

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

“Análise Teórica e Experimental de um Método Interferométrico de Detecção de Fase Óptica, Auto-Consistente e com Elevada Faixa Dinâmica, Aplicado à Caracterização de Atuadores Piezoelétricos Flexensionais”

JOÃO PAULO CRIVELLARO DE MENEZES

Orientador: Prof. Dr. Cláudio Kitano

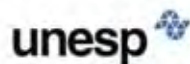
Dissertação apresentada à Faculdade de Engenharia - UNESP – Campus de Ilha Solteira, para obtenção do título de Mestre em Engenharia Elétrica.

Área de Conhecimento: Automação.

FICHA CATALOGRÁFICA

Elaborada pela Seção Técnica de Aquisição e Tratamento da Informação
Serviço Técnico de Biblioteca e Documentação da UNESP - Ilha Solteira.

- | | |
|-------|--|
| M543a | <p>Menezes, João Paulo Crivellaro de.</p> <p>Análise teórica e experimental de um método interferométrico de detecção de fase óptica, auto-consistente e com elevada faixa dinâmica, aplicado à caracterização de atuadores piezoelétricos flexensionais / João Paulo Crivellaro de Menezes. -- Ilha Solteira : [s.n.], 2009.</p> <p>146 f. : il.</p> <p>Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual Paulista. Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira. Área de Conhecimento: Automação, 2009</p> <p>Orientador: Cláudio Kitano</p> <p>Bibliografia: p. 138-142</p> <p>1. Interferometria. 2. Dispositivos piezoelétricos. 3. Análise espectral.</p> |
|-------|--|



UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
CAMPUS DE ILHA SOLTEIRA
FACULDADE DE ENGENHARIA DE ILHA SOLTEIRA

CERTIFICADO DE APROVAÇÃO

TÍTULO: 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 FLEXTENSIONAIS

AUTOR: JOÃO PAULO CRIVELLARO DE MENEZES

ORIENTADOR: Prof. Dr. CLAUDIO KITANO

Aprovado como parte das exigências para obtenção do Título de MESTRE em ENGENHARIA ELÉTRICA, Área: AUTOMAÇÃO, pela Comissão Examinadora:

Prof. Dr. CLAUDIO KITANO

Departamento de Engenharia Elétrica / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira

Prof. Dr. APARECIDO AUGUSTO DE CARVALHO

Departamento de Engenharia Elétrica / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira

Prof. Dr. DEMARTONNE RAMOS FRANÇA

Departamento de Engenharia Elétrica / Universidade de Brasília

Data da realização: 25 de maio de 2009.

*(in Memoriam) Aos meus queridos avós
João Crivellaro e Paulo Couto Menezes.*

Agradecimentos

Primeiramente, gostaria de agradecer a Deus, pela vida e capacidade dadas, por sempre me dar forças, permitindo que eu chegasse ao final e por todos os momentos vividos durante este mestrado.

Devo agradecer também meus pais, Plínio e Bete, minha irmã Taís e todo o restante de minha família, que sempre me apoiaram e estiveram ao meu lado.

Agradeço a minha namorada Natália que esteve presente em todos os momentos desta trajetória, me incentivando e ajudando sempre. Por seu carinho e compreensão em todos os momentos.

Ao meu orientador, Prof. Dr. Cláudio Kitano, sem o qual este trabalho não seria possível. Agradeço por sua dedicação, seus ensinamentos e por toda sua paciência no desenvolvimento da pesquisa. Também, por sua amizade e por sempre buscar o máximo e o melhor que havia em mim, colaborando para o meu desenvolvimento pessoal e intelectual.

Ao Prof. Dr. Ricardo Tokio Higuti, sempre presente nas diversas etapas do trabalho, colaborando com idéias, disponibilizando equipamentos e estando à disposição para dúvidas e tudo que pudesse colaborar.

Aos professores Dr. Demartonne Ramos França e Dr. Aparecido Augusto de Carvalho por toda a disposição e as valiosas sugestões na colaboração deste trabalho.

Aos professores Dr. Luis Carlos Origa de Oliveira e Dr. José Carlos Rossi, por sempre me ajudarem e darem suporte em todos os momentos que estive em Ilha Solteira, desde minha chegada até os dias de hoje.

Aos técnicos Everaldo L. Moraes, José Aderson Anhussi, Valdemir Chaves, Adilson A. Palombo, por toda colaboração na manutenção de equipamentos do laboratório e dúvidas técnicas.

Ao Prof. Dr. Emílio Carlos Nelli Silva, da EPUSP, que gentilmente cedeu os atuadores utilizados neste trabalho e sempre esteve disposto em cooperar com os trabalhos desenvolvidos em parceria com a FEIS-Unesp. Ao Dr. Gilder Nader por sua colaboração nos estudos dos atuadores piezoelétricos flexensionais e simulações computacionais desenvolvidas, de grande valia para o trabalho.

Ao Prof. Dr. Walter Sakamoto, do Departamento de Física da FEIS-Unesp, por sua disposição em colaborar com o trabalho, cedendo o uso do analisador de impedâncias no Laboratório de Polímeros.

Aos amigos Wesley Pontes, Weslei Perin, Leandro Zoratto, João Felipe Picolini, Renato Mendes, Emerson Ravazzi e Thiago Gualberto.

Aos amigos que fizeram e fazem parte do Laboratório de Optoeletrônica e que, de alguma forma, colaboraram neste trabalho, Francisco de A. A. Barbosa, Ericsson Vendramini, Luiz A. P. Marçal, Wander Wagner M. Martins e Aline E. Takiy.

Ao Prof. José Vital Ferraz Leão, amigo que me incentivou na realização do mestrado e me trouxe até a Unesp, viabilizando o contato.

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) pela bolsa de mestrado a mim concedida, permitindo o desenvolvimento da pesquisa.

*“ Nós só poderemos seguir crescendo na atividade que abraçamos
e amamos se os compromissos forem mantidos, se o ideal for
renovado e se a nossa capacidade de sonhar não se limitar aos
problemas e for sempre maior que eles ”*

Com. Rolim Adolfo Amaro

Resumo

Atuadores piezoelétricos convertem energia elétrica em energia mecânica, sendo amplamente utilizados como transdutores de deslocamento micrométricos ou sub-micrométricos de elevada precisão. Neste trabalho, atuadores piezoelétricos flexensionais (APFs), projetados pelo método de otimização topológica, são caracterizados em termos de linearidade entre a tensão de excitação e o deslocamento gerado, bem como em termos de resposta em frequência, utilizando-se um interferômetro de Michelson homódino e em malha aberta. Interferômetros homódinos não realimentados têm seu desempenho prejudicado pelo fenômeno de desvanecimento, causado por perturbações ambientais espúrias que incidem aleatoriamente entre seus braços. Nesta dissertação, enfatizam-se métodos de demodulação de fase óptica baseados em relações envolvendo as componentes espectrais do sinal de saída do interferômetro que são imunes ao problema do desvanecimento. Dentre estes, destacam-se métodos clássicos como $J_1 \dots J_4$, $J_1 \dots J_4$ modificado, $J_1 \dots J_6$ neg e $J_1 \dots J_6$ pos. Estes métodos permitem a medição direta de deslocamentos microscópicos, sem a necessidade de qualquer procedimento de calibração. Além disso, não são afetados por instabilidades da fonte óptica, da responsividade do fotodiodo e da visibilidade das franjas de interferência. Contudo, apresentam reduzidas faixas dinâmicas de demodulação de fase. A fim de superar esta deficiência, investiga-se um método adicional de detecção direta, baseado na análise do espectro do sinal fotodetectado, exibindo todas as vantagens dos demais métodos, mas que é capaz de estender a faixa dinâmica de demodulação a valores tão elevados quanto 100 rad. Simulações computacionais são executadas com este método, levando-se em consideração o efeito do desvanecimento e tensões de ruído eletrônico do tipo $1/f$, evidenciando sua viabilidade para caracterizar APFs. Experimentos são realizados em laboratório, envolvendo testes com diferentes APFs. A validação do método é realizada com o auxílio de um modulador eletroóptico de intensidades, cujas características de fase podem ser previstas analiticamente. Um outro teste de validação é realizado utilizando-se um APF cujas características são conhecidas de outros trabalhos. Os resultados experimentais concordam com as previsões teóricas e revelam que este método é mais eficiente que os demais. A análise da linearidade e resposta em frequência de um novo protótipo de APF é realizada, obtendo-se excelentes resultados.

Palavras-chave: interferometria óptica, atuadores piezoelétricos flexensionais, detecção de fase, optoeletrônica.

Abstract

Piezoelectric actuators convert electrical energy into mechanical energy, being widely used as micrometric or sub-micrometric displacement transducer of high accuracy. In this work, piezoelectric flextensional actuators (PFA's), designed by the topology optimization method, are characterized in terms of linearity between the drive voltage and the corresponding displacement, as well as in terms of frequency response, using a homodyne, open-loop, Michelson interferometer. Homodyne interferometers without feedback have their performance spoiled by signal fading, caused by spurious environmental disturbances that occur randomly between their arms. This thesis emphasizes methods of optical phase demodulation, based on relations involving the spectral components of the interferometer output signal, which are immune to signal fading. Among these methods, it is detailed here the classical ones, such as $J_1 \dots J_4$, modified $J_1 \dots J_4$, $J_1 \dots J_6 \text{ neg e } J_1 \dots J_6 \text{ pos}$. These methods allow direct measurements of microscopic displacements, free of calibration procedures. Besides, they are not affected by optical source oscillations, photodiode responsivity and interferometric fringe visibility. However, they have reduced dynamic range for phase demodulation. In order to overcome this, this work investigates an additional method for direct detection, based on spectral analysis drawback of the photodetected signal. The method has all the advantages of the others, but it is able to span its demodulation dynamic range to values as high as 100 rad. Numerical simulations are done using this method (considering the signal fading and the $1/f$ electronic noise voltage), showing its viability to characterize PFA's. Experiments are performed in laboratory, involving tests with different PFA's. The method validation is carried out with the aid of an electrooptic intensity modulator, whose phase characteristics can be determined analytically. Another validation test is done using a PFA, whose characteristics are known from other works. The experimental results agree with theoretical analysis and reveal this method is more efficient than the others. Analysis of linearity and frequency response of a new PFA prototype is presented, exhibiting excellent results.

Key-words: optical interferometry, piezoelectric flextensional actuators, phase detection, optoelectronic.

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1	Piezocerâmica polarizada. (a) Campo e polarização elétrica no mesmo sentido. (b) Campo elétrico aplicado em sentido oposto ao da polarização.....	32
Figura 2.2	Curvas de admitância elétrica medidas com o analisador de impedâncias (em linha cheia) e calculadas usando o software ANSYS (em linha tracejada). Apresentam-se os gráficos: (a) magnitude em função da frequência e (b) fase em função da frequência (NADER, 2002).....	33
Figura 2.3	Atuadores piezoelétricos flexensionais (a) <i>moonie</i> (b) <i>cymbals</i>	34
Figura 2.4	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.....	36
Figura 2.5	Resultados da otimização topológica.(a) Atuador fla1025. (b) Atuador f2b0830 (SILVA et al., 2003).....	37
Figura 2.6	APF's com piezocerâmicas de 5 mm de espessura. (a) Atuador fla1025. (b) Atuador f2b0830 (NADER, 2003).....	38
Figura 2.7	Esquema de um APF (f1b0830) com sua cerâmica PZT-5A já acoplada.....	39
Figura 2.8	Vistas do PFX-1. (a) Vista lateral. (b) Vista lateral oposta. (c) Vista superior. (d) Outra vista lateral.....	40
Figura 2.9	Vistas do PFX-2. (a) Vista lateral. (b) Vista lateral oposta. (c) Vista superior. (d) Outra vista lateral.....	41
Figura 2.10	Esquema do modo de fixação do atuador ao suporte.....	42
Figura 2.11	Fotografia do modo de fixação do PFX-1. (a) Vista frontal. (b) Vista lateral.....	42
Figura 2.12	Fotografia do modo de fixação do PFX-2. (a) Vista frontal. (b) Vista lateral.....	42
Figura 3.1	Interferômetro de Michelson homódino e divisor de feixes analisado em detalhe.....	45

Figura 3.2	Interferômetro de Mach Zehnder homódino.....	47
Figura 3.3	Curva de transferência óptica de um interferômetro de Michelson (Leão, 2004).....	55
Figura 3.4	Curva de transferência da intensidade óptica para sinais onde $x \gg \pi/2$ rad.....	57
Figura 4.1	Funções de Bessel de primeira ordem.....	59
Figura 4.2	Espectro de magnitudes do sinal detectado.....	60
Figura 4.3	Resultados do método J_1/J_3	63
Figura 4.4	Cálculo do erro de detecção.....	64
Figura 4.5	Gráfico da razão m versus x , evidenciando o problema da ambigüidade.....	65
Figura 4.6	Gráfico de x' versus x para o método $J_1...J_4$	71
Figura 4.7	Gráfico de Δx versus x para o método $J_1...J_4$	72
Figura 4.8	Fase estimada x' em função de ϕ_0 para $x=1$ rad e $K=0,0011$	73
Figura 4.9	Erro relativo de fase Δx_r , em função de x e ϕ_0 para o método $J_1...J_4$ (MARÇAL, 2008).....	74
Figura 4.10	Erro relativo de fase, Δx_r , em função de x e ϕ_0 para o método $J_1...J_4$ modificado (MARÇAL, 2008).....	74
Figura 4.11	Gráfico de x versus x' para o método do $J_1...J_6$ (neg).....	76
Figura 4.12	Gráfico de Δx versus x para o método $J_1...J_6$ (neg).....	77
Figura 4.13	Erro relativo de fase, Δx_r , em função de x e ϕ_0 para o método $J_1...J_6$ (neg) (MARÇAL, 2008).....	78
Figura 4.14	Gráfico de x versus x' para o método do $J_1...J_6$ (pos).....	79
Figura 4.15	Gráfico de Δx versus x para o método $J_1...J_6$ (pos).....	80
Figura 4.16	Erro relativo de fase, Δx_r , em função de x e ϕ_0 para o método $J_1...J_6$ (pos) (MARÇAL, 2008).....	81
Figura 5.1	Gráfico de x versus x' para o método Pernick e $n=2$	88
Figura 5.2	Gráfico de Δx versus x para o método Pernick e $n=2$	88
Figura 5.3	Gráfico de x versus x' para o método Pernick e $n=3$	89
Figura 5.4	Gráfico de Δx versus x para o método Pernick e $n=3$	90
Figura 5.5	Passagem do método do valor de $n=2$ para $n=3$, em detalhe.....	92
Figura 5.6	Gráfico de x versus x' do método Pernick, aplicando-se chaveamento dos valores de n	93

Figura 5.7	Relação entre x' e ϕ_0 para $n=2$ e $x=1$ rad	94
Figura 5.8	Relação entre x' e ϕ_0 para $n=3$ e $x=1$ rad	95
Figura 5.9	Erro relativo em função de x e ϕ_0 , para $n=2$	96
Figura 5.10	Erro relativo em função de x e ϕ_0 , para $n=3$	96
Figura 6.1	Célula Pockels com cristal de LiNbO_3 montada no suporte (MARTINS, 2006).....	99
Figura 6.2	Modulador eletroóptico de amplitude.....	103
Figura 6.3	Aparato experimental do SOT montado em laboratório (MARTINS, 2006).....	103
Figura 6.4	Curva de transmissão da célula Pockels de niobato de lítio.....	105
Figura 6.5	Esquema do arranjo experimental com sensor óptico de tensão (MARTINS, 2006).....	107
Figura 6.6	Sinal de saída do sensor quando aplicada tensão de $160 V_{\text{RMS}}$ à entrada.....	108
Figura 6.7	Espectro da FFT do sinal de saída do sensor quando aplicada tensão de $160 V_{\text{RMS}}$ à entrada. (a) Espectro em magnitude normalizado, e em escala linear, evidenciando as magnitudes das harmônicas do sinal. (b) Espectro de magnitude do sinal em dB, evidenciando, no início do gráfico, as harmônicas, e, em seguida, a região de ruído.....	109
Figura 6.8	Método de Pernick aplicado aos dados do SOT entre 0 e $270 V_{\text{RMS}}$	110
Figura 6.9	Ajuste linear aos dados obtidos para o SOT.....	110
Figura 6.10	Valores de ϕ_0 medidos no SOT.....	112
Figura 7.1	Configuração experimental utilizada para medidas de deslocamento do APF.....	114
Figura 7.2	Aparato experimental montado para a caracterização dos APF's. (a) Interferômetro de Michelson composto por: 1- laser de He-Ne, 2- espelho fixo, 3- APF com espelho móvel, 4-divisor de feixes e 5- fotodetector, cuja saída é conduzida ao osciloscópio. (b) Osciloscópio digital utilizado, sintetizador de sinais para realizar a excitação do APF, e computador para o processamento do sinal.....	115
Figura 7.3	Sinal de saída do fotodiodo obtido no osciloscópio quando aplicada tensão de $20 V_p$ à entrada do PFX-1.....	117

Figura 7.4	Espectro do sinal de saída quando aplicada uma tensão de excitação de 20 V _p ao PFX-1.....	117
Figura 7.5	Teste de linearidade para o atuador PFX-1 na frequência de 4 kHz. (a) Gráfico de x'' / deslocamento versus tensão elétrica. (b) Gráfico de ϕ_0 versus tensão elétrica.....	119
Figura 7.6	Região linear do método de Pernick para 4 kHz.....	120
Figura 7.7	Teste de linearidade para o atuador PFX-1 na frequência de 15,3 kHz. (a) Gráfico de x'' / deslocamento versus tensão elétrica. (b) Gráfico de ϕ_0 versus tensão elétrica.....	121
Figura 7.8	Região linear do método de Pernick para 15,3 kHz.....	122
Figura 7.9	Teste de linearidade para o atuador PFX-1 na frequência de 20,3 kHz. (a) Gráfico de x'' / deslocamento versus tensão elétrica. (b) Gráfico de ϕ_0 versus tensão elétrica.....	123
Figura 7.10	Região linear do método de Pernick para 23,2 kHz.....	123
Figura 7.11	Gráficos de x'' e deslocamento <i>versus</i> tensão elétrica para 7 kHz...	124
Figura 7.12	Região linear do método de Pernick para 7 kHz.....	125
Figura 7.13	Gráficos de x'' e deslocamento <i>versus</i> tensão elétrica para 16 kHz.	125
Figura 7.14	Região linear do método de Pernick para 16 kHz.....	126
Figura 7.15	Gráficos de x'' e deslocamento <i>versus</i> tensão elétrica para 20,7 kHz.....	127
Figura 7.16	Região linear do método de Pernick para 20,7 kHz.....	127
Figura 7.17	Resposta em frequência do PFX-2 utilizando o método de Pernick.	129
Figura 7.18	Analizador de impedâncias, modelo HP4192A.....	130
Figura 7.19	Gráfico de admitância elétrica do atuador PFX-2. (a) Gráfico de magnitudes. (b) Gráfico de fases.....	131
Figura A.1.	Razão V_{n-1}/V_{n+3} em função de x para $n = 2$ a 12.....	144
Figura A.2.	Gráfico de V_3/V_7 em função de x ilustrando a comutação de $n = 3$ para $n = 4$ quando se atinge o limiar igual a 0,8.....	145
Figura A.3.		145
Figura A.4.	Fluxograma de cálculo do valor de n para o método de Pernick.....	146

