



UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
“JÚLIO DE MESQUITA FILHO”
FACULDADE DE ENGENHARIA DE ILHA SOLTEIRA – FEIS

José Henrique Galeti

**Medição Interferométrica de Fase Óptica através
do Método de Segmentação do Sinal Amostrado**

ILHA SOLTEIRA- SP
AGOSTO/2012



UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
“JÚLIO DE MESQUITA FILHO”
FACULDADE DE ENGENHARIA DE ILHA SOLTEIRA – FEIS

Departamento de Engenharia Elétrica

José Henrique Galeti

**Medição Interferométrica de Fase Óptica através
do Método de Segmentação do Sinal Amostrado**

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

Prof. Dr. Cláudio Kitano
Orientador

ILHA SOLTEIRA- SP
AGOSTO/2012

Agradecimentos

Agradeço a Deus, em seu melhor exemplo, Jesus Cristo, pelas transformações diárias que faz na minha vida e da minha família.

Ao professor Dr. Cláudio Kitano, que, como grande incentivador deste mestrado, orienta-me dedicadamente. Em especial, pela suas características de firmeza e consistência de caráter associada a sinceridade, tem sido como um espelho, permitindo a reflexão, um dos fundamentos da ciência.

Ao professor Dr. Ricardo Tokio, pelo apoio e sugestões, além dos empréstimos de equipamentos.

Aos amigos Aline, Andryos, Fernando, Filipe, Paula, Silvio, Vander e ao Weriton que, além de providenciar a cafeína necessária para experimentos realizados no período noturno, ajudaram-me em todas as situações.

Aos técnicos Everaldo L. Moraes e Valdemir Chaves, que auxiliaram no laboratório, viabilizando os experimentos.

RESUMO

A interferometria óptica é uma técnica amplamente reconhecida por sua sensibilidade extremamente elevada para a medição de diversas grandezas físicas. Em particular, quando aplicada à medição de deslocamentos mecânicos, permite a detecção de movimentos micrométricos e manométricos em sólidos. Nesta dissertação, emprega-se um interferômetro de Michelson homódino para caracterizar atuadores piezoelétricos flexensionais e manipuladores piezoelétricos multi-atuados. Este trabalho se insere na linha de pesquisas desenvolvidas no laboratório de Optoeletrônica da FEIS-UNESP, dedicadas à concepção de novas técnicas de detecção interferométrica de fase óptica. Dentre as diversas famílias de métodos publicados na literatura, os métodos de demodulação baseados na análise do espectro do sinal fotodetectado têm recebido especial atenção na FEIS. Embora eficientes, estes métodos apresentam resolução limitada, não são capazes de caracterizar atuadores não-lineares e operam somente com formas de onda senoidais. Propõe-se, nesta dissertação, um método de detecção de fase óptica denominado de “Método de Segmentação do Sinal Amostrado”, o qual é implementado no domínio do tempo. Este método, viabilizado pelos importantes recursos das técnicas de processamento digital de sinais, foi potencializado pela automatização das medições. Comparado aos procedimentos aplicados a experimentos anteriores na FEIS, cada medição equivale a 2500 medições no sistema antigo, permitindo o levantamento da curva de linearidade de um atuador com uma única medição. Além dessa, o método apresenta outras vantagens: é homódino, opera em malha-aberta, é imune ao desvanecimento do sinal, tem excelente resolução, ampla faixa dinâmica, opera com dispositivos não-lineares, detecta sinais com formas de onda arbitrárias, permite medir magnitude e fase do deslocamento mecânico e é pouco sensível aos ruídos eletrônicos e de quantização. Embora a ênfase principal da dissertação seja a apresentação, aplicação e discussão do novo método de detecção de fase, informações relevantes sobre o desempenho de novos modelos de atuadores piezoelétricos, projetados pelo método de otimização topológica, são obtidas.

Palavras-chaves: Interferometria óptica. Medição de deslocamentos manométricos. Detecção de fase. Interferômetro de Michelson.

ABSTRACT

Optical interferometry is widely known as a high sensitive technique for measurements of several physical variables. In particular, when applied to the measurement of mechanical displacements, interferometry allows detection of micrometric and nanometric movements in solids. In this dissertation a homodyne Michelson interferometer aimed for the characterization of piezoelectric flextensional actuators and multi-actuated manipulation devices. This work presents the researches conducted in the Optoelectronics Laboratory at FEIS-UNESP, for the development of new techniques for optical phase demodulation by using interferometry. Among the several families of phase shift demodulation methods available in literature, the spectrum analysis based methods have been widely studied at FEIS. Despite their good performance, these methods have problems with limited resolution and do not operate with non-sinusoidal signals. This dissertation proposes a new detection scheme, named “Sampled Piece-Wise Signal Method”, which is implemented in the time-domain. This method is made possible by digital signal processing techniques, and it is enhanced by an automated acquisition system. When compared with other methods previously tested at FEIS, the new method allows the determination of an actuator linearity curve with just one measurement, compared to 2500 measurements in the former systems. Other advantages of the method are: it is homodyne, open loop, immune to fading, the excellent resolution, the high dynamic range, the ability to work with non-linear devices, with arbitrary waveforms, for measuring both magnitude and phase displacements, and lower sensitivity to noise. All though the dissertation emphasizes the proposal, application and discussion of the new method, important results are also obtained for the novel models of piezoelectric flextensional actuators and multi-actuated manipulators.

Key-words: Optical interferometry. Nanometric displacement measurements. Optical phase detection. Michelson interferometry.

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 - Atuadores piezoelétricos flexensionais clássicos. (a) moonies. (b) cymbals. (LEÃO, 2004).....	23
Figura 2.2 - Processo de otimização topológica passo-a passo (NADER, 2002): (a)determinação do domínio inicial, (b) domínio discretizado em elementos finitos, (c) otimização topológica, (d) interpretação, (e) verificação e (f) manufatura.....	24
Figura 2.3 - Resultados da otimização topológica. (a) Atuador f1a1025. (b) Atuador f2b0830. (SILVA et al., 2003).....	26
Figura 2.4 - Atuadores piezoelétricos com Piezocerâmicas de 5 mm de espessura. (a) Atuador f1a1025. (b) Atuador f2b0830.(SILVA et al., 2003).....	27
Figura 2.5 - Manipulador piezoelétrico multi-atuado (a) posicionador XY (b) mini garra	28
Figura 2.6 - Atuador piezoelétrico flexensional de movimento unidirecional – EE1... ..	29
Figura 2.7 - Atuador piezoelétrico flexensional de movimento bidirecional - C1.....	30
Figura 3.1 - Representação do interferômetro de Young para duas fontes de luz..	31
Figura 3.2 - Desenho esquemático do interferômetro de Michelson e vista em detalhe que se assemelha ao experimento de Young.....	35
Figura 3.3 - Simulação dos três tipos de franjas que um interferômetro de Michelson pode produzir: a) franjas circulares: $a = 0 \mu\text{m}$ e $\Delta z = 0,5 \mu\text{m}$, b) franjas intermediárias: $a = 30 \mu\text{m}$ e $\Delta z = 50 \mu\text{m}$ c) franjas retas e paralelas: $a = 30 \mu\text{m}$ e $\Delta z = 0 \text{ m}$	38
Figura 4.1 - Curva de transferência da variação de fase para a intensidade óptica $I(t)/I_0$ (LEÃO,2004).....	40
Figura 4.2 - Sinais interferométricos simulados. A linha, cujo sinal possui intensidade máxima unitária, representa o sinal de excitação enquanto que a linha cujo sinal possui intensidade menor representa o sinal recuperado. Em (a) $\phi_0 = \pi/2$ (b) $\phi_0 = \pi$ (BARBOSA, 2009).....	43
Figura 4.3 - Sinais interferométricos somados a uma perturbação ambiental de 200 Hz. a) Com frequência de excitação de 5 kHz e período de aquisição de 0,2 ms. b) Com frequência de excitação de 500 Hz e período de aquisição de 2 ms (LEÃO,2004).....	44
Figura 4.4 - Funções de Bessel de primeira espécie e ordem n.....	46
Figura 4.5 - Espectros de magnitudes do sinal detectado. a) Para o caso $\cos(\phi_0) = \sin(\phi_0) = \sqrt{2}/2$; b) Para o caso $\cos(\phi_0) = 0$ e $\sin(\phi_0) = 1$..	47

Figura 4.6 - Processo de detecção de fase óptica utilizando o método de baixa profundidade de modulação.....	55
Figura 4.7 - Representação simulada da reentrância produzida pela aplicação de uma tensão de excitação que gera um deslocamento de fase $\phi(t) > \pi/2$ rad.....	56
Figura 4.8 - Quadro comparativo entre os métodos espectrais de demodulação de fase óptica.	59
Figura 4.9 - Valores de x' calculados pelo método de Pernick e reta $x' = 2x$	61
Figura 4.10 - Valores de x' calculados pelo método de BPM e reta $x' = 2x$	62
Figura 4.11 - Valores de x' calculados pelo método de BPM e reta $x' = 2x$	63
Figura 5.1 - Caso onde $x \simeq \pi$ rad e $\phi_0 = \epsilon$. a) $v \times \Delta \Psi$, b) $v \times t$, c) $\Delta \Psi \times t$	67
Figura 5.2 - Caso onde $x \simeq \pi$ rad e $\phi_0 = \pi/4$ rad a) $v \times \Delta \Psi$, b) $v \times t$, c) $\Delta \Psi \times t$	69
Figura 5.3 - Caso onde $x \simeq 3\pi/2 - \epsilon$ rad e $\phi_0 = \pi/2$ rad a) $v \times \Delta \Psi$, b) $v \times t$, c) $\Delta \Psi \times t$	70
Figura 5.4 - Caso onde $x \simeq \pi - \epsilon$ rad e $\phi_0 = \pi - \epsilon$ rad a) $v \times \Delta \Psi$, b) $v \times t$, c) $\Delta \Psi \times t$	71
Figura 5.5 - Tabela comparativa das declividades dos segmentos.....	72
Figura 5.6 - Caso onde $x = 3\pi/4$ rad e $\phi_0 = -\pi/2$ rad a) $v \times \Delta \Psi$, b) $v \times t$, c) $\Delta \Psi \times t$	75
Figura 5.7 - Recuperação do trecho AB de $\Delta \Psi(t)$. a) $v_n \times \Delta \Psi$, b) $v_n \times t$, c) $\Delta \Psi \times t$	76
Figura 5.8 - Recuperação do trecho BC de $\Delta \Psi(t)$. a) $v_n \times \Delta \Psi$, b) $v_n \times t$, c) $\Delta \Psi \times t$	78
Figura 5.9 - Recuperação do trecho CD de $\Delta \Psi(t)$. a) $v_n \times \Delta \Psi$, b) $v_n \times t$, c) $\Delta \Psi \times t$	79
Figura 5.10 - Caso onde $x = 3\pi/4$ rad e $\phi_0 = \pi/2$ do trecho CD de $\Delta \Psi(t)$. a) $v_n \times \Delta \Psi$, b) $v_n \times t$, c) $\Delta \Psi \times t$	82
Figura 5.11 - Sinais simulados de entrada e saída do interferômetro.....	84
Figura 5.12 - Sinal amostrado e normalizado $v_n(t)$, Sinal de entrada $\phi(t) = V_e(t)$, Sinal recuperado $\Delta \Psi_r(t)$	85
Figura 5.13 - Exemplo de sinais para aplicação do método de demodulação.....	87
Figura 5.14 - Exemplo de sinais para aplicação do método de demodulação e sinal	

demodulado.....	90
Figura 5.15 - Sinal de entrada e de saída com índice de modulação de 100 rad.....	95
Figura 5.16 - Relação entre $\phi_r(t)$ e $V_e(t)$ para o caso sem ruído.....	96
Figura 5.17 - Erro e_r , calculado com sinal senoidal de entrada com índice de modulação 100 rad -sem ruído de entrada e $\phi_0=\pi/5$ rad.	97
Figura 5.18 - Sinal de entrada e de saída com índice de modulação máximo 100 rad, em detalhe.....	98
Figura 5.19 - Erro e_r , calculado com sinal senoidal, índice de modulação 0,505 π rad e sem ruído de entrada com $\phi_0=\pi/2$ rad.	99
Figura 5.20 - Erro e_r , calculado com sinal senoidal de entrada com índice máximo de modulação 100 rad – com ruído (SNR=25).....	100
Figura 5.21 - Erro e_r , calculado com sinal senoidal de entrada com índice máximo de modulação 1,9 rad – com ruído (SNR=25).....	101
Figura 5.22 - Entrada do APF $V_e(t)$ normalizada, entrada do interferômetro $\phi(t)$ e saída fotodetectada normalizada $v_n(t)$	103
Figura 5.23 - Relação entre tensão aplicada ao APF $V_e(t)$ e deslocamento mecânico $\phi(t)$	104
Figura 5.24 - Simulação de um APF não linear, $\phi_0=1,25$ com ruído (SNR=25)....	105
Figura 5.25 - Simulação de um APF não linear- análise do erro com ruído (SNR=25).	106
Figura 6.1 - Configuração experimental utilizada para medição de deslocamento do APF.....	108
Figura 6.2 - Fotos da montagem interferométrica e seus detalhes numerados.....	109
Figura 6.3 - Franja de interferência após última colagem do espelho no APF.....	112
Figura 6.4 - Gráfico do módulo da admitância do APF EE1 em função da frequência.....	116
Figura 6.5 - Gráfico da fase da admitância do APF EE1 em função da frequência.	116
Figura 6.6 - Detalhe, em baixa frequência, do gráfico da fase da admitância do APF EE1 em função da frequência.....	117
Figura 6.7 - Sinal medido e sinal simulado com ruído de 4%.....	118
Figura 6.8 - Linearidade do APF EE1, frequência de entrada de 700 Hz.	120
Figura 6.9 - Linearidade do APF EE1 nas frequências de entrada 700 Hz e 670 Hz	

.....	121
Figura 6.10 - Linearidade do APF EE1 nas frequências de entrada 280 Hz , 300 Hz e 400 Hz.....	122
Figura 6.11 - Linearidade do APF EE1 nas frequências de entrada 273 Hz , 303 Hz e 313 Hz.....	122
Figura 6.12 - Resposta em frequência do APF EE1.....	124
Figura 6.13 - Resposta em frequência do APF EE1, com espectro de magnitude e fase.....	125
Figura 6.14 - Resposta em frequência do APF EE1, com magnitude e fase. Lados A e B.....	126
Figura 6.15 - Entrada triangular do APF EE1 a 480 Hz.....	128
Figura 6.16 - Relação entrada e saída demodulada APF EE1 com sinal triangular a 480 Hz.....	129
Figura 6.17 - Curva de linearidade do manipulador C1-Direto, em 170 e 1230 Hz	130
Figura 6.18 - Curva de linearidade do manipulador C1 em 2910 e 2870 Hz – movimento direto.....	131
Figura 6.19 - Resposta em frequência do manipulador C1 – movimento direto.....	132
Figura 6.20 - Sinal fotodetectado para a frequência de 2910Hz.....	133
Figura 6.21 - Sinal fotodetectado com menor ganho e maior resposta em frequência.	134
Figura 6.22 - Curva de linearidade para índice de modulação até 200 rad- C1-Direto.	135
Figura 6.23 - Curva de linearidade para frequências de 1050 e 1249 Hz – C1-Indireto.....	136
Figura 6.24 - Resposta em frequência do manipulador – C1 movimento indireto...137	
Figura 6.25 - Curva de linearidade para sinal de entrada senoidal a 230 Hz– C1-Direto.....	139
Figura 6.26 - Detalhe da curva de linearidade para sinal de entrada senoidal a 230 Hz– C1-Direto.....	139

LISTA DE ABREVIATURAS

ANSYS	Software computacional de elementos finitos
APF	Atuador piezoelétrico flexensional usado no experimento
APF's	Atuadores piezoelétricos flexensionais
BaTiO ₃	Titanato de bário
BPM	Método da Baixa Profundidade de Modulação
BS	Espelho semi-refletor - Divisor de feixes neutro
He-Ne	Hélio-Neônio
J1..J4	Método J1..J4 de análise harmônica para detecção do índice de modulação
J1..J6(pos)	Método J1..J6(pos) de análise harmônica para detecção do índice de modulação
J1..J6(neg)	Método J1..J6(neg) de análise harmônica para detecção do índice de modulação
J1/J3	Método J1/J3 de análise harmônica para detecção do índice de modulação
LiNbO ₃	Niobato de lítio
MEF	Método dos elementos finitos
PbTiO ₂	Titanato de chumbo
PM	Modulação de fase (phase modulation)
PZT	Titanato-zirconato de chumbo
TEM	Onda eletromagnética transversal
bd	Programa desenvolvido para demodular o sinal interferométrico
BC	Programa desenvolvido para controlar a instrumentação do interferômetro
USB	Interface serial universal
GPIB	Interface paralela de propósito geral

LISTA DE SÍMBOLOS

A	Constante de proporcionalidade que relaciona a tensão elétrica detectada e a intensidade óptica de saída do interferômetro
β	Plano de projeção das franjas
χ	Diferença entre as multiplicações dos módulos de r e k
d_n	Distâncias das fontes até a projeção no experimento de Young respectivamente para $n=1$ e 2
$\Delta I(t)$	Variação da intensidade óptica
Δl	Deslocamento do atuador piezoelétrico
Δl_0	Variação da diferença entre os braços do interferômetro
$\Delta l_e(t)$	Deslocamento equivalente do atuador piezoelétrico medido em radianos
$\Delta \lambda$	Variação do comprimento de onda da radiação da fonte óptica
$\Delta \varphi_0$	Variação da diferença de fase quase-estática nos braços do interferômetro
Δn	Variação do índice de refração
$\Delta \Psi$	Variação total da fase nos braços do interferômetro
$\Delta \Psi_r(t)$	Variação total da fase nos braços do interferômetro, recuperada pelo método proposto
Δu	Função objetivo, no projeto do APF
$\Delta v(t)$	Tensão alternada no fotodetector
$\Delta \omega$	Variação da frequência do laser
ΔZ	Diferença entre os braços do interferômetro
e_r	Erro entre o sinal de entrada do interferômetro e o sinal recuperado.
$\vec{e}_n$	Campo elétrico instantâneo para $n=t; 1$ e 2
$\vec{E}_n$	Campo elétrico do laser para $n=0, 1$ e 2
I_0	Intensidade óptica do laser
$I(t)$	Intensidade óptica ou irradiância
J_n	Funções de Bessel de primeira espécie e ordem n
$\vec{k}, \vec{k}_n$	Vetor de onda para $n=1$ e 2
l	Diferença de comprimento entre os braços do interferômetro
n	Índice de refração
λ	Comprimento de onda da radiação da fonte óptica
ω, ω_n	Frequência angular da luz para $n=1$ e 2
ω_s	Frequência angular do sinal de modulação
φ_0	Diferença de fase estática entre os braços do interferômetro
$\varphi(t)$	Sinal aplicado ao interferômetro (variação de fase)
$\varphi_r(t)$	Parte variável da fase nos braços do interferômetro, recuperada pelo método proposto.
$\Psi_r(t)$	Fase nos braços do interferômetro, recuperada pelo método proposto.
$\vec{r}, \vec{r}_n$	Vetor propagação da onda eletromagnética para $n=1$ e 2
S_n	Fontes de luz no experimento de Young para $n=1$ e 2
V	Visibilidade do sinal interferométrico
v_{max}	Tensão máxima obtida na saída do fotodetector

$v(t)$	Tensão de saída do fotodetector
$v_i(t)$	Tensão de entrada aplicada ao atuador piezoelétrico
$v_n(t)$	Tensão de saída do fotodetector normalizada
v_n	Harmônicas do sinal de saída do interferômetro para $n=1,2,3,\dots$
$V_e(t)$	Tensão de entrada aplicada ao atuador piezoelétrico equivalente a variação de fase do interferômetro
x	Índice de modulação
ζ, ζ_n	Fase inicial do interferômetro para $n=1$ e 2
t	Tempo

SUMÁRIO

Capítulo 1	Introdução.....	14
1.1	Interferometria Óptica.....	14
1.2	Técnicas de Demodulação de Fase Óptica.....	15
1.3	Objetivo do Trabalho.....	18
1.4	Organização do Texto.....	19
Capítulo 2	Atuadores Piezoelétricos	21
2.1	Piezoelasticidade.....	21
2.2	Atuadores Piezoelétricos Flexionais.....	22
2.3	Projeto de Atuador Piezoelétrico com Otimização Topológica	24
2.4	Manipuladores Piezoelétricos Multi-Atuados.....	27
2.5	Atuadores Piezoelétricos Utilizados neste Trabalho.....	28
Capítulo 3	Interferômetros de Dois Feixes.....	31
3.1	Experimento de Young.....	31
3.1.1	Visibilidade de Franjas.....	34
3.2	Interferômetro de Michelson.....	35
3.3	Franjas interferométricas.....	38
Capítulo 4	Métodos de Detecção Interferométrica.....	40
4.1	Desvanecimento do sinal Interferométrico.....	42
4.2	Métodos Espectrais	45
4.2.1	Método J1/J3.....	48
4.2.2	Método J1..J4.....	49
4.2.3	Método J1..J6.....	51
4.2.3.1	Método J1..J6 (pos).....	51
4.2.3.2	Método J1..J6 (neg).....	52
4.2.4	Método de Pernick Chaveado.....	52
4.3	Método de Baixa Profundidade de Modulação.....	54
4.6	Avaliação Qualitativa do Ruído.....	59
Capítulo 5		64
5.1	Introdução ao método.....	66
5.2	Descrição do Método.....	72
5.3	Exemplo de Aplicação.....	83

5.4	Expansão da Faixa Dinâmica.....	86
5.5	Automatização das Medições Interferométricas.....	91
5.5.1	Bloco Demodulador.....	92
5.6	Simulações Executadas.....	94
Capítulo 6	Resultados Experimentais.....	108
6.1	Arranjo experimental.....	108
6.1.1	Montagem do Aparato Experimental.....	111
6.1.2	Alinhamento e ajuste dos feixes de laser.....	112
6.1.3	Bloco de Automatização da Instrumentação Eletrônica.....	114
6.2	Medições com o APF EE1.....	115
6.2.1	Medições com o Analisador de Impedâncias.....	115
6.2.2	Nível de Ruído nos Sinais Amostrados.....	117
6.2.3	Medições de Linearidade do APF EE1.....	119
6.2.4	Curva de Resposta em Frequência do EE1.....	123
6.2.5	Detecção de Sinais Triangulares	127
6.3	Medições com o Manipulador Piezoelétrico C1-Direto.....	129
6.4	Medições com o Manipulador C1-Indireto.....	136
6.5	Medições de MDPS.....	138
Capítulo 7	Considerações Finais.....	141
7.1	Conclusões.....	142
7.2	Sugestão para trabalhos futuros.....	144
REFERÊNCIAS		145

Capítulo 1

Introdução

Dadas as necessidades que surgem a partir das aplicações da engenharia de precisão, têm-se desenvolvido estruturas com deslocamento mecânico da ordem de nanômetros (ROUKES, 2001). Atendendo a esta necessidade de movimentos nanométricos, surgem os atuadores e manipuladores acionados por cerâmicas piezoelétricas, como as de PZT, que convertem energia elétrica em mecânica (UCHINO, 1999). A Interferometria laser constitui uma técnica consagrada de medições nanométricas e é utilizada na caracterização de atuadores piezoelétricos.

1.1 Interferometria Óptica

O laser, inventado por volta de 1960, é uma fonte de elevada coerência temporal e espacial, além de ser monocromática, direcional e de elevado brilho (SVELTO, 1982). Nos últimos 50 anos, com o desenvolvimento dos lasers, cresceu o interesse e as aplicações em interferometria.

O princípio da interferometria é medir a variação da radiação proporcionada pela superposição de dois feixes ópticos. Esta radiação possui características que dependem das intensidades, polarizações, frequências e fases dos feixes que geram a interferência. No caso da interferometria de dois feixes, quando um deles é tomado como referência, é possível determinar as características do outro através da análise da intensidade de radiação gerada pela sua superposição. Os interferômetros Mach-Zehnder e Michelson são configurações consagradas muito utilizadas quando se opera com óptica volumétrica, isto é, quando os dois feixes ópticos, que geram a interferência, propagam-se no espaço livre (HARIHARAM, 2003; HECHT 1987; BORN; WOLF, 1980).

Os interferômetros podem operar com uma única frequência de luz, chamados homódinos, ou com mais frequências, chamados heteródinos. Também podem operar em malha fechada ou malha aberta (sem realimentação).

O interferômetro como sensor é extremamente sensível a pequenas variações de grandezas físicas, das mais variadas naturezas, e, através de medições realizadas no infravermelho (10 THz), pode-se mensurar facilmente um grau de desvio na fase da luz, variação esta que pode ser demodulada eletronicamente sem grandes dificuldades.

Dada a extrema sensibilidade, a interferometria possibilita medir e avaliar grandezas da dimensão de um átomo. Esta sensibilidade traz a dificuldade da separação das grandezas mensuradas das perturbações do ambiente, principalmente as vibrações mecânicas e as variações de temperatura.

Esta pesquisa se insere na linha de estudos da detecção interferométrica de deslocamentos micrométricos e nanométricos em atuadores piezoelétricos desenvolvida na FEIS/UNESP, em colaboração com o Grupo de Sensores e Atuadores da Escola Politécnica da USP.

1.2 Técnicas de Demodulação de Fase Óptica

A literatura apresenta uma grande diversidade de métodos de demodulação de sinais interferométricos, dentre elas, algumas tratam especificamente de técnicas aplicadas a interferômetros homódinos em malha aberta. Estas técnicas em geral são divididas em análise temporal e espectral.

Nesta dissertação, será dada ênfase ao interferômetro homódino de Michelson em malha aberta, o qual é mais adequado para proceder às medições dos deslocamentos nanométricos gerados pelos atuadores piezoelétricos. Esta pesquisa dá continuidade à linha de trabalho desenvolvido na FEIS-Unesp para investigar novas técnicas de detecção de fase óptica e aplicá-las na caracterização de atuadores e manipuladores piezoelétricos (LEÃO, 2004; MARÇAL, 2008; MARÇAL

et al., 2007; MENEZES, 2009; BARBOSA, 2009; TAKIY, 2010), bem como a sensores ópticos em geral (MARTINS, 2006; MENEZES; HIGUTI; KITANO, 2008).

Conforme será discutido em detalhes nos próximos capítulos, quando um interferômetro é usado como equipamento para medir microvibrações, seu sinal elétrico de saída é proporcional á (DEFERRARI; DARBY; ANDREWS, 1967):

$$I(t) = \frac{I_0}{2} \cdot [1 + V \cos(\varphi(t) + \varphi_0)] \quad (1.1)$$

onde $I(t)$ é a intensidade óptica de saída do sistema, I_0 é a intensidade óptica do laser, $\varphi(t)$ é a variação de fase relativa entre os braços do interferômetro, φ_0 é a diferença de fase estática V é a visibilidade das franjas de interferência.

A fase estática, φ_0 , decorre do fato dos dois braços do interferômetro apresentarem diferentes comprimentos na ausência de sinais, enquanto que a diferença de fase instantânea, $\varphi(t)$, se deve à variação de fase óptica que contém informações sobre a grandeza física que se deseja mensurar.

Com isso, o problema da interferometria óptica consiste, essencialmente, em se medir $I(t)$ eletronicamente, e então, se calcular $\varphi(t)$. Contudo, isto requer uma demodulação não-trivial, pois a intensidade óptica de saída do interferômetro, $I(t)$, é uma função não-linear da entrada, $\varphi(t)$.

Outra dificuldade é que a fase estática φ_0 deveria permanecer constante, porém, devido a perturbações externas ambientais, o valor dessa fase sofre derivas aleatórias ocasionando a variação da amplitude do sinal detectado, o que prejudica o processo de demodulação do sinal. Este fenômeno, denominado desvanecimento, se deve principalmente porque a interferometria é extremamente sensível e não porque é ineficiente.

Por esses motivos, sempre houve grande interesse no desenvolvimento de técnicas de processamento dos sinais de saída do interferômetro. Dentre as diversas técnicas existentes na literatura, optou-se, neste trabalho, por propor uma nova técnica de detecção de fase óptica baseada na análise temporal do sinal de

saída (1.1), em comparação com os métodos de análise espectral, as quais vêm sendo priorizadas nos últimos trabalhos na FEIS (LEÃO, 2004; MARÇAL, 2008; MARÇAL et al., 2007; MENEZES, 2009; BARBOSA, 2009; TAKIY, 2010). Se for interessante para o leitor, uma revisão bibliográfica detalhada a respeito das diversas técnicas de demodulação de fase óptica utilizando interferômetros, incluindo-se os métodos de análise do espectro, pode ser encontrada em (MARÇAL, 2008).

Resumidamente, cita-se que os estudos dos métodos de detecção de fase óptica utilizando a análise espectral se iniciaram antes da disponibilidade comercial do laser, na década de 1960. Um dos primeiros trabalhos publicados neste assunto data de 1945, quando Smith propôs o método J0-nulo, para mensurar deslocamentos entre 104,5 nm e 1,33 μm (SMITH, 1945).

Em 1961 Schmidt et al. propuseram o método de J1-max, aplicado à interferometria óptica, para calibrar vibrômetros que operavam na faixa de deslocamentos entre 72 e 4400 Å. Ainda na década de 60, vários outros métodos foram propostos, e, em 1967, Deferrari, Darby e Andrews, compararam os métodos J1-max, J0-nulo, J1/J2 e J1/J3 aplicados à medição interferométrica de deslocamentos na faixa de 0,1 a 6000 Å. Estes métodos foram amplamente utilizados por outros autores, em interferômetros volumétricos e em fibra óptica, nas mais diferentes aplicações. Contudo, necessitavam de procedimentos prévios de calibração do sistema e ajustes iniciais do interferômetro.

Em 1989, Sudarshanam e Srinivasan propuseram uma nova técnica denominada J1..J4, capaz de executar a medição linear da fase óptica e que era imune à deriva térmica, porém com faixa dinâmica de demodulação de fase limitada (SUDARSHANAM; SRINIVASAN, 1989). E, em 1993, foi proposto, por Sudarshanam e Claus, o método J1..J6, com o propósito de ampliar a faixa dinâmica do processo de detecção de fase óptica (SUDARSHANAM; CLAUS, 1993).

Em geral, métodos de demodulação espectral não conseguem distinguir entre a fase induzida pelo sinal, $\varphi(t)$, e a deriva aleatória de φ_0 , a menos que o sinal e a deriva estejam em diferentes bandas de frequências. Além disso, os métodos de

decomposição espectral usados para medir deslocamentos de fases interferométricas são, em geral, limitados por dois fatores, a saber:

a) Ruído: Principalmente nas extremidades, superior e inferior, da faixa dinâmica dos métodos.

b) Influência do ambiente: Pode ser tratada como um ruído de baixa frequência. Este problema é causado principalmente pelas variações de temperatura e suas decorrências como, alteração do índice de refração do meio óptico, deformação térmica das partes mecânicas, mudança do comportamento dos atuadores piezoelétricos, alteração das características dos medidores. Para medições feitas manualmente o tempo consumido é relevante. Para medições automatizadas, como a eletrônica é suficientemente rápida, o tempo entre as medições não é relevante.

Portanto, é importante automatizar as medições interferométricas. Além do desenvolvimento do método proposto, dedicou-se a esta tarefa neste trabalho de mestrado.

Adicionalmente, é de interesse do grupo do Laboratório de Optoeletrônica da FEIS/UNESP, dispor de um método capaz de executar a demodulação de fase óptica no domínio do tempo. De preferência, que o método seja capaz de manipular sinais com forma de onda arbitrária, com interferômetro homódino e em malha aberta, e ainda assim, que seja imune ao fenômeno de desvanecimento de sinal. Por fim, que possua ampla faixa dinâmica, muito superior a π rad, ao contrário do que ocorre atualmente com os métodos espectrais convencionais.

1.3 Objetivo do Trabalho

O objetivo deste trabalho é desenvolver um método de demodulação do sinal interferométrico baseado na “segmentação do sinal de saída” no tempo, que seja capaz de identificar a defasagem entre o sinal de entrada e saída do interferômetro, que tenha faixa dinâmica de 0,002 a 200 rad e que não seja restrito a entrada do tipo senoidal.

Neste trabalho utilizam-se atuadores piezoelétricos que são compostos de uma ou mais cerâmicas piezoelétricas tipo PZT (Titanato-zirconato de chumbo) acopladas a uma estrutura flexível de alumínio. A cerâmica piezoelétrica se deforma quando submetida a um campo elétrico. Esta deformação é transmitida à estrutura flexível que, a amplifica, i.e., quanto é aplicada uma tensão aos terminais da piezocerâmica o conjunto atuador produz um deslocamento mecânico maior.

Assim, para fins de mensurar esses dispositivos, propõe-se montar um sistema interferométrico capaz de caracterizar os deslocamentos nanométricos dos atuadores piezoelétricos, permitindo a verificação do resultado final do processo de projeto e construção dos atuadores piezoelétricos, e servindo de realimentação aos projetistas para a melhoria das técnicas empregadas.

Também é de importância o desenvolvimento de um sistema de aquisição de dados que permita que, tanto as medições quanto o processamento dos resultados, possam ser feitas de forma automática com o uso de instrumentação controlada por computador.

1.4 Organização do Texto

É proposto neste trabalho um novo método de medição de deslocamento de fase interferométrica aplicado a caracterização de atuadores piezoelétricos. Apresenta-se no texto os atuadores piezoelétricos, suas principais características, o método proposto, os resultados experimentais e a teoria necessária para o entendimento do método.

O texto está organizado em sete capítulos, incluindo este. Descreve-se como funcionam e como são fabricados os atuadores piezoelétricos no capítulo 2.

Descrevem-se matematicamente os interferômetros de dois feixes baseado no experimento de Young no capítulo 3. Também descreve-se o arranjo interferométrico de Michelson em óptica volumétrica e as franjas geradas.

No capítulo 4 descrevem-se algumas técnicas de detecção do sinal interferométrico, com seus embasamentos matemáticos e desafios de implementação e uso.

No capítulo 5 descreve-se o novo método proposto. Apresentam-se os resultados da aplicação deste novo método a sinais simulados, com e sem ruído.

No capítulo 6 descrevem-se os procedimentos experimentais e os resultados do método proposto, aplicado as medições de deslocamentos mecânicos de atuadores piezoelétricos.

Por fim, apresentam-se as conclusões e sugestões para trabalhos futuros no capítulo 7.

Capítulo 2

Atuadores Piezoelétricos

Os atuadores piezoelétricos usados neste trabalho são constituídos de uma parte de material piezoelétrico, e outra responsável por amplificar ou redirecionar o movimento produzido pelo material piezoelétrico. Esta segunda parte chamada flexor, produz o movimento final.

Esses atuadores têm grande utilidade em vários campos de aplicação, que vão desde a nano engenharia mecânica até aplicações em medicina (LE LETTY et al. 2003; NIEZRECKI, 2001).

São exemplos de materiais piezoelétricos os cristais de quartzo, o niobato de lítio, determinadas cerâmicas (como o tri-hidroxicolonato de chumbo, titanato de bário, etc), alguns polímeros (como o polifluoreto de vinilideno, o poliparaxileno, as poliamidas aromáticas, etc.) e materiais que podem ser polarizados artificialmente, como o PZT (titanato-zirconato de chumbo) usado neste estudo.

A estrutura flexível (flexor) dos atuadores piezoelétricos, por sua vez, são conversores mecânicos projetados para modificar um dado movimento, a partir do movimento mecânico do material piezoelétrico. O flexor, nos pontos de interesse, pode amplificar o movimento, amplificar a força, ou mudar a direção do movimento do material piezoelétrico.

2.1 Piezoeletricidade

A piezoeletricidade (ou efeito piezoelétrico direto) é a capacidade que determinados materiais possuem de gerar uma polarização elétrica quando submetidos a uma deformação mecânica. Este efeito foi descoberto por Jacques e

Pierre Curie no final de 1880 (BALLATO, 1995). Esta polarização elétrica gera um campo elétrico, que transferido aos terminais, gera tensão elétrica, a qual pode ser medida em volts. O inverso também ocorre: se for submetido a um campo elétrico o material sofre uma deformação mecânica (isto é chamado efeito piezoelétrico inverso). Alguns materiais possuem melhores respostas a essa característica piezoelétrica, inclusive com maior estabilidade em relação a variações de temperatura e umidade, podendo-se destacar 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 PZT, usado neste estudo, não possui características piezoelétricas em seu estado natural. Sendo um material cerâmico isotrópico, precisa ser submetido a um processo de polarização (*poling*) para que seus elementos sejam alinhados. O processo consiste em elevar a temperatura para 160° (ou 370° dependendo da composição) e aplicar um campo elétrico à cerâmica, superior a 2000 V/mm, que leva o material a uma expansão na direção axial ao campo e a uma contração na direção perpendicular. Ao se remover o campo elétrico e sob resfriamento, as regiões de dipolos elétricos que compõem o material (denominadas regiões de Weiss) orientam-se na direção do campo elétrico e o material estará polarizado (BALLATO, 1995). Neste estado, quando aplicado um campo elétrico o material se deforma, como esperado.

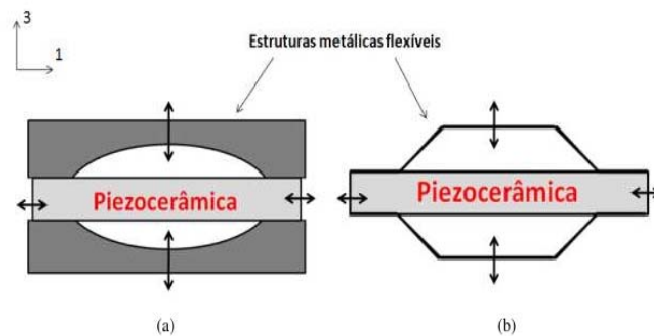
2.2 Atuadores Piezoelétricos Flexensionais

Constituído por uma estrutura metálica fixada a uma cerâmica piezoelétrica, nos atuadores piezoelétricos substituem, juntas, engrenagens, eixos, pinos, engastes e dobras de uma estrutura mecânica convencional, por uma estrutura flexível. Os atuadores piezoelétricos viabilizam aplicações cujas necessidades de movimentos sejam nanométricos ou micrométricos.

Os tipos clássicos de atuadores piezoelétricos flexensionais são os *moonies* e os *cymbals* (XU et al., 1991; DOGAN; UCHINO; NEWNHAM, 1997; NEWNHAM et al., 1993), ilustrados na figura 2.1. Os chamados *cymbals*, pela semelhança com os “pratos de bateria”, são redondos. Sua principal função é a amplificação dos

movimentos das piezocerâmicas, geralmente usados para emissão de som agudo como nos *tweeters*. Já os *moonies* são mais robustos podendo transmitir força, sendo em geral usados em aplicações de ultrassom, controle ativo de vibrações, posicionadores em manipulação celular, e outras.

Figura 2.1 - Atuadores piezoelétricos flexensionais clássicos. (a) moonies. (b) cymbals.



Fonte: (LEÃO, 2004)

Os atuadores piezoelétricos flexensionais (APFs) têm as seguintes vantagens com relação a outros atuadores mecânicos: deslocamentos com alta resolução, tempo de resposta rápido, não apresentam desgaste (por não possuírem engrenagens ou eixos de rotação), geração de forças elevadas (podendo-se chegar à ordem de 1300 N), possuem baixa susceptibilidade ao campo magnético, consumo de potência reduzido e elevado tempo de vida (NIEZRECKI et al., 2001; LE LETTY et al., 2003).

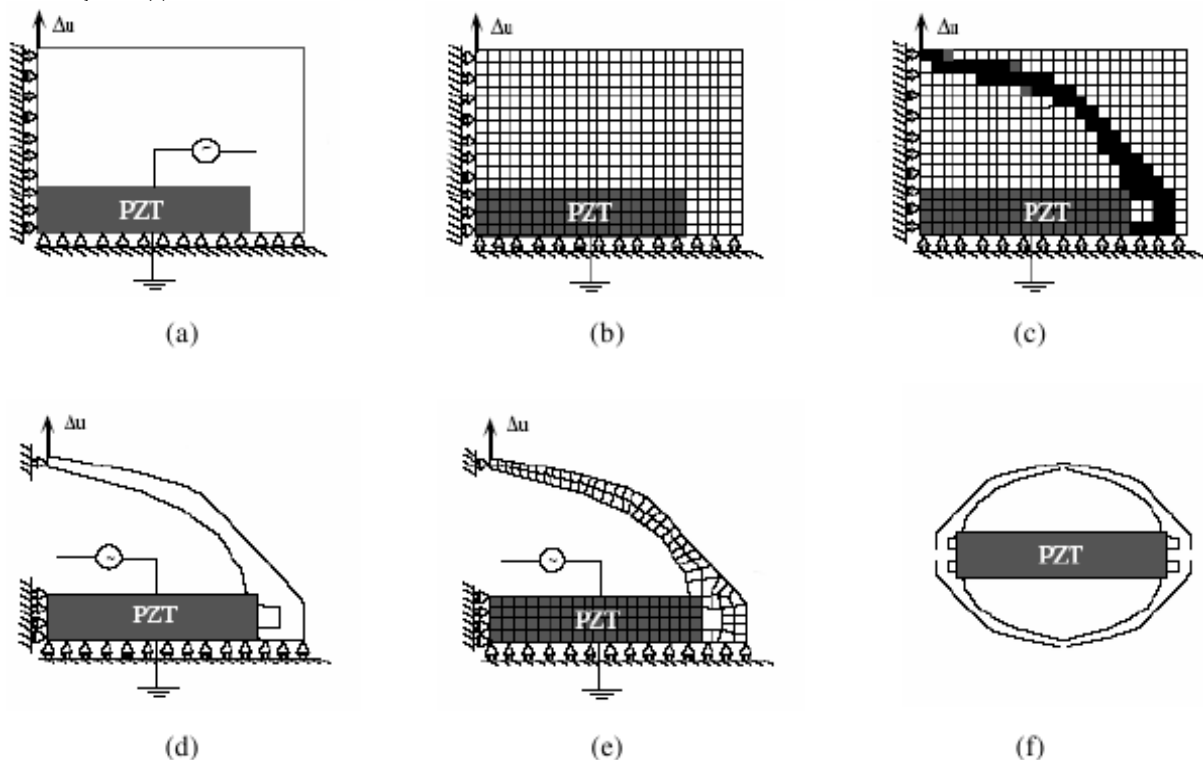
Devido à necessidade de precisão e especificidade do movimento envolvido, os atuadores exigem um projeto de geometria dedicada, capaz de gerar um deslocamento específico quando acionado. Para tanto o atuador piezoelétrico é projetado e construído através do método de otimização topológica, utilizando elementos finitos e o software ANSYS, como está descrito no próximo tópico.

2.3 Projeto de Atuador Piezoelétrico com Otimização Topológica

O projeto da estrutura metálica de um atuador piezoelétrico é fundamental para a obtenção do movimento desejado, tendo em vista que a cerâmica PZT pode apresentar uma deformação diferente da necessária em cada direção.

O desafio de projeto está em obter uma estrutura metálica, para ser acoplada a uma piezocerâmica, que seja suficientemente flexível para obter grandes deslocamentos de saída, e suficientemente rígida para produzir força generativa, numa direção específica (SILVA; KIKUCHI, 1999)

Figura 2.2 - Processo de otimização topológica passo-a passo (NADER, 2002): (a) determinação do domínio inicial, (b) domínio discretizado em elementos finitos, (c) otimização topológica, (d) interpretação, (e) verificação e (f) manufatura.



Fonte: (NADER, 2002)

O método de otimização topológica busca, através de algoritmos computacionais, a melhor topologia da estrutura, seguindo um critério definido pelo usuário, distribuindo o material num espaço determinado de forma a maximizar ou minimizar a função objetivo. Para isso, o software de otimização utiliza o método de

elementos finitos, através do programa de computador ANSYS, para que o projeto do atuador seja realizado (NADER, 2002; CARBONARI, 2003; BAHIA, 2005). Os procedimentos da figura 2.2 são descrito a seguir.

Primeiro passo: determinação do domínio inicial [figura 2.2(a)], no qual se determina onde a estrutura pode existir. Nesta etapa é definida área de trabalho, pontos de engastes e pontos de aplicação de carga. No caso do exemplo, devido a simetria do dispositivo, considera-se apenas $\frac{1}{4}$ da estrutura a fim de economia computacional.

Segundo passo: domínio discretizado em elementos finitos [figura 2.2(b)], no qual o domínio (já definido) é dividido em um reticulado (elementos finitos). Nesta etapa as condições definidas para todo o domínio são aplicadas aos elementos (pequenos quadrados). Define-se, nesta etapa, a função objetivo Δu .

Terceiro passo: otimização topológica, [figura 2.2(c)], onde os quadrados escuros representam a presença do material definido (no caso, alumínio) e os pontos claros as regiões onde o material será retirado. O ANSYS e um algoritmo de otimização topológica são usados, em sucessivas interações, para maximizar ou minimizar uma função objetivo. A função objetivo pode ser alterada nesta etapa, para possibilitar a convergência do algoritmo. O resultado é uma estrutura ótima (NADER, 2002)

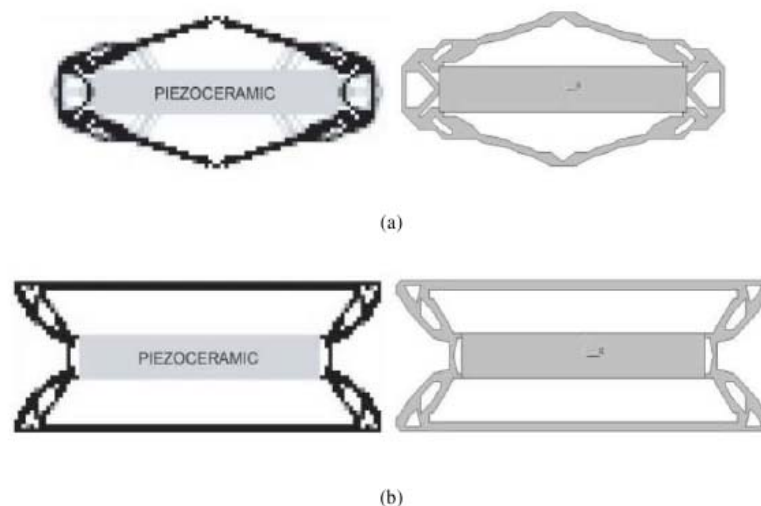
Quarto passo: interpretação [figura 2.2(d)], na qual o objetivo é, a partir dos dados da etapa anterior, chegar a uma estrutura executável pelo processo de eletroerosão a fio, com o mínimo desvio da estrutura projetada pelo ANSYS. Para isto são aplicados filtros que definem áreas de cinza, que contêm tons intermediários nas regiões de interfaceamento (com e sem material). A partir das figuras com áreas brancas, pretas e tons de cinza, é definido um contorno para a peça, i.e., uma primeira ideia concreta da peça.

Quinto passo: verificação [figura 2.2(e)], na qual, com o novo contorno, o ANSYS é usado para verificar se o desempenho atual está suficientemente próximo do ótimo projetado, e, no caso negativo, as etapas anteriores podem ser reexecutadas com novas condições de contorno.

Sexto passo: manufatura [figura 2.2(f)], na qual a peça completa é estabelecida a partir do ANSYS, considerando suas simetrias. O atuador é manufaturado em alumínio por eletroerosão a fio, utilizando-se para isso uma máquina denominada “Electrical Discharge Machining”. A inserção e fixação da cerâmica PZT à estrutura metálica flexível é normalmente efetuada com resina epóxi (NADER, 2002).

Alterando-se somente a função objetivo, a solução do método de otimização topológica pode conduzir a atuadores completamente diferentes. Os exemplos da figura 2.3 mostram dois casos: o (a), com objetivo de deslocamento máximo no centro da estrutura metálica flexível, e o (b), onde foi imposto que o deslocamento fosse máximo nas bordas. A designação dos APFs segue a utilizada em (SILVA et al., 2003).

