 0,75\pi$ rad e com $F_s = 1249,5$ kHz. Em (a) têm-se os sinais em quadratura $v_{1c}(t_i)$ e $v_{2c}(t_i)$. Em (b) tem-se a curva obtida apenas pela operação de arco tangente de (51). Em (c) têm-se a curva $\Psi_r(t_i)$ obtida pelo algoritmo de *phase unwrapping* apresentado na Figura 24, o sinal de fase total interferométrica $\Psi(t_i)$ e as seus respectivos valores médios.

Observa-se que o sinal reconstruído $\Psi_r(t_i)$ possui exatamente o mesmo nível médio ($\phi_0(t_i) = 0,75\pi$ rad) com relação ao sinal de entrada total $\Psi(t_i)$. Nota-se que as curvas

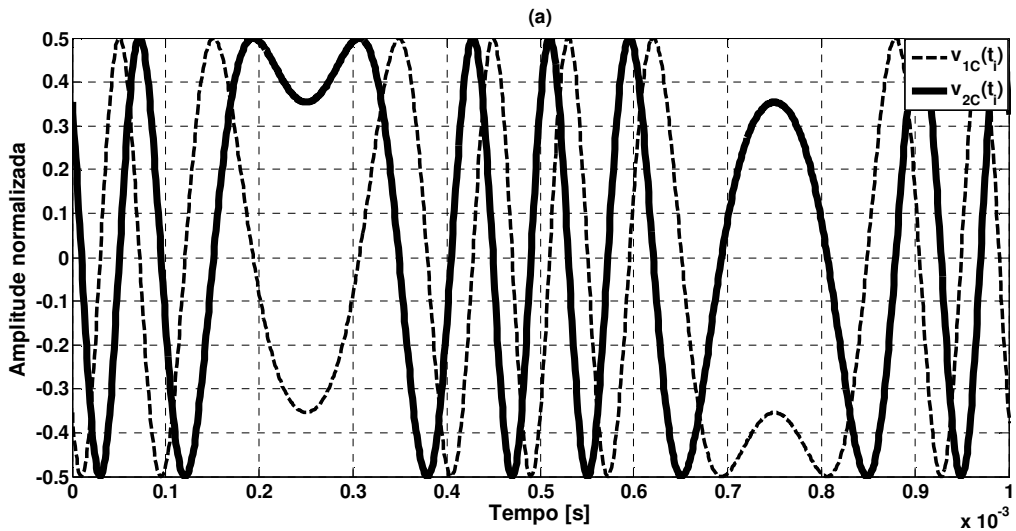
referentes a $\Psi(t_i)$ e $\Psi_r(t_i)$ estão perfeitamente superpostas na Figura 25 (c).

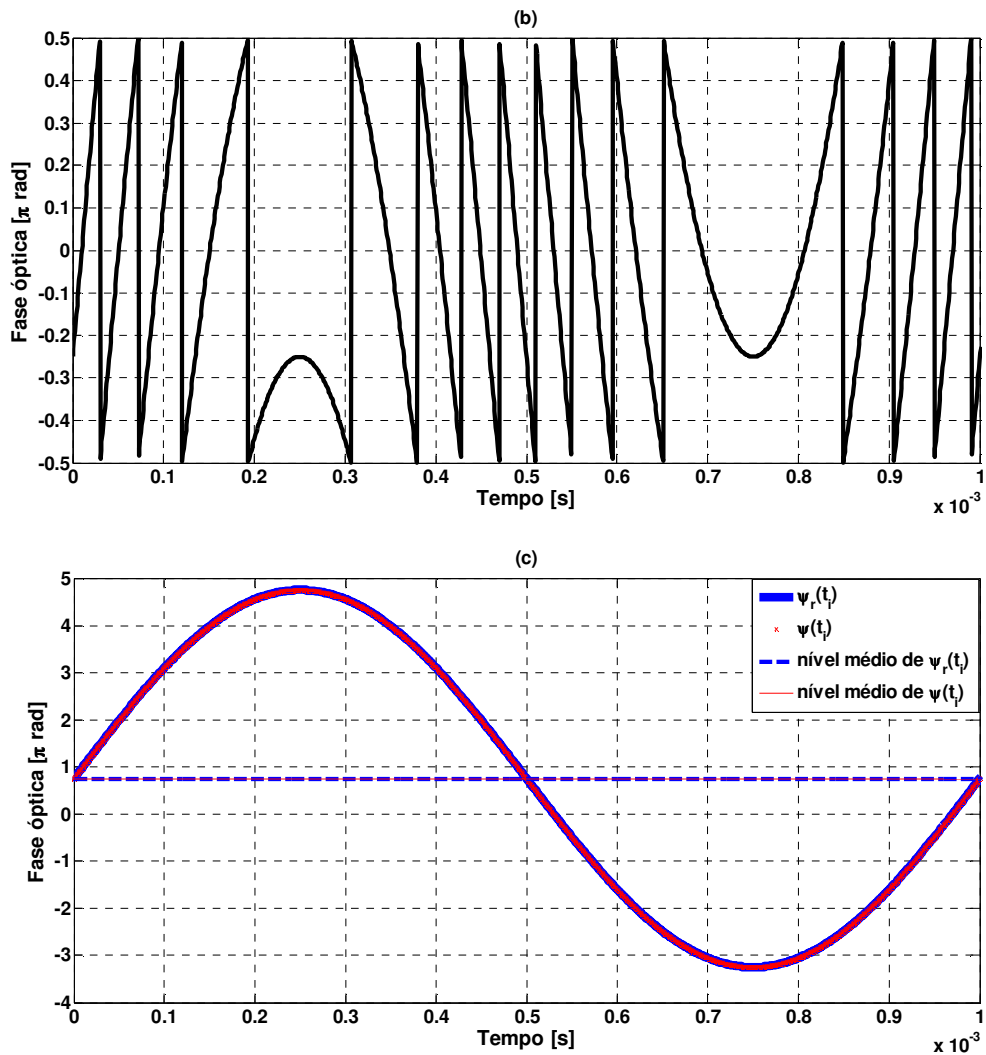
Figura 24 - Algoritmo de demodulação baseado em *phase unwrapping*.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

Figura 25 - Processo de *phase unwrapping*. (a) Sinais interferométricos em quadratura. (b) Arco tangente. (c) Curvas de $\Psi_r(t_i)$, $\Psi(t_i)$ e seus respectivos valores médios.





Fonte: Elaboração do próprio autor.

Na próxima seção serão apresentadas algumas simulações do desempenho deste algoritmo de *phase unwrapping* para a demodulação de fase óptica interferométrica.

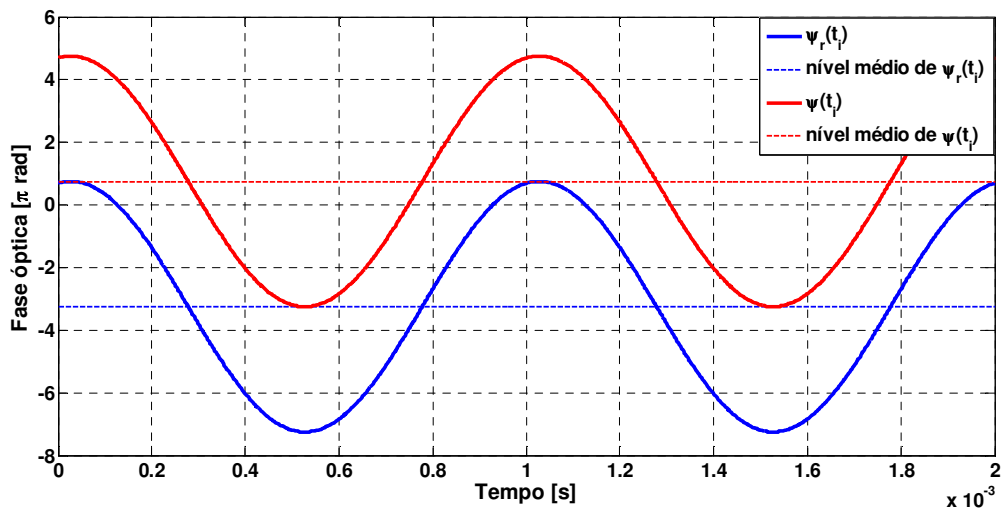
6.2 Simulações computacionais

6.2.1 Sinais interferométricos sem adição de ruído.

Como dito anteriormente, a vantagem deste algoritmo de *phase unwrapping* é a determinação correta do quadrante de cada amostra de $\Psi_r(t_i)$, o que possibilita estabelecer corretamente o quadrante (de $-\pi$ a π rad) em que se encontra o nível médio do sinal de fase óptica total. Na Figura 25, o arco correspondente a primeira amostra de $\Psi(t_i)$ é menor do

que 2π rad (não se completou uma volta em torno do círculo). Investiga-se agora o caso em que a primeira amostra de $\Psi(t_i)$ é superior a 2π rad. Ilustra-se na Figura 26 a simulação da demodulação de um sinal de fase óptica total com os mesmos parâmetros da Figura 25, porém com $\phi_s = 80^\circ$ (1,396 rad).

Figura 26 - Simulação para um sinal de fase óptica total com $\phi_s = 80^\circ$ (1,396 rad).



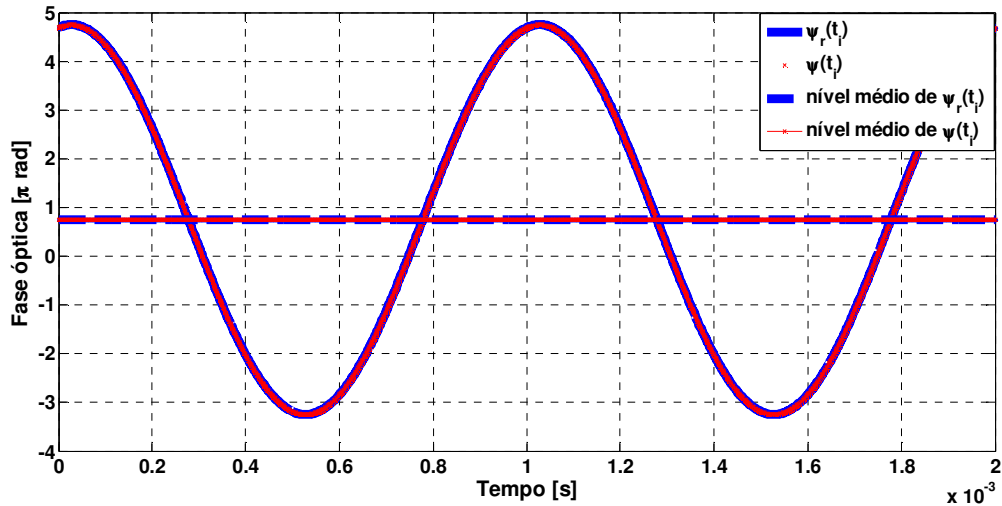
Fonte: Elaboração do próprio autor.

Observa-se que o sinal reconstruído $\Psi_r(t_i)$ apresenta um nível médio ($\phi_0(t_i) = -3,25\pi$ rad) diferente de $\Psi(t_i)$ ($\phi_0(t_i) = 0,75\pi$ rad). Entretanto, os dois níveis médios (assim como todas as amostras) estão no mesmo quadrante. Ora, $-3,25\pi$ rad equivale a $-1,625$ voltas no círculo (sentido horário), ou seja, uma volta (no sentido horário) mais $5/8$ de uma volta (no sentido horário). Isso equivale a um arco, no sentido anti-horário, de $3/8$ de uma volta, ou 135° ($0,75\pi$ rad). Sendo assim, basta subtrair de todas as amostras de $\Psi_r(t_i)$ a diferença entre $-3,25\pi$ rad e $0,75\pi$ rad. Apresenta-se o resultado dessa operação na Figura 27. Observa-se que, após a operação descrita, os sinais $\Psi_r(t_i)$ e $\Psi(t_i)$ estão em concordância.

Ressalta-se que o algoritmo indica corretamente o quadrante em que se encontra o valor médio de $\Psi(t_i)$ no intervalo de $-\pi$ a π rad, o que abrange todos os quadrantes. Sendo assim, se o valor médio de $\Psi(t_i)$ for superior em módulo a π rad, o algoritmo traz como resultado um valor de $-\pi$ a π rad. Portanto, como a curva característica do

interferômetro é periódica em 2π rad, deve ser adicionado $2m\pi$ rad ao valor médio calculado de $\Psi_r(t_i)$, assim como, a todas as suas amostras.

Figura 27 - Correção do nível médio de $\Psi_r(t_i)$.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

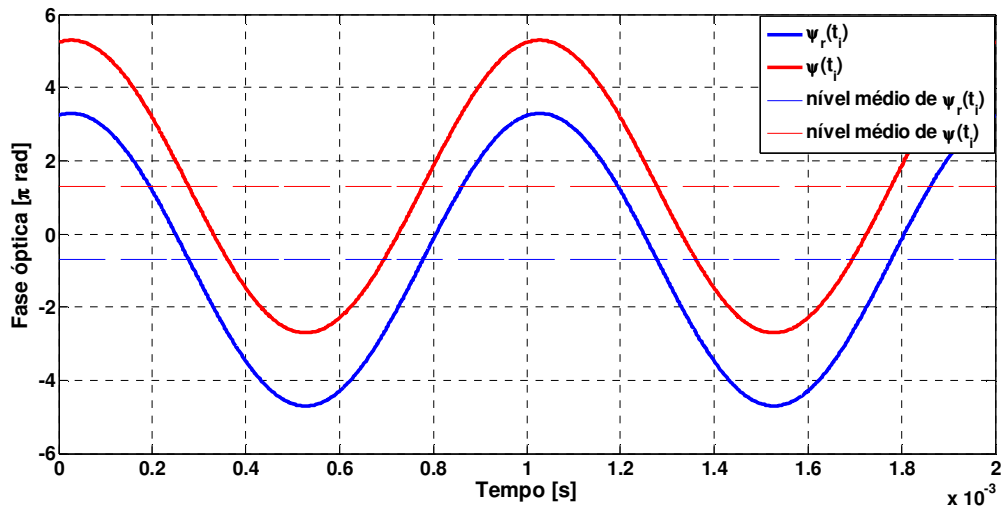
Ilustra-se na Figura 28 um sinal interferométrico com os mesmos parâmetros da Figura 27, porém, com $\phi_0(t_i) = 1,3\pi$ rad.

Observa-se que o algoritmo detectou um valor médio $\phi_0(t_i) = -0,7\pi$ rad, o que é satisfatório, pois tanto $-0,7\pi$ rad quanto $1,3\pi$ rad correspondem ao mesmo arco no círculo trigonométrico localizado no 3º quadrante.

A fim de se verificar a capacidade do algoritmo em se determinar o valor médio de $\Psi(t_i)$, realiza-se uma simulação de 100 medições de um sinal interferométrico, sem ruído, com um sinal de modulação com $x = 4\pi$ rad, $f_s = 1$ kHz, $\phi_s = 80^\circ$ (1,396 rad), $F_s = 1249,5$ kHz e onde $\phi_0(t_i)$ varia de $-\pi$ a π rad. Apresenta-se na Figura 29 (a) a curva do valor médio estimado ($\phi_{0e}(t_i)$).

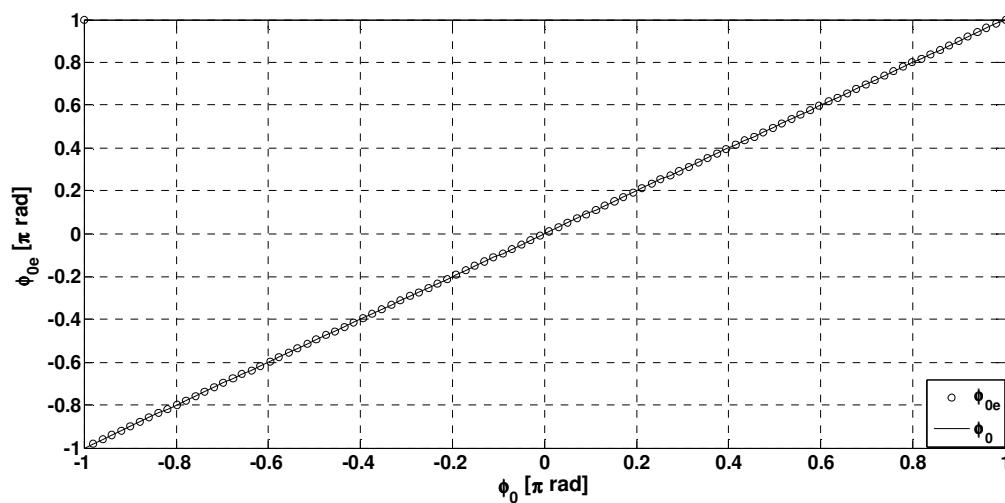
A Figura 29 se apresenta bem linear e com uma inclinação de aproximadamente 45° . Por toda a faixa analisada o erro foi praticamente nulo, com exceção da primeira amostra ($\phi_0(t_i) = -\pi$ rad), onde o algoritmo estimou $\phi_{0e}(t_i) = \pi$ rad. Entretanto, $-\pi$ e π rad referem-se ao mesmo ponto do círculo trigonométrico e, portanto, esse erro pode ser relevado.

Figura 28 - Determinação do nível médio de $\Psi(t_i)$ superior a π rad.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

Figura 29 - Determinação de $\phi_{0e}(t_i)$ para um sinal interferométrico sem ruído.

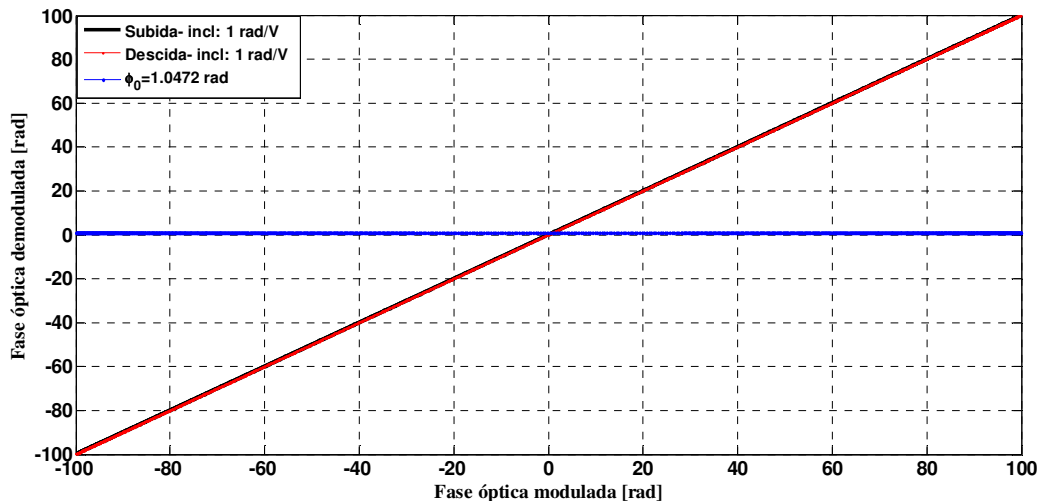


Fonte: Elaboração do próprio autor.

A seguir, simula-se o desempenho do método ao demodular a fase óptica modulada ($\Delta\phi(t)$) pelo movimento de um atuador piezoelétrico. Para um sinal $\Delta\phi(t)$ de valor médio nulo, a demodulação consiste em calcular a fase óptica interferométrica total reconstruída $\Psi_r(t_i)$ e subtrair desta o valor médio estimado $\phi_{0e}(t_i)$. Apresentam-se na Figura 30 a curva de linearidade para um sinal de modulação do tipo $\Delta\phi(t) = x \cdot \text{sen}(\omega_s t_i + \phi_s)$, para $x = 100$ rad, $f_s = 1$ kHz e $\phi_s = 0$ rad, sendo que $F_s = 1249,5$ kHz e $\phi_0(t_i) = 0,333\pi$ rad. No

gráfico se apresentam as curvas de linearidade (figura de Lissajous para $\Delta\phi(t)$ original e recuperada) para o ciclo de subida e, descida, e, o valor médio estimado $\phi_{0_e}(t_i)$. Obviamente, neste caso ideal, nenhuma histerese é observada.

Figura 30 - Curva de linearidade para uma simulação de fase óptica modulada ($\Delta\phi(t)$) pelo movimento de um atuador piezoelétrico.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

Nota-se boa linearidade da curva, sendo que os ciclos de subida e descida apresentam inclinação de 1 rad/rad (45°) e com erros desprezíveis (inferiores a 10^{-10} rad). O valor médio estimado também é satisfatório, uma vez que $0,333\pi$ rad=1,0472 rad.

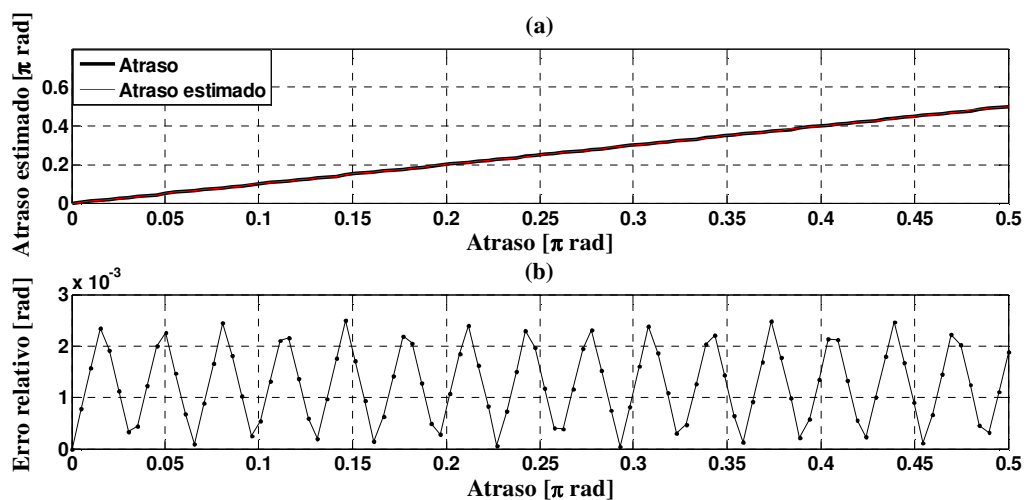
Para o caso de caracterização de atuadores piezoelétricos, o método também permite medir o atraso entre os sinais de excitação (sinal elétrico aplicado ao atuador) e a fase óptica modulada $\Delta\phi(t)$ reconstruída. Para tal, basta estimar o tempo de atraso entre os respectivos sinais e, em seguida, calcular o atraso em radianos (uma vez que frequência do sinal elétrico de excitação é conhecida, pode-se calcular a defasagem em radianos por meio do produto entre a frequência angular ω_s do sinal de modulação e o tempo de atraso estimado). Sendo assim, o tempo de atraso é determinado pelo seguinte procedimento: identifica-se o número de amostras que o sinal de fase óptica reconstruída está atrasado com relação ao sinal de excitação, e, em seguida, multiplica-se este valor pelo período de amostragem τ_s utilizado na aquisição dos sinais elétricos.

Neste trabalho, realizou-se a identificação do número de amostras atrasadas por meio da verificação dos instantes em que os sinais cruzam os zeros.

Para ilustrar essa capacidade do método, simula-se um sinal de modulação com $x = 4\pi$ rad, $f_s = 1$ kHz e $\phi_s = 0$ rad, para $F_s = 1249,5$ kHz, $\phi_0(t_i) = 0,75\pi$ rad e com atraso variando de 0 rad a $0,5\pi$ rad. Apresentam-se nas Figuras 31 (a) e (b) o atraso estimado e o erro relativo absoluto, respectivamente.

Figura 31 - Determinação do atraso entre os sinais de excitação e de fase óptica modulada $\Delta\phi(t)$ reconstruída.

(a) Atraso estimado. (b) Erro relativo absoluto.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

Observa-se que o gráfico apresenta boa linearidade (inclinação de aproximadamente 45°) e erros inferiores a 0,003 rad. Em verdade, melhores resultados são obtidos quanto maior for a frequência de amostragem, uma vez que (conforme dito anteriormente) o tempo de atraso é o produto entre período de amostragem τ_s ($1/F_s$) e o valor da quantidade de amostras atrasadas.

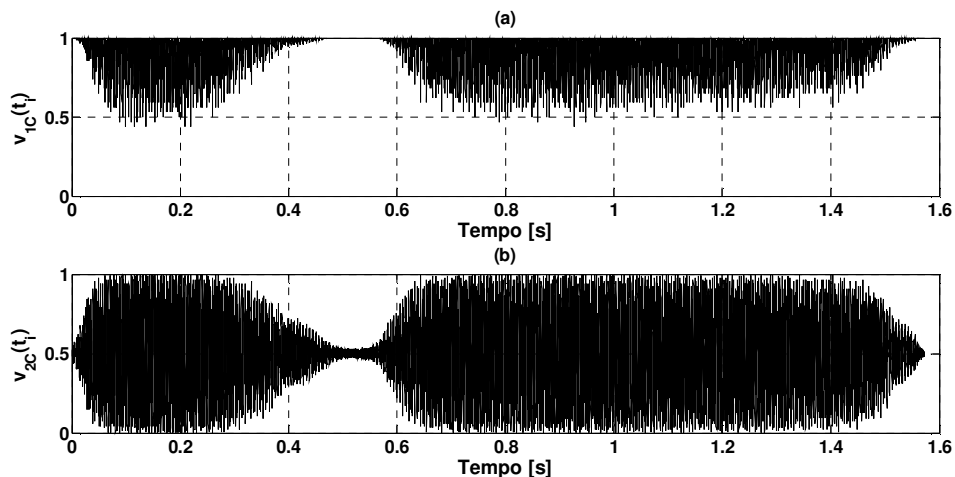
Por fim, com intuito de mostrar que o método de demodulação de fase interferométrica baseada em *phase unwrapping* é capaz de obter $\Psi_r(t_i)$ para sinais de fase interferométrica não periódicos, apresentam-se na Figura 32 as curvas que se obtém no processo de demodulação de um sinal de áudio aplicado como sinal de modulação de fase interferométrica $\Delta\phi(t)$, para $\phi_0(t_i) = 0$ rad e com $F_s = 8,192$ kHz. Em (a) e (b) têm-se as curvas dos sinais de saída interferométrica $v_{1C}(t_i)$ e $v_{2C}(t_i)$, respectivamente; em (c) e (d) as curvas de $\Delta\phi(t)$ e $\Psi_r(t_i)$, respectivamente, em (e) e (f) trata-se de uma vista em detalhe de (c) e (d), para o intervalo $0,2 \text{ s} < t < 0,25 \text{ s}$, respectivamente. Em (g) tem o erro relativo da vista em detalhe.

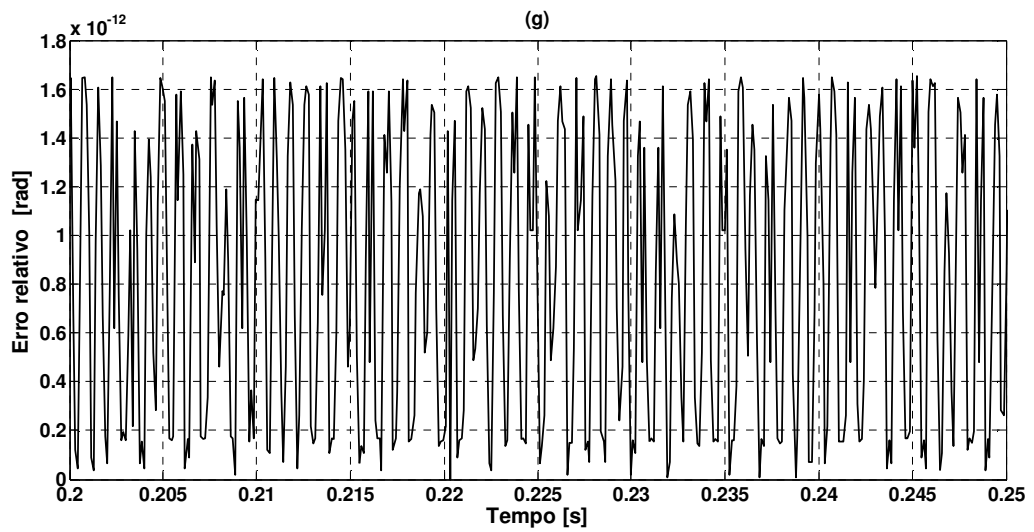
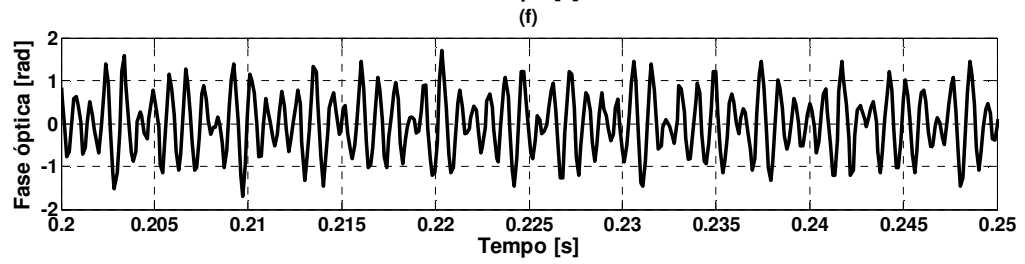
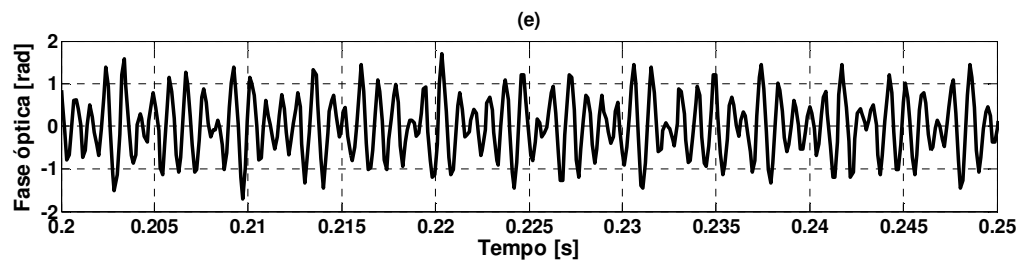
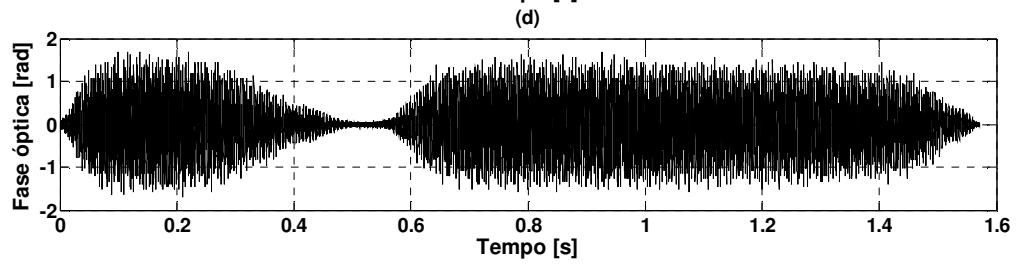
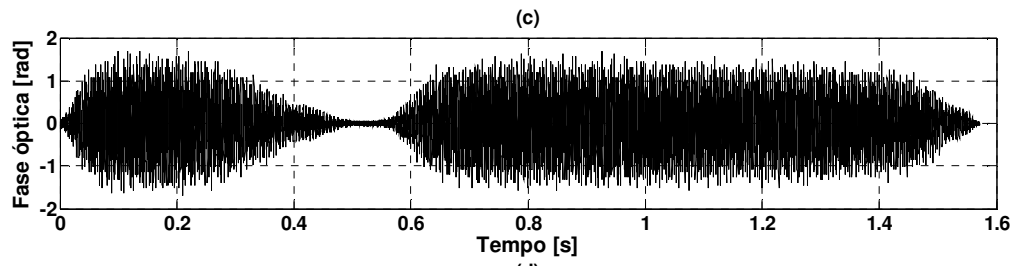
Em (h) e (i) tem-se os espectros de $\Delta\phi(t)$ e $\Psi_r(t_i)$ calculadas pela transformada rápida de Fourier (FFT - *Fast Fourier Transform*), respectivamente, sendo que, em (i), foi subtraído o valor médio estimado $\phi_{0_e}(t_i)$ de $\Psi_r(t_i)$.