LISTA DE TABELAS

Tabela 5.1	Quadro comparativo entre os métodos espectrais de demodulação de fase óptica.....	97
------------	---	----

LISTA DE SÍMBOLOS

Símbolo	Significado
A	Constante de proporcionalidade que relaciona a tensão elétrica detectada e a intensidade óptica de saída do interferômetro
a_n	Parte real da série trigonométrica de Fourier
b_n	Parte imaginária da série trigonométrica de Fourier
c_{ijkl}	Constante elástica de rigidez
$[c_{mn}]$	Forma matricial de representação das constantes elásticas de rigidez usando índices reduzidos
d	Espessura do cristal de niobato de lítio
d_{kij}	Tensor das constantes piezoelétricas tensão mecânica/campo elétrico
$[d_{mj}]$	Forma matricial de representação das constantes piezoelétricas tensão mecânica/campo elétrico usando índices reduzidos
D	Deslocamento elétrico
$\Delta\phi(t)$	Fase relativa induzida entre os braços do interferômetro
Δl_s	Variação relativa no comprimento do ramo sensor do interferômetro
$\Delta l(t)$	Deslocamento vibratório da superfície do dispositivo sob teste
Δn_s	Variação relativa no índice de refração do ramo sensor do interferômetro
$\Delta\theta$	Diferença de fase relativa entre os modos de propagação da luz
ΔT	Variação de temperatura do corpo
ΔV_1	Tensão de ruído $\frac{1}{f}$ que incide sobre a componente fundamental
Δx	Erro em função do desvio de fase esperado x
Δx_r	Erro relativo em porcentagem, em função de x e ϕ_0
E	Campo elétrico
E_0	Campo elétrico do laser
E_{01}	Amplitude do campo elétrico no ramo de referência do interferômetro de Michelson
E_{02}	Amplitude do campo elétrico no ramo sensor do interferômetro de Michelson
$E_R(t)$	Campo elétrico do ramo de referência do interferômetro
$E_S(t)$	Campo elétrico do ramo sensor do interferômetro

E_T	Campo elétrico total na saída do interferômetro
E_Z	Campo elétrico na direção Z do cristal
$\Phi(t)$	Diferença de fase total entre os dois feixes do interferômetro
$\phi_0(t)$	Diferença de fase estática entre os braços do interferômetro
$\phi_0''(t)$	Diferença de fase estática entre os braços do interferômetro, medida experimentalmente.
φ_S	Fase inicial presente no termo $\Delta\phi(t)$
h_{kij}	Tensor das constantes piezoelétricas campo elétrico/tensão mecânica
$[h_{mj}]$	Forma matricial de representação das constantes piezoelétricas campo elétrico/tensão mecânica usando índices reduzidos
I	Intensidade óptica ou irradiância
I_0	Intensidade óptica do laser
I_R	Intensidade óptica no ramo de referência
I_S	Intensidade óptica no ramo sensor
J_n	Funções de Bessel de primeira espécie e ordem n
K	Fator de ruído estimado na frequência fundamental
L	Comprimento do cristal de niobato de lítio
λ	Comprimento de onda da radiação da fonte óptica
λ_{ac}	Comprimento de onda acústica
l_S	Diferença total entre os comprimentos dos braços do interferômetro
n_e	Índice de refração extraordinário do cristal de niobato de lítio
n_o	Índice de refração ordinário do cristal de niobato de lítio
n_S	Índice de refração do meio onde os feixes se propagam
ω	Frequência óptica
P	Fator de desvanecimento de sinal [$P = \sin \phi_0$]
Q	Fator de desvanecimento de sinal [$Q = \cos \phi_0$]
r_{13}, r_{33}	Coeficientes eletroópticos do niobato de lítio
s_{ijkl}	Constante elástica de flexibilidade
S_{ij}	Tensor deformação mecânica
T	Transmissão da célula Pockels de niobato de lítio
T_{ij}	Tensor tensão mecânica
V_n	Amplitude da harmônica de ordem n da tensão fotodetectada
$V(t)$	Tensão elétrica aplicada à célula Pockels

V_{π}	Tensão de meia-onda do cristal eletroóptico
V_p	Valor de pico da tensão $V(t)$
v	Tensão elétrica proporcional fotodetectada
v	Visibilidade
χ	Fator de sensibilidade
x, x', x''	Índice de modulação de fase: esperado, estimado e medido
X, Y, Z	Direções cristalográficas do cristal de niobato de lítio
Y_n	Funções definidas para o cálculo da fase ϕ_0 , a partir das raiais espectrais

LISTA DE ABREVIATURAS

ANSYS	Software computacional
APF	Atuador Piezoelétrico Flexensional
BaTiO ₃	Titanato de Bário
FFT	Transformada Rápida de Fourier (<i>Fast Fourier Transform</i>)
He-Ne	Hélio-Neônio
Laser	Amplificação da luz por emissão estimulada de radiação (<i>Light amplification by stimulated emission of radiation</i>)
MDPS	Mínimo Desvio de Fase Detectável (<i>Minimum Detectable Phase Shift</i>)
MEF	Método de Elementos Finitos
PbTiO ₂	Titanato de Chumbo
PFX	Piezoatuador Flexensional
Piezocerâmica	Cerâmica Piezoelétrica
PIN	Fotodiodo PIN (<i>Positive-Intrinsic-Negative</i>)
PZT	Titanato Zirconato de Chumbo
SOT	Sensor óptico de tensão
TP	Transformador de potencial

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	20
1.1.	O Estado da Arte na Detecção de Fase baseada na Análise Espectral	23
1.2.	Motivação e Objetivo do Desenvolvimento da Pesquisa	25
1.3.	Organização do Texto da Dissertação	26
2	ATUADORES PIEZOELÉTRICOS FLEXTENSIONAIS	28
2.1.	Piezoelasticidade	29
2.2.	Relações Constitutivas dos Materiais Piezoelétricos	29
2.3.	Resposta em Frequência da Piezocerâmica	32
2.4.	Atuadores Piezoelétricos Flexensionais	34
2.5.	Projeto de APF's com Otimização Topológica	35
2.6.	Os Atuadores Piezoelétricos Flexensionais utilizados: APF's PFX-1 e PFX-2	38
3	FUNDAMENTOS DA INTERFEROMETRIA ÓPTICA	44
3.1.	Interferômetro de Michelson	45
3.2.	Interferômetro de Mach-Zehnder	46
3.3.	A Intensidade Óptica do Sinal Fotodetectado	48
3.4.	Efeito do Desvanecimento – Variação Aleatória de $\phi_0(t)$	54
4	MÉTODOS DE DEMODULAÇÃO DE FASE ÓPTICA: J_1/J_3, $J_1...J_4$ E $J_1...J_6$	58
4.1.	Decomposição Espectral do Sinal Detectado	58
4.2.	Método J_1/J_3	61
4.3.	Método $J_1...J_4$	65
4.3.1.	Método $J_1...J_4$ modificado	66
4.3.2.	Inserção do Ruído $1/f$	70
4.4.	O método $J_1...J_6$	75
4.4.1.	Método $J_1...J_6$ (neg)	75
4.4.2.	Método $J_1...J_6$ (pos)	78
4.5.	Cálculo de ϕ_0	81
5	UM MÉTODO DE DEMODULAÇÃO DE FASE AUTO-CONSISTENTE E GENERALIZADO – O MÉTODO DE PERNICK	84
5.1.	Método Homódino e Auto-Consistente de Pernick	85

5.1.1. Inserção do Ruído 1/f	87
5.2. Método de Pernick Chaveado	91
5.3. Dependência do método de Pernick com ϕ_0	94
5.4. Comparação entre os métodos espectrais abordados	97
6 SENSOR ÓPTICO DE TENSÃO E VALIDAÇÃO EXPERIMENTAL DO MÉTODO DE PERNICK	98
6.1. A Célula Pockels	98
6.2. Sensor Óptico de Tensão (SOT)	102
6.3. Arranjo do Sistema e Resultados Experimentais	107
7 CARACTERIZAÇÃO DE ATUADORES PIEZOELÉTRICOS FLEXTENSIONAIS USANDO O MÉTODO DE PERNICK	113
7.1. Configuração e Ajustes do Sistema Experimental	114
7.2. Processo de Detecção e Análise do Sinal Detectado para Verificação da . . Linearidade do APF	116
7.3. Análise da Linearidade dos APF's utilizando método de Pernick	118
7.3.1. Análise da linearidade do PFX-1	118
7.3.2. Análise da linearidade do PFX-2	124
7.4. Resposta em Frequência do atuador PFX-2	128
7.5. Considerações sobre o método de Pernick aplicado à análise dos APF's	132
8 CONCLUSÕES	134
8.1. Conclusões	134
8.2. Perspectivas para trabalhos futuros	137
REFERÊNCIAS	138
APÊNDICE A – LIMIAR DE DECISÃO PARA COMUTAÇÃO DOS VALORES DE n PARA O MÉTODO DE PERNICK	143

Capítulo 1

INTRODUÇÃO

Quando se trabalha com engenharia de precisão, a busca pela miniaturização de componentes, bem como pela diminuição de peso e consumo energético, é incessante. Hoje em dia, algumas estruturas utilizadas em microeletrônica possuem dimensões da ordem de algumas centenas de nanômetros (ROUKES, 2001). Porém, surgem dificuldades inerentes a essa miniaturização, tais como o controle automático das máquinas para confecção de máscaras de litografia ou a medição das grandezas físicas referentes a esses dispositivos (vibração, deslocamento, deformação, entre outros). Mesmo em dispositivos maiores, da ordem de poucos centímetros, torna-se difícil a medição de deslocamentos mecânicos micrométricos e sub-micrométricos. Nesse contexto, também pode ser considerada a caracterização dos atuadores piezoelétricos, cujos deslocamentos nanométricos são de difícil medição.

Como será observado neste trabalho, uma solução interessante para se mensurar parâmetros de dispositivos miniaturizados, ou de pequenos valores, é a interferometria óptica.

Em geral, os atuadores piezoelétricos são dispositivos formados por uma cerâmica piezoelétrica acoplada a uma estrutura metálica flexível que opera como elemento coadjuvante na geração de deslocamentos e/ou força. Essa cerâmica possui a propriedade de converter energia elétrica em deformação mecânica e vice-versa. Portanto, quando se aplica uma tensão elétrica sob a mesma, ocorre uma deformação mecânica proporcional. Entretanto, a deformação, ou deslocamento, é muito pequena e, nesse momento, a estrutura metálica flexível desempenha sua função, amplificando esse deslocamento e até convertendo o deslocamento de uma direção para outra. Um raciocínio semelhante se aplica ao caso da geração de forças no atuador (SILVA; SHIRAHIGE; ADAMOWSKI, 2003, NADER; SILVA; ADAMOWSKI, 2001).

Algumas das características apresentadas pelos atuadores piezoelétricos com estruturas mais simples podem ser previstas fazendo-se uso de modelos matemáticos analíticos, desde que tenham determinadas simetrias geométricas. Entre essas características encontram-se a linearidade e a resposta em frequência (ROSENBAUM, 1988). Porém, alguns atuadores são estruturalmente mais complexos, como os atuadores piezoelétricos flexensionais (APF's) e, para esses casos, são necessárias a aplicação de métodos numéricos, como o método de elementos finitos, para as suas simulações (SILVA; KIKUCHI, 1999). Também, ressalta-se que podem ser empregados métodos experimentais como alternativa para a caracterização desses dispositivos (NADER; SILVA; ADAMOWSKI, 2001).

Entretanto, como os deslocamentos gerados por um atuador são microscópicos, significa que as microvibrações acontecem em nível de partículas atômicas ou moleculares. Assim, métodos de medição remotos ou não-invasivos são essenciais, a fim de não se perturbar a grandeza que se deseja determinar. Para isto, um interferômetro óptico é um instrumento de medição apropriado e será empregado neste trabalho.

Nesta dissertação, será dada ênfase ao interferômetro de Michelson, o qual é mais adequado para proceder às medições dos deslocamentos nanométricos gerados pelos APF's. Esta pesquisa se insere na linha de trabalho desenvolvida 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 et al., 2009, BARBOSA et al., 2009), 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 em atuadores, seu sinal elétrico de saída é proporcional à (DEFERRARI; DARBY; ANDREWS, 1967):

$$I = \frac{I_0}{2} [1 + v \cos(\Delta\phi(t) + \phi_0)], \quad (1.1)$$

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

A fase estática em (1.1), ϕ_0 , decorre do fato dos dois braços do interferômetro apresentarem diferentes comprimentos, enquanto que a diferença de fase instantânea, $\Delta\phi(t)$, se deve ao deslocamento vibratório da superfície do dispositivo sob teste, $\Delta l(t)$, valendo:

$$\Delta\phi(t) = \frac{2\pi}{\lambda} [2\Delta l(t)], \quad (1.2)$$

sendo λ o comprimento de onda da luz no vácuo.

Com isso, o problema da interferometria óptica consiste, essencialmente, em se medir eletronicamente o valor de $\Delta\phi(t)$, e então, se calcular $\Delta l(t)$ usando-se (1.2). A grande justificativa para se usar luz (em vez de microondas ou rádio-frequência, por exemplo), é que o comprimento de onda é muito pequeno, e assim, adquire-se elevada sensibilidade.

Há, entretanto, algumas dificuldades em sistemas interferométricos. A primeira delas se deve ao próprio processo de demodulação do sinal, que é uma tarefa não-trivial, pois a intensidade óptica de saída do interferômetro, $I(t)$, é uma função não-linear da entrada $\Delta\phi(t)$.

Há também a dificuldade associada com a parcela ϕ_0 da fase total do sinal definido em (1.1). Esta foi apresentada como uma diferença de fase estática entre os braços do interferômetro, o que na prática não ocorre exatamente. Devido a vibrações externas ambientais, trepidações, alterações de temperatura, turbulências de ar e até flutuações na pressão local, o valor dessa fase sofre derivas aleatórias resultando em variações da amplitude do sinal detectado e prejudicando, assim, o processo de demodulação do sinal. O fenômeno da variação indesejada de $I(t)$ devido ao comportamento aleatório de ϕ_0 é denominado de desvanecimento (*signal fading*).

Com isso, vibrações ambientais e turbulências no ar geradas por aparelhos condicionadores de ar, variações de temperatura entre os braços do interferômetro causadas pela movimentação do operador e sua temperatura corpórea, trepidações captadas de pessoas e veículos trafegando muito próximos ao laboratório, dentre outras, embora imperceptíveis à maioria das aplicações de sensores convencionais, influenciam significativamente a operação interferométrica. No entanto, deve-se esclarecer que isso ocorre não porque a interferometria é uma técnica inadequada, mas sim, porque ela é extremamente sensível. Trata-se de um exemplo paradoxal, no qual uma grande virtude de um sistema de medição acaba se voltando contra ele próprio.

Por esse motivo, 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 enfatizar técnicas de detecção de fase óptica baseada na análise das componentes espectrais do sinal de saída (1.1). Se for interessante para o leitor, uma revisão bibliográfica detalhada a respeito das diversas técnicas de demodulação de fase óptica utilizando interferômetros pode ser encontrada em (MARÇAL, 2008).

Os métodos de análise espectral são caracterizados pela simplicidade e baixo custo. São aplicados a interferômetros homódinos, ou seja, nos quais não existe nenhum deslocamento de frequência óptica entre os feixes do interferômetro, e, em malha aberta. Como não existe uma compensação ativa da variação da fase aleatória ϕ_0 em (1.1), procura-se alguma forma de compensação passiva, isto é, ϕ_0 tem permissão para variar livremente no sistema, contudo, isto não deve se manifestar no sinal final processado eletronicamente. Na próxima seção, apresenta-se uma breve revisão bibliográfica dos métodos de análise espectral do sinal interferométrico mais conhecidos na literatura.

1.1. O Estado da Arte na Detecção de Fase Baseada na Análise Espectral

Os estudos dos métodos de detecção de fase utilizando a análise espectral se iniciaram antes da invenção do laser, na década de 1960. Um dos primeiros trabalhos publicados neste assunto data de 1945, quando Smith propôs o método J_0 nulo, para medir deslocamento entre 104,5 nm e 1,33 μm (SMITH, 1945).

Outros métodos foram propostos na década de 60, e, em 1967, Deferrari et al. publicaram um artigo consagrado na literatura, apresentando e comparando os métodos J_1 nulo, J_1/J_2 e J_1/J_3 entre si, e ainda com o método J_1 máx. Tais métodos foram aplicados à medição interferométrica de deslocamentos na faixa entre 0,1 a 6000 Å (DEFERRARI; DARBY; ANDREWS, 1967). Estes métodos foram amplamente utilizados por outros autores, em interferômetros volumétricos e em fibra óptica, nas mais diferentes aplicações (BROWN; BROWN; NIBLETT, 1972, JACKSON; DANDRIDGE; SHEEM, 1980, CLARK, 1989). Contudo, essas técnicas de demodulação ou exigiam procedimentos prévios de calibração do sistema, ou manipulação dos espelhos do interferômetro a fim de se ajustar a fase quase-

estática em $\phi_0 = 0$ ou $\frac{\pi}{2}$ rad (o que é uma tarefa extremamente difícil), ou, então, demandavam a resolução de uma equação transcendental, com inversão de funções de Bessel, para executar a demodulação da fase óptica. Como tais técnicas (exceto J_1/J_3 , embora isso não tenha sido percebido naquela época) não eram imunes aos efeitos de deriva aleatória de ϕ_0 , exigia-se que as condições ambientais do laboratório fossem rigorosamente controladas.

Devido a essas dificuldades, esses procedimentos não serão adotados neste trabalho, com excessão do método J_1/J_3 (que é imune ao desvanecimento), ainda assim, com o propósito de ilustrar a dificuldade de se operar com técnicas que exijam a solução numérica de equações transcendentais envolvendo a inversão de funções de Bessel. De fato, dar-se-á preferência a métodos espectrais auto-consistentes, no sentido de que não demandam nenhum procedimento adicional de auto-calibração do interferômetro, permitam a determinação direta da fase óptica (sem precisar inverter as funções de Bessel), que independam de instabilidades da fonte óptica (I_0) ou da visibilidade (v), e, principalmente, que sejam imunes ao desvanecimento causado por ϕ_0 . Alguns desses métodos são apresentados a seguir.

Pernick (1973) desenvolveu um método homódino e auto-consistente para medição direta de deslocamentos por vibrações senoidais, porém nenhuma implementação prática foi registrada em seu artigo.

Sudarshanam e Srinivasan (1989) propuseram uma nova técnica auto-consistente, denominada $J_1...J_4$, capaz de executar a medição linear da fase óptica, bem como apresentaram resultados experimentais utilizando um interferômetro Mach-Zehnder em fibra óptica. O método utiliza as quatro primeiras harmônicas do espectro, cujas amplitudes eram medidas com o auxílio de um analisador de espectros.

Entretanto, como um analisador de espectros normalmente não determina as fases das raias espectrais, o método $J_1...J_4$ só operava até um limite superior de $x \cong 3,8$ rad, acima do qual as funções de Bessel começam a se tornar negativas, conduzindo a resultados errôneos para a fase detectada. Assim, visando solucionar esse problema, (JIN et al., 1991) propuseram o método $J_1...J_4$ modificado em 1991, utilizando um algoritmo aplicado ao sinal detectado, corrigindo as discordâncias do método original.