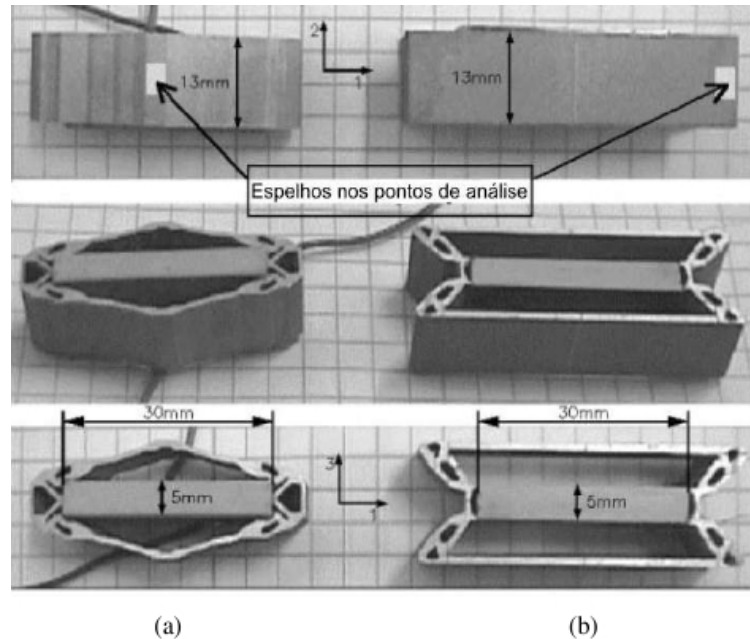
Figura 2.3 - Resultados da otimização topológica. (a) Atuador f1a1025. (b) Atuador f2b0830. (SILVA et al., 2003).



Fonte: (SILVA et al., 2003)

Os APFs f1a1025 e f2b0830 da figura 2.4 foram projetados e produzidos, utilizando a otimização topológica através do método de elementos finitos, pelo Grupo de Sensores e Atuadores da EPUSP, com o qual o Laboratório de Optoeletrônica da FEIS/UNESP mantém cooperação desde 2004.

Figura 2.4 - Atuadores piezoelétricos com Piezocerâmicas de 5 mm de espessura. (a) Atuador f1a1025. (b) Atuador f2b0830. (SILVA et al., 2003).

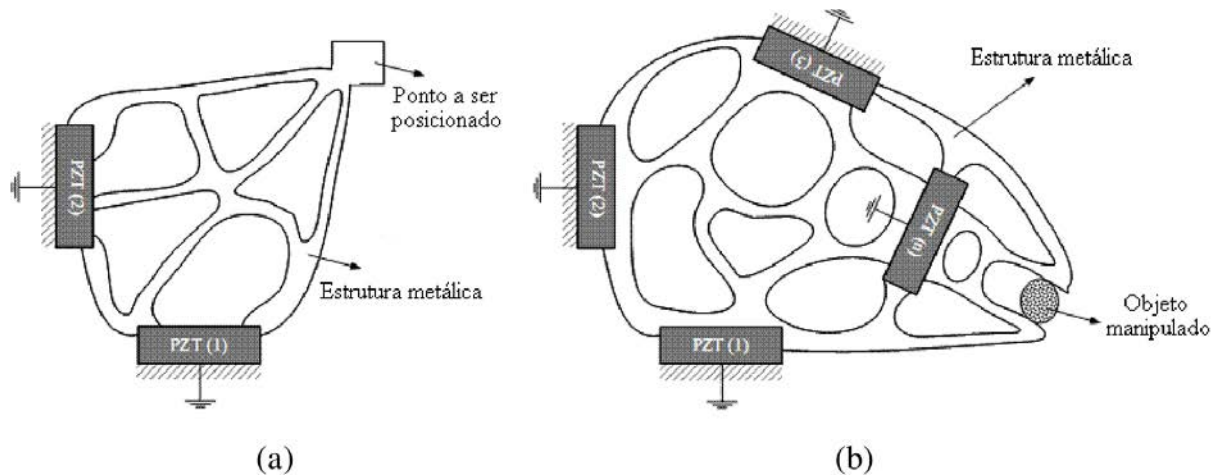


Fonte: (SILVA et al., 2003)

2.4 Manipuladores Piezoelétricos Multi-Atuados

Os manipuladores piezoelétricos multi-atuados são dispositivos cuja estrutura flexível é atuada por duas ou mais piezocerâmicas. Na figura 5.2 ilustram-se dois exemplos de manipuladores multi-atuados projetados pelo método de otimização topológica. O primeiro modelo (figura 2.5a) é formado por duas piezocerâmicas e, possui dois graus de liberdade de movimento (eixo X e Y), podendo ser aplicado como um posicionador XY. O segundo modelo (figura 5.2b), possui quatro piezocerâmicas e movimento nos eixos X e Y, bem como, rotação por movimento de abre e fecha, podendo ser aplicado como mini garra (CARBONARI; SILVA; NISHIWAKI, 2005).

Figura 2.5 - Manipulador piezoelétrico multi-atuado (a) posicionador XY (b) mini garra .



Fonte: (CARBONARI; SILVA; NISHIWAKI, 2005)

As etapas de projeto e construção desses manipuladores, através do método de otimização topológica, são as mesmas indicadas na figura 2.2. As mudanças se devem apenas ao maior número de pastilhas de PZT e das localizações dos deslocamentos a serem produzidos.

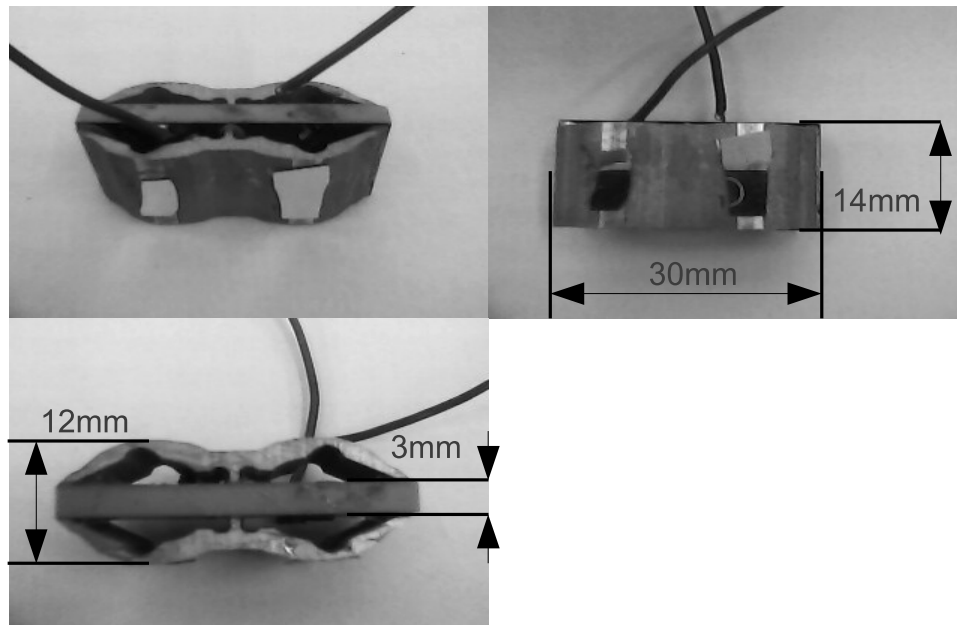
Uma das principais consequências da utilização de mais de uma piezocerâmica é a introdução de movimentos em direções indesejadas, as quais são denominadas de acoplamentos cruzados. Neste trabalho, limitou-se a caracterizar os manipuladores com apenas dois graus de liberdade, ou seja, os manipuladores XY.

2.5 Atuadores Piezoelétricos Utilizados neste Trabalho

Os atuadores piezoelétricos usados na parte experimental deste trabalho são denominados EE1 e C1. O atuador observado na figura 2.6, correspondente ao EE1, é composto de uma piezocerâmica de $30 \times 14 \text{ mm}^2$ e espessura de 3 mm. Quando submetida a um campo elétrico a piezocerâmica movimenta-se no sentido longitudinal, i.e. a dimensão com 30 mm [Figura 2.6] é que sofre a maior variação. A estrutura acoplada à piezocerâmica é projetada para transferir este deslocamento,

para uma direção perpendicular, de forma que a dimensão de maior variação final é a de 12 mm.

Figura 2.6 - Atuador piezoelétrico flexensional de movimento unidirecional – EE1



Fonte: do próprio autor

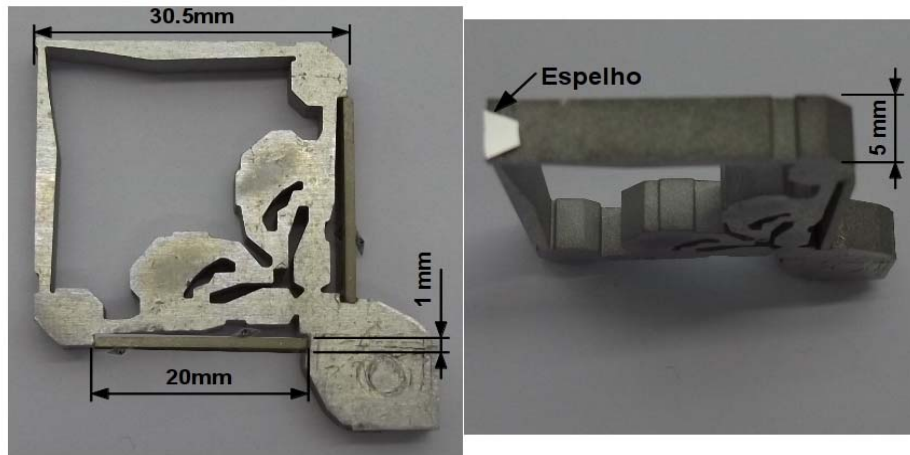
Para medir os deslocamentos produzidos pela estrutura de alumínio, quando a piezocerâmica é submetida a um campo elétrico, são fixados espelhos aos pontos de maior deslocamento segundo a função objetivo descrita no projeto. Feixes ópticos serão refletidos por estes espelhos, possibilitando a medição interferométrica desses deslocamentos.

São utilizados espelhos suficientemente finos, e portanto flexíveis, com espessura de 0,165 mm, para não interferir no movimento microscópico do atuador piezoelétrico. O método interferométrico proposto e sua aplicação experimental, descritas nos capítulos 5 e 6, tem como desafio, mensurar variações da ordem de dezenas de nanômetros em peças com dimensão da ordem de milímetros, quando aplicado campo elétrico ao PZT-5A através de seus terminais.

O multi atuador piezoelétrico C1 [Figura 2.7] possui duas cerâmicas piezoelétricas dispostas perpendicularmente, de forma que, combinada com a

simetria da estrutura de alumínio, é capaz de controlar os movimentos do espelho em duas direções, e por isto o nome de atuador piezoelétrico bidirecional.

Figura 2.7 - Atuador piezoelétrico flextensional de movimento bidirecional - C1



Fonte: do próprio autor

Quando submetida a um campo elétrico a piezocerâmica tem maior variação dimensional no sentido da dimensão com 20 mm [Figura 2.7]. Esta ação da piezocerâmica sobre a estrutura de alumínio provoca dois movimentos no espelho [Figura 2.7]: um, perpendicular ao movimento da piezocerâmica, chamado movimento direto; e o outro, paralelo ao movimento da piezocerâmica, chamado movimento indireto (acoplamento cruzado).

Ambos os atuadores, EE1 e C1, foram originalmente projetados para operar sob regime estático ou quase-estático, ou seja, abaixo da primeira ressonância significativa. Além disso, espera-se que exista uma proporcionalidade entre a tensão aplicada e o deslocamento gerado. No caso do atuador C1, espera-se que o acoplamento indireto seja o menor possível. Em nenhum dos dispositivos, a frequência de ressonância constituiu um parâmetro levado em conta no método de otimização topológica. Portanto, a fim de avaliar o desempenho dos dispositivos diante desses parâmetros que não entraram na especificação do atuador, é importante dispor de equipamentos que possibilitem mensurar os deslocamentos gerados. Neste trabalho, esta tarefa será executado por um interferômetro a Laser, o qual será descrito no próximo capítulo.

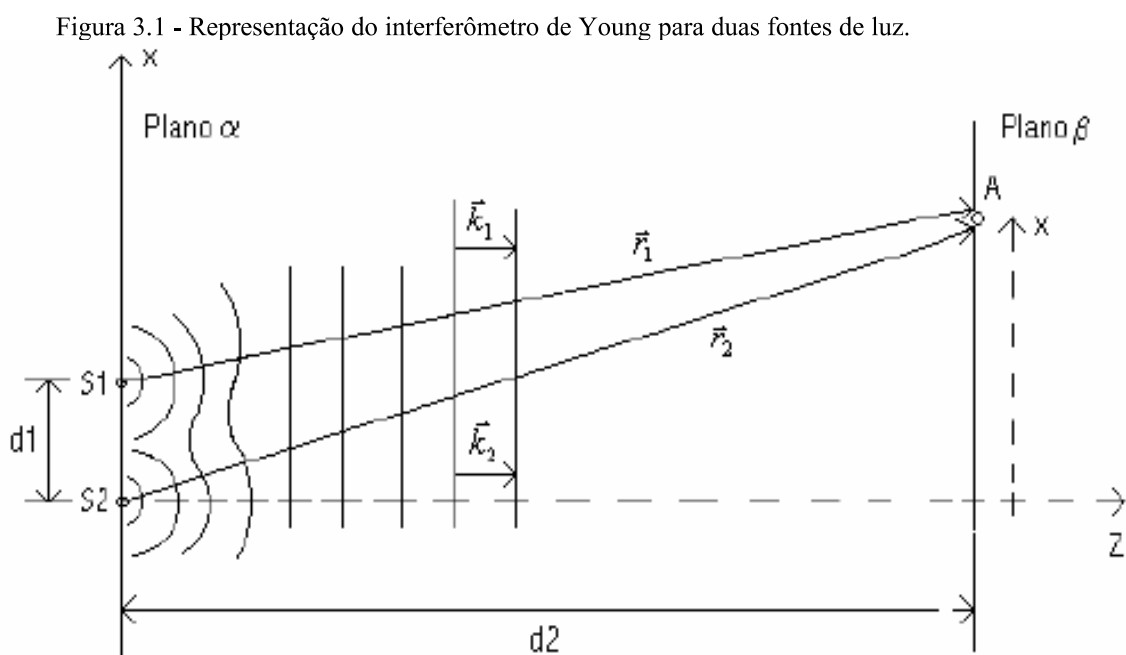
Capítulo 3

Interferômetros de Dois Feixes

Com resolução que permite medições de variação de deslocamento mecânico da ordem de $10^{-4} \text{Å/Hz}^{1/2}$ (ROYER; DIEULESAINT; MARTIN, 1986), o interferômetro é objeto de pesquisa desde o final do século XIX, com os trabalhos de Michelson e Morley objetivando o estudo do “éter” (BORN; WOLF, 1980), até os dias de hoje.

3.1 Experimento de Young

Em 1801, Thomas Young elaborou um experimento no qual uma fonte de luz primária incidiu sobre duas fendas estabelecidas numa tela opaca, gerando-se dois feixes de luz secundários, que se interferiam sobre um anteparo posicionado a certa distância da tela (HECHT, 1987; CLOUD, 1995]. Originalmente, o fenômeno foi interpretado segundo o Princípio de Interferência de Huygens (BORN; WOLF, 1980), da interferência de ondaletas (wavelets).



Fonte : do próprio autor

Sob o ponto de vista eletromagnético, interpreta-se o experimento de Young partindo-se de uma única fonte, que após passar por duas fendas paralelas, dá origem a duas fontes de luz S_1 e S_2 no plano α [figura 3.1], que são ondas eletromagnéticas transversais (TEM) cilíndricas a partir das fendas, conforme descrito na referência (DAKIN; CULSHAW, 1988). Neste caso a condição de paralelismo entre os vetores $\vec{k}_1$ e $\vec{r}_1$ e entre $\vec{k}_2$ e $\vec{r}_2$ [figura 3.1] é satisfeita no plano β , distante do plano α , e localizado em $Z=0$. No caso deste trabalho opera-se com duas frentes laser no lugar de fendas S_1 e S_2 , que são ondas TEM planas, i.e. os vetores $\vec{k}_1$ e $\vec{r}_1$ bem como os vetores $\vec{k}_2$ e $\vec{r}_2$ são aproximadamente paralelos quando as dimensões d_1 e $x=A$ são muito menores que d_2 [figura 3.1].

A intensidade óptica calculada, partindo do campo elétrico total, é descrita a seguir. Inicialmente, uma onda plana, propagando em meio uniforme e sem perdas, é genericamente representada em notação fasorial como:

$$\vec{e} = \vec{E}_0 e^{-j(\omega t + \zeta - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (3.1)$$

onde: $\vec{r}$ é o vetor que descreve a frente de onda;
 $\vec{k}$ um vetor de onda que está na direção de propagação;
 ω é a frequência angular;
 ζ é a fase inicial;
 $\cdot$ denota produto escalar dos vetores;
 $\vec{E}_0$ é o vetor amplitude de campo elétrico.

A intensidade óptica associada ao campo (3.1), vista pelos olhos humanos ou quando convertida em sinal elétrico por um fotodiodo, é proporcional ao valor médio do vetor de Poynting, e, que no caso de ondas planas (campo distante da fonte), é dado por:

$$I(r, t) = \frac{\vec{e}_t(r, t) \cdot \vec{e}_t^*(r, t)}{2} \quad (3.2)$$

onde: $\vec{e}_t(r, t) = \vec{e}_1(r, t) + \vec{e}_2(r, t)$ e $\vec{e}_1$ é o campo distante emitido pela fonte S_1 , enquanto $\vec{e}_2$ é o campo distante emitido por S_2 .

Supondo-se a condição de paralelismo entre os vetores $\vec{k}_1$ e $\vec{r}_1$ e entre os vetores $\vec{k}_2$ e $\vec{r}_2$, o que torna o produto escalar simplesmente igual ao produto dos módulos, e, substituindo (3.1) em (3.2), tem-se:

$$\begin{aligned}
 2I(r,t) &= |\vec{E}_{01}|^2 + |\vec{E}_{02}|^2 + \vec{E}_{01} e^{-j(\omega_1 t + \zeta_1 - k_1 r_1)} \cdot \vec{E}_{02}^* e^{j(\omega_2 t + \zeta_2 - k_2 r_2)} + \\
 &\quad + \vec{E}_{01}^* e^{j(\omega_1 t + \zeta_1 - k_1 r_1)} \cdot \vec{E}_{02} e^{-j(\omega_2 t + \zeta_2 - k_2 r_2)} \\
 &= |\vec{E}_{01}|^2 + |\vec{E}_{02}|^2 + \vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02}^* e^{-j((\omega_1 - \omega_2)t + \zeta_1 - \zeta_2 - (k_1 r_1 - k_2 r_2))} + \\
 &\quad + \vec{E}_{01}^* \cdot \vec{E}_{02} e^{j((\omega_1 - \omega_2)t + \zeta_1 - \zeta_2 - (k_1 r_1 - k_2 r_2))}
 \end{aligned} \tag{3.3}$$

onde: $\vec{E}_{01}$ e $\vec{E}_{02}$ são os vetores de amplitudes dos campos elétricos correspondentes as fontes de luz S_1 e S_2 respectivamente.

Aplicando a relação $\cos(a) = \frac{e^{ja} + e^{-ja}}{2}$ a (3.3), e considerando-se $\vec{E}_{01}$ e $\vec{E}_{02}$

reais, tem-se:

$$2I(r,t) = |\vec{E}_{01}|^2 + |\vec{E}_{02}|^2 + 2\vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02}^* \cos((\omega_1 - \omega_2)t + \zeta_1 - \zeta_2 - (k_1 r_1 - k_2 r_2)) \tag{3.4}$$

Substituindo os termos abaixo em (3.4):

$$I_0 = |\vec{E}_{01}|^2 + |\vec{E}_{02}|^2 \tag{3.5a}$$

$$V = \frac{2\vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02}^*}{|\vec{E}_{01}|^2 + |\vec{E}_{02}|^2} \tag{3.5b}$$

$$\Delta \omega = \omega_1 - \omega_2 \tag{3.5c}$$

$$\Delta \Psi = \zeta_1 - \zeta_2 \tag{3.5d}$$

$$\chi = k_1 r_1 - k_2 r_2 \tag{3.5e}$$

obtém-se a equação fundamental para o equacionamento e análise dos interferômetros de dois feixes, dada por:

$$I(r, t) = \frac{I_0}{2} [1 + V \cos(\Delta \omega t + \Delta \Psi - \chi)] \quad (3.6)$$

O termo $I_0/2$, denominado intensidade óptica do ponto de polarização (*bias*), e também chamado I_{dc} , corresponde à uma componente de corrente contínua (desde que $\Delta \omega \neq 0$) do sinal fotodetectado nos interferômetros de dois feixes. Os demais termos, bem como o tipo de interferômetro usado neste experimento, serão discutidos a seguir.

3.1.1 Visibilidade de Franjas

Define-se visibilidade V o fator que multiplica o termo em cosseno do sinal a ser detectado no interferômetro (3.6), daí a sua importância. Objetiva-se, portanto, a maximização da visibilidade para facilitar a detecção das fases ópticas durante as medições. De (3.5b) tem-se:

$$V = \frac{2 \vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02}^*}{|\vec{E}_{01}|^2 + |\vec{E}_{02}|^2} \quad (3.7)$$

O termo $\vec{E}_{01} \cdot \vec{E}_{02}^*$ do numerador é uma multiplicação escalar de vetores, que é máximo quando os vetores são paralelos, e nulo quando os vetores são ortogonais. Isto reflete a importância da polaridade dos feixes em um arranjo interferométrico, pois quando os vetores estão ortogonais a informação interferométrica é nula.

Quando os vetores $\vec{E}_{01}$ e $\vec{E}_{02}$ estão perfeitamente paralelos, no numerador ocorre uma simples multiplicação dos módulos dos vetores, e assim, uma análise escalar pode se aplicada. Neste caso, e quando os vetores $\vec{E}_{01}$ e $\vec{E}_{02}$ têm mesma magnitude, ou seja, quando $|\vec{E}_{01}| = |\vec{E}_{02}|$, a equação (3.7) assume o valor 1, e, quando se aumenta exageradamente a diferença entre os módulos dos vetores, a expressão (3.7) tende a 0.

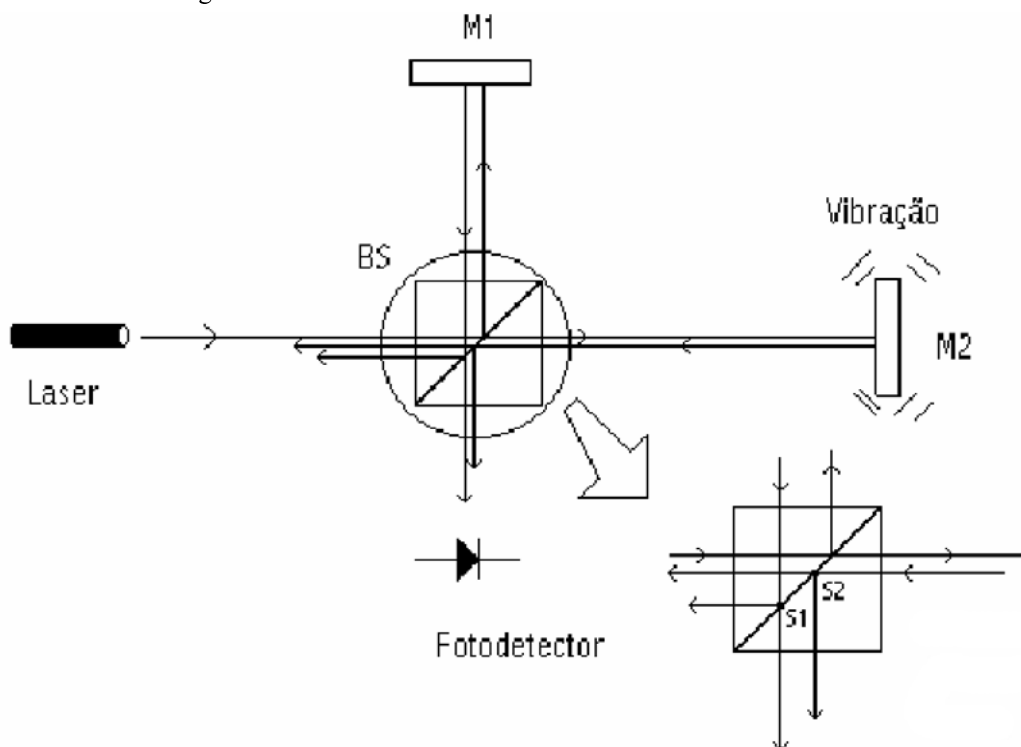
Portanto a visibilidade é um termo que varia de 0 a 1. Por este motivo, frequentemente, nos interferômetros de dois feixes são utilizados divisores de feixe

de 50%, para que ambos os feixes tenham intensidades iguais que, juntamente com um alinhamento criterioso, possibilita a maximização da visibilidade.

3.2 Interferômetro de Michelson

Originalmente, o arranjo interferométrico de Michelson foi proposto por Albert Abraham Michelson no final do século XIX (BORN; WOLF, 1980). Nessa configuração, um feixe de laser incide sobre um divisor de feixes (um espelho semi-refletor) e, a partir daí, obtêm-se dois feixes que seguirão caminhos distintos. Esse arranjo, esquematizado na figura 3.5, é regularmente usado para medições de vibrações mecânicas.

Figura 3.2 - Desenho esquemático do interferômetro de Michelson e vista em detalhe que se assemelha ao experimento de Young.



Fonte: do próprio autor

No esquema [figura 3.2] o feixe de laser incide sobre o espelho semi-refletor BS que reflete, uma das suas partes em direção ao espelho M1, e que transmite a outra parte em direção ao espelho M2. Os feixes refletidos por M1 e M2 incidem

novamente sobre o espelho semi-refletor BS, e são refletidos e transmitidos parcialmente, para o fotodetector e para o laser.

Observa-se, entre o espelho semi-refletor e o fotodetector [vista em detalhe na figura 3.2], uma geometria análoga à vista no experimento de Young [figura 3.1], o que permite aproveitar o resultado (3.6). Como os feixes têm mesma frequência e um alinhamento ideal, onde d_1 [figura 3.1] tende a zero, tem-se $\Delta \omega = 0$ e $\chi \simeq 0$, e (3.6) pode ser escrita como:

$$I(t) = \frac{I_0}{2} [1 + V \cos(\Delta \Psi)] \quad (3.8)$$

onde $\Delta \Psi$ é a diferença de fase óptica das fontes equivalentes S_1 e S_2 , e que corresponde a diferença de fase entre os dois braços do interferômetro, causada pela diferença entre os caminhos ópticos na direção do espelho M1 e do espelho M2. Entende-se por diferença de caminho óptico entre os braços do interferômetro, $\Delta \Psi$, não somente a diferença de distância entre os espelhos, mas sim, a distância percorrida pela luz, que também sofre influência do índice de refração do meio (GIALLORENZI et al., 1982) dada por:

$$\Psi = \zeta_1 - \zeta_2 = 2\pi \frac{nl}{\lambda} \quad (3.9)$$

onde: n = índice de refração do meio;
 l = diferença de comprimento entre os ramos;
 λ = comprimento da onda do laser.

Quando se representa (3.9) na forma diferencial, verifica-se uma variação de fase de forma que:

$$\Delta \Psi = \frac{2\pi}{\lambda} \left[n \Delta l + l \Delta n - nl \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \right] \quad (3.10)$$

O interferômetro aqui descrito, e usado no experimento, tem como objetivo medir a variação de fase óptica causada pela alteração da posição de um dos espelhos [figura 3.2], ou então, a variação temporal de um estímulo que altera a posição do espelho M2 (vibração). Com este objetivo, a montagem do interferômetro

visa manter os outros parâmetros sem variação. Sendo o ar o meio em que ambos os feixes de laser são propagados, tem-se $n_1 = n_2 = 1$. Considera-se também que o laser tenha um comprimento de coerência superior às dimensões do interferômetro, e assim, $\Delta \lambda = 0$. Além disso, no interferômetro de Michelson, o movimento do espelho causa o dobro da variação do caminho óptico, e assim, obtém-se de (3.10):

$$\Delta \Psi = \frac{4\pi \Delta l}{\lambda} \quad (3.11)$$

O interferômetro de Michelson opera introduzindo-se uma variação temporal em $\Delta \Psi$, que pode ser escrito como a soma de uma parcela de fase inicial e uma parcela variável no tempo: $\Delta \Psi = \phi(t) + \phi_0$, sendo que $\phi(t)$ é o sinal aplicado ao interferômetro e que produz a saída de interesse, e, ϕ_0 é uma fase que, em princípio, é constante. Substituindo (3.11) em (3.8) tem-se a equação que relaciona a entrada com a saída do interferômetro:

$$I(t) = \frac{I_0}{2} [1 + V \cos(\phi(t) + \phi_0)] \quad (3.12)$$

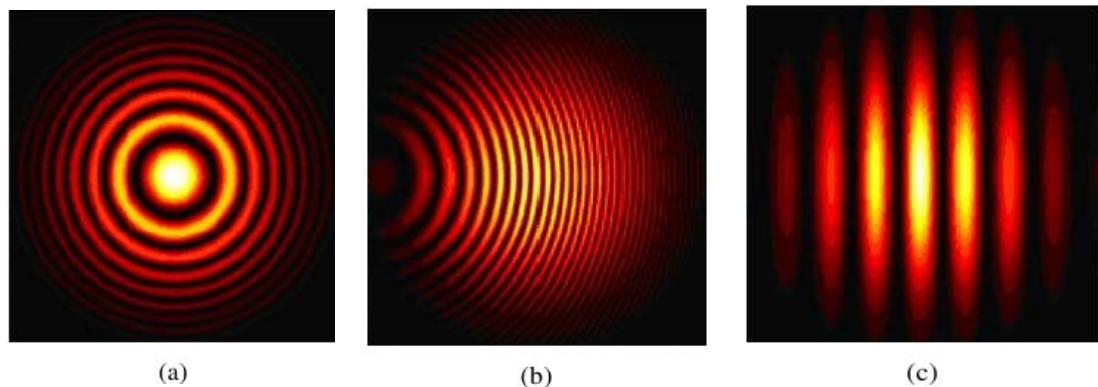
O que corresponde a um sinal PM (*Phase Modulation*) sem portadora (CARLSON; CRILLY; RUTLEDGE, 2002).

Maximizando-se o valor da visibilidade V obtém-se um melhor contraste entre o termo variável no tempo, e que contém a informação de interesse, e a intensidade óptica de fundo (o termo constante, $I_0/2$). Para maximizar o valor da visibilidade V , pela equação (3.7), os feixes de laser devem ser paralelos e de igual intensidade. Para obtenção de feixes de igual intensidade, as montagens de interferômetros Michelson, geralmente, usam espelho semi-refletor de relação 50%/50%. Para se obter o paralelismo, os feixes de laser devem ser cuidadosamente alinhados. Alinha-se os dois feixes de laser analisando-se as imagens (franjas) obtidas pela projeção dos feixes em um anteparo, o que será detalhado no próximo item.

3.3 Franjas interferométricas

O interferômetro de Michelson, que usa fontes de luz laser cuja intensidade tem distribuição transversal gaussiana, pode gerar franjas distintas das vistas no experimento de Young. Demonstra-se matematicamente (BARBOSA, 2009), que a formação das franjas depende de uma certa distância transversal entre S_1 e S_2 na figura 3.2, denominada “a”, equivalente a distância d_1 [figura 3.1], e de uma distância longitudinal, denominada Δz , de tal forma que, quando tem-se um alinhamento ideal, ou seja, $a=0$, as franjas tornam-se círculos concêntricos [figura 3.3a]. Franjas paralelas, como as do exemplo de Young, são obtidas quando $\Delta z=0$ e $a \neq 0$. Quando $a \neq 0$ e $\Delta z \neq 0$, tem-se franjas hiperbólicas.

Figura 3.3 - Simulação dos três tipos de franjas que um interferômetro de Michelson pode produzir: a) franjas circulares: $a = 0 \mu\text{m}$ e $\Delta z = 0,5 \mu\text{m}$, b) franjas intermediárias: $a = 30 \mu\text{m}$ e $\Delta z = 50 \mu\text{m}$ c) franjas retas e paralelas: $a = 30 \mu\text{m}$ e $\Delta z = 0 \text{ m}$.



Fonte: (BARBOSA, 2009)

Neste trabalho optou-se por operar no regime de franjas circulares. Na prática, para que o padrão de franjas seja melhor visualizado sobre o anteparo, é interessante que haja a colocação de uma lente objetiva na saída do laser, e de uma lente expansora antes do fotodetector. Com isto, os feixes são expandidos na direção transversal, e assim, os feixes refletidos de volta à cavidade do laser têm intensidade óptica reduzida e, portanto, não chegam a causar o indesejável efeito de oscilação óptica.

Antes de prosseguir é importante destacar um detalhe entre as expressões (3.6) e (3.8). Segundo (BARBOSA, 2009), a expressão geral (3.6), para $I(r, t)$, contém informações sobre a distribuição espacial (sobre o anteparo, plano β na

figura 3.1) e a variação temporal das franjas de interferência (figura 3.3). Contudo, a partir do momento em que se usa um fotodiodo com uma pequena janela de detecção, isto equivale a se usar um amostrador pontual, que capta as informações no ponto $r=(X,Y)=(0,0)$ do plano β . Em retrospecto, este é o motivo rigoroso de se adotar $\chi=0$ [ver (3.5e)] em (3.8), e assim, tornar (3.6) igual a $I(r,t)=I(0,0,t)=I(t)$. Com isto, o sinal interferométrico passa ser uma função essencialmente temporal. Durante o procedimento de alinhamento, é importante providenciar que a janela do fotodiodo esteja posicionada no centro da franja de ordem zero (franja central na figura 3.3a).

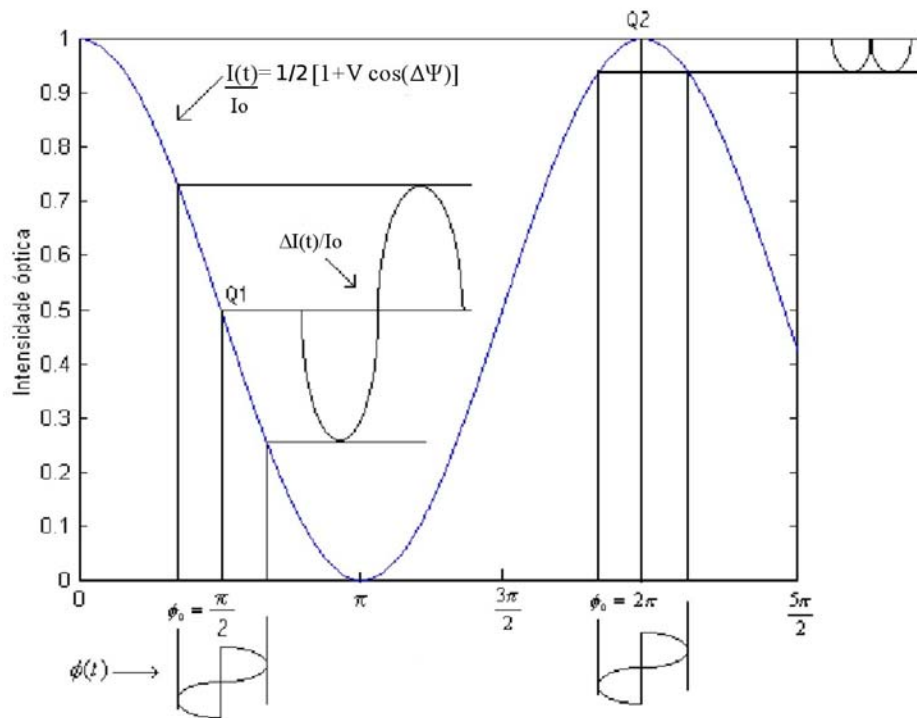
Uma vez alinhado o interferômetro, discute-se no capítulo 4, as principais características de duas formas de detecção de fase muito empregadas nos trabalhos pregressos realizados no Laboratório de Optoeletrônica da FEIS-UNESP, a saber, as técnicas baseadas no espectro do sinal fotodetectado e o método de baixa profundidade de modulação.

Capítulo 4

Métodos de Detecção Interferométrica

Neste capítulo são abordados alguns métodos clássicos de detecção interferométrica, usando análise temporal ou espectral do sinal de saída. Estes métodos têm como objetivo comum a medição de fase interferométrica, minimizando-se as influências do ambiente.

Figura 4.1 - Curva de transferência da variação de fase para a intensidade óptica $I(t)/I_0$.



Fonte: (LEÃO,2004)

Uma forma didática de interpretação da relação da transferência entre a variação de fase em um dos braços do interferômetro e a intensidade óptica (normalizada) percebida pelo fotodetector é dada pela figura 4.1, que representa graficamente a equação (3.12) para $V=1$ e $\Delta\Psi = \phi(t) + \phi_0$.

Conforme a discussão da seção 3.2, a variação total de fase relativa entre os braços do interferômetro, $\Delta \Psi$, é dada pela soma de uma parte variável no tempo (ac), $\phi(t)$, e uma parte constante (dc), ϕ_0 . A intensidade óptica, vista pelo fotodetector, pode ser representada pela soma de uma parte variável (ac), $\Delta I(t)$, com uma parte constante (dc). No ponto Q1 da figura 4.1, onde $\phi_0 = \pi/2 \text{ rad}$, observa-se que $\Delta I(t) \simeq -(I_0/2)V \Delta \phi(t)$, e, sendo $\phi(t) = x \sin \omega_s t$, tem-se $\Delta I(t) \simeq -(I_0/2)V x \sin(\omega_s t)$. No ponto Q2 da figura 4.1, onde $\phi_0 = 2\pi \text{ rad}$, e sendo $\phi(t)$ senoidal, tem-se $\Delta I(t) \simeq (I_0/2)V (x/2)^2 \cos(2\omega_s t)$. Ambas as aproximações são válidas desde que o índice de modulação de fase x seja tal que $x \ll 1 \text{ rad}$. Portanto enquanto se opera na condição de quadratura de fase (ponto de polarização de sinal Q1), o sinal de excitação de entrada e o sinal de saída do interferômetro são proporcionais (a menos do sinal algébrico). Porém em torno do ponto de polarização de sinal Q2, o sinal de saída é uma versão distorcida da entrada, com elevado conteúdo de segunda harmônica. Como as aproximações acima são válidas para $x \ll 1$, e, como $x^2 \ll x \ll 1$, na verdade, o sinal de saída é aproximadamente nulo, em primeira aproximação.

Esta discussão reflete a ação da variação aleatória da fase ϕ_0 , conduzindo ao desvanecimento do sinal interferométrico de saída. Num interferômetro em malha aberta, o ponto de polarização pode evoluir de Q1 para Q2 em questão de minutos dificultando o procedimento de detecção do sinal.

Aplicando a propriedade trigonométrica do $\cos(a+b)$ à equação (3.12) tem-se:

$$I(t) = \frac{I_0}{2} [1 + V \cos(\phi(t)) \cos(\phi_0) - V \sin(\phi(t)) \sin(\phi_0)] \quad (4.1)$$

Na figura 4.1 visualiza-se a situação em que o interferômetro tem como entrada um sinal senoidal, aplicado a um atuador que altera a posição de um dos espelhos do interferômetro que, por sua vez, altera a fase relativa entre os dois braços do interferômetro. Quando $\phi_0 = \pi/2 \text{ rad}$, correspondente à situação de quadratura de fase, tem-se:

$$I(t) = \frac{I_0}{2} [1 - V \sin(\phi(t))] \quad (4.2)$$

Esta constitui a situação ideal, desejável para se operar em qualquer interferômetro homódino. Neste caso, quando $|\phi(t)| \ll 1$ rad, o sinal $I(t)$ resulta proporcional à entrada, e, quando $|\phi(t)| > 1$ rad, o sinal de saída tem a maior amplitude de pico a pico possível, bem como, simetria de meia-onda, o que facilita sensivelmente o processo de demodulação. Contudo o sinal (4.2) é típico de interferômetros estabilizados, operando em malha fechada. Quando a malha está aberta, a deriva de ϕ_0 permite que o desvanecimento ocorra livremente.

Objetiva-se neste trabalho executar medições de deslocamentos nanométricos através do interferômetro em malha aberta. Devido à grande sensibilidade do interferômetro dificulta-se a separação das variações decorrentes da excitação de entrada $\phi(t)$, das variações decorrentes das vibrações espúrias do ambiente e variações térmicas que geram oscilação em ϕ_0 .

4.1 Desvanecimento do sinal Interferométrico

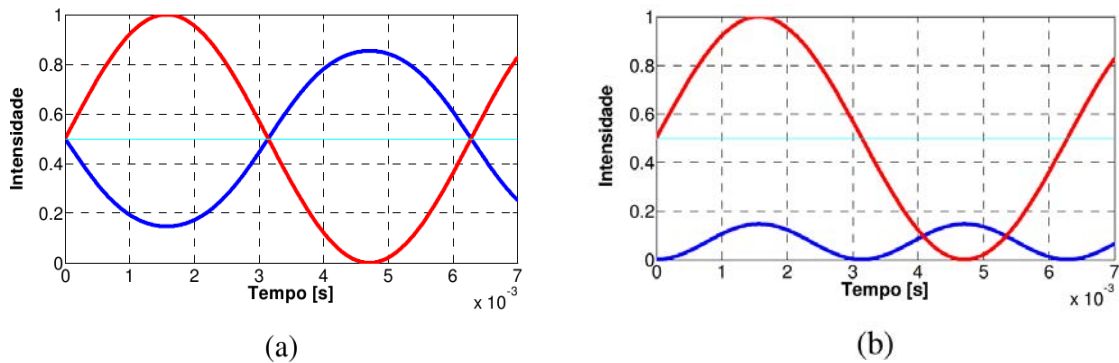
Um desafio da interferometria, presente inclusive no interferômetro de Michelson, é a instabilidade do termo de fase ϕ_0 de (3.12). No caso ideal, o termo ϕ_0 deveria permanecer estático. Entretanto, variações mínimas de caminho óptico no trajeto dos ramos sensor ou de referência, devido às perturbações ambientais, podem tornar ϕ_0 uma função variável aleatoriamente no tempo. Este problema é chamado de desvanecimento do sinal ou “*fading*”. O nome desvanecer, i.e. sumir, apagar ou destruir é empregado pelo fato do sinal detectado, em alguns momentos apresentar amplitude mensurável, e em outros apresentar amplitude muito menores.

As influências externas que alteram a saída do interferômetro estão, em geral, associadas a vibrações externas, flutuações térmicas, variações de densidade do ar onde se encontra o arranjo interferométrico, dentre outros. A temperatura corporal, ou o caminhar das pessoas no ambiente do interferômetro é suficiente para alterar o valor de ϕ_0 , devido a alta sensibilidade do interferômetro.

Uma expressão para ϕ_0 pode ser deduzida por similaridade com (3.11). Contudo, (3.11) leva em conta a variação Δl devido não só a ϕ_0 , mas também, a $\phi(t)$. Assim, (3.11) corresponderá a ϕ_0 na ausência de sinal de excitação, a qual pode ser reescrita como $\phi_0 = 4\pi\Delta l_0/\lambda$, sendo Δl_0 a diferença de caminho óptico entre os braços do interferômetro, quando o sinal de excitação é nulo ou constante. A grande magnitude na deriva (*drift*) de ϕ_0 se deve ao fator λ presente no seu denominador. Em frequências ópticas, λ é da ordem de $1\text{ }\mu\text{m}$, e assim, $1/\lambda$ é da ordem de 1 milhão, o fator que multiplica $4\pi\Delta l_0$ em ϕ_0 . Portanto, mesmo uma pequena variação de $\Delta l_0 = 0,5\text{ }\mu\text{m}$, por exemplo, pode conduzir ϕ_0 a $2\pi\text{ rad}$ de desvio de fase. O problema surge porque ϕ_0 varia de forma aleatória, e, o sinal de informação $\phi(t)$, pode estar a 3 ou 4 ordens de grandeza abaixo.

A expressão geral (3.12) conduz a gráficos de $I(t)$ que podem ser facilmente desenhados usando o software Matlab, para diferentes parâmetros $I_0, V, \phi(t)$ e ϕ_0 . Na figura 4.2 varia-se apenas o ϕ_0 para observar que, o sinal de saída pode ter amplitude mensurável [Figura 4.2 a] ou desvanecer [Figura 4.2 b].

Figura 4.2 - Sinais interferométricos simulados. A linha, cujo sinal possui intensidade máxima unitária, representa o sinal de excitação enquanto que a linha cujo sinal possui intensidade menor representa o sinal recuperado. Em (a) $\phi_0 = \pi/2$ (b) $\phi_0 = \pi$ (BARBOSA, 2009)



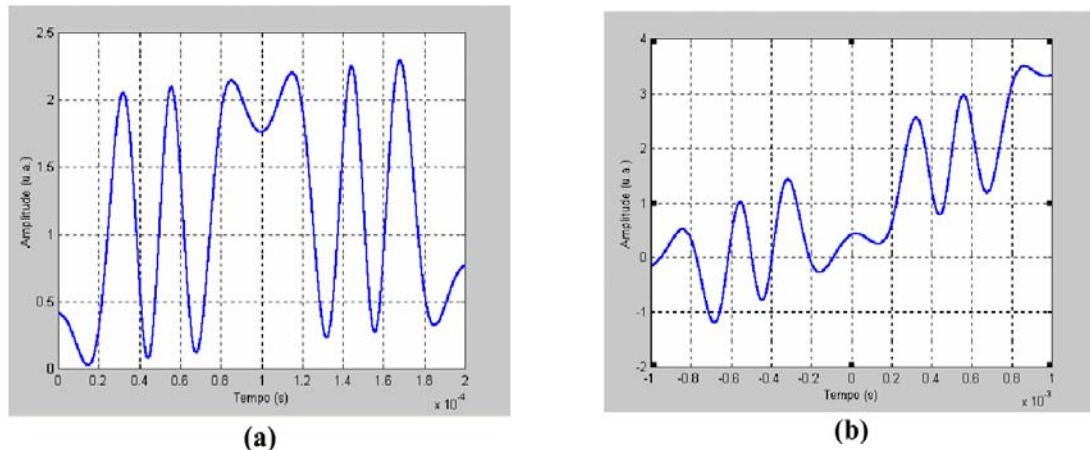
Fonte: (BARBOSA, 2009)

Partindo-se de (4.1) com $V=1$, e, $|\phi(t)| \ll \pi$ rad, vale a primeira aproximação $\cos(a) \simeq 1$ e $\sin(a) \simeq a$. Portanto, quando $\phi_0 = \frac{\pi}{2} + n\pi$; $n=0,1,2,\dots$ tem-se na saída $I(t) \simeq \frac{-I_0}{2}\phi(t)$, e, quando $\phi_0 = n\pi$; $n=0,1,2,\dots$ tem-se na saída $I(t) \simeq 0$.

Entretanto para sinais de fase $\phi(t)$ com amplitudes superiores a π rad, o sinal de saída não chega a se anular, mas o efeito do desvanecimento altera o sinal, deformando-o e dificultando a interpretação da informação nele contida.

As figuras 4.3a e 4.3b ilustram simulações em Matlab de dois sinais interferométricos, sendo o primeiro correspondente a um sinal $\phi(t)$ com frequência de excitação igual a 5 kHz somado a uma perturbação senoidal ϕ_0 de 200 Hz, e, o segundo, com excitação de 500 Hz somado à mesma perturbação senoidal, para um período de aquisição igual a 0,2 ms e 2 ms, respectivamente (LEÃO, 2004).

Figura 4.3 - Sinais interferométricos somados a uma perturbação ambiental de 200 Hz. a) Com frequência de excitação de 5 kHz e período de aquisição de 0,2 ms. b) Com frequência de excitação de 500 Hz e período de aquisição de 2 ms (LEÃO,2004).



Fonte (LEÃO,2004)

Conforme se verifica, quando a taxa de variação de ϕ_0 é muito menor que a de $\phi(t)$ o efeito do desvanecimento é menos danoso (figura 4.3a). Contudo, quando ambas são da mesma ordem de grandeza, o resultado é seriamente prejudicado (figura 4.3b). Como regra geral, e quando se dispõe de um osciloscópio de armazenagem, sugere-se operar com sinais cuja banda de frequência seja distante da banda de ϕ_0 (tipicamente inferior a 100 Hz), e amostrar um pequeno número de ciclos de sinal fotodetectado. Um grande número de ciclos pode demorar tanto tempo para ser amostrado que permite a ocorrência do desvanecimento. Além disso, sugere-se observar o sinal na tela, e aguardar quando ϕ_0 passar por $\pi/2$ rad, algo que pode ser identificado quando a amplitude pico a pico do sinal torna-se máxima. Neste instante, o sinal pode ser amostrado.