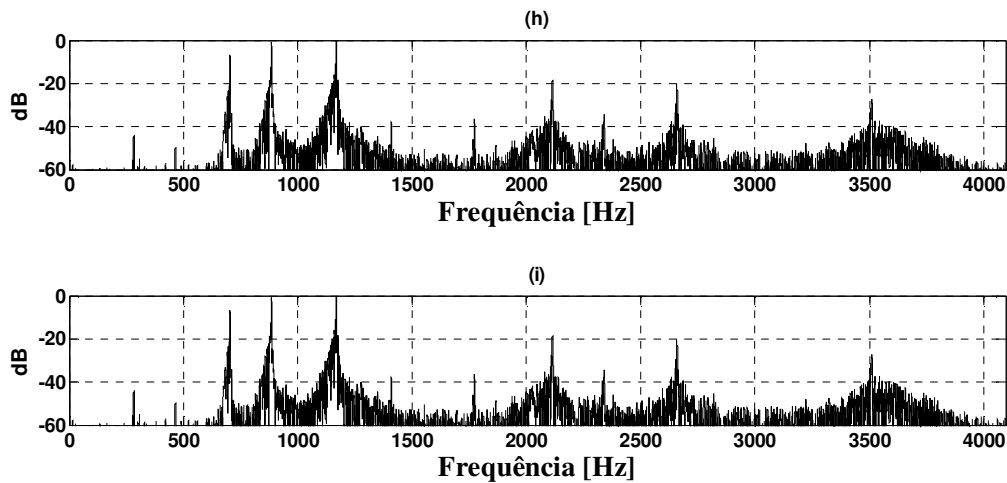
Observa-se que o desempenho do método foi plenamente satisfatório ao se demodular um sinal de modulação não periódico. A eficácia do método fica clara ao se observarem os baixos erros relativos calculados [Figura 32 (g)] e a concordância entre os espectros calculados de $\Delta\phi(t)$ e $\Psi_r(t_i)$ [Figuras 32 (h) e (i)]. Cita-se novamente que, por se tratar de um sinal de áudio, foi subtraído o valor médio calculado $\phi_{0_e}(t_i)$ de $\Psi_r(t_i)$ antes de se aplicar o algoritmo da FFT.

Como dito anteriormente, o método reconstrói a forma de onda total $\Psi(t_i)$, entretanto, uma ressalva importante a se fazer é que o método apenas consegue separar o sinal de modulação $\Delta\phi(t)$ do termo de fase aleatória $\phi_0(t_i)$ se suas bandas estiverem separadas (não apresentarem superposição).

Figura 32 - Simulação da demodulação de um sinal de áudio aplicado como sinal de modulação de fase interferométrica $\Delta\phi(t)$. (a) $v_{1C}(t_i)$. (b) $v_{2C}(t_i)$. (c) $\Delta\phi(t)$. (d) $\Psi_r(t_i)$. (e) e (f) vista em detalhe de (c) e (d). (g) Erro relativo referente a vista em detalhe (h) Espectro de $\Delta\phi(t)$. (i) Espectro de $\Psi_r(t_i)$ com valor médio subtraído.







Fonte: Elaboração do próprio autor.

Deve ser esclarecido que, em uma situação prática, com condições laboratoriais estáveis, se a aquisição de um sinal interferométrico for rápida o suficiente, e, se o valor médio de $\Delta\phi(t)$ for nulo, então, o valor médio de $\Psi(t_i)$ é $\phi_0(t_i)$. Porém, se $\Delta\phi(t)$ tem valor médio não nulo, o valor médio de $\Psi(t_i)$ é a soma dos valores médios de $\Delta\phi(t)$ e de $\phi_0(t_i)$. Neste caso, não será mais possível se afirmar, pela aplicação do método, qual é o valor médio de $\Delta\phi(t)$ e qual é o valor de $\phi_0(t_i)$. Desta forma, o método recupera corretamente $\Delta\phi(t)$ apenas se este tiver valor médio nulo. Contudo, a parte a.c. de $\Delta\phi(t)$ sempre pode ser detectada sem problema.

Na próxima seção serão repetidas algumas das simulações anteriores, porém, com adição de ruído branco.

6.2.2 Sinais interferométricos com adição de ruído branco com SNR= 25

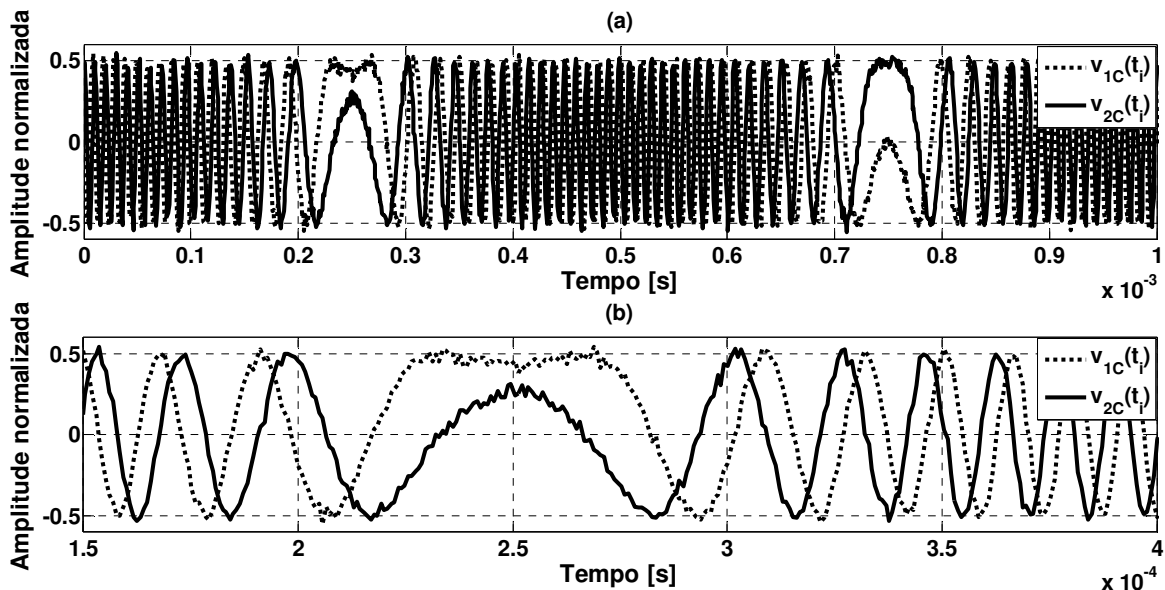
Ilustra-se na Figura 33 a simulação da demodulação de dois sinais interferométricos de saída em quadratura com adição de ruído branco com SNR=25, sendo que o sinal de fase óptica total é do tipo $\Psi(t_i) = \phi_0(t_i) + x \cdot \text{sen}(\omega_s t_i + \phi_s)$, para $x = 100$ rad, $f_s = 1$ kHz, $\phi_s = 0$ rad, $\phi_0(t_i) = 0,33\pi$ rad e com $F_s = 1249,5$ kHz. Em (a) e (b) têm-se os sinais interferométricos $v_{1C}(t_i)$ e $v_{2C}(t_i)$, sendo que em (b) ilustra-se apenas uma janela estreita de (a), para melhor visualização das formas de onda de $v_{1C}(t_i)$ e $v_{2C}(t_i)$. Em (c) tem-se a figura

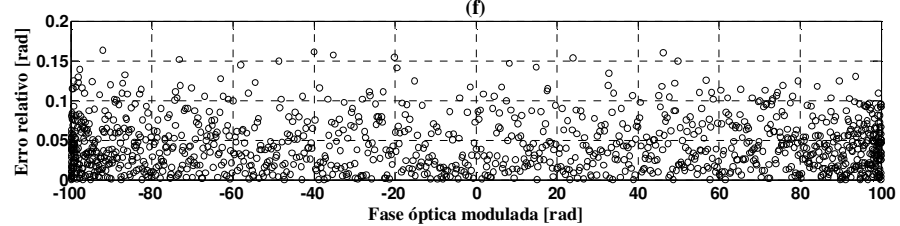
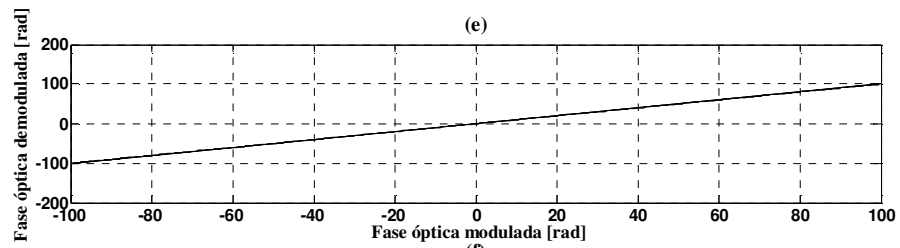
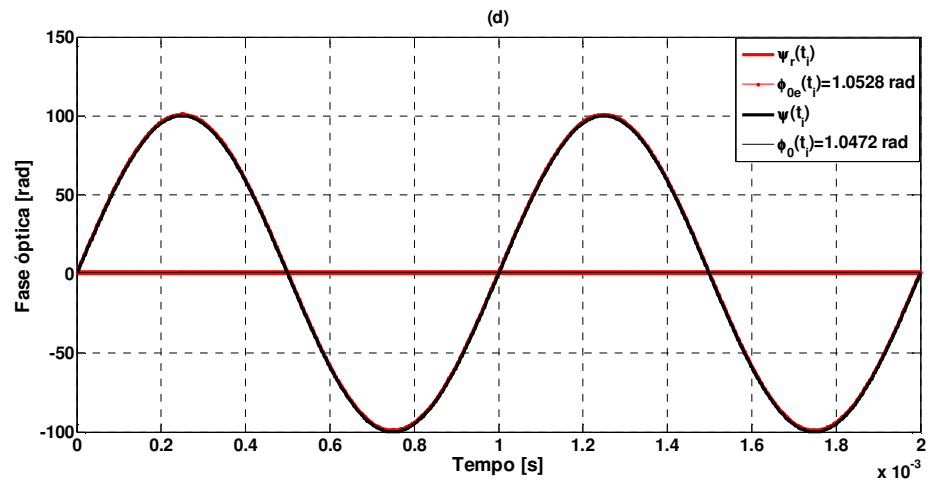
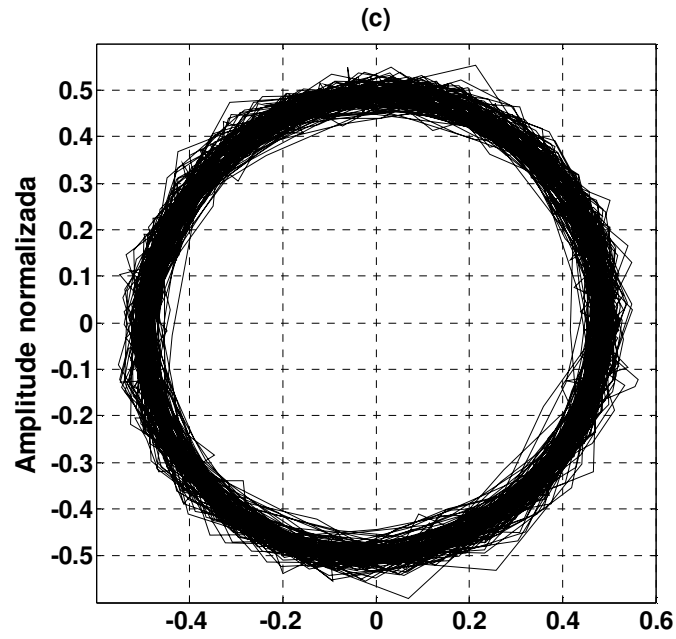
de Lissajous obtida. Em (d) têm-se os sinais de fase óptica total simulado $\Psi(t_i)$, o nível médio simulado $\phi_0(t_i)$, a fase óptica total recuperada $\Psi_r(t_i)$ e o nível médio estimado $\phi_{0e}(t_i)$. Em (e) e (f) têm-se as curvas de linearidade e erro relativo (medido em rad), respectivamente.

Observa-se, nas Figuras 33 (a) e (b), que os sinais interferométricos de saída possuem um alto nível de ruído. Entretanto, nota-se em (d) que o método aplicado conseguiu reconstruir satisfatoriamente o sinal de fase óptica total interferométrica. Esta é uma característica importante do método aplicado, pois ele consegue demodular a fase óptica interferométrica sem a necessidade de aplicação de filtros. Isso é relevante para aplicações em que se deseja conhecer o conteúdo espectral de um sinal de modulação, uma vez que filtros podem causar alterações em raias de interesse do espectro. Observa-se ainda, que a curva de linearidade se apresentou bem retilínea e com erros relativos inferiores a 0,2 rad.

Na Figura 34, apresenta-se a curva do valor médio estimado $\phi_{0e}(t_i)$ de $\Psi(t_i)$, onde $\phi_0(t_i)$ varia de $-\pi$ a π rad, e, com $x = 4\pi$ rad, $f_s = 1$ kHz, $\phi_s = 80^\circ$ (1,396 rad), $F_s = 1249,5$ kHz e sinais interferométricos de saída com SNR=25. Novamente, o gráfico se apresenta bem linear e com erros inferiores a 0,1 rad.

Figura 33 - Simulação da demodulação de dois sinais interferométricos de saída em quadratura com adição de ruído branco (SNR=25). (a) $v_{1C}(t_i)$ e $v_{2C}(t_i)$. (b) Zoom de (a). (c) Figura de Lissajous. (d) $\Psi(t_i)$ e $\Psi_r(t_i)$ com os seus respectivos valores médios. (e) Curva de linearidade da fase óptica estimada. (f) Erro relativo absoluto da curva de linearidade.

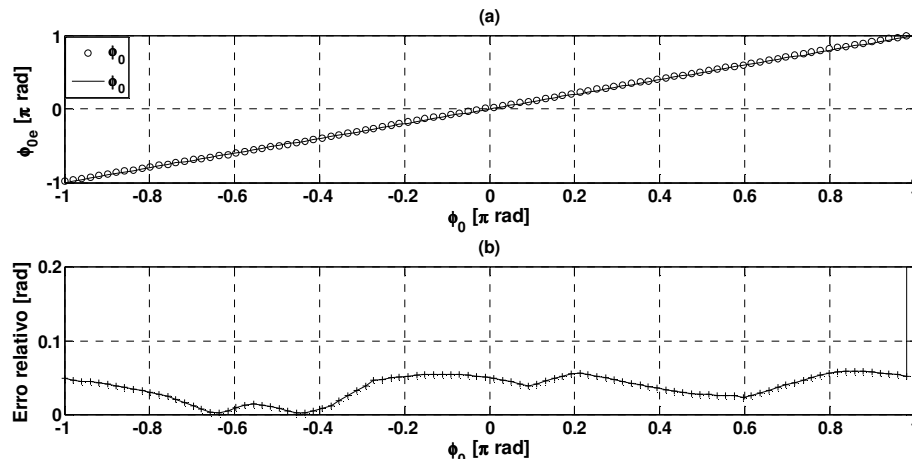




Fonte: Elaboração do próprio autor.

Figura 34 - Determinação de $\phi_{0e}(t_i)$ para um sinal interferométrico com adição de ruído branco de SNR=25.

(a) Nível médio estimado ($\phi_{0e}(t_i)$). (b) Erro relativo absoluto.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

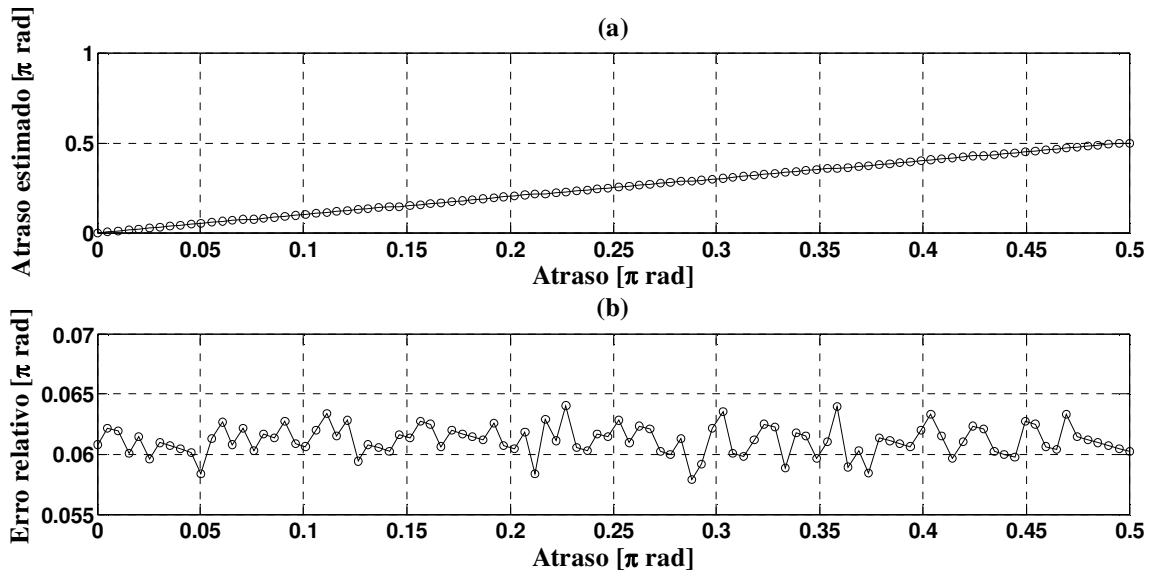
Em seguida, apresenta-se na Figura 35 a simulação da medição do atraso, para $x = 4\pi$ rad, $f_s = 1$ kHz e $\phi_s = 0$ rad, para $F_s = 1249,5$ kHz, $\phi_0(t_i) = 0,75\pi$ rad, sinais interferométricos com SNR=25 e com atraso variando linearmente de 0 rad a $0,5\pi$ rad.

Observa-se na Figura 35 que, mesmo na presença de ruído, o método foi capaz de fornecer a curva de atraso estimado com boa linearidade. Erros mais significantes ocorrem para medições de atraso inferiores a $0,1\pi$ rad. Entretanto, cita-se que melhores resultados podem ser obtidos com a aplicação de filtros (no sinal de excitação e no sinal de fase óptica demodulada), a fim de se obter melhor definição dos instantes nos quais os sinais cruzam por zero. Isto será melhor abordado no Capítulo 7 deste texto de Dissertação de Mestrado.

Por fim, na Figura 36, repete-se a simulação apresentada na Figura 32, que trata da demodulação de um sinal de áudio aplicado como sinal de modulação, entretanto, adicionando-se ruído branco com SNR=25. Em (a) e (b) têm-se vistas em detalhe de $\Delta\phi(t)$ e $\Psi_r(t_i)$, respectivamente. Em (c), tem-se o erro relativo da vista em detalhe, e em (d) e (e) têm-se os gráficos dos espectros do sinal de modulação $\Delta\phi(t)$ e do sinal $\Psi_r(t_i)$, respectivamente, sendo que em (e) foi subtraído o valor médio estimado $\phi_{0e}(t_i)$ de $\Psi_r(t_i)$. Observa-se que, mesmo com a adição de ruído, pode-se identificar em $\Psi_r(t_i)$ as principais raias de $\Delta\phi(t)$.

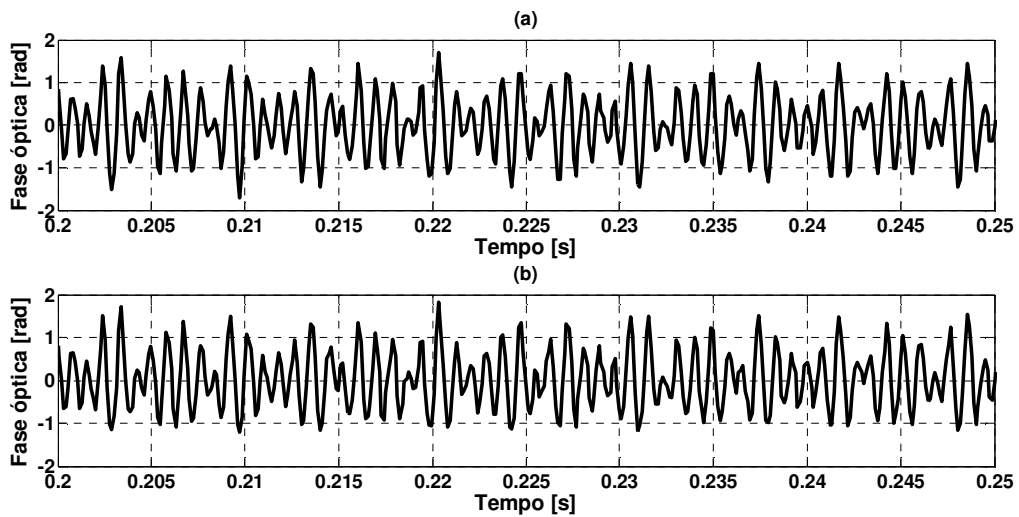
Figura 35 - Determinação do atraso entre os sinais de excitação e de fase óptica modulada $\Delta\phi(t)$ reconstruída.

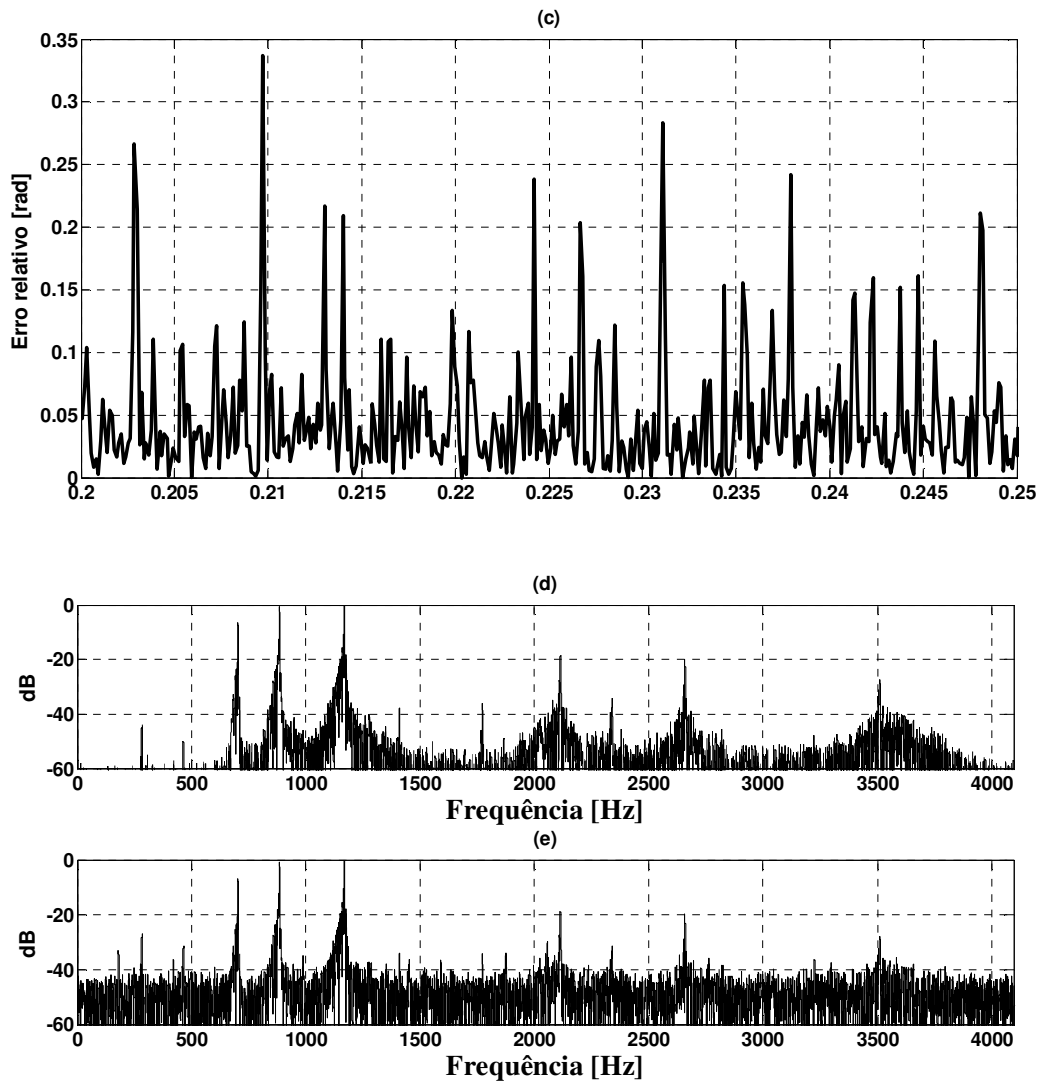
(a) Atraso estimado. (b) Erro relativo absoluto.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

Figura 36 - Simulação da demodulação de um sinal de áudio aplicado como sinal de modulação de fase interferométrica. (a) e (b) vista em detalhe de $\Delta\phi(t)$ e $\Psi_r(t_i)$, respectivamente. (c) Erro relativo. (d) Espectro de $\Delta\phi(t)$. (e) Espectro de $\Psi_r(t_i)$ com valor médio subtraído.





Fonte: Elaboração do próprio autor.

6.3 Influência da frequência de amostragem.

Até o momento não foi dada nenhuma ênfase em relação à frequência de amostragem F_s . Contudo, a escolha de um valor adequado é de suma importância no processo de demodulação pelo método de quadratura.

O valor da frequência de amostragem, além de atender ao Teorema de Nyquist (OPPENHEIM; SCHAFER; BUCK, 1999), também precisa atender uma exigência do método de demodulação apresentado. Conforme foi discutido na seção 6.1, para se eliminar os problemas relacionados à descontinuidades no sinal recuperado, o método adiciona ou subtrai 1 a m , em (63), toda vez que o arco calculado passa do 4° para o 1° quadrante, ou, quando retorna do 1° para o 4° quadrante, respectivamente. Esse procedimento limita a aplicação do

método. Por exemplo, considere-se hipoteticamente que uma determinada amostra se encontre no 1º quadrante e a amostra seguinte esteja no 3º quadrante. Neste caso, não se pode afirmar se o arco avançou do 1º para o 3º quadrante (sentido anti-horário), ou, se retrocedeu do 1º para o 3º quadrante (sentido horário). Como o método precisa dessa informação para manter m igual a 1 ou subtrair 1 a m (para este exemplo), o mesmo não será capaz de identificar o sentido em que o arco se deslocou no círculo trigonométrico e, sendo assim, manterá o valor de m inalterado. Esse erro pode causar descontinuidades no sinal de fase óptica reconstruída.

Desta forma, conclui-se que o arco formado por duas amostras consecutivas de $v_1(t_1)$ e $v_2(t_2)$ não pode exceder $\frac{\pi}{2}$ rad. Portanto, o valor do período de amostragem τ_s deve ser menor do que o tempo que o sinal de modulação leva para variar $\frac{\pi}{2}$ rad.

Fazendo uma analogia com a equação do movimento uniforme (cinemática), pode-se escrever a velocidade do sinal de modulação de fase V_ϕ , isto é, a taxa em que o sinal de modulação varia com o tempo como:

$$V_\phi = \frac{\Delta\phi}{\Delta t} \text{ [rad/s]} \quad (64)$$

sendo que $\Delta\phi$ (em radianos) é a variação do sinal de modulação de fase entre dois instantes de tempo.

Como dito anteriormente, o intervalo de tempo (período de amostragem) entre duas amostras consecutivas de $v_1(t_1)$ e $v_2(t_2)$, denominado de τ_s , deve ser menor do que o tempo necessário para que o sinal de modulação varie $\frac{\pi}{2}$ rad, denominado Δt , ou seja, $\tau_s < \Delta t$ para $\Delta\phi = \pi/2$ rad. Sendo assim, tem-se:

$$\tau_s = \frac{1}{F_s} < \frac{(\pi/2)}{|V_{\phi_{max}}|} \quad (65)$$

sendo que $|V_{\phi_{max}}|$ é a máxima velocidade mensurável do movimento de vibração para uma dada frequência de amostragem do sistema de aquisição de sinais (USUDA; DOBOSZ; KUROSAWA, 1998).