Sudarshanam publicou mais três trabalhos nessa área. No primeiro propôs a nova técnica $J_0...J_2$, para o qual utilizou um interferômetro Mach-Zehnder em fibra óptica (SUDARSHANAM, 1992a). No segundo, analisou o efeito do ruído com distribuição de

potência do tipo $1/f^2$ nos métodos $J_1...J_4$ e $J_0...J_2$ (SUDARSHANAM, 1992b). Já em 1993, foi proposto o método de $J_1...J_6$, a fim de ampliar a faixa dinâmica do processo de detecção de fase óptica (SUDARSHANAM; CLAUS, 1993).

Em 1996, Barrow et al., aplicaram o método $J_1...J_4$ para testar filmes de PZT revestindo fibras ópticas.

Marçal (2008) apresentou as novas técnicas espectrais de demodulação de fase óptica denominadas J_1/J_3A , $J_1...J_3$, J_m/J_{m+2} , $J_0...J_3$ para índice de modulação de fase x , além de uma técnica para medição de fase quase-estática ϕ_0 . Com esses novos métodos, houve um aumento, em duas ordens de grandeza, da faixa dinâmica em relação aos métodos clássicos, além de uma maior exatidão.

1.2. Motivação e Objetivo do Desenvolvimento da Pesquisa

Os piezoatuadores podem ser aplicados para diversas finalidades, tais como posicionadores eletromecânicos, supressores de vibrações, em microscopia de varredura, na produção de deslocamentos precisos, entre outros (LELETTY et al., 2003, NIEZRECKI et al., 2001). Na aplicação para produção de deslocamentos, ou seja, atuadores de posicionamento, empregam-se com destaque os APF's.

Há diversos centros de pesquisa dedicados aos complexos projetos de APF's, sendo que um deles é o Grupo de Sensores e Atuadores da Escola Politécnica da USP (EPUSP). Os protótipos que são produzidos por esse grupo têm aplicação especial como atuadores de posicionamento.

Entretanto, antes de serem utilizados, devem ser conhecidas as características desses atuadores, para que eles sejam operados eletronicamente de maneira precisa. Tais características são a linearidade do deslocamento gerado com relação à tensão externa de excitação aplicada e a resposta em frequência do APF, dentre outras (MARÇAL et al., 2007).

Os diversos métodos de detecção de fase utilizando análise espectral podem ser utilizados para esse fim. Porém, este trabalho dá ênfase ao método desenvolvido e apresentado por Pernick (1973), o qual não foi aplicado em estudos práticos naquela ocasião.

Como estratégia, pretende-se validar esse método testando um sensor óptico de tensão e um APF, ambos com características previamente conhecidas. A seguir, busca-se sua aplicação na caracterização de outro APF, com características ainda não investigadas.

1.3. Organização do Texto da Dissertação

A presente dissertação de mestrado é dividida em oito capítulos, incluindo este. No capítulo 2 são abordados os atuadores piezoelétricos. Nele são apresentados os conceitos de piezoeletricidade, as relações constitutivas das estruturas piezoelétricas, assim como os atuadores piezoelétricos flexensionais, os quais são utilizados neste trabalho.

No capítulo 3 é discutida a teoria sobre interferometria óptica, apresentando-se os interferômetros de Michelson e Mach-Zehnder, a análise do sinal fotodetectado e as dificuldades que se apresentam na fotodetecção devido ao fenômeno de desvanecimento.

O capítulo 4 apresenta alguns métodos clássicos de demodulação de fase óptica (J_1/J_3 , $J_1...J_4$ e $J_1...J_6$), realizando simulações dos mesmos e apresentando seu comportamento em situação ideal e na presença da tensão de ruído $1/f$.

No capítulo 5 é apresentado o método homódino auto-consistente, desenvolvido por (PERNICK, 1973), demonstrando seu funcionamento e analisando o comportamento do mesmo com simulações em condições ideais e na presença de ruído $1/f$. Além disso, apresenta-se a técnica de chaveamento do método, o que possibilita ampliar consideravelmente a faixa dinâmica de demodulação relativamente aos demais métodos espectrais.

O capítulo 6 apresenta um sensor óptico de tensão (SOT) baseado no efeito eletro-óptico, investigando-se as características do sistema. Também, resultados experimentais obtidos aplicando-se o método de Pernick são exibidos, utilizando um sistema modulador de intensidade óptica com célula Pockels para validação da aplicação do método.

No capítulo 7 são discutidos os resultados experimentais obtidos pelo método de Pernick para a caracterização de APF's. Para tanto, são utilizados dois atuadores

piezoelétricos flexensionais, projetados e implementados pelo grupo da EPUSP, os quais são caracterizados em termos de linearidade e de resposta em frequência.

Finalmente, no capítulo 8 registram-se as conclusões do trabalho e suas perspectivas para trabalhos posteriores.

Capítulo 2

ATUADORES PIEZOELÉTRICOS FLEXTENSIONAIS

Um material piezoelétrico possui a capacidade de converter energia elétrica em energia mecânica e vice-versa (BALLATO, 1995). São exemplos de materiais piezoelétricos os cristais de quartzo, o niobato de lítio, determinadas cerâmicas (como o titanato-zirconato de chumbo, titanato de bário, etc) e alguns polímeros (como o fluoreto de polivinilideno, o poliparaxileno, as poliamidas aromáticas, etc.).

Um atuador é um elemento que realiza um movimento respondendo a algum estímulo de comando. Tal ação pode ser a movimentação de um corpo, por exemplo, como ocorre nos atuadores eletromecânicos, pneumáticos ou hidráulicos.

Nesse contexto, os atuadores piezoelétricos surgem como sendo aqueles que produzem deslocamentos, em geral micrométricos, quando excitados por tensões de alimentação/comando relativamente baixas. Esses atuadores têm grande utilidade em vários campos de aplicação, que vão desde a engenharia mecânica até aplicações em medicina (LE LETTY et al., 2003, NIEZRECKI, 2001). Para tanto, devem ser projetados e desenvolvidos de forma sistemática, a fim de que desempenhem uma determinada função com grande precisão, atuando, por exemplo, em microscopia de varredura, injeção citoplasmática em células, manufaturas de chips eletrônicos, supressão de vibrações, etc.

Este capítulo é dedicado ao estudo desses atuadores, analisando a piezoeletricidade, o efeito piezoelétrico e os atuadores piezoelétricos flexensionais (APF's), que posteriormente serão utilizados em arranjos experimentais neste trabalho. Também será atentado para algumas noções sobre o projeto desses APF's, utilizando o método de otimização topológica.

2.1. Piezoeletricidade

Define-se piezoeletricidade (ou efeito piezoelétrico direto) como a capacidade que determinados materiais possuem de gerar uma polarização elétrica quando submetidos a uma deformação mecânica (BALLATO, 1995). Associada a essa polarização elétrica, o elemento envolvido desenvolverá um campo elétrico no seu interior e uma tensão elétrica poderá ser mensurada entre seus terminais. Inversamente a esse fenômeno (o qual estabelece o efeito piezoelétrico inverso), se o material for submetido a um campo elétrico externo, uma deformação mecânica será gerada e suas dimensões serão alteradas.

Com o desenvolvimento das pesquisas nessa área, evidenciam-se alguns materiais que possuem melhores respostas relativamente 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 (PIEZOELECTRIC, 2008).

O PZT, material regularmente utilizado em atuadores, inclusive naqueles que serão discutidos neste texto, não possui características piezoelétricas em seu estado natural. Trata-se de um material cerâmico isotrópico, que precisa ser submetido a um pré-processamento a fim de que seus domínios sejam alinhados. Com esse intuito, eleva-se a temperatura do material acima da sua temperatura Curie (entre 160° e 370° , dependendo da composição) e aplica-se um campo elétrico de uma ordem superior a 2000 V/mm à cerâmica PZT natural, 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 permanentemente polarizado (BALLATO, 1995).

2.2. Relações Constitutivas dos Materiais Piezoelétricos

Segundo a definição, os materiais piezoelétricos produzem uma polarização elétrica quando submetidos a uma deformação mecânica e, de forma inversa, podem gerar uma

deformação no material quando aplicado um campo elétrico. Neste trabalho será enfatizado o efeito piezoelétrico inverso, adequado à implementação de atuadores.

Quando deformações ocorrem num dado material, forças elásticas agem sobre sua estrutura na tentativa de restabelecer o equilíbrio e, assim, são estabelecidas relações entre o tensor tensão mecânica (T_{ij}) e o tensor deformação mecânica (S_{ij}), segundo a lei de Hooke (para um sistema de coordenadas retangular orientado arbitrariamente em relação ao material) (KINO, 1987)

$$T_{ij} = c_{ijkl} S_{kl} \quad (2.1)$$

e sua relação inversa

$$S_{ij} = s_{ijkl} T_{kl} \quad (2.2).$$

sendo c_{ijkl} a constante elástica de rigidez e s_{ijkl} a constante elástica de flexibilidade, para i, j, k, l iguais a 1, 2 e 3.

Simplificadamente, a deformação mecânica refere-se à razão entre a variação na dimensão de uma amostra e a sua dimensão inicial numa dada direção, enquanto a tensão mecânica está relacionada com a força aplicada num corpo por unidade de área sobre a qual a força atua. Já as constantes de rigidez e flexibilidade podem ser interpretadas aplicando-se uma dada força ao elemento e analisando-se o deslocamento resultante em uma determinada direção: se o deslocamento for pequeno, significa que a rigidez é grande; se o deslocamento for grande, significa que a flexibilidade é elevada.

Ambas as constantes (c_{ijkl} e s_{ijkl}) são tensores de 4ª ordem e possuem $3^4 = 81$ elementos, podendo ser escritas como uma matriz 9x9. Entretanto, considerando-se corpos elasticamente isotrópicos, é possível empregar a notação de índices reduzidos ($11 \rightarrow 1, 22 \rightarrow 2, 33 \rightarrow 3, 23 \rightarrow 4, 13 \rightarrow 5, 12 \rightarrow 6$), e diminuir a ordem da matriz para 6x6. Assim, utiliza-se $(ij) \rightarrow m$ e $(kl) \rightarrow n$, e o tensor c_{ijkl} , convertido em c_{mn} , é então escrito como (NYE, 1957):

$$[c_{mn}] = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{12} & c_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} \end{bmatrix}, \quad (2.3)$$

com o valor de c_{44} dado por $c_{44} = (c_{11} + c_{12})/2$. Uma representação similar é válida para o tensor s_{ijkl} . Ressalta-se, porém, que (2.1) e (2.2) não são suficientes para meios piezoelétricos.

De fato, as relações constitutivas piezelétricas relacionam as variáveis mecânicas T_{ij} e S_{ij} com as variáveis elétricas. Por esse motivo, deve-se levar em conta o campo elétrico (E) e o deslocamento elétrico (D) e, com isso, (2.1) e (2.2) não descrevem completamente as relações de deformação e tensão em um material piezelétrico. Objetivando, então, relacionar e manter a linearidade entre o campo elétrico aplicado e as deformações e tensões mecânicas correspondentes, expressam-se as relações constitutivas como (KINO, 1987):

$$T_{ij} = c_{ijkl}^D S_{kl} - h_{kij} D_k, \text{ para } i, j, k, l = 1, 2, 3 \quad (2.4)$$

ou sua relação inversa

$$S_{ij} = s_{ijkl}^E T_{kl} + d_{kij} E_k, \text{ para } i, j, k, l = 1, 2, 3 \quad (2.5)$$

sendo h_{kij} o tensor das constantes piezoelétricas campo elétrico/tensão mecânica e d_{kij} é o tensor das constantes piezoelétricas tensão mecânica/campo elétrico. Os sobrescritos ^D e ^E indicam que o deslocamento elétrico e campo elétrico devem estar sob condição constante ou nula, respectivamente. No caso da cerâmica PZT, a qual será utilizada neste trabalho, as componentes do tensor d_{kij} , fazendo-se $(ki) \rightarrow m$, serão (NYE, 1957):

$$[d_{kij}] = [d_{mj}] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (2.6)$$

De forma similar, para $h_{kij} \rightarrow h_{mj}$, obtém-se, para o PZT:

$$[h_{kij}] = [h_{mj}] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & h_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & h_{15} & 0 & 0 \\ h_{31} & h_{31} & h_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (2.7)$$

Como foi citado no item 2.1., a cerâmica PZT originalmente sintetizada é um material que sofre um tratamento preliminar com a finalidade de manter sua polarização. Nesse processo, sua estrutura multicristalina é alinhada e, assim, estabelece-se o eixo de polarização do material. Os eixos de referência do material seguem a convenção dos eixos geométricos

em coordenadas retangulares, ou seja, $x \rightarrow (1), y \rightarrow (2), z \rightarrow (3)$. Percebe-se que, adotando-se o eixo de polarização paralelo à direção (3), é possível obter (2.6).

No caso do PZT, os dados de fabricantes fornecem $d_{31} = -171$ pm/V e $d_{33} = 374$ pm/V (GAUTSCHI, 2005). Utilizando estes coeficientes de sinais opostos em (2.5), conclui-se que, quando a cerâmica se expande na direção (3), contrai-se nas direções (1) e (2), e vice-versa. De fato, aplicando-se $E_1 = E_2 = 0$ e $E_3 \neq 0$ em (2.5), na condição $T_{ij} = 0$, e, com o auxílio de (2.6), obtém-se $S_{11} = d_{31}E_3$, $S_{22} = d_{31}E_3$, $S_{33} = d_{33}E_3$ e $S_{12} = S_{13} = S_{23} = 0$.

Assim, na ausência de tensões mecânicas externas, quando se aplica um campo elétrico num material piezoelétrico, na sua direção de polarização, a estrutura multicristalina aumenta o alinhamento entre si, proporcionalmente à tensão aplicada e, conseqüentemente, haverá uma mudança nas dimensões da piezocerâmica. Essa mudança pode ser uma expansão na direção do campo elétrico, quando o campo elétrico e a polarização elétrica se apresentarem no mesmo sentido, ou, uma contração na direção do campo elétrico, quando o campo elétrico e a polarização elétrica se apresentarem em sentidos opostos. Essas duas situações encontram-se esquematizadas na figura 2.1.

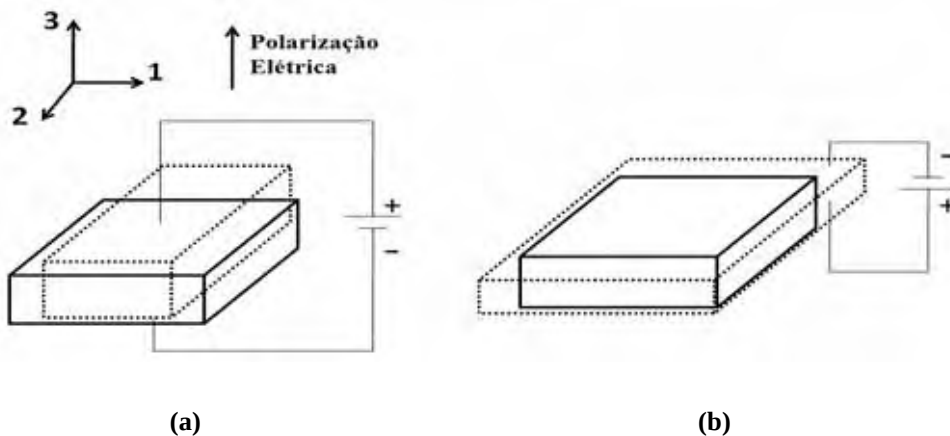


Figura 2.1. Piezocerâmica polarizada. (a) Campo e polarização elétrica no mesmo sentido. (b) Campo elétrico aplicado em sentido oposto ao da polarização.

2.3. Resposta em Frequência da Piezocerâmica

Quando se trabalha com cerâmicas piezoelétricas é importante determinar onde se apresentam as principais frequências de ressonâncias mecânicas. As frequências de

ressonância são aquelas nas quais o meio vibra com maiores amplitudes do que em outras frequências. No caso de elementos com geometria retangular, as ressonâncias ocorrem quando as frequências do sinal de excitação se encontram acomodando múltiplos inteiros de $\lambda_{ac}/2$ ao longo de alguma das suas dimensões, sendo λ_{ac} o comprimento de onda acústico (ROSENBAUM, 1988).

Para realizar uma avaliação experimental das frequências de ressonância de uma piezocerâmica, costuma-se fazer uso de um analisador de impedâncias vetorial. Realiza-se então, a aquisição de dados do comportamento da impedância elétrica, à medida que se varia a frequência de um sinal senoidal de excitação. É possível, posteriormente, inverter a impedância complexa no computador, para que os dados possam ser analisados em termos de admitância elétrica, uma vez que a curva de resposta em frequência em termos de admitância elétrica torna mais evidente as ressonâncias. As ressonâncias, mesmo as de baixa intensidade, ficam sensivelmente destacadas por grandes descontinuidades, particularmente no espectro de fases.

Exemplificando esse tipo de análise, observa-se na figura 2.2 a curva de resposta em frequência da admitância elétrica de entrada (módulo e fase) de uma piezocerâmica (a cerâmica PZT-5A, *American Piezoceramics*, 30 mm x 14 mm x 3 mm que será utilizada neste trabalho), bem como resultados obtidos por simulação por (NADER, 2002).

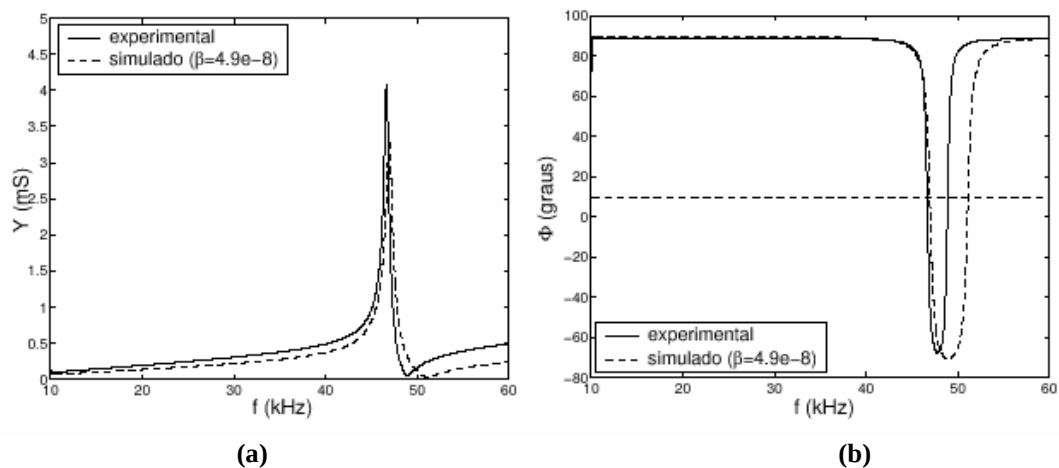


Figura 2.2. Curvas de admitância elétrica medidas com o analisador de impedâncias HP4191A (em linha cheia) e calculadas usando o software ANSYS (em linha tracejada). Apresentam-se os gráficos (a) magnitude em função da frequência e (b) fase em função da frequência (NADER, 2002).

Observando os gráficos na figura 2.2 percebem-se dois pontos em destaque, em 46 kHz e 48 kHz, que são os pontos de ressonância e antirressonância da piezocerâmica, respectivamente.

O comportamento eletromecânico da piezocerâmica retangular e de suas ressonâncias pode ser modelado analiticamente, todavia, isto não faz parte dos objetivos deste trabalho. Ao leitor interessado recomenda-se a referência (ROSENBAUM, 1988).