Contudo, um tal procedimento pode consumir muito tempo de medição, impossibilitando a operação em tempo real. Além disso, em casos práticos, nem sempre é possível que a banda de sinal e de ϕ_0 sejam muito distintas. Neste casos, soluções como o interferômetro homódino em malha fechada tornam-se necessárias. Ao contrário, pode-se testar alguns métodos de detecção passivos, em malha aberta, com algum tipo de compensação do desvanecimento, via processamento de sinais.

Em resumo, ajustados os comprimentos dos braços do interferômetro, ϕ_0 deveria permanecer fixo em $\pi/2$. Entretanto, como visto, devido a perturbações ambientais, variações aleatórias são introduzidas em ϕ_0 . A seguir, serão vistos alguns métodos espectrais de detecção da fase óptica, propostos para serem imunes ao desvanecimento. Apresenta-se também, um método capaz de operar com sinais temporais arbitrários, desde que a profundidade de modulação seja reduzida.

4.2 Métodos Espectrais

Popularizados por Deferrari, Darby e Andrews (1967), os métodos espectrais são baseados na utilização de harmônicas do sinal detectado para se determinar o índice de modulação, que é diretamente proporcional à variação relativa entre os comprimentos ópticos dos braços do interferômetro.

Sendo $v(t)$ a tensão elétrica nos terminais do fotodetector e α a sua responsividade, tem-se: $v(t) = \alpha I(t)$. Nomeia-se $A = \alpha I_0/2$ e substitui-se em (3.12), obtendo-se:

$$\begin{aligned} v(t) &= A[1 + V \cos(\phi(t) + \phi_0)] \\ &= A[1 + V \cos(\phi(t)) \cos(\phi_0) - V \sin(\phi(t)) \sin(\phi_0)] \end{aligned} \quad (4.3)$$

que relaciona a entrada e a saída de um interferômetro de Michelson.

Requer-se que a variação de fase (sinal de entrada) aplicada a um dos braços do interferômetro seja senoidal para a aplicação dos métodos espectrais, do tipo:

$$\phi(t) = x \sin(\omega_s t) \quad (4.4)$$

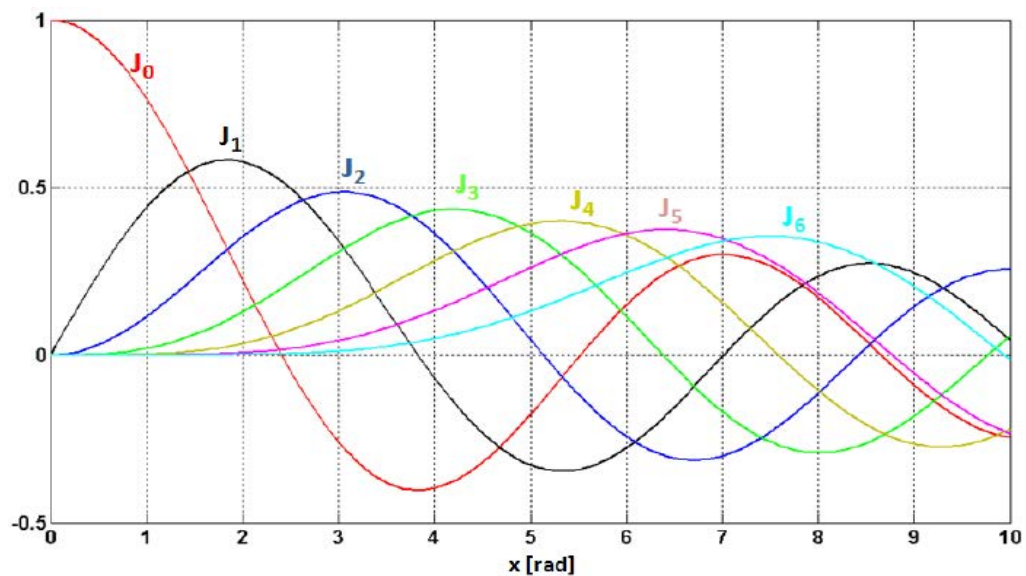
sendo: x o índice de modulação de fase e ω_s a frequência de modulação.

Substituindo-se o sinal de entrada (4.4) em (4.3), o resultado descrito (ABRAMOWITZ; STEGUN, 1972) em série de Fourier é:

$$v(t) = A + AV \cos(\phi_0) \left[J_0(x) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(x) \cos(2n \omega_s t) \right] + \\ - AV \sin(\phi_0) \left[2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(x) \sin((2n-1) \omega_s t) \right] \quad (4.5)$$

onde os termos $J_n(x)$ são funções de Bessel de primeira espécie e ordem n e que encontram-se ilustradas na figura 4.4

Figura 4.4 - Funções de Bessel de primeira espécie e ordem n .



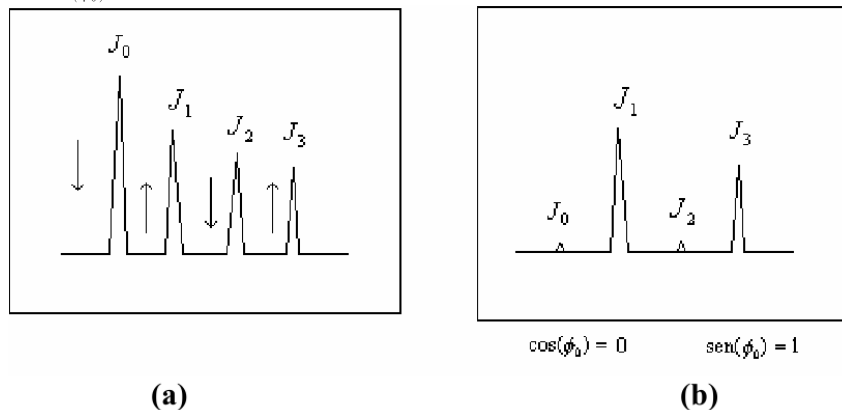
Fonte: do próprio autor

Cada termo dos somatórios em (4.5) representa matematicamente uma harmônica do sinal de saída. Por exemplo, um sinal do tipo $v(t) = dc + v_1 + v_2 + v_3 + v_4 + \dots$ tem suas primeiras 4 harmônicas representadas por:

$$\begin{aligned} v_1 &= 2AV \sin(\phi_0) J_1(x) & ; & & v_3 &= 2AV \sin(\phi_0) J_3(x) \\ v_2 &= 2AV \cos(\phi_0) J_2(x) & ; & & v_4 &= 2AV \cos(\phi_0) J_4(x) \end{aligned} \quad (4.6)$$

Acoplando-se $v(t)$ a um analisador de espectros, observa-se o comportamento da figura 4.5 que, devido à variação de ϕ_0 , as raías variam de magnitude, de forma que, quando as pares aumentam, as ímpares diminuem e vice-versa, pois as primeiras estão multiplicadas por $\sin(\phi_0)$ e as outras por $\cos(\phi_0)$ (MENEZES, 2009).

Figura 4.5 - Espectros de magnitudes do sinal detectado. a) Para o caso $\cos(\phi_0) = \sin(\phi_0) = \sqrt{2}/2$; b) Para o caso $\cos(\phi_0) = 0$ e $\sin(\phi_0) = 1$



Fonte: (MENEZES, 2009)

Em suma o objetivo dos métodos espectrais é encontrar o índice de modulação de fase x , independentemente do valor de ϕ_0 , através de operações matemáticas com as harmônicas. Isto é obtido quando os cálculos feitos com as harmônicas cancelam os fatores multiplicadores $\cos(\phi_0)$ ou $\sin(\phi_0)$, como descrito a seguir.

4.2.1 Método J1/J3

Uma primeira relação entre as harmônicas, que atende ao pressuposto de cancelar os fatores $\cos(\phi_0)$ ou $\sin(\phi_0)$, quando aplicada às relações (4.6), é :

$$\frac{v_1}{v_3} = \frac{2AV\sin(\phi_0)J_1(x)}{2AV\sin(\phi_0)J_3(x)} \quad \text{para } \phi_0 \neq 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{v_1}{v_3} = \frac{J_1(x)}{J_3(x)} \quad (4.7)$$

A partir de (4.7) surge uma técnica de demodulação de x : medem-se as harmônicas v_1 e v_3 , e, calcula-se a relação entre elas; recorre-se a uma tabela de $J_1(x)/J_3(x)$ em função de x e, por interpolação, encontra-se o valor de x para a medida específica.

O método, J1/J3, foi discutido em 1967, juntamente com os métodos J1/J2, J1-max e J1-nulo (DEFERRARI; DARBY; ANDREWS, 1967). Como grande vantagem, o método J1/J3 independe do ganho A do sistema, da visibilidade V do interferômetro e do ângulo ϕ_0 .

Consideram-se, a seguir, algumas limitações de aplicação (MENEZES, 2009) do método:

a) A faixa dinâmica tem limite inferior $x \sim 0,2 \text{ rad}$ dependendo do nível de ruído envolvido na medição. Neste índice de modulação, $J_3(x)$ é 600 vezes menor que $J_1(x)$.

b) O limite superior da faixa dinâmica é $x \sim 3,83 \text{ rad}$, considerando que na medição de v_1 e v_3 avalia-se somente o módulo. Isto porque, a partir deste ponto, a relação de correspondência $x \Leftrightarrow |J_1(x)|/|J_3(x)|$ torna-se ambígua, i.e., para um dado valor da relação $|v_1|/|v_3|$ medida experimentalmente, existem vários valores possíveis de x .

c) Existe um ponto de singularidade em $\phi_0=0$, quando as harmônicas ímpares desvanecem. Na prática, em um sistema sujeito a ruídos, existe uma faixa em torno de $\phi_0=0$ em que não é possível realizar as medições.

d) O sinal de entrada deve ser senoidal, sem distorção. Caso contrário, surgem problemas com termos de intermodulação que degradam sensivelmente o desempenho do método.

Esta técnica, apesar de simples, tem o inconveniente de usar métodos numéricos no cálculo do índice de modulação x . São apresentadas a seguir técnicas que utilizam métodos diretos para o cálculo do índice de modulação.

4.2.2 Método J1..J4

O método J1..J4, proposto por Sudarshanam e Srinivasam em 1989, utiliza as quatro primeiras harmônicas do sinal detectado para se determinar o índice de modulação, que é diretamente proporcional à variação da diferença de comprimentos dos braços de um interferômetro de Michelson, quando o índice de refração do meio de propagação do laser é constante (SUDARSHANAM; SRINIVASAM, 1989).

A ideia surge da observação do comportamento das quatro primeiras harmônicas do sinal de saída do interferômetro $v(t)$, que mantém uma relação quadrática com o índice de modulação de fase x , sem dependência do valor de ϕ_0 , do ganho A ou da visibilidade V do interferômetro, que se descreve como:

$$x^2 = 24 \frac{v_2 v_3}{(v_2 + v_4)(v_1 + v_3)} \quad (4.8)$$

A proposta fundamenta-se na relação de recorrência para as funções de Bessel (ABROMOWITZ; STEGUN, 1972):

$$J_{n-1}(x) + J_{n+1}(x) = \frac{2n}{x} J_n(x) \quad (4.9)$$

Extraindo-se x de (4.9), para valores de n iguais a 2 e 3 sucessivamente, e multiplicando-se os resultados, obtém-se uma nova relação de recorrência:

$$x^2 = 24 \frac{J_2(x)J_3(x)}{(J_2(x)+J_4(x))(J_1(x)+J_3(x))} \quad (4.10)$$

Na condição em que se substitui (4.6) em (4.8) e chega-se a (4.10), confirmando-se a proposição de Sudarshanam e Srinivasam. Percebe-se que os fatores $AV \sin(\phi_0)$ e $AV \cos(\phi_0)$ são cancelados, tornando o método imune as variações de ϕ_0 , além de não haver necessidade de levantamento da característica de ganho AV da montagem interferométrica em questão.

Em suma, o método consiste em se medir as amplitudes das quatro primeiras harmônicas do sinal de saída do interferômetro $v(t)$ e fazer os cálculos de (4.8), obtendo-se assim, o índice de modulação x , que por sua vez, é proporcional ao deslocamento mecânico do objeto sob teste: $\Delta l = \lambda x / 4\pi$ (MARÇAL, 2008).

Consideram-se, a seguir, algumas limitações de aplicação (MENEZES, 2009) do método:

a) A faixa dinâmica tem limite inferior a $x \sim 0,2$ dependendo do nível de ruído envolvido na medição.

b) Considerando que na medição de v_1, v_2, v_3 e v_4 avalia-se somente o módulo, o limite superior da faixa dinâmica é $x \sim 3,83$ rad. Isto porque, a partir deste ponto, a função de Bessel $J_1(x)$ assume valores negativos [Figura 4.4].

c) Por outro lado, o limite superior passa a ser $x \sim 5,1$ rad se for levada em consideração a fase de v_1 (usando a série complexa de Fourier). Neste ponto, ocorre a condição $J_2(x)=0$ e $J_1(x)+J_3(x)=0$, simultaneamente. Na prática, em um sistema sujeito a ruídos, existe uma faixa em torno de cada uma das singularidades, em que não é possível realizar as medições, pois o erro torna-se intolerável.

d) Existem pontos de singularidade em $\phi_0 = n\pi/2$, com $n=0,1,2,\dots$

e) O sinal de entrada deve ser senoidal, sem distorção, a fim de não se gerar fatores de intermodulação (pois a característica do interferômetro é não-linear).

4.2.3 Método J1..J6

Posteriormente (em 1993) Sudarshanam e Claus propuseram dois métodos, J1..J6(pos) e J1..J6(neg), com o objetivo de estender o limite superior e inferior da faixa dinâmica, respectivamente (SUDARSHANAM; CLAUS, 1993). Estes métodos utilizam as 6 primeiras harmônicas do sinal de saída do interferômetro, e, através das relações de recorrências das funções de Bessel de primeira ordem, calcula-se o índice de modulação x .

4.2.3.1 Método J1..J6 (pos)

Parte-se das relações descritas em (4.9), com $n=2,4,3$ e 5 , respectivamente, e soma-se o resultado dois a dois, obtendo-se as relações:

$$8[J_2(x) + J_4(x)] = x[2J_1(x) + 2J_3(x) + J_3(x) + J_5(x)], \quad (4.11)$$

$$30[J_3(x) + J_5(x)] = x[5J_2(x) + 5J_4(x) + 3J_4(x) + 3J_6(x)]. \quad (4.12)$$

Multiplica-se (4.11) e (4.12) e isola-se x^2 , para se obter:

$$x^2 = \frac{240[J_2(x) + J_4(x)][J_3(x) + J_5(x)]}{[2J_1(x) + 3J_3(x) + J_5(x)][5J_2(x) + 8J_4(x) + 3J_6(x)]} \quad (4.13)$$

Analogamente às relações de (4.8) e (4.10), mostra-se que (4.13), em conjunto com as equações de (4.6), pode ser obtida a partir da expressão (4.14), para a condição em que $AV \sin(\phi_0) \neq 0$ e $AV \cos(\phi_0) \neq 0$:

$$x^2 = \frac{240[v_2 + v_4][v_3 + v_5]}{[2v_1 + 3v_3 + v_5][5v_2 + 8v_4 + 3v_6]} \quad (4.14)$$

4.2.3.2 Método J1..J6 (neg)

Parte-se das relações descritas em (4.9), com $n=2,4,3$ e 5 , respectivamente, e subtrai-se o resultado dois a dois. Das relações obtidas, multiplica-se ambas e isola-se x^2 , para obter:

$$x^2 = \frac{8[J_2(x) - 2J_4(x)][3J_3(x) - 5J_5(x)]}{[J_1(x) - J_5(x)][J_2(x) - J_6(x)]} \quad (4.15)$$

e sua equivalente relação entre harmônicas do sinal de saída do interferômetro:

$$x^2 = \frac{8[v_2 - 2v_4][3v_3 - 5v_5]}{[v_1 - v_5][v_2 - v_6]} \quad (4.16)$$

Os métodos J1..J6(pos) e J1..J6(neg) foram desenvolvidos (SUDARSHANAM; CLAUS, 1993) como o objetivo de estender a faixa dinâmica, se comparados ao método J1..J4. Isto se torna verdadeiro quando se conhece a fase das harmônicas envolvidas no cálculo. A fase pode ser obtida diretamente do sinal via FFT, ou, indiretamente, pelo valor relativo entre outras harmônicas. Por exemplo a relação v_3/v_5 é decrescente até 6,38 rad, o que permite calcular o ponto em que o sinal da harmônica v_1 passa a ser negativo, neste intervalo.

Outros esforços foram feitos no sentido de se obter faixas dinâmicas maiores sem a necessidade do conhecimento da fase das harmônicas, como é o caso do método que será visto a seguir.

4.2.4 Método de Pernick Chaveado

O objetivo original do método de Pernick era permitir uma faixa dinâmica de operação, teoricamente ilimitada (PERNICK, 1973). Contudo, percebeu-se que isto não ocorre, porque Pernick não levou em consideração o ruído (MENEZES, 2009).

O método de Pernick baseia-se na relação de recorrência das funções de Bessel (4.9), reescrita para n , $n+1$ e $n+2$, compondo o seguinte conjunto de equações:

$$x[J_{n-1}(x) + J_{n+1}(x)] = 2n J_n(x) \quad (4.17a)$$

$$x[J_n(x) + J_{n+2}(x)] = 2(n+1) J_{n+1}(x) \quad (4.17b)$$

$$x[J_{n+1}(x) + J_{n+3}(x)] = 2(n+2) J_{n+2}(x) \quad (4.17c)$$

Extraindo-se $J_n(x)$ de (4.17a), e, $J_{n+2}(x)$ de (4.17c), e, substituindo-se em (4.17b), obtém-se:

$$x^2 = \frac{4n(n+1)(n+2)J_{n+1}(x)}{(n+2)J_{n-1}(x) + 2(n+1)J_{n+1}(x) + nJ_{n+3}(x)} \quad (4.18)$$

A vantagem da expressão (4.18) é que, para qualquer n (1,2,3,...), as funções de Bessel são sempre ímpares ou sempre pares.

A partir da expressão (4.5), as harmônicas do sinal de saída do interferômetro podem ser representadas por:

$$\begin{aligned} v_n &= 2AV \sin(\phi_0) J_n(x), \text{ para } n \text{ ímpar} \\ v_n &= 2AV \cos(\phi_0) J_n(x), \text{ para } n \text{ par, e, } n \neq 0 \end{aligned} \quad (4.19)$$

Substitui-se (4.19) na expressão (4.18), e, chega-se a:

$$x^2 = \frac{4n(n+1)(n+2)v_{n+1}}{(n+2)v_{n-1} + 2(n+1)v_{n+1} + nv_{n+3}} \quad (4.20)$$

para a situação em que $AV \sin(\phi_0) \neq 0$ e $AV \cos(\phi_0) \neq 0$, para n par e ímpar, respectivamente.

Para $n=2$ a expressão (4.20) emprega as 3 primeiras harmônicas ímpares do sinal fotodetectado, e, é expressa por:

$$x^2 = \frac{96v_3}{4v_1 + 6v_3 + 2v_5} \quad (4.21)$$

Pernick propõe que a escolha do n ocorra segundo a conveniência do usuário do método. Sugere, também, evitar o uso de $n=1$, pois o valor DC do sinal de saída do interferômetro extraído da equação (4.5), é $A + AV \cos(\phi_0) J_0(x)$, e assim, quando substituído em (4.18), juntamente com os termos de (4.19), não é possível simplificar o resultado para obter-se (4.20).

Dependendo do valor do n em (4.18), o método de Pernick exhibe faixas dinâmicas limitadas e cujo comprimento é variável, mas não infinita. Isto ocorre devido ao efeito do ruído eletrônico. Por exemplo, para tensões de ruído do tipo $1/f$, a faixa dinâmica para $n=2$ se estende apenas entre 0,18 e 5,95 rad, algo equivalente ao método J1..J6(pos). Por outro lado, para $n=3$, se estende de 0,43 a 7,33 rad; para $n=4$, entre 0,76 a 8,58 rad, e assim sucessivamente (MENEZES, 2009). Portanto, não existe nenhum valor de n onde a faixa dinâmica se estenda entre 0 e infinito.

Porém, se o índice n for chaveado, pode-se implementar um método capaz de detectar valores de x desde 0,18 rad até 100 rad, por exemplo. O método de Pernick chaveado começou a ser investigado em 2009 na FEIS-UNESP (MENEZES, 2009) e ainda é objeto de estudo nos dias de hoje. Resultados recentes evidenciam que o método é capaz de medir desvios de fase dinâmica até 300 rad, independentemente do desvanecimento.

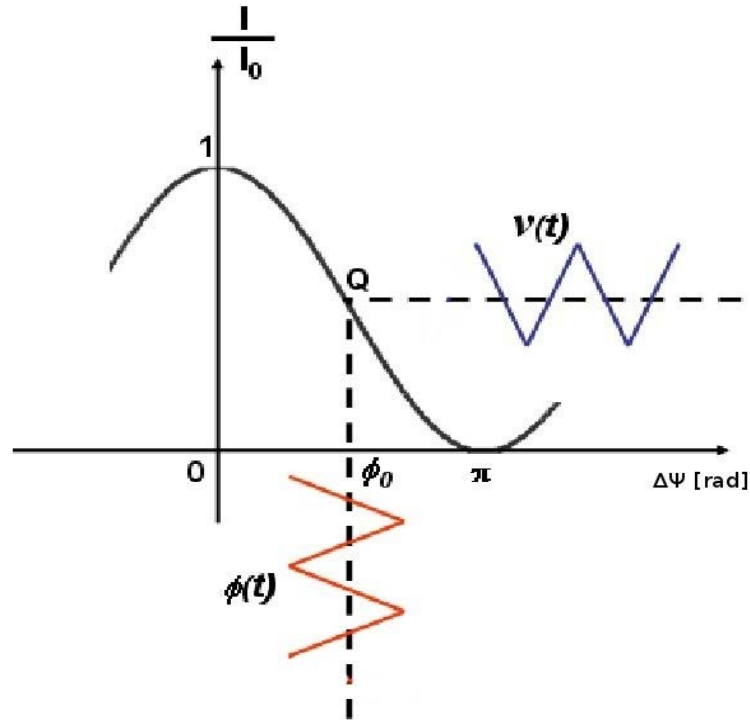
4.3 Método de Baixa Profundidade de Modulação

O método de baixa profundidade de modulação (BPM), baseia-se na operação do interferômetro em regime de quadratura de fase e, como o nome sugere, com sinais de pequena magnitude ($\phi(t) \ll \pi/2$ rad). A faixa de utilização do método, para medição de deslocamento físico, está entre 2 nm e 60 nm (BARBOSA, 2009).

Na Figura 4.6 ilustra-se o princípio no qual se baseia o método de baixa profundidade de modulação, quando aplicado à demodulação de uma variação de fase $\phi(t)$ triangular. Como se observa, a tensão elétrica foto detectada, $v(t)$, tem

a mesma forma de $\phi(t)$ (a menos de uma defasagem de 180°). No caso geral, o formato de $\phi(t)$ pode ser arbitrário.

Figura 4.6 - Processo de detecção de fase óptica utilizando o método de baixa profundidade de modulação



Fonte: (BARBOSA, 2009)

Substituindo $\phi_0 = \pi/2$ rad em (4.3) tem-se:

$$v(t) = A - AV \sin(\phi(t)) \quad (4.22)$$

Tomando-se a componente variável do sinal fotodetectado, $\Delta v(t)$, tem-se:

$$\Delta v(t) = -AV \sin(\phi(t)) \quad (4.23)$$

Neste ponto a literatura Leão, 2004 e Barbosa (2009) sugerem usar a aproximação $\sin(\phi(t)) \approx \phi(t)$, considerando-se que $\phi(t) \ll 1$, o que conduz a:

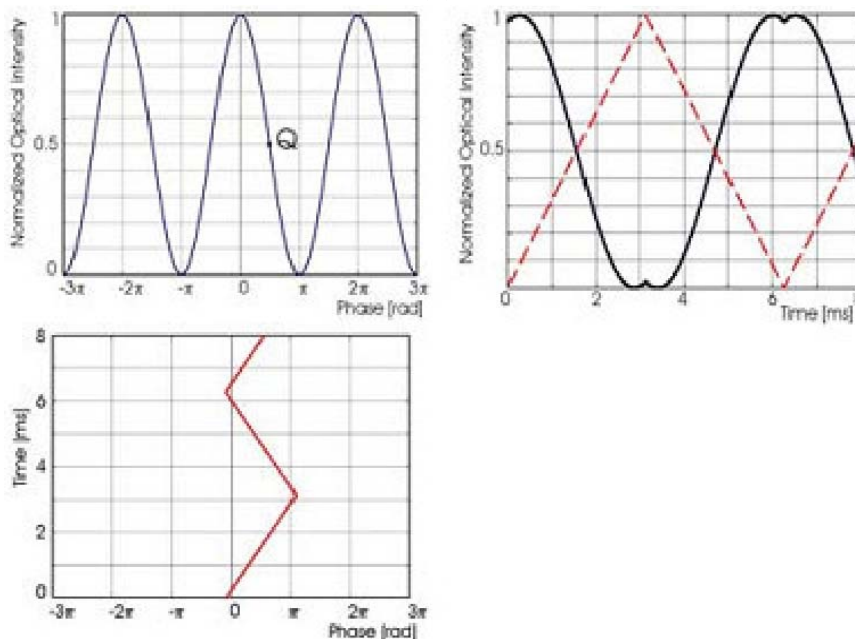
$$\Delta v(t) = -AV \phi(t) \quad (4.24)$$

A aplicação do método, contudo, necessita do levantamento de uma característica que depende inclusive da montagem interferométrica, o fator AV .

Este fator é função dos parâmetros: alinhamento do interferômetro, razão de proporcionalidade do espelho semi-refletor, intensidade do laser, responsividade do detector, entre outros. Isto torna sua dedução analítica inviável, além do fato de alguns dos parâmetros variarem com tempo e temperatura. Por este motivo, o método BPM sugere uma forma de levantar esta característica, que se baseia na máxima amplitude que se pode obter na saída do interferômetro.

Na literatura Barbosa (2009) demonstra-se que, quando aplicada uma tensão triangular, (polarizada em quadratura) com $\phi_0 = \pi/2$, e profundidade de modulação $\phi(t)_{pico} = \pi/2$ rad, obtém-se como resposta do interferômetro uma senoide sem distorções. Um valor imediatamente superior a $\phi(t)_{pico} = \pi/2$ rad gera reentrâncias [figura 4.7], indicando que sinal de saída assumiu seu valor máximo. Na verdade, Barbosa sugere que ao se atingir a mais leve evidência de reentrância, que se reduza a amplitude de entrada, a fim de imediatamente se retornar à forma de onda senoidal pura (inclusive, realizando a análise espectral desse sinal, a fim de constatar sua pureza espectral). Neste instante, pode-se mensurar o valor do fator desconhecido AV , e o interferômetro estaria calibrado, conforme discutido a seguir.

Figura 4.7 - Representação simulada da reentrância produzida pela aplicação de uma tensão de excitação que gera um deslocamento de fase $\phi(t) > \pi/2$ rad.



Fonte: (BARBOSA, 2009)

Na verdade, como a amplitude da senoide pura na saída do interferômetro, e aquelas obtidas após a reentrância, são sempre as mesmas (como ocorre com qualquer sinal PM operando com grande profundidade de modulação), não é necessário o rigor sugerido por (BARBOSA, 2009). Ou seja, o procedimento para se mensurar AV é bem mais simples: basta medir a amplitude de qualquer sinal fotodetectado após a condição de reentrância (GALETI et al., 2011).

Descreve-se, a partir de (4.23), que uma variação $\phi(t)_{max} = \pi/2$ rad, em quadratura ($\phi_0 = \pi/2$ rad), conduz a tensão alternada (ac) máxima. Considerando o valor máximo de $\Delta v(t)$ em (4.23), no instante que $\phi(t) = \pi/2$ rad, tem-se:

$$v_{max(pico)} = -AV \sin(\pi/2) = -AV \quad (4.25)$$

o valor de pico do sinal fotodetectado necessário para se obter o fator AV , e daí, calibrar o interferômetro.

Este método (BARBOSA, 2009), sugerindo que seja utilizada a forma de onda triangular para facilitar uma melhor visualização do ponto de máximo e daí a determinação do fator AV , pode não ser adequado quando a resposta em frequência do dispositivo sob teste (no caso o APF) é desconhecida. Ou seja, naqueles atuadores piezoelétricos que não conseguem responder de forma plana a todas as harmônicas significativas do sinal triangular, pode se comprometer o processo de auto-calibração do interferômetro. O mesmo é válido se o fotodiodo não tiver largura de banda suficiente.

Por causa disso, o autor desta dissertação propõe utilizar um sinal de excitação senoidal, e executar a calibração após o surgimento da primeira reentrância no sinal fotodetectado. Inclusive, este novo procedimento permite estender a faixa dinâmica de detecção até π rad.

Substituindo-se (4.25) em (4.23), para $\phi(t)$ senoidal, obtém-se:

$$\Delta v(t) = v_{max(pico)} \sin(\phi(t)) \quad (4.26)$$

e daí,

$$\phi(t) = \arcsen\left(\frac{\Delta v(t)}{v_{\max(pico)}}\right) \quad (4.27)$$

válida para valores de $\phi(t) < \pi$ rad (valores de pico). Se for considerada a condição $\phi(t) \ll \pi$ rad a aproximação de (4.27) conduz simplesmente a:

$$\phi(t) = \frac{\Delta v(t)}{v_{\max(pico)}} \quad (4.28)$$

que concorda com (4.24).

A variação de fase é convertida em variação de deslocamento mecânico do espelho do interferômetro, aplicando-se: (MARÇAL, 2008):

$$\begin{aligned} \Delta l &= \frac{\lambda}{4\pi} \phi \\ &= \frac{\lambda}{4\pi} \arcsen\left(\frac{\Delta v(t)}{v_{\max(pico)}}\right) \end{aligned} \quad (4.29)$$

No caso de laser He-Ne, cujo comprimento de onda é $\lambda = 632,8 \text{ nm}$, tem-se

$$\Delta l = 50,36 \arcsen\left(\frac{\Delta v(t)}{v_{\max(pico)}}\right) \text{ [nm]} \quad (4.30)$$

Na verdade, este princípio pode ser generalizado para sinais de excitação arbitrários. O valor $v_{\max(pico)}$ corresponde ao valor de pico da máxima variação alternada da saída do fotodetector. Portanto, para mensurar $v_{\max(pico)}$, um sinal periódico qualquer, sem descontinuidades, que varie desde $-\pi/2 - a$ até $\pi/2 + a$, onde a é um número real, é suficiente para calibrar o interferômetro. Sendo $\phi(t)_{pico} > \pi/2$ rad, em algum momento vai se passar pela situação de $\phi(t)_{pico} = \pi/2$ rad, o que torna possível o levantamento de $v_{\max(pico)}$.

4.6 Avaliação Qualitativa do Ruído

Inicialmente, na figura 4.8, são apresentadas as principais características de alguns dos métodos espectrais estudados no Laboratório de Optoeletrônica da FEIS/UNESP, quando aplicados a sinais de saída interferométrica simulados com a adição de ruído (potência) determinístico $1/f^2$ (MENEZES, 2009). Sendo x o índice de modulação teórico e x' o índice de modulação calculado a partir de sinais medidos experimentalmente, ou, de sinais simulados, define-se o erro $\Delta x = |x - x'|$. A literatura clássica (SUDARSHANAM; CLAUS, 1993) define o mínimo desvio de fase detectável MDPS (ou *Minimum Detectable Phase Shift*) como sendo o valor de x para o qual $\Delta x = x$, que acontece quando $x' = 2x$.

Figura 4.8 - Quadro comparativo entre os métodos espectrais de demodulação de fase óptica.

Método	Cálculo direto do valor de x	Correção do sinal algébrico das harmônicas	Limite inferior MDPS (rad)	Limite Superior da faixa dinâmica (rad)
J1/J3	NÃO	SIM	0,18	ilimitado
J1...J4	SIM	SIM	0,18	3,5
J1...J6(pos)	SIM	SIM	0,20	6,0
J1...J6(neg)	SIM	NÃO	0,05	3,5
Pernick chaveado	SIM	SIM	0,18	ilimitado

Fonte: (MENEZES, 2009)

O método J1...J6(neg), quando submetido a ruído branco apresenta um valor de MDPS próximo aos dos demais métodos espectrais (MARÇAL, 2008). Segundo a modificação proposta por Menezes, o método de Pernick chaveado pode ser aplicado experimentalmente a faixas superiores a 100 rad e tem o cálculo do índice

de modulação direto, a partir das harmônicas do sinal de saída do interferômetro (MENEZES, 2009).

Na sequência compara-se o método BPM com o método de Pernick, em uma faixa de índices de modulação desde 0 até 2 rad, para qualificar o comportamento do erro próximo às extremidades inferiores das faixas dinâmicas dos métodos. Nesta avaliação pretende-se justificar a necessidade do novo método apresentado, o qual constitui objeto de estudo desta dissertação.

Na análise considera-se dois tipos de ruídos: o elétrico e o de quantização.

A amostragem de um sinal analógico gera um erro entre o sinal analógico, antes da amostragem, e sua representação digital. Este erro se dá pelo número finito de bits usados na representação do valor amostrado.

Este erro pode ser modelado como um ruído aditivo com função densidade de probabilidade constante, e que é chamado de ruído de quantização. Este ruído é tanto maior quanto menor o número de bits usados na amostragem. Considerando-se uma aplicação interferométrica, demonstra-se que, dado um ruído elétrico, é possível determinar o número de bits mínimo necessário para que o ruído de quantização seja desprezível (BUTRÓN, 1998).

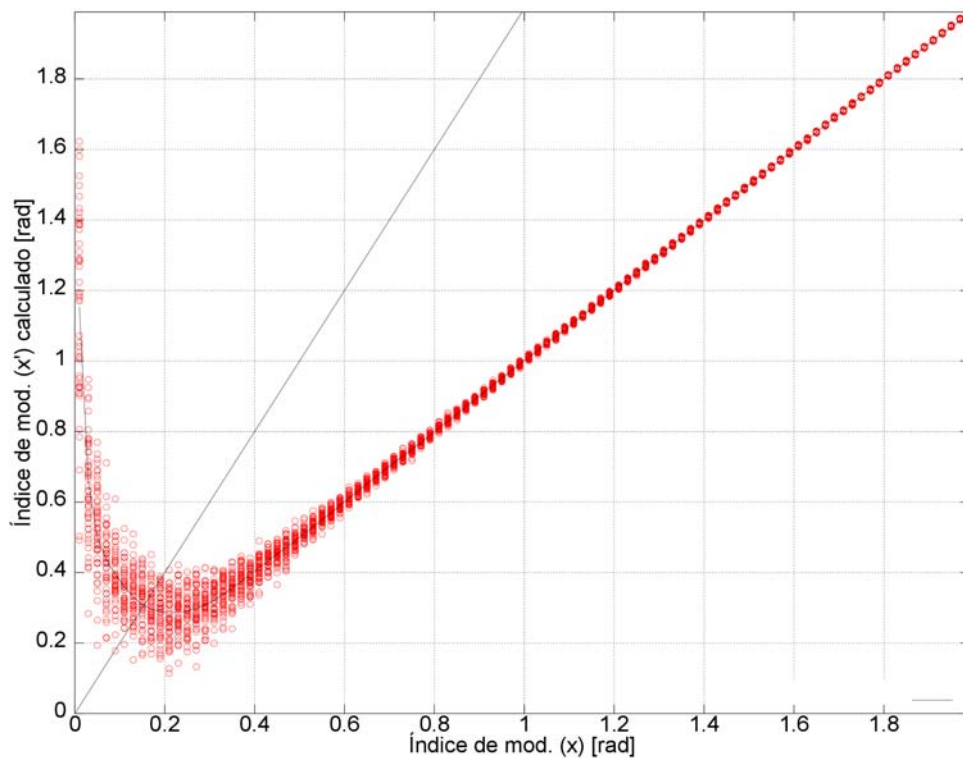
Neste trabalho os sinais de saída do interferômetro são gerados a partir da representação matemática da relação entrada e saída, i.e. da equação (4.3). O sinal de saída temporal, é representado por N amostras (2500). Adiciona-se às amostras, ruído branco com distribuição gaussiana e relação sinal ruído de 50 vezes, usando a instrução *awgn* do *octave*, correspondente ao ruído elétrico do interferômetro.

Usando-se a instrução *quantiz* do *octave*, as amostras do sinal de saída do interferômetro, já com o ruído elétrico, são quantizadas em 256 níveis, sendo o maior deles 20% maior que o valor máximo do sinal. Esta quantização corresponde a aquisição feita por um osciloscópio de 8 bits com o ajuste de escala 20% maior que o sinal a ser mensurado.

Além do ruído elétrico, considera-se também uma pequena variação no ponto de quadratura a fim de simular o desvanecimento. A partir da equação (4.3), e, com

$\phi_0 = \pi/2 + \Delta\phi_0$, geram-se 50 valores de ϕ_0 para cada valor de x , onde $\Delta\phi_0$ tem distribuição gaussiana, com média zero e desvio padrão $\pi/20$ rad, sendo que x varia de 0,01 a 2 rad, em passos de 0,02 rad.

Figura 4.9 - Valores de x' calculados pelo método de Pernick e reta $x' = 2x$.



Fonte: do próprio autor

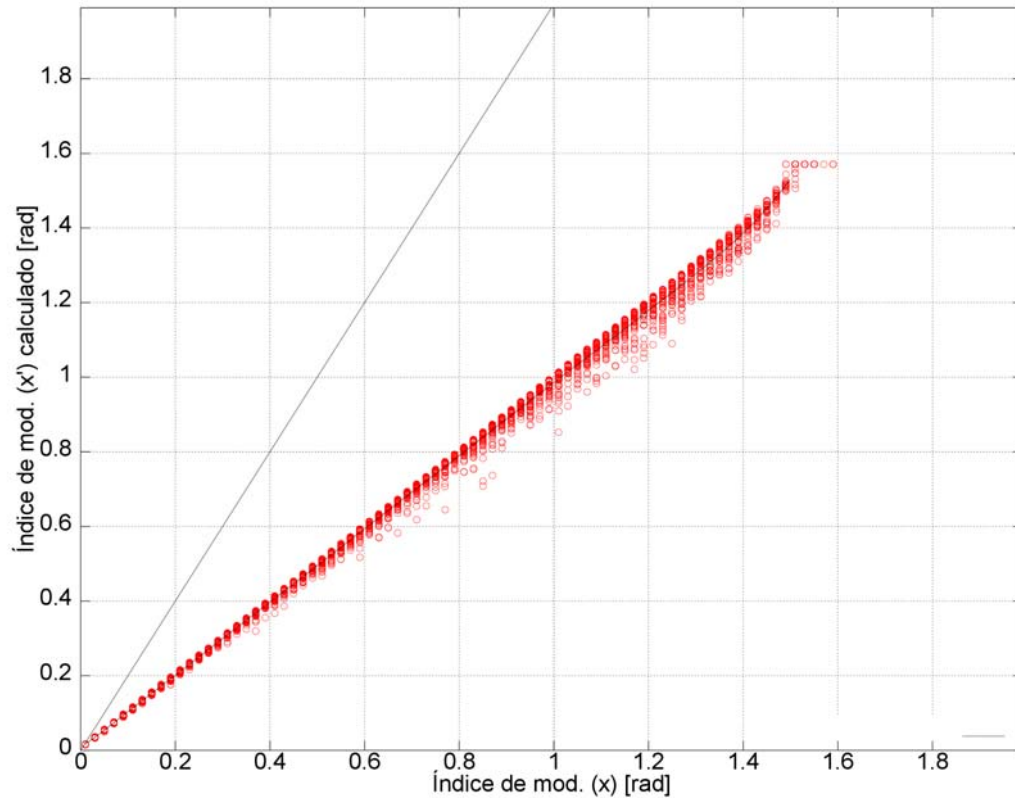
Observa-se, no gráfico da figura 4.9, os valores dos índices de modulação de sinais de saída interferométricos simulados e calculados pelo método de Pernick, x' . O MDPS é 0,16 rad se for considerada a média dos valores de x' , e 0,2 rad se forem considerados os valores individualmente, e se tomar o resultado extremo, do pior caso possível.

No gráficos a seguir, das figuras 4.10 e 4.11, os valores dos índices de modulação de sinais de saída interferométricos são calculados pelo método BPM. O gráfico da figura 4.11 é uma vista em detalhe do gráfico da figura 4.10, na faixa $0 < x < 0,1$ rad.

Observa-se, no gráfico da figura 4.10, os valores dos índices de modulação de sinais de saída interferométricos simulados e calculados pelo método de BPM,

x' . O valor de $x=1,5$ rad é o limite superior da faixa dinâmica do método BPM observado nesta simulação.

Figura 4.10 - Valores de x' calculados pelo método de BPM e reta $x' = 2x$.



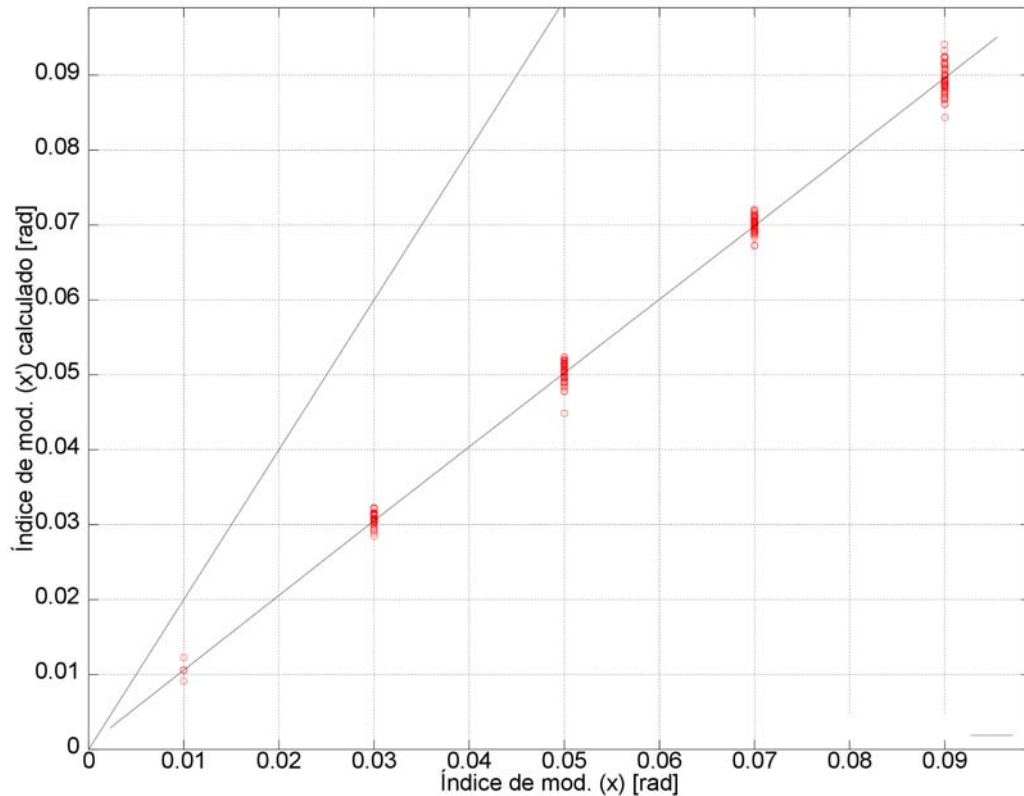
Fonte: do próprio autor

A dispersão dos valores de x' não se dá somente pela introdução dos ruídos elétricos e de quantização ao sinal interferométrico simulado. As variações de ϕ_0 introduzidas aos sinais simulados são a maior causa da dispersão de x' que observa-se no gráfico da figura 4.10, nas faixas de valores de 0,4 rad e 1,5 rad.

Também foram gerados sinais simulados com adição de ruído e sem variação de ϕ_0 , i.e., $\phi_0 = \pi/2$. Os valores dos índices de modulação calculados, x' , pelo método de Pernick foram similares aos apresentados na figura 4.9, confirmando a teoria (método imune as variações de ϕ_0). Quando os índices de modulação, x' , são calculados pelo método BPM existe uma melhora significativa, de tal forma que a dispersão na faixa de 0,2 a 1,5 rad é similar à dispersão do gráfico da figura 4.10 na faixa de 0 a 0,2 rad.

No gráfico da figura 4.11 observa-se um detalhe do gráfico da figura 4.10, contendo os valores de índice de modulação x inferiores a 0,1 rad. O MDPS é 0,002 se for considerada a média dos valores de x' , e, 0,005 se forem considerados os valores individualmente (pior caso).

Figura 4.11 - Valores de x' calculados pelo método de BPM e reta $x' = 2x$.



Fonte: do próprio autor

Os métodos de BPM e de Pernick chaveado são complementares em suas faixas dinâmicas de operação, i.e o método de Pernick chaveado pode superar 100 rad. Por outro lado, o método de BPM tem MDPF duas ordens de grandeza inferior ao de Pernick. Alguns métodos espectrais (dentre eles o Pernick), são imunes as variações de ϕ_0 , o que não ocorre com o método de BPM. Por outro lado, os métodos espectrais não são adequados para avaliar atuadores não lineares.

Busca-se neste trabalho o desenvolvimento de um método de demodulação do sinal de saída interferométrico, usando amostras do sinal no tempo, que seja imune as variações de ϕ_0 , que tenha faixa dinâmica até 100 rad e com MDPS inferior a 0,01 rad. Isto será apresentado no próximo capítulo.

Capítulo 5

Método da Segmentação do Sinal Amostrado

Na seção 4.3 discutiu-se o clássico método de baixa profundidade de modulação, conforme estudado por (BARBOSA, 2009), e válido para detectar sinais polarizados no ponto de quadratura de fase e com amplitudes inferiores a $\pi/2$ rad de pico a pico. As vantagens deste método referem-se à capacidade de medir desvios de fase muito pequenos (limite teórico igual a 1,2 mrad) e por permitir se trabalhar com sinais com forma de onda arbitrária. Como desvantagem, a faixa dinâmica é pequena e é necessário manter ϕ_0 constante, igual a $\pi/2$ rad, algo que justifica o uso de um interferômetro em malha fechada a fim de melhorar a precisão das medidas.

Na sequência, foi discutida uma evolução deste método, que amplia a faixa dinâmica até π rad, sem perda de sensibilidade (GALETI et al., 2011). Contudo, ainda havia a necessidade de se manter a condição de quadratura de fase, $\phi_0 = \pi/2$ rad. Para ambos os casos, operou-se com interferômetro em malha aberta, o que exigiu que o ambiente do laboratório de Optoeletrônica da FEIS/UNESP fosse condicionado, a fim de reduzir ao mínimo os efeitos de deriva ambientais, e também, que medições repetitivas, exaustivas e que consumiam muito tempo fossem realizadas manualmente (e, inevitavelmente, durante o período noturno, quando o fluxo de pessoas e veículos nas vizinhanças fosse reduzido). Mesmo assim, a melhor sensibilidade obtida ficou distante do limite previsto pela teoria.

Neste capítulo, propõe-se um novo método, que constitui uma evolução dos dois primeiros, denominado de “método da segmentação do sinal amostrado”, e que permite superar a maioria dos problemas citados acima. O método permite operar com excelente sensibilidade, elevada faixa dinâmica e independentemente do desvanecimento. Porém, assim como os outros métodos, demanda um

procedimento de auto-calibração, mas que pode ser realizado de forma mais imediata que aquele retratado na seção 4.3, conforme será visto adiante.

O sinal de saída do interferômetro tipo Michelson, $v(t)$, é uma função não linear da variação da fase óptica $\phi(t)$ entre dois caminhos ópticos distintos, dado pelas relações (3.12) ou (4.3). O objetivo do método proposto é, a partir de certos segmentos do sinal de saída $v(t)$, reconstituir a variação da fase óptica $\phi(t)$.