No caso de caracterização de atuadores piezoelétricos, onde os sinais de modulação costumam a ser senoidais, $|V_{\phi_{max}}|$ é calculado por: $V_{\phi}(t) = \frac{\partial}{\partial t} \Delta\phi(t) = \frac{\partial}{\partial t} [x \cdot \text{sen}(\omega_s t + \phi_s)]$ e, portanto, conclui-se que:

$$|V_{\phi_{max}}| = x \cdot \omega_s = x \cdot 2\pi f_s \quad (66)$$

De (65) e (66) pode-se determinar o máximo índice de modulação x possível de se extrair, para um sinal de modulação com frequência $f_s = \frac{\omega_s}{2\pi}$ e um sistema de aquisição com frequência de amostragem F_s , qual seja:

$$x_{max} = \frac{F_s}{4f_s} \quad (67)$$

De maneira análoga, pode-se determinar a máxima frequência possível de se trabalhar, para um sinal de modulação com índice x e um sistema de aquisição com frequência de amostragem F_s :

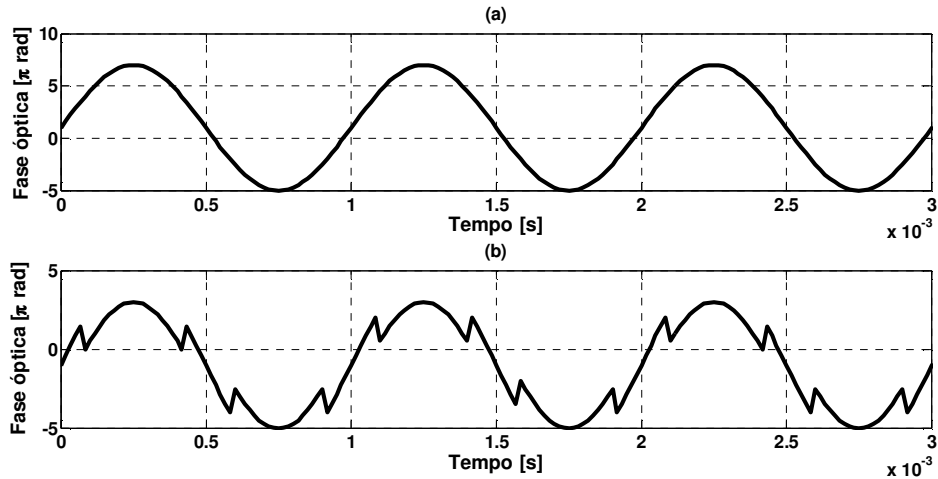
$$f_s^{max} = \frac{F_s}{4x} \quad (68)$$

Para ilustrar essa dependência da frequência de amostragem, realiza-se a simulação de um sinal de modulação em 1 kHz, com $x = 6\pi$ rad, $\phi_s = 0$ rad, e $\phi_0(t_i) = \pi$ rad. Verifica-se, de (67) ou (68), que a frequência de amostragem F_s deve ser superior a 75,3982 kHz. Ilustra-se nas Figuras 37 (a) e (b) o sinal de fase óptica total $\Psi(t_i)$ e o resultado de saída $\Psi_r(t_i)$ do algoritmo de *phase unwrapping* quando os sinais fotodetectados são amostrados em 60 kHz, ou seja, quando F_s é insuficiente. O sinal de fase óptica total reconstruída $\Psi_r(t_i)$ é totalmente inconsistente com $\Psi(t_i)$.

Na prática, outro fator limitante é o nível de ruído nos sinais interferométricos de saída fotodetectados, pois o ruído de alta frequência aumenta a velocidade de variação dos sinais de saída. Como exemplo, apresenta-se na Figura 38 a simulação da detecção do índice de

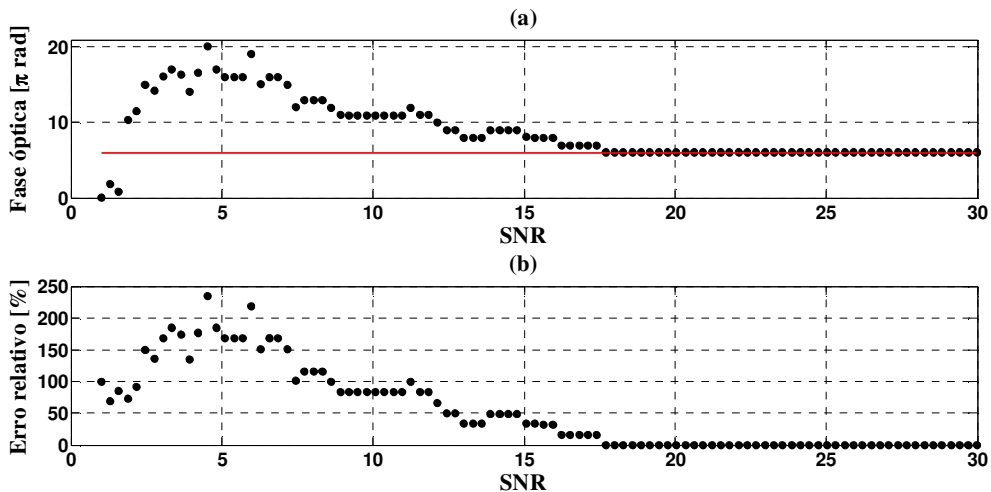
modulação de sinais de modulação com os mesmos parâmetros da simulação anterior, porém, com $F_s = 80$ kHz e com SNR variando de 1 a 100. Em (a) tem-se a fase óptica estimada e em (b) tem-se o erro relativo.

Figura 37 - Resultado obtido do processo de *phase unwrapping* quando F_s não atende a (67) ou (68). (a) Sinal de fase óptica total simulada $\Psi(t_i)$. (b) Sinal de fase óptica total reconstruída $\Psi_r(t_i)$.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

Figura 38 - Estimação de $x = 6\pi$ rad e com SNR variando de 1 a 100. (a) Fase óptica estimada. (b) Erro relativo.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

Conforme se observa na Figura 38, mesmo amostrando-se os sinais com $F_s = 80$ kHz

(que é o suficiente para um sinal de modulação com $x = 6\pi$ rad e $f_s = 1$ kHz), em sinais com $\text{SNR} < 18$ foram gerados erros significativos no cálculo da fase óptica.

A seguir, segue-se o Capítulo 7 deste texto, no qual se aborda noções sobre atuadores piezoelétricos. Estes atuadores serão utilizados no Capítulo 8 para aplicação do interferômetro proposto e do novo algoritmo de *phase unwrapping* apresentado nesta Dissertação.

7 ATUADORES PIEZOELÉTRICOS FLEXTENSIONAIS

Materiais piezoelétricos possuem a capacidade de converter a energia elétrica em energia mecânica e vice-versa (BALLATO, 1995). Alguns exemplos de materiais piezoelétricos são os cristais de quartzo, o niobato de lítio, etc., determinadas cerâmicas (como o titanato de bário, tri-hidroxicolonato de chumbo, etc.) e alguns polímeros (como o fluoreto de polivinilideno, o poliparaxileno, as poliamidas aromáticas, etc.). Particularmente, dentre as cerâmicas piezoelétricas destaca-se a mais conhecida delas, o PZT (titanato-zirconato de chumbo) usado neste presente trabalho.

Chama-se de atuador um elemento que gera um movimento como resposta a um estímulo de comando, em geral, elétrico. Sendo assim, atuadores piezoelétricos são aqueles que produzem deslocamentos, da ordem de nanômetros a micrometros, quando são submetidos a sinais elétricos de tensões. Esses tipos de atuadores têm vastas aplicações como, por exemplo, na nano engenharia mecânica e em nano ferramentas para medicina (LE LETTY et al., 2003; NIEZRECKI et al., 2001). Para cada fim, esses piezoatuadores devem ser projetados e desenvolvidos de forma sistemática, a fim de desempenharem determinada função com grande precisão.

Desta forma, este Capítulo é dedicado ao estudo da piezoeletricidade e dos atuadores piezoelétricos flexionais.

7.1 Piezoeletricidade

No final de 1880, Jacques e Pierre Curie descobriram a piezoeletricidade (ou efeito piezoelétrico direto). Esse efeito é definido como a capacidade que certos materiais possuem de gerar uma polarização elétrica quando são submetidos a uma deformação mecânica (BALLATO, 1995). Esse fenômeno também é reversível, ou seja, ao submeter um material piezoelétrico a um campo elétrico externo, o mesmo sofre uma deformação mecânica em suas dimensões. A este fenômeno dá-se o nome de efeito piezoelétrico inverso.

Alguns materiais possuem melhores respostas a essas características piezoelétricas, com maior imunidade a variações de temperatura e umidade, por exemplo. Neste contexto, destacam-se as cerâmicas piezoelétricas como o titanato-zirconato de chumbo (PZT), o titanato de bário (BaTiO_3), o titanato de chumbo (PbTiO_2), entre outros (MENEZES, 2009).

O material usado nesta pesquisa, o PZT, não apresenta características piezoelétricas em seu estado natural. Desta forma, necessita ser submetido a um pré-processamento a fim de

que seus domínios sejam alinhados através de uma técnica conhecida como polarização (*poling*). Nesse processo eleva-se a temperatura do material para níveis de 160°C ou 370°C (dependendo da composição) e aplica-se um campo elétrico superior a 2000 V/mm à cerâmica PZT natural. Isso faz com que o material se expanda na direção axial ao campo elétrico e se contraia na direção perpendicular. Em seguida, após a remoção do campo elétrico e sob resfriamento, as regiões de dipolos elétricos que compõem o material (regiões de *Weiss*) orientam-se na direção do campo elétrico e o material estará permanentemente polarizado (BALLATO, 1995).

Com isso, ao se aplicar um campo elétrico externo à pastilha de PZT polarizada, seus domínios têm as suas posições levemente alteradas. Isto causa uma pequena deformação na geometria física da pastilha, que retorna às suas dimensões originais quando o campo elétrico externo é removido.

7.2 Atuadores piezoelétricos flexensionais

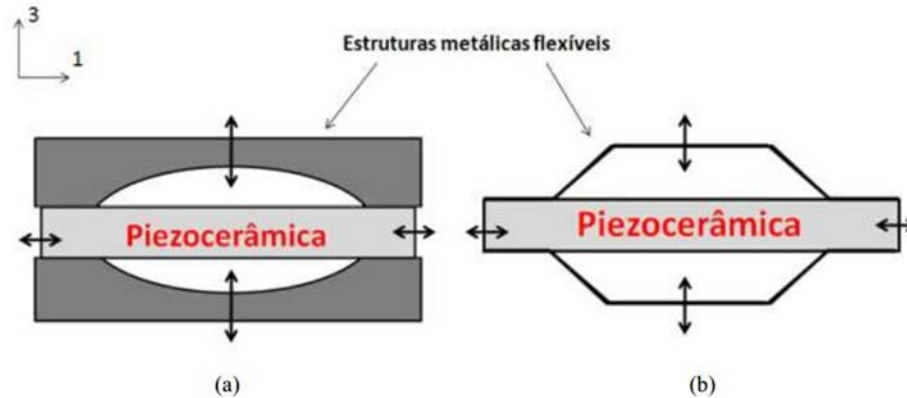
Um atuador piezoelétrico flexensional (APF) constitui-se de uma piezocerâmica colada em uma estrutura metálica flexível que pode converter um modo de vibração em outro, redirecionar e amplificar os pequenos deslocamentos gerados pela cerâmica piezoelétrica (CARBONARI, 2003).

Na Figura 39 ilustram-se dois tipos clássicos de atuadores flexensionais. Em (a) tem-se o *monnie*, cujo deslocamento é causado pela flexão da peça metálica. Os *moonies* são mais robustos, podendo transmitir força, e, em geral, são aplicados em controle ativo de vibrações, posicionadores etc. Em (b) tem-se o *cymbal*, no qual o deslocamento é provocado por movimentos de flexão e rotação. Em geral são usados para emissão de som agudo como nos *tweeters* (DOGAN; UCHINO; NEWNHAM, 1997; NEWNHAM et al., 1993; XU et al., 1991). As setas duplas na Figura 39 informam que as estruturas metálicas amplificam e mudam a direção do deslocamento gerado pela piezocerâmica, convertendo o modo extensional (\leftrightarrow) em flexural (\updownarrow). Daí a designação “flexensional”.

Com relação a outros atuadores mecânicos, os APF's podem apresentar algumas vantagens, como deslocamentos com alta resolução, tempo de resposta rápido, não apresentam desgaste (por não possuírem engrenagens ou eixos de rotação), geração de forças elevadas (podendo chegar à ordem de 1300 N), possuem baixa susceptibilidade ao campo magnético, consumo reduzido de potência e elevado tempo de vida (NIEZRECKI et al., 2001;

LE LETTY et al., 2003).

Figura 39 - Atuadores piezoelétricos clássicos. (a) *Moonies*. (b) *Cymbals*.



Fonte: (LEÃO, 2004).

Como dito, os APF's têm várias aplicações, e, para que essas tarefas sejam executadas com precisão, os dispositivos necessitam passar por um projeto detalhado para que tenham uma geometria dedicada, capaz de gerar um deslocamento específico quando acionado. Em geral, não existe solução analítica para a maioria dos APF's, o que torna necessária a análise numérica computacional das estruturas.

A seguir, apresenta-se uma rápida discussão sobre o projeto e construção dos APF's por meio do método de otimização topológica, utilizando-se o método de elementos finitos e o *software* ANSYS.

7.3 Projeto de APFs com otimização topológica

Softwares de elementos finitos, como o ANSYS, permitem modelar o comportamento mecânico de um dispositivo, levando-se em consideração as propriedades da estrutura composta, bem como, suas equações de movimento. Torna-se possível realizar simulações em duas ou três dimensões quando se fornecem, por exemplo, os valores das constantes envolvidas nas relações constitutivas e as condições de contorno do problema.

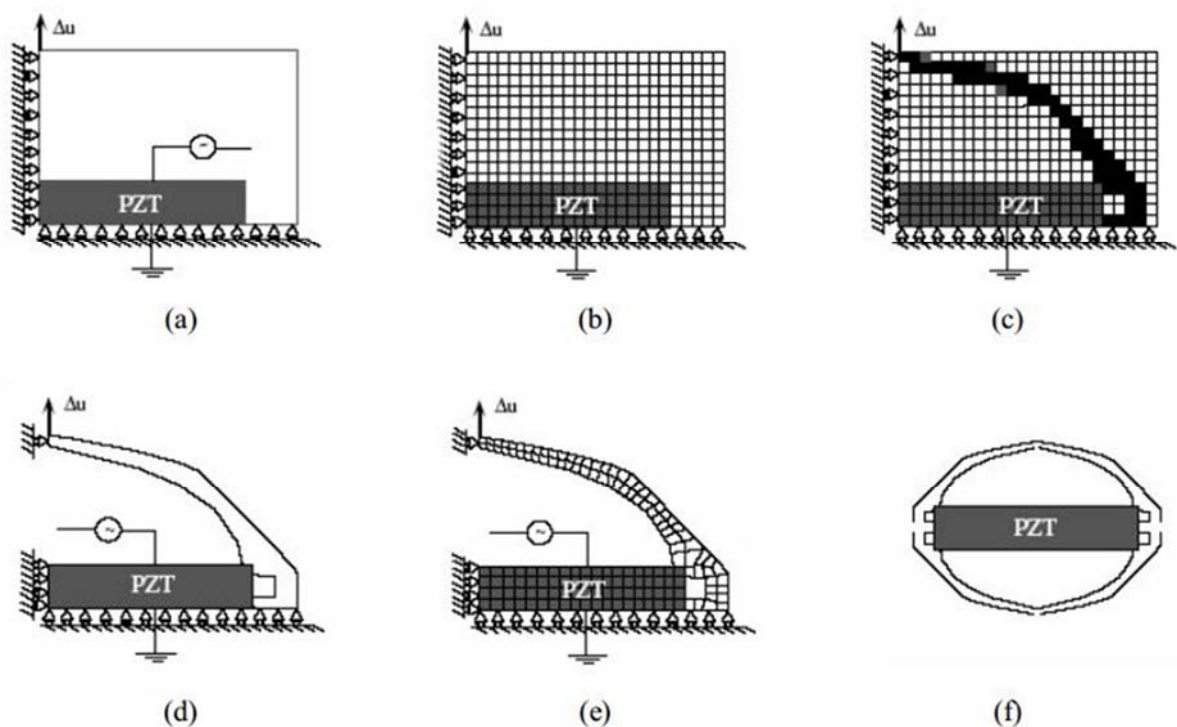
Por meio de algoritmos computacionais, o método de otimização topológica busca a melhor topologia da estrutura do APF seguindo um critério de custo, distribuindo o material num espaço determinado, de forma a maximizar ou minimizar a função objetivo (BAHIA, 2005; CARBONARI, 2003; NADER, 2002).

O desafio no projeto consiste em se obter uma estrutura metálica que, quando acoplada

a uma cerâmica piezoelétrica, seja flexível o suficiente para obter grandes deslocamentos de saída, e, rígida o bastante para produzir força generativa numa direção específica (SILVA; KIKUCHI, 1999; SILVA; NISHIWAKI; KIKUSHI, 2000).

Apresentam-se na Figura 40 as seis etapas típicas do procedimento de otimização topológica para o projeto de um APF.

Figura 40 - Projeto de um APF utilizando a técnica de otimização topológica. (a) Domínio inicial. (b) Domínio discretizado em elementos finitos. (c) Topologia obtida. (d) Verificação. (e) Validação dos resultados obtidos. (f) Manufatura.



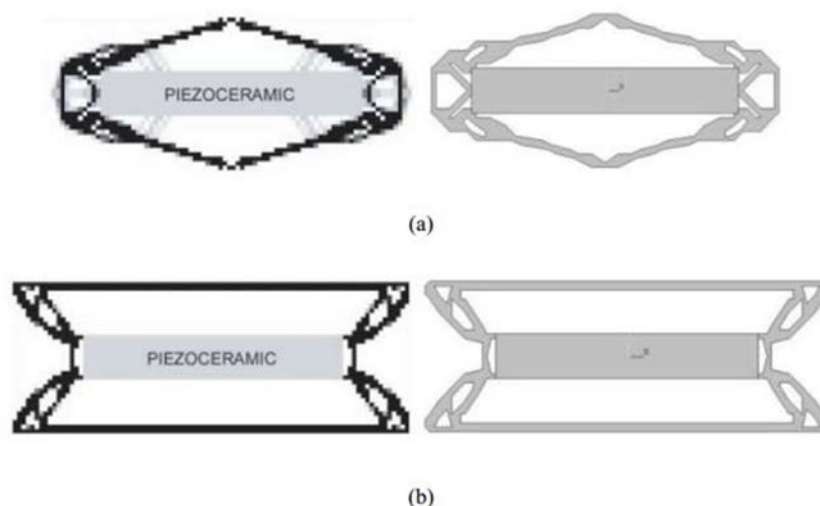
Fonte: (CARBONARI, 2003).

Na primeira etapa [Figura 40 (a)], determina-se o domínio inicial, ou seja, o local onde a estrutura pode existir. Nesta etapa, levam-se em consideração as condições de contorno, como regiões de aplicação de carga ou de restrição de deslocamentos. Na segunda etapa [Figura 40 (b)], o domínio é discretizado em elementos finitos e todas as condições de contorno são aplicadas. Na terceira etapa [Figura 40 (c)], os dados do domínio discretizado são as entradas para que, em conjunto com o algoritmo de otimização topológica, o ANSYS realize várias interações para análise e escolha da distribuição ótima de material em um domínio de projeto. Nas regiões escuras há presença de material no domínio, enquanto que nas áreas claras o domínio permanece vazio (BAHIA, 2005). Na próxima etapa [Figura 40

(d)], o resultado é interpretado, onde aplicam-se filtros que definem as áreas de cinza, resolvem-se os problemas de instabilidade em xadrez, e, se estabelece o controle da estrutura para se chegar a uma estrutura executável pelo processo de manufatura. Na quinta etapa [Figura 40 (e)], realiza-se a validação dos resultados obtidos. Se o projeto não estiver suficientemente próximo do projeto ótimo, as etapas anteriores podem ser reexecutadas com novas condições de contorno. Por fim, na sexta etapa [Figura 40 (f)], após o projeto ser verificado e corrigido, com o auxílio de algoritmos que retificam pequenos erros ainda presentes, a peça é manufaturada em alumínio, por eletroerosão a fio. Para isso utiliza-se uma máquina denominada *Electrical Discharge Machining*. A cerâmica de PZT é inserida e colada à estrutura flexível, normalmente, com resina epóxi (NADER, 2002).

O método de otimização topológica pode conduzir à estruturas completamente diferentes quando a função objetivo é alterada. Na Figura 41, ilustram-se duas estruturas distintas de APF's. Em (a), a função objetivo estabelecia que o deslocamento fosse máximo no centro da estrutura metálica flexível. Por outro lado, em (b), foi imposto que o deslocamento máximo fosse nas bordas. Na figura, a designação dos APF's segue a utilizada em (SILVA et al., 2003), ou seja, f1a1025 e f2b0830, respectivamente.

Figura 41 - Resultados da otimização topológica. (a) Atuador f1a1025. (b) Atuador f2b0830. (SILVA et al., 2003).

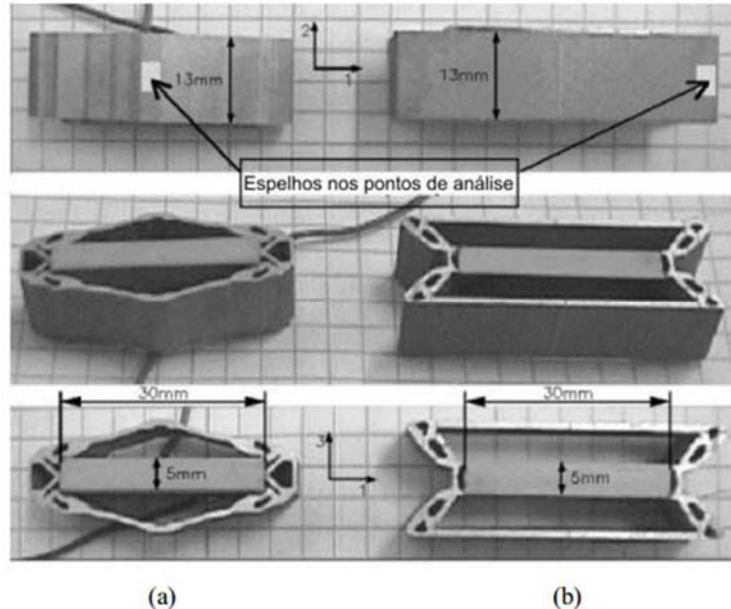


Fonte: (SILVA et al., 2003).

Apresentam-se, na Figura 42, os APF's f1a1025 e f2b0830 que foram projetados e manufaturados, utilizando a otimização topológica através do método de elementos finitos, pelo Grupo de Sensores e Atuadores da EPUSP, com o qual o LOE da FEIS – UNESP

mantém cooperação desde 2004.

Figura 42 - APF's com piezocerâmicas PZT-5A. (a) Atuador f1a1025. (b) Atuador f2b0830.



Fonte: (SILVA et al., 2003).

7.4 APF utilizado neste trabalho

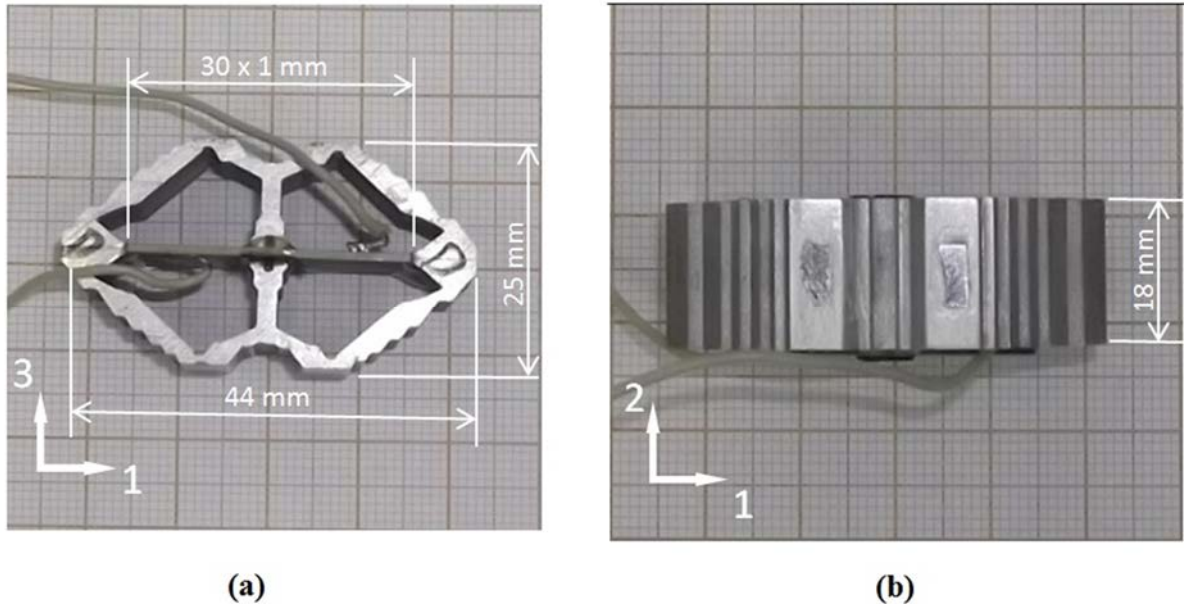
O atuador piezoelétrico usado na parte experimental deste trabalho é denominado de PFX-2, mantendo-se assim a denominação utilizada em trabalhos passados desenvolvidos no grupo do LOE da FEIS – UNESP (SAKAMOTO, 2006; MENEZES, 2009; TAKIY, 2010). O PFX-2 é formado por uma estrutura flexível de alumínio e por uma piezocerâmica PZT-5A como elemento ativo do atuador. A piezocerâmica está polarizada na direção 3, e possui forma de paralelepípedo, com dimensões de 30 mm x 13 mm x 1 mm, nas direções 1, 2 e 3, respectivamente.

Para se aferir os deslocamentos produzidos por um APF em um sistema interferométrico, se faz necessária a existência de uma superfície reflexiva para que ocorra a reflexão do feixe *laser* que incide sobre a peça. Desta forma, são utilizados espelhos suficientemente finos, e, portanto suficientemente flexíveis, com espessura de 0,165 mm, objetivando-se não alterar significativamente as características mecânicas da estrutura.

Na Figura 43 apresentam-se algumas fotografias do PFX-2, exibindo-se sua piezocerâmica acoplada onde é possível observar os terminais utilizados para a excitação da cerâmica de PZT, o espelho colado em sua superfície sob análise e sua estrutura flexível

monobloco.

Figura 43 - Fotografia do PFX-2. (a) Vista superior. (b) Vista frontal.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

O PFX-2 foi originalmente projetado para operar sob regime estático ou quase-estático, ou seja, abaixo da primeira ressonância mecânica significativa. Além disso, espera-se que exista uma proporcionalidade entre a tensão elétrica aplicada e o deslocamento gerado. No dispositivo, a frequência de ressonância não constituiu um parâmetro levado em consideração no método de otimização topológica. Portanto, torna-se importante dispor de meios que avalie o desempenho do dispositivo diante desse parâmetro. Desta forma, com o intuito de testar experimentalmente o novo interferômetro de quadratura proposto na seção 3.2.3, o interferômetro de quadratura na configuração de Michelson tradicional segundo a metodologia discutida na seção 4.2, e, o algoritmo original de *phase unwrapping* aplicável como método demodulação apresentado no Capítulo 6, realiza-se, no Capítulo 8, o levantamento de curvas de resposta do PFX-2 perante sinais elétricos de excitação.

8 RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Neste Capítulo são realizados os testes experimentais do novo interferômetro de quadratura proposto na seção 3.2.3, do interferômetro de quadratura na configuração de Michelson tradicional segundo a metodologia discutida na seção 4.2 e do novo algoritmo de *phase unwrapping* aplicável como método de demodulação proposto no Capítulo 6. Para tal, realiza-se a montagem e alinhamento do interferômetro em bancada e levanta-se curvas de resposta do atuador piezoelétrico flextensional PFX-2 perante sinais elétricos de excitação.

8.1 Resultados experimentais com a nova proposta de interferômetro de quadratura

Conforme discutido na seção 3.2.3, é possível gerar sinais em quadratura através da configuração polarimétrica mostrada na Figura 11, a qual constitui um arranjo inédito, e, que tem a vantagem de empregar uma quantidade reduzida de dispositivos ópticos e ser de fácil alinhamento.

8.1.1 Arranjo experimental.

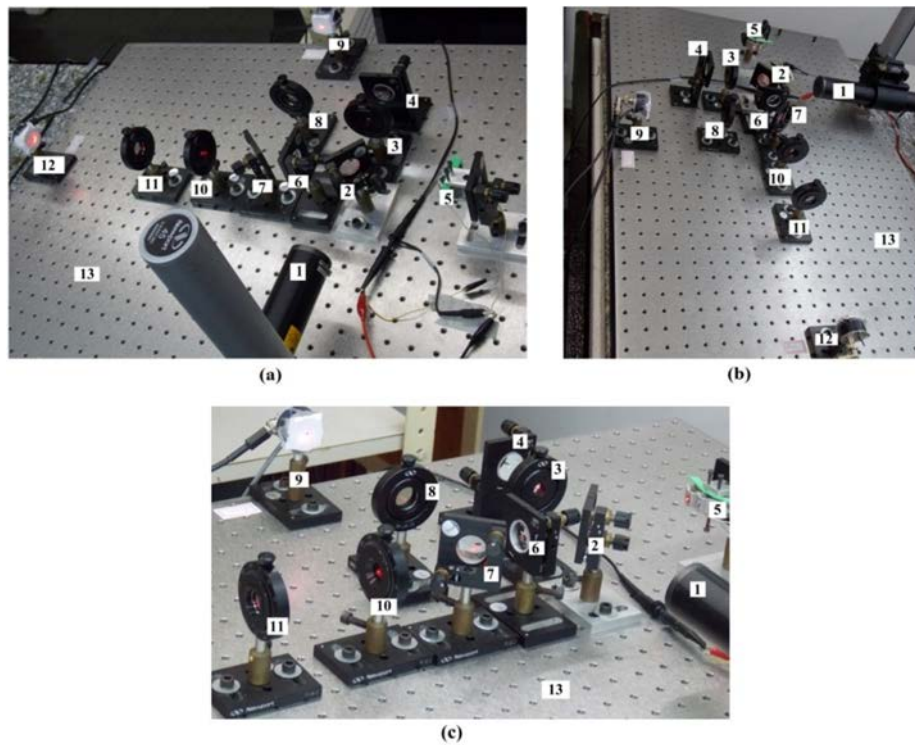
Realiza-se a montagem do interferômetro sobre uma mesa apropriada à montagem de aparatos ópticos, denominada de *breadboard*, que isola os dispositivos montados sobre ela de grande parte das vibrações ambientes externas. Na Figura 44 apresentam-se três diferentes vistas do interferômetro correspondente à Figura 11, montado sobre a mesa óptica.