2.4. Atuadores Piezoelétricos Flexensionais

Um atuador piezoelétrico flexensional (APF) é uma estrutura composta, constituída por uma piezocerâmica que está conectada a uma estrutura flexível, geralmente metálica. Em algumas situações, pode ser utilizada uma pilha de piezocerâmicas ao invés de uma piezocerâmica isolada. Neste trabalho o destaque está na estrutura flexível, pois ela será responsável por converter modos de vibração, direcionar e amplificar os pequenos deslocamentos gerados pela cerâmica piezoelétrica (CARBONARI, 2003).

Na figura 2.3 observam-se dois exemplos clássicos de atuadores piezoelétricos flexensionais das primeira e segunda gerações, conhecidos como *moonie* e *cymbals* (XU et al., 1991, NEWNHAM et al, 1993, DOGAN; UCHINO; NEWNHAM, 1997).

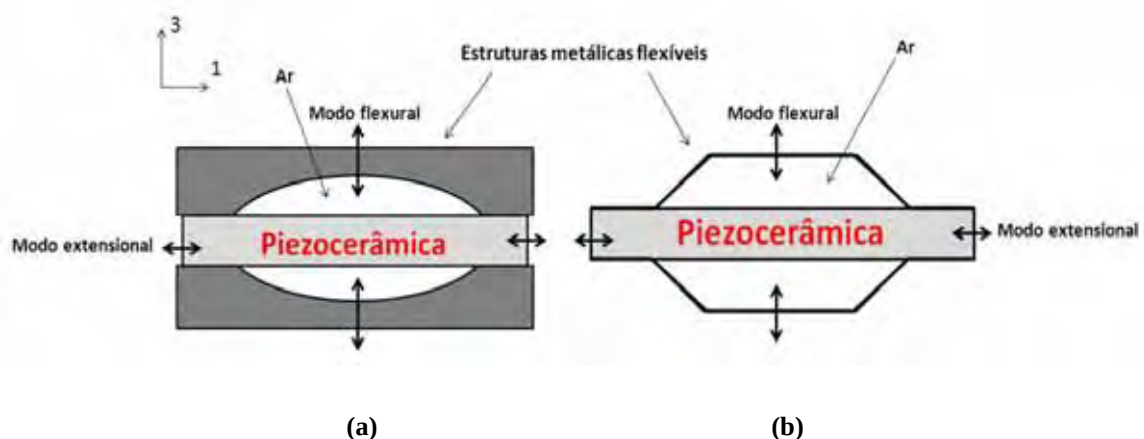


Figura 2.3. Atuadores piezoelétricos flexensionais (a) *moonie* (b) *cymbals*

Na figura 2.3 apresentam-se setas duplas, as quais indicam que as estruturas metálicas flexíveis amplificam e mudam a direção do deslocamento gerado pela piezocerâmica, convertendo o modo extensional em flexural. Daí a designação “flexensional”.

Os APF's possuem diversas aplicações, como microtesouras e micropinças acionadas por sinais elétricos e, também, para fins de micro ou nanoposicionamento (NIEZRECKI et al., 2001, LE LETTY et al., 2003, UCHINO, 1999). Porém, para que essas tarefas sejam executadas com precisão, exige-se um projeto detalhado dos dispositivos para que tenham uma geometria dedicada, capaz de gerar um deslocamento específico a cada função quando o APF for submetido a um sinal elétrico de controle. Para tanto, os projetos devem ser otimizados de modo a obter flexibilidade e rigidez necessárias para que se amplifique o deslocamento e se tenha a força desejada, respectivamente. Em geral, não existe solução analítica para a maioria dos APF's, tornando necessária a análise numérica computacional das estruturas.

Na realização de análises numéricas é possível a utilização de softwares de elementos finitos, como o ANSYS, que permite modelar um dispositivo levando em consideração as propriedades mecânicas da estrutura composta, bem como suas equações de movimento. Fornecendo-se os valores das constantes das relações constitutivas e as condições de contorno do problema, é possível realizar simulações em duas ou três dimensões.

Nesse sentido, o Grupo de Sensores e Atuadores da EPUSP, com o qual a FEIS-Unesp mantém cooperação, trabalha com o método denominado “otimização topológica de atuadores” e utiliza o software ANSYS em suas simulações. A descrição do método será apresentada de forma mais detalhada a seguir.

2.5. Projeto de APF's com Otimização Topológica

No método de otimização topológica busca-se a melhor topologia da estrutura seguindo um critério de custo, distribuindo o material num espaço determinado de forma a maximizar ou minimizar a função objetivo. Para isso, utiliza-se um algoritmo de otimização combinado ao método de elementos finitos (MEF), que, de forma iterativa e rápida, busca a

melhor distribuição do material, podendo variar entre as densidades de ar e do sólido metálico da estrutura flexível.

O projeto final busca obter uma estrutura que será acoplada a uma piezocerâmica e que seja suficientemente flexível para obter grandes deslocamentos de saída, e suficientemente rígido para produzir força generativa, numa direção específica (SILVA; KIKUCHI, 1999, SILVA; NISHIWAKI; KIKUSHI, 2000). Entretanto, estes são objetivos conflitantes, e assim o método de otimização topológica é efetivo na obtenção de intervalos (de material, entre sólido e ar) na estrutura, atingindo os resultados desejados e ainda levando a uma redução de material.

De forma geral, o procedimento de otimização topológica para a produção de um APF pode ser definido em alguns passos. A figura 2.4 ilustra todas as etapas durante o processo de otimização topológica.

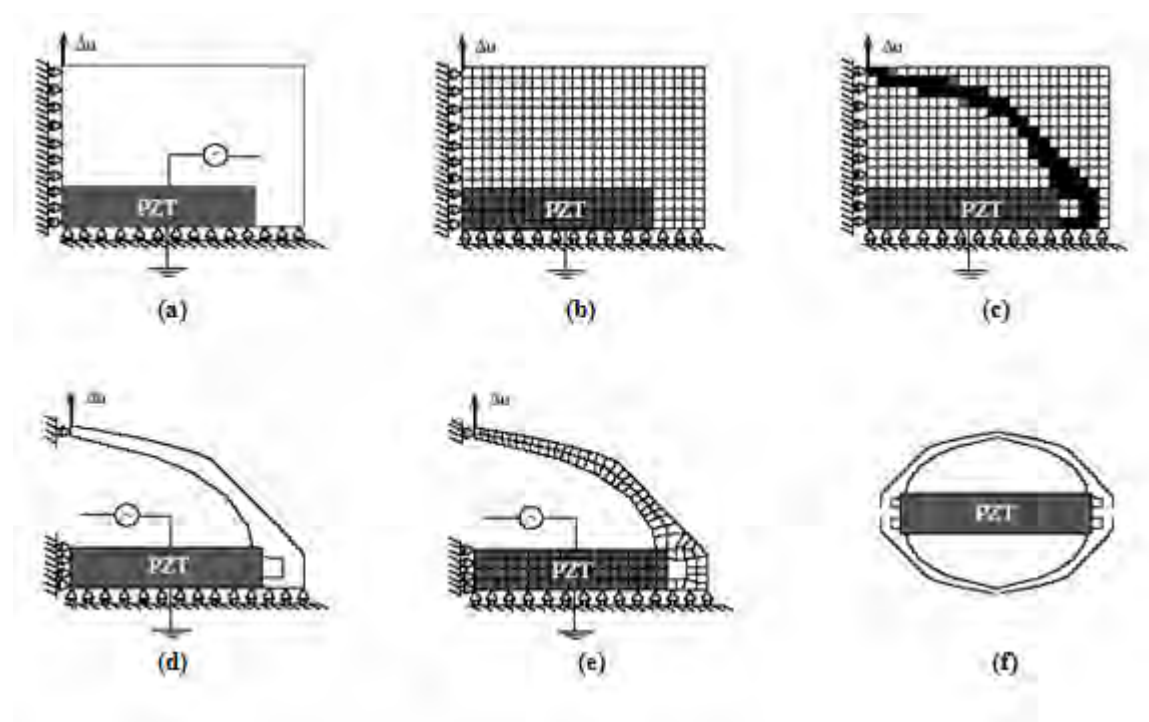


Figura 2.4. Processo de otimização topológica passo-a-passo (NADER, 2002): (a) determinação do domínio inicial, (b) domínio discretizado em elementos finitos, (c) otimização topológica, (d) interpretação, (e) verificação e (f) manufatura.

Primeiramente, é definido um domínio de projeto inicial, onde a estrutura poderá existir [figura 2.4(a)]. Nessa etapa, levam-se em consideração as condições de contorno, como pontos de aplicação de carga ou pontos onde há restrição de deslocamento. Em uma segunda

etapa [figura 2.4(b)], o domínio definido é discretizado em elementos finitos e todas as condições de contorno são aplicadas. Uma vez discretizado, tem-se os dados do domínio necessários à terceira etapa [2.4(c)], os quais são a entrada para o ANSYS em conjunto com o algoritmo de otimização topológica. Nesse algoritmo, em um processo iterativo, o material será adicionado ou removido em todo o domínio, buscando atender às especificações desejadas e gerar, como resultado final, uma topologia ótima, com a distribuição de material em um domínio de projeto. Esse resultado deve então ser interpretado [figura 2.4(d)], aplicando-se filtros para definir as áreas de cinza e estabelecer o controle da estrutura, verificado, de acordo com [figura 2.4(e)], a fim de avaliar se a resposta obtida atende às especificações do projeto, e, finalmente, produzido [figura 2.4(f)].

Na figura 2.5 são ilustradas duas diferentes estruturas, resultantes da técnica de otimização topológica e usando uma mesma piezocerâmica. Porém, a função objetivo no caso (a) estabelecia que o deslocamento fosse máximo no centro da estrutura metálica flexível, enquanto no caso (b) foi imposto que o deslocamento fosse máximo nas bordas. A designação dos APF's segue a utilizada em (SILVA et al., 2003), ou seja, f1a1025 e f2b0830, respectivamente.

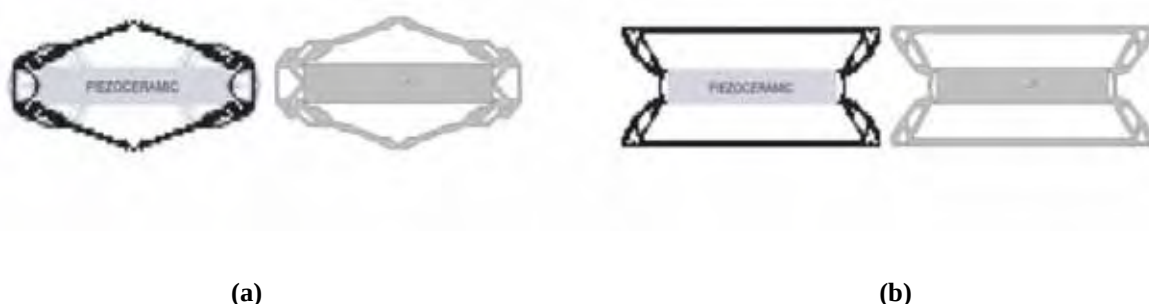


Figura 2.5. Resultados da otimização topológica. (a) Atuador f1a1025. (b) Atuador f2b0830. (SILVA et al., 2003).

A etapa de manufatura dos APF's envolve a deposição de eletrodos metálicos (cola prata) sobre as faces da piezocerâmica que são normais à direção de polarização (direção 3), e sua inserção na estrutura metálica flexível. O acoplamento da estrutura metálica à piezocerâmica normalmente é efetuado com resina epóxi. A estrutura de alumínio é usinada por eletro-erosão a fio, utilizando-se para isso uma máquina denominada *Electrical Discharge Machining* (NADER, 2002). Na figura 2.6 (a) e (b) são ilustradas as estruturas manufaturadas pelo Grupo de Sensores e Atuadores da EPUSP, correspondentes aos resultados de projeto mostrados nas figuras 2.5 (a) e (b), respectivamente.

Os APF's funcionam recebendo uma tensão de excitação em sua piezocerâmica, a qual sofre um deslocamento e tem uma velocidade de vibração. A estrutura metálica acoplada à piezocerâmica converte os modos de vibração e amplifica esses deslocamento e velocidade, tornando-os maiores em pontos estabelecidos pela função objetivo (NADER, 2002).

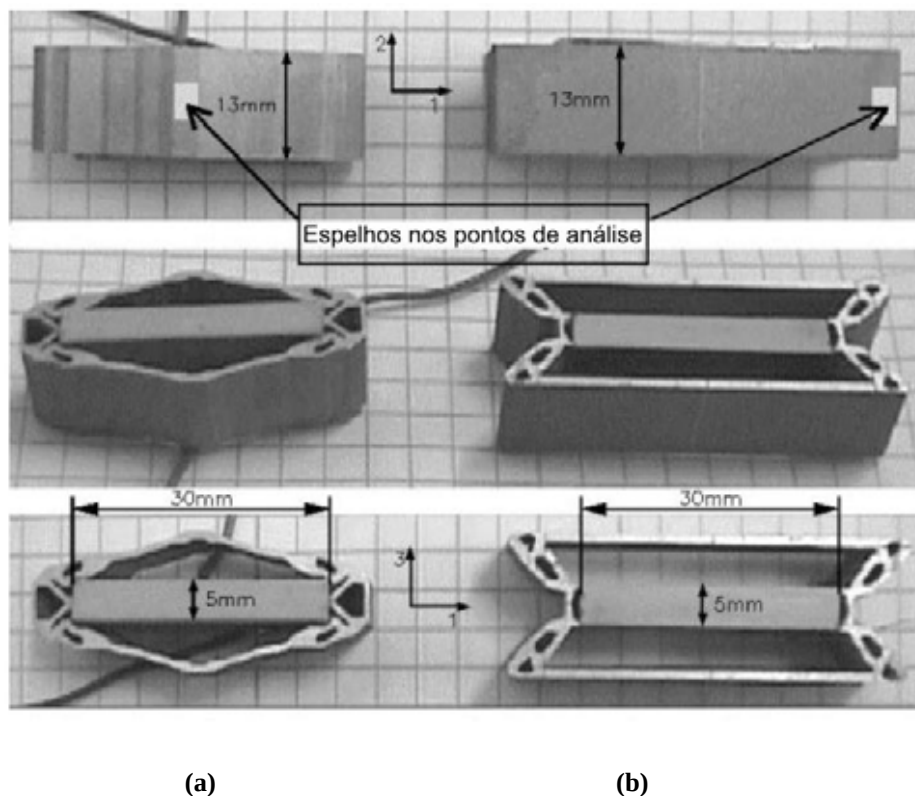


Figura 2.6. APF's com piezocerâmicas de 5 mm de espessura. (a) Atuador f1a1025. (b) Atuador f2b0830. (NADER, 2003).

2.6. Os Atuadores Piezoelétricos Flexensionais utilizados: APF's PFX-1 e PFX-2

Como discutido na seção anterior, o método de otimização topológica em conjunto com o método de elementos finitos vem sendo aplicado pelo Grupo de Sensores e Atuadores da EPUSP, resultando na manufatura de dezenas de diferentes protótipos (NADER, 2002, NADER, SILVA, ADAMOWSKI, 2001, SILVA et al., 2003). Dentre esses, duas estruturas metálicas inéditas de APF's foram cedidas à FEIS-Unesp para caracterização. Uma delas, designada f1b0820, encontra-se esquematizada na figura 2.7, e foi detalhadamente testada em

trabalhos anteriores na FEIS-Unesp (LEÃO, 2004, MARÇAL, 2008, MARÇAL et al., 2007, SAKAMOTO, 2006).

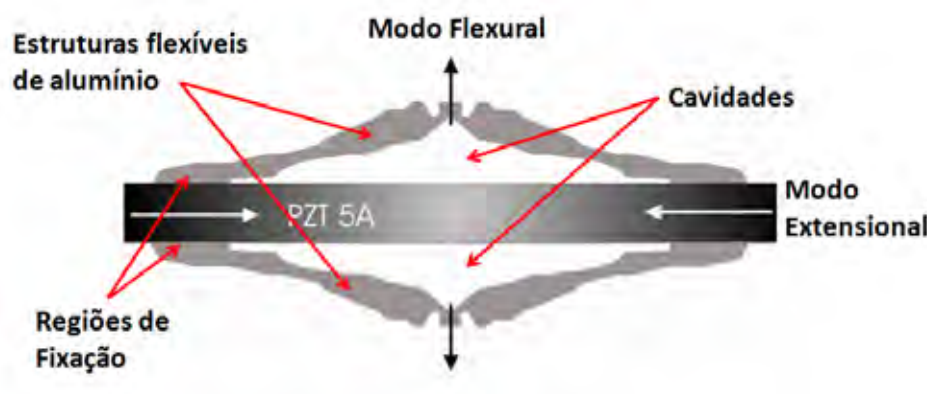


Figura 2.7. Esquema de um APF (f1b0830) com sua cerâmica PZT-5A já acoplada.

Ao contrário dos protótipos descritos nas seções anteriores, cujas estruturas flexíveis são fechadas nas extremidades, o APF mostrado na figura 2.7 é constituído por uma estrutura metálica bipartida, cada qual colada às faces superior e inferior da piezocerâmica e, portanto, aberta na extremidade. Neste caso, a transmissão de deslocamento da piezocerâmica para a estrutura flexível envolve dois mecanismos: uma tensão mecânica devido à expansão/contração da espessura da piezocerâmica (associada à constante piezoelétrica d_{33}), e uma tensão de cisalhamento devido à expansão/contração em modo extensional (associado à constante piezoelétrica d_{31}). No caso dos APF's com estrutura flexível em monobloco, fechada nas extremidades, não ocorre a transmissão de deslocamento por força de cisalhamento.

A presença da camada de resina epóxi entre a piezocerâmica e a estrutura flexível introduz um comportamento não linear na transmissão do deslocamento, principalmente no mecanismo de cisalhamento. Com isso, discrepâncias severas foram observadas entre as simulações com o ANSYS e os resultados experimentais, provavelmente devido a dificuldades em se modelar as propriedades da resina epóxi (MARÇAL et al., 2007). Isto justifica o uso da técnica interferométrica na caracterização de APF's.

Relativamente ao segundo APF cedido à FEIS-Unesp, cita-se que, embora o mesmo já tenha sido testado, identificando-se suas principais frequências de ressonância através de um sensor reflexivo em fibra óptica por (SAKAMOTO, 2006, SAKAMOTO et al., 2007), ainda

não foi caracterizado em termos de deslocamento em unidades absolutas. Trata-se de um APF com estrutura flexível em monobloco, fechado nas extremidades. Contudo, diferentemente dos demais protótipos manufaturados na EPUSP, este não recebeu qualquer designação (como o f1b0820). Por este motivo, e por simplicidade, o atuador f1b0820 será designado, neste trabalho, de atuador PFX-1, enquanto o outro será designado de atuador PFX-2.

Desse modo, o PFX-1 possui uma piezocerâmica PZT-5A em formato de paralelepípedo, com dimensões de 30 mm x 13 mm x 3 mm, nas direções 1, 2 e 3, respectivamente. A piezocerâmica está polarizada na direção 3 (ver figura 2.1).

Para testar um APF em um sistema interferométrico, se faz necessária a existência de uma superfície espelhada para que ocorra a reflexão do feixe de laser que incide sobre a peça. Assim, foi colado sobre a superfície do PFX-1 um pequeno espelho de 200 μm de espessura, visando solucionar a questão sem alterar as características mecânicas da estrutura (o espelho é muito mais flexível que o alumínio). A colagem foi efetuada empregando-se novamente resina epóxi. Dessa maneira, o protótipo pôde ser utilizado nos ensaios interferométricos que serão discutidos no capítulo 7.