Vários fenômenos físicos podem provocar variação da fase óptica $\phi(t)$ e, portanto, podem ser medidos usando-se o interferômetro tipo Michelson. Neste trabalho é usado um APF, que converte um sinal elétrico $v_i(t)$ em movimento mecânico $\Delta l(t)$ e, o movimento mecânico, por sua vez, provoca a variação da fase óptica $\phi(t)$. Como o método proposto reconstitui a variação da fase óptica $\phi(t)$, é possível avaliar o movimento do APF $\Delta l(t)$ em cada instante e, comparando com a tensão aplicada $v_i(t)$, avaliar a linearidade da resposta do APF, por exemplo.

Além disso, a automatização do processo de medição vem aumentar significativamente o potencial do método, reduzindo a carga de trabalho do operador do sistema e melhorando a representação e interpretação dos resultados obtidos.

O método também permite avaliar o tempo de atraso do APF, i.e. o deslocamento de fase entre a aplicação da tensão de entrada $v_i(t)$ e o respectivo movimento $\Delta l(t)$, desde que a tensão de saída do interferômetro $v(t)$ seja adquirida de forma sincronizada com a aquisição da tensão aplicada ao APF $v_i(t)$.

O método relaciona cada amostra do sinal de saída $v(t)$ com a respectiva amostra do sinal de entrada do interferômetro $v_i(t)$. Com isto, uma única amostragem com N (2500) pontos em cada aquisição, permite que seja interpretada como N medições, propiciando um MDPF de 0,002 rad (conforme será mostrado).

Desta forma, objetiva-se que, com uma única amostragem dos sinais $v_i(t)$ e $v(t)$, seja possível medir a linearidade do APF em uma faixa dinâmica superior a 100 rad, o valor do ϕ_0 no instante da aquisição e o atraso gerado pelo APF.

Estas avaliações, tanto de linearidade, quanto as de tempo de atraso, são de difícil execução com os métodos harmônicos descritos no capítulo 4.

5.1 Introdução ao método

No novo método supõe-se um sinal de entrada $v_i(t)$ (tensão aplicada ao APF) periódico que, por sua vez, provoca uma variação da fase óptica $\phi(t)$ periódica e que, por consequência, gera um sinal periódico na saída do interferômetro $v(t)$. A partir da identificação do período da entrada e o correspondente período do sinal de saída, pode-se sincronizar os sinais (entrada e saída). Uma vez sincronizados esses sinais, a cada ponto de entrada corresponderá um ponto de saída, que, pela relação inversa do interferômetro, se permite medir a variação da fase óptica relativa entre os braços do interferômetro, $\phi(t)$.

Antes de apresentar a versão generalizada do método, porém, julga-se pedagogicamente mais adequado discutir a expansão dos métodos anteriores, para se permitir medições de sinais com profundidade de modulação entre π e $3\pi/2$ rad de pico (na verdade, será reconstituído o histórico do percurso que conduziu até o método geral). Para isto, o ponto de partida é a equação (4.3), do sinal fotodetectado, repetida a seguir:

$$\begin{aligned} v(t) &= A[1 + V \cos(\phi(t) + \phi_0)] \\ &= A[1 + V \cos(\phi(t)) \cos(\phi_0) - V \sin(\phi(t)) \sin(\phi_0)] \end{aligned} \quad (5.1)$$

onde A e V são constantes a serem determinadas.

Nas figuras a seguir, são desenhados os gráficos da relação entrada-saída do interferômetro ($v \times \Delta\Psi$), da fase de entrada ($\Psi \times t$), e do sinal de saída ($v \times t$). Neste texto a fim de facilitar a notação, estes gráficos serão referenciados

temporais negativas. Isto também acontece para outros valores de φ_0 e x em (5.1) (para x variando entre π e $3\pi/2$ de pico).

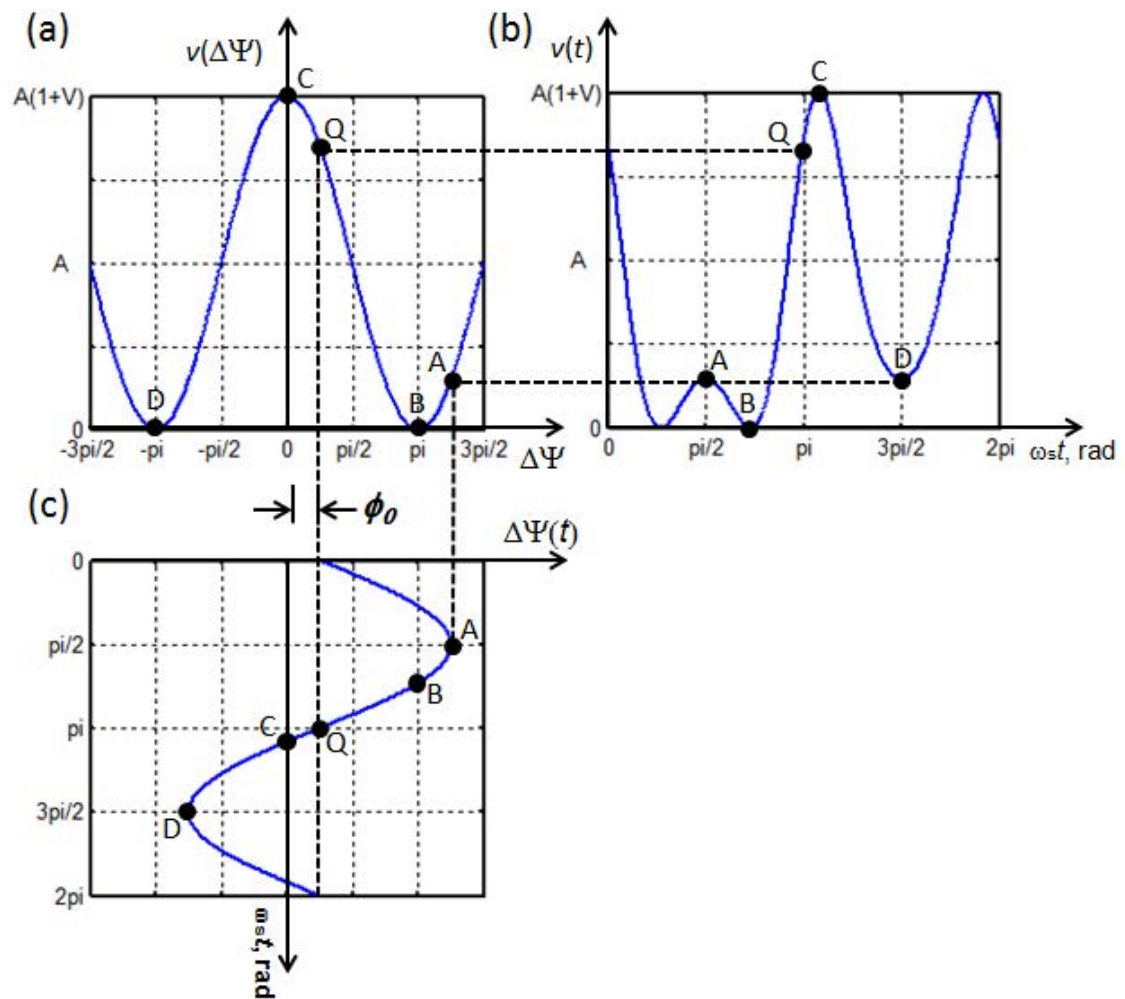
O trecho ABCD está sobre o semiciclo decrescente do sinal $\Delta\Psi(t)$. Se ABCD estivesse sobre o semiciclo crescente de $\Delta\Psi(t)$, as conclusões acima deveriam ser intercambiadas. O método a ser discutido a seguir, procura realizar o procedimento inverso, ou seja, uma vez conhecido o sinal de saída $v(t)$, procura-se obter o sinal de entrada $\Delta\Psi(t)$. Se isto for possível, basta conhecer o meio ciclo de $v(t)$ para se recuperar o meio ciclo correspondente do sinal $\Delta\Psi(t)$, e daí, por simetria, se recuperar o ciclo completo.

Se o sinal $\Delta\Psi(t)$ não for senoidal, mas ainda for periódico, basta se recorrer a propriedade de que tanto $v(t)$ quanto $\Delta\Psi(t)$ exibem simetria de meia onda. Novamente, a partir dos meios ciclos do sinal $v(t)$, poder-se-á recuperar o sinal $\Delta\Psi(t)$.

Nota-se que, se for possível recuperar $\Delta\Psi(t)$, se estarão recuperando tanto a função $\phi(t)$ quanto a fase quase-estática ϕ_0 . Mais interessante; será confirmado adiante que o método permite medir $\phi(t)$ e ϕ_0 separadamente. De fato, se o sinal $\Delta\Psi(t)$ recuperado for como o mostrado na figura 5.1c, então, o valor de ϕ_0 corresponde simplesmente à componente DC acrescida à senoide $\phi(t)$. Isto pode ser medido a partir do valor médio de $\Delta\Psi(t)$.

Na próxima figura, considera-se o caso $\phi_0 = \pi/4$ rad e $x \simeq \pi$ rad. Os gráficos obtidos, aplicando-se (5.1), estão desenhados na figura 5.2.

Figura 5.2 - Caso onde $x \simeq \pi$ rad e $\phi_0 = \pi/4$ rad. a) $v \times \Delta \Psi$, b) $v \times t$, c) $\Delta \Psi \times t$.

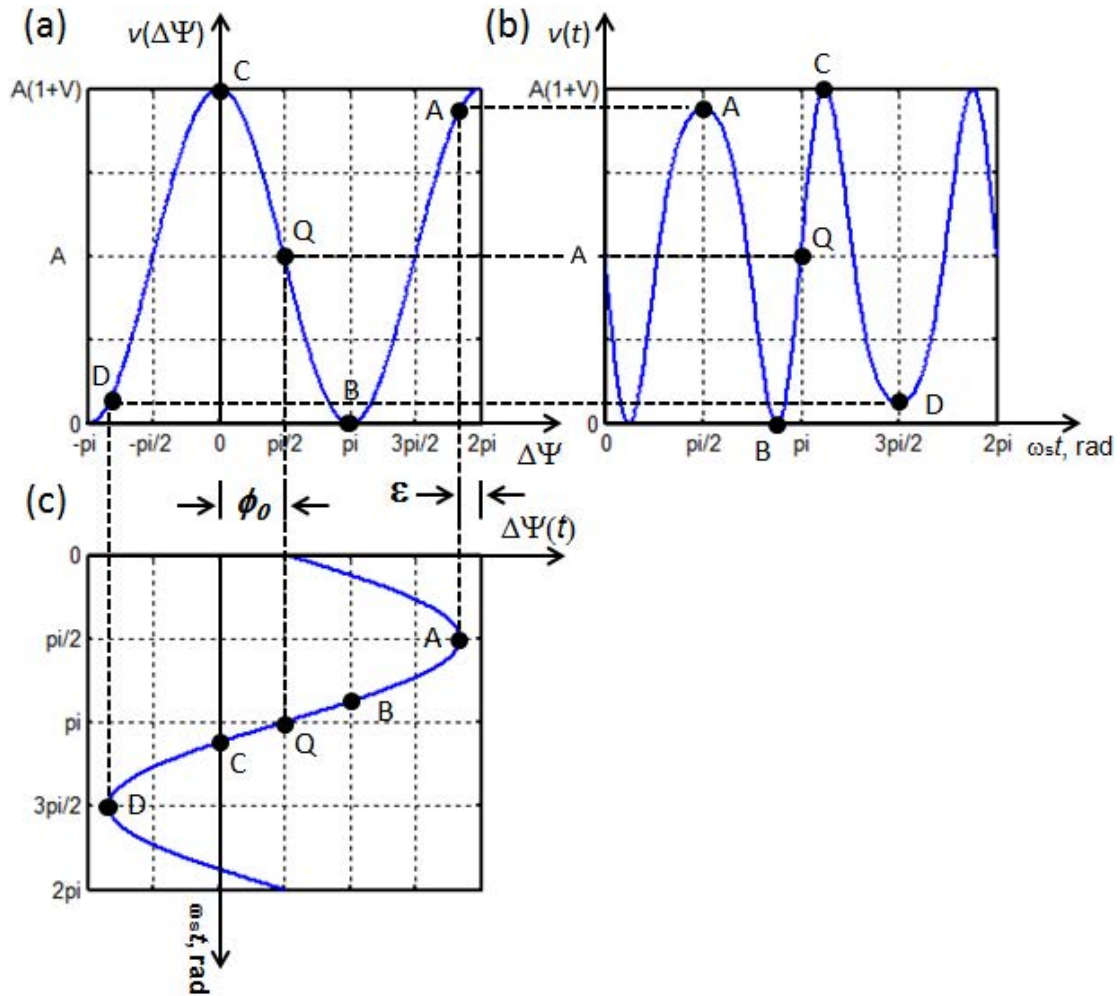


Fonte: do próprio autor

Todas as observações anteriores permanecem válidas para este caso: será mostrado que, a partir do trecho ABCD do sinal de saída $v(t)$ é possível recuperar o sinal de fase $\Delta \Psi(t)$. Se $\varphi(t)$ possuir valor médio nulo, então, ϕ_0 corresponderá simplesmente à componente DC de $\Delta \Psi(t)$.

O próximo exemplo refere-se a $\phi_0 = \pi/2$ rad e x levemente inferior $3\pi/2$ rad (ou seja, $x \simeq 3\pi/2 - \epsilon$), cujos gráficos estão na figura 5.3.

Figura 5.3 - Caso onde $x \simeq 3\pi/2 - \epsilon$ rad e $\phi_0 = \pi/2$ rad. a) $v \times \Delta\Psi$, b) $v \times t$, c) $\Delta\Psi \times t$.

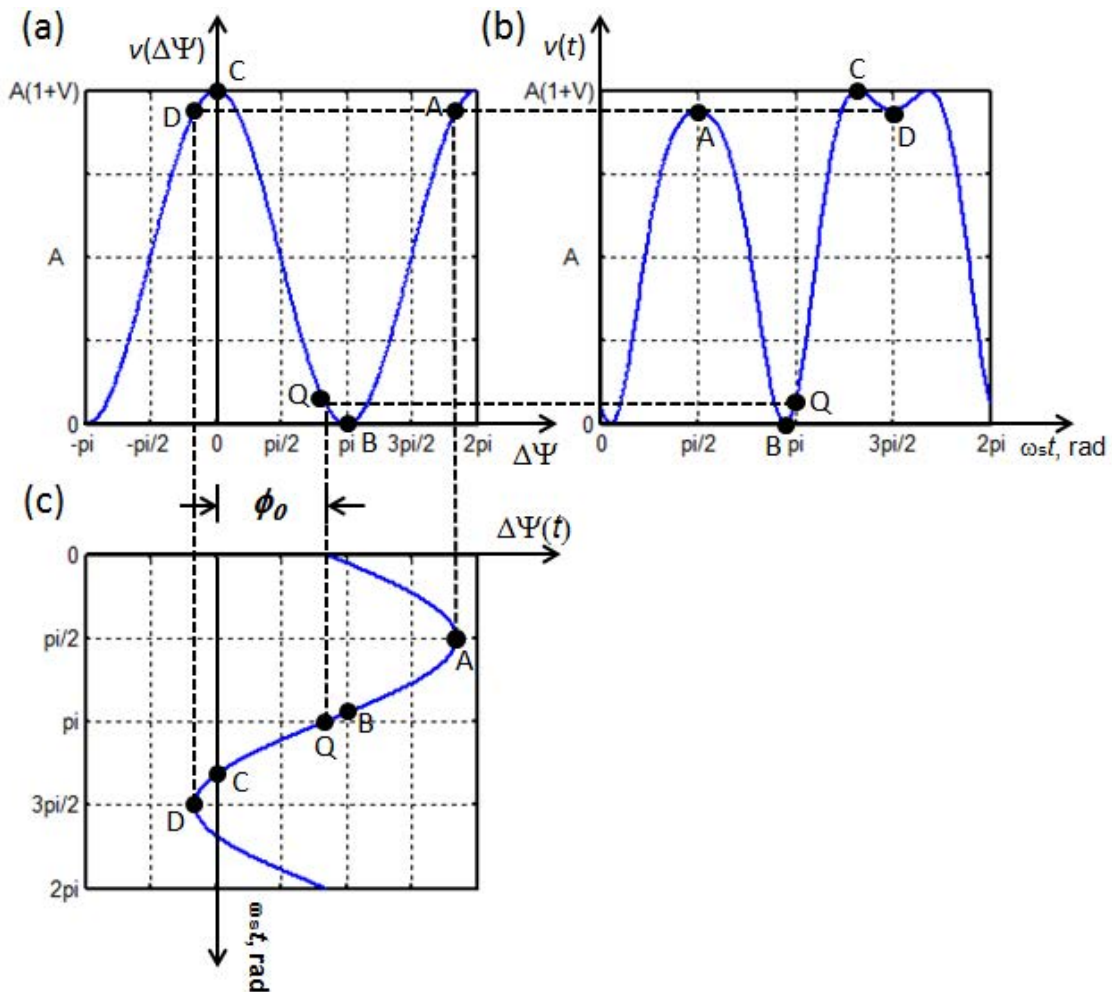


Fonte: do próprio autor

O caso onde $\phi_0 = \pi/2$ corresponde ao caso extremo, que limita $\phi(t)$ a ter amplitude inferior a $3\pi/2$ rad, acima da qual o número de máximos ou mínimos locais torna-se maior que três. Ou seja, para $0 < \phi_0 < 2\pi$ rad, deve-se impor que $\pi < \phi(t) < 3\pi/2$ rad, a fim de se obter até 3 pontos críticos em $v(t)$, dentro da faixa correspondente a meio ciclo do sinal $\Delta\Psi(t)$.

No próximo exemplo, (5.1) é aplicado ao caso em que $\phi_0 = \pi - \epsilon$ rad e $x = \pi - \epsilon$ rad, cujos gráficos estão na figura 5.4.

Figura 5.4 - Caso onde $x \simeq \pi - \epsilon$ rad e $\phi_0 = \pi - \epsilon$ rad. a) $v \times \Delta \Psi$, b) $v \times t$, c) $\Delta \Psi \times t$.



Fonte: do próprio autor

Nos gráficos das figuras 5.1 a 5.4, observa-se que, para cada meio ciclo do sinal fotodetectado $v(t)$, ocorrem os trechos AB, com derivada negativa, BC com derivada positiva e CD com derivada negativa. São estes 3 segmentos que permitirão recuperar o sinal de fase $\phi(t)$. Daí, origina-se o nome “método da segmentação do sinal amostrado”.

Nos casos discutidos até aqui a cada ciclo de $\phi(t)$ corresponde um único ciclo de $v(t)$. Pode-se mostrar que isto sempre ocorre desde que $0 < \phi_0 < \pi$ rad e $\pi < x < 3\pi/2$ rad. Entretanto, nas próximas seções, pretende-se implementar um método que permita operar com sinais onde x pode assumir valores tão grandes quanto 100 rad. Nestes casos, é grande o número de ciclos de $v(t)$ para cada ciclo de $\phi(t)$.

Por serem periódicos, os gráficos de $v(t)$ obtidos para valores de ϕ_0 negativos, seriam idênticos aos seus correspondentes nas figuras 5.1 a 5.4, para ϕ_0 positivos. Quando observados na tela de um osciloscópio, seriam indistinguíveis entre si. Por outro lado, os gráficos de $\Delta\Psi(t)$, para ϕ_0 negativos embora idênticos aos seus correspondentes para ϕ_0 positivos, apresentariam uma translação vertical para baixo.

Os gráficos das figuras 5.1 e 5.4 permitem extrair outras observações que auxiliarão na generalização do método. Assumindo-se o trajeto ABCD, entre os picos A e D de $\phi(t)$, ao longo do segmento com declividade negativa, tem-se os invariantes da tabela 5.1.

Figura 5.5 - Tabela comparativa das declividades dos segmentos.

Trecho	Declividade		
	$v \times \Delta\Psi$	$v \times t$	$\Delta\Psi \times t$
AB	Positiva	Negativa	Negativa
BC	Negativa	Positiva	Negativa
DC	Positiva	Negativa	Negativa

Fonte: do próprio autor

Além disso, para ϕ_0 positivo:

- a) Os pontos B e C correspondem a $\Delta\Psi = \pi$ e 0, respectivamente;
- b) Os pontos A e D correspondem a $\omega_s t = \pi/2$ e $3\pi/2$, respectivamente;
- c) Cada trecho, AB, BC e CD do sinal $\phi(t)$ pode estar dentro de qualquer dos 4 quadrantes do círculo trigonométrico.

5.2 Descrição do Método

Antes de prosseguir, é importante se definir a função $v_A(t)$, obtida a partir de (5.1), desconsiderando-se a parcela constante A , isto é

$$v_A(t) = v(t) - A = AV \cos(\Delta \Psi(t)) = AV \cos(\phi(t) + \phi_0) \quad (5.2)$$

Ressalta-se que esta função não corresponde a parcela AC de $v(t)$, a menos que $\phi_0 = n\pi/2$, $n=0,1,2,\dots$. De fato, se ϕ_0 for arbitrário, então, considerando-se $\phi(t) = x \sin \omega_s t$, por exemplo, em 5.2 tem-se:

$$v_A(t) = AV \cos(\phi_0) \left[J_0(x) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(x) \cos(2n \omega_s t) \right] + \\ - AV \sin(\phi_0) \left[2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(x) \sin((2n-1) \omega_s t) \right] \quad (5.3)$$

a qual, em geral, exibe uma componente DC dada por $AV \cos \phi_0 J_0(x)$. Portanto, $v_A(t)$ não pode ser obtido simplesmente utilizando-se o acoplamento AC do osciloscópio. O procedimento correto envolve a determinação da constante A , no instante da medição.

Os valores máximos e mínimos de (5.1) ocorrem quando $\cos \Delta \Psi(t)$ torna-se igual a +1 ou -1, respectivamente, e assim, $v(t)_{\max} = A(1+V)$ e $v(t)_{\min} = A(1-V)$. Portanto,

$$\frac{v(t)_{\max} + v(t)_{\min}}{2} = \frac{A + AV + A - AV}{2} = A \quad (5.4)$$

Ou seja, o valor da constante A pode ser medida a partir da média aritmética dos valores máximos e mínimo do sinal fotodetectado, $v(t)$. Sob o ponto de vista das Figuras 5.1b, 5.2b, 5.3b, 5.4b, o valor de A é obtido calculando-se

$$A = \frac{v_B + v_C}{2} \quad (5.5)$$

sendo $v_B = v(t)_{\min}$ e $v_C = v(t)_{\max}$. Observe que nem sempre $v_B = 0$ V, por exemplo, como ocorre nos casos onde a visibilidade V em (5.1) não é unitária; nestes casos, $v_B > 0$.

Assim com nos métodos de baixa profundidade de modulação, o conhecimento do produto AV é importante para o processo de medição de

deslocamento mecânico do APF, Δl , dado em (4.29), em valores absolutos (em unidade S.I.). Este produto pode ser medido a partir do sinal $v(t)$, calculando-se:

$$\frac{v(t)_{\max} - v(t)_{\min}}{2} = \frac{AV - (-AV)}{2} = AV \quad (5.6)$$

O conhecimento do produto AV permite se afirmar que o interferômetro encontra-se calibrado (auto-calibração), como foi discutido na seção 4.3.

A seguir, define-se a versão normalizada da tensão $v_A(t)$ em (5.2), definida como:

$$v_n(t) = \frac{v_A(t)}{AV} = \cos \Delta \Psi(t) = \cos(\phi(t) + \phi_0) \quad (5.7)$$

a qual será adequada na análise que se segue, por variar somente entre -1 e +1. Na prática, a função $v_n(t)$ pode ser obtida de (5.2), fazendo-se,

$$v_n(t) = \frac{v_A(t)}{v_A(t)_{\max}} \quad (5.8)$$

onde $v_A(t)_{\max}$ é o valor de pico de $v_A(t)$.

O método de segmentação do sinal adquirido se baseia no fato da relação entrada-saída do interferômetro (função $v_n(t)$ em (5.7)) ser simplesmente um cosseno. O método deve ser implementado computacionalmente, através de operações simples aplicada aos dados amostrados do sinal fotodetectado. Com a sincronização dos sinais de saída ($v_n(t)$, adquirido) e de entrada ($\Delta \Psi(t)$, que se deseja medir), pode-se recuperar tanto a fase excitada, $\phi(t)$, quanto a fase quase-estática, ϕ_0 .

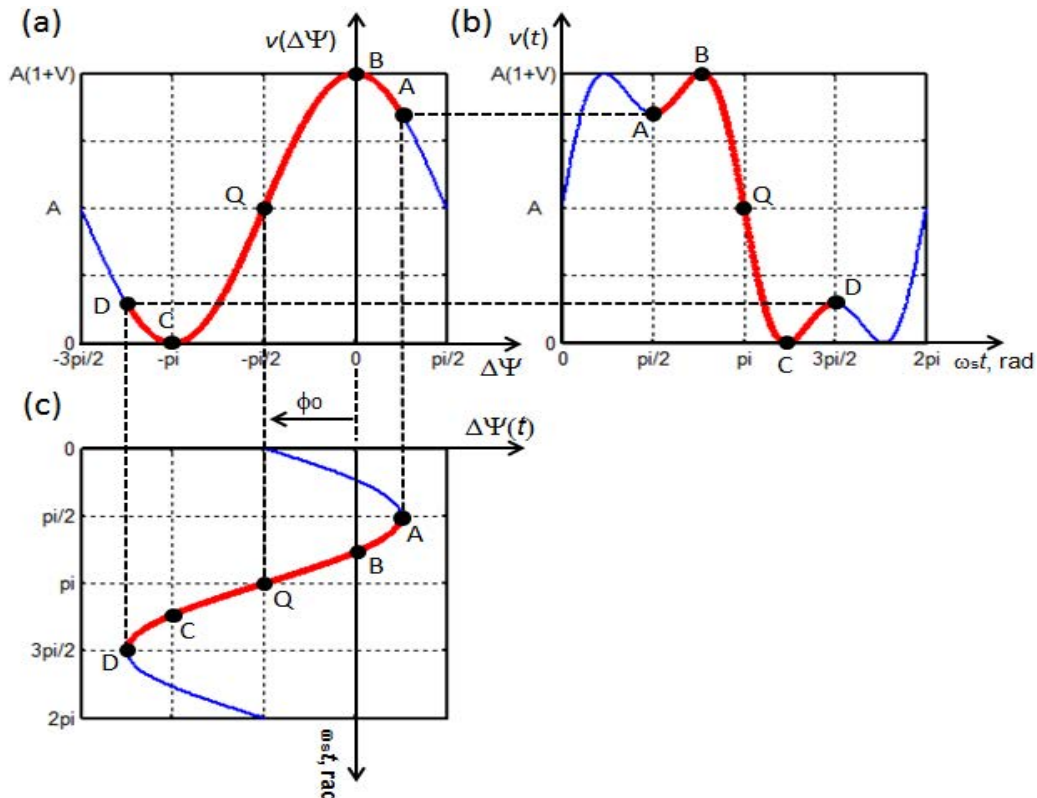
Conforme será visto adiante, na prática, o sincronismo deverá ser estabelecido entre os dois sinais de tensão: a tensão fotodetectada $v_n(t)$ e o sinal de excitação do APF, $v_i(t)$, o qual deve ser proporcional a $\phi(t)$ se o APF estiver operando na sua região linear.

O método consiste em segmentar o sinal de saída normalizado, $v_n(t)$, em 3 trechos: AB, BC e CD, das figuras 5.1 a 5.4. Com isto, meio ciclo do sinal de entrada $\Delta\Psi(t)$ pode ser recuperado. Devido a simetria de meia-onda, o outro meio ciclo pode ser determinado de forma similar.

A dedução das expressões matemáticas necessárias para a recuperação de cada trecho do sinal $\Delta\Psi(t)$ será apresentada através de um exemplo, no qual $\phi_0 = -\pi/2$ rad e $x = 3\pi/2$ rad em (5.1), sem perda de generalidade. Os gráficos de $v \times \Delta\Psi$, $v \times t$ e $\Delta\Psi \times t$ estão desenhados na Figura 5.6.

Na análise a seguir será utilizada a função de saída normalizada $v_n(t)$. Cada trecho de semiciclo do sinal $\phi(t)$, o qual servirá para reconstruí-lo a partir dos trechos de sinal de saída (AB, BC e CD), será denotado por $\phi_r(t)$. Portanto, com expressões de $\phi_r(t)$ para esses 3 trechos, reconstrói-se um semiciclo de $\phi(t)$, e, acrescida da propriedade de simetria de meia-onda, obtém-se um ciclo completo.

Figura 5.6 - Caso onde $x = 3\pi/4$ rad e $\phi_0 = -\pi/2$ rad. a) $v \times \Delta\Psi$, b) $v \times t$, c) $\Delta\Psi \times t$.



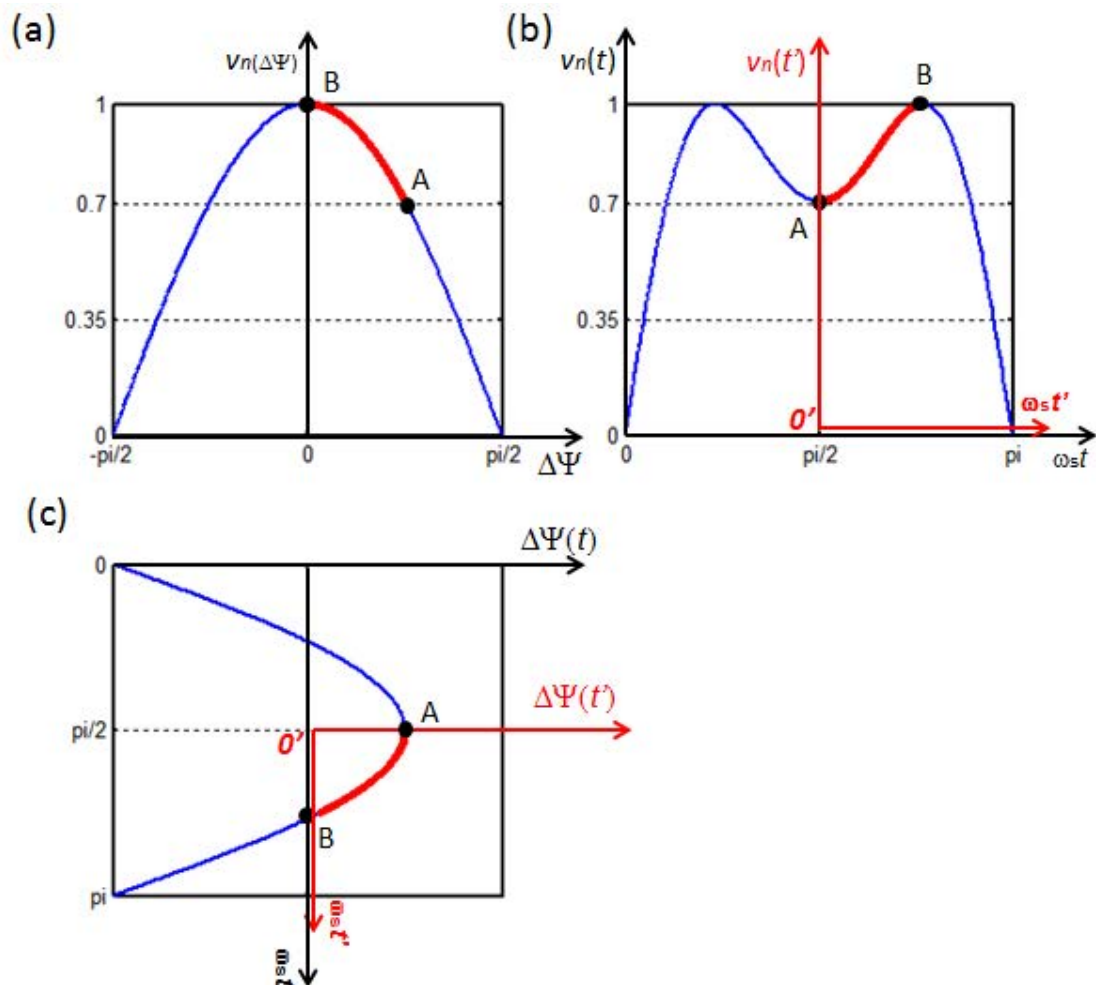
Fonte: do próprio autor

Na verdade, a inversão trigonométrica entre $v_n(t)$ e $\phi_r(t)$ pode parecer simples, ou seja, a partir de (5.7), ter-se-ia: $\phi(t) = \arccos v_n(t) - \phi_0$. Porém, como já foi observado, os trechos de $\phi_r(t)$ podem ocupar quaisquer dos 4 quadrantes do círculo trigonométrico. Assim é importante estudar cada trecho separadamente.

a) Análise do trecho AB

Para recuperação do trecho AB em $\Delta\Psi(t)$, será realizada uma mudança da origem dos eixos dos tempos, conforme mostrado na figura 5.7.

Figura 5.7 - Recuperação do trecho AB de $\Delta\Psi(t)$. a) $v_n \times \Delta\Psi$, b) $v_n \times t$, c) $\Delta\Psi \times t$.



Fonte: do próprio autor

De (5.7), a relação entrada-saída normalizada é

$$v_n(\Delta \Psi(t)) = \cos \Delta \Psi(t) \quad (5.9)$$

sendo $\Delta \Psi(t) = \phi_r(t) + \phi_0$. Fazendo-se uma mudança de variáveis, tal que, inicia ao se passar pelo ponto A, vem (figura 5.7c):

$$\Delta \Psi(t') = \phi_r(t') + \phi_0 \quad (5.10)$$

a qual, substituída em (5.9), agora na forma $v_n(\Delta \Psi(t')) = \cos \Delta \Psi(t')$, resulta em

$$v_n(t') = \cos[\phi_r(t') + \phi_0] \quad (5.11)$$

onde $v_n(t')$ está representado na figura 5.7b, e cuja relação inversa conduz à

$$\begin{aligned} \phi_r(t') + \phi_0 &= \arccos(v_n(t')) \\ \phi_r(t') &= \arccos(v_n(t')) - \phi_0 \\ \phi_r(t') &= \arccos(v_n(t')) + \pi/2 \end{aligned} \quad (5.12)$$

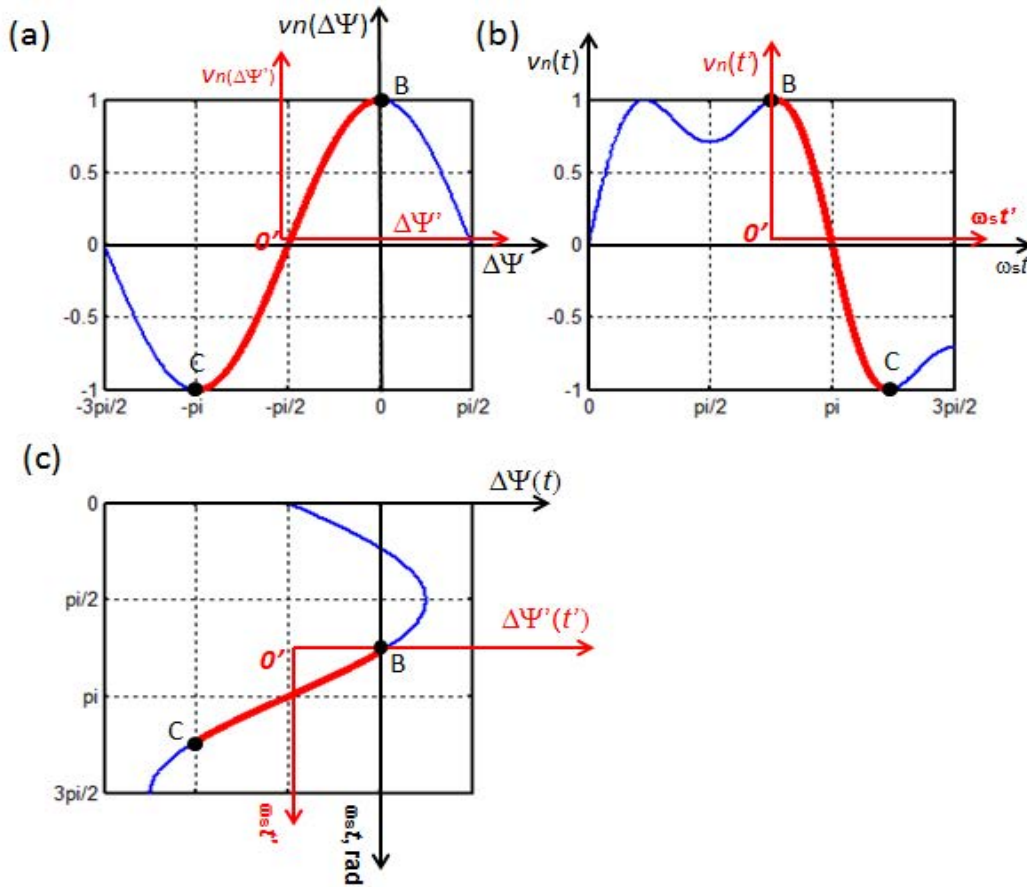
pois $\phi_0 = -\pi/2$ rad.

A expressão (5.12) permite recuperar o trecho AB de $\Delta \Psi(t')$, a partir do trecho correspondente em $v_n(t')$. A variável t' é conveniente pois pode se adequar à notação de função de tempo discreto usada em processamento digital de sinais. O início de t' é sincronizado com a amostra associada ao ponto A.

b) Análise do trecho BC

Neste caso, é interessante realizar duas mudanças de variáveis: de $\Delta \Psi$ para $\Delta \Psi'$, e, de t para t' , conforme mostrado na figura 5.7. A origem do eixo $\Delta \Psi$ foi deslocado para a esquerda de $\pi/2$ rad no plano $v_n \times \Delta \Psi$. Como consequência da parametrização temporal, a origem dos tempos também sofre translação.

Figura 5.8 - Recuperação do trecho BC de $\Delta \Psi(t)$. a) $v_n \times \Delta \Psi$, b) $v_n \times t$, c) $\Delta \Psi \times t$.



Fonte: do próprio autor

No sistema $v_n \times \Delta \Psi$ (figura 5.8a), o deslocamento de $\pi/2$ rad do eixo $\Delta \Psi$ conduz a

$$v_n[\Delta \Psi'(t')] = v_n(t') = \cos(\Delta \Psi'(t') - \pi/2) = \sin \Delta \Psi'(t') \quad (5.13)$$

Como $\Delta \Psi(t) = \phi(t) + \phi_0$, a mudança de eixo $\Delta \Psi$ para $\Delta \Psi'$ gera uma translação de $\pi/2$ rad, porem, a mudança de eixos t para t' somente especifica uma nova origem dos tempos (figura 5.8c):

$$\Delta \Psi'(t') = \phi_r(t') + \phi_0 + \frac{\pi}{2} \quad (5.14)$$

Retornando com (5.14) em (5.13), se conduz a $v_n(t')$, o sinal de saída na figura 5.8b:

$$v_n[\Delta \Psi'(t')] = v_n(t') = \sin[\phi_r(t') + \phi_0 + \pi/2] \quad (5.15)$$

cujas inversões conduzem a

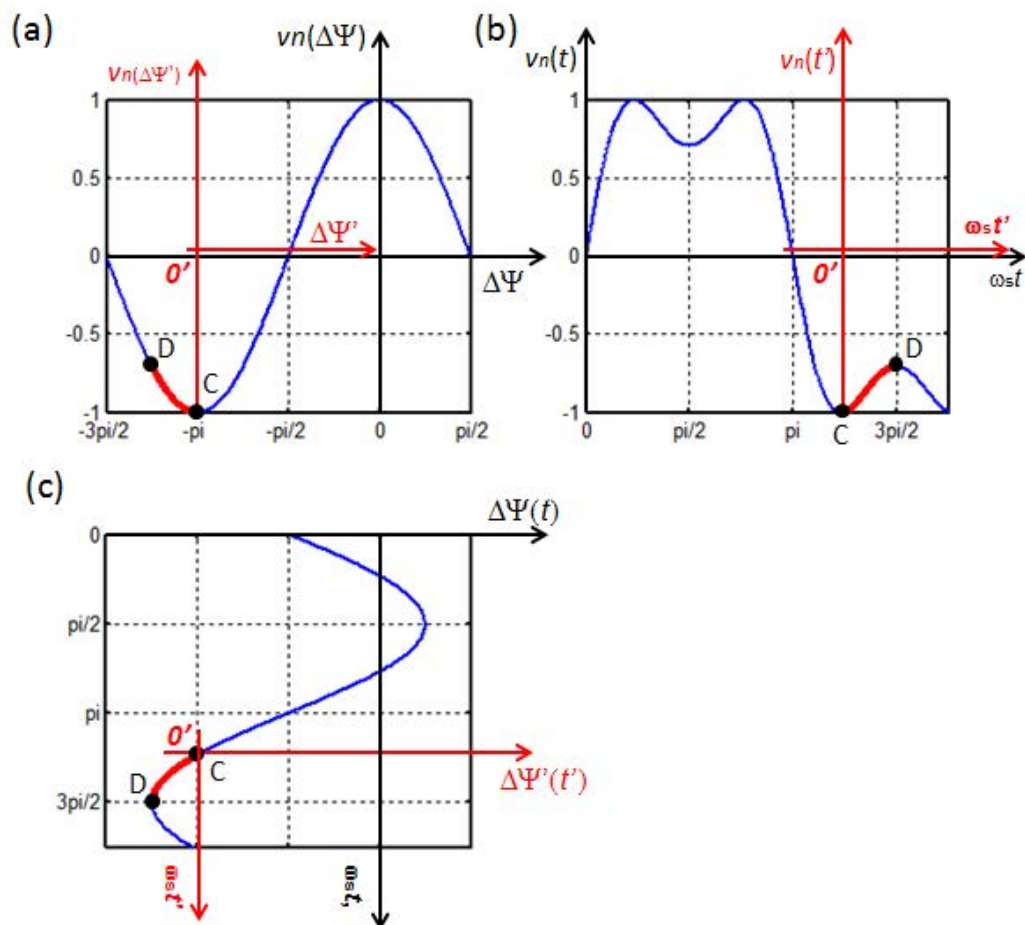
$$\begin{aligned}
 \phi_r(t') + \phi_0 + \frac{\pi}{2} &= \arcsen(v_n(t')) \\
 \phi_r(t') &= \arcsen(v_n(t')) - \phi_0 - \frac{\pi}{2} \\
 \phi_r(t') &= \arcsen(v_n(t'))
 \end{aligned}
 \tag{5.16}$$

para o caso particular $\phi_0 = -\pi/2$ rad.

c) Análise do trecho CD

Neste caso, realiza-se uma translação de $\Delta\Psi$ para $\Delta\Psi'$ por π rad, para a esquerda, com a consequente mudança da origem dos tempos de t para t' (figura 5.9).

Figura 5.9 - Recuperação do trecho CD de $\Delta\Psi(t)$. a) $v_n \times \Delta\Psi$, b) $v_n \times t$, c) $\Delta\Psi \times t$.



Fonte: do próprio autor

Segundo um desenvolvimento análogo ao do item b), obtém-se:

$$v_n[\Delta \Psi'(t')] = v_n(t') = -\cos \Delta \Psi'(t') \quad (5.17)$$

A mudança de $\Delta \Psi(t) = \phi(t) + \phi_0$ para $\Delta \Psi'(t')$ é

$$\Delta \Psi'(t') = \phi_r(t') + \phi_0 + \pi \quad (5.18)$$

a qual, substituída em (5.17) gera

$$v_n(t') = -\cos[\phi_r(t') + \phi_0 + \pi] \quad (5.19)$$

cuja inversa conduz a

$$\begin{aligned} \phi_r(t') &= -\arccos(v_n(t')) - \phi_0 - \pi \\ \phi_r(t') &= -\arccos(v_n(t')) - \frac{3\pi}{2} \\ \phi_r(t') &= -\arccos(v_n(t')) - \frac{\pi}{2} \end{aligned} \quad (5.20)$$

para $\phi_0 = -\pi/2$ rad.

Embora este exemplo tenha sido aplicado para o caso particular $\phi_0 = -\pi/2$ rad, pode-se generalizar as expressões para o caso de ϕ_0 arbitrário. Entretanto, como agora ϕ_0 é desconhecido, é mais adequado se recuperar a função $\Delta \Psi_r(t') = \phi_r(t') + \phi_0$. Para isto, considera-se as relações gerais extraídas de (5.11), (5.15) e (5.19), aplicáveis a ϕ_0 qualquer:

$$v_n(t')|_{AB} = \cos[\varphi_r(t') + \varphi_0] \quad (5.21a)$$

$$v_n(t')|_{BC} = \sin[\varphi_r(t') + \varphi_0 + \frac{\pi}{2}] \quad (5.21b)$$

$$v_n(t')|_{CD} = -\cos[\varphi_r(t') + \varphi_0 + \pi] \quad (5.21c)$$

e válido para os trechos AB, BC e CD, respectivamente.

Como a função $v_n(t')$ é periódica e está em regime permanente, torna-se indiferente transladar cada trecho por uma fase constante, igual a $-\pi/2$ rad:

$$v_n(t')|_{AB} = \cos[\phi_r(t') + \phi_0 - \frac{\pi}{2}] \quad (5.22a)$$

$$v_n(t')|_{BC} = \sin[\phi_r(t') + \phi_0 + \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{2}] = \sin[\phi_r(t') + \phi_0] \quad (5.22b)$$

$$v_n(t')|_{CD} = -\cos[\phi_r(t') + \phi_0 + \pi - \frac{\pi}{2}] = -\cos[\phi_r(t') + \phi_0 + \frac{\pi}{2}] \quad (5.22c)$$

a partir das quais se recupera $\Delta \Psi_r(t') = \phi_r(t') + \phi_0$:

$$\Delta \Psi_r(t')|_{AB} = \arccos v_n(t')|_{AB} + \frac{\pi}{2} \quad (5.23a)$$

$$\Delta \Psi_r(t')|_{BC} = \arcsen v_n(t')|_{BC} \quad (5.23b)$$

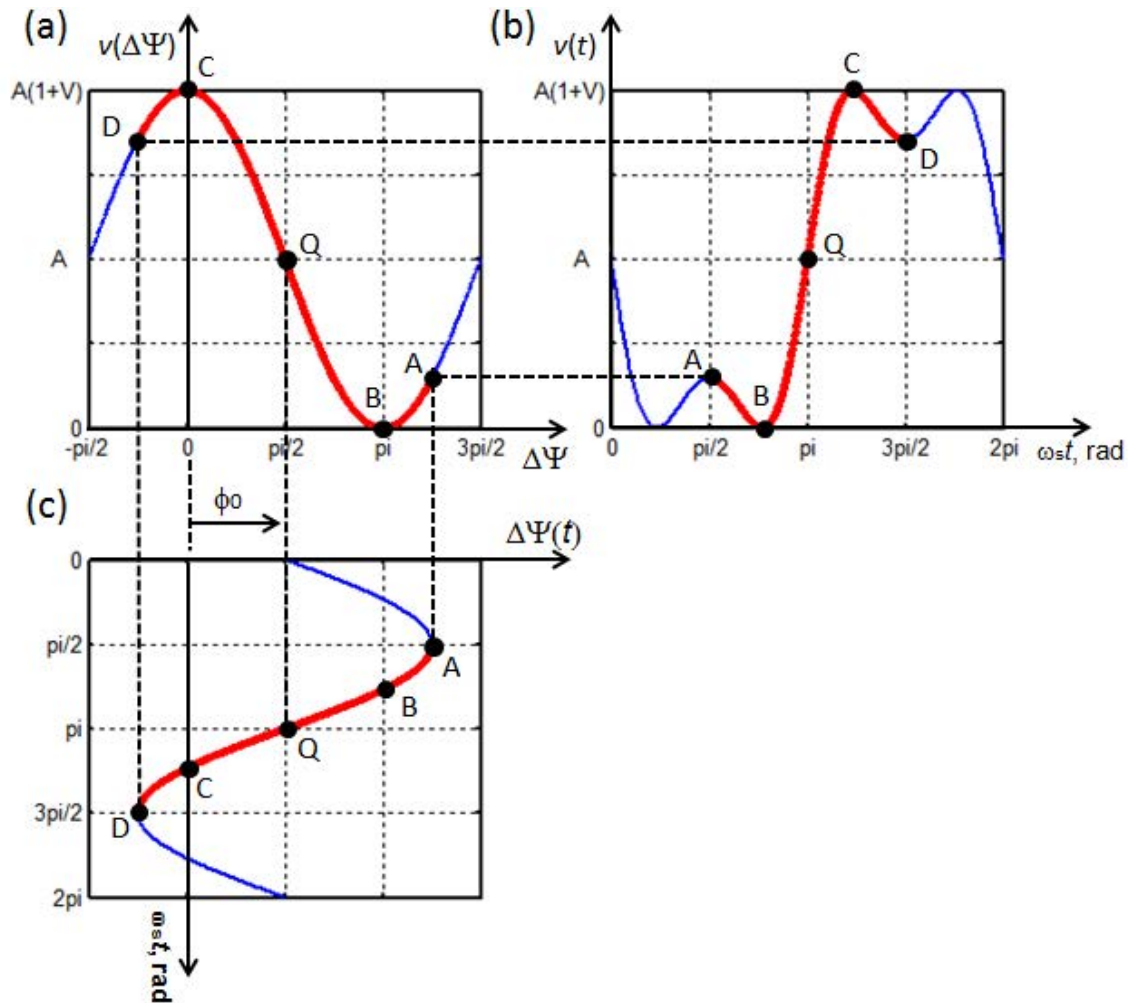
$$\Delta \Psi_r(t')|_{CD} = -\arccos v_n(t')|_{CD} - \frac{\pi}{2} \quad (5.23c)$$

Neste estágio é interessante testar a técnica para o caso anterior, no qual $0 < \phi(t) < \pi$ rad. Neste caso, no gráfico de saída $v(t)$, equivalente ao da figura 5.6b, ainda estariam presentes os trechos AB, BC e CD. Com isto, não há nenhum impedimento para a aplicação de (5.23a-c) a este caso particular. Além disso, se $\phi_0 = -\pi/2$ rad, o gráfico de $v(t)$ será uma senoide distorcida (achatada nos picos). Se o valor de pico de $\phi(t) = \pi/2$ rad, se excursiona apenas sobre o trecho BC da figura 5.6a. Consequentemente, apenas (5.23b) se aplica, ou então (5.22b), a qual conduz à $\phi_r(t)|_{BC} = \arcsen v_n(t')$. Esta relação corresponde exatamente a equação (4.27). Portanto, o presente método se aplica para todo o intervalo $0 < \phi(t) < 3\pi/2$ rad.