Os materiais utilizados, e, especificados pelos números de 1 a 13 na Figura 44, correspondem à:

1. *Laser* de Hélio Neônio (He-Ne) (JDSU-1135P, 10 mW) operando no comprimento de onda de 0,6328 μm ;
2. Divisor de feixes, neutro, com taxa de 50/50%;
3. Lâmina retardadora de 1/4 de comprimento de onda;
4. Espelho de referência fixado a um dispositivo de ajuste angular tridimensional para alinhamento do interferômetro;
5. Atuador piezoelétrico flextensional PFX-2 fixado em um suporte de modo a não alterar os deslocamentos que a cerâmica transfere à estrutura flexível;
6. Lente expansora;

7. Divisor de feixes, neutro, com taxa de 50/50%;
8. Polarizador;
9. Fotodetector (Thorlabs-PDA55);
10. Lâmina retardadora de 1/4 de comprimento de onda;
11. Polarizador;
12. Fotodetector (Thorlabs-PDA55);
13. *Breadboard*.

Figura 44 - Interferômetro de quadratura proposto montado sobre a mesa óptica. (a), (b) e (c) são três vistas diferentes.

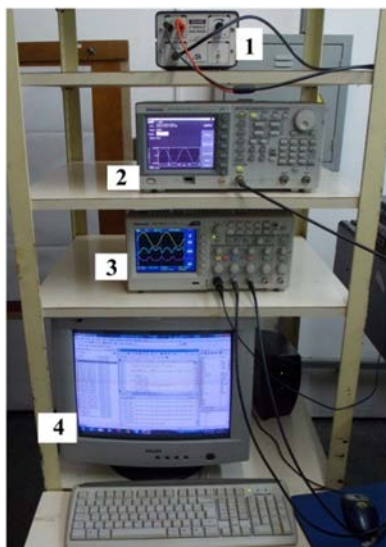


Fonte: Elaboração do próprio autor.

A instrumentação eletrônica utilizada nas medições interferométricas é apresentada na Figura 45, sendo que a numeração de 1 a 4 refere-se a:

1. Amplificador linear de tensão (A. A. Lab Systems – A-301 HS);
2. Gerador de funções (Tektronix - AFG 3021B);
3. Osciloscópio de quatro canais (Tektronix - TDS2024C);
4. Computador conectado ao osciloscópio e ao gerador de sinais através da porta USB.

Figura 45 - Instrumentação utilizada.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

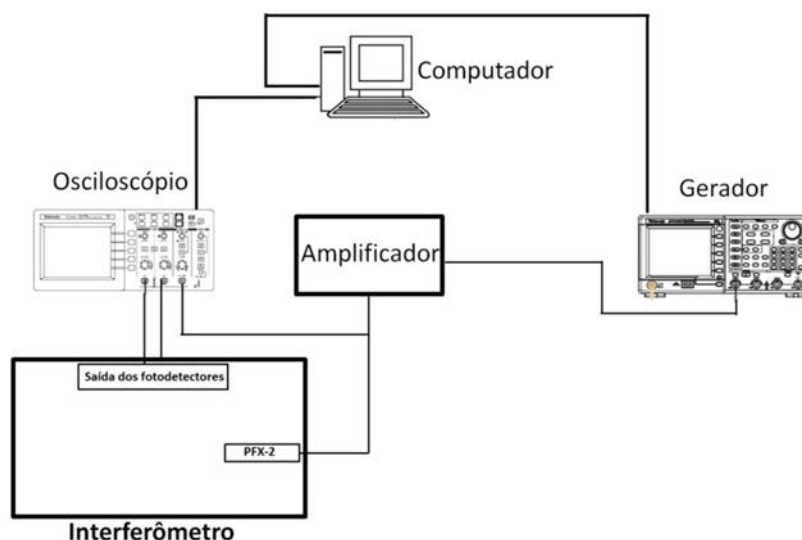
8.1.2 Montagem do arranjo experimental

O interferômetro e a instrumentação eletrônica são conectados entre si conforme o esquema da Figura 46.

A saída do gerador de funções é conectada ao amplificador linear de tensões, e, por sua vez, a saída do amplificador é conectada aos eletrodos que estão colados com tinta condutiva à piezocerâmica do PFX-2. Os canais 2 e 3 do osciloscópio estão conectados às saídas dos fotodetectores D2 e D1 (ver Figura 11), respectivamente, enquanto que o canal 1 está conectado a saída do amplificador. Por meio da interface USB, o computador realiza o controle do osciloscópio, para fins de aquisição de dados, e, o controle do gerador, para aplicar sinais de tensões elétricas no PFX-2.

Uma informação importante é que foi adicionada às janelas dos fotodetectores diafragmas com orifícios circulares (*pinhole*). Tal providência objetiva aproximar a intensidade óptica incidente por um janelamento espacial pontual (delta de Dirac) e, sendo assim, aproximam-se os fotodetectores de amostradores ideais.

Figura 46 - Conexão da instrumentação eletrônica ao interferômetro.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

8.1.3 Alinhamento do interferômetro de quadratura

Como o interferômetro de quadratura proposto se baseia na configuração de Michelson, o alinhamento dos feixes de *laser* em seu interior é semelhante à configuração de Michelson tradicional, sendo que os procedimentos básicos de alinhamento podem ser consultados nas referências (LEÃO, 2004; GALETI, 2012). Contudo, não se pode olvidar que neste caso o *laser* deve ser polarizado paralelamente ao plano da mesa óptica (ver seções 3.2.3 e 3.3). Em relação às orientações dos polarizadores e lâminas retardadoras, que são descritas nas seções supracitadas, as mesmas são ajustadas por meio de suportes com marcações angulares e que permitem a rotação da peça.

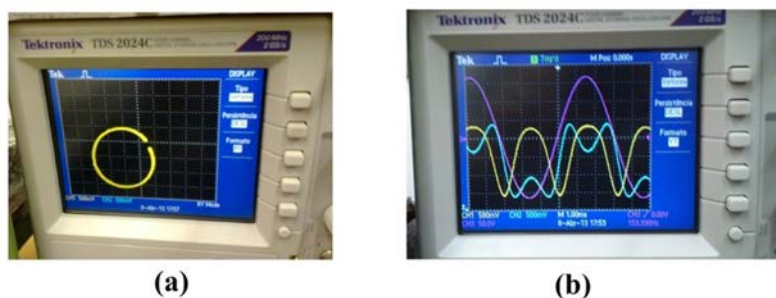
O desafio deste interferômetro não consiste no alinhamento dos feixes de *laser* para se conseguir a figura de franjas de interferência, mas sim, em obter os dois sinais interferométricos de saída em quadratura. Conforme comentado no Capítulo 4, os sinais interferométricos de saída devem ser fotodetectados em regiões específicas das respectivas figuras de franjas de interferência (no centro da distribuição espacial, no caso de franjas circulares). Sendo assim, deve-se realizar o seguinte procedimento:

- Primeiro: colocar o osciloscópio no modo XY;
- Segundo: Aplicar um sinal elétrico ao atuador e aumentar gradativamente a tensão até que a elipse da figura de Lissajous na tela do osciloscópio se feche ou alcance excursão máxima (para os casos em que a elipse não se fecha);

- Terceiro: Ajustam-se a orientação da lâmina retardadora de $\lambda/4$, do ramo 2 da Figura 11, e, a posição de um dos fotodetectores na figura de franjas formada, até se observar no osciloscópio que os eixos da elipse estão alinhados com os eixos vertical e horizontal do osciloscópio. Quando isso ocorrer, significa que os sinais estão defasados entre si em 90° .

Na prática, dificilmente se terá uma quadratura perfeita, entretanto, esses procedimentos colaborarão para um melhor desempenho do algoritmo de correção de quadratura. Apresentam-se, nas Figuras 47 (a) e (b), a Figura de Lissajous e os sinais interferométricos de saída no tempo, respectivamente, visualizados na tela do osciloscópio, após a realização do procedimento supracitado. Para o índice de modulação usado no exemplo, a elipse em (a) não chegou a se fechar completamente. Em (b), observa-se que o instante em que ocorre um máximo (ou mínimo) absoluto de um dos sinais interferométricos de saída (curvas em azul e amarelo), praticamente coincide com o instante em que o outro sinal interferométrico está no seu valor médio [a menos que este esteja num máximo (ou mínimo) relativo]. Isto indica que os sinais estão próximos da quadratura.

Figura 47 - Sinais em quadratura. (a) Figura de Lissajous. (b) Sinais no tempo.



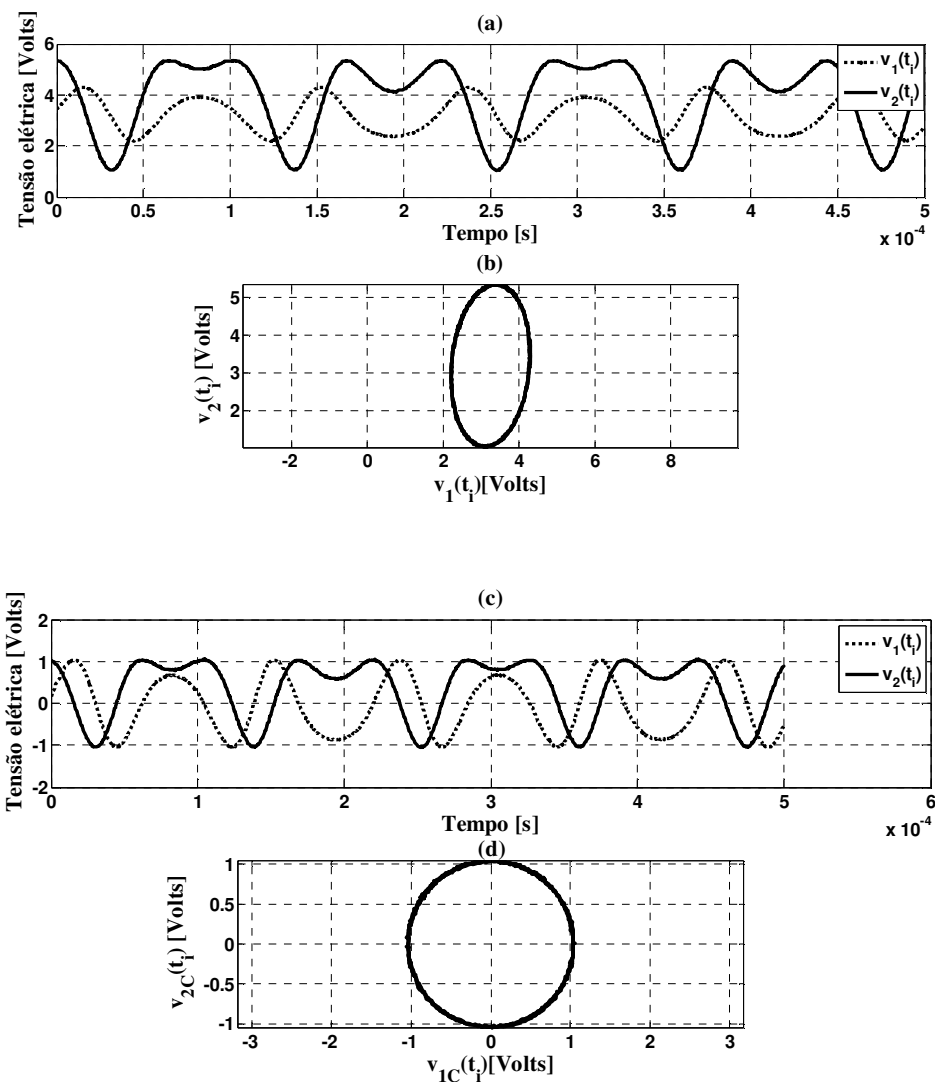
Fonte: Elaboração do próprio autor.

8.1.4 Correção de quadratura dos sinais adquiridos.

Como, na prática, é muito difícil de obter os sinais perfeitamente em quadratura, torna-se necessário aplicar algoritmos que realizam a correção de quadratura. Conforme discutido na seção 5.2, o algoritmo de correção empregado foi desenvolvido por Heydemann (1981). A fim de se examinar o desempenho do algoritmo para um sinal real, apresentam-se na Figura 48 os sinais interferométricos de saída e a figura de Lissajous obtida quando se aplica um sinal senoidal de tensão elétrica em 4,5 kHz ao atuador. Em (a) e (b) têm-se os sinais

adquiridos, e, em (c) e (d), têm-se os sinais após a correção de quadratura.

Figura 48 - Sinais interferométricos de saída e figura de Lissajous obtida. (a) e (b) Sinais adquiridos. (c) e (d) Sinais com quadratura corrigida.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

Observa-se que a elipsidade da figura de Lissajous foi corrigida, aproximando-se, assim, de um círculo. Os sinais descritos nas Figuras 48 (c) e (d) estão nos formatos adequados para se aplicarem os métodos de demodulação de sinais interferométricos em quadratura.

8.1.5 Tratamento dos sinais interferométricos de saída adquiridos.

Os sinais interferométricos de saída e o sinal de excitação (sinal de tensão elétrica

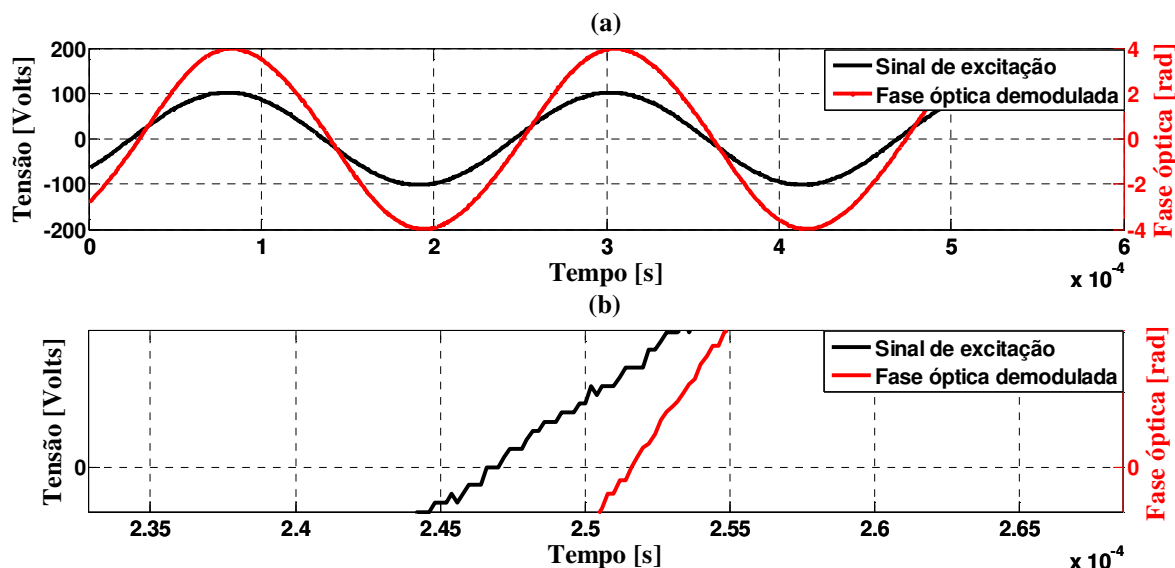
aplicado ao atuador) são adquiridos, simultaneamente, pelo osciloscópio. O osciloscópio, que é controlado pelo computador por meio de uma rotina implementada em MATLAB (GALETI, 2012), realiza a aquisição dos sinais por meio da amostragem de 2500 pontos. A escala de tempo é ajustada para se ter cerca de 2,3 ciclos do sinal de excitação. Escolheu-se este valor apenas para se obter mais ciclos do sinal demodulado. Enfatiza-se que, para conhecer o valor médio do sinal, bastaria 1 ciclo apenas.

Em seguida, os sinais adquiridos são processados em uma rotina construída em ambiente MATLAB. Esta rotina consiste basicamente de realizar a correção de quadratura dos sinais interferométricos adquiridos, demodular os sinais por meio do método de demodulação baseado em *phase unwrapping* (ver Capítulo 6), calcular o atraso entre o sinal de fase óptica demodulada e o sinal de excitação, e, por fim, calcular o fator de calibração x/V_{max} , sendo V_{max} a tensão máxima aplicada ao atuador, para os gráficos de resposta em frequência. Lembra-se que, como serão levantadas curvas de resposta do atuador piezoelétrico perante a um sinal de excitação elétrico, o valor médio estimado ($\phi_{0_e}(t_i)$) é subtraído do sinal da fase óptica total demodulada (ver Capítulo 6).

Conforme foi discutido no Capítulo 6, não é necessário filtrar os sinais interferométricos de saída antes de se aplicar o método de demodulação abordado neste texto. Comprova-se essa afirmação através da Figura 49, onde tem-se o sinal de excitação, de aproximadamente 103 V de pico (4,5 kHz), e o sinal de fase óptica demodulada com o seu valor médio calculado subtraído ($\phi_{0_e}(t_i)$). Em (a) tem-se todas as amostras dos sinais, e, em (b), tem-se uma vista em detalhe de uma dada região, para se observar melhor o ruído elétrico presente. Observa-se que, mesmo na presença de ruído eletrônico, a demodulação ocorreu satisfatoriamente.

Ainda com relação à Figura 49, nota-se que há um atraso entre os sinais de excitação e o sinal de fase óptica demodulada. Conforme dito no Capítulo 6, neste trabalho, o atraso é calculado por meio de um algoritmo de detecção de cruzamento por zeros. Sendo assim, para correta determinação dos pontos que cruzam por zero, o sinal não deve apresentar as “trepidações” ocasionadas pelo ruído eletrônico. Portanto, neste estágio sim, o sinal deve ser filtrado. Enfatiza-se que é mais simples executar o projeto de um filtro quando o sinal interferométrico de saída encontra-se demodulado. Isto porque a curva característica do interferômetro faz com que os sinais de saída, quando se opera em regime de alto índice de modulação, tenham conteúdos espectrais elevados, o que deixa o projeto do filtro mais complexo.

Figura 49 - Sinais de excitação e de fase óptica demodulada sem aplicação de filtros. (a) Todas as amostras. (b) Vista em detalhe.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

Desta forma, pelo método do janelamento, projeta-se um filtro digital FIR (*Finite Impulse Response*) passa-baixas e de fase linear. A janela escolhida é a janela de *Kaiser*, pois se trata de uma janela ajustável (conjunto de janelas) (OPPENHEIM; SCHAFER; BUCK, 1999). Nos casos de sinais de excitação senoidais, a frequência de passagem é de $10f_s$, sendo f_s a frequência do sinal de excitação, e, a frequência de rejeição é de $50f_s$. O *ripple* da faixa de passagem e rejeição é fixado em 0,001. Apresentam-se na Figura 50 as especificações descritas do filtro.

Com isso, apresentam-se na Figura 51 os mesmos sinais apresentados na Figura 49, entretanto, filtrados pelo filtro projetado.

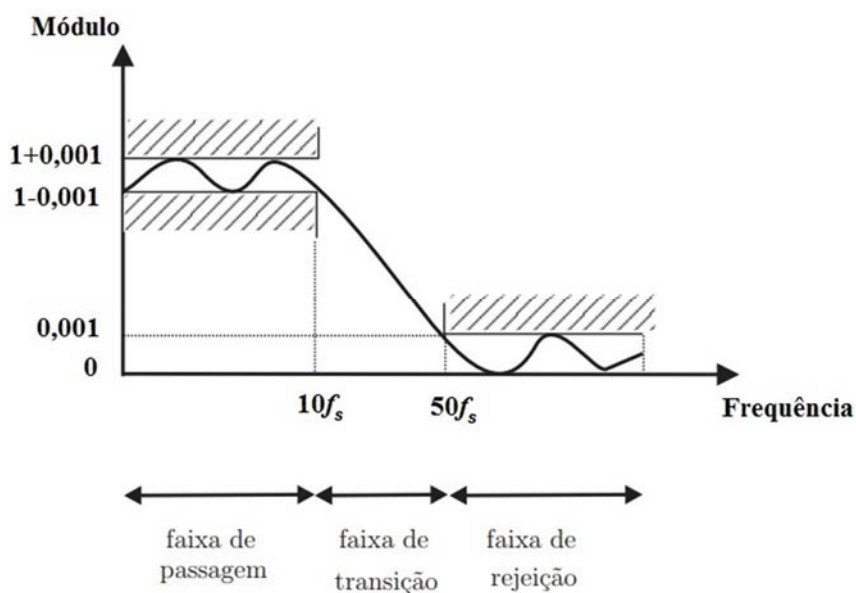
Apresenta-se na Figura 52 a curva de deslocamento versus tensão elétrica aplicada que se obtém com os sinais da Figura 51. Na figura apresentam-se o deslocamento (em nm), o valor médio estimado $\phi_{0_e}(t_i)$ (em rad), o atraso entre os sinais de excitação e de fase óptica demodulada (em rad), a inclinação da curva (fator de calibração, em rad/V) e a frequência de amostragem utilizada (em Hz). O deslocamento é obtido aplicando-se (12), ou seja,

$$\Delta L = \frac{\lambda}{4\pi} x \text{ (pico)}, \text{ para } \lambda = 0,6328 \text{ } \mu\text{m}.$$

Nota-se que, com apenas uma aquisição é possível se analisar o comportamento do

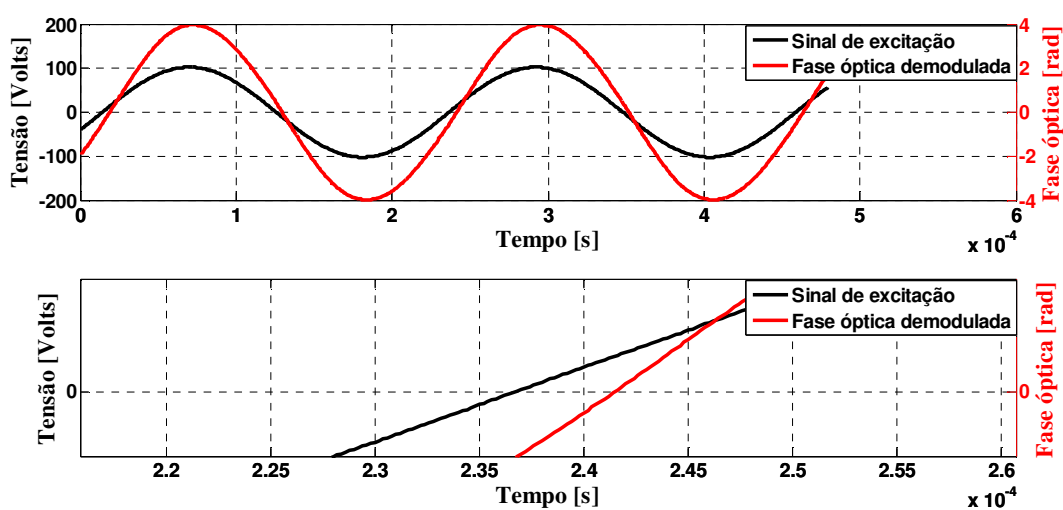
PFX-2 para uma determinada frequência. Neste exemplo, foram obtidos: $\phi_{0_e}(t_i) = -1,47$ rad, Atraso = 0,102 rad e inclinação = 0,0388 rad/V, para $F_s = 5$ MHz.

Figura 50 - Especificações do filtro FIR empregado.



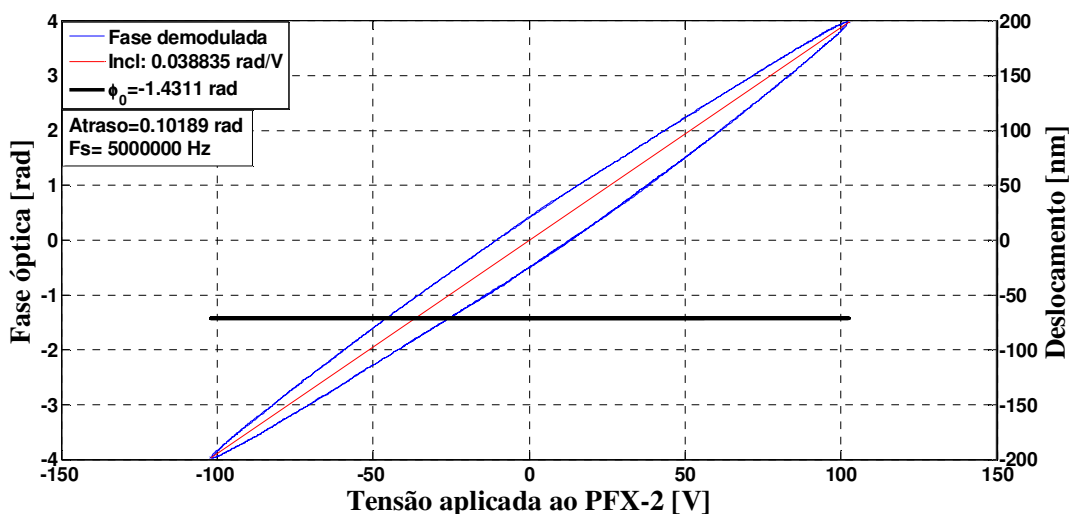
Fonte: Elaboração do próprio autor.

Figura 51 - Sinais de excitação e de fase óptica demodulada (filtrados e sincronizados). (a) Todas as amostras. (b) Vista em detalhe.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

Figura 52 - Curva de deslocamento versus tensão elétrica aplicada em $f_s = 4,5$ kHz.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

Observa-se na Figura 52 que, devido ao atraso existente entre os sinais, a curva obtida possui a forma de uma elipse.

8.1.6 Resposta em frequência do PFX-2

Antes de se levantar curvas de resposta de um atuador piezoelétrico em termos de deslocamento versus tensão elétrica aplicada, devem-se levantar suas frequências de ressonâncias. Nessas frequências, o atuador piezoelétrico produz deslocamentos muito maiores com relação às regiões de resposta plana (faixa de passagem de -3 dB). Ao se identificar essas frequências, evita-se aplicar uma tensão elétrica demasiadamente elevada ao atuador, o que pode danificar inadvertidamente a sua piezocerâmica devido a uma amplitude muito grande de deslocamento produzida.

Sendo assim, procede-se ao levantamento da resposta em frequência do PFX-2. A obtenção desta curva se resume em plotar o fator de calibração para cada frequência analisada. O fator de calibração (medido em rad/V) deve ser obtido quando o atuador opera em sua região linear, ou seja, quando não há saturação do movimento mecânico.

Desta forma, aumentando-se gradativamente a amplitude do sinal de excitação, verifica-se que o PFX-2 produz deslocamentos suficientemente altos, para dar várias voltas completas em torno da elipse da figura de Lissajous. Sendo assim, observando-se a tela do osciloscópio no modo XY, levantam-se faixas de frequências que, ao todo, compreende uma banda de 7 Hz a 25 kHz, com tensões de pico suficientes para apenas fechar a elipse da figura

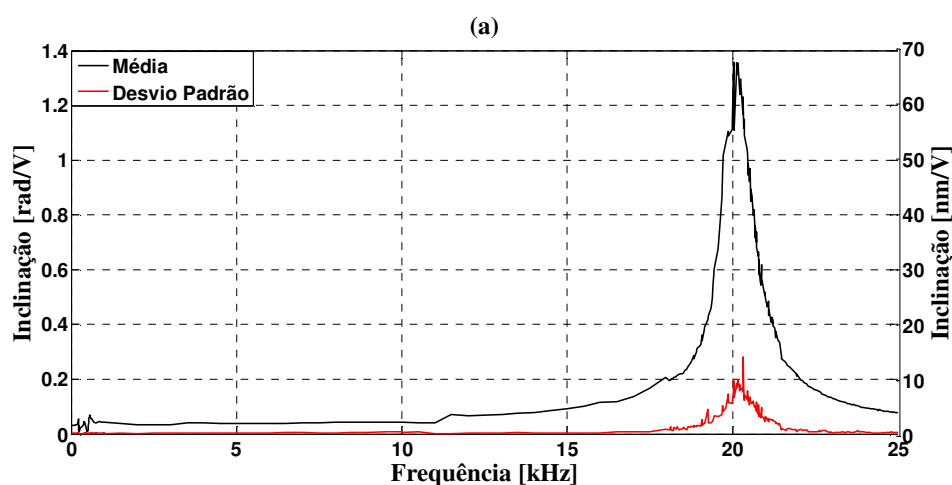
de Lissajous. Com isso, garante-se que o atuador está operando dentro de sua região linear. Em seguida, realiza-se a aquisição dos sinais dentro das faixas de tensões e frequências levantadas e procede-se a demodulação dos sinais adquiridos. Apresentam-se na Figura 53 as curvas de valor médio e desvio padrão da resposta em frequência do PFX-2 para 10 medições em cada frequência. Em (a) tem-se a vista de toda a banda analisada, e, em (b) tem-se uma vista em detalhe na faixa de 7 Hz a 1 kHz.

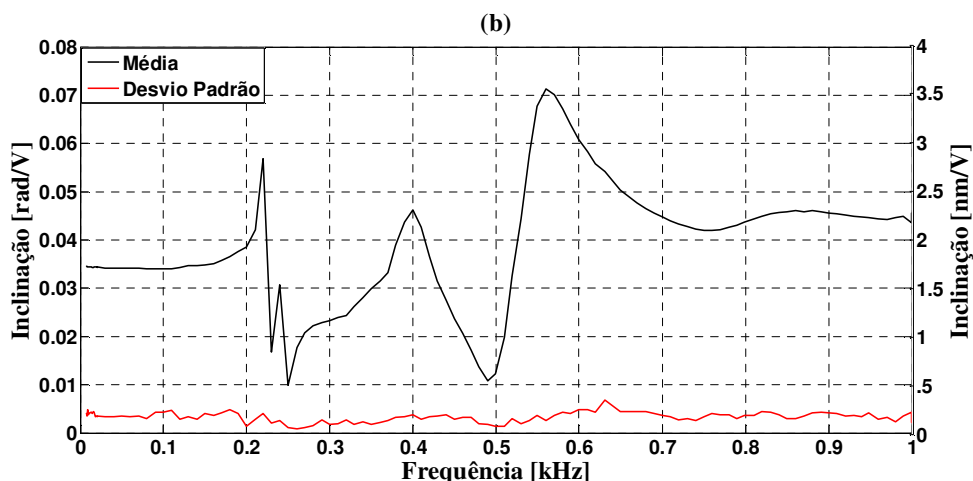
Observa-se na Figura 53 (a) uma frequência de ressonância em 20,1 kHz, com um fator de calibração de 1,353 rad/V (o que corresponde a 67,65 nm/V). Em (b) observam-se máximos locais em 220 Hz, 400 Hz e 560 Hz. Também se observam mínimos locais em 250 Hz e 490 Hz. O desvio padrão das medições permaneceu aproximadamente nulo em toda a faixa analisada, exceto na região de ressonância, em que o desvio padrão corresponde, aproximadamente, a 20,8% do valor médio medido.