Através da figura 2.8 é possível observar diversas vistas do PFX-1 manufaturado, evidenciando sua estrutura metálica bipartida, a piezocerâmica empregada, bem como o espelho colado à estrutura e os fios condutores que foram conectados para efetuar a excitação elétrica.

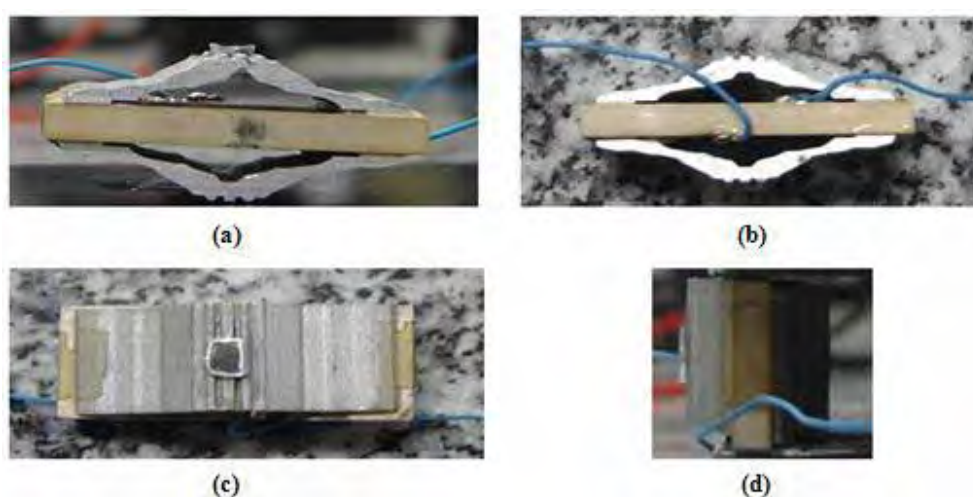


Figura 2.8. Vistas do PFX-1. (a) Vista lateral. (b) Vista lateral oposta. (c) Vista superior. (d) Outra vista lateral.

O segundo APF a ser utilizado, o PFX-2, é constituído por uma piezocerâmica PZT-5A, também em formato de paralelepípedo e polarizada na direção 3. As dimensões, porém, são de 30 mm x 14 mm x 1 mm, nas direções 1, 2 e 3, respectivamente.

Na figura 2.9 é possível observar o PFX-2 em suas diversas vistas, exibindo assim sua piezocerâmica acoplada, o espelho colado em sua superfície, bem como sua estrutura flexível monobloco (diferentemente do PFX-1).

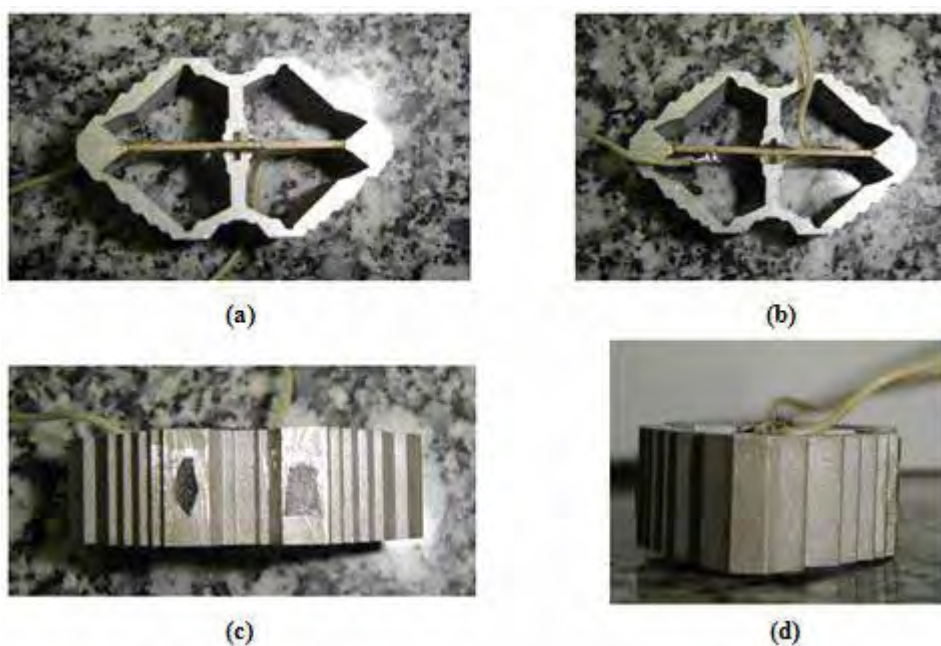


Figura 2.9. Vistas do APF PFX-2. (a) Vista lateral. (b) Vista lateral oposta. (c) Vista superior. (d) Outra vista lateral.

Assim como no atuador PFX-1, faz-se necessária a colagem de um espelho de 200 μm de espessura na superfície do PFX-2, possibilitando a utilização do mesmo no sistema interferométrico.

Por fim, é importante destacar a maneira como os dois APF's foram fixados no suporte de sustentação mecânica do sistema interferométrico. Foi utilizado para essa tarefa um suporte com três pontos de fixação, sendo um parafuso em cima e outros dois embaixo, de tal forma a não alterar os deslocamentos que serão transferidos à estrutura flexível (nas direções 1 e 3). A figura 2.10 ilustra esquematicamente essa situação. As fotografias mostrando como os dois atuadores, PFX-1 e PFX-2, são fixados no suporte encontram-se nas figuras 2.11 e 2.12, respectivamente.

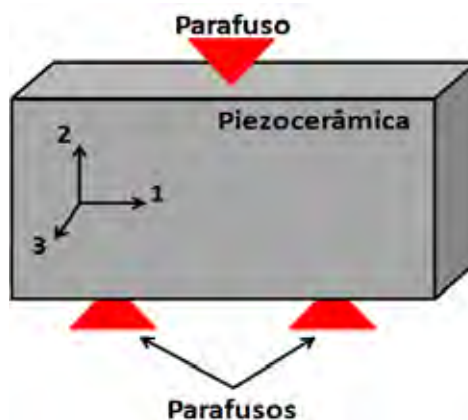


Figura 2.10. Esquema do modo de fixação do atuador ao suporte

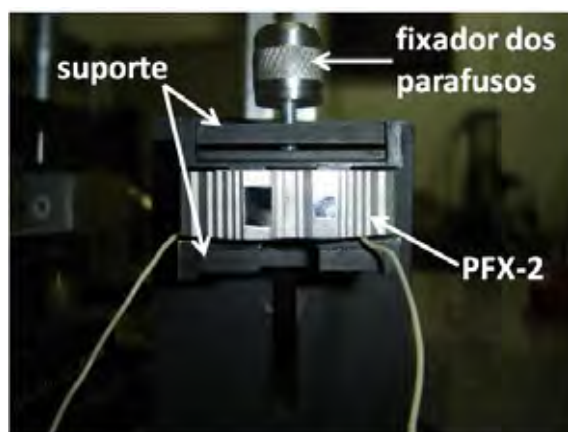


(a)

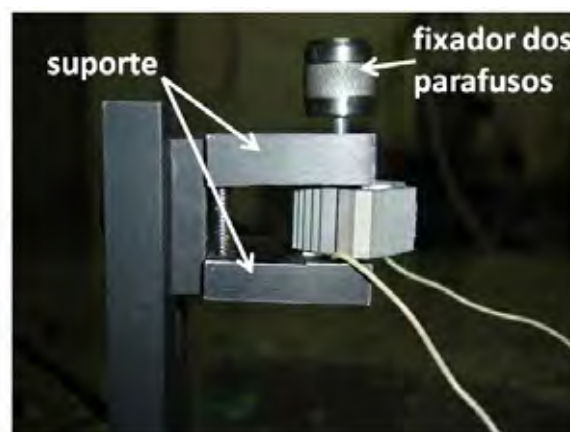


(b)

Figura 2.11. Fotografia do modo de fixação do PFX-1.(a)Vista frontal. (b)Vista lateral.



(a)



(b)

Figura 2.12. Fotografia do modo de fixação do PFX-2.(a)Vista frontal. (b)Vista lateral.

Nos próximos capítulos serão discutidas técnicas interferométricas para medição de deslocamentos dos APF's em unidades absolutas, bem como os principais métodos de demodulação de fase óptica baseadas na análise do espectro do sinal fotodetectado.

Capítulo 3

FUNDAMENTOS DA INTERFEROMETRIA ÓPTICA

Quando dois ou mais raios de luz são superpostos, a distribuição de intensidade óptica resultante, em geral, não corresponde à simples soma das intensidades individuais. Assim, se a luz de uma fonte for dividida em dois feixes que, a seguir, são superpostos, a intensidade na região de superposição varia de ponto para ponto, entre máximos que correspondem à soma das intensidades, e mínimos que podem ser nulos. Este fenômeno é denominado de interferência (BORN; WOLF, 1980) e a distribuição de intensidade óptica resultante dá origem às conhecidas franjas de interferência.

Instrumentos ópticos baseados na análise das franjas de interferência são denominados de interferômetros. Se algum estímulo ou perturbação for aplicado a um dos feixes do interferômetro, enquanto o outro permanece isento dessas influências, ocorre um deslocamento das franjas, o qual pode ser medido e associado a variações de fase óptica entre os feixes. Os interferômetros podem ser aplicados como sensores baseados na variação relativa da fase óptica entre seus feixes. Ao contrário de outros sensores ópticos, baseados na amplitude de luz, os sensores de fase apresentam como vantagem uma sensibilidade insuperável na detecção de grandezas físicas (DANDRIDGE, 1990).

Num interferômetro, é possível medir-se a variação de fase induzida existente entre seus ramos, convertendo-a em variação de intensidade óptica, conforme será deduzido neste capítulo.

Nos dias de hoje, a interferometria apresenta diversas aplicações nas medições de grandezas como vibração e deslocamento, em sistemas de alta sensibilidade, podendo se apresentar em diversas configurações, tais como Michelson e Mach-Zehnder.

Também, os feixes de luz no interferômetro podem apresentar a mesma frequência (interferômetro homódino) ou possuir frequências distintas (interferômetro heteródino) (GIALLORENZI et al., 1982).

Entretanto, por se tratar de um sistema de alta sensibilidade, o sistema interferométrico sofre com as variações de condições do meio ambiente, tais como ruídos mecânicos e variações de temperatura, que ocasionam uma variação aleatória de fase óptica, a qual prejudica sensivelmente a qualidade do sinal que é fotodetectado. Esse efeito pode ser minimizado buscando-se condicionar adequadamente o meio ambiente ou fazendo uso de algum método de estabilização utilizando realimentação ativa, que não é uma solução trivial.

Os conceitos e definições básicos de interferometria óptica serão abordados neste capítulo, bem como alguns importantes arranjos interferométricos.

3.1. 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 semi-espelho) e, a partir daí, obtém-se dois feixes que seguirão caminhos distintos. Esse arranjo pode ser observado na figura 3.1, o qual está sendo utilizado para medir microvibrações numa peça sob teste.

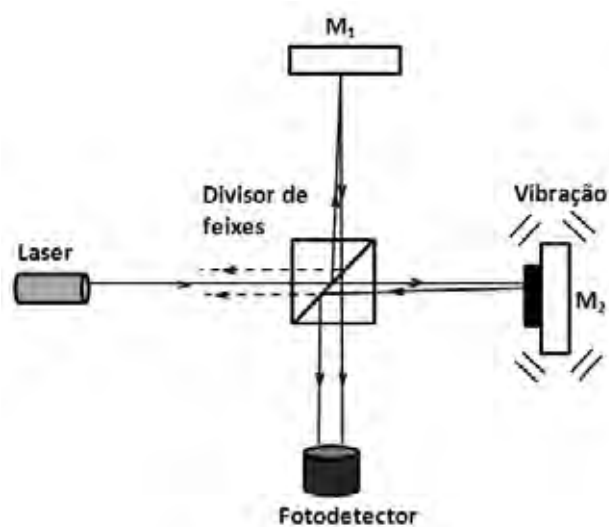


Figura 3.1. Interferômetro de Michelson homódino e divisor de feixes analisado em detalhe.

Observa-se pela figura que o feixe óptico gerado pelo laser é dividido em duas frentes de onda pelo divisor de feixes. O feixe transmitido incide sobre um pequeno espelho colado ao dispositivo sob teste (por exemplo, um atuador piezelétrico flextensional) denominado M_2 , enquanto o feixe refletido incide sobre um espelho fixo, denominado M_1 . Ao feixe que é refletido pelo divisor de feixes denomina-se ramo de referência do interferômetro. Ao outro feixe, que incide sobre a peça sob teste, denomina-se ramo sensor. Nesse segundo ramo, o dispositivo testado sofrerá uma excitação mecânica e o espelho colado a ele estará se movimentando. Conseqüentemente, haverá uma variação no caminho óptico do ramo sensor, resultando numa variação de fase. Por esse motivo o feixe sofrerá uma modulação de fase induzida pelo deslocamento vibratório da peça sob teste.

Ambos os feixes, após serem refletidos por seus respectivos espelhos, retornam ao divisor de feixes, sendo superpostos e dirigidos a um anteparo para observação da formação de franjas de interferência (com o auxílio de uma lente expansora) ou a um fotodetector que, em resposta a essa formação de franjas e sua movimentação, irá gerar uma corrente/tensão elétrica proporcional à intensidade óptica incidente. Esse sinal adquirido pelo fotodetector poderá ser mensurado com o auxílio de um osciloscópio, e seus dados poderão ser adquiridos e utilizados posteriormente em algum processamento computacional. O desenvolvimento matemático, mostrando a relação entre o sinal fotodetectado e a diferença de fase óptica entre os ramos do interferômetro, será apresentado na seção 3.3.

3.2. Interferômetro de Mach-Zehnder

Um outro arranjo de grande utilização em interferometria óptica é o de Mach-Zehnder, proposto por L. Zehnder e L. Mach nos anos de 1890 (BORN; WOLF, 1980). Uma versão dessa configuração pode ser vista na figura 3.2.

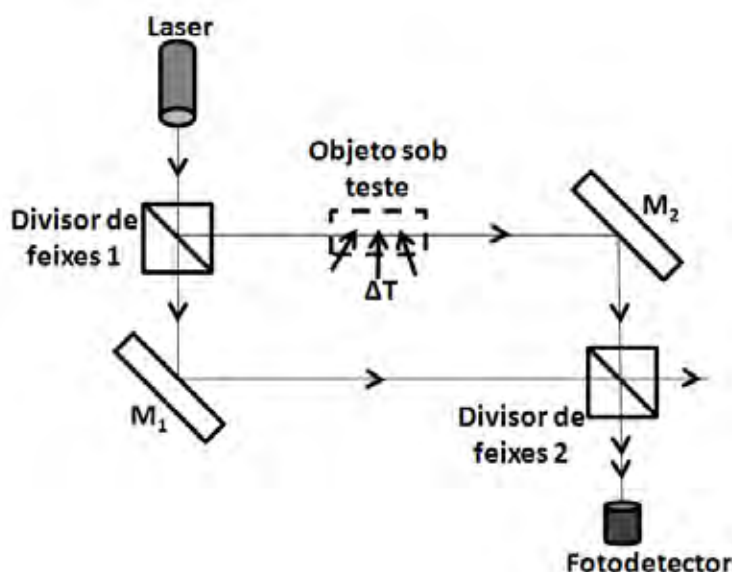


Figura 3.2. Interferômetro de Mach-Zehnder homódino.

Na configuração de Mach-Zehnder, o feixe de laser original passa por um divisor de feixes 1, gerando então duas frentes de onda. Assim como no interferômetro de Michelson, ao atravessar o divisor de feixes 1, o feixe num dos ramos, denominado de ramo de referência, segue na mesma direção do feixe de laser original, enquanto que o feixe que sofreu reflexão segue pelo outro ramo, denominado ramo sensor, numa direção perpendicular ao feixe de laser incidente.

Esses dois ramos seguirão caminhos distintos e serão refletidos por espelhos (M_1 e M_2 , respectivamente) de modo a se recombinarem no divisor de feixes 2. Assim, o feixe recombinado poderá ser expandido e projetado sobre um anteparo, ou então sobre a área de detecção de um fotodiodo, onde o sinal poderá ser analisado no osciloscópio ou processado em um computador.

Vale lembrar que o feixe óptico no ramo sensor tem sua fase modulada por um deslocamento de fase induzido pela grandeza que se deseja medir. Assim, por exemplo, pode-se medir variações de temperatura (ΔT) num corpo transparente inserido no trajeto do ramo sensor do interferômetro. Ao variar a temperatura do corpo, altera-se o seu índice de refração e, conseqüentemente, o seu caminho óptico. Este, por sua vez, causa uma variação na fase óptica, que pode ser detectada e associada a ΔT . Sua resolução pode chegar a $\Delta T = 10^{-8}^\circ\text{C}$ (GIALLORENZI et al., 1982).

3.3. A Intensidade Óptica do Sinal Fotodetectado

Conforme anunciado na seção 3.1 desta dissertação, um fotodetector é o dispositivo usado na conversão de luz em sinal elétrico. Especificamente, um fotodetector de lei quadrática é um dispositivo que gera uma corrente/tensão elétrica diretamente proporcional à intensidade óptica incidente, no caso, a intensidade óptica na saída do sistema interferométrico. A constante de proporcionalidade corresponde à responsividade do fotodetector (KEISER, 1991).

Mediante algumas hipóteses simplificadoras, o sistema interferométrico pode ser modelado analiticamente, obtendo-se, assim, a expressão da intensidade óptica de saída ou a corrente/tensão elétrica fotodetectada. Para isso, considera-se um arranjo de Michelson como o mostrado na figura 3.1, sendo (X, Y) as coordenadas do plano de observação das franjas de interferência. Fixando-se um fotodetector de área sensora quase-pontual na posição $(0,0)$ do plano de observação, o sinal elétrico de saída do fotodetector levará em consideração apenas a dependência temporal dos campos elétricos associados aos feixes ópticos, ou seja, a dependência espacial (X,Y) , referente à distribuição de intensidade óptica no plano de observação (o padrão de franjas), passa a ser irrelevante. Como a área sensora é muito pequena, também será irrelevante a dependência transversal dos campos elétricos dos dois feixes, e, com isso, uma aproximação de onda plana uniforme pode ser aplicada.

Considerando-se que o interferômetro em questão é homódino (não existe deslocamento de frequências entre os feixes) e que os dois ramos são originados da mesma fonte laser, ao passar por um divisor de feixes neutro, pode-se afirmar que as polarizações dos ramos são idênticas. Desse modo, é possível desconsiderar-se a natureza vetorial desses campos e realizar uma análise de campo escalar, utilizando a notação fasorial.

Finalmente, admite-se que o laser possua um elevado grau de coerência temporal/espacial, de maneira que possa ser modelado como uma fonte de luz monocromática e com dependência temporal harmônica.

Assim, analisando-se esse arranjo interferométrico, associa-se a cada um dos ramos (referência e sensor) campos elétricos com amplitudes E_{01} e E_{02} , respectivamente. Portanto,

têm-se os campos elétricos dos ramos de referência ($E_R(t)$) e do ramo sensor ($E_S(t)$) em notação de fasor instantâneo:

$$E_R(t) = E_{01}e^{j(\omega t)}, \quad (3.1 - a)$$

$$E_S(t) = E_{02}e^{j(\omega t + \Phi(t))}, \quad (3.1 - b)$$

sendo ω a frequência óptica e $\Phi(t)$ a diferença de fase total entre os dois feixes.