Também é interessante investigar o que acontece com as relações (5.23a-c) quando o valor de ϕ_0 é considerado positivo. No caso particular onde $\phi_0 = \pi/2$ rad (e x permanece igual a $3\pi/4$ rad) são obtidos os gráficos da figura 5.10.

Relativamente à figura 5.6, para $\phi_0 = -\pi/2$ rad e para a mesma sequência ABCD em $\Delta \Psi(t)$, agora, o trecho AB está embaixo (figura 5.10) e com inclinação negativa, o trecho BC tem inclinação positiva, e, o trecho CD está em cima e com inclinação negativa.

Figura 5.10 - Caso onde $x=3\pi/4$ rad e $\phi_0=\pi/2$ do trecho CD de $\Delta\Psi(t)$. a) $v_n \times \Delta\Psi$, b) $v_n \times t$, c) $\Delta\Psi \times t$.



Fonte: do próprio autor

A recuperação da função $\Delta\Psi(t)$ é realizada de forma análoga ao desenvolvimento matemático apresentado anteriormente, a partir dos trechos AB, BC e CD do sinal fotodetectado:

$$v_n(t')|_{AB} = -\cos[\phi_r(t') + \phi_0 - \pi] \quad (5.24a)$$

$$v_n(t')|_{BC} = -\text{sen}[\phi_r(t') + \phi_0 - \frac{\pi}{2}] \quad (5.24b)$$

$$v_n(t')|_{CD} = \cos[\phi_r(t') + \phi_0] \quad (5.24c)$$

respectivamente. Como a função $v_n(t')$ é periódica e está em regime estacionário, torna-se indiferente transladar cada trecho de $-\pi/2$ rad:

$$v_n(t')|_{AB} = -\cos[\phi_r(t') + \phi_0 - \pi - \frac{\pi}{2}] = -\cos[\phi_r(t') + \phi_0 + \frac{\pi}{2}] \quad (5.25a)$$

$$v_n(t')|_{BC} = -\sin[\phi_r(t') + \phi_0 - \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{2}] = +\sin[\phi_r(t') + \phi_0] \quad (5.25b)$$

$$v_n(t')|_{CD} = \cos[\phi_r(t') + \phi_0 - \frac{\pi}{2}] = \cos[\phi_r(t') + \phi_0 - \frac{\pi}{2}] \quad (5.25c)$$

a partir das quais, se recupera $\Delta \Psi_r(t') = \phi_r(t') + \phi_0$:

$$\Delta \Psi_r(t')|_{AB} = -\arccos v_n(t')|_{AB} - \frac{\pi}{2} \quad (5.26a)$$

$$\Delta \Psi_r(t')|_{BC} = \arcsen v_n(t')|_{BC} \quad (5.26b)$$

$$\Delta \Psi_r(t')|_{CD} = \arccos v_n(t')|_{CD} + \frac{\pi}{2} \quad (5.26c)$$

para os trechos AB, BC e CD respectivamente.

Observe-se que, de (5.24a) a (5.24c), e quando se aplica a regra de $\cos(a+b)$ ou $\sin(a+b)$, todas as 3 conduzem a $\cos(\phi_r(t') + \phi_0)$. A diferença na representação entre elas refere-se simplesmente ao reconhecimento do quadrante do círculo trigonométrico em que $\phi(t)$ se encontrava no instante da inversão da função trigonométrica.

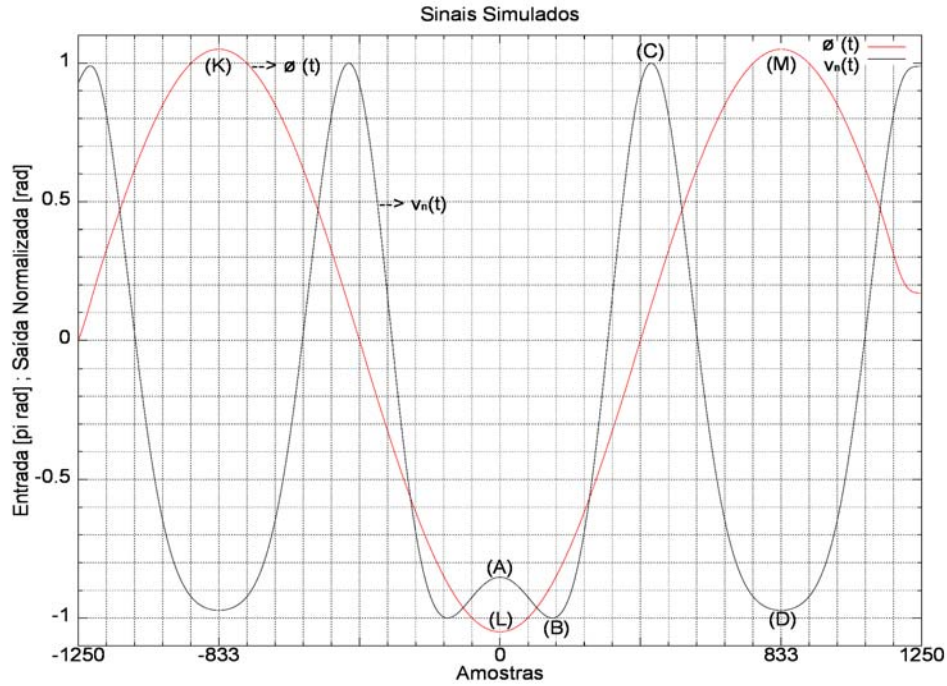
5.3 Exemplo de Aplicação

Simulações são feitas nesta seção, a fim de se comprovar a eficiência do método da segmentação do sinal amostrado. Como exemplo, considere-se um sinal de entrada $\phi(t)$ senoidal, com amplitude igual a π rad de pico e composto por 2500 amostras. Supõe-se que a fase quase-estática seja $\phi_0 = \pi/8$ rad. Na figura 5.11 ilustram-se ambas, a fase $\phi(t)$ que se deseja recuperar e a tensão de saída normalizada $v_n(t)$. Espera-se que o gráfico de $\Delta \Psi_r(t)$ recuperado corresponda ao gráfico de $\phi(t)$ transladado para cima por $\pi/8$ rad.

Na prática, o sinal de entrada seria a tensão de excitação senoidal do APF, que está sendo denominada $v_i(t)$. Nas simulações, quando o APF operar na região linear, será adotado um fator de proporcionalidade unitário (isto é, igual a 1 rad/V), por simplicidade, tal que, $\phi(t) = V_e(t)$, sendo $V_e(t)$ a tensão $v_i(t)$

equivalente a $\phi(t)$. Portanto, neste capítulo, refere-se a $\phi(t)$ ou $V_e(t)$ como o sinal de entrada do interferômetro, indistintamente.

Figura 5.11 - Sinais simulados de entrada e saída do interferômetro.



Fonte: do próprio autor

O sinal de entrada $\phi(t)$ é dividido em segmentos, compreendidos entre os máximos e mínimos da senoide. Na figura 5.11 correspondem aos trechos KL e LM. O sinal de saída é dividido em segmentos conforme o critério usado na seção 5.2: os pontos críticos correspondem a máximos ou mínimos locais, que se alternam sucessivamente, ou seja, depois de um máximo ocorre um mínimo e assim por diante. Na figura 5.11, correspondem aos trechos AB, BC e CD.

Os pontos A e D do sinal $v_n(t)$ são sincronizados com os pontos L e M do sinal $\phi(t)$ (ou, equivalentemente, com $V_e(t)$). O ponto A é o início do semiciclo do sinal recuperado, $\Delta \Psi_r(t)$. Ao ponto A corresponde a amostra 0, ao ponto B corresponde a amostra 154, ao ponto C corresponde a amostra 450, e, ao ponto D corresponde a amostra 833. Os segmentos AB, BC e CD do sinal demodulado, $\Delta \Psi_r(0:833)$, são calculados conforme (5.26 a-c):

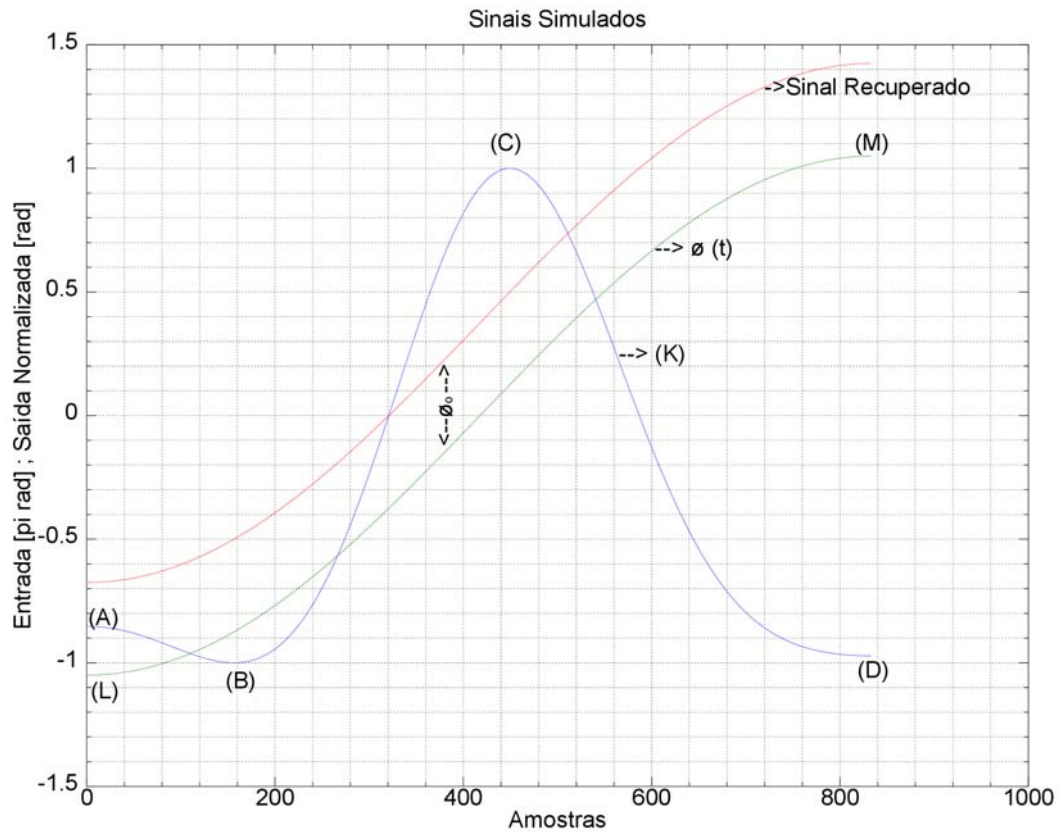
$$\Delta \Psi_r(t')|_{AB} = -\arccos v_n(0:154) - \frac{\pi}{2} \quad (5.27a)$$

$$\Delta \Psi_r(t')|_{BC} = \arcsen v_n(154:450) \quad (5.27b)$$

$$\Delta \Psi_r(t')|_{CD} = \arccos v_n(450:833) + \frac{\pi}{2} \quad (5.27c)$$

Na figura 5.12, o valor médio de $\Delta \Psi_r(t)$ é igual a $\pi/8$ rad. Ora, como $\Delta \Psi_r(t) = \phi_r(t) + \phi_0$, e, $\phi_r(t)$ tem valor médio nulo, então, conclui-se que $\phi_0 = \pi/8$ rad, como esperado.

Figura 5.12 - Sinal amostrado e normalizado $v_n(t)$, Sinal de entrada $\phi(t) = V_e(t)$, Sinal recuperado $\Delta \Psi_r(t)$.



Fonte: do próprio autor

Como se observa, em princípio, a inversão da função trigonométrica (5.7), isto é, $v_n(t) = \cos(\phi(t) + \phi_0)$, simplesmente conduz a $\phi(t) = +\arccos v_n(t) - \phi_0$. Porém, a fim de se recompor $\phi(t)$ na prática, torna-se necessário adequar cada um dos seus segmentos, $\phi_r(t)$, ao respectivo quadrante do círculo trigonométrico. Nas seções anteriores, aplicadas ao caso $0 < \phi(t) < 3\pi/2$ rad, reconheceu-se a expressão adequada para $\phi_r(t)$ de forma analítica. Na próxima seção, procura-se

generalizar o método para que se possa aplicá-lo a valores de x tão elevados quanto 100 rad. Neste caso, o número de máximos e de mínimos locais de $v_n(t)$, para cada semiciclo de $\phi(t)$, é superior a três. Com isso, será conveniente se estabelecer um algoritmo capaz de selecionar automaticamente a expressão adequada para $\phi_r(t')$ em cada trecho.

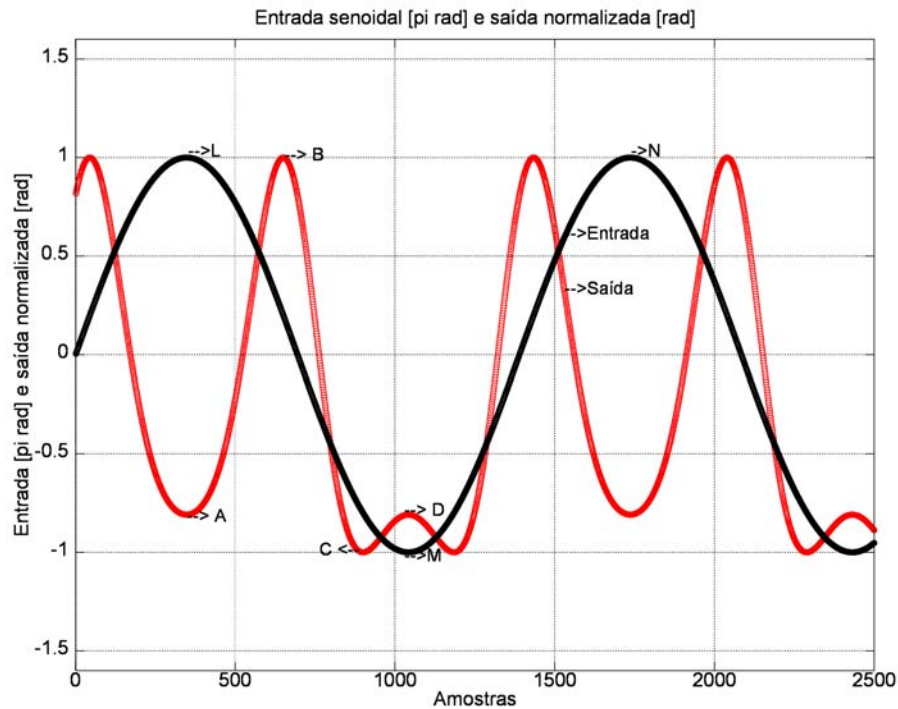
5.4 Expansão da Faixa Dinâmica

Exemplifica-se a aplicação do método proposto, tomando-se inicialmente o sinal da figura 5.13 como exemplo. Observa-se na figura um sinal (entrada) $\phi(t)$ senoidal, com valor de pico de π rad, e a tensão normalizada do sinal de saída $v_n(t)$, ambos representado por 2500 amostras de um sinal adquirido de forma digital. Nota-se que $\Delta\Psi(t)=\phi(t)+\phi_0$ e, no exemplo, será adotado $\phi_0=0,2\pi$ rad. Desta forma, será proposto um método geral, que, uma vez aplicado ao caso da figura 5.12, deve recuperar $\phi(t)$ com amplitude de π rad e com $\phi_0=0,2\pi$ rad.

Inicialmente divide-se o sinal de entrada em segmentos, compreendidos entre máximos e mínimos, onde cada período do sinal de entrada está compreendido entre dois valores de máximo. No exemplo da figura 5.13 são os segmentos LM e MN. Entre um valor de máximo e um de mínimo tem-se um segmento decrescente (segmento LM) e entre o valor de mínimo e o máximo tem-se um segmento crescente (segmento MN). Os dois segmentos do sinal de entrada, juntos, formam um período do sinal de entrada.

O sinal de saída também é dividido em segmentos, cada qual, contido entre dois pontos consecutivos de derivada zero, que são máximos e mínimos locais, e que necessariamente se alternam, i.e. depois do máximo tem-se um mínimo. No exemplo da figura 5.13 são os segmentos (AB, BC e CD).

Figura 5.13 - Exemplo de sinais para aplicação do método de demodulação.



Fonte: do próprio autor

Na análise a seguir, será adequado reescrever a relação de cosseno (5.7) como:

$$v_n(t) = \cos(\phi(t) + \phi_0) = \mp \cos(\phi(t) + \phi_0 \pm n\pi) \quad (5.28)$$

para $n=0,1,2,\dots$. Ou então, na forma de seno

$$v_n(t) = \mp \sin(\phi(t) + \phi_0 + \frac{\pi}{2} \pm n\pi) \quad (5.29)$$

Calcula-se os segmentos equivalentes ao sinal de saída demodulado $\Delta \Psi(t')$, substituindo $\phi(t)$ por $\phi_r(t')$ em (5.29) e tomando o inverso da função seno:

$$\pm \arcsen(v_n(t')) = \phi_r(t) + \phi_0 + \pi/2 \pm n\pi \quad \text{com } n=0,1,2,\dots \quad (5.30)$$

onde t' indica um tempo discreto (pode ser medido em amostras). Na sequência achou-se conveniente se recuperar a função composta (e não $\Delta \Psi_r(t')$ como na seção anterior):

$$\Psi_r(t') = \phi_r(t') + \phi_0 + \frac{\pi}{2} \quad (5.31)$$

tal que (5.30) conduz a

$$\Psi_r(t') = \pm \arcsen(v_n(t')) \pm n\pi \quad (5.32)$$

Ou seja, o sinal medido agora recupera $\Psi_r(t')$, a partir do qual pode-se obter $\phi_r(t')$ para cada segmento do sinal $v_n(t')$. Se isto for possível, então

$$\phi_r(t') = \pm \arcsen(v_n(t')) - \phi_0 - \pi/2 \pm n\pi \quad (5.33)$$

Quando se usa o índice $n=0$, tem-se o caso particular da seção 5.2, com apenas 3 segmentos: AB, BC e CD. Os casos onde $n=1,2,\dots$, são aqueles em que o índice de modulação é elevado e o número de segmentos entre pontos críticos (máximos e mínimos locais) de $v_n(t')$ é maior que três. O sinal recuperado completo será composto pela sequência

$$\Psi(t') = \Psi(t')|_{AB}; \Psi(t')|_{BC}; \Psi(t')|_{CD}; \dots; \quad (5.34)$$

O valor da fase quase-estática ϕ_0 pode ser obtido a partir do valor médio de $\Psi_r(t')$ em (5.31):

$$\langle \Psi_r(t') \rangle = \langle \phi_r(t') \rangle + \phi_0 + \frac{\pi}{2} \quad (5.35)$$

Lembrando-se que $\phi_r(t')$ deve resultar numa senoide, então $\langle \phi_r(t') \rangle = 0$, e

$$\langle \Psi_r(t') \rangle = \phi_0 + \frac{\pi}{2} \quad (5.36)$$

Para a correta determinação de $\Psi_r(t)$ em (5.32) (demodulação), resta a determinação dos sinais do arco-seno e do valor do $n=0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Analisa-se quando ocorre uma inversão no sentido (tendência) do sinal de saída do interferômetro, i.e. quando $\frac{d}{dt}(v_n(t))=0$ (máximo ou mínimo local), para

sinais contínuos no tempo. A partir da equação (5.7), deriva-se e iguala-se a zero, para obter-se:

$$\frac{d}{dt}(v_n(t)) = \frac{d}{dt}[\cos(\phi(t) + \phi_0)] = -\sin(\phi(t) + \phi_0) \frac{d}{dt}(\phi(t)) = 0 \quad (5.37)$$

Nota-se, pela equação (5.37), que ocorre uma inversão no sentido do sinal de saída do interferômetro (máximos e mínimo locais), $v_n(t)$, quando ocorre uma inversão no sentido de crescimento do sinal de entrada do interferômetro

$\frac{d}{dt}(\phi(t)) = 0$. Observa-se também, que há inversão quando $\phi(t)$ assume os valores $n\pi$, com $n=0,1,2,\dots$, por causa do termo $\sin(\phi(t))$ em (5.37). Lembra-se, novamente, que o sinal $\phi(t)$ é proporcional a tensão de entrada $v_i(t)$ (ou $V_e(t)$).

Portanto, determina-se o sinal inicial do arco-seno e o sinal de $n\pi$, da equação (5.32), a partir do ponto de derivada zero que indica o início de um semiciclo, e o ponto seguinte de derivada zero do sinal de saída do interferômetro. Caso o ponto de início seja menor que o seguinte, inicia-se um semiciclo decrescente do sinal demodulado e vice versa. Como a tendência do arco-seno concorda com o início do semiciclo crescente e decrescente, o sinal inicial do arco-seno é sempre positivo. Por sua vez, o sinal de $n\pi$, é negativo para o semiciclo decrescente, e vice versa.

A partir do ponto de derivada zero, que indica o início de um semiciclo, para cada nova ocorrência de uma derivada zero o sinal do arco-seno se inverte, e é acrescido 1 ao n . Isto se repete até o final do semiciclo, que é o início do próximo semiciclo do sinal de saída do interferômetro. Cada novo semiciclo inicia-se com um valor igual ao valor final do semiciclo anterior.

Nos parágrafos a seguir, aplica-se o método geral proposto ao caso da figura 5.13. Para isto, as seguintes etapas são executadas:

a) Os pontos A e D são identificados no sinal de saída $v_n(t)$, e sincronizados com os pontos L e M identificados no sinal de entrada $\phi(t)$. Os pontos A e D indicam respectivamente o início e fim de um semiciclo. O ponto A é o início do

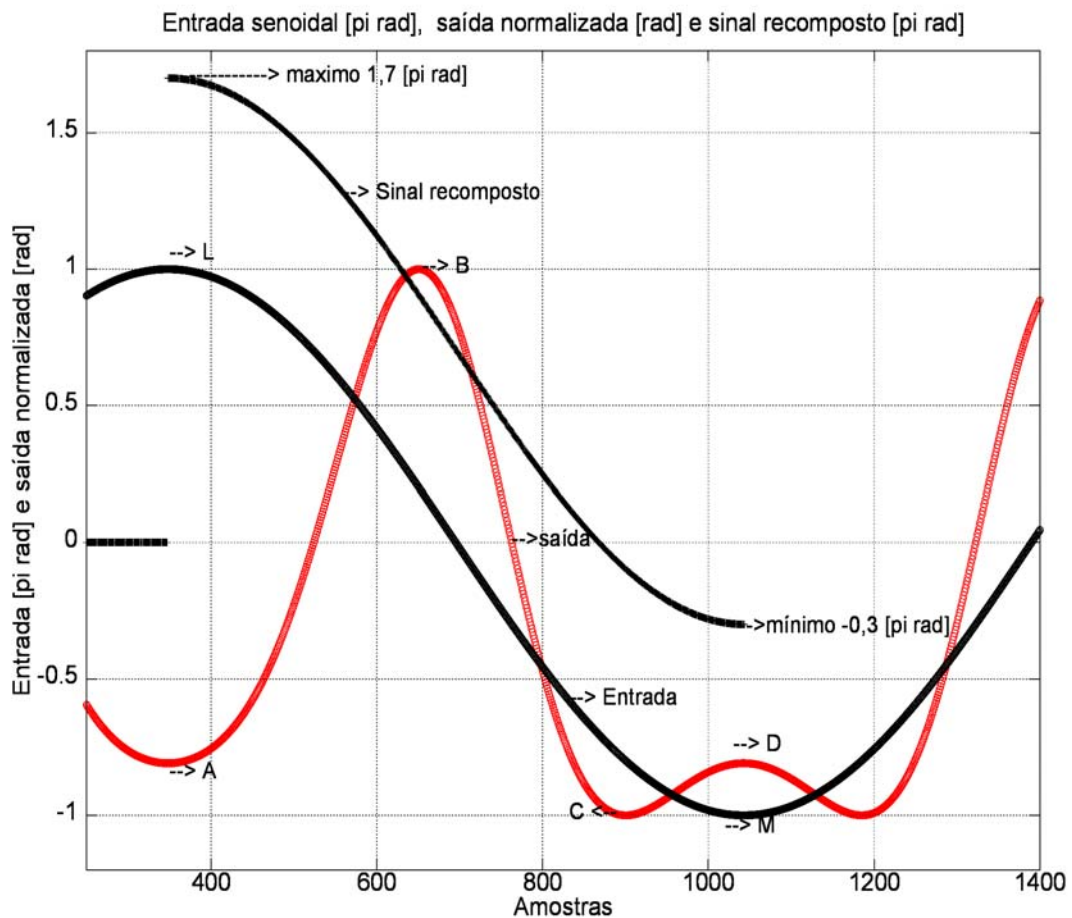
semicírculo do sinal demodulado $\Psi_r(t)$. O sentido de crescimento de $\phi(t)$ entre A e B é o mesmo do sentido de crescimento do sinal demodulado $\Psi_r(t)$.

b) Ao ponto A corresponde a amostra 348, ao ponto B a amostra 651, ao ponto C a amostra 900 e ao ponto D a amostra 1043. O segmento crescente do sinal demodulado $\Psi_r(t)$, correspondente ao segmentos AB, BC e CD são calculados pela equação (5.32) aplicada na forma de (5.34), isto é:

$$\Psi_r(348:1043) = +\arcsen(v_{acn}(348:651)) ; -\arcsen(v_{acn}(652:900)) + \pi ; +\arcsen(v_{acn}(901:1043)) + 2\pi \quad (5.38)$$

Observa-se na figura 5.14 o sinal demodulado $\Psi_r(t)$, recomposto a partir dos segmentos AB, BC e CD do sinal $v_n(t)$.

Figura 5.14 - Exemplo de sinais para aplicação do método de demodulação e sinal demodulado.



Fonte: do próprio autor

Como só ocorrem 3 segmentos em $v_n(t)$ para cada meio ciclo de entrada, então, $n=0,1$ e 2 em (5.32).

Conforme se verifica, o valor médio do sinal recuperado é $\langle \Psi_r(t') \rangle = 0,7\pi$ rad, correspondente à quantidade que o valor central de $\Psi_r(t')$ encontra-se transladado acima da origem. Com isto, aplicando-se (5.36), o valor de ϕ_0 é: $0,7\pi = \phi_0 + \pi/2$, ou seja, $\phi_0 = 0,2\pi$ rad, como esperado.

Conforme já foi discutido, o método não se restringe a possibilidade de 3 segmentos, como no exemplo, e pode ser aplicado a múltiplos segmentos por semiciclo do sinal de entrada do interferômetro. As aplicações do método a sinais simulados com ruído e com múltiplos segmentos por semiciclo podem ser vistas nas próximas seções.

5.5 Automatização das Medições Interferométricas

Cita-se que o método de segmentação do sinal amostrado foi implementado pelo autor desta dissertação, de forma totalmente automatizada. Ao operador do sistema, exige-se apenas as tarefas de alinhamento do interferômetro e uns poucos ajustes iniciais.

A automatização da medição está dividida em dois grandes blocos:

a) Bloco de Automatização: consiste em um computador controlando a instrumentação, que aplica o sinal à entrada do interferômetro e faz a aquisição dos sinais de resposta. Os sinais de saída e entrada do interferômetro são adquiridos e armazenados em uma matriz, contendo o valor de tensão de cada amostra e o tempo entre amostras. Inicialmente, e entre cada aquisição, a instrumentação é ajustada nas escalas de tensão e frequência, para minimizar o erro de quantização e de subamostragem (*aliasing*), respectivamente. Este bloco de controle será detalhado no capítulo de experimentos.

b) Bloco Demodulador: aplica o método proposto a uma matriz contendo valores de tensão e o tempo entre elas, tanto para a entrada como para a saída do

interferômetro. Esta matriz pode ser gerada, tanto experimentalmente, como saída do bloco de automatização, quanto numericamente (por simulação).

No restante deste capítulo, serão simulados sinais de entrada e saída do interferômetro, e o método de demodulação será testado usando-se um programa de computador discutido a seguir. Para este fim, o bloco demodulador será estudado em detalhes.

5.5.1 Bloco Demodulador

O objetivo do bloco demodulador é extrair as informações contidas no sinal de saída do interferômetro, $v(t)$, e compará-lo com a tensão de entrada, $v_i(t)$, para obtenção da característica de deformação mecânica dos APF's e suas variações em frequência (resposta em frequência). Este bloco foi desenvolvido usando-se o software de código livre *Octave* em *linux*, compatível com o *Matlab*.

O bloco demodulador inicia lendo a matriz que contém os dados amostrados de entrada e saída do interferômetro, e cria duas matrizes: uma X, com as amostras do sinal de entrada do interferômetro, e outra, Y, com as amostras do sinal de saída do interferômetro. Algumas tarefas realizadas por este bloco são listadas a seguir.

a) Filtragem e normalização do sinal.

A matriz X contém, em cada coluna, 2500 amostras, que representam um sinal aplicado a entrada. Este sinal é filtrado usando-se um filtro passa-baixa do tipo “*Butterworth*”, com frequência de corte igual a 20 vezes a frequência do sinal. A filtragem é aplicada com a instrução *filfit* do *Octave*, que sincroniza os sinais, antes e depois da filtragem, para minimizar os erros de deslocamento de fase. Esta filtragem reduz os ruídos de quantização e elétricos, permitindo maior precisão na demodulação do sinal de saída do interferômetro.

Escolhe-se o filtro “*Butterworth*” por apresentar resposta em frequência plana na banda de passagem e por ser de simples implementação na forma analógica, caso seja necessário na prática.

A matriz Y contém, em cada coluna, 2500 amostras, que representam o sinal de saída do interferômetro. É feita uma estimativa do conteúdo harmônico do sinal de saída do interferômetro por contagem dos cruzamentos por zero. Este sinal, $v(t)$, é filtrado usando-se um filtro passa-baixa do tipo “*Butterworth*”, com frequência de corte 30 vezes superior a maior harmônica do sinal de saída. Nesta etapa, o sinal $v(t)$ é normalizado gerando-se $v_n(t)$ (ver seção 5.2). Após esta etapa o sinal de saída tem valor máximo 1 e mínimo -1.

b) Validação da Amostra

Nesta etapa são contados os segmentos entre os pontos críticos do sinal de saída normalizado, Y_n , e comparados com os ciclos do sinal de entrada. Os sinais de saída que tiverem o mínimo de 3 segmentos por semiciclo do sinal de entrada são considerados válidos pois têm amplitude suficiente para a calibração do interferômetro, como descrito na seção 4.3. Os sinais validados são então processados.

c) Segmentação dos sinais de entrada e saída do interferômetro.

São identificados os pontos de derivada igual a zero nos sinais de entrada e saída do interferômetro. Estes pontos de derivada igual a zero são então classificados. Os pontos que determinam o início e o fim de um semiciclo do sinal de saída são usados para sincronizar o sinal de entrada com o sinal de saída. Os demais pontos de derivada igual a zero do sinal de saída são usados para delimitar os segmentos usados da próxima etapa.

d) Demodulação do sinal de saída.

Nesta etapa o sinal de entrada do interferômetro está dividido em semiciclos crescentes ou decrescentes. Cada semiciclo do sinal de saída está dividido em segmentos. Os segmentos são usados para recompor o sinal $\Psi_r(t)$ como descrito na seção 5.4

e) Cálculos das características do atuador.

A partir da comparação da entrada $\phi(t)$ e da saída demodulada $\Psi_r(t)$ calcula-se as fases instantâneas para todas as amostras deste último. Calcula-se o ϕ_0 comum às amostras e o deslocamento no tempo (defasagem) entre o sinal aplicado ao atuador e a sua resposta mecânica. A partir destes dados é possível traçar gráficos para avaliar a linearidade do atuador e sua resposta em frequência.

Este bloco demodulador foi primeiramente testado com um sinal gerado por software (sinal simulado), como será visto no próximo tópico.

5.6 Simulações Executadas

As simulações têm como objetivos: validar o método apresentado e sua implementação em software.

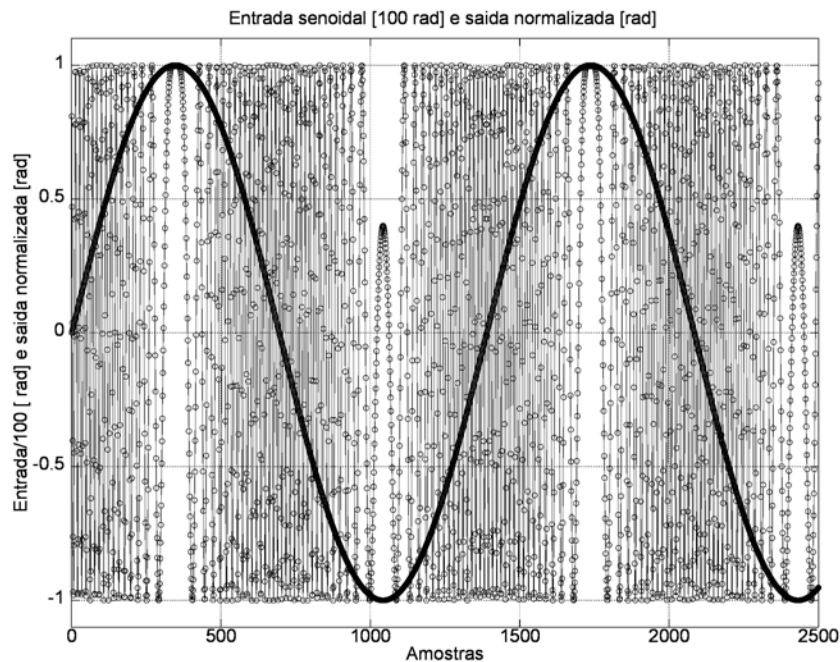
A estratégia adotada é desenvolver um programa de computador que gera uma matriz com formato igual à gerada pelo bloco de automatização, descrito no item a) da seção 5.5. Isto viabiliza o uso do bloco demodulador para tratar estes dados simulados, da mesma maneira que trata os dados adquiridos do interferômetro em situação experimental.

São simulados APF's lineares instalados no interferômetro de Michelson que produzem um sinal de entrada no interferômetro do tipo $\phi(t) = V_e(t)$, onde V_e é a tensão equivalente (fator de proporcionalidade igual a 1 rad/V) aplicada a entrada do APF. Para as simulações de dispositivos não lineares, substitui-se $\phi(t) = f(V_e(t))$, onde f é uma função que será definida adiante. Para facilitar a interpretação dos resultados, tanto a entrada do APF $V_e(t)$ quanto a saída demodulada pelo método, $\Psi_r(t)$, serão medidas em radianos e terão amplitudes normalizadas em 1 rad, a fim de serem desenhados na mesma escala.

Os sinais de saída do interferômetro são gerados a partir da representação matemática da relação de entrada e saída, (5.1), o que permite a adição de ruído ao sinal temporal. O termo ϕ_0 é atribuído de forma aleatória, salvo quando descrito em contrário.

A primeira simulação aborda a resposta de um APF a uma excitação senoidal, cuja amplitude da tensão equivalente é igual a 100 rad, um valor muito além daqueles estudados nas seções anteriores. O valor de ϕ_0 considerado é igual a $\pi/5$ rad. Os gráficos de $\phi(t)$ (ou, equivalentemente, de $V_e(t)$) e do sinal amostrado, $v_n(t)$, estão desenhados na figura 5.15.

Figura 5.15 - Sinal de entrada e de saída com índice de modulação de 100 rad.



Fonte: do próprio autor

Procedeu-se à execução do método da segmentação do sinal amostrado, e se recuperou a fase $\Psi_r(t)$. A partir daí, se obtiveram a função $\phi_r(t)$ e o valor de $\phi_0 = \pi/5$ rad, como esperado.

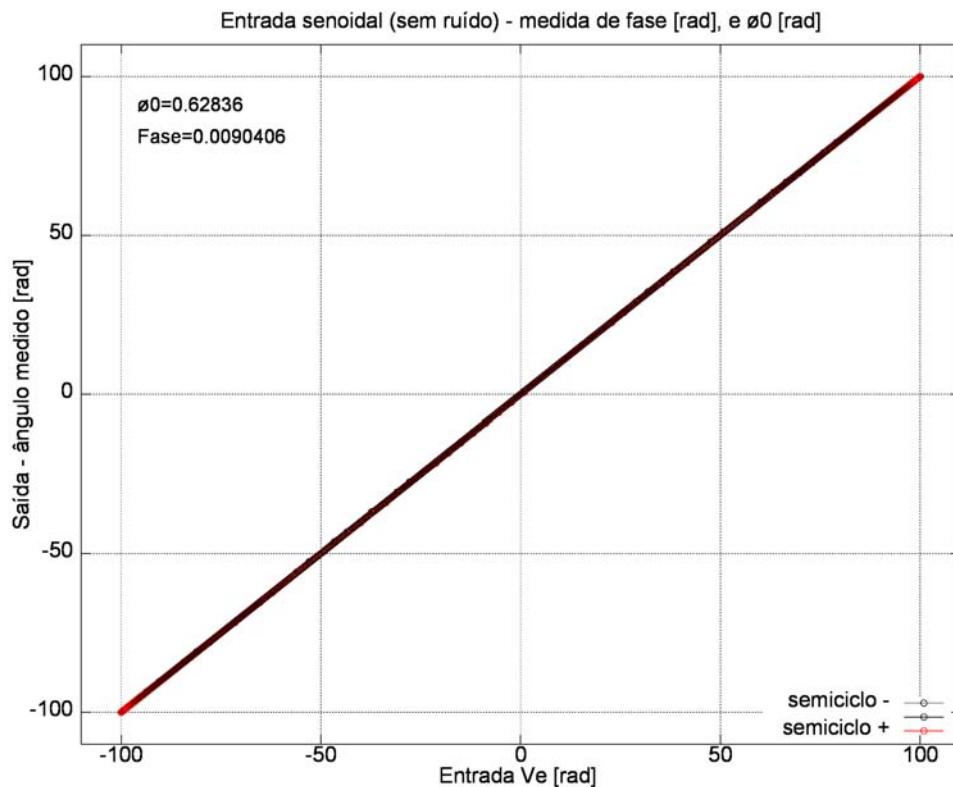
Denomina-se curva de linearidade ao gráfico de $\phi_r(t)$ versus $V_e(t)$ (ou $\phi(t)$), no qual o parâmetro t é eliminado. No caso de duas senoides em fase, esta curva resulta numa reta que contém a origem.

Observa-se no gráfico da figura 5.16 os valores de $\phi_r(t)$ correspondentes aos índices de modulação calculados a partir de sinais de saída simulados e demodulados, sem ruído, em função da tensão equivalente de entrada, V_e . Como se observa, os sinais de entrada e de saída demodulada estão em fase. A reta a 45° é a região onde os pontos, idealmente, devem estar. Observa-se no gráfico [figura

5.16] o resultado de 2082 medições feitas em 3 semiciclos do sinal de entrada e os correspondentes trechos do sinal de saída, o que indica, a possibilidade de aplicação do método para índices superiores a 100 rad, usando-se um número menor de semiciclos do sinal de entrada.

Como o método permite obter os sinais de entrada e saída do interferômetro, também é possível medir a defasagem entre esses sinais. No caso do exemplo, esta vale 0,0090406 rad, ou seja, é desprezível. A defasagem será melhor discutida no capítulo de experimentos.

Figura 5.16 - Relação entre $\phi_r(t)$ e $V_e(t)$ para o caso sem ruído.



Fonte: do próprio autor

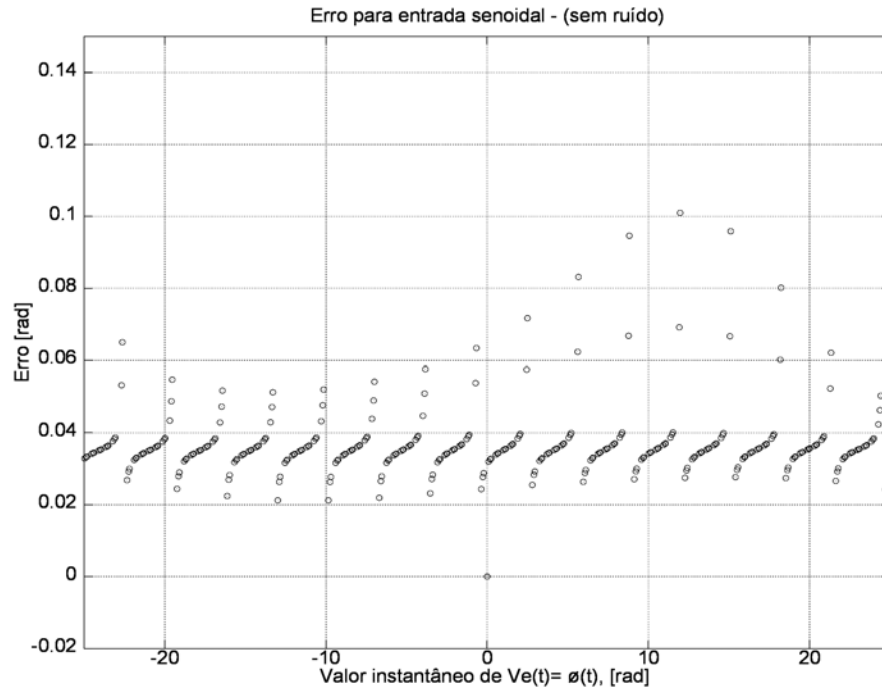
Define-se erro entre o sinal de entrada e o seu correspondente recuperado, e_r , como:

$$e_r = V_e(n) - \phi_r(n) \quad (5.39)$$

onde $V_e(n)$ e $\phi_r(n)$ são as n -ésimas amostras de $V_e(t)$ e $\phi_r(t)$, respectivamente.

Na figura 5.17, apresenta-se o gráfico de erro em função dos valores de $\phi(t) = 100 \sin(\omega_s t)$ (equivalente a $V_e(t)$), não normalizados, para a faixa $-25 < \phi(t) < 25$ rad.

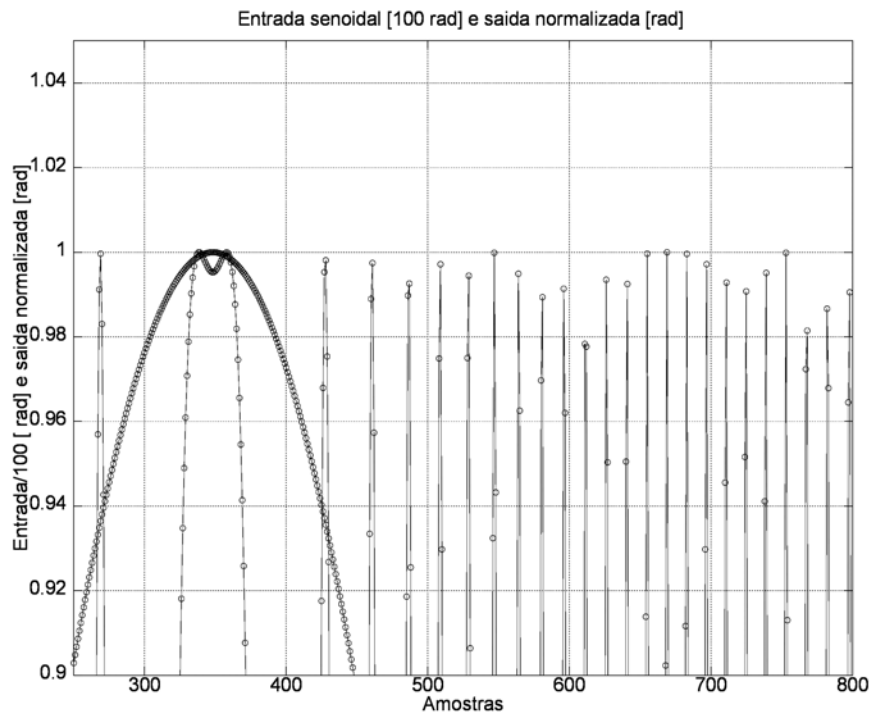
Figura 5.17 - Erro e_r , calculado com sinal senoidal de entrada com índice de modulação 100 rad -sem ruído de entrada e $\phi_0 = \pi/5$ rad.



Fonte: do próprio autor

Observa-se no gráfico da figura 5.17 que a média dos erros indicam um MDPS de 0,035 [rad] em uma amostra contendo medições de 100 [rad]. Observa-se também que mesmo sem ruído as medidas apresentam um erro periódico, de periodicidade aproximada de π rad. O motivo para isto é uma subamostragem do sinal de saída do interferômetro $v_n(t)$, impossibilitando a definição exata do valor de pico do sinal, conforme se verifica a partir da vista em detalhe do gráfico de $v_n(t)$, mostrada na figura 5.18.

Figura 5.18 - Sinal de entrada e de saída com índice de modulação máximo 100 rad, em detalhe.



Fonte: do próprio autor

Observa-se, na figura 5.15, que pretende-se descrever digitalmente sinais cujas frequências podem variar em 3 ordens de grandeza. Inicialmente, existe a necessidade de amostrar um mínimo de 1,5 ciclos do sinal de entrada e do sinal de saída.