A fim de se validar as curvas obtidas, apresentam-se na Figura 54 as curvas de magnitude e fase da admitância elétrica do PFX-2, obtidas por (MENEZES, 2009) através de um analisador de impedâncias vetorial da marca Hewlett-Packard, modelo HP4129A, na banda entre 1 kHz e 25 kHz.

Nota-se que a frequência de ressonância obtida por meio do analisador de impedâncias está em concordância (600 Hz de diferença) com o obtido experimentalmente neste trabalho. Verifica-se ainda que o analisador de impedâncias não exibe sensibilidade suficiente para captar os máximos locais na região de baixa frequência.

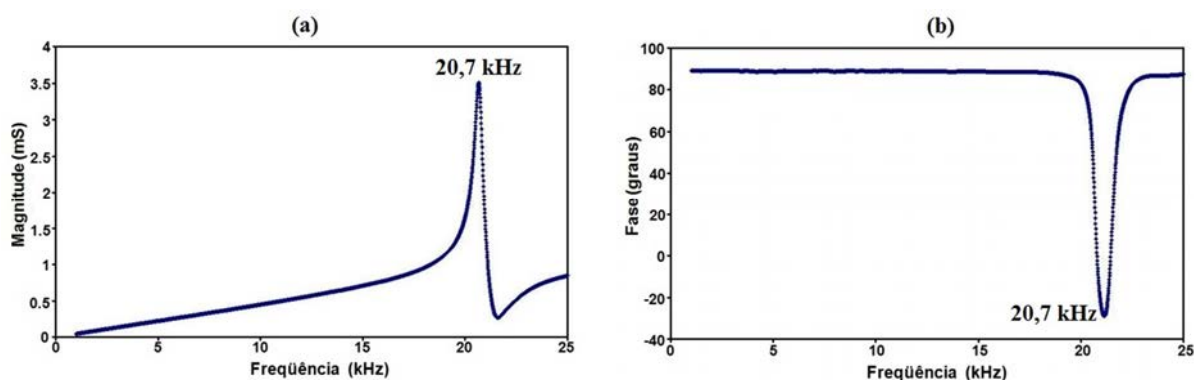
Figura 53 - Resposta em frequência do PFX-2. (a) Vista completa da banda analisada. (b) Vista em detalhe na faixa de 7 Hz a 1 kHz.





Fonte: Elaboração do próprio autor.

Figura 54 - Admitância elétrica do PFX-2. (a) Módulo. (b) Fase.



Fonte: (MENEZES, 2009).

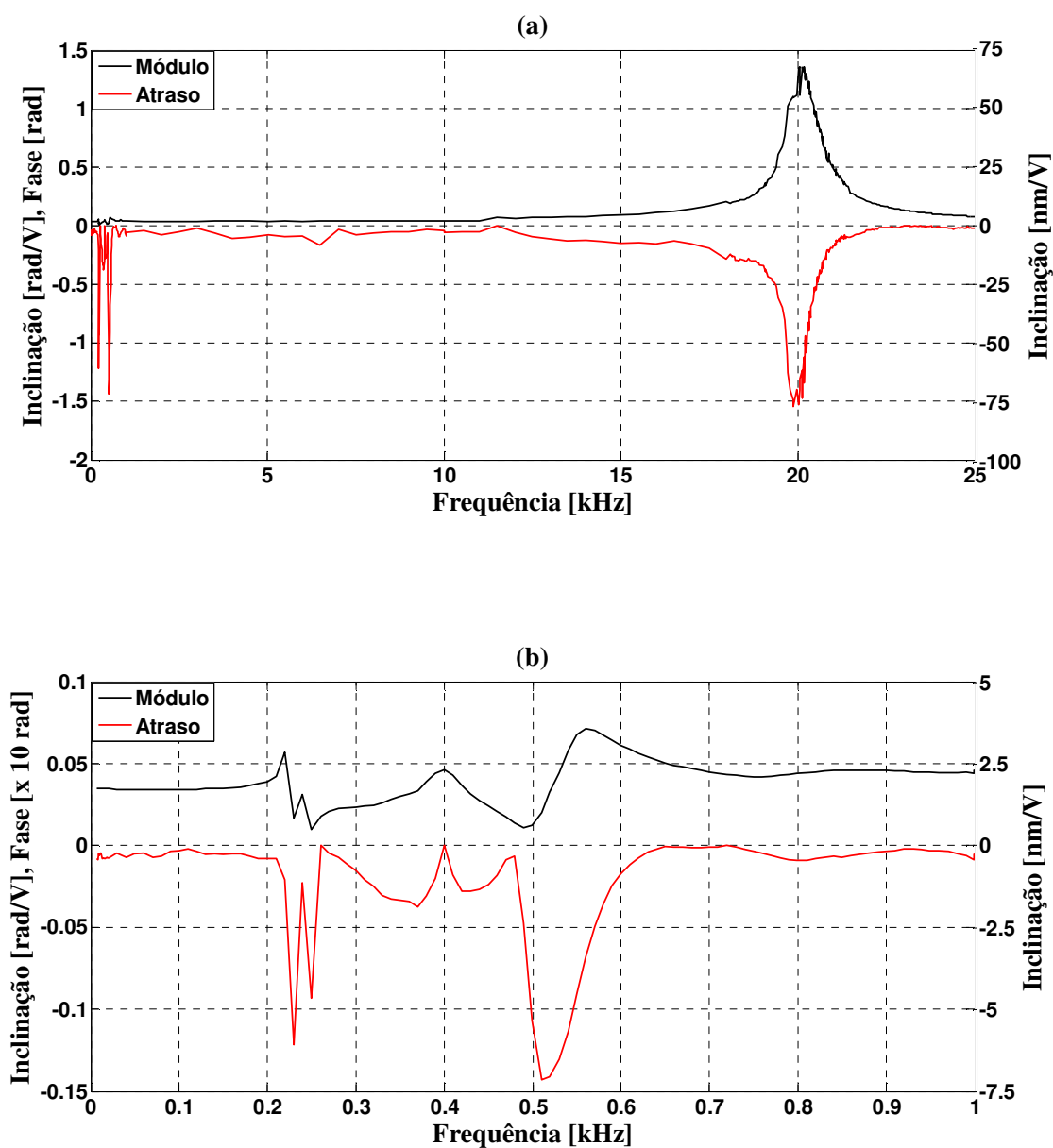
Como dito anteriormente, pode-se também obter o espectro de atrasos do PFX-2. Para tal, basta apenas calcular o atraso entre os sinais de excitação e fase óptica demodulada para a banda em análise. Apresentam-se na Figura 55 a resposta em frequência do atuador com a curva de atrasos incluída. Em (a) tem-se a vista de toda a banda analisada, e, em (b) tem-se uma vista em detalhe de 7 Hz a 1 kHz. Enfatiza-se que em (b) as amplitudes do gráfico de atrasos estão divididas por 10 para melhor visualização das curvas.

Observa-se que o gráfico de atrasos acompanha o gráfico de módulo, sendo que próximo a ressonância existe uma tendência de defasagem igual a $\frac{\pi}{2}$ rad entre o sinal de excitação e o movimento mecânico do atuador, como era esperado (NADER, 2002).

Com o intuito de se verificar a veracidade da curva de atrasos obtida, procede-se ao levantamento do atraso que a instrumentação eletrônica (ponta de provas e fotodetectores)

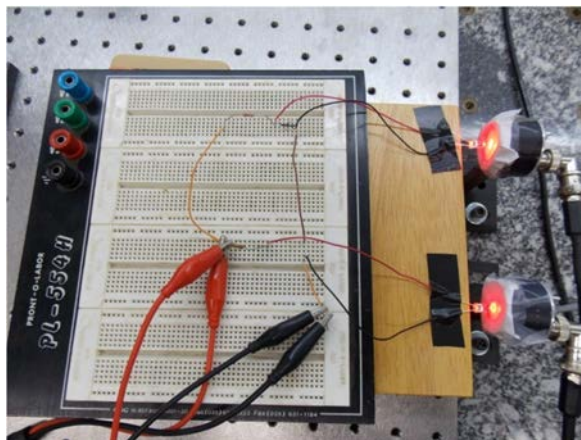
causa nos sinais elétricos fotodetectados. Para tal, realiza-se uma montagem onde um LED vermelho, excitado por uma tensão senoidal, ilumina a área sensível do fotodetector, conforme se ilustra na Figura 56.

Figura 55 - Resposta em frequência do PFX-2 com a curva de atrasos incluída. (a) Vista completa da banda analisada. (b) Vista em detalhe na faixa de 7 Hz a 1 kHz.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

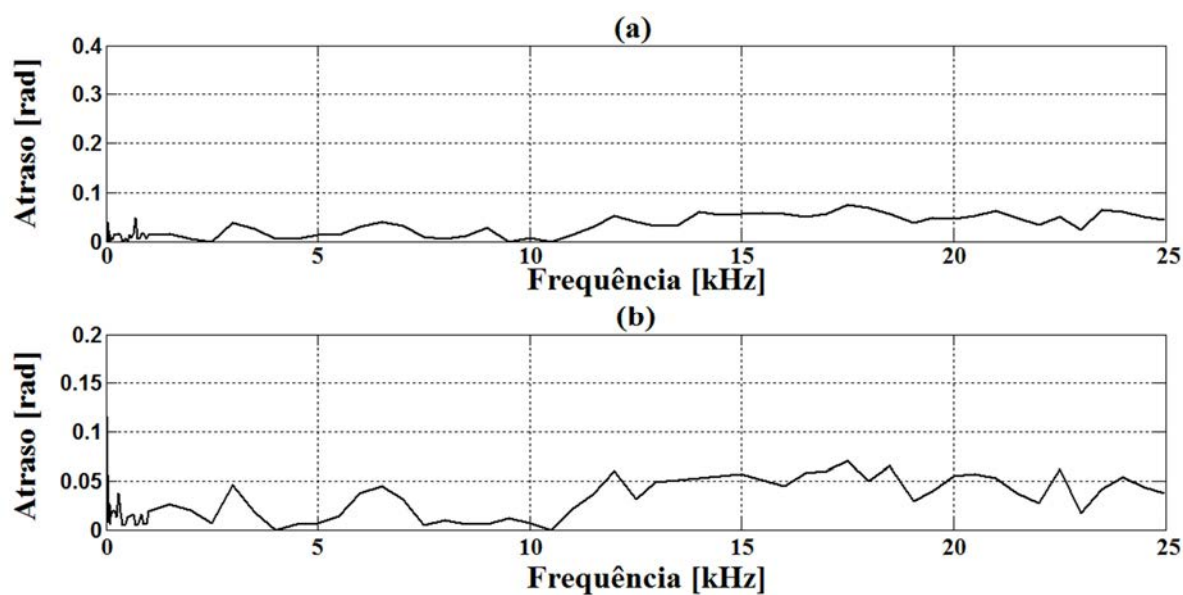
Figura 56 - Experimento para se aferir o atraso da instrumentação eletrônica utilizada.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

Em seguida, realiza-se a amostragem, para várias frequências, da tensão elétrica de alimentação do circuito e da tensão de saída dos fotodetectores. Com esses dados, realiza-se o cálculo do atraso entre esses sinais. Apresenta-se na Figura 57 o atraso que se obtém do conjunto constituído pela ponta de prova e fotodetector. Em (a) e (b) têm-se as curvas dos canais dos fotodetectores D2 e D1, respectivamente.

Figura 57 - Atrasos causados pela instrumentação eletrônica. (a) Canal referente à D2. (b) Canal referente à D1.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

Em toda a banda analisada (7 Hz à 25 kHz), a instrumentação eletrônica causou

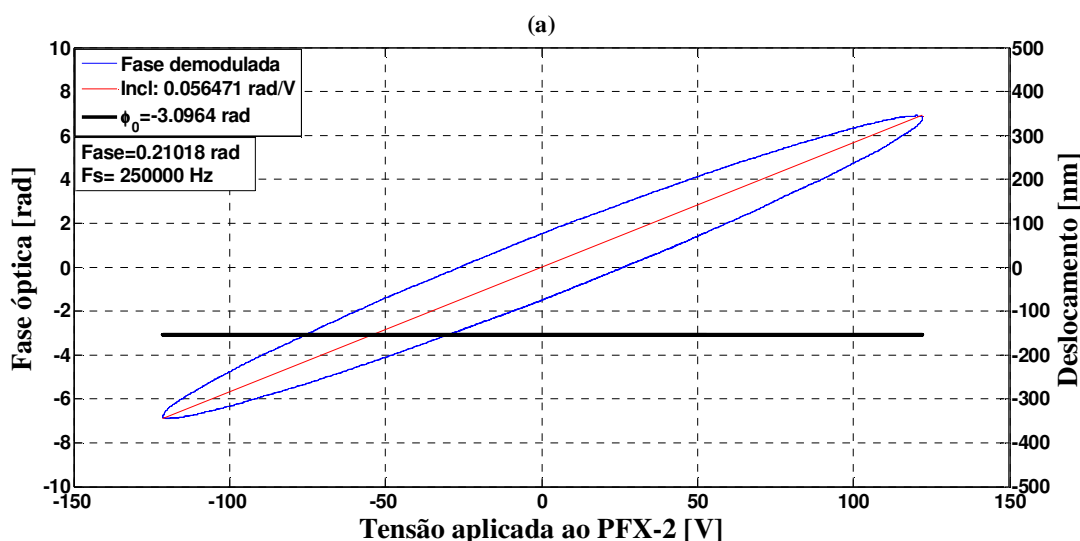
atrasos inferiores a 0,1 rad, exceto na frequência de 10 Hz, onde em D2 teve-se atraso de 0,2 rad, e em 40 Hz, onde em D1 teve-se atraso de 0,12 rad. Sendo assim, os valores de atrasos mensurados na região de ressonância e nas regiões de máximos e mínimos locais não são prejudicados pelo atraso da instrumentação eletrônica.

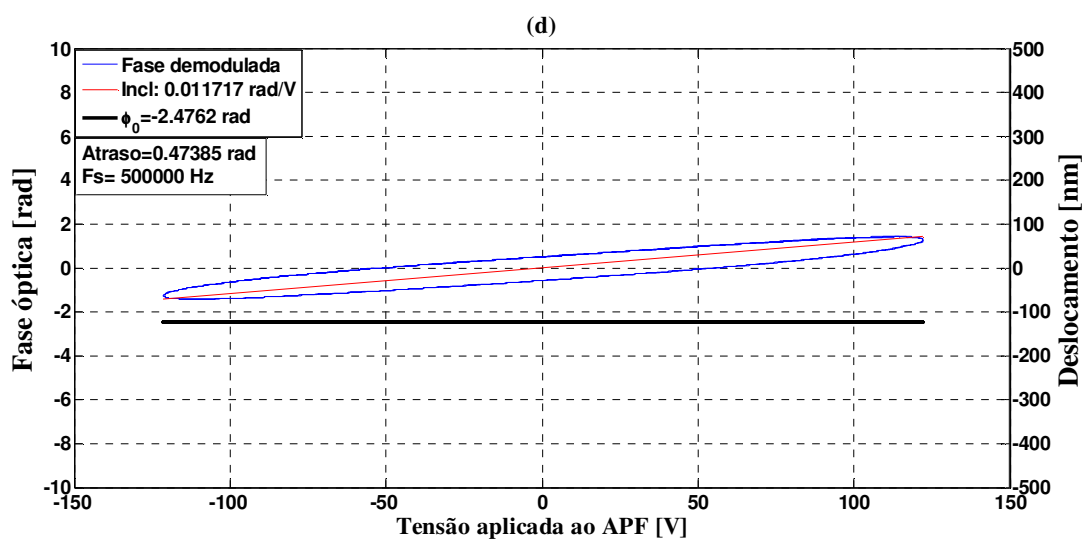
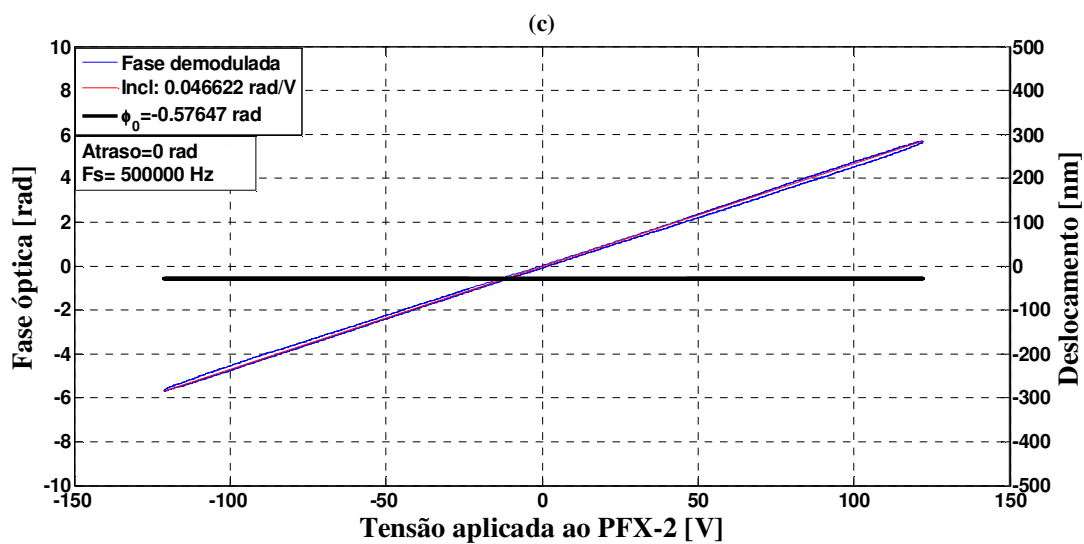
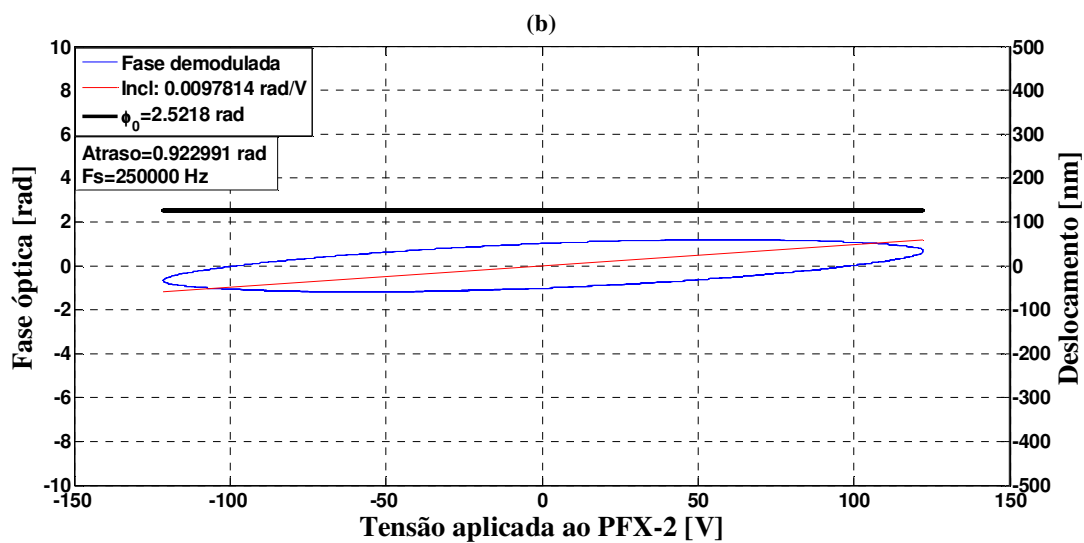
Uma vez que foi levantada a resposta em frequência do PFX-2, podem-se levantar as curvas de deslocamento versus tensão elétrica aplicada nas frequências de interesse.

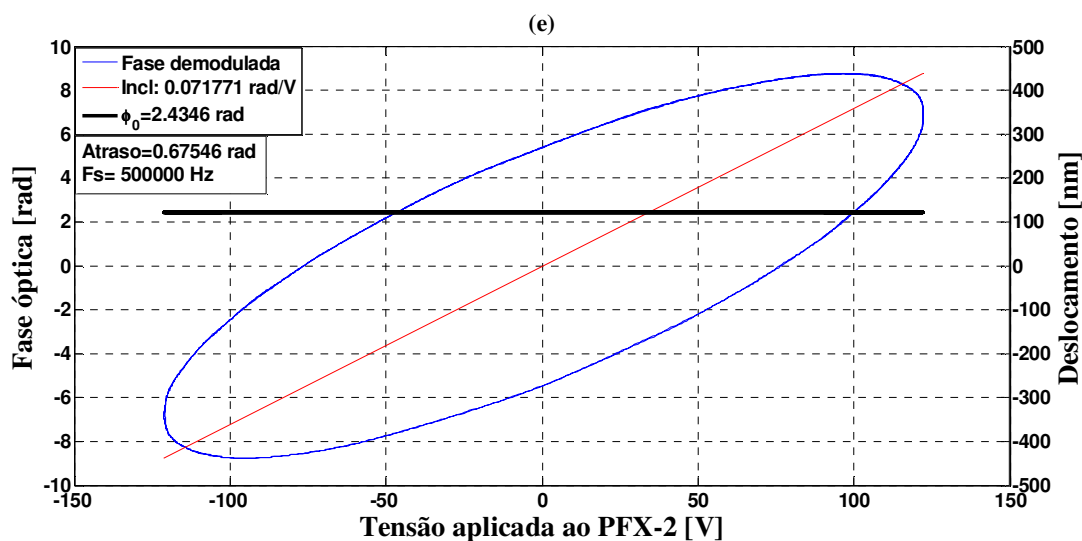
8.1.7 Deslocamento do PFX-2 versus tensão elétrica aplicada

Um gráfico do deslocamento do PFX-2, como resposta a um sinal de tensão elétrica, já foi apresentado na Figura 52. Nos gráficos a seguir se apresentam: a inclinação média, o valor da diferença de fase estática medida entre os braços do interferômetro [$\phi_{0e}(t_i)$], o retardo do movimento mecânico do atuador (atraso entre o sinal de fase óptica demodulada e o sinal de excitação) e a frequência de amostragem utilizada. Os eixos verticais à esquerda e à direita dos gráficos referem-se à fase óptica demodulada e ao deslocamento mecânico do atuador, respectivamente. Este último, por sua vez, é determinado por meio de (12). Primeiramente, investiga-se a região onde ocorrem os mínimos e máximos locais. Apresentam-se na Figura 58 as curvas de deslocamento versus tensão elétrica aplicada das frequências de 220 Hz, 250 Hz, 400 Hz, 490 Hz e 560 Hz.

Figura 58 - Curvas de deslocamento versus tensão elétrica aplicada nas regiões de mínimos e máximos locais. (a) 220 Hz. (b) 250 Hz. (c) 400 Hz. (d) 490 Hz. (e) 560 Hz.





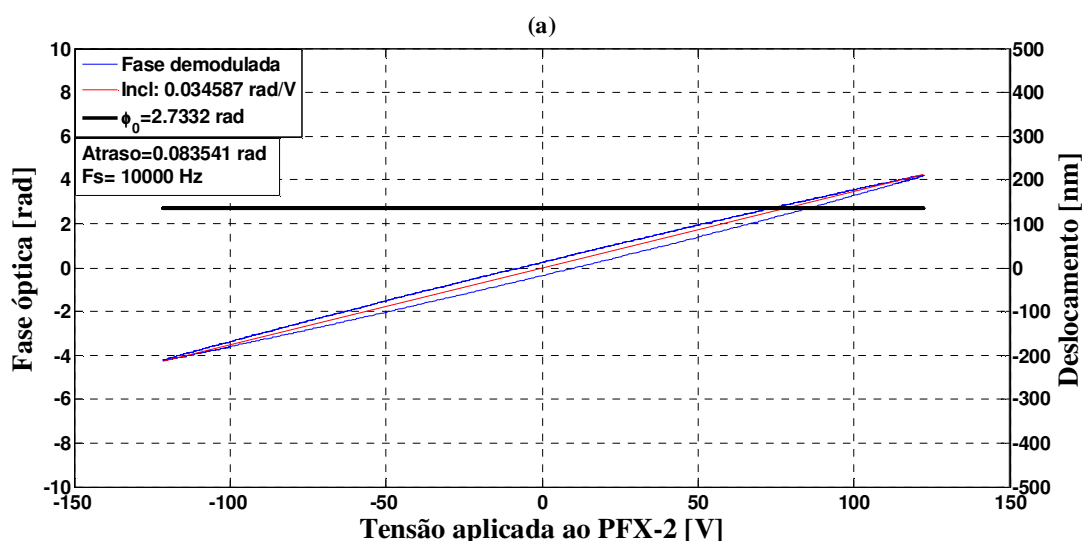


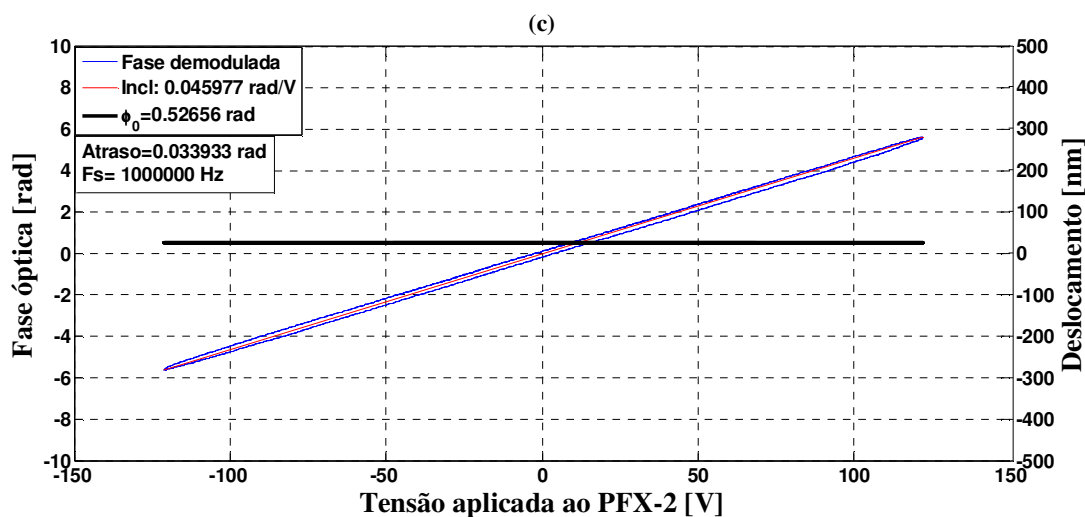
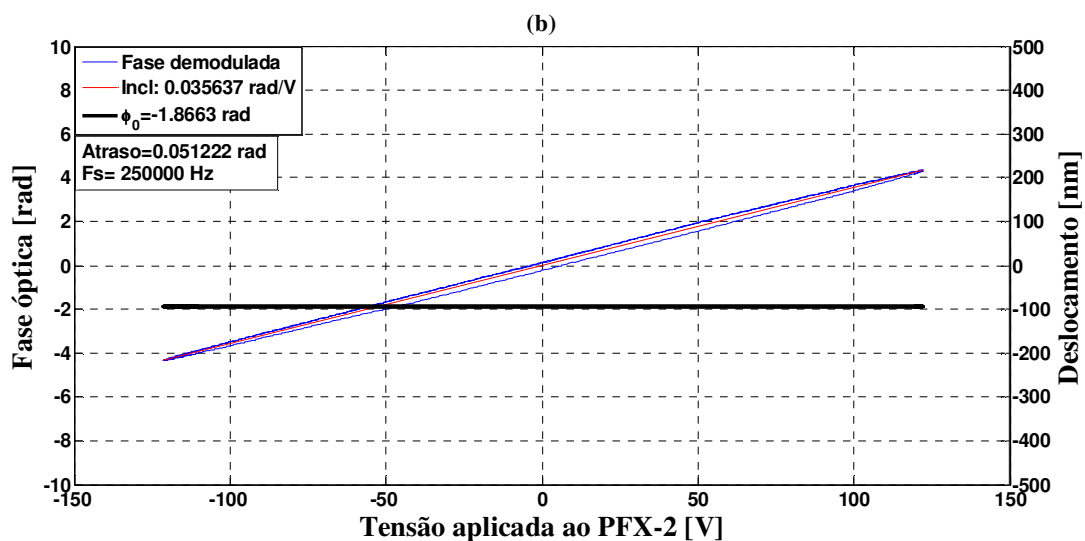
Fonte: Elaboração do próprio autor.

Nota-se que as curvas apresentaram valores de inclinação bem próximos dos que foram calculados na curva de resposta em frequência [Figura 55 (b)]. Observa-se que na Figura 58 (c) o atraso do deslocamento foi aproximadamente nulo, o que resulta num gráfico de uma quase reta. Entretanto, nas Figuras 58 (a), (b), (d) e (e) os atrasos do deslocamento foram maiores, de modo que as curvas formadas possuem a forma de uma elipse.

Continuando na região de baixas frequências, agora se analisam as regiões planas do gráfico de resposta em frequência. Na Figura 59 apresentam-se as curvas para as frequências de 7 Hz, 170 Hz e 900 Hz.

Figura 59 - Curvas de deslocamento versus tensão elétrica aplicada nas regiões planas de baixas frequências. (a) 7 Hz. (b) 170 Hz. (c) 900 Hz.