Realizando-se a soma de (3.1-a) e (3.1-b) tem-se o campo elétrico total (E_T) na saída do interferômetro:

$$E_T = E_{01}e^{j(\omega t)} + E_{02}e^{j(\omega t + \Phi(t))}. \quad (3.2)$$

Porém, o sinal de saída do interferômetro é dado através da intensidade óptica, ou irradiância (I), que é proporcional ao valor médio do vetor de *Poynting* (BORN; WOLF, 1980). Desse modo, ele pode ser escrito conforme a relação:

$$I(t) = \frac{E_T \cdot E_T^*}{2}, \quad (3.3)$$

sendo a relação $E_T \cdot E_T^*$, o produto entre o campo total e seu complexo conjugado.

Relacionando-se agora (3.2) e (3.3), pode-se obter a intensidade óptica, de modo que seja:

$$I(t) = \frac{|E_{01}|^2 + |E_{02}|^2 + E_{01} \cdot E_{02}e^{j\Phi(t)} + E_{01} \cdot E_{02}e^{-j\Phi(t)}}{2}. \quad (3.4)$$

Como se percebe, a frequência ω (da ordem de 10^{14} rad/s) foi suprimida em $I(t)$. Isto ocorre devido à natureza passa-baixa de um fotodetector prático, que não consegue responder a frequências tão elevadas.

É possível reescrever (3.4) de maneira que se tenha:

$$I(t) = \frac{1}{2} [E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01} \cdot E_{02} \cos(\Phi(t))]. \quad (3.5)$$

Observando (3.5) vê-se que é composta por três parcelas, sendo as duas primeiras referentes às intensidades ópticas das fontes individualmente. À soma desses dois termos constantes dá-se o nome de intensidade de polarização ou *bias*. A terceira parcela é um termo de interferência, dado pelo produto dos campos, sendo este senoidal, também conhecido como

produto cruzado, e está associado ao movimento da figura de franjas quando a fase relativa $\Phi(t)$ varia.

Agora, colocando em evidência os termos de *bias* em (3.5) tem-se:

$$I(t) = \frac{E_{01}^2 + E_{02}^2}{2} \left[1 + \frac{2E_{01}E_{02}}{E_{01}^2 + E_{02}^2} \cos(\Phi(t)) \right]. \quad (3.6)$$

Porém, ainda deve-se considerar que a intensidade óptica dos ramos de referência e sensor podem ser obtidas por $I_R = \frac{E_{01}^2}{2}$ e $I_S = \frac{E_{02}^2}{2}$. Além disso, será definido um termo conhecido como visibilidade das franjas de interferência (v) que, a grosso modo, será um indicativo do contraste entre máximos e mínimos de $I(t)$. Matematicamente, a visibilidade corresponde à razão entre a média geométrica e a média aritmética das intensidades ópticas individuais e, portanto, pode ser expressa por

$$v = \frac{2E_{01}E_{02}}{E_{01}^2 + E_{02}^2} = \frac{\sqrt{I_R I_S}}{\frac{I_R + I_S}{2}}. \quad (3.7)$$

Desse modo, pode-se reescrever (3.6) da seguinte forma:

$$I(t) = \frac{I_R + I_S}{2} [1 + v \cos \Phi(t)]. \quad (3.8)$$

O valor da visibilidade (v) pode variar entre nulo (quando $I_S \ll I_R$, ou vice-versa) e unitário (quando $I_S = I_R$), sendo o valor unitário uma situação onde ocorrem grandes variações de amplitude e, portanto, constitui uma situação mais fácil de ser detectada e demodulada. Quando a visibilidade é unitária, é porque as intensidades ópticas individuais (I_R e I_S) são iguais. Assim, considerando-se que o divisor de feixes do sistema tenha uma razão 50:50, é possível afirmar que as potências ópticas em cada ramo do interferômetro sejam iguais, tal que $E_{01} = E_{02} = E_0/\sqrt{2}$. Também ocorre o fato de que $I_0 = E_0^2/2$, sendo I_0 a intensidade óptica do laser. Nesta condição, a intensidade óptica de saída para um interferômetro de Michelson (3.8) torna-se igual a:

$$I(t) = \frac{I_0}{2} [1 + v \cos(\Phi(t))]. \quad (3.9)$$

onde $v=1$.

Em termos mais rigorosos, na prática a visibilidade v em (3.9) também depende do grau de coerência da fonte óptica utilizada no interferômetro (DAKIN; CULSHAW, 1988, DEFERRARI; DARBY; ANDREWS, 1967). Entretanto, como o comprimento de coerência de um laser de Hélio-Neônio, do tipo usado neste trabalho, é muito grande, esta dependência não será aqui considerada. Finalmente, v depende do grau de alinhamento (paralelismo e superposição) entre os feixes na saída do interferômetro. Assim, o caso ideal em (3.9), no qual se considera $v=1$, na prática, não é exatamente possível de ser estabelecido. Porém, consegue-se obter valores muito próximos ao unitário dependendo dos ajustes de alinhamento que são efetuados no arranjo interferométrico. Em todo caso, v permanecerá sendo usada em (3.9).

De forma similar, no caso do interferômetro Mach-Zehnder da figura 3.2, os feixes que se interferem geram um padrão de interferência com formação de franjas sobre um anteparo, devido à diferença de fase $\Phi(t)$ entre os ramos. Assim, através de um desenvolvimento matemático análogo, o resultado obtido em (3.9) também pode ser considerado válido para o arranjo interferométrico de Mach Zehnder.

Deve ser destacado que $\Phi(t)$ é a diferença total de fase entre os dois feixes do interferômetro, e que a mesma pode ser composta pela soma da variação de fase relativa induzida entre os braços do interferômetro ($\Delta\phi(t)$) e da diferença de fase estática entre os braços (ϕ_0). Ou seja,

$$\Phi(t) = \Delta\phi(t) + \phi_0 \quad (3.10)$$

onde $\Delta\phi(t)$ é o sinal de interesse e corresponde a um desvio de fase variável no tempo, induzido pelo estímulo/grandeza física que se deseja medir, enquanto que ϕ_0 é devido aos diferentes comprimentos dos braços do interferômetro, na ausência de sinal. De forma geral

$$\phi_0 = \frac{2\pi}{\lambda} n_s l_s \quad (3.11)$$

sendo λ o comprimento de onda da radiação da fonte óptica, n_s é o índice de refração do meio onde os feixes se propagam (em geral, $n_s=1$ para o ar) e l_s é a diferença total entre os comprimentos dos braços do interferômetro.

Utilizando novamente o arranjo da figura 3.1, considerando que a grandeza física possa causar uma variação relativa no índice de refração (Δn_s) e no comprimento (Δl_s)

quando atua sobre o ramo sensor do interferômetro, tem-se uma variação de fase óptica no feixe de sinal igual a (MARÇAL, 2008):

$$\Delta\phi(t) = \frac{2\pi}{\lambda} [l_s \Delta n_s(t) + n_s \Delta l_s(t)] \chi, \quad (3.12)$$

sendo χ um fator de sensibilidade, que para o interferômetro de Michelson é dado por $\chi = 2$, uma vez que os feixes de laser passam duas vezes pelos ramos do arranjo, dobrando a sensibilidade.

Assim, se esse arranjo estiver usando o ar como meio de propagação, ou seja $n_s=1$, e, considerando que não haja variação de índice de refração, é possível reescrever (3.12) para um interferômetro de Michelson como:

$$\Delta\phi(t) = \frac{2\pi}{\lambda} [\Delta l_s(t)] 2 \quad (3.13)$$

Portanto, desejando-se calcular o deslocamento do espelho M_2 (o qual está fixado à peça que se deseja analisar), basta isolar o termo Δl_s em (3.13), obtendo-se:

$$\Delta l_s(t) = \frac{\lambda}{4\pi} \Delta\phi(t) \quad (3.14)$$

Em princípio, $\Delta\phi(t)$ pode ser uma função que varia arbitrariamente no tempo, contudo, no caso de caracterização de sistemas lineares (como o atuador piezoelétrico), costuma-se utilizar uma excitação que varia senoidalmente no tempo, dada por:

$$\Delta\phi(t) = x \sin \omega_s t, \quad (3.15)$$

sendo x o índice de modulação de fase, dado em radianos, e ω_s a frequência de modulação.

Neste texto, a relação entre a intensidade óptica de saída do interferômetro de Michelson (3.9) e a tensão elétrica detectada se dá por meio de uma constante de proporcionalidade, a qual será chamada de A , e que é dependente da intensidade da fonte óptica e da responsividade do fotodetector. Assim, é possível obter a tensão elétrica fotodetectada como:

$$v(t) = \frac{A}{2} [1 + v \cos[\Delta\phi(t) + \phi_0]]. \quad (3.16)$$

Neste texto, a intensidade óptica $I(t)$, dada em (3.9), ou a tensão fotodetectada $v(t)$, em (3.16), serão tratadas indistintamente, sendo referidas simplesmente como sinal fotodetectado.

Ambos os interferômetros abordados até agora, Michelson e Mach-Zehnder, dependem de ajustes mecânicos dos componentes ópticos, que são realizados em laboratório, proporcionando assim alinhamentos eficientes. Com isso garante-se um melhor padrão de franjas de interferência (grande contraste) e um melhor sinal fotodetectado (grande relação sinal-ruído) para análise.

No desenvolvimento do estudo teórico aqui desenvolvido, considerou-se que os sistemas interferométricos possuíam um alinhamento ideal. Num tal caso, os feixes de laser retro refletidos pelo divisor de feixes inevitavelmente retornam diretamente à sua fonte óptica (ver figura 3.1). Na prática, isso pode causar flutuações na intensidade da fonte óptica e instabilidade do sistema, o que não é desejado. Assim, com o objetivo de se evitar tais problemas, opera-se com o sistema óptico ligeiramente desalinhado, o que não altera a formulação desenvolvida, pois não prejudica a qualidade de formação de franjas e sua visibilidade.

Outra dificuldade enfrentada em medições realizadas utilizando arranjos interferométricos origina-se dos fatores ambientais externos. Problemas tais como variações térmicas, turbulências de ar ou vibrações mecânicas de baixa frequência captadas do ambiente circunvizinho podem perturbar o sistema e resultar em uma variação na diferença estática de caminhos ópticos, provocando uma variação do valor de ϕ_0 no tempo, prejudicando o sinal a ser fotodetectado. A esse fenômeno dá-se o nome de desvanecimento, que é o efeito provocado por variações aleatórias em ϕ_0 sobre o sinal fotodetectado $I(t)$. Como a variação dessa fase em geral é variável lentamente no tempo, ela passa a ser tratada por $\phi_0(t)$, uma fase quase-estática. Esse problema, sua repercussão e maneiras de superá-lo serão abordadas a seguir.

3.4. Efeito do Desvanecimento – Variação Aleatória de $\phi_0(t)$

O desvanecimento é prejudicial ao arranjo interferométrico pois não permite que o interferômetro tenha uma calibração e um funcionamento adequados, provocando movimentos involuntários das franjas de interferência mesmo na ausência de sinal externo aplicado, o que resultará em uma intensidade óptica de saída não confiável.

Considerando a variação de fase total na saída de um interferômetro (3.10) como $\Phi(t) = \phi_0(t) + \Delta\phi(t)$, é evidente perceber que variações em $\phi_0(t)$ afetam a variação de fase total. Assim sendo, a variação de fase total $\Phi(t)$ considerada na intensidade óptica de saída $I(t)$ em (3.9), deve-se à variação de fase $\Delta\phi(t)$ induzida entre os ramos sensor e de referência (que é desejada e precisa ser mensurada), superposta a uma variação de fase que causa desvanecimento ($\phi_0(t)$).

Para auxiliar na compreensão sobre o fenômeno, apresenta-se a curva de transferência da intensidade óptica na figura 3.3, ou seja, o gráfico de $I(t)$ dado em (3.9) normalizado em termos de I_0 , para Φ variando entre 0 e $5\pi/2$ rad, neste exemplo. Sob o regime de pequenos sinais, o ponto de polarização (*bias*) ideal para se operar o interferômetro é $\phi_0 = n\pi/2$ rad (sendo n um número inteiro e ímpar), em torno do qual a curva de transferência se mostra mais linear (como o sinal excursionando em torno do ponto quiescente Q_1 na figura 3.3). Então, no caso particular de operação sob baixo índice de modulação, isto é, $x \ll \pi/2$ rad, onde x foi definido em (3.15), e com $\phi_0 = \pi/2$ rad, (3.9) torna-se (para $v = 1$):

$$\begin{aligned} \frac{I(t)}{I_0} &= \frac{1}{2} [1 + \cos(x \sin \omega_s t + \pi/2)] \\ &= \frac{1}{2} \{1 + [\cos(\pi/2) \cos(x \sin \omega_s t) - \sin(\pi/2) \sin(x \sin \omega_s t)]\} \\ &= \frac{1}{2} [1 - \sin(x \sin \omega_s t)] \end{aligned} \quad (3.17)$$

Como $x \ll \pi/2$ rad, é possível utilizar a aproximação de $\sin(x) \cong x$ e, portanto, (3.17) pode ser escrito como:

$$\frac{I(t)}{I_0} = \frac{1}{2} [1 - x \sin \omega_s t], \quad (3.18)$$

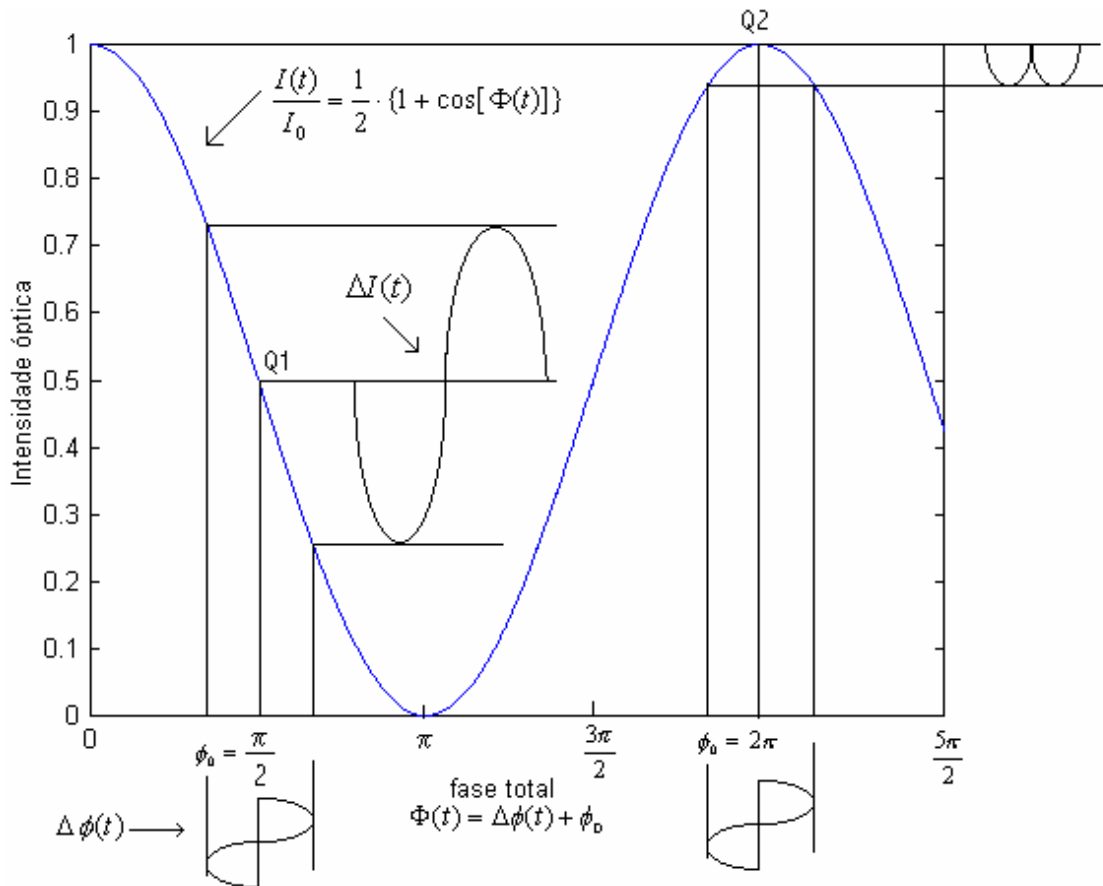


Figura 3.3. Curva de transferência óptica de um interferômetro de Michelson (Leão, 2004).

Nesta situação, a parcela *a.c.* de $I(t)/I_0$, denominada $\Delta I(t) = -\frac{1}{2}x \sin \omega_s t$, é uma réplica fiel (a menos do fator $-1/2$) de $\Delta\phi(t)$ dada por (3.15). Este resultado pode ser estendido para sinais $\Delta\phi(t)$ arbitrários, cujos valores de pico sejam reduzidos relativamente à $\pi/2$ rad.

Porém, devido às variações ambientais, o valor de $\Delta\phi(t)$ excursiona sobre a curva de transferência, podendo, assim, apresentar resultados inadequados ou espúrios. Isto pode ser observado, por exemplo, quando o ponto quiescente se desloca de Q₁ para Q₂ na figura 3.3, no qual o sinal de saída não é mais uma réplica fiel do sinal de entrada.

Para se ter uma estimativa da influência de $\phi_0(t)$ sobre o sinal detectado, cita-se que medições de grande sensibilidade de interferômetros demandam variações de fase induzida, $\Delta\phi(t)$, da ordem de 10^{-3} rad. Contudo, se uma trepidação ambiental externa causar uma vibração entre espelhos, que resulte numa variação relativa entre os braços do interferômetro de apenas $\Delta l_s = 1 \mu\text{m}$, (3.11) revela que ϕ_0 varia de

$$\begin{aligned}
\Delta\phi_0 &= \frac{2\pi}{\lambda} n_s \Delta l_s \\
&= \frac{2\pi}{10^{-6}} \cdot 1 \cdot 10^{-6} = 2\pi \text{ rad}
\end{aligned} \tag{3.19}$$

onde considerou-se $\lambda = 10^{-6} \text{ m}$ e $n_s = 1$ (ar). Por causa disso, perturbações espúrias oriundas do meio ambiente, ainda que microscópicas, podem causar variações intoleráveis em $\phi_0(t)$, e daí, sobre o sinal fotodetectado.

Portanto, devido a essa instabilidade, torna-se difícil executar a obtenção de sinais interferométricos adequados e, conseqüentemente, inviabiliza o processo de demodulação dos mesmos. Como alternativa, torna-se conveniente providenciar um rigoroso condicionamento das condições ambientais do laboratório, para que se realizem as aquisições e se apliquem os métodos de demodulação de fase óptica. No entanto, aplicando-se técnicas de processamento de sinais, é possível implementar métodos imunes à variação aleatória de ϕ_0 , o que os torna extremamente interessantes e serão objetos de estudo nesta dissertação. No capítulo 4 alguns desses métodos clássicos serão apresentados em detalhes, bem como testados e analisados, evidenciando sua funcionalidade, vantagens e desvantagens.