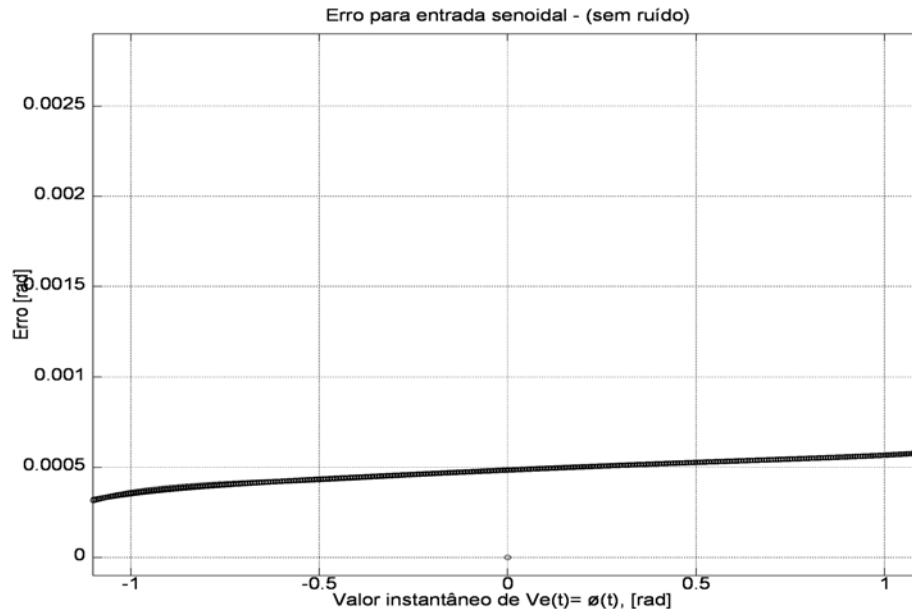
A partir disso, se deduz que existe um compromisso entre o MDPS, o erro, o número de amostras do sinal $v(t)$ e o índice de modulação do sinal $\phi(t)$.

De forma geral, conclui-se que, quanto maior o número de amostras, menor serão o MDPS e o erro. Para um número de amostras fixo, quanto menor o índice de modulação do sinal de entrada do interferômetro, menor serão o erro e o MDPS. Teoricamente, não existe limite superior inerente ao método, e sim, devido aos compromissos associados ao processo de amostragem.

Para se confirmar esta assertiva, considerou-se uma segunda simulação, para um sinal de entrada com índices de modulação menor, igual a $0,505\pi$ rad. O valor de ϕ_0 foi considerado igual a $\pi/2$ rad. Não se considerou o ruído, nem na entrada nem na saída do interferômetro. Manteve-se o número de amostras igual a

2500. O erro calculado encontra-se na figura 5.19, para a faixa de valores instantâneos $-1 < \phi(t) < +1$ rad.

Figura 5.19 - Erro e_r , calculado com sinal senoidal, índice de modulação $0,505 \pi$ rad e sem ruído de entrada com $\phi_0 = \pi/2$ rad.



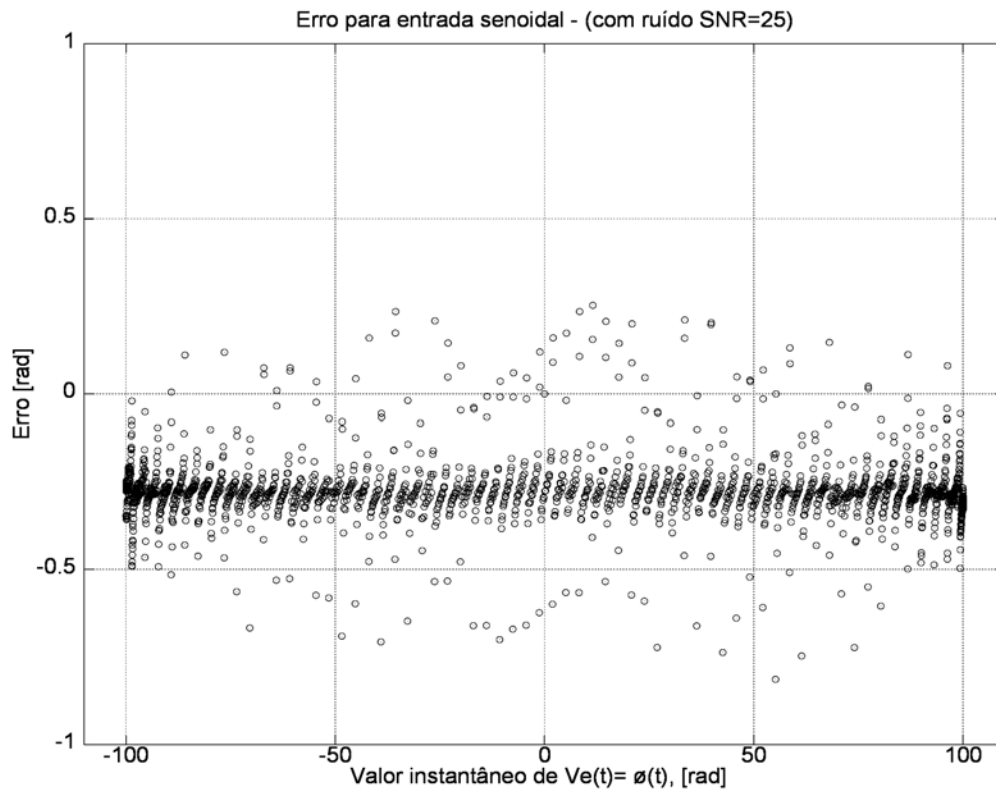
Fonte: do próprio autor

Em toda a faixa de valores instantâneos [Figura 5.19] observa-se um erro inferior a 0,0007, e MDPS de 0,0005 rad.

Nas próximas duas simulações, investiga-se o efeito do ruído sobre o processo de demodulação de fase. Aos sinais (entrada e saída) adiciona-se ruído branco de distribuição gaussiana e relação sinal ruído igual a 25 vezes, usando a instrução *awgn* do *octave*. Usando-se a instrução *quantiz* do *octave*, as amostras do sinal de saída do interferômetro são quantizadas em 256 níveis, sendo o maior deles 20% maior que o valor máximo do sinal.

O caso que já foi abordado, para o sinal da figura 5.15, é novamente considerado (excitação senoidal com $x = 100$ rad, $\phi_0 = \pi/5$ rad). Procedeu-se à execução do método da segmentação do sinal amostrado, $v(t)$, agora acrescido aos ruídos eletrônico e de quantização, e se recuperou a função $\phi_r(t)$. Aplicando-se (5.39), calculou-se o erro entre o sinal sintetizado e o sinal recuperado, sendo o resultado apresentado na figura 5.20.

Figura 5.20 - Erro e_r , calculado com sinal senoidal de entrada com índice máximo de modulação 100 rad – com ruído (SNR=25).

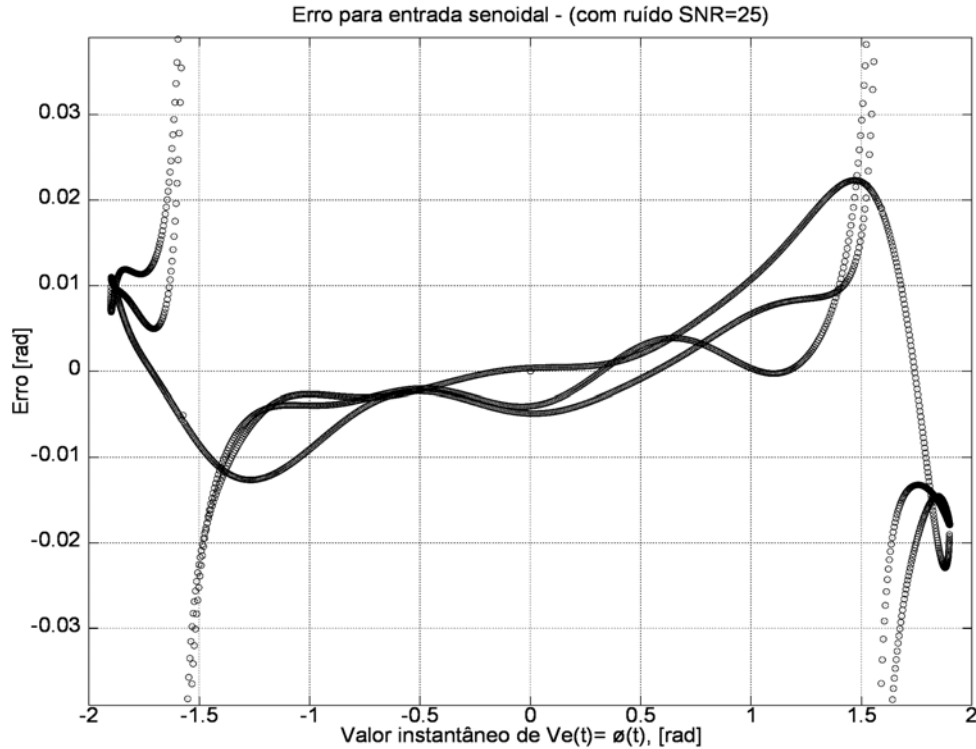


Fonte: do próprio autor

O ruído aplicado ao sinal de entrada e de saída é de 4%, enquanto que o erro observado nas medidas [figura 5.20] é de 0,8 rad no máximo, e, na média, igual a 0,26 rad, o que representa 0,8% e 0,26% respectivamente (considerando a excursão máxima do sinal de entrada, no caso 100 rad).

A fim de se concluir a discussão sobre a relação entre o número fixo de amostras e a redução do erro, à medida que se reduz o índice de modulação, considera-se o caso do sinal senoidal com $x=1,9$ rad. O valor da fase quase-estática escolhido é $\phi_0=\pi/2$ rad. O resultado obtido para o erro entre o valor esperado e o valor recuperado está apresentado na figura 5.21.

Figura 5.21 - Erro e_r , calculado com sinal senoidal de entrada com índice máximo de modulação 1,9 rad – com ruído (SNR=25).



Fonte: do próprio autor

No gráfico da figura 5.21 foi usado um $\phi_0 = \pi/2$ rad, para facilitar a visualização do erro quando o sinal de saída normalizado $v_n(t)$ assume valores próximos de 1. Esta região corresponde as proximidades de $\pm 1,57$ rad, no eixo horizontal do gráfico da figura 5.21.

A partir da equação (5.33), para $n=-1$ e $\phi_0 = \pi/2$ rad, tem-se: $\phi_r(t) = \arcsen(v_n(t))$. Para pequenas variações de valor próximas de $v_n(t) = \pm 1$ obtém-se grandes variações de valor para $\phi_r(t)$. Como exemplo numérico cita-se que, reduzindo-se 1% em $v_n(t)$, isto é, $v_{acn}(t) = 1 - 0,01$, se obtém

$$\frac{\phi_r(t)}{\pi/2} = 1 - 0,09.$$

Na região central da figura 5.21, para os valores instantâneos $-0,5 < \phi(t) < +0,5$ rad, o erro é inferior a 0,005 rad, enquanto o MDPS é inferior a 0,005 rad. Assim, o erro relativo na região central é de $0,005/1,9 = 0,26\%$, com ruído aplicado aos sinais de entrada e de saída de valor igual a 4%.

Quando se reconstitui o sinal de saída do interferômetro a partir de suas amostras são geradas descontinuidades nas regiões onde $v_n(t) \simeq \pm 1$. Estas descontinuidades dão origem a erros elevados. Aplicando-se um filtro ao sinal demodulado, $\phi_r(t)$, este erro pode ser reduzido. Por exemplo, usando-se um filtro “*Butterworth*” de 4a ordem e frequência de corte 60 vezes a frequência principal do sinal, o erro máximo para o sinal com o índice de modulação 100 rad [figura 5.20] resulta em 0,21 rad, e, o erro máximo para o sinal com o índice de modulação 1.9 rad [figura 5.21] resulta em apenas 0,01 rad.

Até este ponto, foram simulados APF's lineares instalados no interferômetro de Michelson, que produzem um sinal de entrada no interferômetro do tipo $\phi(t) = V_e(t)$, onde V_e é a tensão normalizada aplicada a entrada do APF.

Investiga-se, a seguir, se o método usado neste trabalho é capaz de discernir entre APF's lineares e não lineares.

Para as simulações de dispositivos não lineares, substitui-se a relação linear acima por $\phi(t) = f(V_e(t))$, sendo $f(V_e(t))$ uma função não linear entre $\phi(t)$ e $V_e(t)$. Esta função será escolhida arbitrariamente nesta seção, porém, de forma a se aproximar do comportamento prático de um APF.

A título de ilustração, postula-se uma função $f(V_e)$, de tal forma a reproduzir um comportamento de saturação nos picos de uma função senoidal empregada para representar a tensão de excitação do APF, $V_e(t)$. Ou seja, dado $V_e(t) = x \sin(\omega_s t)$, sugere-se que o deslocamento do APF e, conseqüentemente, o desvio de fase $\phi(t)$, constitua uma senoide “achatada” nos extremos.

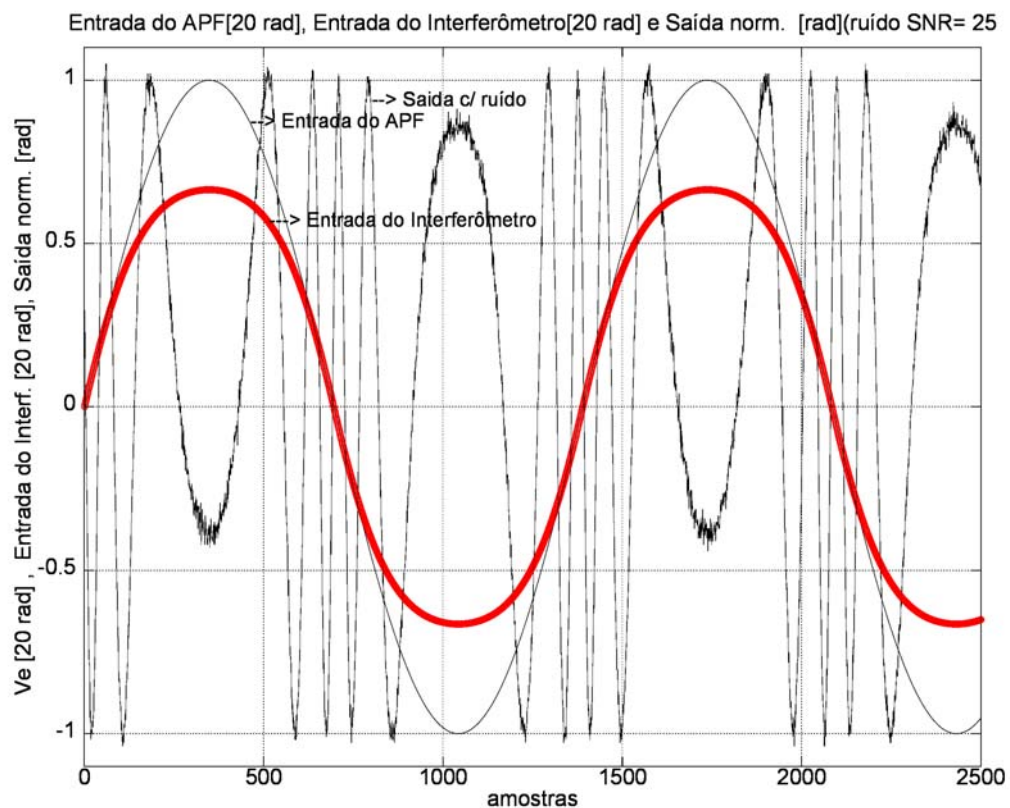
Para as simulações descritas nas figuras 5.22 a 5.25 será postulado que $\phi(t) = f(V_e(t))$, tal que:

$$\phi(t) = -6,7(10^{-4})V_e^3 - 8,4(10^{-5})V_e^2 + 0,93V_e \quad (5.40)$$

para $V_e(t) = x \sin(\omega_s t)$. Note-se que a relação (5.40) não está normalizada.

Um exemplo de uma forma de onda $\phi(t)$ não linear encontra-se desenhado na figura 5.22, para $x=20$ rad. A amplitude do sinal $\phi(t)$ distorcido saturou em 13V. Os sinais de entrada, $v_e(t)$, e de saída, $\phi(t)$, do APF foram normalizados na mesma base, tal que $V_e(t)$ variasse entre ± 1 . Simulações do método são realizadas com este $\phi(t)$, e, adiciona-se ruído ao sinal amostrado, $v_n(t)$, tal que a relação sinal-ruído seja $\text{SNR}=25$. Considera-se $\phi_0=1,25$ rad.

Figura 5.22 - Entrada do APF $V_e(t)$ normalizada, entrada do interferômetro $\phi(t)$ e saída fotodetectada normalizada $v_n(t)$.

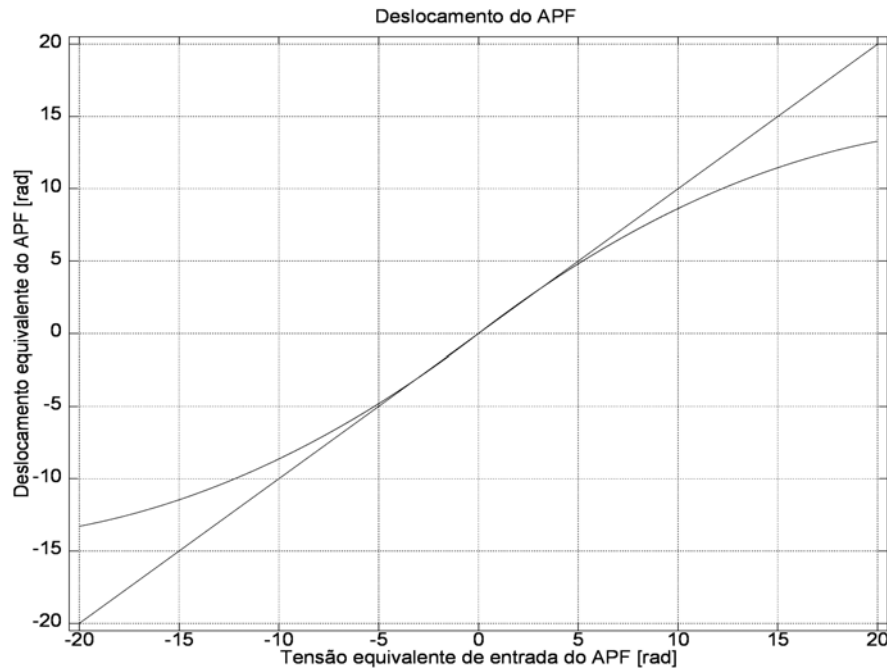


Fonte: do próprio autor

Nas simulações no restante deste capítulo, considera-se que a relação entre o deslocamento do APF, $\Delta l(t)$, e o correspondente desvio de fase interferométrica, $\phi(t)$, tenham uma constante de proporcionalidade unitária (por exemplo, 1nm/V), apenas por questões de simplicidade. Neste texto, este deslocamento será denominado de deslocamento equivalente do APF, $\Delta l_e(t)$, e será medido em radianos.

Interpretando desta forma, a figura 5.23 representa o gráfico do deslocamento equivalente do APF (rad) em função da tensão equivalente aplicada (rad), que deve ser obtido no caso ideal, sem erros de recuperação de sinal.

Figura 5.23 - Relação entre tensão aplicada ao APF $V_e(t)$ e deslocamento mecânico $\phi(t)$.

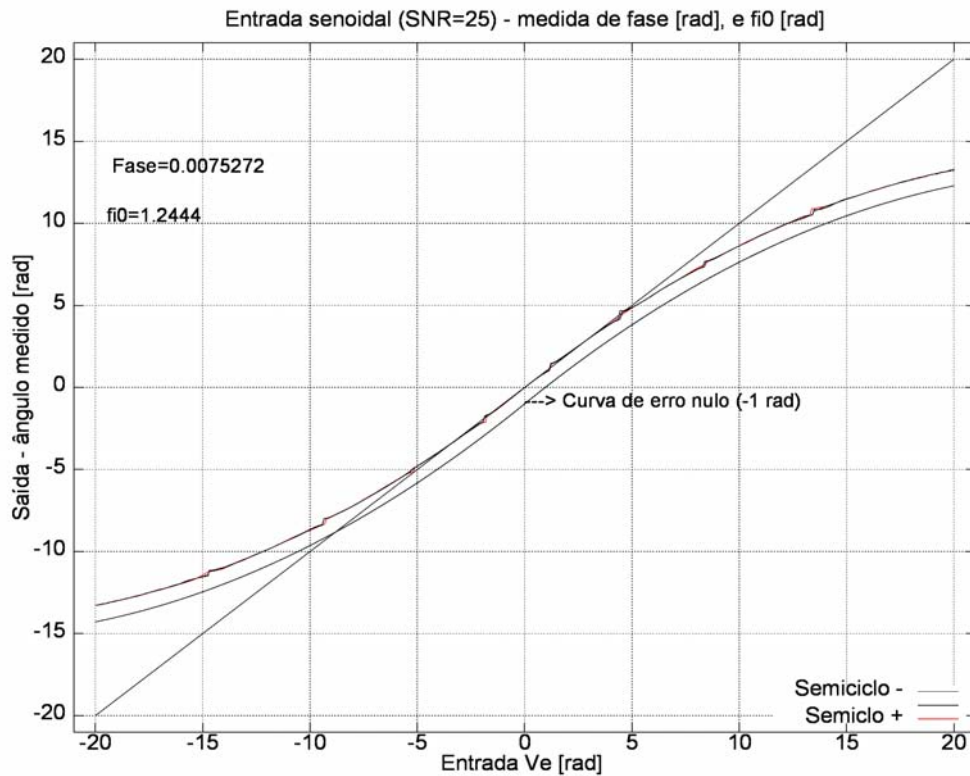


Fonte: do próprio autor

A reta que passa pelos pontos $[0,0]$ e $[20,20]$ não foi usada para simular o comportamento do APF, e consta no gráfico apenas para referência visual de linearidade. A declividade da curva (não linearidade) é variável e crescente, e incorpora sinais de saturação objetivando verificar o comportamento do método quando se trabalha com graus de derivadas distintos daqueles obtidos com a senoide ideal.

Na sequência, procedeu-se ao método da segmentação do sinal amostrado, considerando-se o sinal $V_e(t)$ da figura 5.22. A fase $\phi(t)$, foi recuperada e, na figura 5.24, foi desenhado o gráfico de $\phi_r(t) \times V_e(t)$. A curva contínua e suave corresponde a resposta que seria obtida na ausência de erros de demodulação. Trata-se da curva da figura 5.23, porém, desenhada com uma translação de -1 rad ao longo do eixo vertical, apenas para que o leitor possa apreciá-la, uma vez que a curva verdadeira fica superposta à curva demodulada, dificultando sua visualização.

Figura 5.24 - Simulação de um APF não linear, $\phi_0 = 1,25$ com ruído (SNR=25).

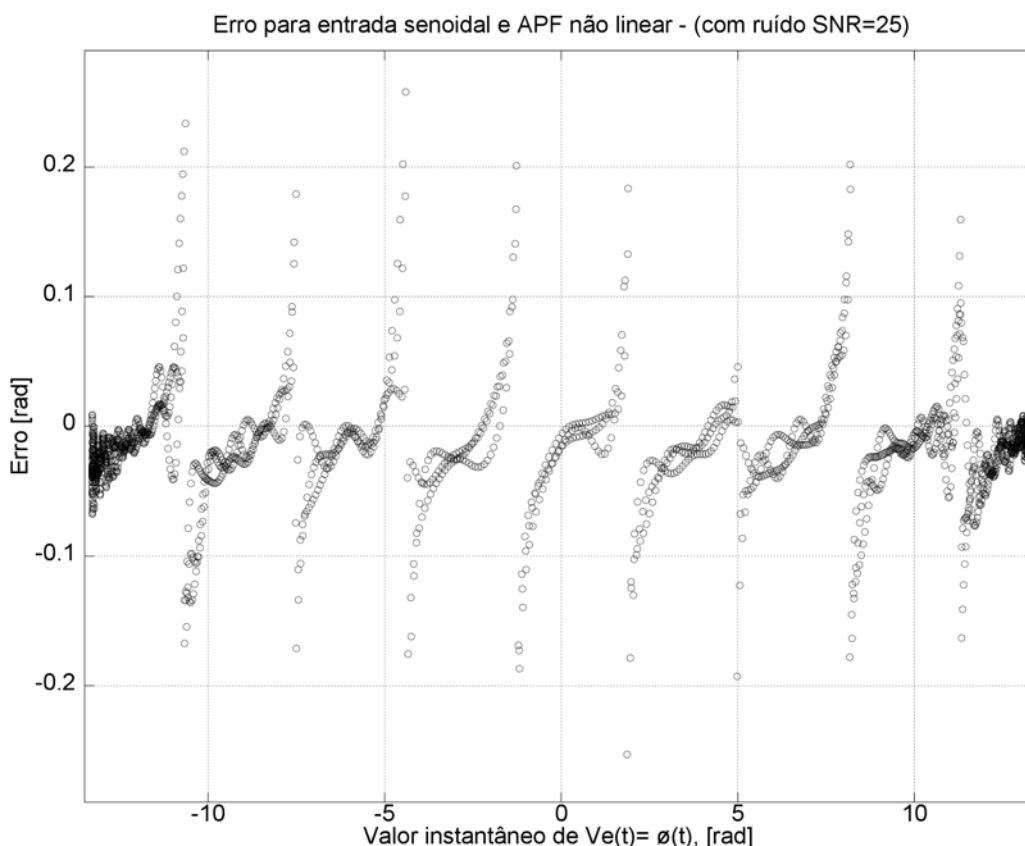


Fonte: do próprio autor

Observa-se na figura 5.24 que, em intervalos espaçados de π rad, ocorre um maior desvio entre o valor calculado para o deslocamento de fase $\phi_r(t)$ e o valor simulado sem erro $\phi(t)$. Como visto anteriormente, isto ocorre quando $v_n(t)$ assume valores próximos a 1. Exceto por estes pontos observa-se [figura 5.24] boa conformidade entre o valor esperado e o valor obtido pelo método de decomposição proposto, indicando a possibilidade do uso deste método para caracterizar fenômenos não lineares.

Aplicando-se (5.39), calcula-se o erro entre o sinal esperado e o sinal recuperado, o qual está desenhado na figura 5.25.

Figura 5.25 - Simulação de um APF não linear- análise do erro com ruído (SNR=25).



Fonte: do próprio autor

Na figura 5.25 observa-se que a magnitude do erro é similar em toda a faixa de índices de modulação, mostrando que o método demodulou o sinal de saída sem muita distorção com relação a entrada, mesmo com o APF respondendo não linearmente.

O ruído aplicado ao sinal de saída é o mesmo das simulações lineares anteriores, ou seja, 4%, enquanto que o erro observado nas medidas [figura 5.25] é de 0,25 rad, no máximo, e, na média, 0,03 rad, o que representa 1,9% e 0,23%, respectivamente (considerando a excursão máxima do sinal de entrada, no caso 13 rad). Estes valores são similares aos resultados obtidos nas simulações em que o APF é linear.

Extraí-se das simulações, algumas conclusões e recomendações que devem ser aplicadas ao método na etapa do experimento. Assim, antes de se concluir este capítulo, são registradas algumas recomendações:

a) Para se alcançar um bom desempenho (minimizando o erro) do método proposto, há que se respeitar um número mínimo de amostras por segmento do sinal de saída do interferômetro, o qual está vinculado a amplitude do sinal de entrada. Portanto o número de amostras deve ser tanto maior quanto maior a amplitude do sinal de entrada a ser mensurado.

b) As medições têm sua resolução definida pela amplitude do sinal demodulado, dividido pelo número de amostras usadas em um ciclo do sinal demodulado. Como a amplitude do sinal demodulado é proporcional a amplitude de entrada do interferômetro, para se melhorar a resolução pode-se aumentar o número de amostras do sinal de saída, ou então, diminuir a amplitude do sinal de entrada.

c) Recomenda-se a aplicação de um filtro passa-baixas ao sinal demodulado, $\phi_r(t)$, com frequência de corte compatível com o fenômeno físico que se pretende investigar. No caso deste trabalho, um filtro com frequência de corte de 60 vezes maior que a frequência do sinal de entrada para minimiza o erro sem afetar a capacidade do método de identificar não linearidades.

Sob ruído de 4%, o método proposto abrange a faixa pretendida, de 0,01 rad a 100 rad, é imune a variação de ϕ_0 , apresenta baixa susceptibilidade ao ruído, pode medir o valor de ϕ_0 , pode medir o tempo de resposta entre a aplicação do sinal a um atuador e sua resposta, e pode ser usado para caracterizar atuadores não lineares. Estas vantagens serão exploradas nos experimentos descritos no próximo capítulo.

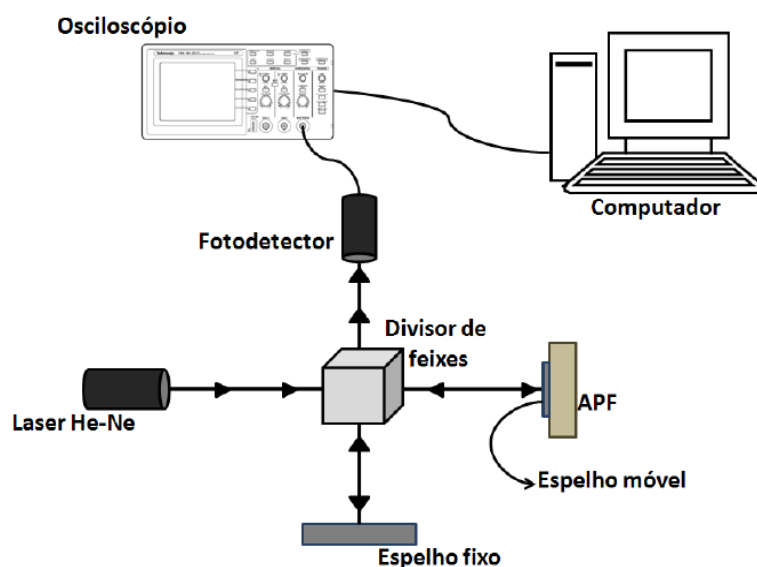
Capítulo 6

Resultados Experimentais

6.1 Arranjo experimental

Para realizar medições de deslocamentos mecânicos dos APF's , usa-se um interferômetro na configuração de Michelson em óptica volumétrica, homódina e passiva, esquematicamente descrita pela figura 6.1. Ao sinal de saída do interferômetro aplica-se o método proposto neste trabalho para a sua validação experimental.

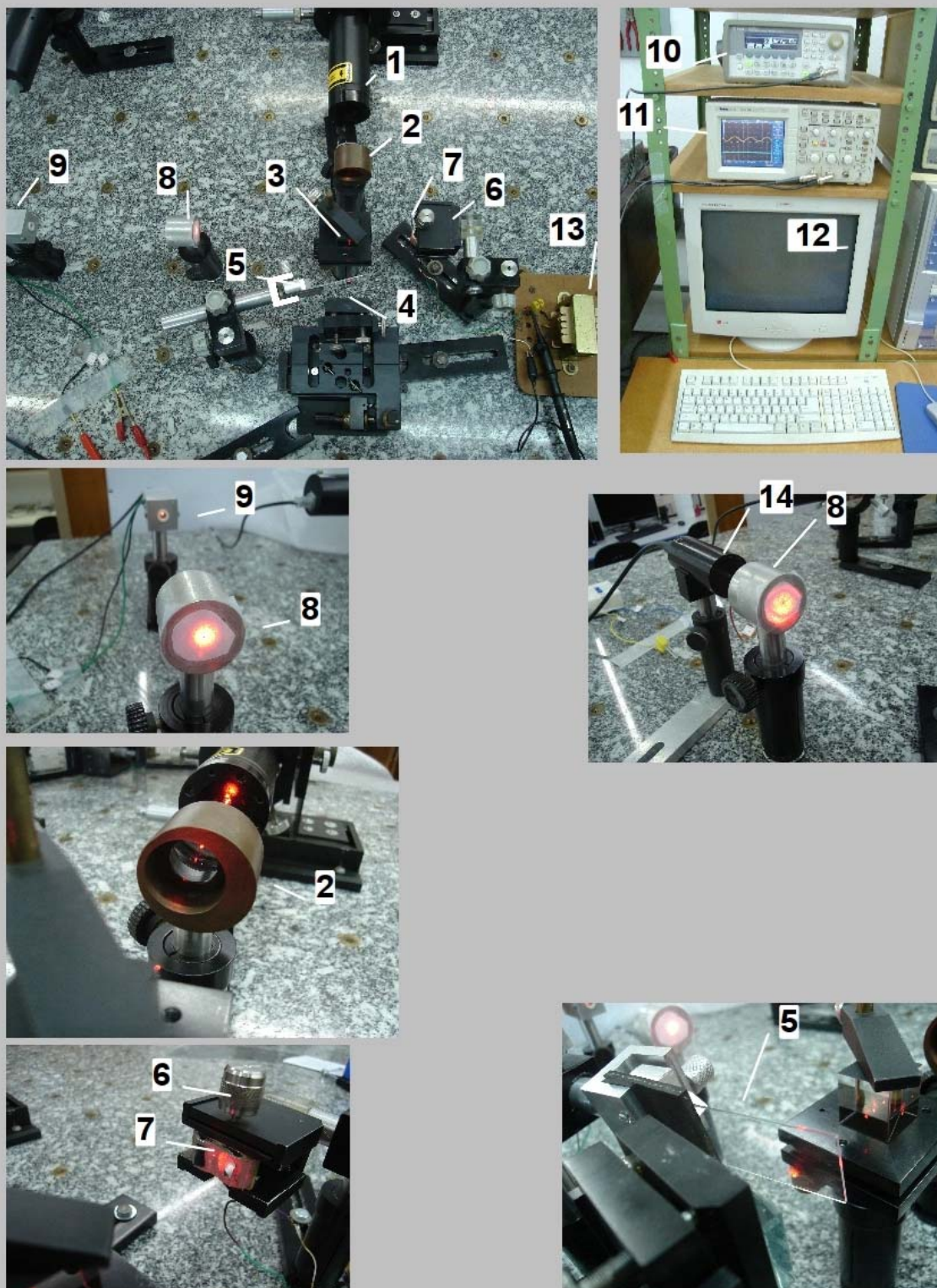
Figura 6.1 - Configuração experimental utilizada para medição de deslocamento do APF



Fonte: (Menezes, 2009)

O interferômetro é montado sobre uma mesa óptica típica, constituída por uma espessa plataforma de granito, assentada em uma caixa de areia sobre uma armação de ferro, e com elementos isoladores de vibração ambiente. A superfície da estrutura possui furações para fixação dos elementos que compõem o interferômetro, como mostra a figura 6.2

Figura 6.2 - Fotos da montagem interferométrica e seus detalhes numerados.



Fonte: do próprio autor

Os materiais utilizados, e especificados pelos números de 1 a 14 na figura 6.2, correspondem à:

1. Laser de Hélio Neônio (He-Ne) (Ealing Electrooptics, 15mW) operando no comprimento de onda $0,6328 \mu m$.
2. Lente expansora.
3. Divisor de feixes, neutro (Ealing Electrooptics), com taxa de 50/50% (nos capítulos anteriores, chamado de espelho semi-refletor).
4. Espelho de referência, fixado ao dispositivo de ajuste angular tridimensional para alinhamento do interferômetro.
5. Lâmina de microscópio, fixada a um estágio de rotação que permite alterar o caminho óptico do braço de referência.
6. Dispositivo mecânico de fixação, usinado na oficina mecânica da Unesp-FEIS especificamente para fixação dos APF's.
7. Atuador Piezocerâmico Flexensional desenvolvido pelo Grupo de Sensores e Atuadores da USP.
8. Diafragma com orifício (*pin hole*).
9. Fotodiodo PIN de silício (BPX 65 da Siemens), o qual constitui um fotodetector de lei quadrática.
10. Sintetizador de sinais Agilent 33220A.
11. Osciloscópio digital Tektronix TDS2022.
12. Computador conectado ao osciloscópio e ao sintetizador através da porta USB-GPIB.
13. Transformador de relação 12:220 Vrms.
14. Fototransistor TIL 81 da Texas-Instruments.

6.1.1 Montagem do Aparato Experimental

Como indicado na figura 6.2, a montagem é feita sobre uma mesa óptica desenvolvida para isolar o experimento das vibrações mecânicas do ambiente. Os dispositivos de fixação (do espelho de referência, do atuador, do espelho semi-refletor, das lentes, do fotodiodo e do laser) foram todos desenvolvidos para sua utilização nesta mesa, em montagens de óptica volumétrica. O APF [figura 6.2 (componente 7)] é fixado com um suporte construído especificamente para esta função, que prende o APF em pontos adequados (para não limitar o movimento a ser medido) [figura 6.2 (componente 6)]. A lente [figura 6.2 (componente 2)] é inicialmente posicionada sem fixação durante o procedimento de alinhamento do interferômetro, e, somente na etapa de medições, é devidamente fixada.

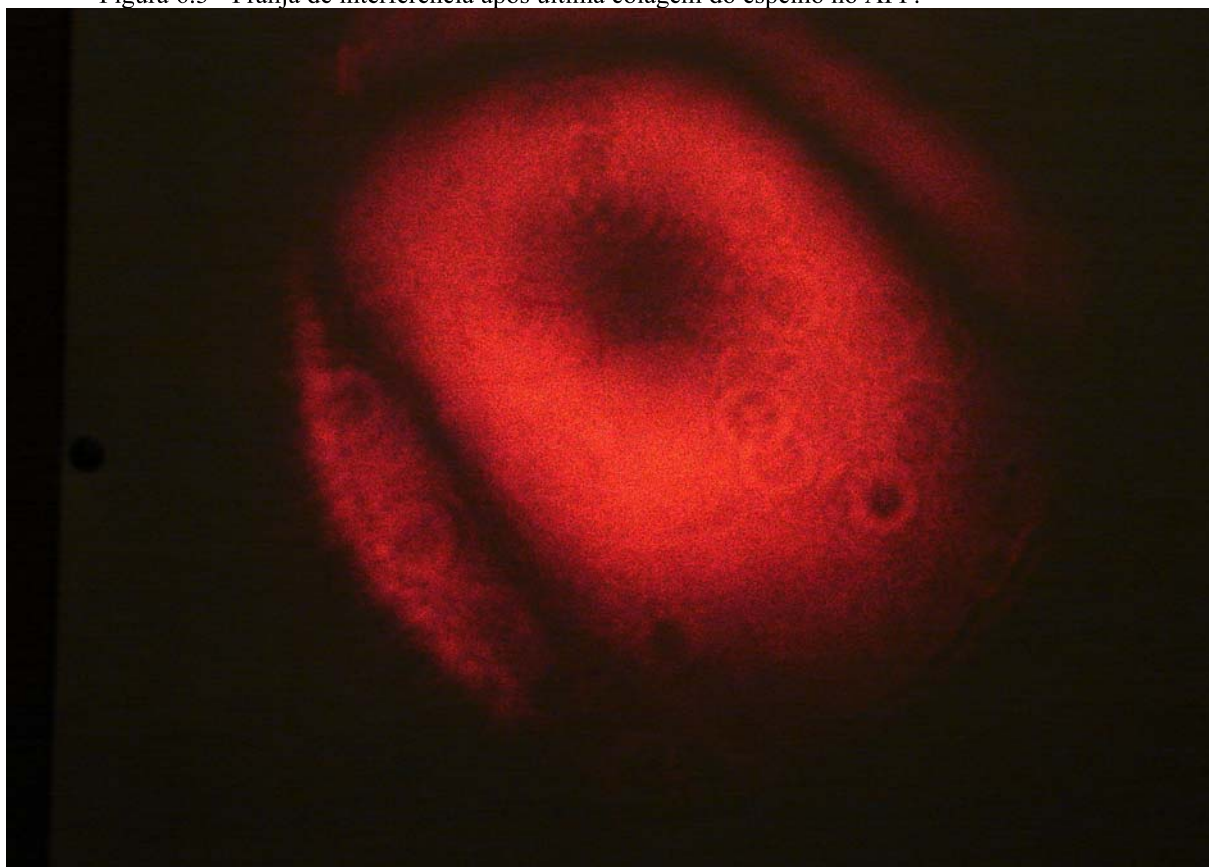
O gerador de funções [figura 6.2 (componente 10)] é ligado a um transformador [figura 5.2 (componente 13)]. Como a relação de transformação não é linear, na faixa de frequência necessária para o experimento, o osciloscópio [figura 5.2 (componente 11)] é ligado, em seu canal 1, à saída do transformador que, por sua vez, está ligado ao APF. Desta forma, independente do ganho do transformador, o valor de tensão elétrica aplicada ao APF é sempre conhecida.

A saída do interferômetro, i.e., os terminais do fotodiodo [figura 5.2 (componente 9)], ou fototransistor [figura 5.2 (componente 14)], são ligados ao osciloscópio que, por sua vez, está ligado ao computador [figura 5.2 (componente 12)] via interface GPIB-USB. Isto permite que todas as formas de ondas sejam adquiridas, para posterior processamento, além de visualizadas na tela do osciloscópio. Foi construído um diafragma com orifício circular, para aproximar a intensidade óptica que incide sobre o fotodetector, por uma função de um pulso estreito (um delta de Dirac aproximado), e assim, aproximá-lo de um amostrador ideal.

Uma dificuldade da montagem é a fixação do espelho colado no APF. O espelho deve possuir a menor massa possível, para não interferir nos deslocamentos produzidos pelo APF. Contudo, um espelho muito delgado fica sujeito a deformações no processo de cura da colagem. A colagem é feita por

tentativa e erro, até que se obtenha uma deformação mínima que mantenha o padrão da franja aceitável [figura 6.3]. A inspeção visual da uniformidade da franja não é a única forma de verificar a deformação do espelho. Através de aplicação de uma tensão ao APF, na forma de sinal triangular com baixa amplitude e operando na quadratura de fase, permite-se avaliar a linearidade da resposta, e, indiretamente, a qualidade da colagem.

Figura 6.3 - Franja de interferência após última colagem do espelho no APF.



Fonte: do próprio autor

6.1.2 Alinhamento e ajuste dos feixes de laser

O alinhamento dos feixes do laser normalmente demanda mais tempo que a montagem propriamente dita. Este alinhamento é feito inicialmente sem a lente expansora e sem o fotodetector. O espelho de referência [figura 6.2 (componente 4)] reflete uma porção do feixe de laser, e, o espelho fixado ao APF [figura 6.2 (componente 7)], reflete a outra. Ambas as reflexões são projetadas em um anteparo distante, a cerca de 3 m da montagem. Os espelhos de referência e do

APF são alinhados até que se obtenha um único ponto no anteparo. Neste momento ocorre uma cintilação luminosa dos pontos projetados no anteparo. Este anteparo é movido para perto e para longe do divisor de feixes [figura 6.2 (componente 3)], para verificar se o alinhamento dos dois feixes se mantém, desde distâncias de 10 cm até 3 metros.

No caso em que não se pretenda usar lentes expansoras, provoca-se um pequeno desalinhamento entre os feixes, para que não se tenha retorno do feixe para a cavidade do laser. Neste caso, os espelhos de referência [figura 6.2 (componente 4)] e o espelho fixado ao APF [figura 6.2 (componente 7)] têm de estar à mesma distância do divisor de feixes [figura 6.2 (componente 3)], para ter o alinhamento desejado e sem retorno para o emissor laser. Neste caso as franjas são paralelas entre si (BARBOSA, 2009).

Após o alinhamento inicial, é inserida na montagem a lente expansora [figura 6.2 (componente 2)], e são feitos os ajustes finos para a obtenção da franja circular de ordem zero [figura 6.3].

A lente [figura 6.2 (componente 2)] é usada com o propósito de se aumentar o diâmetro da franja de ordem zero, não somente para sua inspeção visual (e consequente alinhamento do interferômetro), mas também, para tornar o interferômetro mais estável quanto ao fenômeno do desvanecimento.

Fixa-se, nesta etapa, o fotodiodo [figura 6.2 (componente 9)] e o diafragma com orifício [figura 6.2 (componente 3)] à mesa óptica. Inicialmente, ajusta-se o conjunto para que a luz que atravessa o furo do diafragma atinja exatamente a região sensora do fotodiodo.

Objetivando a maximização da amplitude do sinal de saída, $v(t)$, sem distorções, ajusta-se a distância do diafragma [figura 6.2 (componente 8)] e o fotodiodo [figura 6.2 (componente 9)], e, de ambos ao divisor de feixes [figura 6.2 (componente 3)], para se obter uma adequada intensidade de luz incidente no fotodiodo, i.e., uma excitação do fotodiodo que maximize a amplitude do sinal de saída. Devido ao desvanecimento, o ajuste é feito com o acoplamento DC do osciloscópio, que permite estimar a condição de quadratura de fase.

No aparato experimental utilizado, foram feitos vários ajustes, mas somente com a colocação de uma segunda lente expansora após o divisor de feixes, i.e., entre o divisor de feixes e o diafragma, é que foram obtidos valores ótimos de sinal, e então feitas as medições.

6.1.3 Bloco de Automatização da Instrumentação Eletrônica

Foi desenvolvido um conjunto de programas para controlar a instrumentação descrita no início do item 6.1, e adquirir os dados de entrada e saída do interferômetro, chamado Bloco de Automatização. Este software controla o osciloscópio e o gerador de funções através de uma interface USB-GPIB, e executa os seguintes passos:

a) Inicialmente, interagindo com o usuário, solicita-se a entrada dos parâmetros para a tensão de entrada do interferômetro: valor máximo (inicial), passo para o seu decremento e número de diferentes tensões a serem aplicadas. De forma análoga solicitam-se os valores das frequências da entrada do interferômetro. Por questão de segurança do APF, o software inicia com os parâmetros máximos e vai decrementando para se evitar, por erro, exceder os limites seguros de tensão e, conseqüentemente, danificar o APF.

b) O software também programa o gerador de funções, com a tensão e a frequência inicial, ajustando a escala de amplitude e a escala de tempo dos dois canais do osciloscópio, ligados à entrada e à saída do interferômetro. O ajuste da escala de tempo é feita de forma a facilitar a visualização do sinal pelo usuário, i.e., dois ciclos do sinal de entrada e seu correspondente sinal de saída ficam perfeitamente ajustados a tela do osciloscópio. Após este ajuste, solicita-se do usuário uma aprovação para que sejam iniciadas as medições.

c) O osciloscópio é programado para medir a frequência do sinal de entrada, e, ajusta-se a escala de tempo para conter 1,8 ciclos do sinal de entrada para ambos os canais. Isto equivale a dizer que a frequência de amostragem é otimizada para conter pelo menos um ciclo e meio do sinal de saída na janela de 2500 pontos, em diferentes condições de sincronismo.

e) Os sinais de entrada e saída do interferômetro são adquiridos em vetores com 2501 pontos, onde o primeiro ponto corresponde ao tempo entre amostra que, no caso, é constante para cada sinal adquirido. Os demais 2500 pontos contêm as amostras de tensão do sinal, que podem ser da entrada ou da saída. Para cada situação de tensão e frequência, geram-se dois vetores, um com o sinal de entrada e o outro com o sinal de saída. Os vetores de entrada são combinados em uma matriz, e, os de saída em outra matriz. Os dados são gravados para posterior processamento.

6.2 Medições com o APF EE1

Os APF's usados nesta pesquisa têm suas aplicações práticas, em geral, em baixas frequências. Usam-se, neste trabalho, excitações senoidais e triangulares em frequências entre 100 Hz e 1 kHz.

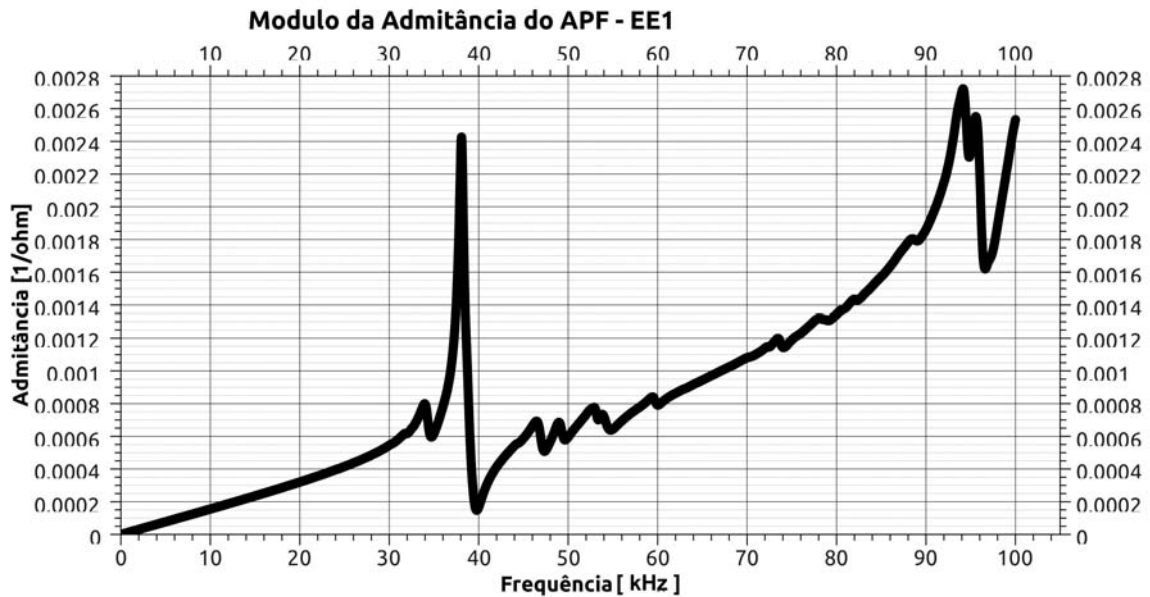
6.2.1 Medições com o Analisador de Impedâncias

Usa-se um analisador de impedâncias HP4192 para o levantamento do módulo e da fase das admitâncias do APF EE1, que pode ser observada nos gráficos das figuras 6.4, 6.5 e 6.6 a seguir.