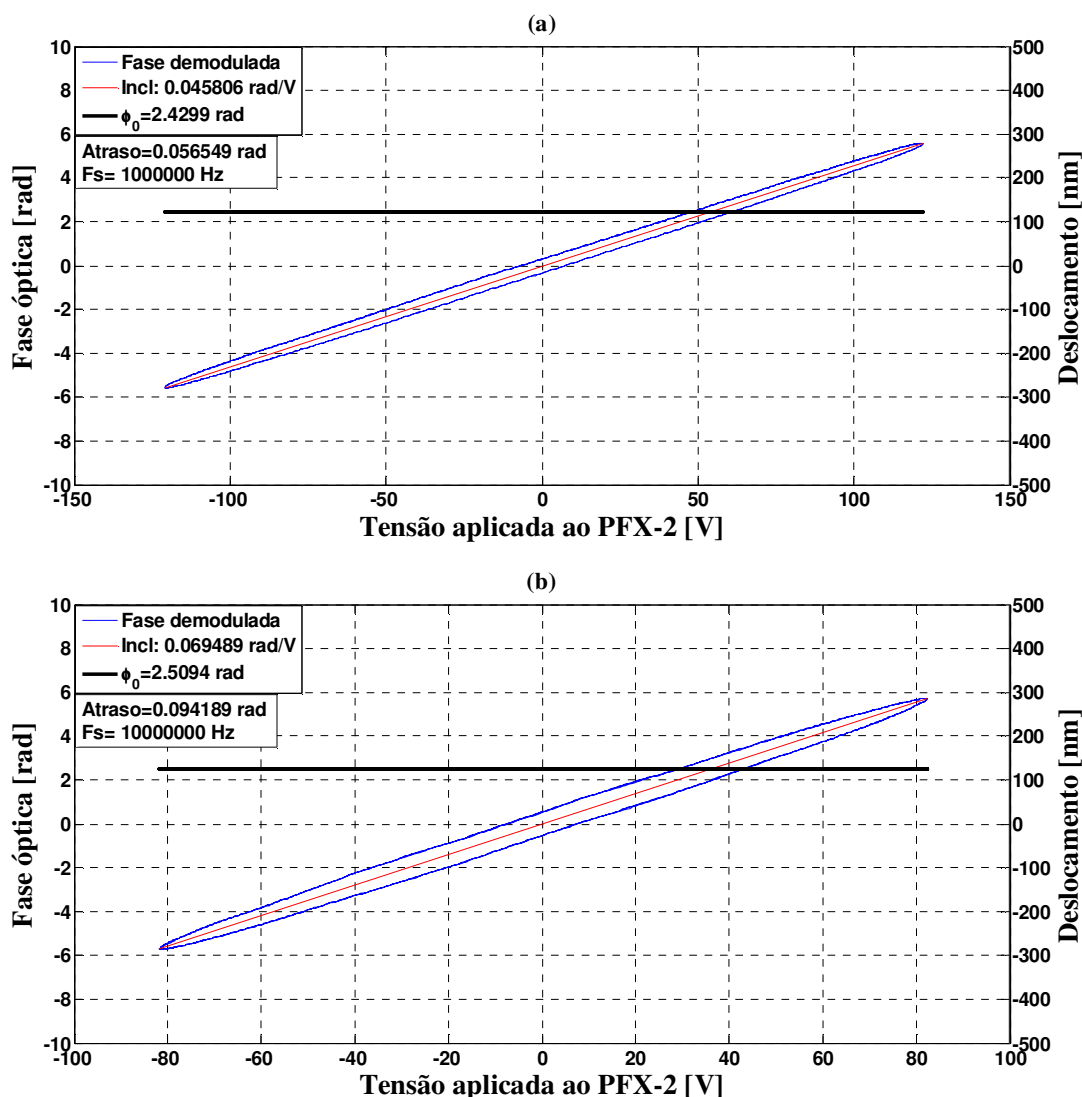
Fonte: Elaboração do próprio autor.

As curvas da Figura 59 mostram que nessas faixas de frequências, o atraso do deslocamento do PFX-2 é bem baixo, o que pode ser observado pelas estreitas elipses formadas. Por sua vez, os valores das inclinações estão em concordância com a curva de resposta em frequência [Figura 55 (b)].

A seguir, realiza-se medições na região plana da resposta em frequência, que compreende a faixa de 1 kHz a 12,5 kHz. Apresentam-se na Figura 60 as curvas de 1 kHz e 12,5 kHz.

Novamente os valores de atraso e inclinação do PFX-2 estão em concordância com o gráfico de resposta em frequência [Figura 55 (a)], uma vez que se obtiveram elipses com baixas elipsidades.

Figura 60 - Curvas de deslocamento versus tensão elétrica aplicada na segunda região plana. (a) 1 kHz. (b) 12,5 kHz.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

Deseja-se, agora, verificar o comportamento do PFX-2 na região de ressonância. Sendo assim, na Figura 61, apresentam-se as medições em 19,670 kHz e 20,12 kHz.

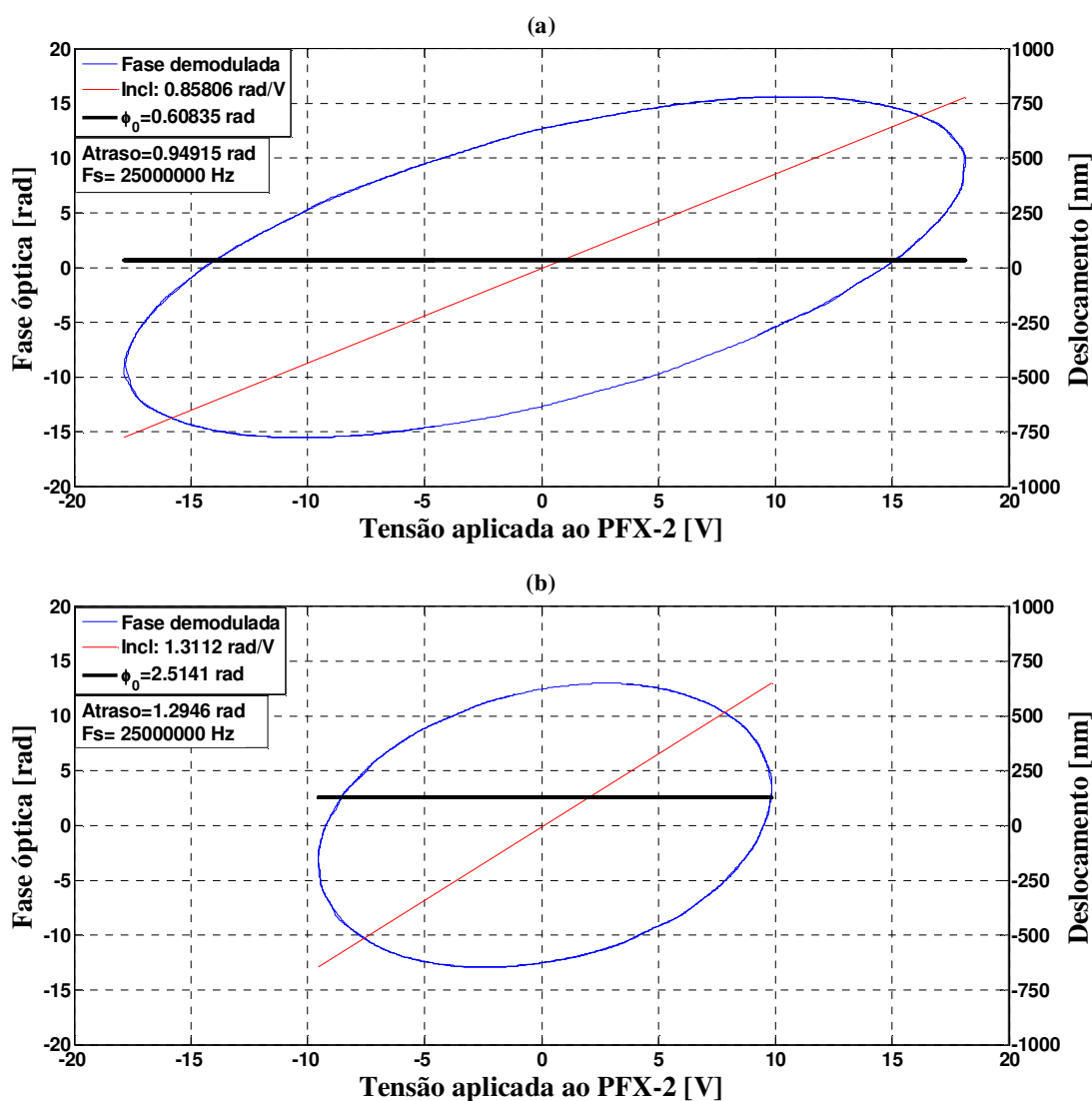
Como esperado, o fator de calibração e o atraso do deslocamento aumentam na região de ressonância. Cita-se que, nesta região, empregaram-se tensões menores ao PFX-2 como uma medida de segurança, a fim de se evitar deslocamentos que possam danificar a piezocerâmica.

Observa-se que nos gráficos da Figura 61 existem certas “trepidações” em torno da elipse formada. Entretanto, esse comportamento não é necessariamente do atuador. Em geral, os circuitos internos dos fotodetectores são constituídos de amplificadores operacionais que

têm a largura de banda reduzida à medida que se aumenta o ganho. Como neste interferômetro o feixe de *laser* passa por diversos componentes ópticos antes de incidir no fotodetector, a intensidade óptica de saída é menor. Desta forma, houve a necessidade de se operar com um ganho mais elevado nos fotodetectores PDA55 (chave seletora na posição 3). Como ocorre na Figura 61 (a), onde tem-se um sinal interferométrico cuja frequência fundamental está em 19,670 kHz e com índice de modulação próximo de 16 rad, o fotodetector certamente está atenuando as harmônicas mais elevadas do sinal. Apresenta-se na Figura 62 os sinais interferométricos de saída adquiridos referente a Figura 61 (a).

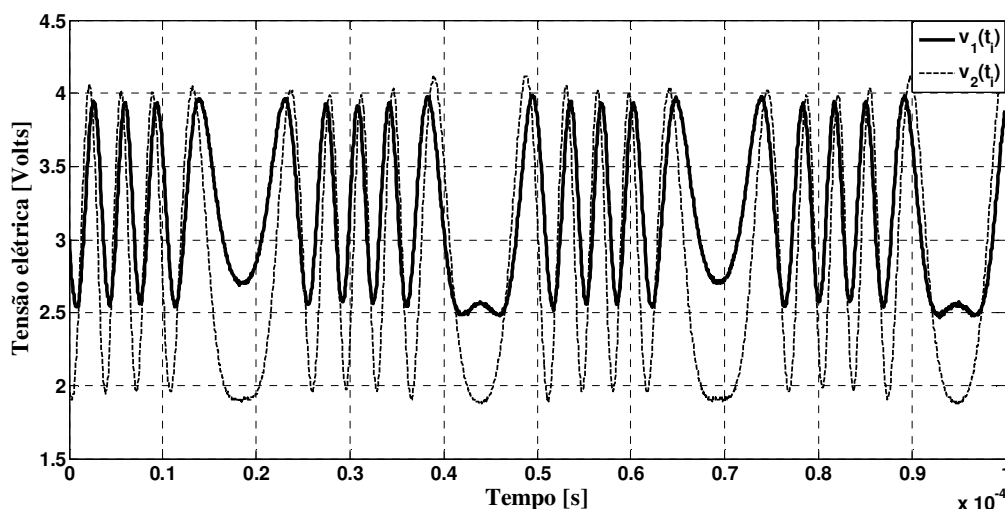
Figura 61 - Curvas de deslocamento versus tensão elétrica aplicada na região de ressonância. (a) 19,670 kHz.

(b) 20,12 kHz



Fonte: Elaboração do próprio autor.

Figura 62 - Sinais interferométricos de saída com as harmônicas superiores atenuadas.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

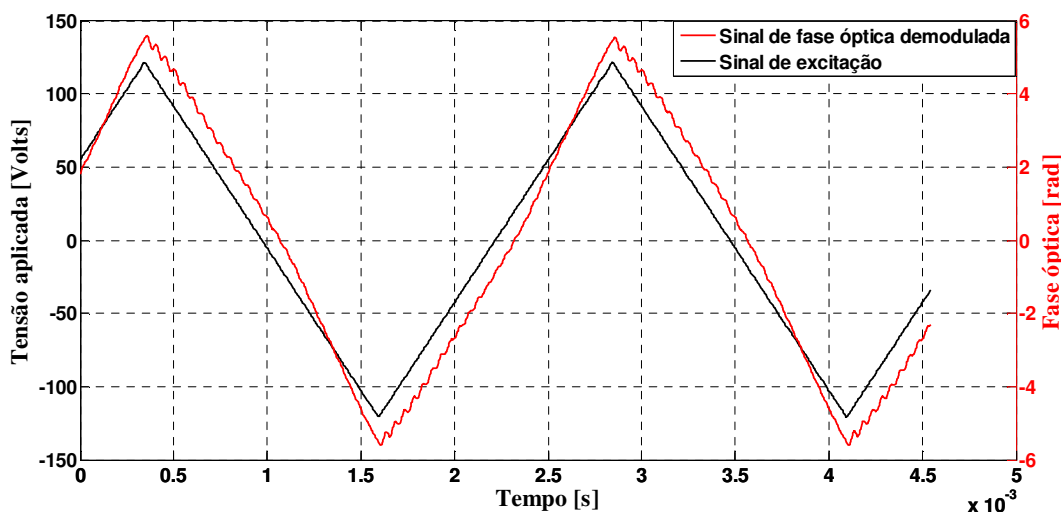
Observa-se na Figura 62 que, nas regiões onde a frequência é mais elevada, o sinal possui a amplitude atenuada. Sendo assim, o método calcula um valor de arco tangente que não corresponde ao arco real. Contudo, enfatiza-se que isto não é um erro decorrente do método, mas decorre das limitações da instrumentação utilizada.

Por fim, analisa-se o comportamento do PFX-2 quando o mesmo é excitado por um sinal de múltiplas frequências. Conforme observado na Figura 55, a resposta em frequência do PFX-2 não é constante em toda a banda analisada. Contudo, existem faixas em que o seu comportamento é mais plana. Sendo assim, aplica-se um sinal triangular ao atuador na frequência de 400 Hz, pois, desta forma, as demais harmônicas deste sinal se localizam em regiões cujos fatores de calibração estão próximos ao da fundamental (em torno de 0,046 rad/V). Neste caso, modificam-se, no projeto do filtro, as frequências de corte das faixas de passagem e de transição, para $70f_s$ e $90f_s$, respectivamente. Apresentam-se, na Figura 63, o sinal de excitação e o sinal de fase óptica demodulada.

Como a resposta em frequência do atuador não é plana e há diferentes valores de atrasos ao longo da banda, o sinal de fase óptica demodulada não coincide exatamente com o sinal de excitação. Observa-se que na curva de fase óptica demodulada existem cerca de 48 oscilações dentro de um ciclo do sinal de excitação. De fato, a 48ª harmônica corresponde à frequência de 19,2 kHz, que por sua vez é uma frequência que está próxima à região da ressonância principal do atuador. Este fenômeno é conhecido como *tracking error* (LEÃO, 2004). Nota-se também que, em diferentes pontos dos sinais, ocorrem defasagens entre eles.

Este fato deve estar relacionado à fase do deslocamento mecânico das harmônicas nas frequências próximas à região de ressonância, que chega perto de $\frac{\pi}{2}$ rad.

Figura 63 - Demodulação para um sinal de excitação triangular em 400 Hz.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

Desta forma, dentre as frequências analisadas, este atuador apresentou resposta plana nas regiões de 7 Hz a 200 Hz, e, de 700 Hz a 12,5 kHz, onde as fases dos deslocamentos foram quase nulas. De modo geral, a inclinação máxima obtida por esse atuador foi de 1,3112 rad/V em 20,1 kHz (Figura 61(b)) e a mínima foi de 0,01 rad/V em 490 Hz (Figura 58(d)).

Em todas as aquisições não se encontra problemas com relação à frequência de amostragem, uma vez que os valores utilizados permitiam a obtenção de índices de modulação ainda maiores, conforme é previsto por (67). Apresentam-se, na Tabela 1, as comparações entre os máximos valores efetivamente obtidos e os máximos valores possíveis de serem obtidos para a fase óptica, com as frequências de amostragem utilizadas.

Observa-se que os valores obtidos de fase óptica estão bem abaixo do que os valores máximos permitidos pela relação dada em (67). Sendo assim, o processo de demodulação ocorreu satisfatoriamente em todas as aquisições. Reforça-se que, nas medições realizadas, poderiam ter sido utilizadas frequências de amostragens menores, o que implica em uma diminuição do custo computacional. Sendo assim, apresenta-se na Tabela 2 a menor frequência de amostragem possível de se utilizar em cada medição, sem que comprometa o processo de demodulação de fase óptica. Na Tabela 2, apresenta-se ainda a máxima fase

óptica demodulada quando se reduz a frequência de amostragem para um valor próximo da mínima frequência de amostragem possível de se operar.

Tabela 1- Comparações entre os máximos valores obtidos e os máximos valores possíveis de se obter para a fase óptica.

FIGURA	f_s (Hz)	F_s (kHz)	Máxima fase óptica obtida (rad)	Máxima fase óptica possível de se obter (rad)
58 (a)	220	250	6,896	284,09
58 (b)	250	250	1,194	250
58 (c)	400	500	5,694	312,5
58 (d)	490	500	1,431	255,102
58 (e)	560	500	8,764	223,2143
58 (a)	7	10	4,235	357,1429
59 (b)	170	250	4,351	367,6471
59 (c)	900	1000	5,616	277,7778
60 (a)	1000	1000	5,594	250
60 (b)	12500	10000	5,723	200
61 (a)	19670	25000	15,56	317,743
61 (b)	20120	25000	12,94	310,6362

Fonte: Elaboração do próprio autor.

Tabela 2 - Mínimo valor de frequência de amostragem possível de se operar nas medições realizadas.

FIGURA	f_s (Hz)	Máxima fase óptica obtida (rad)	F_s (kHz)	Mínima frequência de amostragem possível de se operar (kHz)	Redução da frequência de amostragem (kHz)	Nova máxima fase óptica obtida (rad)
58 (a)	220	6,896	250	6,07	6,1	6,8934
58 (b)	250	1,194	250	1,194	1,1962	1,1928
58 (c)	400	5,694	500	9,12	9,2593	5,6916
58 (d)	490	1,431	500	2,81	2,8249	1,4257
58 (e)	560	8,764	500	19,64	20	8,7535
59 (a)	7	4,235	10	0,12	0,1205	4,2239
59 (b)	170	4,351	250	2,96	2,9762	4,346
59 (c)	900	5,616	1000	20,22	20,408	5,6158

60 (a)	1000	5,594	1000	22,38	22,727	5,5917
60 (b)	12500	5,723	10000	286,15	294,12	5,7101
61 (a)	19670	15,56	25000	1224,27	1250	15,553
61 (b)	20120	12,94	25000	1041,42	1041,7	12,936

Fonte: Elaboração do próprio autor.

8.2 Resultados experimentais com o interferômetro de quadratura na configuração de Michelson tradicional explorando-se a distribuição espacial das franjas.

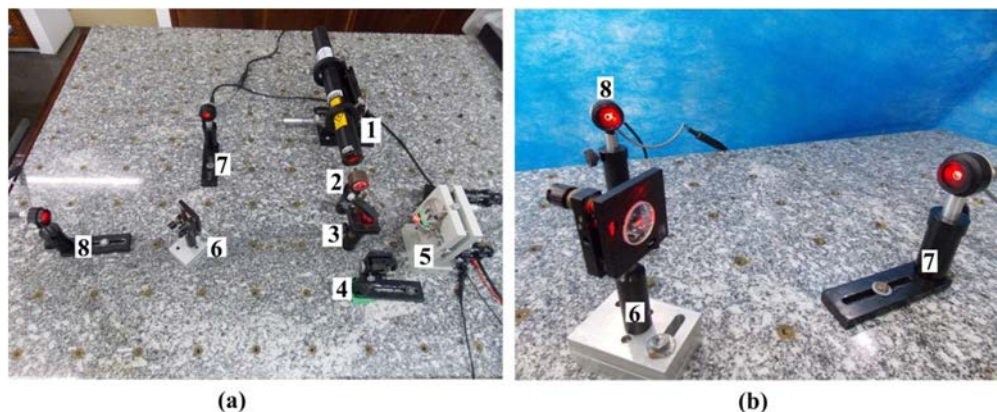
Nesta seção, serão apresentados os resultados obtidos com o interferômetro de quadratura na configuração de Michelson tradicional, explorando-se a distribuição espacial das franjas de interferência, conforme discutido na seção 4.2, no levantamento de curvas de resposta do atuador PFX-2 perante sinais elétricos de excitação.

8.2.1 Arranjo experimental.

Realiza-se a montagem do interferômetro mostrado na Figura 16 sobre o a mesa óptica de granito com isolamento sísmica. Como dito na seção 4.2, trata-se da configuração tradicional de Michelson, sendo a única diferença, a divisão do feixe *laser* de saída em dois ramos para fotodetecção. Apresenta-se, na Figura 64, o interferômetro em questão, sendo que em (a) tem-se a visão global, e, em (b) tem-se uma vista em detalhe de sua saída. Os materiais utilizados, e especificados pelos números de 1 a 8 na Figura 64, correspondem à:

1. *Laser* de Hélio Neônio (He-Ne) (JDSU-1135P, 10 mW) operando no comprimento de onda de $0,6328 \mu\text{m}$;
2. Lente expansora;
3. Divisor de feixes, neutro, com taxa de 50/50%;
4. Espelho de referência fixado a um dispositivo de ajuste angular tridimensional para alinhamento do interferômetro;
5. Atuador piezoelétrico flextensional PFX-2, fixado em um suporte de modo a não alterar os deslocamentos que a cerâmica transfere à estrutura flexível;
6. Divisor de feixes, neutro, com taxa de 50/50%;
7. Fotodetector (Thorlabs-PDA55);
8. Fotodetector (Thorlabs-PDA55).

Figura 64 - Interferômetro de quadratura na configuração de tradicional de Michelson. (a) Visão global. (b) Visão em detalhe do estágio de saída.

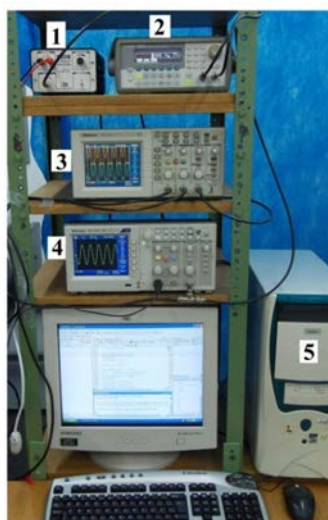


Fonte: Elaboração do próprio autor.

A instrumentação eletrônica utilizada nas próximas medições interferométricas é apresentada na Figura 65. A numeração de 1 a 5 refere-se a:

1. Amplificador linear de tensão (A. A. Lab Systems – A-301 HS);
2. Gerador de funções (Agilent – 33220A);
3. Osciloscópio digital (Tektronix - TDS2022);
4. Osciloscópio digital (Tektronix – TDS1002C-EDU);
5. Computador conectado ao osciloscópio e ao gerador de sinais através da porta USB-GPIB.

Figura 65 - Instrumentação utilizada.



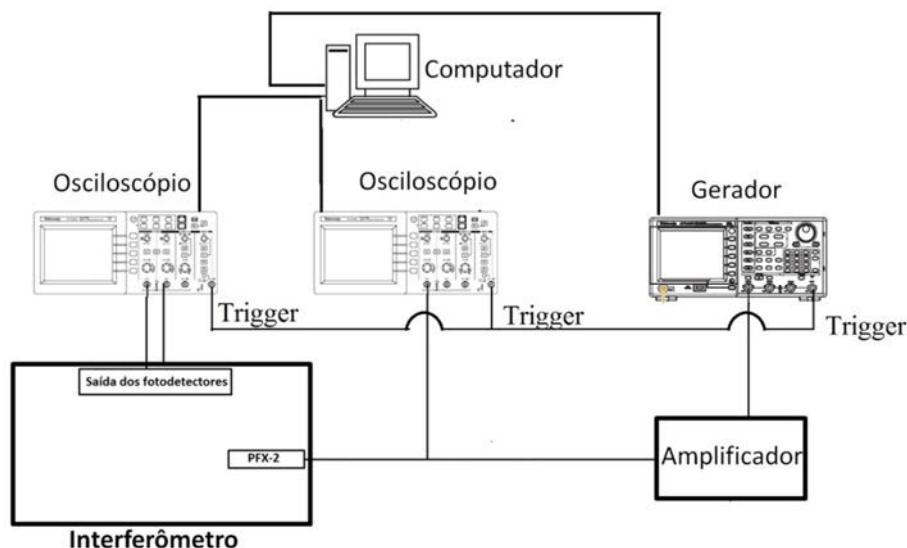
Fonte: Elaboração do próprio autor.

8.2.2 Montagem do arranjo experimental

O interferômetro e a instrumentação eletrônica são conectados entre si conforme o esquema da Figura 66.

A conexão da instrumentação ao interferômetro é semelhante a da Figura 46, entretanto, desta vez utilizou-se dois osciloscópios. Enquanto um deles realiza a aquisição dos sinais interferométricos de saída, o outro adquire o sinal de saída do amplificador. Para garantir que os sinais fossem adquiridos de maneira síncrona, utilizou-se como *trigger* externo dos osciloscópios o sinal de *trigger* fornecido pelo gerador de sinais. De resto, as conexões permanecem inalteradas.

Figura 66 - Conexão da instrumentação eletrônica ao interferômetro.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

8.2.3 Alinhamento do interferômetro de quadratura na configuração tradicional de Michelson

O procedimento de alinhamento deste interferômetro é exatamente igual à configuração de Michelson tradicional (uma vez que, em essência, trata-se do mesmo interferômetro) e, desta forma, os procedimentos básicos de alinhamento podem ser consultados nas referências (LEÃO, 2004; GALETI, 2012). Entretanto, conforme descrito na seção 4.2, os fotodetectores devem estar defasados espacialmente de $\frac{\pi}{2}$ rad nas figuras de

franjas de interferência.

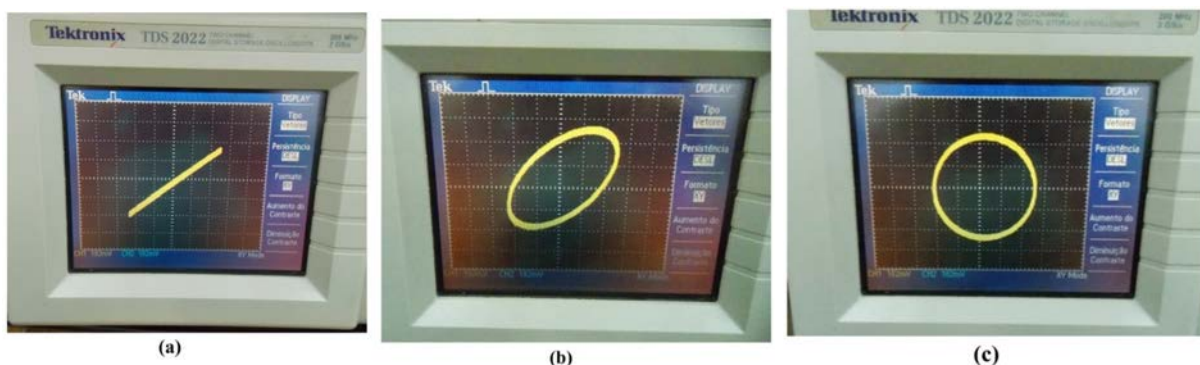
Sendo assim, deve realizar o seguinte procedimento:

- Primeiro: ajustar o osciloscópio (referente aos sinais interferométricos de saída) no modo XY;
- Segundo: Aplicar um sinal elétrico ao atuador e aumentar gradativamente a tensão até que a elipse da figura de Lissajous na tela do osciloscópio se feche ou alcance excursão máxima (para os casos em que a elipse não se fecha);
- Terceiro: Ajustam-se as posições dos fotodetectores nas figuras de franjas formadas, até se observar que os eixos da elipse estão alinhados com os eixos vertical e horizontal do osciloscópio. Quando isso ocorrer, significa que os sinais estão defasados entre si em 90° .

Apresentam-se, nas Figuras 67 (a), (b) e (c), as figuras de Lissajous visualizadas na tela do osciloscópio, para $\Delta\phi_{x_0} = N\pi$ rad, $\Delta\phi_{x_0} \neq \frac{N\pi}{2}$ rad e $\Delta\phi_{x_0} = \frac{(2N+1)\pi}{2}$, respectivamente, sendo $\Delta\phi_{x_0}$ a diferença de fase espacial entre os pontos de fotodeteção nas duas figuras de franjas de interferência.

Figura 67 - Figuras Lissajous visualizadas na tela do osciloscópio. (a) $\Delta\phi_{x_0} = N\pi$ rad. (b) $\Delta\phi_{x_0} \neq \frac{N\pi}{2}$ rad.

$$(c) \Delta\phi_{x_0} = \frac{(2N+1)\pi}{2}.$$



Fonte: Elaboração do próprio autor.

Na prática, como acontece em qualquer outro interferômetro de quadratura,

difícilmente se terá uma quadratura perfeita. Sendo assim, é necessário realizar um processamento digital de sinais para correção de quadratura. Os procedimentos executados no tratamento dos sinais interferométricos adquiridos são idênticos aos apresentados nas seções 8.1.4 e 8.1.5 e, desta forma, esses procedimentos não serão descritos novamente.

Com isso, nas próximas seções será novamente levantadas curvas de resposta do atuador PFX-2 perante sinais elétricos de excitação.

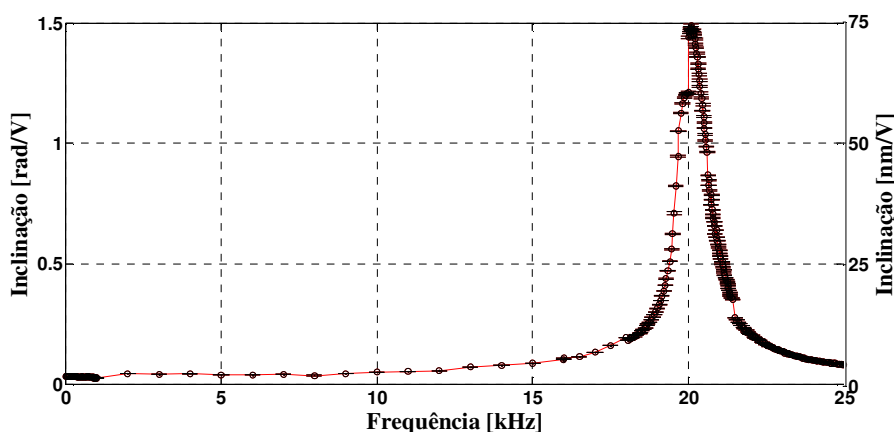
8.2.4 Resposta em frequência do PFX-2

Seguindo-se os mesmos procedimentos descritos na seção 8.1.6, levanta-se a resposta em frequência do PFX-2, na banda de 7 Hz a 25 kHz. Para cada frequência realiza-se 10 medições para o cálculo de média e desvio padrão do fator de calibração. Apresenta-se, na Figura 68, o gráfico de média e desvio padrão (sob a forma de barra de erros) da resposta em frequência para a banda analisada.