Além disso, interessa-se neste trabalho por demodular não apenas sinais com baixos índices de modulação de fase, como os esquematizados na figura 3.3, nos quais $x \ll \pi/2 \text{ rad}$ em (3.15), mas, principalmente, sinais onde $x \gg \pi/2 \text{ rad}$, como o caso esquematizado na figura 3.4. Na figura, a curva em cor preta refere-se à característica de transferência do interferômetro, (3.9), a curva em vermelho é a fase desejada (3.15), e a curva em azul é o sinal fotodetectado (3.16), para $\phi_0 = \pi/2 \text{ rad}$.

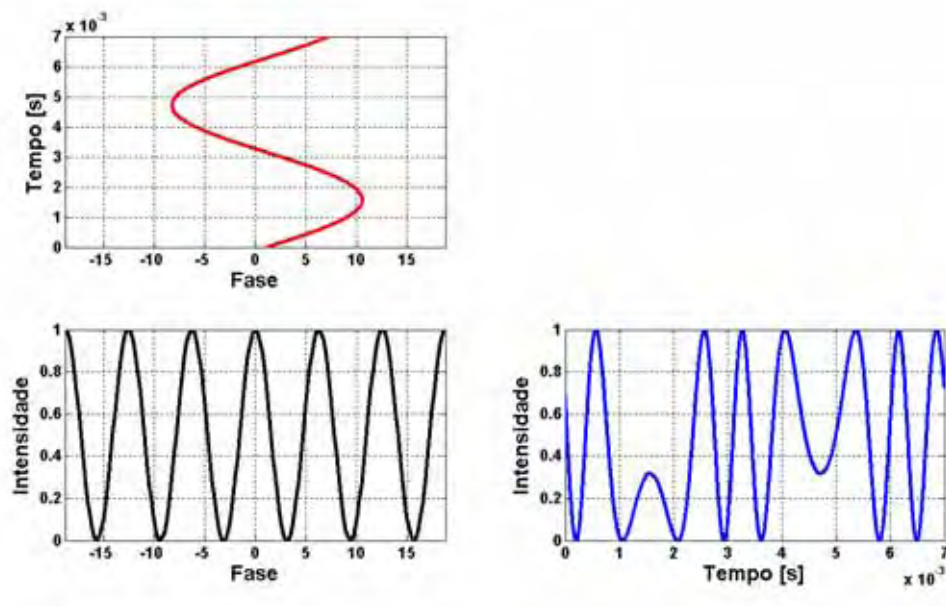


Figura 3.4. Curva de transferência da intensidade óptica para sinais onde $x \gg \pi/2$ rad.

Nesta situação, o sinal elétrico de saída não é proporcional à variação de fase induzida (senoidal), mesmo quando se opera na condição de quadratura de fase (com $\phi_0 = \pi/2$ rad). Esta é uma evidência da característica não-linear do interferômetro, o qual torna o processo de demodulação de fase induzida algo não-trivial.

Capítulo 4

MÉTODOS DE DEMODULAÇÃO DE FASE ÓPTICA: J_1/J_3 , $J_1...J_4$ e $J_1...J_6$

O propósito deste capítulo é descrever um conjunto de técnicas clássicas de demodulação de fase óptica de sinais cuja forma geral é dada por (3.9), baseado em relações estabelecidas a partir de suas componentes espectrais.

Serão apresentadas as técnicas J_1/J_3 , $J_1...J_4$ e $J_1...J_6$ individualmente, evidenciando-se suas vantagens, como, por exemplo, o fato de serem teoricamente imunes à variação do ϕ_0 , ou o fato das duas últimas técnicas citadas possibilitarem o cálculo direto do deslocamento de fase óptica induzido no feixe de saída do interferômetro. Também serão apresentadas suas restrições, como a limitação de faixa dinâmica devido à presença de ruídos no sistema, e erros no cálculo da fase, diante de situações particulares, levando o resultado a zero ou ao infinito.

O emprego dos métodos, bem como suas simulações, tanto na ausência quanto na presença de ruído, serão apresentados e analisados no decorrer deste capítulo.

4.1. Decomposição Espectral do Sinal Detectado

Como já deduzido no capítulo 3, num interferômetro de Michelson o sinal de saída do fotodetector é dado por (3.16), o qual pode ser reescrito como:

$$v(t) = \frac{A}{2} \{1 + v \cos \phi_0 \cos \Delta\phi(t) - v \sin \phi_0 \sin \Delta\phi(t)\}, \quad (4.1)$$

sendo ϕ_0 a fase quase-estática e $\Delta\phi(t)$ a diferença de fase induzida entre os ramos do interferômetro. Conforme foi discutido no capítulo anterior, ϕ_0 deveria permanecer eminentemente constante, uma vez ajustados os comprimentos dos braços do interferômetro. Entretanto, devido a flutuações térmicas, turbulências de ar e vibrações mecânicas, mesmo que quase imperceptíveis, variações aleatórias intoleráveis são introduzidas em ϕ_0 em aplicações de interferometria.

Uma vez que a diferença de fase $\Delta\phi(t)$ considerada neste trabalho é senoidal, dada por (3.15), pode-se utilizar as seguintes relações matemáticas para dar seqüência ao desenvolvimento (ABRAMOWITZ; STEGUN, 1972):

$$\cos(x \operatorname{sen}\theta) = J_0(x) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(x) \cos 2n\theta, \quad (4.2)$$

$$\operatorname{sen}(x \operatorname{sen}\theta) = 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(x) \operatorname{sen}[(2n-1)\theta], \quad (4.3)$$

nas quais $J_n(x)$ são funções de Bessel de primeira espécie e ordem n , e cujos gráficos encontram-se ilustrados na figura 4.1 (para n inteiro).

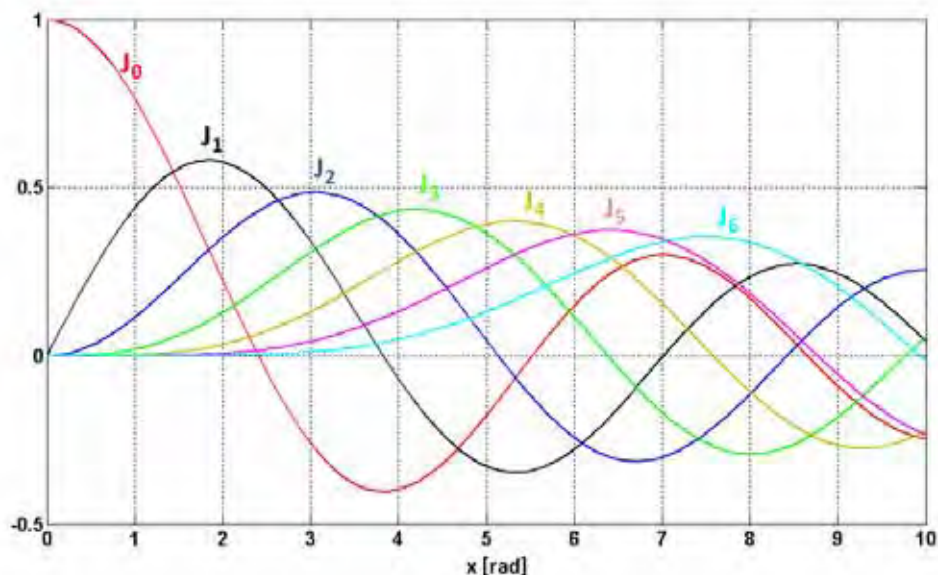


Figura 4.1. Funções de Bessel de primeira espécie e ordem n .

Assim, substituindo-se (4.2) e (4.3) em (4.1), obtém-se:

$$v(t) = \frac{A}{2} \left\{ 1 + v \cos \phi_0 \left[J_0(x) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(x) \cos(2n\omega_s t) \right] + \right. \\ \left. - v \sin \phi_0 \left[2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(x) \sin[(2n-1)\omega_s t] \right] \right\}. \quad (4.4)$$

correspondente à decomposição espectral do sinal detectado.

Se este sinal $v(t)$ estiver acoplado a um analisador de espectros de varredura, será possível observar as amplitudes das componentes harmônicas dadas por (para $n \geq 1$):

$$V_n = Av \cos \phi_0 J_n(x), \text{ para } n \text{ par}, \quad (4.5 - a)$$

$$V_n = Av \sin \phi_0 J_n(x), \text{ para } n \text{ ímpar}, \quad (4.5 - b)$$

conforme esquematizado na figura 4.2. Observa-se, devido às variações aleatórias em ϕ_0 , que as magnitudes das raiais variam a todo momento. Como $\sin \phi_0$ aumenta quando $\cos \phi_0$ diminui, e vice-versa, a magnitude das raiais para n ímpar aumentam quando a magnitude das raiais para n par diminuem, e vice-versa.

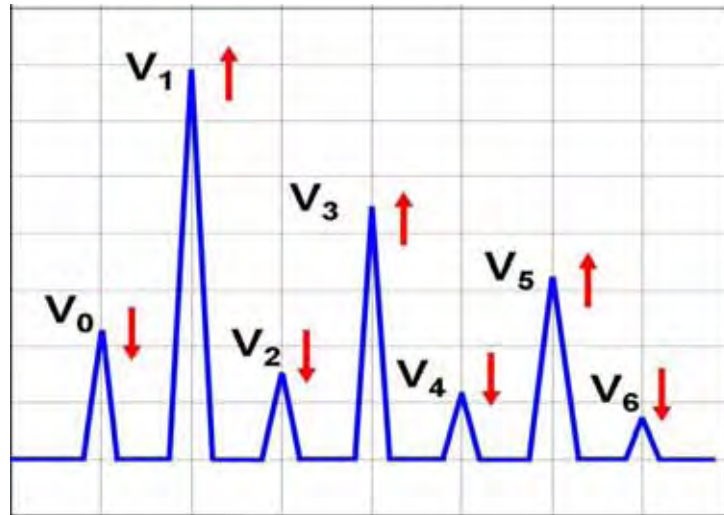


Figura 4.2. Espectro de magnitudes do sinal detectado

Com isso, fica estabelecido que o problema neste trabalho consiste, essencialmente, em se determinar o valor do índice de modulação x , uma vez conhecido ω_s , diante da característica não-linear do interferômetro, de variações aleatórias de $\phi_0(t)$, e, independentemente de fatores como a potência do laser, a responsividade do fotodetector e o valor da visibilidade.

Nas próximas seções, apresentam-se técnicas dedicadas à demodulação de fase óptica usando a decomposição espectral, imunes ao desvanecimento e que permitem extrair o índice de modulação x .

4.2. Método J_1/J_3

O método de J_1/J_3 foi proposto no artigo clássico de Deferrari et al., em 1967, juntamente com outros métodos como o J_1/J_2 , J_1 máx e J_1 nulo (DEFERRARI; DARBY; ANDREWS, 1967).

Este método sugere medir as magnitudes das componentes fundamental (V_1) e terceira harmônica (V_3) de $v(t)$ e, em seguida, calcular a razão entre as mesmas. Durante o cálculo da razão $\frac{V_1}{V_3}$, apenas raias espectrais com n ímpar serão envolvidas e, assim, os coeficientes $Av \sin \phi_0$ de (4.5-b) são cancelados, mostrando que o cálculo de x independe do valor de ϕ_0 . Por esse motivo, em princípio, tal método é imune ao desvanecimento. Curiosamente, esta propriedade não foi explorada pelos autores do método, os quais sugeriam que ϕ_0 deveria ser ajustado em $\pi/2$ rad. Também pode-se afirmar que o método independe da estabilidade da fonte óptica, da responsividade do diodo e da visibilidade, uma vez que o cálculo independe do valor de Av . Assim, para $n=1$ e 3 em (4.5-b) tem-se a equação transcendental:

$$\frac{V_1}{V_3} = \frac{J_1(x)}{J_3(x)}, \quad (4.6)$$

a qual, por não ter solução analítica, deve ser resolvida numericamente a fim de extrair o valor de x .

A relação (4.6), contudo, constitui uma idealização cuja repercussão não foi totalmente formulada pelos autores do método em (DEFERRARI; DARBY; ANDREWS, 1967). Na prática, existe um limite inferior para detecção do índice de modulação x imposta pelo ruído eletrônico, conforme será discutido a seguir.

À luz da decomposição espectral, quando $x \ll 1$, somente as componentes $J_0(x)$ e $J_1(x)$ são significativas. De fato, pela figura 4.1, observa-se que a magnitude das raias

espectrais superiores a $n = 1$ são desprezíveis para $x \ll 1$. Isto pode também ser observado constatando-se que (ABRAMOWITZ; STEGUN, 1972)

$$J_0(x) = 1 - \frac{x^2}{2^2} + \frac{x^4}{2^2 \cdot 4^2} + \dots \cong 1 \quad (4.7 - a)$$

$$J_1(x) = \frac{x}{2} - \frac{x^3}{2^2 \cdot 4} + \frac{x^5}{2^2 \cdot 4^2 \cdot 6} + \dots \cong \frac{x}{2} \quad (4.7 - b)$$

$$J_2(x) = \frac{x^2}{2 \cdot 4} - \frac{x^4}{2^2 \cdot 4 \cdot 6} + \frac{x^6}{2^2 \cdot 4^2 \cdot 6 \cdot 8} + \dots \cong \frac{x^2}{8} \quad (4.7 - c)$$

$$J_3(x) = \frac{x^3}{2 \cdot 4 \cdot 6} - \frac{x^5}{2^2 \cdot 4 \cdot 6 \cdot 8} + \frac{x^7}{2^2 \cdot 4^2 \cdot 6 \cdot 8 \cdot 10} + \dots \cong \frac{x^3}{48} \quad (4.7 - d)$$

para $x \ll 1$. Portanto, quando $x \ll 1$, componentes superiores a J_1 (em particular J_3) possuem magnitudes desprezíveis, podendo ser inferiores aos níveis de ruído elétrico no sistema.

Sudarshanam e Claus estabeleceram, através de resultados experimentais, que a característica de ruído nestes métodos de detecção pode ser formulada com base na tensão de ruído do tipo $1/f$, gerado por junções semicondutoras nos componentes do sistema, tais como o laser, fotodetector, amplificador e analisador de espectros (SUDARSHANAM; CLAUS, 1993).

Com isso, assumindo-se que ΔV_1 é a tensão de ruído $1/f$ que incide sobre a componente fundamental, então, $\Delta V_1/n$ será a tensão de ruído que incide sobre a n -ésima harmônica de $v(t)$. Admitindo-se, ainda, que este ruído é aditivo, (4.6) deve ser corrigida [usando (4.5-a) e (4.5-b)] para:

$$\frac{J_1(x')}{J_3(x')} = \frac{V_1(x)}{V_3(x)} = \frac{AvPJ_1(x) + \Delta V_1}{AvPJ_3(x) + \frac{\Delta V_1}{3}}, \quad (4.8)$$

onde $P = \sin \phi_0$, x é o índice de modulação esperado e x' é o índice de modulação estimado (calculado, resolvendo-se a equação transcendental).

Definindo-se um novo fator de ruído, K , conforme (SUDARSHANAM; CLAUS, 1993):

$$K = \frac{\Delta V_1}{Av}, \quad (4.9)$$

(4.8) poderá ser reescrita como

$$\frac{J_1(x')}{J_3(x')} = \frac{PJ_1(x) + K}{PJ_3(x) + \frac{K}{3}}, \quad (4.10)$$

a qual, para um dado x , deve ser resolvida para se determinar x' .

O valor de K pode ser determinado por experimentos, sendo o valor de $K = 0,0011$ bastante conservador para a maioria das aplicações práticas (SUDARSHANAM; CLAUS, 1993). Utilizando-se este valor de K , obteve-se o gráfico (empregando-se o *Matlab*) mostrado na figura 4.3, resolvendo-se (4.6) e (4.10), para os casos ideal e com ruído, respectivamente. Adotou-se o valor $\phi_0 = \pi/4$ rad. Como se observa, existe uma discrepância entre os gráficos quando $x \ll 1$, devido a incidência do ruído $1/f$.

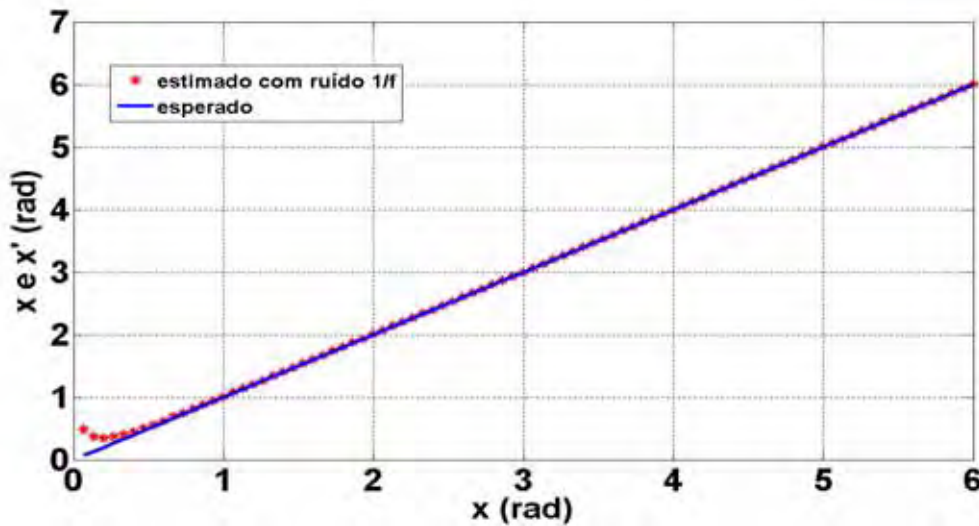


Figura 4.3. Resultados do método J_1/J_3 .

É importante ressaltar que, conforme mostraram os cálculos, variando-se arbitrariamente os valores de ϕ_0 , obteve-se o mesmo resultado da figura 4.3, evidenciando que a técnica de fato é imune ao desvanecimento.

Na figura 4.4, apresenta-se o gráfico (em cor vermelha) de erro $\Delta x = x' - x$ em função do desvio de fase esperado, x .

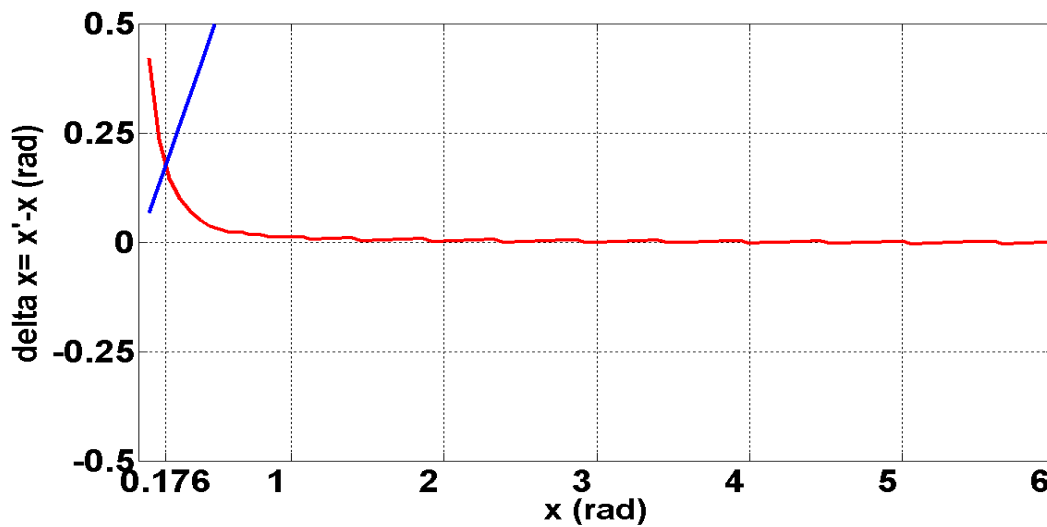


Figura 4.4. Cálculo do erro de detecção.