São traçados gráficos de módulo e fase da admitância dos atuadores piezelétricos, para identificar suas frequências de ressonância e antirressonância. Observa-se no gráfico de módulo da admitância na figura 6.4 uma ressonância principal em 39 kHz.

Nas frequências de ressonância de um APF, amplitudes de deslocamento muito elevadas são produzidas. Assim, é importante a identificação prévia destas ressonâncias, para evitar que o experimento com o interferômetro venha a danificar a cerâmica.

Figura 6.4 - Gráfico do módulo da admitância do APF EE1 em função da frequência.

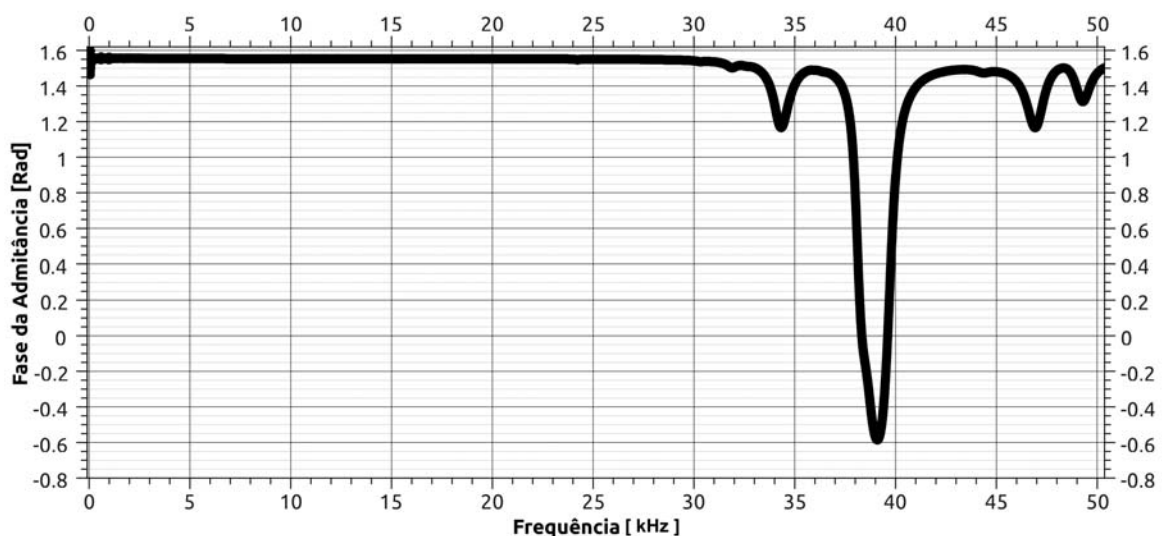


Fonte: do próprio autor

Além disso, é importante se operar com sinais de excitação elétrica cujas formas de onda não exibam componentes de frequências significativas coincidindo com essas ressonâncias, a fim de se evitar o problema do erro de trajetória (LEÃO, 2004). As frequência de interesse para os APFs são tipicamente inferiores a 1 kHz.

Observa-se, no gráfico da figura 6.5, o comportamento da fase da admitância, que é mais sensível e permite identificar melhor as ressonâncias de menor frequência.

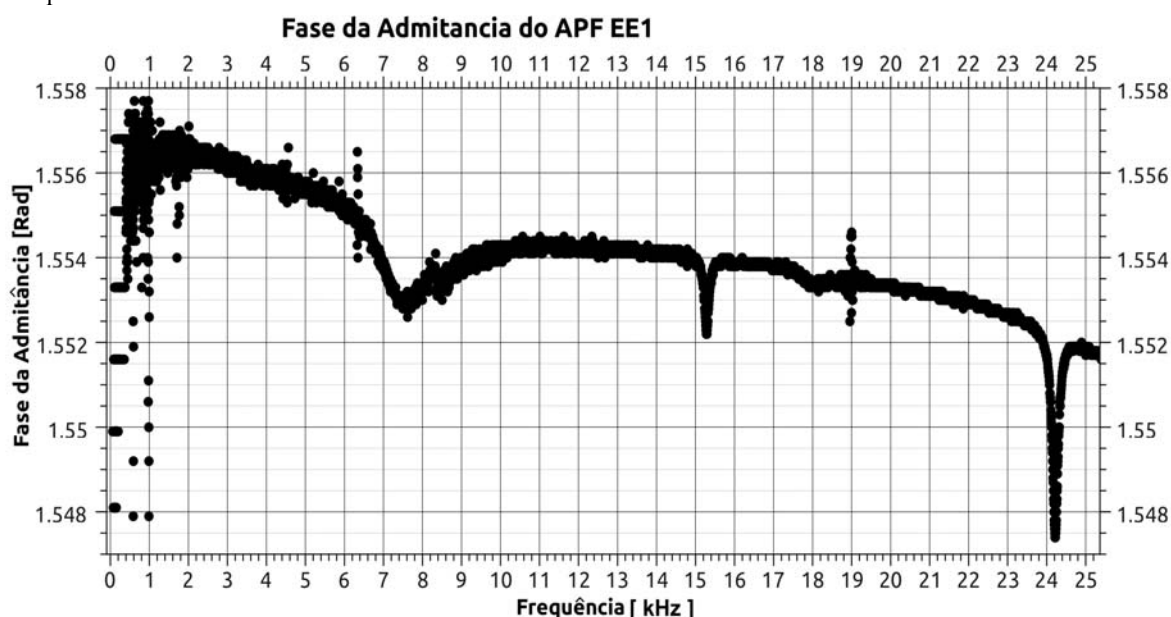
Figura 6.5 - Gráfico da fase da admitância do APF EE1 em função da frequência.



Fonte: do próprio autor

Uma vista em detalhe da figura 6.5, dentro da faixa até 25 kHz, é apresentada na figura 6.6. Observa-se, algumas ressonâncias na faixa de interesse, de 100 Hz a 1 kHz. Contudo, não se consegue resolução suficiente a ponto de identificar os valores dessas ressonâncias quando se utiliza este equipamento. De fato, o analisador de impedâncias HP4192 é mais adequado para realizar medições entre 1 kHz e 13 kHz.

Figura 6.6 - Detalhe, em baixa frequência, do gráfico da fase da admitância do APF EE1 em função da frequência.



Fonte: do próprio autor

Por causa dessa limitação, são usados métodos interferométricos para a obtenção de resposta em frequência dos APFs, e consequentemente a determinação das ressonâncias entre 100 Hz e 1 kHz.

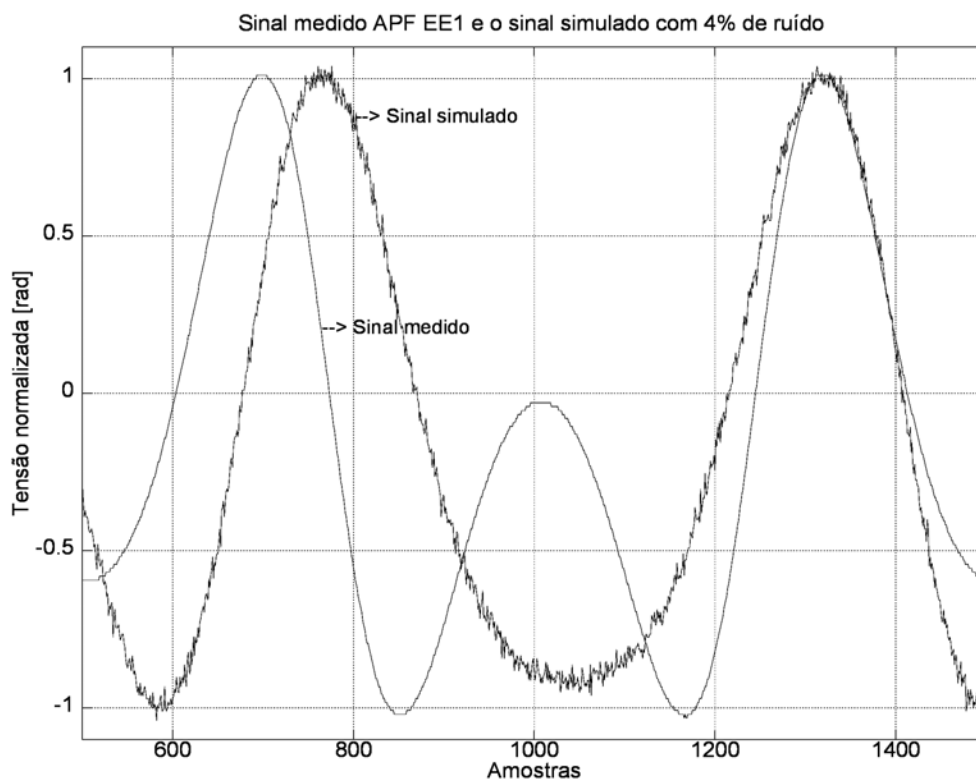
6.2.2 Nível de Ruído nos Sinais Amostrados

Verifica-se, inicialmente, se o nível de ruído observado no sinal interferométrico amostrado está condizente com o nível de ruído adicionado aos sinais simulados (capítulo 5). Se isto for confirmado, significa que o método da segmentação do sinal amostrado poderá ser utilizado sem problemas, gerando-se valores detectados com precisão e cujos erros serão inferiores aos percebidos nas simulações. Um exemplo

de sinal amostrado encontra-se na figura 6.7, juntamente com um sinal simulado, com 4% de ruído.

Observa-se na figura 6.7, que o ruído que fora adicionado ao sinal simulado é superior ao encontrado na prática. No sinal simulado observa-se a predominância do ruído elétrico, enquanto no sinal adquirido experimentalmente a predominância é do ruído de quantização. O sinal experimental, é adquirido como a média de 4 amostragens.

Figura 6.7 - Sinal medido e sinal simulado com ruído de 4%



Fonte: do próprio autor

As medições interferométricas são realizadas aplicando-se tensões senoidais aos atuadores, e amostrando-se o sinal de saída fotodetectado, $v(t)$, com o osciloscópio. Assim, cada medição da tensão normalizada $v_n(t)$, contém 2500 amostras. Mede-se também a tensão de alimentação do APF, novamente, contendo 2500 pontos. Ambos os sinais são processados e a fase óptica $\phi_r(t)$ é recuperada. O valor da fase quase-estática ϕ_0 é aleatório e desconhecido no instante da medição, porém, também pode ser medido com o método proposto.

6.2.3 Medições de Linearidade do APF EE1

Antes de se proceder ao levantamento da resposta em frequência do APF, é importante estabelecer a faixa de amplitudes de tensão de excitação $v_i(t)$ dentro da qual o atuador é linear, para cada frequência considerada. Uma curva de resposta em frequência só tem significado prático dentro da faixa linear do APF.

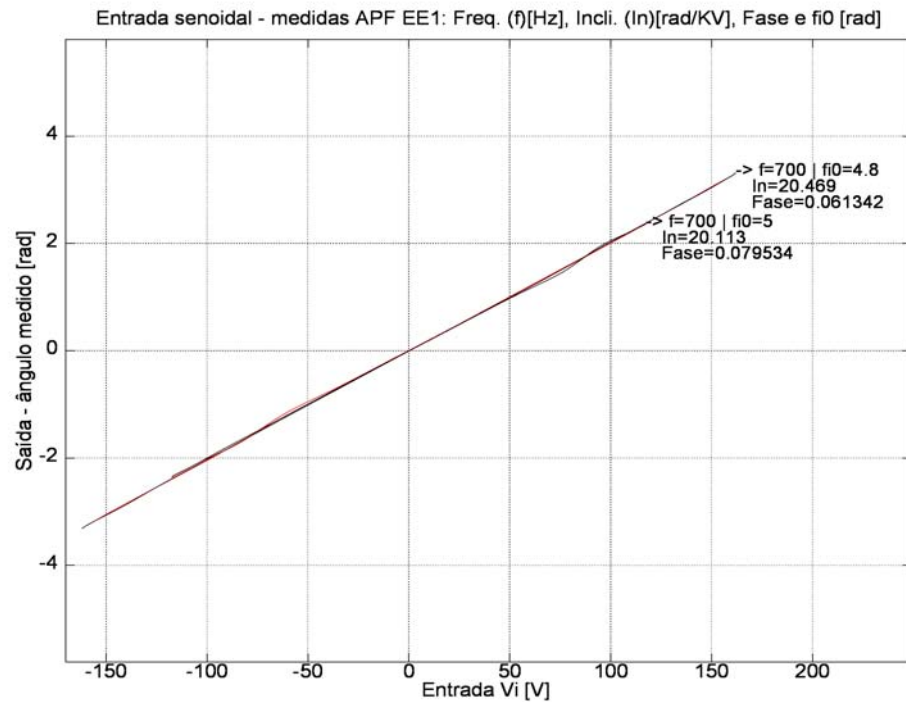
Desta forma, para cada frequência de interesse, devem ser testadas várias amplitudes de tensão de excitação do APF, aumentando-as gradativamente, até o limite a partir do qual o dispositivo deixa de ser linear. Em particular, nas frequências de ressonâncias, estes limites costumam ser bem reduzidos (o dispositivo satura com poucos volts), e precisam ser conhecidos. Dentro da faixa linear, quaisquer valores de tensão de excitação do APF podem ser usados para levantar o gráfico de resposta em frequência.

Neste trabalho são feitas 10 medições para cada frequência, variando-se a tensão de entrada ($v_i(t)$) na faixa de 5 V a 155 V (valor de pico).

Alguns exemplos de gráficos de linearidade do APF EE1 são apresentados a seguir. Para uma dada frequência, o gráfico de linearidade pode ser obtido com uma única amostragem do sinal fotodetectado. Usando-se o método de segmentação do sinal amostrado se recupera a forma de onda de $\phi(t)$ (ou, $\phi_r(t)$). A partir do osciloscópio se adquire a forma de onda da tensão de excitação do APF, $v_i(t)$. Ambos os sinais estão parametrizados no tempo. A curva de linearidade é constituída simplesmente pelo gráfico de $\phi(t) \times v_i(t)$. Como este gráfico possui 2500 pontos, equivale a um gráfico obtido a partir de 2500 medições.

Como exemplo ilustrativo, são feitas medições interferométricas com sinal de entrada senoidal, na frequência de 700 Hz e para dois valores de tensão $v_i(t)$: 120 e 150 V (tensão de pico). O ângulos calculados de saída apresentam relação linear com a tensão de entrada e, para ambos os casos, são mostrados no gráfico da figura 6.8

Figura 6.8 - Linearidade do APF EE1, frequência de entrada de 700 Hz.



Fonte: do próprio autor

Como se verifica, os valores de ϕ_0 no instante da medição são $\phi_0=5$ rad e $\phi_0=4,8$ rad, para as tensões de 120 e 150 V (tensão de pico), respectivamente.

Também são medidas as defasagens entre as senoides de entrada e saída, cujos valores são 0,079534 rad e 0,061342 rad, respectivamente. Ou seja, ambos os valores são praticamente nulos, evidenciando uma histerese desprezível. Uma discussão mais detalhada sobre esta defasagem é apresentada adiante.

Como observa-se no gráfico da figura 6.8, a inclinação média é de 20,469 rad/kV para o sinal com 150 V e de 20,113 rad/kV para o sinal com 120 V de amplitude (valor de pico). Ou seja, o fator de calibração do APF EE1 é igual a aproximadamente 20 rad/kV, na frequência de 700 Hz.

Se for desejado, o gráfico do deslocamento mecânico do APF pode ser obtido substituindo-se o valor do comprimento de onda do laser, $\lambda=0,6328 \mu\text{m}$, na

equação $\Delta l = \frac{\lambda}{4\pi} \phi_r(t)$, o que conduz a:

$$\Delta l(t)[nm] = 50,35 \phi_r(t)[rad] \quad (6.1)$$

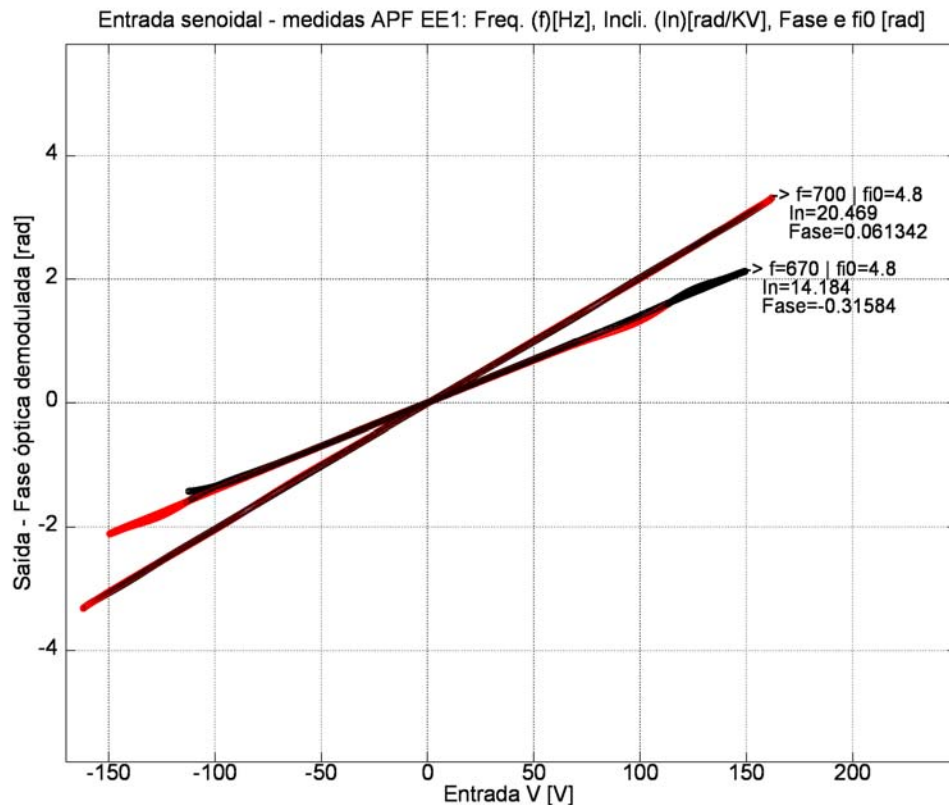
no qual resulta em Δl medido em nanômetros.

No caso da frequência de 700 Hz, cujo fator de calibração para fase do APF EE1 é igual a 20 rad/kV, resulta-se num fator de calibração para deslocamento igual a 1,007 nm/V.

Outros exemplos de curvas de linearidade, obtidas para diferentes frequências, são apresentados a seguir. São feitos 3 conjuntos de medições interferométricas para o APF EE1, correspondentes às figuras 6.9 a 6.11, nas quais são consideradas frequências iguais a 273, 280, 300, 303, 313, 400, 670 e 700 Hz.

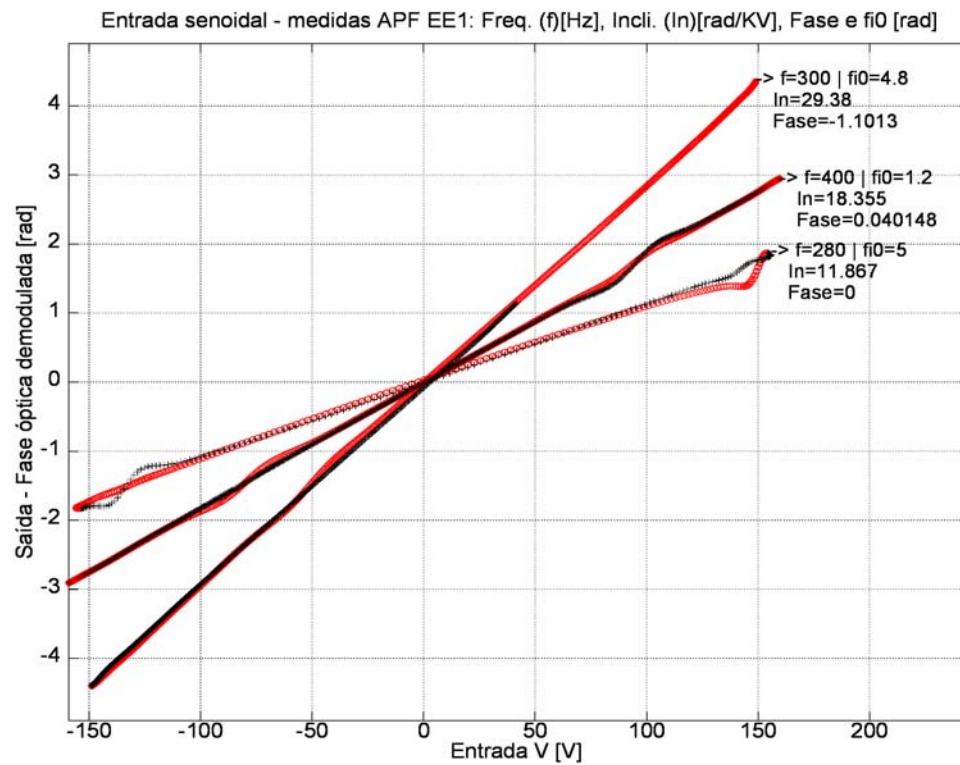
Na realidade, com o propósito de se levantar o gráfico de resposta em frequência, foram testadas a linearidade para 60 valores de frequências, entre 210 Hz e 1kHz. Apenas os resultados para os conjuntos citados serão apresentados.

Figura 6.9 - Linearidade do APF EE1 nas frequências de entrada 700 Hz e 670 Hz.



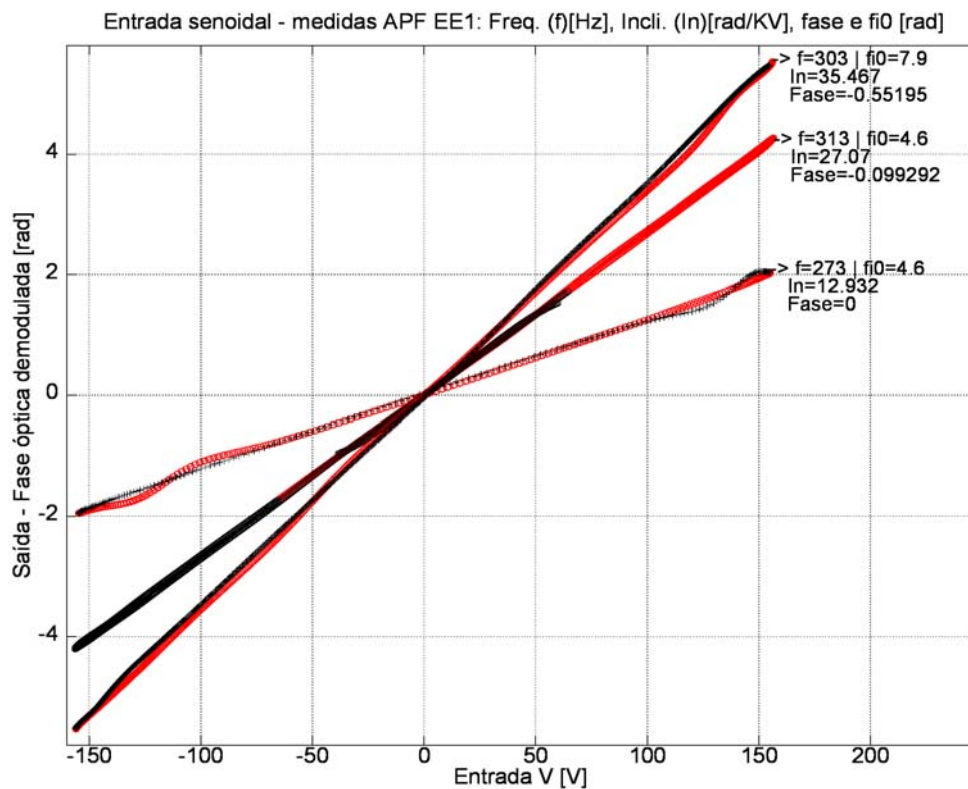
Fonte: do próprio autor

Figura 6.10 - Linearidade do APF EE1 nas frequências de entrada 280 Hz , 300 Hz e 400 Hz.



Fonte: do próprio autor

Figura 6.11 - Linearidade do APF EE1 nas frequências de entrada 273 Hz , 303 Hz e 313 Hz.



Fonte: do próprio autor

Observa-se nas figuras 6.9, 6.10 e 6.11 a relação linear entre entrada e saída, para a faixa de tensão até 150 V. Em todos os casos a histerese é desprezível. Nas figuras estão apresentados todos os respectivos valores de ϕ_0 e de inclinação (em rad/kV). Observou-se também que as variações de ϕ_0 não afetam as medições.

Como indicam os resultados da simulações (capítulo 5), observa-se [figuras 6.9 -11] os desvios das medidas próximas a região $\phi_r(t) \sim \phi_0 \pm n\pi$, com $n=1,2,3\dots$, que surgem em decorrência da aplicação do método proposto a sinais ruidosos, e não está associada ao comportamento do APF.

Dentre as frequências observadas, ocorre a menor inclinação na frequência de 280 Hz [figuras 6.10] e a maior inclinação na frequência de 303 Hz [figura 6.11].

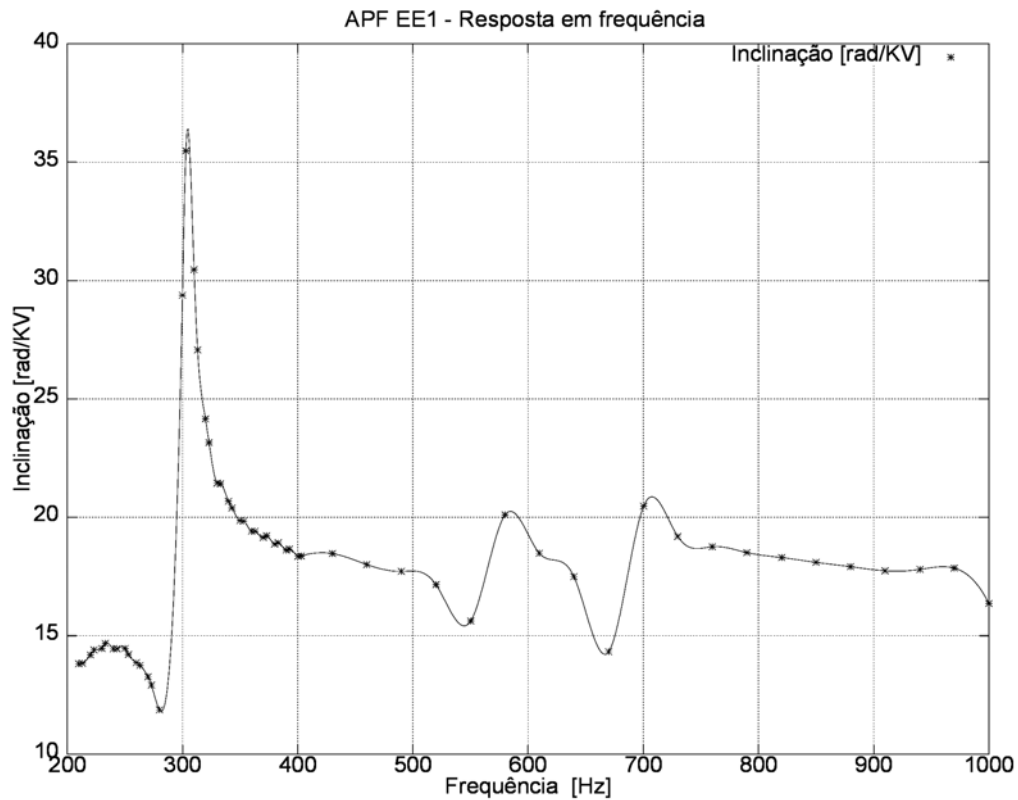
A partir das inclinações, medidas em cada frequência, é que será construída a curva de resposta em frequência.

6.2.4 Curva de Resposta em Frequência do EE1

Observada a linearidade de APF EE1 é possível o levantamento da sua resposta em frequência.

São considerados conjuntos com 10 valores distintos de tensões de excitação do APF para cada frequência, em 60 frequências distintas. Usa-se o método proposto para verificar o comportamento do APF EE1 quando submetido a uma tensão senoidal, i.e. uma única frequência (por vez). O APF EE1 apresenta um comportamento linear da saída demodulada, $\phi_r(t)$, em relação à entrada, $v_i(t)$, nas 60 frequências estudadas, variando de 210 Hz a 1 kHz. O resultado global encontra-se registrado na figura 6.12, em termos de inclinação [rad/kV] versus frequência.

Figura 6.12 - Resposta em frequência do APF EE1.



Fonte: do próprio autor

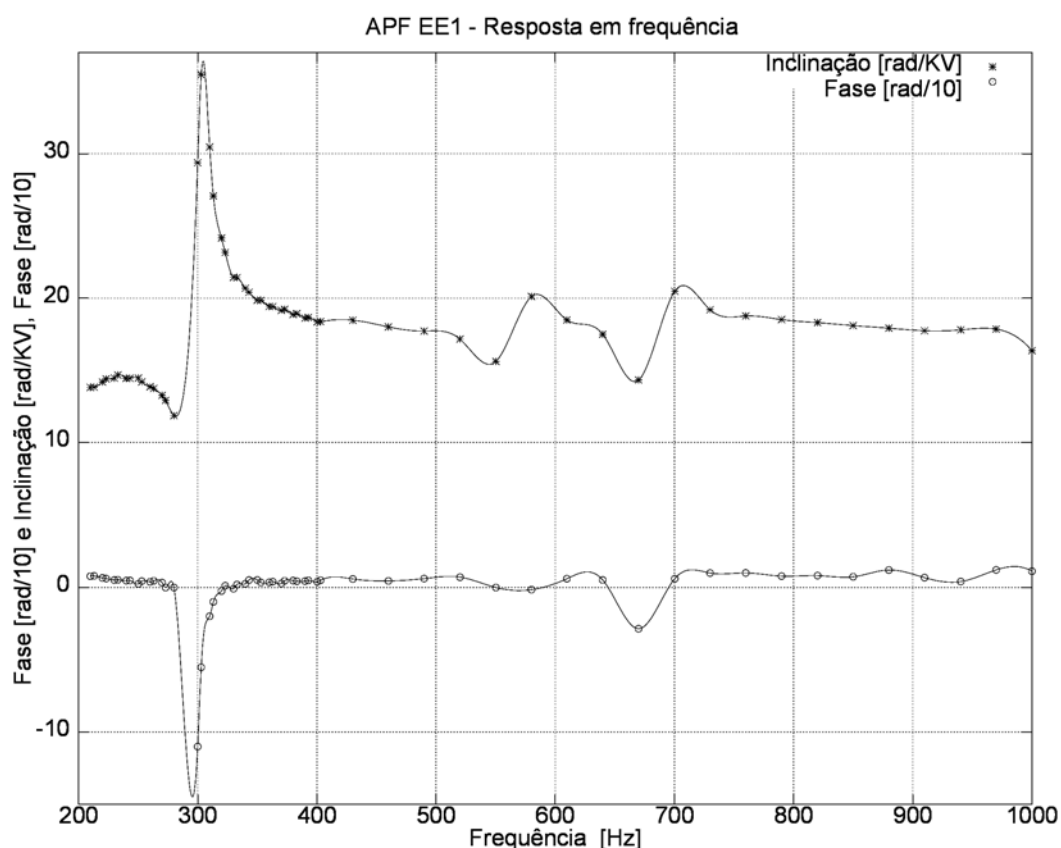
Observa-se no gráfico da figura 6.12 uma antirressonância próxima de 280 Hz e uma ressonância próxima de 303 Hz. Outras possíveis ressonâncias, de menor magnitudes, podem ser observadas nas frequências próximas de 600 Hz e 700 Hz.

Contudo, o gráfico da figura 6.12 contém informação somente sobre o espectro de magnitudes do APF EE1. Cita-se, entretanto, que o espectro de fases também pode ser obtido sem dificuldades, quando se emprega o método da segmentação do sinal amostrado. Na verdade, basta medir a defasagem entre o sinal de entrada, a tensão de excitação do APF $v_i(t)$, e o sinal de fase recuperada, $\phi_r(t)$, descontando-se os atrasos devido ao tempo de aquisição dos dados.

São mensurados os atrasos da instrumentação utilizada, que inclui o osciloscópio com os cabos e pontas de prova, e o fotodetector. O valor máximo obtido foi $8 \mu s$, que corresponde a $0,0503 \text{ rad/kHz}$. Este valor pode ser compensado, ou, no caso de se operar até 1 kHz, desconsiderado.

Por ser desprezível, a desconsideração do tempo de atraso foi a opção adotada neste trabalho. Com isto, o resultado obtido para os espectro de magnitude e fase do atuador APF EE1, encontram-se registrados na figura 6.13. Esclarece-se, que o gráfico de fase está medido em radianos (e não em graus), multiplicados por 10. Por exemplo, próximo à primeira ressonância significativa, a fase varia de 0 rad para aproximadamente $-13/10 = -1,3$ rad, algo em torno de $-74,5^\circ$.

Figura 6.13 - Resposta em frequência do APF EE1, com espectro de magnitude e fase.



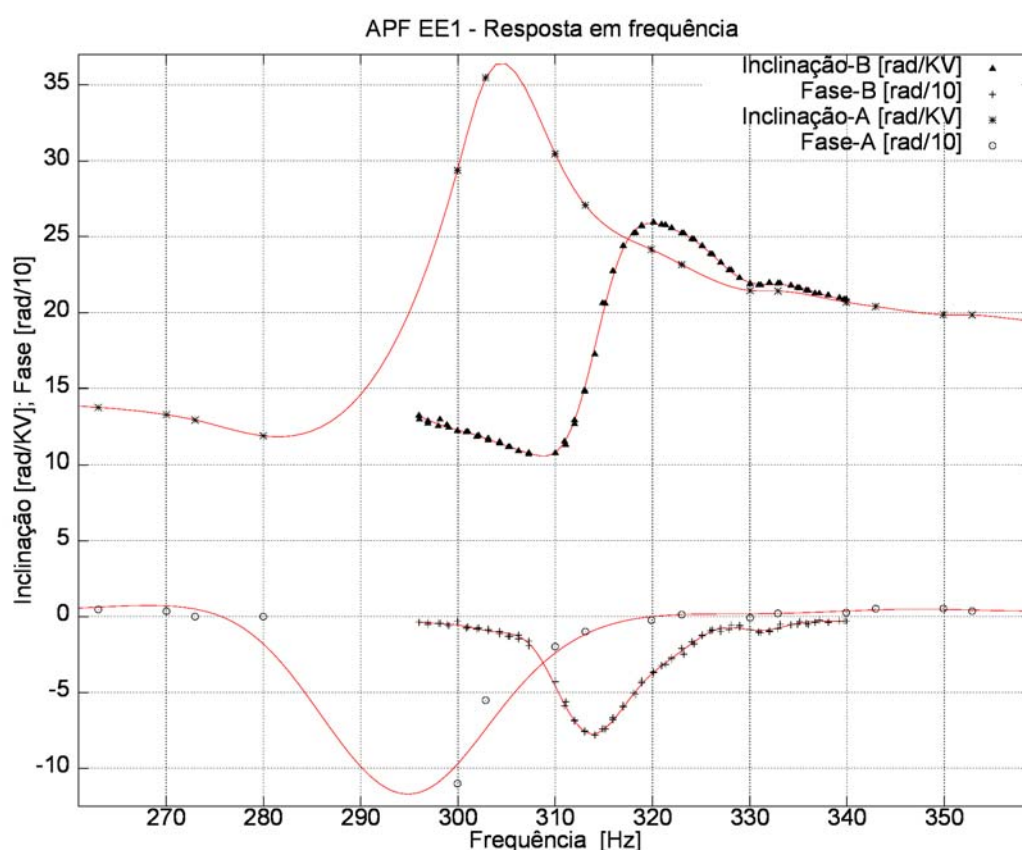
Fonte: do próprio autor

A variação abrupta da defasagem entre o sinal aplicado a entrada e o deslocamento mecânico do APF é outro indicador das regiões de ressonância e antirressonância usados neste trabalho.

Observa-se nos gráficos da figura 6.13 a coerência entre os comportamentos da magnitude e fase do deslocamento mecânico do APF, quando submetido a um sinal senoidal (entrada). Isto indica que o método proposto neste trabalho é capaz de mensurar a fase do deslocamento mecânico, com eficiência.

Conforme descrito no capítulo 2, o APF EE1 é constituído por uma estrutura bipartida, simétrica em relação a maior dimensão da piezocerâmica (ver a figura 2.6). Diferentes espelhos são colados em cada um dos dois lados do atuador, e medições de deslocamento são realizadas para ambos os lados. O lado que será denominado de A, corresponde aquele da figura 6.13, enquanto o lado denominado de B, ao lado oposto. Medições de resposta em frequência são então executadas para o lado B, e comparadas com aquelas obtidas para o lado A. Ambos os resultados encontram-se registrados na figura 6.14, para a faixa de frequências próximas a ressonância principal.

Figura 6.14 - Resposta em frequência do APF EE1, com magnitude e fase. Lados A e B



Fonte: do próprio autor

Os lados A e B do APF EE1 deveriam possuir características estruturais idênticas. Durante a etapa de projeto, um dos lados é projetado, e o outro surge da replicação do primeiro, por simetria. Por conta disso, era de se esperar que ambas as respostas em frequência na figura 6.14 também fossem idênticas, o que não ocorre.

Considera-se difícil identificar as causas dessa diferença entre as frequências de ressonância, contudo, sugere-se: problemas associados à pequenas assimetrias na usinagem da estrutura flexível, com as características da colagem dessa estrutura à piezocerâmica, ou com os diferentes carregamentos gerados pelos diferentes espelhos.

6.2.5 Detecção de Sinais Triangulares

Conforme foi discutido no capítulo 5, em princípio, o método de segmentação do sinal amostrado permite detectar variações de fase óptica induzida por sinais elétricos arbitrários aplicado ao APF. As condições para que isto ocorra são, que o sinal $\phi(t)$ seja periódico e que tenha valor médio nulo (a fim de também poder se medir o ϕ_0). Considera-se, agora, uma nova variável que deve ser levada em conta, a saber, a largura de banda do APF.

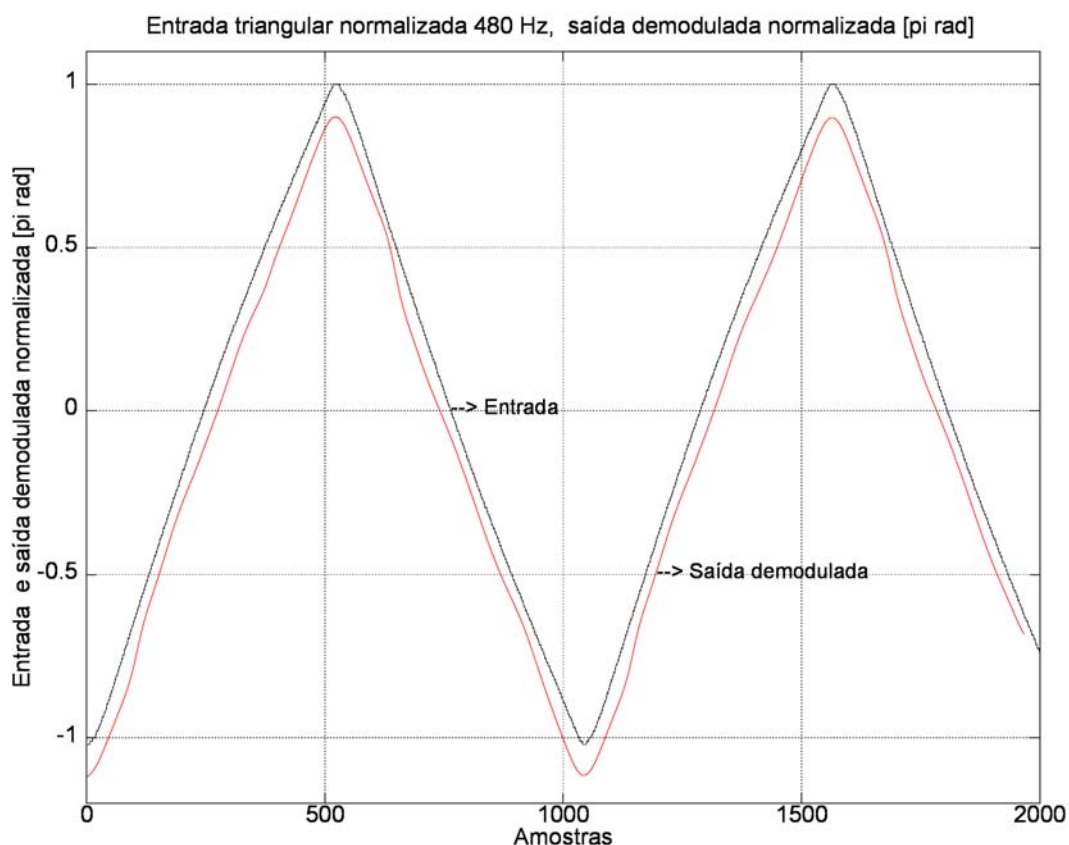
Investiga-se, a seguir, a resposta do APF EE1, quando submetido a um sinal composto por mais de uma frequência. Conhecendo-se a resposta em frequência do APF e a composição harmônica do sinal de entrada (aplicado ao APF) é possível prever a composição harmônica do sinal de saída demodulado.

A figura 6.13 informa que a resposta em frequência do APF EE1 não é plana entre 210 Hz e 1 kHz, o que constitui um problema para o caso de tensões de excitação arbitrárias, não senoidais. Contudo, existe uma região aproximadamente plana (ou, pelo menos com poucas variações significativas) após a frequência de 1 kHz (não mostrado na figura). Assim, a título de ilustração, testa-se o caso de um sinal triangular de entrada aplicado ao APF, com frequência fundamental de 480 Hz.

Na figura 6.15 observa-se o sinal de entrada aplicado ao APF EE1 e o sinal de saída demodulado. Cita-se que, na realidade, ambos os sinais se superpõem, dificultando suas identificações. Por causa disso, na figura, o sinal de saída demodulado foi deslocado de -0,1 rad (para baixo) para facilitar a visualização no gráfico. Como se verifica, ambas as formas de onda mantêm um grau de concordância entre si, principalmente quando se reconhece que a resposta em frequência do APF EE1 não é perfeitamente plana.

Observa-se com este exemplo, a capacidade do método proposto neste trabalho em reconstruir (demodular) um sinal simples, porém, composto por múltiplas frequências [figura 6.15].

Figura 6.15 - Entrada triangular do APF EE1 a 480 Hz.

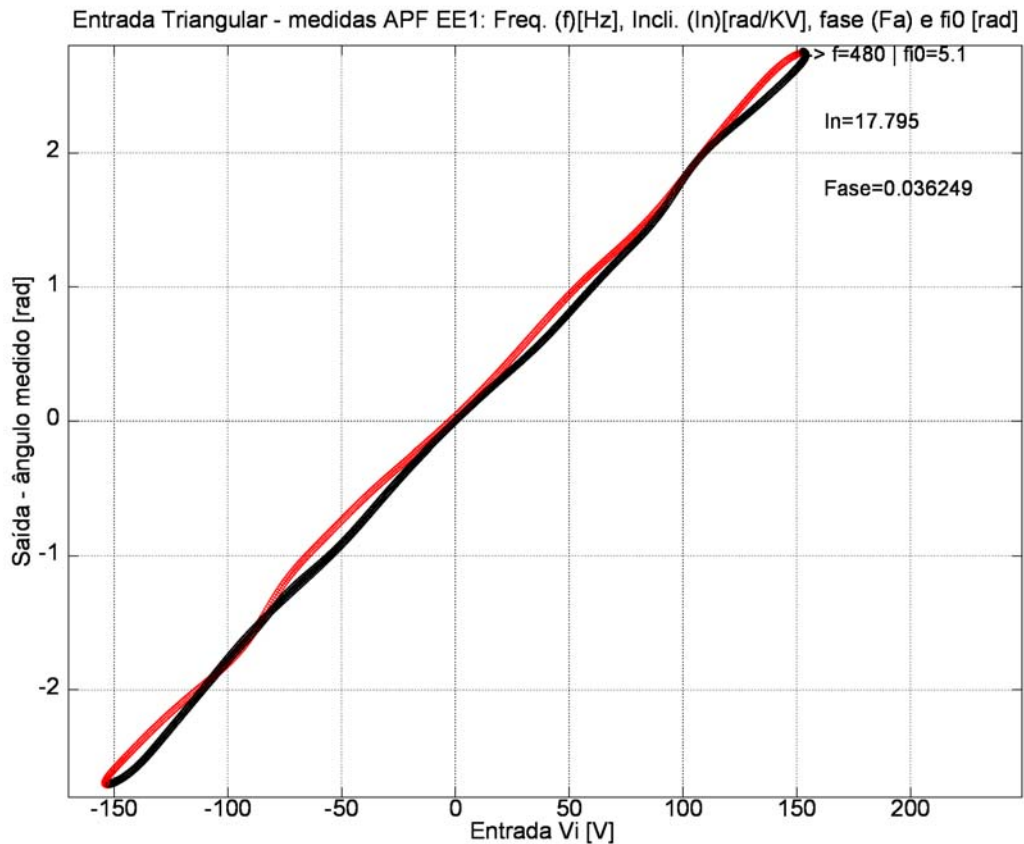


Fonte: do próprio autor

Obviamente que a concordância entre os dois sinais na figura 6.15 não é exata, mas ainda assim o resultado é encorajador. Uma análise quantitativamente mais rigorosa, é dada pela curva de linearidade, obtida a partir dos sinais medidos na entrada e saída, e que encontra-se registrada na figura 6.16.

Esta figura revela algumas oscilações (ainda que pequenas), sobre aquela que deveria ser uma linha reta. O valor de ϕ_0 medido é 5,1 rad e a inclinação resulta em aproximadamente 17,795 rad/kV (próximo do valor obtido com excitação senoidal).

Figura 6.16 - Relação entrada e saída demodulada APF EE1 com sinal triangular a 480 Hz.