Conforme esperado, a frequência de ressonância ocorre em 20,09 kHz, e, com um fator de calibração de 1,49 rad/V, muito próximos dos valores obtidos na Figura 53. Entretanto, nas medições realizadas, não foram observadas as frequências de máximos (220 Hz, 400 Hz e 560 Hz) e nem de mínimos (250 Hz e 490 Hz) locais observadas na Figura 53. Nestas novas medições (Figura 68), essas frequências pertencem a uma região aproximadamente plana da banda analisada.

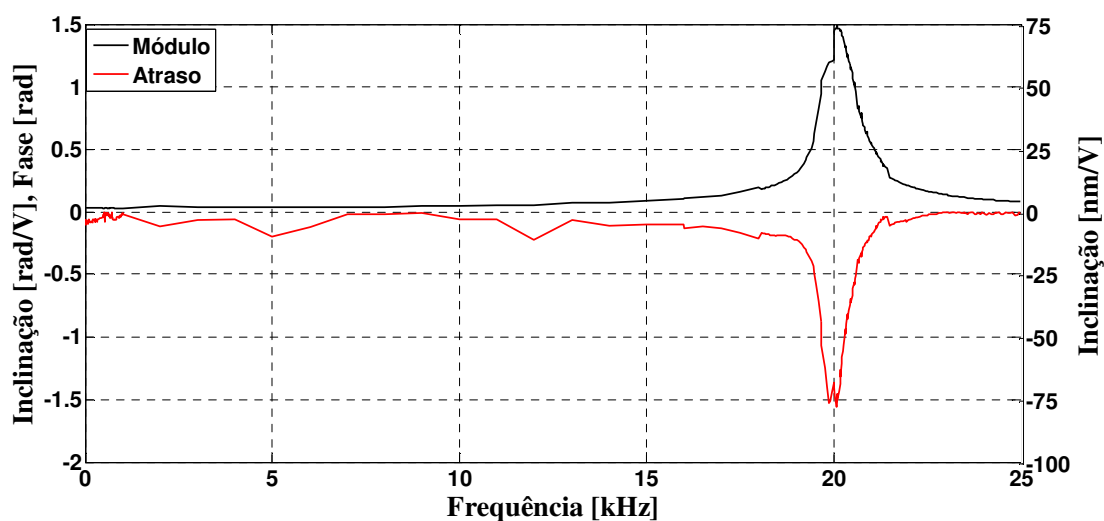
Na Figura 69 apresenta-se a resposta em frequência do atuador em termos de magnitude (valor médio) e atraso.

Figura 68 - Resposta em frequência do PFX-2.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

Figura 69 - Resposta em frequência do PFX-2 com a curva de fases incluída.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

Novamente, observa-se que o gráfico de atrasos acompanha o gráfico de módulo, sendo que, próximo a ressonância, existe uma tendência de ocorrer um atraso igual a $\frac{\pi}{2}$ rad entre o sinal de excitação e o movimento mecânico do atuador (NADER, 2002). Ao se comparar a Figura 69 com a Figura 55, observa-se que na região de ressonância os gráficos são coincidentes; exceção ocorre na região de baixas frequências (abaixo de 1 kHz) onde, nestas novas medições, não se observaram a presença de mínimos e máximos locais.

Na próxima seção, serão apresentados os gráficos de deslocamento versus tensão elétrica aplicada, para as mesmas frequências das medições apresentadas na seção 8.1.7.

8.2.5 Deslocamento do PFX-2 versus tensão elétrica aplicada

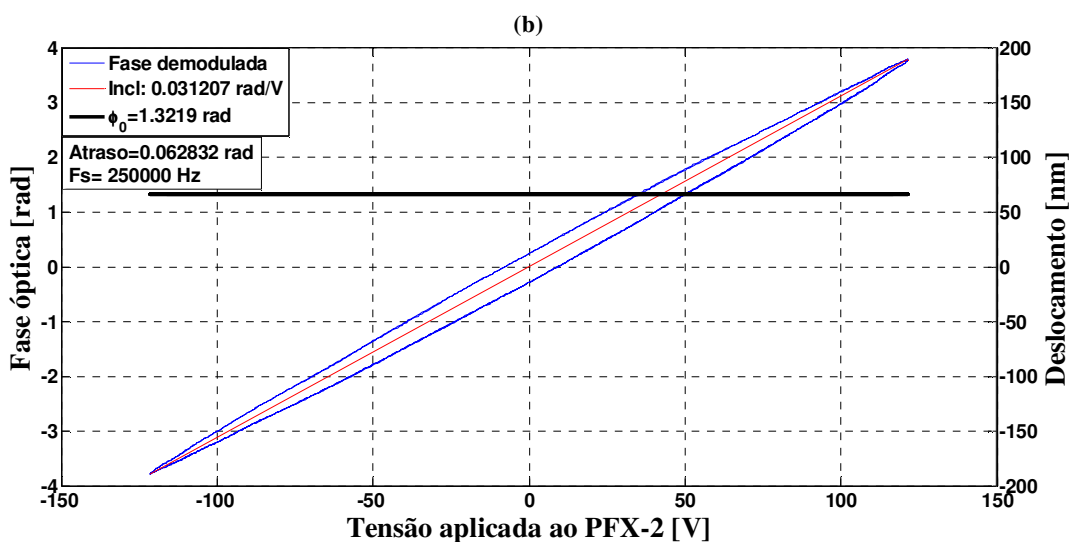
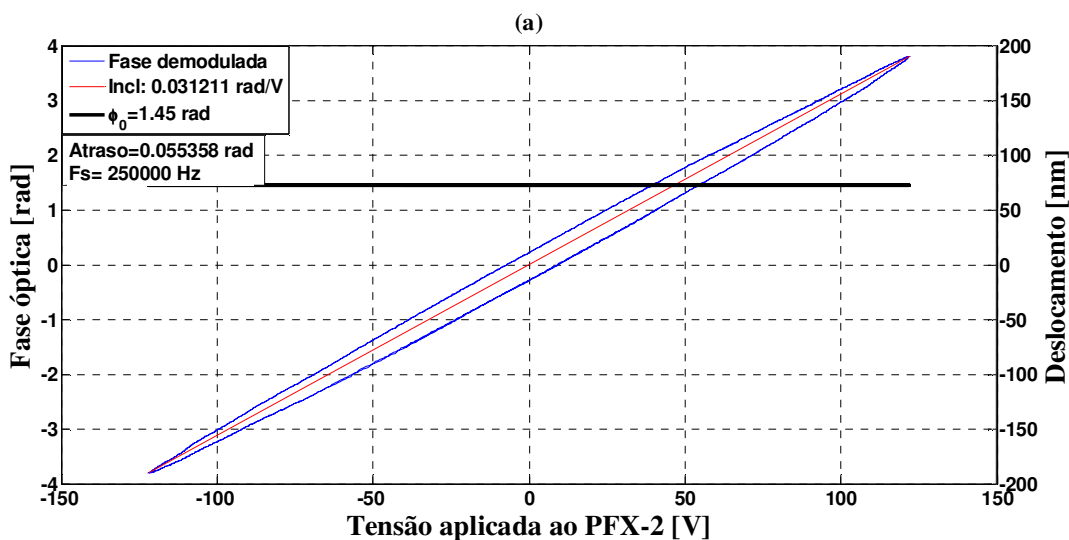
Nesta seção, para fins de comparação, serão apresentados os gráficos que se obtém ao se plotar a fase óptica demodulada (ou o deslocamento) versus a tensão elétrica aplicada, para as mesmas frequências da seção 8.1.7. Lembra-se, que, esses gráficos são obtidos ao se comparar, ponto a ponto, os sinais de fase óptica demodulada com as tensões elétricas aplicadas. Desta forma, os gráficos representam o comportamento real do atuador PFX-2 para um dado sinal de tensão elétrica aplicado.

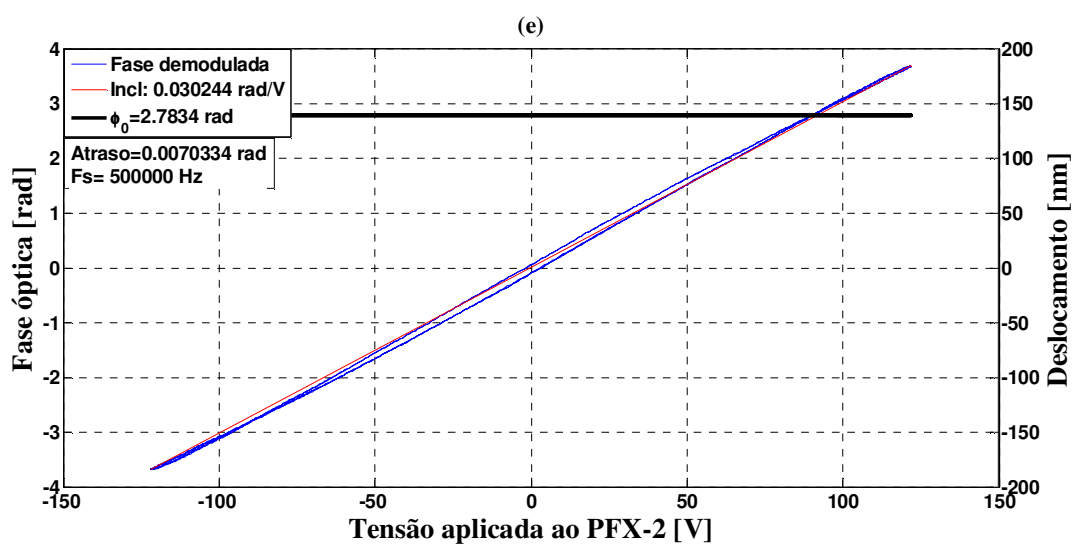
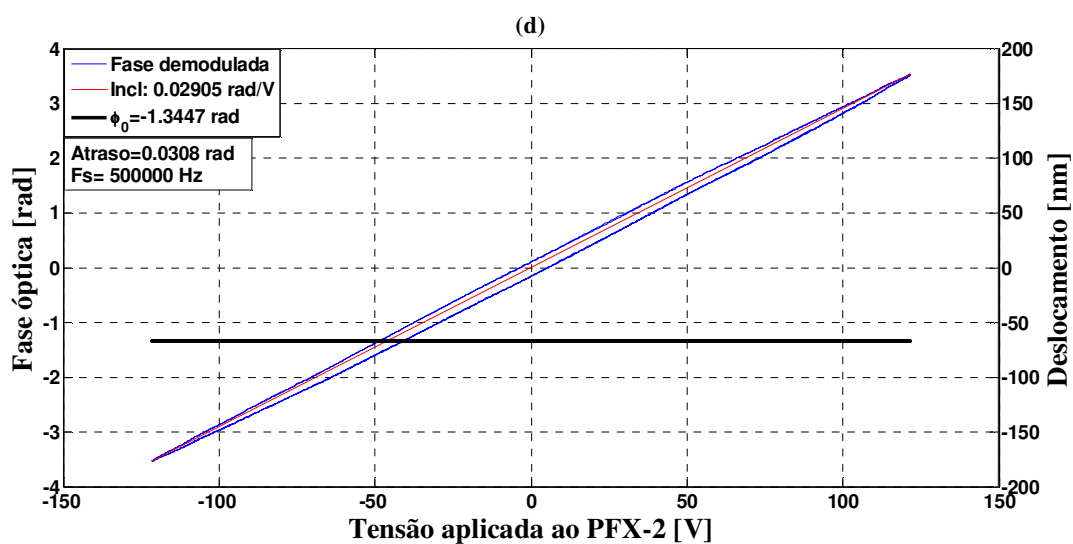
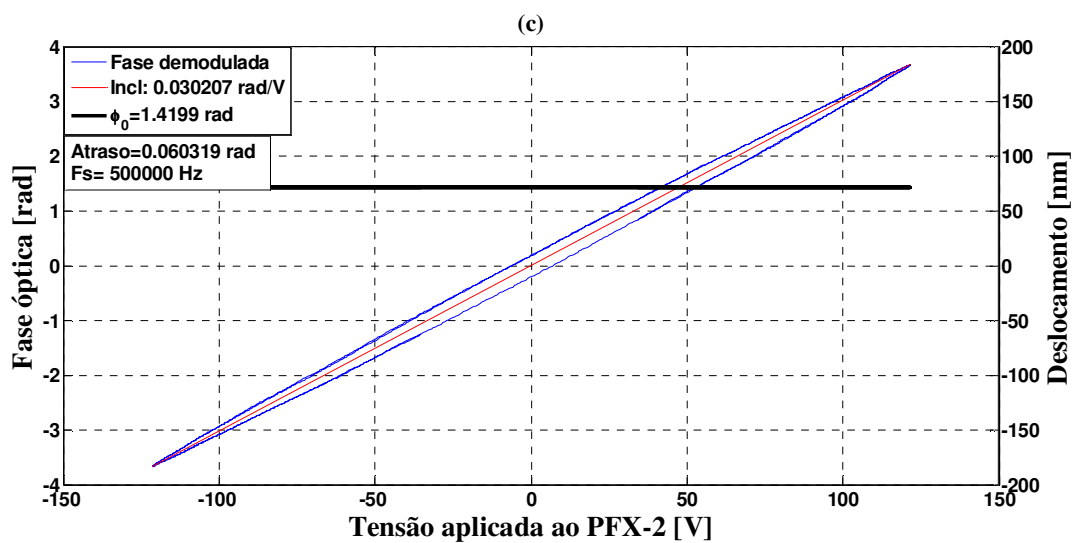
Sendo assim, seguindo a mesma ordem das frequências apresentadas na seção 8.1.7, apresentam-se na Figura 70 as curvas de deslocamento versus tensão elétrica aplicada nas

frequências de 220 Hz, 250 Hz, 400 Hz, 490 Hz e 560 Hz.

Ao contrário do que foi observado na Figura 58, verifica-se que os valores dos fatores de calibração permanecem aproximadamente constantes (região plana), em torno de 0,03 rad/V, e, que os atrasos são bem pequenos.

Figura 70 - Curvas de deslocamento versus tensão elétrica aplicada. (a) 220 Hz. (b) 250 Hz. (c) 400 Hz. (d) 490 Hz. (e) 560 Hz.





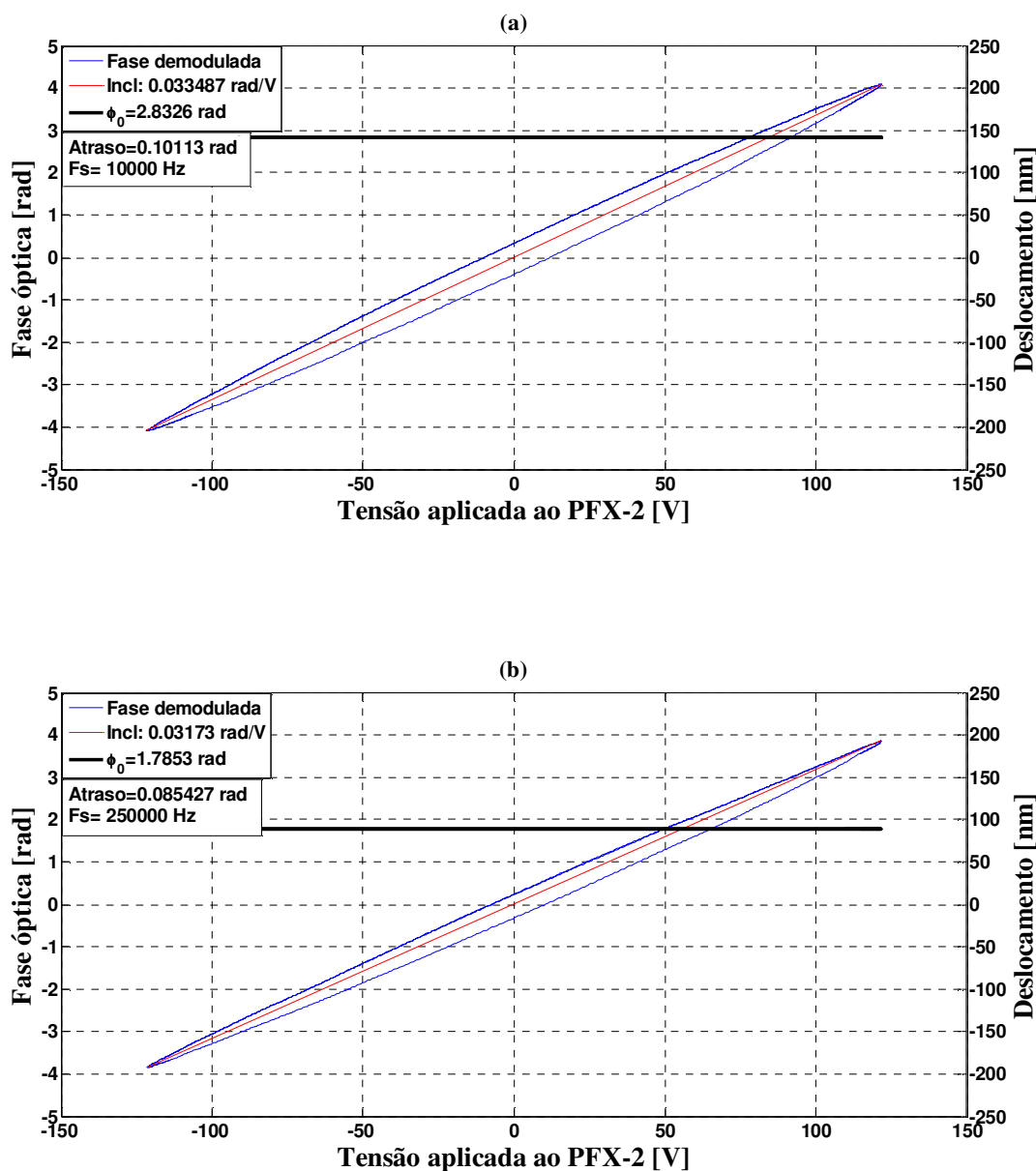
Fonte: Elaboração do próprio autor.

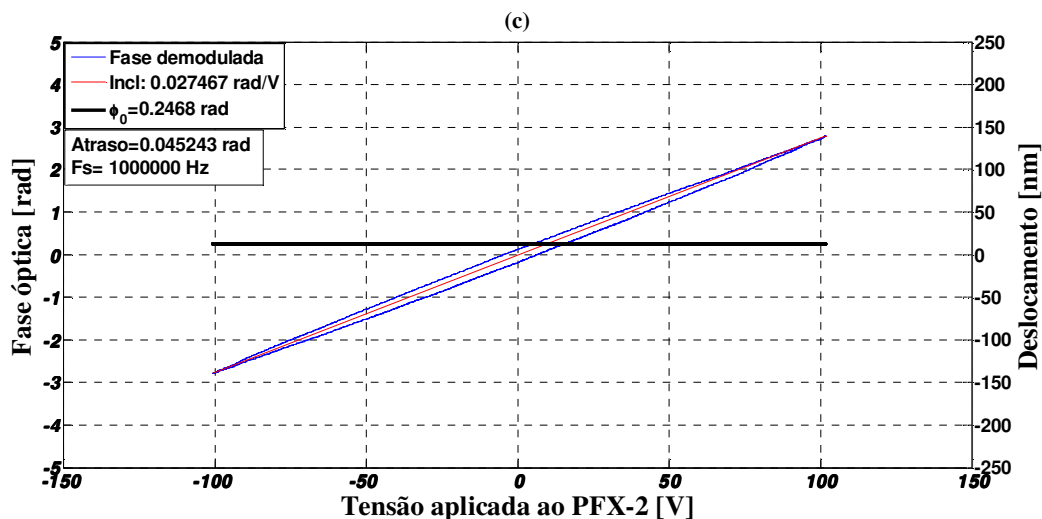
A seguir, apresentam-se na Figura 71 as curvas para as frequências de 7 Hz, 170 Hz e 900 Hz.

Novamente, observa-se que os valores dos fatores de calibração permanecem aproximadamente constantes (em torno de 0,03 rad/V) e que os atrasos dos deslocamentos continuam bem baixos.

Na Figura 72, apresentam-se as curvas para as frequências de 1 kHz e 12,5 kHz. Observa-se que os valores de fase e inclinação do PFX-2 estão em concordância com o gráfico de resposta em frequência (Figura 69).

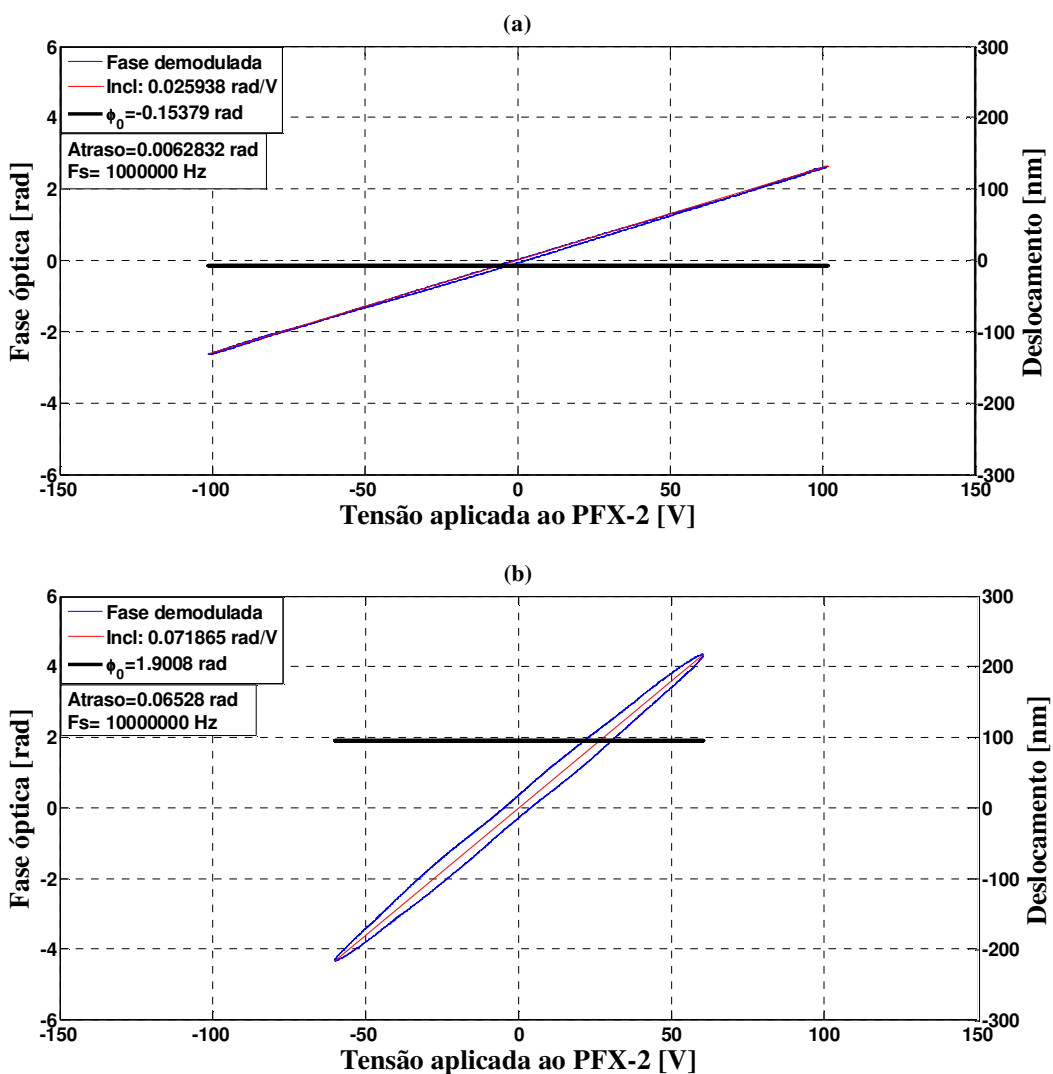
Figura 71 - Curvas de deslocamento versus tensão elétrica aplicada. (a) 7 Hz. (b) 170 Hz. (c) 900 Hz.





Fonte: Elaboração do próprio autor.

Figura 72 - Curvas de deslocamento versus tensão elétrica aplicada. (a) 1 kHz. (b) 12,5 kHz.

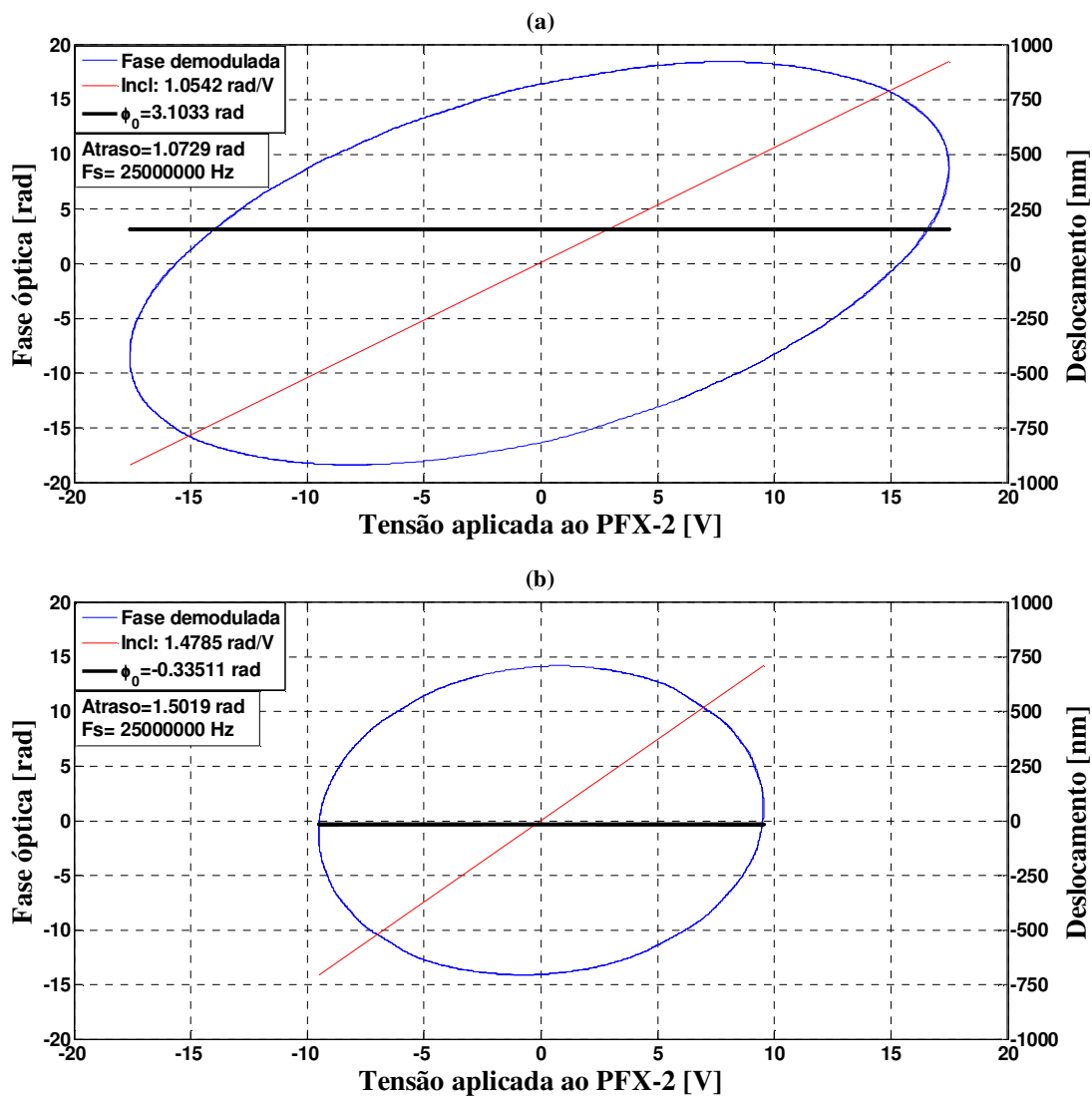


Fonte: Elaboração do próprio autor.

Agora, deseja-se verificar o comportamento do PFX-2 na região de ressonância. Sendo assim, na Figura 73, apresentam-se as medições em 19,670 kHz e 20,12 kHz.

Figura 73 - Curvas de deslocamento versus tensão elétrica aplicada na região de ressonância. (a) 19,670 kHz.

(b) 20,12 kHz.

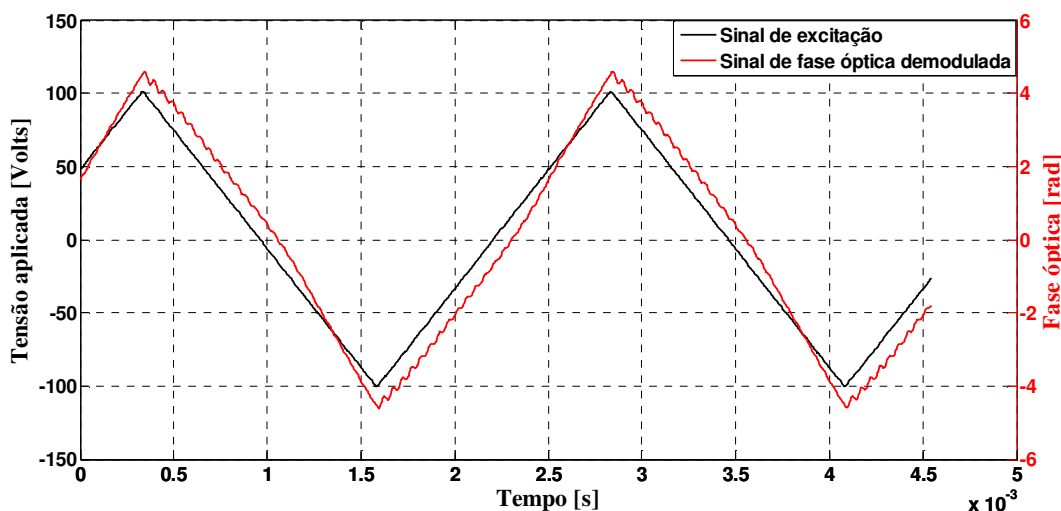


Fonte: Elaboração do próprio autor.

Como esperado, o fator de calibração e o atraso do deslocamento aumentam na região de ressonância, o que pode ser observado pelas elipses obtidas.

Por fim, analisa-se o comportamento do PFX-2 quando o mesmo é excitado por um sinal de múltiplas frequências, neste caso, por um sinal triangular em 400 Hz. Apresentam-se na Figura 74 o sinal de excitação e o sinal de fase óptica demodulada.

Figura 74 - Demodulação para um sinal de excitação triangular em 400 Hz.



Fonte: Elaboração do próprio autor.

Do mesmo modo que a Figura 63, o sinal de fase óptica demodulada da Figura 74 não coincide exatamente com o sinal de excitação, uma vez que a resposta em frequência do atuador não é plana e há diferentes valores de atrasos ao longo da banda. Nota-se que, nesta figura, a curva de fase óptica demodulada também apresentou cerca de 48 oscilações dentro de um ciclo do sinal de excitação (*tracking error*). Conforme dito anteriormente, a 48ª harmônica corresponde à frequência de 19,2 kHz que, por sua vez, é uma frequência próxima à região de ressonância do atuador. Desta forma, as Figuras 63 e 74 se apresentaram concordantes entre si.

Sendo assim, apresenta-se na Tabela 3 um comparativo entre os resultados obtidos nesta seção com os da seção 8.1.7. Pela observação da Tabela 3, em geral, conclui-se que os resultados obtidos pelos dois interferômetros diferem em alguns aspectos. Entretanto, acredita-se que essas diferenças não estão associadas ao método de demodulação ou ao arranjo interferométrico empregado mas, provavelmente, estão associadas a fixação do atuador PFX-2 ao suporte. No segundo experimento (do qual trata esta seção) o atuador foi fixado em um suporte diferente, o que pode ter exercido uma força maior sobre o atuador. Desta forma, o movimento mecânico do atuador deve ter sido restringido em parte, o que fez com os mínimos e máximos locais não ficassem aparente neste caso. Entretanto, enfatiza-se que a caracterização do PFX-2 não é o objetivo desta dissertação de Mestrado, mas que o levantamento de curvas de resposta do atuador perante sinais elétricos de excitação trata-se apenas de um meio para verificar as potencialidades dos interferômetros abordados, sendo um

deles inédito (ver seção 3.2.3), e também, de avaliar o novo algoritmo de *phase unwrapping* aplicável como método de demodulação de fase óptica desenvolvido no decorrer deste trabalho (ver Capítulo 6).

Tabela 3 – Comparação dos dados obtidos na seção 8.1.7 com os da seção 8.2.5.

FIGURA	f_s (Hz)	Fator de calibração (rad/V)	Atraso (rad)	FIGURA	f_s (Hz)	Fator de calibração (rad/V)	Atraso (rad)
58 (a)	220	0,0564	0,210	8.27(a)	220	0,031	0,055
58 (b)	250	0,0098	0,923	8.27(b)	250	0,031	0,0628
58(c)	400	0,047	0	8.27(c)	400	0,030	0,060
58 (d)	490	0,011	0,474	8.27(d)	490	0,029	0,031
58 (e)	560	0,071	0,675	8.27(e)	560	0,030	0,007
59 (a)	7	0,034	0,083	8.28(a)	7	0,033	0,101
59 (b)	170	0,031	0,051	8.28(b)	170	0,032	0,085
59(c)	900	0,046	0,034	8.28(c)	900	0,027	0,045
60 (a)	1000	0,046	0,056	8.29(a)	1000	0,026	0,006
60 (b)	12500	0,69	0,094	8.29(b)	12500	0,072	0,065
61 (a)	19670	0,858	0,949	8.30(a)	19670	1,054	1,073
61 (b)	20120	1,311	1,294	8.30(b)	20120	1,478	1,502

Fonte: Elaboração do próprio autor.

Por fim, afirma-se que o processo de demodulação ocorreu satisfatoriamente, uma vez que foram utilizados os mesmos parâmetros de aquisição da seção 8.1.7 e, conforme se ilustraram na Tabela 1, permitem a demodulação de sinais interferométricos com índices de modulação bem superiores aos utilizados nesta seção.

9 CONCLUSÕES

Neste trabalho, abordou-se a interferometria com dois sinais em quadratura. Na investigação teórica apresentou-se uma revisão bibliográfica sobre a interferometria em quadratura, os fundamentos básicos de interferometria, o problema de desvanecimento de sinal interferométrico e o processo de fotodetecção.

Abordaram-se os princípios gerais da interferometria homódina de quadratura e as complexidades inerentes. Apresentaram-se algumas configurações amplamente utilizadas de interferômetro de quadratura em óptica volumétrica. Entretanto, mostrou-se que são arquiteturas complexas, que se utilizam de uma quantidade excessiva de componentes ópticos, e, por consequência, são de custo elevado e de difícil alinhamento.

Neste contexto, desenvolveu-se uma nova arquitetura em óptica polarimétrica (Figura 11), baseada na configuração de Michelson tradicional, e que fornece dois sinais interferométricos de saída em quadratura de fase. Com emprego do cálculo de Jones, demonstrou-se matematicamente a possibilidade de se obter os sinais de saída em quadratura. Esta configuração mostrou-se ser mais simples, pois utiliza poucos componentes ópticos adicionais. Outra característica importante desta arquitetura é que a mesma é composta por componentes ópticos básicos, não necessitando de componentes como divisores de feixes polarizadores (*PBS*) e outros mais difíceis de encontrar comercialmente, como a lâmina retardadora de $1/8$ de comprimento de onda ($\lambda/8$). Sendo assim, esta configuração mostrou-se ser de fácil alinhamento e de baixo custo (com valor cerca de 17% inferior se comparado ao interferômetro de Mach-Zehnder em quadratura ilustrado na Figura 8), e, constitui uma contribuição inédita desta dissertação.

Discorreu-se, ainda, um ponto importante da interferometria homódina de quadratura, que é a posição em que se detectam os sinais interferométricos de saída sobre o padrão de franjas de interferência (ver Capítulo 4). Mostrou-se que é de suma importância a fotodetecção desses sinais em pontos, sobre as figuras de franjas de interferência, que possuem o mesmo valor de fase espacial estática ($\varphi(x_0)$) pois, caso se adquiram esses sinais em pontos com diferentes valores de $\varphi(x_0)$, ocorrem defasagens adicionais que afastam os sinais da condição de quadratura. Entretanto, argumentou-se na seção 4.2 que essa característica do interferômetro, que dificulta o processo de alinhamento do mesmo, pode ser aproveitada para se obter dois sinais interferométricos em quadratura através de um arranjo óptico muito simples. Em verdade, esse arranjo corresponde à configuração tradicional de

Michelson, com a saída dividida para a fotodetecção por dois fotodetectores alocados estrategicamente em pontos defasados de $\pi/2$ rad sobre suas respectivas franjas (ver Figura 16). Desta forma, consegue-se construir um interferômetro de quadratura sem a adição lâminas retardadoras de onda ou polarizadores, constituindo assim, um interferômetro de quadratura de baixíssimo custo.

No Capítulo 5 descreveu-se o processamento que deve ser feito nos sinais interferométricos de saída fotodetectados para que se consiga extrair a fase óptica interferométrica. Enfatizou-se que, na prática, os sinais de saída adquiridos apresentam alguns desvios da quadratura ideal, que são ocasionadas por diferenças de ganhos entre os canais do sistema de aquisição, não idealidades dos componentes ópticos e da fotodetecção em pontos das figuras de franjas de interferência com diferentes valores de $\varphi(x_0)$. Sendo assim, apresentou-se um algoritmo de uma consagrada referência (HEYDEMANN, 1981) que realiza a correção das não idealidades dos sinais interferométricos em quadratura. No mesmo Capítulo, também se abordou a demodulação de fase óptica interferométrica. Discutiu-se os métodos baseados no processo de *phase unwrapping*, que são algoritmos que efetuam uma escolha adequada do número inteiro m em (62), para que a forma de onda da fase óptica interferométrica reconstruída não exiba descontinuidades. Entretanto, na literatura consultada pelo autor, esses algoritmos fixam a condição inicial de m em zero. Desta forma, apesar de se reconstruir a forma de onda corretamente, em certas condições, não se pode inferir sobre o nível médio do sinal de fase óptica total.

Em aplicações onde se tem um sinal de modulação com valor médio nulo, o valor médio do sinal de fase óptica total, que corresponde ao valor de $\phi_0(t)$ no instante da aquisição (considerando que a aquisição seja rápida o suficiente para que $\phi_0(t)$ não varie significativamente), pode ser medido. Sendo assim, apresentou-se no Capítulo 6 um algoritmo computacional (Figura 24), também baseado em *phase unwrapping*, porém, capaz de se determinar o valor instantâneo de $\phi_0(t)$ na faixa de $-\pi$ à π rad da curva característica do interferômetro. Esta constitui outra contribuição original desta dissertação.

Como se observa nas simulações realizadas nas Figuras 29 e 34, o método é capaz de se determinar $\phi_0(t)$ mesmo na presença de ruído branco com SNR=25, onde se teve erros relativos absolutos inferiores a 0,1 rad.

Por meio das simulações, o algoritmo também se mostrou eficaz em se demodular o valor da fase óptica de interesse $\Delta\phi(t)$ diante de ruído, pois se apresentaram gráficos com

boa linearidade mesmo na presença de ruído branco com SNR=25.

O método também permite que se determine o atraso entre o sinal elétrico de excitação e o movimento mecânico produzido por um atuador piezoelétrico flexensional, tal como pode se observar nas simulações das Figuras 31 e 35.

Outra vantagem do método é permitir a detecção de sinais temporais de natureza arbitrária e com elevada profundidade de modulação, como o sinal de áudio da Figura 32. Até o presente, nenhum outro método desenvolvido no LOE da FEIS – UNESP exibe esta capacidade.

A investigação teórica foi importante para se conhecer as potencialidades e fragilidades do método. Como por exemplo, cita-se a dependência com a frequência de amostragem empregada no sistema de aquisição. Observou-se que a frequência de amostragem limita os valores de índice de modulação e frequência do sinal de fase óptica total, conforme (67) e (68).

Em seguida, procederam-se aos testes experimentais do novo interferômetro de quadratura proposto, do interferômetro na configuração tradicional de Michelson, explorando-se a distribuição espacial das franjas e o novo algoritmo de *phase unwrapping*, por meio de levantamentos de curvas de resposta do atuador piezoelétrico PFX-2 perante sinais elétricos de excitação.

Com o resultado mostrado na Figura 47, verificou-se que o interferômetro proposto realmente fornece dois sinais interferométricos de saída em quadratura, e, conforme previsto na parte teórica deste texto, os sinais necessitam de um processamento que corrige as não idealidades da quadratura. Sendo assim, empregou-se o algoritmo de correção que se mostrou bem eficaz, conforme se observou na sua aplicação experimental, na Figura 48. De modo semelhante, a técnica de posicionar dois fotodetectores em regiões defasadas espacialmente de $\frac{\pi}{2}$ rad nas figuras de franjas de interferência também se mostrou eficaz em se obter os sinais interferométricos em quadratura. Conforme se ilustrou na Figura 67, com essa técnica foi possível construir um interferômetro de quadratura de extrema simplicidade e custo, na configuração tradicional de Michelson.

O novo algoritmo de *phase unwrapping* aplicado como método de demodulação evidenciou sucesso em demodular a fase óptica interferométrica. Com sua aplicação foi possível traçar curvas de deslocamento versus tensão elétrica aplicada, e de resposta em frequência do PFX-2. Conseguiu-se, ainda, medir o retardo de fase do movimento mecânico do atuador, assim como, o valor de $\phi_0(t)$ no instante da aquisição. Através das curvas de

deslocamento versus tensão elétrica aplicada foi possível constatar o comportamento real do atuador para um dado sinal de tensão elétrica aplicada. Em especial, enfatiza-se o grande atraso existente entre o deslocamento mecânico produzido pelo atuador e a tensão elétrica aplicada nas regiões próximas a ressonância. Tal fato ficou bem evidente nos ciclos de histerese obtidos nessas medições (Figuras 61 e 73).

Verificou-se, com o auxílio da Tabela 3, que os resultados obtidos diferem entre si em alguns aspectos (magnitude e atraso) quando são usados os dois interferômetros propostos (seções 8.1 e 8.2). Todavia, como dito anteriormente, acredita-se que essas diferenças não estão associadas ao método de demodulação ou ao arranjo interferométrico empregado, mas sim, à diferença dos deslocamentos produzidos pelo atuador nas duas arquiteturas interferométricas. Provavelmente, no segundo caso (seção 8.2), o suporte no qual o atuador fora fixado exerceu uma força maior sobre o atuador, o que pode ter restringido em parte o movimento mecânico do mesmo. Isso fez com que os mínimos e máximos locais não ficassem aparentes neste caso. Isso pode ser resolvido empregando um suporte que dê mais grau de liberdade aos movimentos do atuador.

Observou-se que o método de demodulação por si só não possui limite em sua faixa dinâmica, entretanto, o seu desempenho é diretamente afetado por limitações da instrumentação eletrônica utilizada. Fatores como frequência de amostragem do sistema de aquisição e largura de banda da instrumentação eletrônica limitam a faixa dinâmica do método. Conforme se apresentou na Tabela 1, as frequências de amostragem utilizadas não prejudicaram o desempenho do método, uma vez que os índices de modulação envolvidos estavam bem abaixo dos valores máximos que as frequências de amostragem admitiam. Neste contexto, com o auxílio da Tabela 2, afirma-se que poderiam ter sido utilizadas frequências de amostragens menores nos experimentos realizados, o que reduziria ainda mais o custo computacional envolvido.

Contudo, observou-se que a limitada largura de banda do fotodetector (com chave seletora de ganho na posição 3) ocasionou pequenos erros no processo de demodulação, conforme se observa na Figura 60. Sendo assim, melhores resultados podem ser obtidos ao se expandir a largura de banda do fotodetector, que pode ser conseguido pela troca do mesmo, ou então, empregado um *laser* de potência maior (quando o fotodetector pode ser usado na posição 1 ou 2, de menor ganho e maior banda).

Uma característica importante deste método é que não há a necessidade de se filtrar os sinais interferométricos de saída para demodular a fase óptica interferométrica. Tal fato foi investigado teoricamente, na Figura 33, e, verificado experimentalmente, na Figura 49. Isto

facilita a demodulação, uma vez que os projetos de filtros para sinais de elevado conteúdo espectral (como em casos de alta profundidade de modulação) são mais complicados. Somando esta característica à potencialidade que o método apresenta em se demodular sinais não periódicos (Figuras 32 e 36), deduz-se que o mesmo apresenta grande aplicabilidade em situações em que se deseja conhecer o conteúdo espectral de um determinado sinal de modulação.

Sendo assim, sugere-se para trabalhos futuros, que se aplique o algoritmo de *phase unwrapping* desenvolvido neste trabalho como método de demodulação de sinais interferométricos de saída de sensores eletro-ópticos de tensões elevadas, dando sequência aos trabalhos iniciados por (LIMA, 2013; PEREIRA, 2013).

Sugere-se ainda utilizar uma câmera CCD como fotodetector na saída do interferômetro de Michelson tradicional e, através de processamento digital de sinais, determinar os *pixels* que correspondem a dois sinais interferométricos em quadratura de fase. Desta forma, torna-se possível obter um interferômetro de quadratura operando com uma única franja de interferência, o que torna o arranjo físico ainda mais simples.

Por fim, como o método de *phase unwrapping* exige que os sinais interferométricos de saída estejam com a quadratura corrigida, sugere-se ainda que se investigue o desempenho do algoritmo de correção empregado nos casos em que a figura de Lissajous não se fecha, e, que se determinem procedimentos que melhorem a aplicabilidade do algoritmo de correção. Desta forma, será possível a caracterização de atuadores que não produzam deslocamento mecânicos grandes o suficiente para que o índice de modulação exceda π rad.

REFERÊNCIAS

- BAHIA, R. C. **Otimização topológica aplicada ao projeto de mecanismos flexíveis**. 2005. 174 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia) – Faculdade de Engenharia, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2005.
- BALLATO, A. Piezoelectricity: old effect, new thrusts. **IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control**, New York, v. 42, n. 5, p. 916-926, 1995.
- BARBOSA, F. A. A. **Método de detecção interferométrica de fase, com baixa profundidade de modulação, aplicado à medição de deslocamentos nanométricos em atuadores e minimanipuladores piezoelétricos**. 2009. 158 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) – Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2009.
- BOBROFF, N. Recent advances in displacement measuring interferometry. **Measurement Science and Technology**, Bristol, v. 4, n. 9, p. 907-926, 1993.
- BORN, M.; WOLF, E. **Principles of optics**. 7. ed. New York: Cambridge University, 1999. p. 952.
- BOYLESTAD, R.; NASHELSKY, L. **Dispositivos eletrônicos e teoria de circuitos**. 6. ed. Rio de Janeiro: LTC, 1999. p. 649.
- CARBONARI, R. C. **Projeto de atuadores piezoelétricos flexionais usando o método da otimização topológica**. 2003. 168 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia) - Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2003.
- CARLSON, A. B.; CRILLY, P. B.; RUTLEDGE, J. C. **Communication systems**. 4. ed. Singapore: McGraw-Hill, 2002. p. 864.
- CHOUDHURY, P. R. **MEMS and MOEMS technology and applications**. Washington: SPIE, 2000. p.525.
- DANDRIDGE, A.; TVETEN, A. B.; GIALLORENZI, T. G. Homodyne demodulation scheme for fiber optic sensors using phase generated carrier. **IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques**, New York, v. MTT-30, n. 10, p. 1635-1641, 1982.
- DOBOSZ, M.; USUDA, T.; KUROSAWA, T. Methods for the calibration of vibration pick-ups by laser interferometry: I. Theoretical analysis. **Measurement Science and Technology**, Bristol, v. 9, n. 2, p. 232-239, 1998.
- DOGAN, A.; UCHINO, K.; NEWNHAM, R. E. Composite piezoelectric transducer with truncated conical endcaps cymbals. **IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control**, New York, v. 44, n. 3, p. 597-605, 1997.
- DRAPER, N. R.; SMITH, H. **Applied regression analysis**. New York: John Wiley & Sons, 1981. p. 709.

FRANCO, S. **Design with operational amplifiers and analog integrate circuits**. 3. ed. New York: McGraw-Hill, 2002. p. 658.

FRITSCH, K.; ADAMOVSKY, G. Simple circuit for feedback stabilization of a single mode optical fiber interferometer. **Review of Scientific Instruments**, Rochester, v. 52, n. 7, p. 996-1000, 1981.

GALETI, J. H. **Medição interferométrica de fase óptica através do método de segmentação do sinal amostrado**. 2012. 148 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) - Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2012.

GALETI, J. H.; HIGUTI, R. T.; KITANO, C.; NADER, G.; SILVA, E. C. N. **Interferometria óptica homódina aplicada a medições de deslocamentos nanométricos de atuadores piezoelétricos flexionais**. Águas de Lindóia: Campinas, 2011. p. 63-66. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.5540/DINCON.2011.001.1.0017>> Acesso: 11 out. 2012.

GOLLWITZER, A.; HAUGG, S.; FISCHERAUER, G. An auto-focusing approach for a dynamic quadrature interferometer. In: **SENSOR TEST CONFERENCES**, 1., 2009, Wunstorf. **Anais...** Wunstorf: AMA, 2009. Disponível em: <<http://www.ama-science.org/home/details/127>>. Acesso em: 12 set. 2013.

GREAVES, T. J.; CURZON, F. L. Simple method of measuring vibration amplitudes at better than nanometer sensitivity. **Review of Scientific Instruments**, Bristol, v. 59, n. 12, p. 2626-2628, 1988.

HARIHARAN, P. **Basis of interferometry**. 2. ed. London: Academic, 2007. p. 226.

HECHT, E. **Optics**. 4. ed. San Francisco: Addison Wesley, 2002. p. 698.

HEYDEMANN, P. L. M. Determination and correction of quadrature fringe measurement errors in interferometers. **Applied Optics**, New York, v. 20, n. 19, p. 3382-3384, 1981.

HUSSAIN, B.; AHMED, M.; HUSSAIN, G.; SALEEM, M.; NAWAZ, M. Analog processing based vibration measurement technique using Michelson interferometer. **Photonic Sensors**. New York. v. 3, n. 3, p. 137-143, 2013a

HUSSAIN, B.; MUHAMMAD, T.; REHAN, M.; AMAN, H.; ASLAM, M.; IKRAM, M. RAJA, M. Y. A. Fast processing of optical fringe movement in displacement sensors without using an ADC. **Photonic Sensors**, New York, v. 3, n. 3, p. 241-245, 2013b

JACKSON, D. A.; PRIEST, R.; DANDRIDGE, A.; TVETEN, A. B. Elimination of drift in a single-mode optical fiber interferometer using a piezoelectrically stretched coiled fiber. **Applied Optics**, New York, v. 19, n. 17, p. 2926-2929, 1980.

JONES, R. C. A new calculus for the treatment of optical systems: I. Description and discussion of the calculus. **Journal of the Optical Society of America**, Washington, v. 31, n. 7, p. 488-493, 1941.

LE LETTY, R.; CLAEYSSSEN, F.; BARILLOT, F.; LHERMET, N. Amplified piezoelectric actuators for aerospace applications. In: THE AMAS WORKSHOP ON SMART

MATERIALS AND STRUCTURES – SMART, 3., 2003, Jadwisin. **Proceedings ...** Jadwisin: New York, 2003. p. 51-62.

LEÃO, J. V. F. **Interferometria óptica aplicada à medição de amplitudes de vibração manométricas em piezoatuadores flexensionais**. 2004. 157 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) – Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2004.

LIMA, R. A. **Sensor eletro-óptico de tensões elevadas e sua viabilidade para implementação de TP óptico**. 2013. 111 f. Dissertação (Mestrado em engenharia elétrica) – Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2013.

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

MENEZES, J. P. C. **Análise teórica e experimental de um método interferométrico de detecção de fase óptica auto-consistente e com elevada faixa dinâmica, aplicado à caracterização de atuadores piezoelétricos flexensionais**. 2009. 146 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) - Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2009.

MIEZRICH, R.; VILKOMERSON, D.; ETZOLD, K. Ultrasonics waves: their interferometric measurement and display. **Applied Optics**, New York, v. 15, n. 6, p. 1499-1505, 1976.

NACHMAN, P. Mach-Zehnder interferometer as an instructional tool. **American Journal of Physics**, New York, v. 63, n. 1, p. 39-43, 1995.

NADER, G. **Desenvolvimento de técnicas de caracterização de transdutores piezelétricos**. 2002. 160 f. Tese (Doutorado em Engenharia) - Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2002.

NASCIMENTO, A. R. Z. **Estudo e caracterização de circuitos de transimpedância aplicados a sensores ópticos**. 2004. 178 f. Dissertação (Mestrado)- Escola Politécnica, Universidade Tecnológica Federal do Paraná, 2004.

NEWNHAM, R. E.; DOGAN, A.; XU, Q. C.; ONITSUKA, K.; TRESSLER, J.; YOSHIKAWA, S. Flexensional moonie actuators. In: IEEE ULTRASONIC SYMPOSIUM, 32., 1993, Baltimore. **Proceedings ...** Baltimore: IEEE, 1993. p. 509-513.

NIEZRECKI, C.; BREI, D.; BALAKRISHNAN, S.; MOSKALIK, A. Piezoelectric actuation: state of the art. **The Shock and Vibration Digest**, Washington, v. 22, n. 4, p. 269-280, 2001.

OLSSON, A.; TANG, C. L. Dynamic interferometry techniques for optical path length measurements. **Applied Optics**, New York, v. 20, n. 20, p. 3503-3507, 1981.

OPPENHEIM, A. V.; SCHAFER, R. W.; BUCK, J. R. **Discrete-time signal processing**. 2. ed. New Jersey: Prentice Hall, 1999, p. 870.

- PEREIRA, F. C. **Demodulação de sinais interferométricos de saída de sensor eletro-óptico de tensões elevada utilizando processador digital de sinais**. 2013. 125 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) – Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2013.
- RIPPER, G. P. **Padronização primária em metrologia de vibrações**. 2005. 219 f. Tese (Doutorado em Ciências em Engenharia Mecânica)- Escola Politécnica, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, 2005.
- ROUKES, M. Nanoelectromechanical systems face of future. **Physics World**, Bristol, v. 14, n. 2, p.8-10, 2001.
- ROYER, D.; DIEULESANT, E., MARTIN, Y. Improved version of a polarized beam heterodyne interferometer. In: IEEE ULTRASONICS SYMPOSIUM, 24., 1985, San Francisco. **Proceedings...** San Francisco: IEEE, 1985. p. 432-435.
- SAKAMOTO, J. M. S. **Sensor em fibra óptica aplicado à caracterização de atuadores piezoelétricos flexensionais**. 2006. 154 f. Dissertação (Mestrado em engenharia elétrica) – Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2006.
- SHEEM, S. K.; GIALLORENZI, T. G.; KOO, K. Optical techniques to solve signal fading problem in fiber interferometers. **Applied Optics**, New York, v. 21, n. 4, p. 689-693, 1982.
- SILVA, E. C. N. ; NADER, G.; SHIRAHIGE, A. B.; ADAMOWSKI, J. C. Characterization of novel flexensional actuators designed by using topology optimization method. **Journal of Intelligent Material Systems and Structures**, Lancaster, v. 14, n. 4/5, p. 297-308, 2003.
- SILVA, E. C. N.; KIKUCHI, N. Design of piezoelectric transducers using topology optimization. **Smart Materials and Structures**, New York, v. 8, n. 3, p. 350-364, 1999.
- SILVA, E. C. N.; NISHIWAKI, S.; KIKUCHI, N. Topology optimization design of flexensional actuators. **IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control**, Piscataway, v. 47, n. 3, p. 657-671, 2000.
- SIZGORIC, S.; GUNDJIAN, A. A. An optical homodyne technique for measurement of amplitude and phase of subangstrom ultrasonic vibration. **Proceedings of the IEEE**, New York, v. 57, p. 1313-1314, 1969.
- SUDARSHANAM, V. S. Linear measurement of static phase change in optical homodyne interferometers: an analysis. **Optics Letters**, New York, v. 17, n. 9, p 682-684, 1992.
- SUN, Q.; BRUNS, T.; TÄUBNER, A.; YANG, L.; LIU, A.; ZUO, A. Modifications of the sine-approximation method for primary vibration calibration by heterodyne interferometry. **Metrologia**, Bristol, v. 46, n. 6, p. 646-654, 2009.
- TAKIY, A.E. **Análise teórica e experimental de uma nova técnica de processamento de sinais interferométricos baseada na modulação triangular da fase óptica**. 2010. 148 f. Dissertação (Mestrado em engenharia elétrica) – Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2010.

TRIBOLET, J. M. A new phase unwrapping algorithm. **IEEE Transactions on Acoustics, Speech, and Signal Processing**, New York, v. 25, n. 2, p. 170-177, 1977.

UCHINO, K. Recent trend of piezoelectric actuator developments. In: IEEE INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON MICROMECHATRONICS AND HUMAN SCIENCE, 10., 1999, Nagoya. **Proceedings...** Nagoya: IEEE, 1999. p. 3-9.

USUDA, DOBOSZ, M.; T; KUROSAWA, T. Evaluation method for frequency characteristics of linear actuators in the sub- μm stroke range using a modified Michelson-type interferometer. **Nanotechnology**, Bristol, v. 9, n. 2, p. 77-84, 1998.

VELDMAN, C. S. A novel implementation of an ISO standard method for primary vibration calibration by laser interferometry. **Metrologia**, Bristol, v. 40, n. 2, p. 1-8, 2003.

VELDMAN, C. S. ISO 16063: A comprehensive set of vibration and shock calibration standards. In: IMEKO WORLD CONGRESS, 18., 2006, Rio de Janeiro. **Congress...** Rio de Janeiro: Rio de Janeiro, 2006. p. 1-5.

VILKOMERSON, D. Measuring pulsed picometer-displacement vibrations by optical interferometry. **Applied Physics Letters**, New York, v. 29, n. 3, p. 183-185, 1976.

WEIR, K.; BOYLE, W. J. O.; MEGGITT, B. T.; PALMER, A. W.; GRATTAN, K. T. V. A novel adaptation of the Michelson interferometer for the measurement of vibration. **Journal of Lightwave Technology**, New York, v. 10, n. 5, p. 700-703, 1992.

WIERZBA, P; KOSMOWSKI, B. B. Accuracy improvement of bulk optical polarization interferometric sensors. **Optica Applicata**, Wroclaw, v. 35, n. 1, p. 171-185, 2005.

WU, C. M.; SU, C. S.; PENG, G. S. Correction of nonlinearity in one-frequency optical interferometry. **Measurement Science and Technology**, Bristol, v. 7, n. 4, p. 520-524, 1996.

WU, C. M.; SU, C. S.; PENG, G. S.; HUANG, Y. J. Polarimetric, nonlinearity-free, homodyne interferometer for vibration measurement. **Metrologia**, Bristol, v. 33, n. 6, p. 533-537, 1996.

XU, Q. C.; DOGAN, A.; TRESSLER, A.; YOSHIKAWA, S.; NEWNHAM, R. E. Ceramicmetal composite actuator. In: IEEE ULTRASONIC SYMPOSIUM, 30., 1991, Orlando. **Proceedings...** Orlando: IEEE, 1991. p. 923-928.

YARIV, A.; YEH, P. **Optical waves in crystals: propagation and control of laser radiation**. New York: John Wiley & Sons, 1984. p. 608.

ZHEN, S.; CHEN, B.; YUAN, L.; LI, M.; LIANG, J.; YU, B. A novel interferometric vibration measurement sensor with quadrature detection based on 1/8 wave plate. **Optics & Laser Technology**, Londres, v. 42, n. 2, p. 362-365, 2010.