Fonte: do próprio autor

6.3 Medições com o Manipulador Piezoelétrico C1-Direto

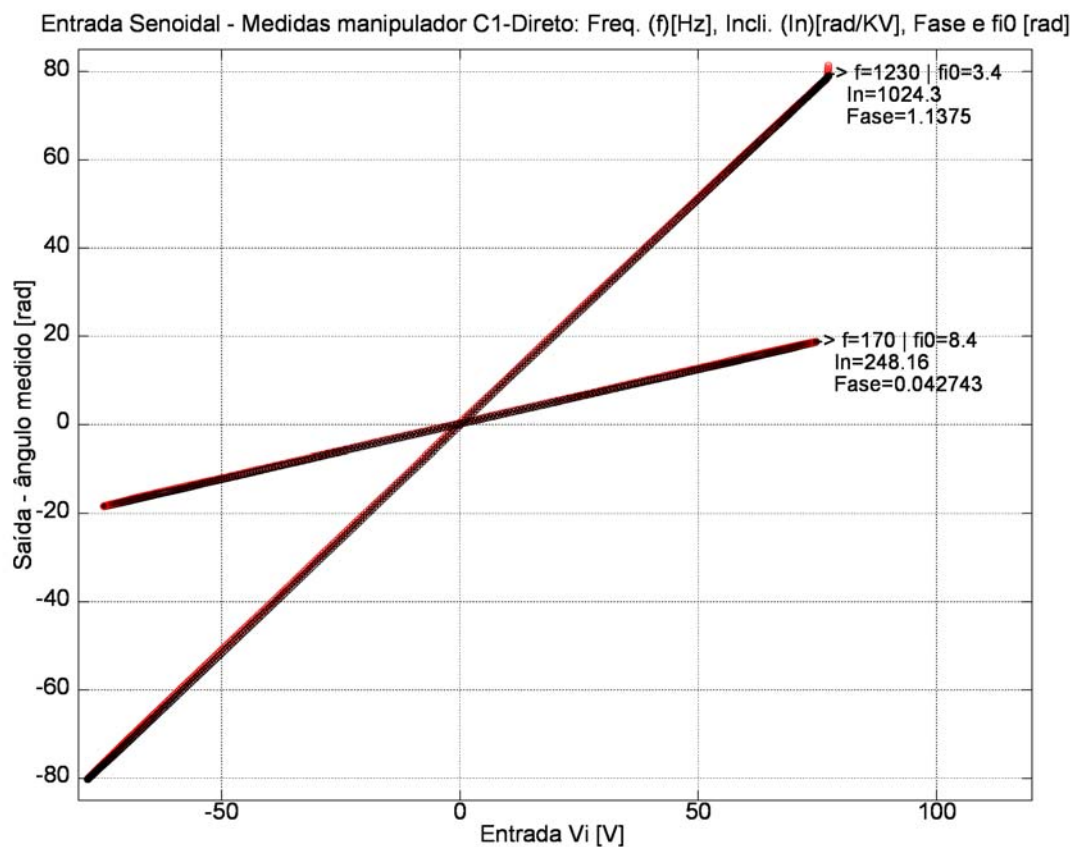
Na sequência, ensaia-se o mini-manipulador piezoelétrico descrito no capítulo 2, e aqui denominado manipulador C1. Esta estrutura constitui um deslocador bidirecional XY, contendo duas piezocerâmicas independentes, uma delas dedicada ao movimento na direção X, e outra, na direção Y. Este dispositivo é mais interessante que o APF EE1, porque é capaz de gerar maiores amplitudes de deslocamento por unidade de tensão elétrica aplicada. Com isto, pode-se testar a nova técnica de demodulação interferométrica para maiores valores de índice de modulação. Por outro lado, ao se excitar uma das piezocerâmicas, produz-se um movimento direto, X por exemplo, mas também, um movimento indireto (ou acoplado), na direção Y (o qual é indesejado). Desta forma, os testes consistem essencialmente em se alimentar uma das piezocerâmicas, e se medir os

deslocamentos diretos e indiretos produzidos, para cada frequência do sinal de excitação.

Como executado na seção anterior, primeiramente são apresentados os testes de linearidade, e depois, as curvas de resposta em frequência. Isto será realizado tanto para o movimento direto quanto indireto, começando-se pelo primeiro.

Inicialmente, executa-se um teste com o método de segmentação do sinal amostrado, aplicado a demodulação de sinais $\phi(t)$ nas frequências iguais a 170 e 1230 Hz. Os sinais $\phi_r(t)$ são recuperados, e apresentam boa conformidade com a tensão de alimentação do manipulador, $v_i(t)$, cuja amplitude é de 75 V aproximadamente. Os valores de ϕ_0 medidos são 8,4 e 3,4 rad, para 170 e 1230 Hz, respectivamente. Na figura 6.17 ilustram-se as curvas de linearidade para as duas frequências.

Figura 6.17 - Curva de linearidade do manipulador C1-Direto, em 170 e 1230 Hz.

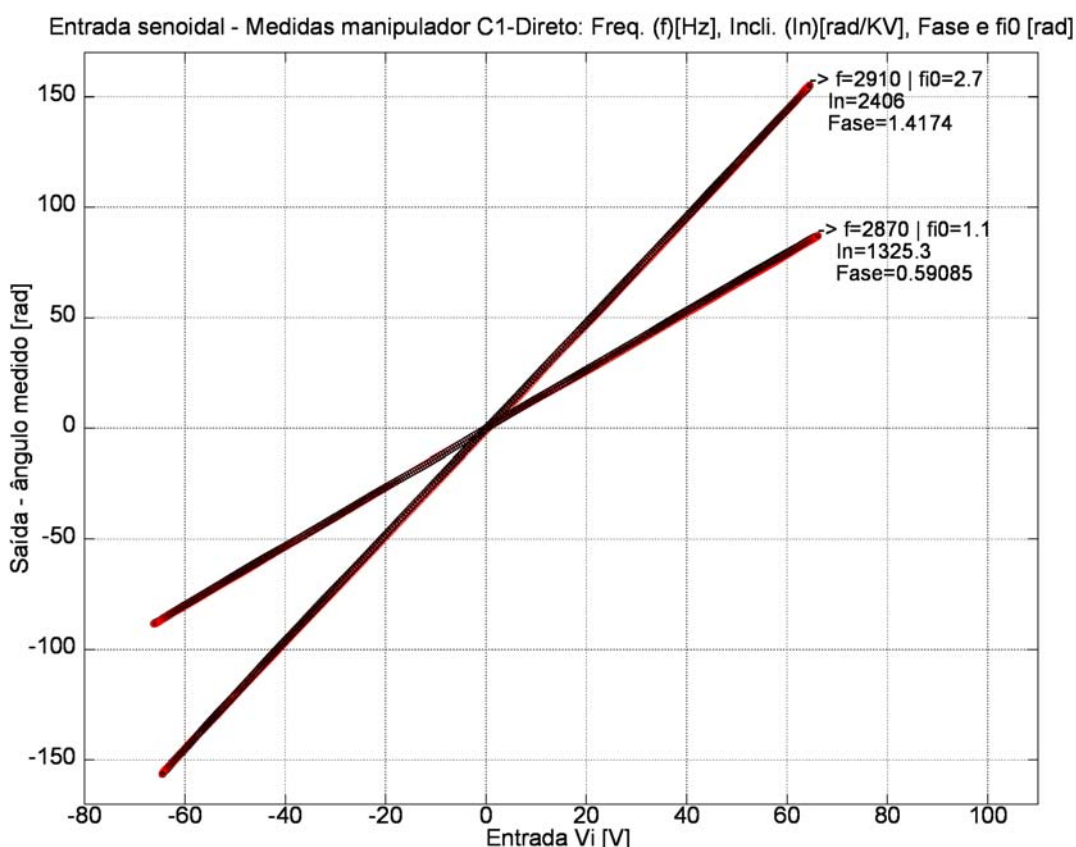


Fonte: do próprio autor

Os fatores de calibração resultam em 248,16 e 1024,3 rad/kV, para as frequências de 170 e 1230 Hz, respectivamente. Antecipa-se que em 1230 Hz ocorre uma ressonância do dispositivo.

Na sequência, procurou-se descobrir quais as frequências em que o manipulador C1-Direto apresentasse ganho de deslocamento por unidade de tensão suficientemente grande para testar o método em seu limite superior da faixa dinâmica i.e., em 100 rad, ou mesmo além. Na verdade, detectou-se várias dessas frequências, capazes de gerar grandes deslocamentos e com tensão relativamente reduzidas. Dentre essas, selecionou-se como exemplo as frequências de 2870 e 2910 Hz. As curvas de linearidade para ambas as frequências, obtidas através do método de segmentação do sinal amostrado, estão mostradas na figura 6.18.

Figura 6.18 - Curva de linearidade do manipulador C1 em 2910 e 2870 Hz – movimento direto.



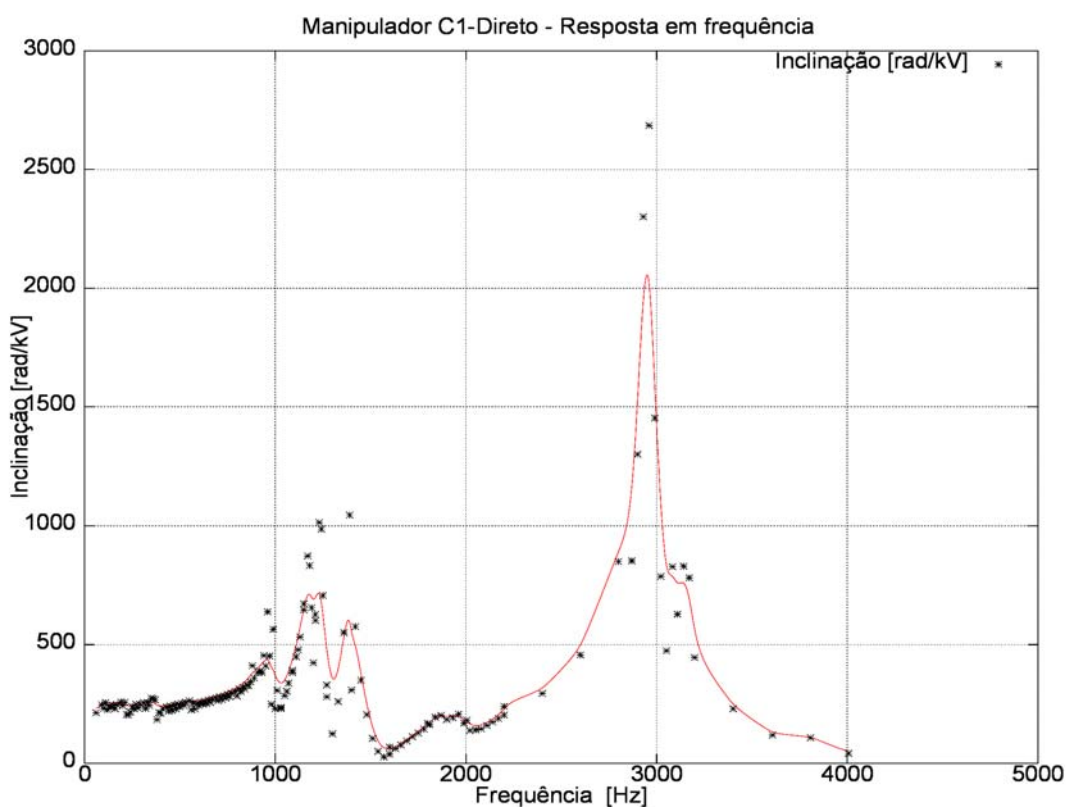
Fonte: do próprio autor

Para os momentos das medições, foram medidos $\phi_0 = 1,1$ rad e inclinação igual a 1325,3 rad/kV, para $f = 2870$ Hz, e, $\phi_0 = 2,7$ rad e inclinação igual a 2406 rad/kV, para $f = 2910$ Hz.

Observa-se na figura 6.18 a linearidade do manipulador C1-Direto em movimentos superiores a 150 rad ou 7,55 μm , mesmo operando-se com tensões não muito elevadas, inferiores a 65 V aproximadamente. Este teste é interessante, pois comprova a possibilidade prática de aplicação do método para detectar desvios de fase em valores superiores a 150 rad.

Para o levantamento da curva de resposta em frequência do manipulador C1-Direto são feitas medições interferométricas, com 10 variações crescentes de tensão para cada frequência, em 165 frequências distintas, desde 80 Hz a 4 kHz. Observou-se a linearidade do manipulador C1-Direto em todas as medições usadas na construção da resposta em frequência. O resultado está registrado na figura 6.19.

Figura 6.19 - Resposta em frequência do manipulador C1 – movimento direto.



Fonte: do próprio autor

Observa-se [Figura 6.19], que abaixo de 700 Hz não existem ressonâncias significativas, e é uma faixa razoavelmente plana de resposta em frequência do manipulador C1-Direto. Por outro lado, entre 1000 e 1500 Hz ocorrem várias ressonâncias, e, em particular, em aproximadamente 2910 Hz, ocorre uma

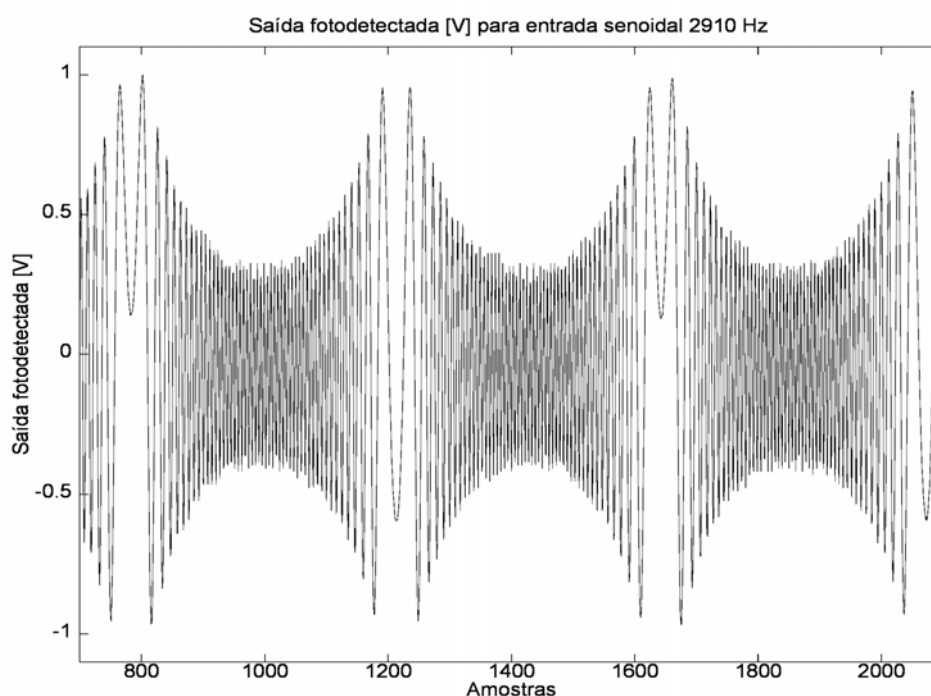
ressonância muito intensa. O próximo objetivo, é testar o novo método em torno desta ressonância acentuada, e trabalhando-se com grandes índices de modulação.

Alguns dos sinais adquiridos não puderam ser demodulados pelo método proposto quando a tensão de alimentação era elevada. Uma das razões identificadas foi a resposta em frequência do fotodetector. O sinal fotodetectado que originou a figura 6.19 possuía até a 170ª harmônica. Como a frequência fundamental é 2910 Hz, o fotodetector deveria ter um banda de resposta em frequência de no mínimo 500 kHz.

O fotodetector, usado nesta medição, foi implementado com um fotodiodo PIN (BPX 65 da Siemens) em um circuito com amplificador operacional, com ganho e resposta em frequência fixos. Os amplificadores implementados com operacionais tem sua resposta em frequência reduzida à medida que se aumenta o ganho e vice versa.

Apresenta-se, na figura 6.20, um gráfico do sinal fotodetectado $v(t)$ na frequência de 2910 Hz. A presença de uma envoltória AM sobre o sinal PM evidencia que o fotodiodo não tem banda suficiente para medir este sinal.

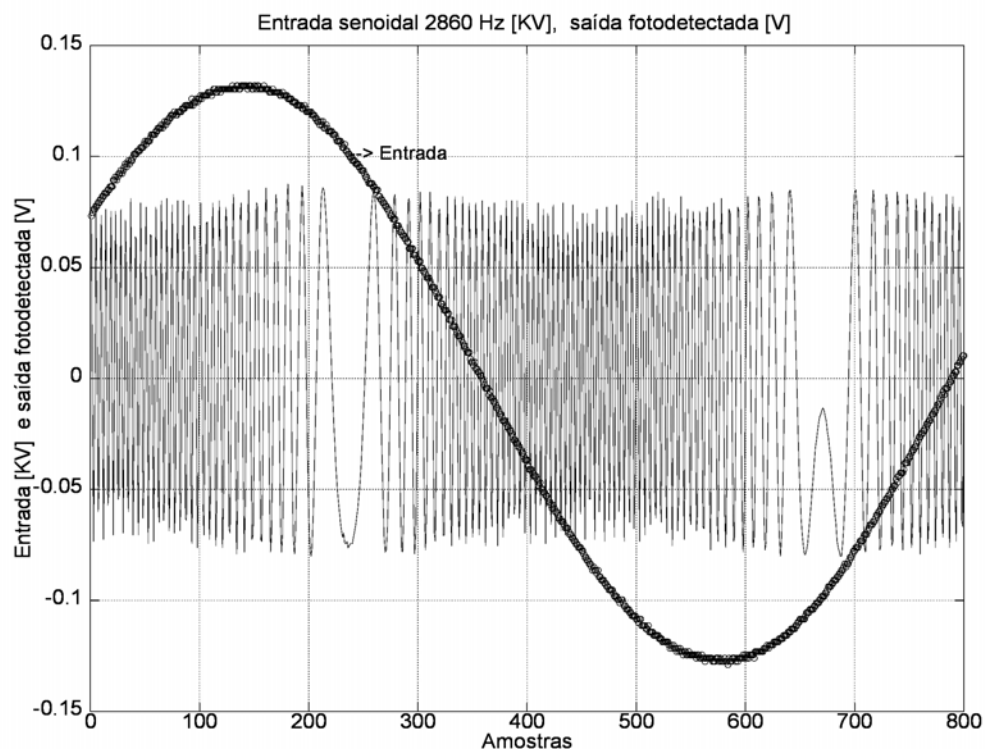
Figura 6.20 - Sinal fotodetectado para a frequência de 2910Hz.



Fonte: do próprio autor

No sinal observado na figura 6.21 o fotodetector foi substituído por um de ganho ajustável (PDA55 da Thorlabs). A qualidade desse sinal é superior ao da figura 6.19, pois contém um resíduo de AM significativamente inferior. O fotodetector da Thorlabs possui um menor ganho que o implementado com o BPX65 e, conseqüentemente, uma maior largura de banda. Isto faz com que, a amplitude do sinal amostrado seja menor, porém, a figura 6.21 revela que a SNR ainda permanece excelente.

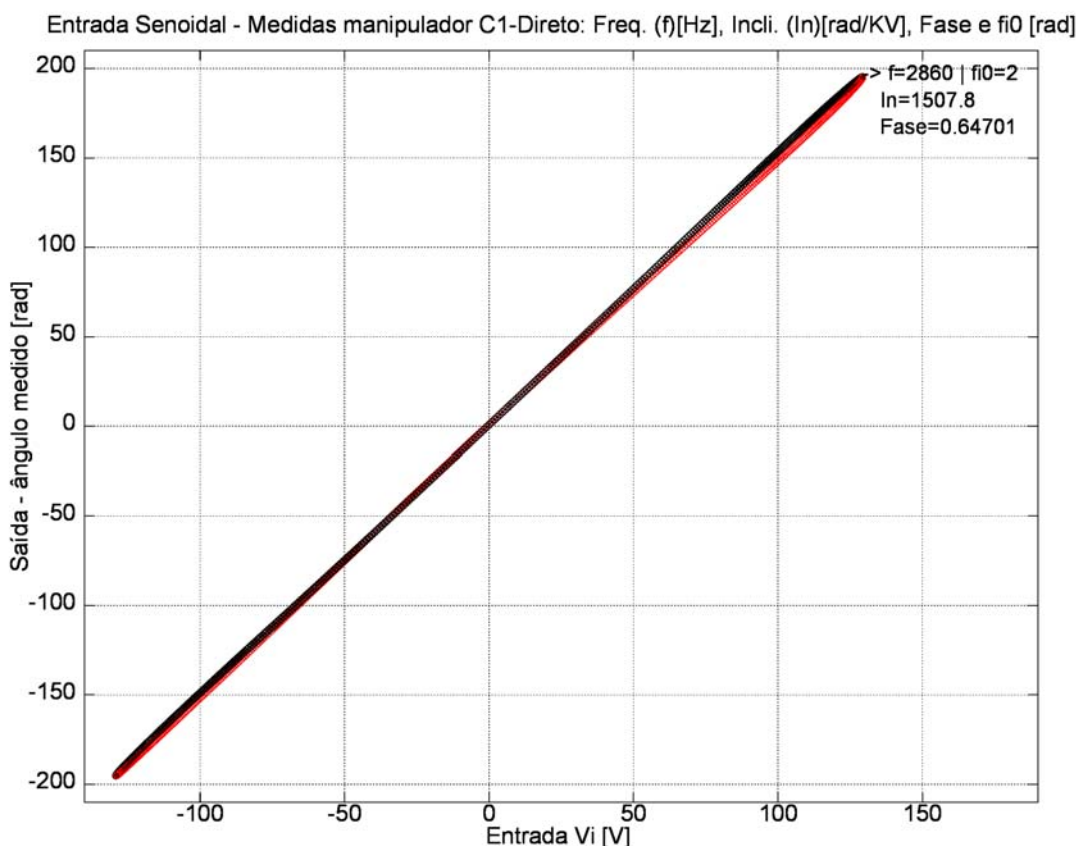
Figura 6.21 - Sinal fotodetectado com menor ganho e maior resposta em frequência.



Fonte: do próprio autor

Com o uso deste novo fotodetector pode-se recuperar sinais $\phi_r(t)$ com índices de modulação tão elevados quanto 200 rad. Na figura 6.22, apresenta-se um gráfico de linearidade medido na frequência de 2860 Hz. Com isto, se percebe que, mesmo operando com amplitudes de $\phi(t)$ de 200 rad, o dispositivo ainda permanece na região linear. Neste aspecto, é bom esclarecer que o gráfico de resposta em frequência da figura 6.19 foi levantado operando-se com tensões de alimentação (do manipulador C1) reduzidas, onde os índices de modulação eram baixos, e o fotodiodo BPX 65 conseguiu operar satisfatoriamente em torno da banda próxima a 2910 Hz.

Figura 6.22 - Curva de linearidade para índice de modulação até 200 rad- C1-Direto.



Fonte: do próprio autor

A troca do fotodetector aumentou a faixa dinâmica em que o método pode ser aplicado neste trabalho [figura 6.22]. Preferiu-se não testar as regiões acima de 200 rad devido ao receio de se gerar deslocamentos tão grandes que pudessem danificar a piezocerâmica.

Em resumo, observa-se nos experimentos com o manipulador C1-Direto, uma possibilidade de aplicação do método proposto com faixa dinâmica de 200 rad, usando-se para isto uma montagem mecânica e eletrônica simples.

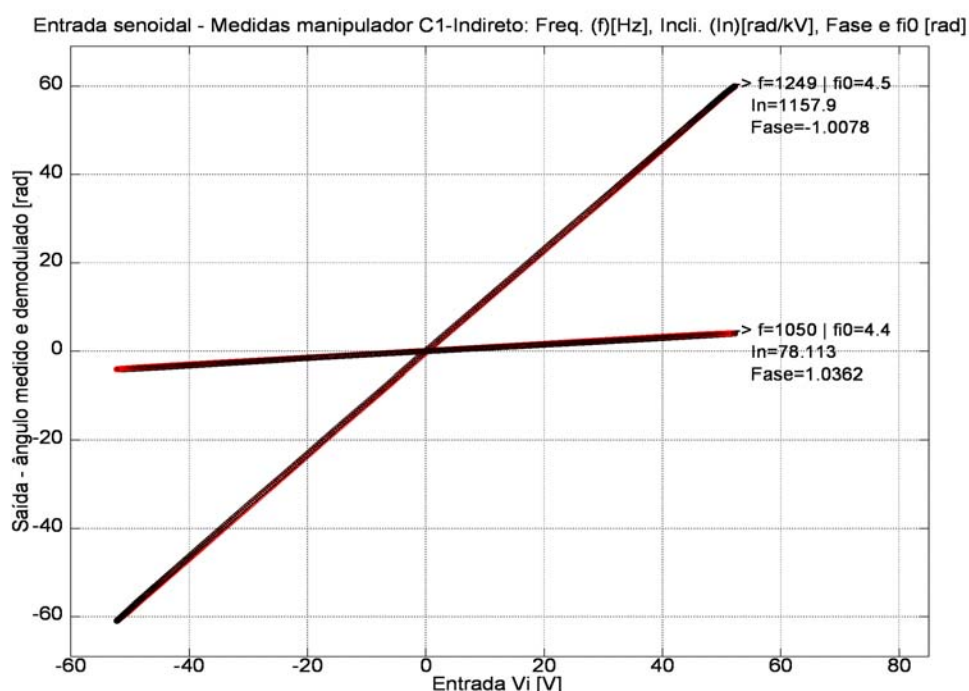
A faixa dinâmica pode se ampliada, usando-se um número maior de pontos na aquisição do sinal fotodetectado e maior largura de banda do fotodetector. Contudo, não há interesse urgente em aumentar o limite superior da faixa dinâmica pois, para faixas superiores, existem métodos mais simples como o método de contagem de franjas (BARBOSA, 2009). Ensaia-se a seguir o dispositivo, manipulador C1, em seu movimento indireto, chamado C1-Indireto.

6.4 Medições com o Manipulador C1-Indireto

O movimento indireto, causado pelos acoplamentos entre as diferentes porções da estrutura flexível, deve ser o menor possível. Pelo menos esta é uma das especificações de projeto, usando-se o método de otimização topológica descrito no capítulo 2. Porém, sua redução total não é possível, nem mesmo na teoria. Na implementação prática do dispositivo, esta deficiência só tende a ser intensificada e, por isto, é importante quantificá-la, a fim de proporcionar uma realimentação ao projetista do manipulador.

Neste caso, os deslocamentos cruzados são de pequena magnitude, e o método de segmentação do sinal amostrado opera sem dificuldades. Na figura 6.23 apresenta-se os gráficos de linearidade medidos em duas frequências, em 1050 e 1249 Hz. Os valores de ϕ_0 medidos são 4,4 rad e 4,5 rad, respectivamente. As inclinações obtidas são 78,113 rad/kV e 1157,9 rad/kV, respectivamente, valores aquém daqueles obtidos para o movimento direto, porém, mais elevados do que o desejável. Ressalta-se que isto reflete uma deficiência de projeto do manipulador e não da técnica de medição.

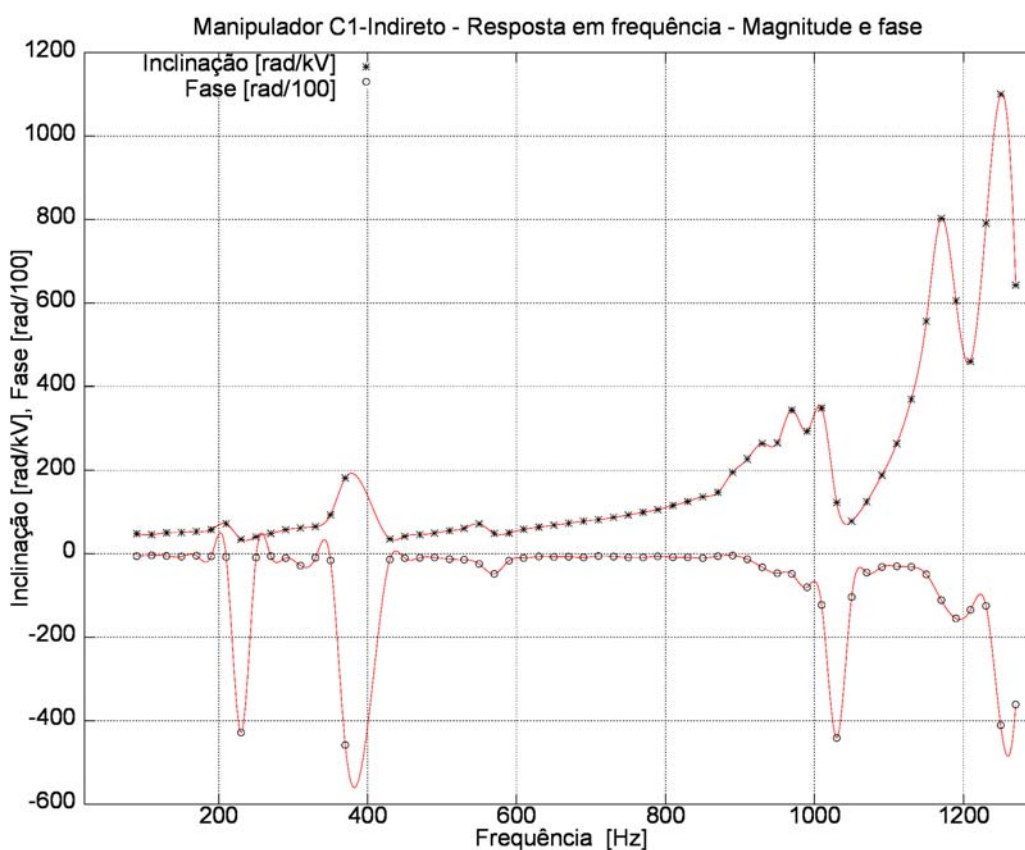
Figura 6.23 - Curva de linearidade para frequências de 1050 e 1249 Hz – C1-Indireto.



Fonte: do próprio autor

De forma análoga ao manipulador C1- Direto, para o levantamento da resposta em frequência do manipulador C1-Indireto, foram feitas medições interferométricas com 10 variações de tensão para cada frequência, em 58 frequências distintas, desde 90 Hz a 1270 Hz. Observou-se a linearidade do manipulador C1-Indireto em todas as medições usadas na construção da resposta em frequência. O resultado encontra-se registrado na figura 6.24. As fases de valor negativo foram descritas no gráfico da figura 6.22 pelo seu complemento negativo em π rad, apenas para facilitar a visualização.

Figura 6.24 - Resposta em frequência do manipulador – C1 movimento indireto.



Fonte: do próprio autor

Conforme se verifica, as ressonâncias encontradas em torno das frequências de 225, 380, 1025 e 1250 Hz são coerentes com as ressonâncias encontradas no movimento direto [Figura 6.19].

O manipulador C1-Indireto apresenta inclinação média de 50 rad/kV para as frequências inferiores a 200 Hz [Figura 6.24] enquanto o manipulador C1-Direto

apresenta inclinação média de 240 rad/kV para a mesma faixa de frequências [Figura 6.19].

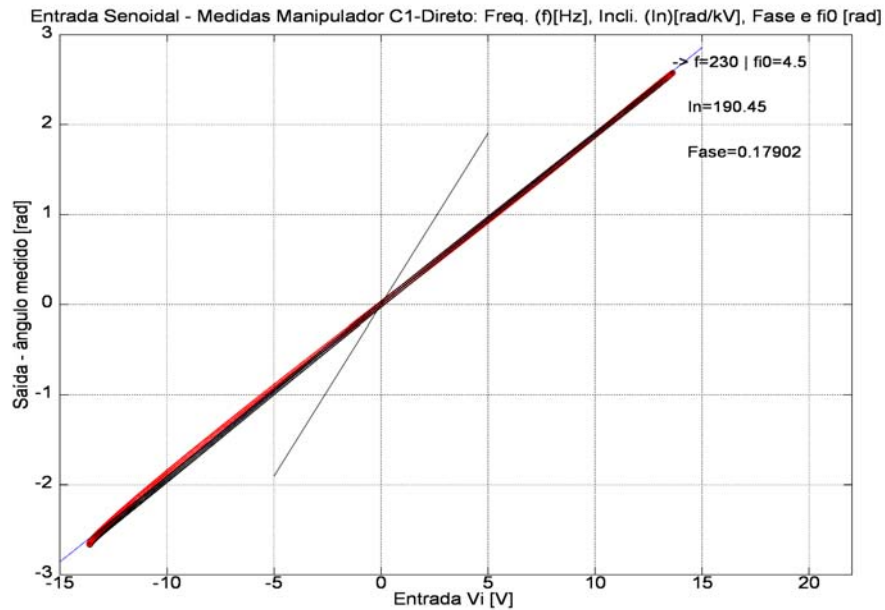
Para a faixa de frequências inferior a 200 Hz, o movimento indireto é 20,8% do movimento direto. Contudo, na região de ressonância, próximo da frequência de 1250 Hz, os movimentos são equivalentes, i.e. têm fatores de calibração (inclinação) muito próximos. Para o manipulador C1-Indireto a maior inclinação próxima de 1250 Hz é 1158 rad/kV (1249 Hz)[Figura 6.23], enquanto para o manipulador C1-Direto, a maior inclinação próxima de 1250 Hz, é 1024 rad/kV (1230 Hz) [Figura 6.17]. Este é um resultado interessante, pois foge a expectativa inicial.

Observou-se na figura 6.24 as inclinações do manipulador C1-Indireto próximo da ressonância de 1230 Hz e a inclinação para uma frequência menor que 200 Hz.

6.5 Medições de MDPS

Investiga-se qual é o limite inferior de método proposto neste trabalho, quando aplicado a medições de deslocamento mecânico de APFs e manipuladores piezoelétricos. Para isto usa-se uma medição feita no manipulador C1-Direto a 230 Hz com sinal de entrada senoidal. Na figura 6.25 encontra-se o gráfico de linearidade correspondente a uma tensão de excitação do atuador igual a 13,5 V. A determinação do MDPS se baseia no procedimento descrito na seção 4.6: o valor da fase detectada quando ela se iguala ao dobro do valor esperado. Para isso, uma reta com inclinação duas vezes maior que a inclinação média, medida a partir do sinal interferométrico de saída demodulado, é adicionada ao gráfico da figura 6.25.

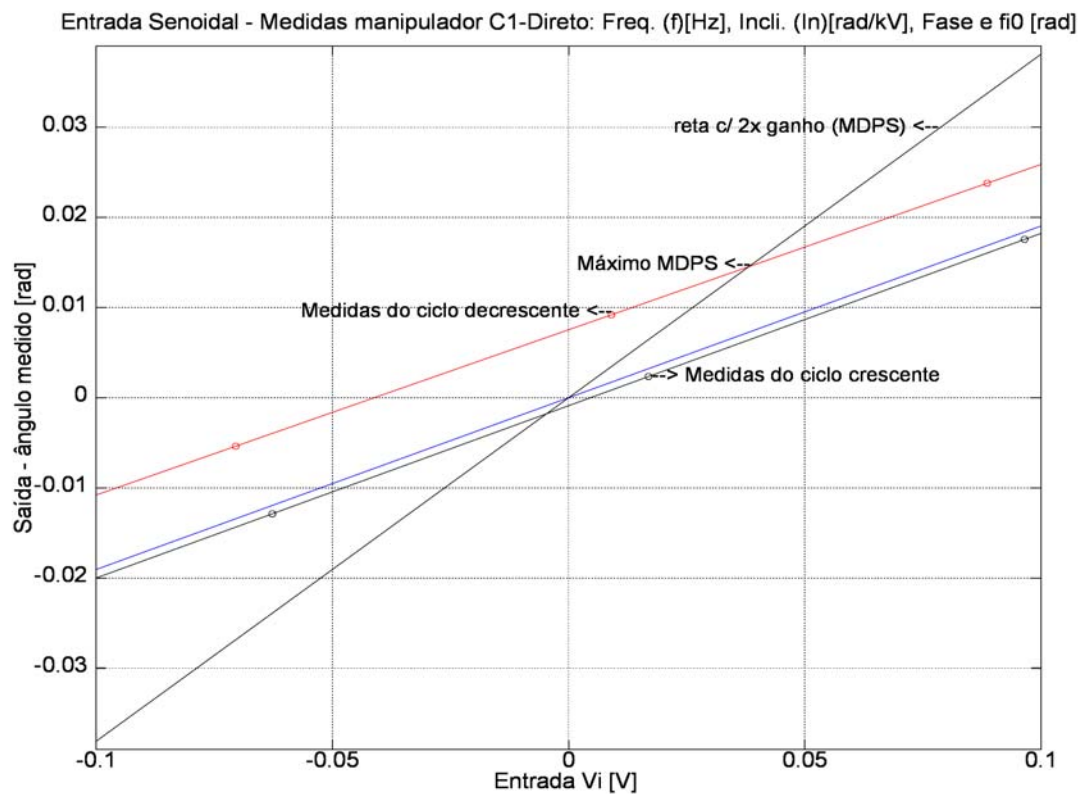
Figura 6.25 - Curva de linearidade para sinal de entrada senoidal a 230 Hz– C1-Direto.



Fonte: do próprio autor

O valor do MDPS deve ser pequeno, e estar próximo a origem dos eixos coordenados da figura 6.25. Por isto, apresenta-se na figura 6.26, uma vista em detalhe da curva de linearidade, para valores próximos de zero na figura 6.25.

Figura 6.26 - Detalhe da curva de linearidade para sinal de entrada senoidal a 230 Hz– C1-Direto.



Fonte: do próprio autor

Observa-se dois conjuntos de medidas: um correspondente ao semiciclo crescente do sinal de entrada, e o outro, correspondente ao semiciclo decrescente. O cruzamento da reta com o dobro da inclinação medida é usada no cálculo do MDPS. As medidas do ciclo decrescente têm um desvio maior na região próxima de zero, apontando para um MDPS de 0,014 rad. Por outro lado, as medidas do ciclo crescente mostram que o método é capaz de detectar um MDPS de 0,002 rad, o que supera (para melhor) as expectativas previstas pelas simulações. Isto equivale a se medir um deslocamento de 1 Å.

Resumidamente, foram feitos ensaios com medições de deslocamento de fase desde 0,002 rad até 200 rad, cujos resultados foram apresentados neste capítulo.

Capítulo 7

Considerações Finais

Este trabalho se insere na linha de pesquisas relativas à caracterização de atuadores piezoelétricos, utilizando interferometria óptica e métodos de demodulação de fase iniciada por (LEÃO, 2004; MARÇAL, 2008).

Ao longo deste trabalho, foi apresentado um levantamento bibliográfico sobre os temas relacionados a esta pesquisa, iniciando-se pelos atuadores piezoelétricos flexensionais, seu funcionamento, métodos de projeto e algumas de suas características mais relevantes. Em seguida apresentou-se uma revisão bibliográfica sobre os fundamentos da interferometria homódina, bem como, do funcionamento de interferômetros de dois feixes, como o de Michelson. Retratou-se também a influência de ruídos eletrônicos na fotodetecção e de fatores ambientais externos, devido a alta sensibilidade do sistema interferométrico, ocasionando o fenômeno do desvanecimento. Ainda como parte da investigação teórica, abordou-se detecção de fase óptica, com vistas para aplicação em medição de deslocamentos nanométricos em sólidos.

A fim de contextualizar o presente trabalho com aqueles desenvolvidos anteriormente no Laboratório de Optoeletrônica da FEIS-UNESP, abordou-se métodos clássicos de detecção de fase óptica baseados na análise do espectro do sinal fotodetectado, J1/J3, J1..J4, J1..J6(pos), J1..J6(neg) e Pernick, discutindo-se suas potencialidades e limitações, quando aplicados a sinais ruidosos. Um método clássico de análise direta do sinal baseado em sinais com baixa profundidade de modulação (BPM) foi revisto, destacando-se suas potencialidades e limitações, principalmente, a do limite superior da faixa de demodulação.

Baseado em uma análise temporal do sinal, desenvolveu-se um método de demodulação (recomposição) do sinal interferométrico de entrada a partir da segmentação do sinal de saída amostrado. O sinal de entrada do interferômetro foi recomposto a partir da aplicação inversa da relação entrada e saída do

interferômetro ao sinal fotodetectado. Pela sua metodologia, este método foi denominado como método de segmentação do sinal amostrado.

Utilizando-se o software Octave, foram realizadas simulações da aplicação do método de demodulação de fase proposto, quando aplicado a sinais ruidoso, e determinou-se a faixa dinâmica teórica e o erro entre os valores esperados e simulados. Comprovou-se, pela simulação, a imunidade à variação de ϕ_0 , a capacidade de se medir os valores da defasagem entre entrada e saída, histerese, ϕ_0 , e a não linearidade dos APFs.

Uma vez comprovada teoricamente a potencialidade do método proposto através das simulações, buscou-se sua validação experimental. Para tanto, foi empregado um interferômetro tipo Michelson, em montagem volumétrica, e dois atuadores: APF EE1 e C1, cujos movimentos mecânicos são transformados em variação de intensidade óptica pelo interferômetro. Foram executadas diversas medições comprovando a linearidade do deslocamento mecânico dos APFs e traçadas as respostas em frequência, da magnitude e da fase.

7.1 Conclusões

Os estudos feitos na teoria se confirmaram nos experimentos. As previsões teóricas concordaram com as simuladas e com os dados obtidos através dos experimentos. O método de decomposição de sinais por segmentos usado se mostrou imune as variações de ϕ_0 e não apresentou nenhum ponto de singularidade (como ocorre com os métodos espectrais) na faixa $0,002 < x < 200 \text{ rad}$.

Através da análise das simulações e dos resultados experimentais é possível resumir as seguintes vantagens do método proposto, quando comparado com os métodos tradicionais, como o J1/J3, J1...J4 e J1...J6:

- É pouco sensível ao ruído. A demodulação de um sinal com 4% de ruído apresentou erro médio de 0,26% e erro máximo de 0,8% relativamente ao valor de maior índice de modulação;
- É capaz de mensurar o valor de ϕ_0 no momento da amostragem;
- Mede a defasagem entre o sinal aplicado ao APF e seu movimento mecânico resultante;
- É imune ao desvanecimento de sinal;
- É um método direto, não necessitando resolver nenhuma equação transcendental;
- O procedimento de auto-calibração do interferômetro é rápido, simples e simultâneo com a medição;
- Exibe melhor resolução que os métodos harmônicos (MDPS igual a 0,002 rad);
- Tem ampla faixa dinâmica, até 200 rad;
- É capaz de mensurar atuadores operando em sua faixa não linear;
- Permite que o sinal periódico de entrada tenha múltiplas frequências, por exemplo triangular.

Os atuadores piezoelétricos usados neste trabalho apresentaram linearidade da relação entre deformação mecânica e tensão aplicada nas frequências e tensões analisadas.

A automatização das medições teve papel fundamental, por proporcionar que grandes volumes de dados fossem coletados e processados, o que viabilizou as análises em faixas maiores de índices de modulação e para dezenas de frequências de sinal, tornando possível a realização deste trabalho.

7.2 Sugestão para trabalhos futuros

Espera-se que este trabalho sirva como uma referência inicial para o leitor, e que forneça estímulo para que refinamentos futuros sejam incorporados ao método proposto. Sugere-se que o método seja explorado para outras aplicações interferométricas, dentre elas, na medição do conteúdo harmônico de sistemas de alta tensão com o uso de célula Pockels, por exemplo.

Sugere-se também, utilizar o método proposto para avaliar o grau de histerese de atuadores piezoelétricos operando acima do seu limite de linearidade.

REFERÊNCIAS

ABRAMOWITZ, H.; STEGUN, I. A. **Handbook of mathematical functions**. New York: Dover Publications, 1972.

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.

BORN, M.; WOLF, E. **Principles of optics-eletromagnetic theory of propagation interference and diffraction of light**. 6 ed. Oxford: Cambridge University Press, 1980. 808 p.

BUTRÓN, S. M. D. **Processamento digital de sinais em circuitos ópticos intererométricos**. 1998. Dissertação (Mestrado em Ciencias) -Instituto Tecnológico da Aeronáutica - ITA, São José dos Campos, 1998.

CARBONARI, R. C. **Projeto de atuadores piezoelétricos flexensionais usando o método da otimização topológica**. 2003. 168 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia) – Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2003.

CARBONARI, R. C.; SILVA, E. C. N; NISHIWAKI, S. Design of multi-actuated piezoelectric mechanisms using topology optimization. In: WORLD CONGRESS ON STRUCTURAL AND MULTIDISCIPLINARY OPTIMIZATION RIO DE JANEIRO, 2005, Rio de Janeiro. **Congress...** Rio de Janeiro: [s.n.], 2005.

CARLSON, A. B.; CRILLY, P. B.; RUTLEDGE, J. C. **Communication systems**. 4. ed. Singapore: McGraw-Hill, 2002. 864 p.

CLOUD, G. **Optical methods of engineering analysis**. New York: Cambridge University Press, 1995.

DAKIN, J.; CULSHAW, B. **Optical fiber sensors: principles and components**. Boston: Artech house, 1988. v. 1.

DEFERRARI, H. A.; DARBY, R. A.; ANDREWS, F. A. Vibrational displacement and mode-shape measurement by a laser interferometer. **Journal of the Acoustical Society of America**, New York, v. 42, n. 5, p. 982-990, 1967.

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.

GALETI, J. H.; HIGUTI, R. T.; KITANO, C.; NADER, G.; SILVA, E. C. N. **Interferometria óptica homódina aplicada à medições de deslocamentos nanométricos de atuadores piezoelétricos flexensionais**. 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

GIALLORENZI, T. G.; BUCARO, J. A.; DANDRIDGE, A.; SIGEL JR., G. H.; COLE, J. H.; RASHLEIGH, S. C.; PRIEST, R. G. Optical fiber sensor technology. **IEEE Journal of Quantum Electronics**, New York, v. QE-18, n. 4, p. 626-665, 1982.

HARIHARAN, P. **Optical Interferometry**. 2 ed. New York: Academic Press, 2003. 351 p.

HECHT, E. **Optics**. 2 ed. Massachusetts: Addison – Wesley Publishing Company, 1987. 680 p.

LE LETTY, R.; CLAEYSSSEN, F.; BARILLOT, F.; LHERMET, N. Amplified piezoelectric actuators for aerospace applications. In: PROCEEDINGS OF THE AMAS WORKSHOP ON SMART MATERIALS AND STRUCTURES – SMART, 3. 2003, Jadwisin. **Proceedings** ... Jadwisin: SMART, 2003. p. 51-62.

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

MARÇAL, L. A. P.; LEÃO, J. V. F.; NADER, G.; HIGUTI, R. T.; KITANO, C.; SILVA, E. C. N. Analysis of linearity and frequency response of a novel Piezoelectric flexensional actuator using a homodyne interferometer and the J1...J4 method. **IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement**, New York, v. 56, n. 3, p. 954-961, 2007.

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

MARTINS, W. M. **Sensores ópticos de tensão baseados no efeito eletroóptico em cristais de niobato de lítio**. 2006. Dissertação (Mestrado em engenharia elétrica) – Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2006.

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 flexionais.** 2009. 146 f. Tese (Mestrado em Engenharia Elétrica) – Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2009.

MENEZES, J. P. C.; HIGUTI, R. T.; KITANO, C. Effects of the modulation signal distortion on interferometric spectral methods of phase detection. In: SIMPÓSIO BRASILEIRO DE MICROONDAS E OPTOELETRÔNICA, 13.; CONGRESSO BRASILEIRO DE ELETROMAGNETISMO- MOMAG, 8.; 2008, Florianópolis. **Simpósio...** Florianópolis: SBMO – Sociedade Brasileira de Microondas e Optoeletronica, 2008. p. 339-343.

NADER, G. **Desenvolvimento de técnicas de caracterização de transdutores piezoelétricos.** 2002. 158 f. Tese (Doutorado em engenharia) – Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2002.

NEUNHAM, R. E.; DOGAN, A.; XU, Q. C.; ONITSUKA, K.; TRESSLER, J.; YOSHIKAWA, S. Flexensional “moonie” actuators. Proceedings of the 1993 In: IEEE ULTRASONIC SYMPOSIUM, 1993, Baltimore. In: **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. 33, n. 4, p. 269-280, 2001.

PERNICK, B. J. Self-consistent and direct reading laser homodyne measurement technique. **Applied optics**. New York, v. 12, n. 3, p. 607-610, 1973.

ROYER,D.;DIEULESAINT, E., MARTIN, Y. , Improved version of a polarized beam heterodyne interferometer. In: IEEE ULTRASONIC SYMPOSIUM, 1985, San Francisco. In: **Proceedings...** San Francisco: IEEE, 1985, p. 432-435

ROUKES, M. Nanoelectromechanical systems face of future. **Physics world**, Bristol, v. 14, n. 2, p.8-10, 2001.

SILVA, E. C. N.; KIKUCHI, N. Design of piezoelectric transducers using topology optimization. **Journal Smart Materials and Structures**, New York, v. 8, n. 3, p. 350-364, 1999.

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.

SMITH, D. H. A method for obtaining small mechanical vibration of known amplitude. **Proceedings of the Physical Society**, London, v. 57, n. 6, p. 534-542, 1945.

SUDARSHANAM, V. S.; SRINIVASAN, K. Linear readout of dynamic phase change in a fiber-optic homodyne interferometer. **Optics Letters, New York**, v. 14, n. 2, p. 140 – 142, Jan, 1989.

SUDARSHANAM, V. S.; CLAUS, R. O. Generic J1...J4 method of optical phase detection – accuracy and range enhancement. **Journal of Modern Optics**, London, v. 40, n. 3, p. 483-492, 1993.

SVELTO, O. **Principles of lasers**. 2 ed. New York: Plenum Press, 1982. 375 p.

TAKIY, A.E. **Análise teórica e experimental de uma nova técnica de processamento de sinais interferométricos baseada na modulação triangular da fase óptica**. 2010. Dissertação (Mestrado em Engenharia Eletrica) – Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2010.

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

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