A fim de estabelecer o limite inferior da exatidão do método J_1/J_3 , define-se o mínimo desvio de fase detectável MDPS (ou *Minimum Detectable Phase Shift*) como sendo o valor de x para o qual $\Delta x = x$ ou, equivalentemente, o ponto no qual o gráfico de Δx versus x intercepta a reta $\Delta x = x$. É possível observar o valor do MDPS na figura 4.4, que no presente caso, é igual a 0,1765 rad. Abaixo deste valor, o ruído torna-se predominante e x' diverge do valor esperado x .

Apesar da eficiência do método para medir $x > 0,1765$ rad, existe o inconveniente de se resolver numericamente uma equação transcendental, (4.6), envolvendo funções de Bessel. Além disso, ocorre um problema adicional, que torna o método não confiável. Na solução da razão entre as funções de Bessel existente em (4.6), aqui denominada de razão $m = J_1(x)/J_3(x) = V_1/V_3$, há um problema de ambigüidade, ou seja, para um mesmo valor de m há vários valores possíveis de x . A situação se torna evidente quando se analisa o gráfico que relaciona a razão m , e o índice de modulação esperado (x), o que é apresentado na figura 4.5.

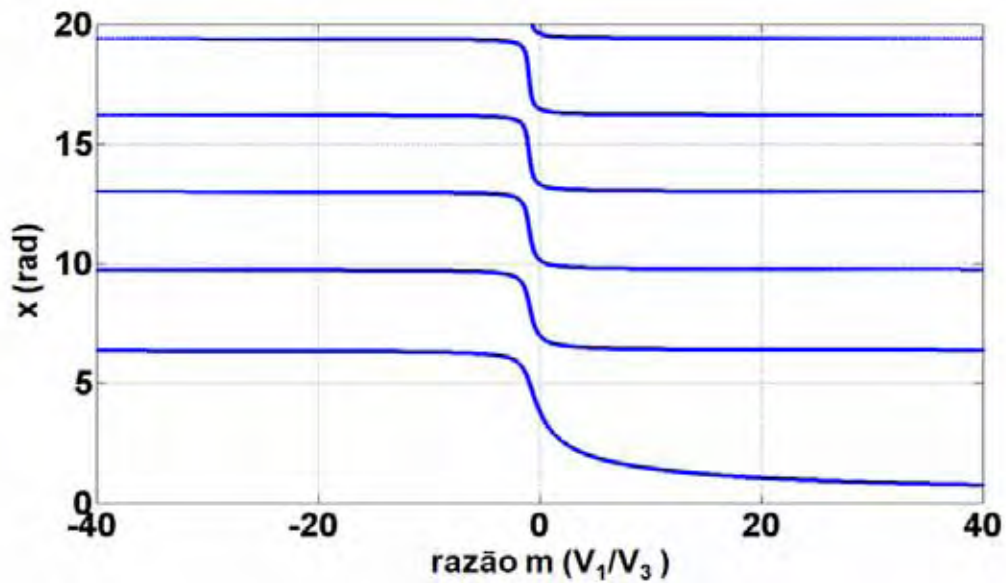


Figura 4.5. Gráfico da razão m versus x , evidenciando o problema de ambigüidade.

Como se observa através da figura 4.5, não é possível determinar especificamente qual valor de x foi aplicado para um dado valor da razão $m = V_1/V_3$. Ou seja, para um dado m , calculado a partir das raias espectrais V_1 e V_3 , podem ocorrer infinitos valores de x que satisfaçam (4.6). Este problema de ambigüidade restringe a aplicação do método à solução de problemas nos quais x aumenta gradativamente a partir de $x = 0$, a fim de rastrear a evolução das raízes da equação transcendental, bem como os sinais algébricos das funções de Bessel.

Nas próximas seções, apresentam-se métodos de cálculo direto e não ambíguos do índice de modulação, os quais constituem o objeto de estudo desta dissertação.

4.3. Método $J_1...J_4$

O método $J_1...J_4$ trata-se de uma proposta bastante elegante feita por Sudarshanam e Srinivasam em 1989, na qual se utiliza as quatro primeiras harmônicas de (4.4) para se determinar x (SUDARSHANAM; SRINIVASAM, 1989).

Esse método baseia-se na seguinte relação de recorrência para as funções de Bessel (ABRAMOWITZ; STEGUN, 1972):

$$J_{n-1}(x) + J_{n+1}(x) = \left(\frac{2n}{x}\right)J_n(x). \quad (4.11)$$

Substituindo em (4.11) o valor de n para $n = 2$ e $n = 3$, e multiplicando-se os resultados pode-se obter uma nova identidade matemática:

$$x^2 = 24 \frac{J_2(x)J_3(x)}{[J_1(x) + J_3(x)][J_2(x) + J_4(x)]}. \quad (4.12)$$

Pode ser inferido de (4.12), que o valor do índice de modulação pode ser calculado a partir das amplitudes das raias espectrais de $v(t)$. E sendo assim, demonstra-se que o valor estimado de x pode ser determinado a partir de:

$$x'^2 = 24 \frac{V_2(x)V_3(x)}{[V_1(x) + V_3(x)][V_2(x) + V_4(x)]}, \quad (4.13)$$

sendo V_n dado por (4.5-a) ou (4.5-b), a qual conduz à identidade (4.12). Esse método permite que x seja estimado de forma direta e independente de ϕ_0 e Av e, portanto, é imune a variações de potência do laser, da responsividade do fotodiodo, da visibilidade e ao desvanecimento ocasionado por perturbações ambientais.

Apesar das propriedades favoráveis do método $J_1...J_4$, ocorre um sério problema: em situações nas quais o índice de modulação se apresenta muito grande, de modo que os valores das funções de Bessel tornam-se negativos, existirão discrepâncias entre x e x' . Isto acontece porque um analisador de espectros registra apenas as magnitudes (módulos) das componentes espectrais e não os sinais algébricos. Assim, na prática, ocorrerão erros no cálculo dos valores do índice de modulação quando (4.13) for aplicada. Visando solucionar esse problema, foi proposto, em 1991, uma nova versão desse método, conhecido por $J_1...J_4$ modificado.

4.3.1. Método $J_1...J_4$ modificado

Conforme discutido no método $J_1...J_4$ convencional, o sinal detectado $v(t)$ tem as magnitudes de suas componentes harmônicas escritas em termos das funções de Bessel e, desse modo, as amplitudes V_{2n-1} e V_{2n} são mensuradas com um analisador de espectros, o qual apenas mede os módulos das mesmas. Porém, essas funções de Bessel podem se tornar negativas, e quando isso ocorre, há um erro no cálculo dos denominadores de (4.13), o que

incorre num erro no cálculo de x . Assim, o método $J_1...J_4$ torna-se aplicável de forma direta somente até valores de x inferiores a 3,83 rad, a partir do qual $J_1(x)$ troca de sinal a primeira vez (ver figura 4.1). Com isso, o método do $J_1...J_4$ tem uma faixa dinâmica de demodulação de fase que se estende apenas até $x=3,83$ rad.

Com o objetivo de se aumentar o extremo superior da faixa dinâmica de demodulação, foi proposto o método conhecido como $J_1...J_4$ modificado, o qual inclui um algoritmo capaz de corrigir os sinais algébricos das componentes V_{2n-1} e V_{2n} (JIN et al., 1991).

Nesse caso, é de fundamental importância considerar a fase inicial presente no termo $\Delta\phi(t)$ em (3.15), a qual será representada por φ_s , ou seja, $\Delta\phi(t) = x \text{ sen}(\omega_s t + \varphi_s)$.

Portanto, faz-se novamente a expansão para $v(t)$, (3.16), de modo que:

$$v(t) = \frac{A}{2} \{1 + v \cos[x \text{ sen}(\omega_s t + \varphi_s) + \phi_0(t)]\}. \quad (4.14)$$

Considera-se em (4.14) que x é o índice de modulação e que $\phi_0(t)$ seja uma função lenta do tempo e que é responsável pelo desvanecimento de $v(t)$.

A seguir, com o sinal $v(t)$, realiza-se a expansão da série de Fourier utilizando o algoritmo de *Fast Fourier Transform* (FFT) e obtém-se a série trigonométrica de Fourier (BUTKOV, 1968):

$$v(t) = a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} [a_n \cos(n\omega_s t) - b_n \text{ sen}(n\omega_s t)], \quad (4.15)$$

sendo a_n e b_n coeficientes de Fourier.

Comparando-se as duas séries associadas a $v(t)$, (4.4) e (4.15), são obtidos os valores de a_n e b_n para as harmônicas ímpares e pares, respectivamente:

$$a_{2n-1} = -AvJ_{2n-1}(x) \text{ sen } \phi_0(t) \text{ sen}(2n-1)\varphi_s, \quad (4.16 - a)$$

$$b_{2n-1} = AvJ_{2n-1}(x) \text{ sen } \phi_0(t) \cos(2n-1)\varphi_s, \quad (4.16 - b)$$

e:

$$a_{2n} = AvJ_{2n}(x) \cos \phi_0(t) \cos(2n)\varphi_s, \quad (4.17 - a)$$

$$b_{2n} = AvJ_{2n}(x) \cos \phi_0(t) \text{ sen}(2n)\varphi_s. \quad (4.17 - b)$$

Dessa maneira, torna-se possível obter os valores de V_{2n-1} e V_{2n} . Primeiramente, para V_{2n-1} dado por (4.5-b):

$$V_{2n-1} = AvJ_{2n-1}(x) \sen \phi_0(t). \quad (4.18)$$

A equação (4.18) pode ser reescrita utilizando-se a_n e b_n de forma que:

$$V_{2n-1} = \frac{a_{2n-1}}{\sen(2n-1)\varphi_s} \text{ para } |a_{2n-1}| > |b_{2n-1}|, \quad (4.19 - a)$$

$$V_{2n-1} = \frac{b_{2n-1}}{\cos(2n-1)\varphi_s} \text{ para } |a_{2n-1}| < |b_{2n-1}|. \quad (4.19 - b)$$

O valor de V_{2n-1} pode, portanto, ser calculado a partir de (4.19-a) ou (4.19-b). Porém, é possível perceber que uma ou outra expressão pode tornar-se mais adequada dependendo da situação. Para realizar esses cálculos, é importante ressaltar que a escolha entre (4.19-a) e (4.19-b) se dá de modo a buscar valores para o numerador e denominador grandes, o que ocorre em (4.19-a) para um valor de $\sen(2n-1)\varphi_s$ grande, ou, para (4.19-b), para um valor de $\cos(2n-1)\varphi_s$ grande.

Já para o cálculo de V_{2n} , tem-se de (4.5-a):

$$V_{2n} = AvJ_{2n}(x) \cos \phi_0(t) \quad (4.20)$$

a qual, analogamente, pode ser reescrita como:

$$V_{2n} = \frac{a_{2n}}{\cos 2n\varphi_s} \text{ para } |a_{2n}| > |b_{2n}|, \quad (4.21 - a)$$

$$V_{2n} = \frac{b_{2n}}{\sen 2n\varphi_s} \text{ para } |a_{2n}| < |b_{2n}|. \quad (4.21 - b)$$

Novamente, ambas as equações podem ser aplicadas, sempre buscando-se a mais adequada à situação.

Independentemente de quais relações são utilizadas, o procedimento será o de calcular a série com a utilização de uma FFT, obter os valores de V_{2n-1} e V_{2n} (que podem ser positivos ou negativos) e, em seguida, calcular o índice de modulação correto aplicando-se (4.13).

Porém, para a realização dos cálculos de (4.19) e (4.21), a partir de a_{2n-1} , b_{2n-1} , a_{2n} e b_{2n} , faz-se necessário conhecer o valor da fase arbitrária φ_s . Tal valor pode ser obtido,

numericamente, a partir de duas condições importantes. A primeira condição diz respeito ao valor do $\sin \phi_0(t)$, pois, se este for grande, conseqüentemente ter-se-á um valor de $\cos \phi_0(t)$ pequeno. Para essa situação, considera-se o valor de $n = 1$ em (4.16-a) e (4.16-b), o que leva à conclusão de que:

$$\operatorname{tg} \varphi_s = -\frac{a_1}{b_1}. \quad (4.22)$$

Assim, pode-se obter o valor de φ_s para o intervalo $0 \leq \varphi_s \leq 2\pi$, apenas invertendo (4.22):

$$\varphi_s = \operatorname{tg}^{-1} \left(-\frac{a_1}{b_1} \right), \quad (4.23)$$

ou,

$$\varphi_s = \pi + \operatorname{tg}^{-1} \left(-\frac{a_1}{b_1} \right). \quad (4.24)$$

Ambas as equações para o cálculo de φ_s levarão, ao final, ao mesmo resultado.

Agora, considera-se a segunda condição, na qual ocorre o inverso, ou seja, $\cos \phi_0(t)$ é grande e $\sin \phi_0(t)$, por conseqüência, é pequeno. Novamente considera-se $n = 1$, porém agora, em (4.17-a) e (4.17-b). Portanto obtém-se:

$$\operatorname{tg} 2\varphi_s = \frac{b_2}{a_2}, \quad (4.25)$$

o que leva à:

$$\varphi_s = \frac{1}{2} \operatorname{tg}^{-1} \left(\frac{b_2}{a_2} \right). \quad (4.26)$$

Antes de prosseguir, ressalta-se que o algoritmo de correção de sinais das raiais espectrais discutida aqui também se aplica aos métodos que serão apresentados adiante e, inclusive, ao método J_1/J_3 da seção anterior.

A seguir devem ser destacados outros problemas associados aos métodos $J_1 \dots J_4$ ou $J_1 \dots J_4$ modificado. Tal como o ruído elétrico estabeleceu um limite inferior na faixa dinâmica do método J_1/J_3 , conforme evidenciaram as figuras 4.3 e 4.4, algo semelhante ocorrerá no presente caso. Ou seja, quando $x \ll 1$, as componentes espectrais associadas a $J_2(x)$, $J_3(x)$ e

$J_4(x)$ estarão nos patamares do ruído, prejudicando a detecção. Isto será estudado em detalhes no próximo item.

Por outro lado, também haverá um limite superior na faixa dinâmica de demodulação do método $J_1...J_4$ (ao contrário do método J_1/J_3 , embora este apresente o problema da ambigüidade). Como discutido anteriormente, aumentando-se x gradativamente a partir de zero, quando se atingir $x = 3,83$ rad, o termo $J_1(x)$ torna-se negativo, juntamente com $V_1(x)$, e (4.13) resulta em erro, estabelecendo um limite superior de validade para o método.

Por isso, foi proposto o método $J_1...J_4$ modificado, com o intuito de se ampliar indefinidamente a faixa dinâmica de demodulação. Contudo, isso não acontece na prática.

Em 1991, quando o método $J_1...J_4$ modificado foi publicado, não se levou em conta o efeito do ruído no processo de demodulação. Sabia-se apenas que, em $x = 5,2$ rad, ocorre $J_1 = -J_3$ e $J_2 = 0$. Com isto, tanto o numerador quanto o denominador de (4.12) se anulam, conduzindo-se a uma indeterminação. Aparentemente, isto causaria somente uma singularidade pontual, gerando-se um único ponto que não se ajustaria à reta x' versus x . Outras singularidades poderiam ocorrer para valores mais elevados de x , mas, novamente, seriam singularidades pontuais. Imaginava-se, assim, que isto não prejudicaria significativamente o processo de detecção: seria gerada uma reta contínua, com uns poucos pontos discretos fora dela, mas a faixa dinâmica se estenderia até $x = \infty$. Entretanto, como será visto no item a seguir, a presença de ruído não conduz a erros somente (e exatamente) no ponto de singularidade, mas também ao longo de uma faixa de valores em torno da singularidade, tornando o processo de detecção acima de $x = 5,2$ rad intolerável. Assim, na verdade, (JIN et al., 1991) propuseram um complicado processo de correção de sinais algébricos das componentes das componentes espectrais de $v(t)$; porém, o benefício obtido foi pequeno; aumentou-se a faixa dinâmica de 3,83 rad para aproximadamente 5,2 rad, apenas.

4.3.2. Inserção do Ruído $1/f$

Com a inserção da tensão ruído do tipo $1/f$ na formulação apresentada para o método do $J_1...J_4$, (4.13) converte-se em:

$$(x')^2 = 24 \frac{V_2(x)V_3(x)}{[V_1(x) + V_3(x)][V_2(x) + V_4(x)]}, \quad (4.27)$$

onde

$$V_n(x) = QJ_n(x) + \frac{K}{n}, \text{ para } n \text{ par}, \quad (4.28 - a)$$

$$V_n(x) = PJ_n(x) + \frac{K}{n}, \text{ para } n \text{ ímpar}, \quad (4.28 - b)$$

sendo $P = \sin \phi_0$, $Q = \cos \phi_0$ e K é o fator de ruído definido em (4.9). Lembra-se, novamente, que x é o valor esperado e x' é o valor calculado (ou estimado) do índice de modulação na presença do ruído $1/f$.

Nas figuras 4.6 e 4.7 apresentam-se os gráficos (empregando-se *Matlab*) de x' versus x , e, de $\Delta x = x' - x$ versus x , respectivamente. Adotou-se, novamente, $K = 0,0011$ e $\phi_0 = \pi/4$ rad

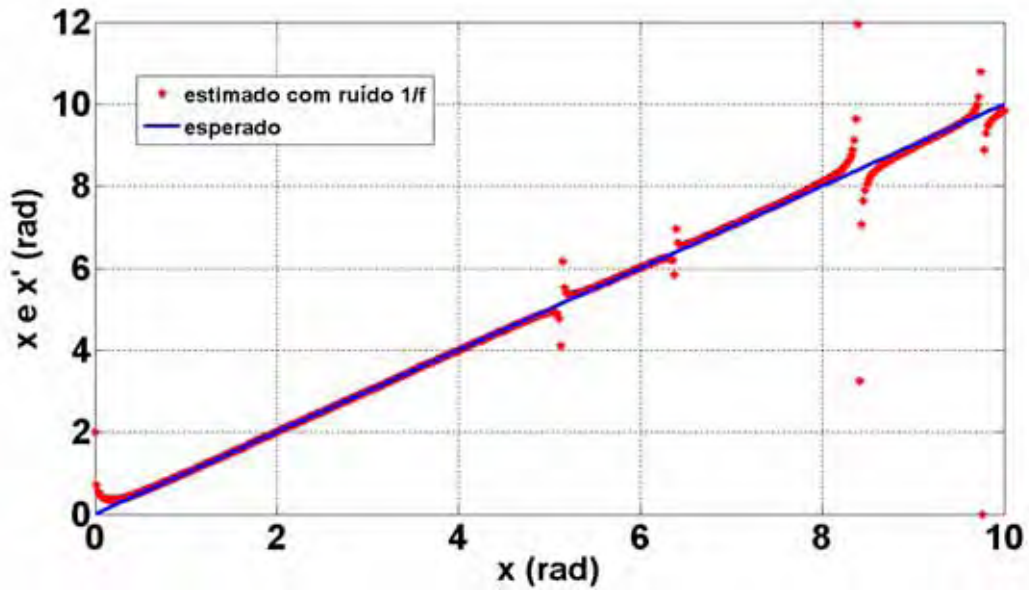


Figura 4.6. Gráfico de x' versus x para o método $J_1 \dots J_4$.

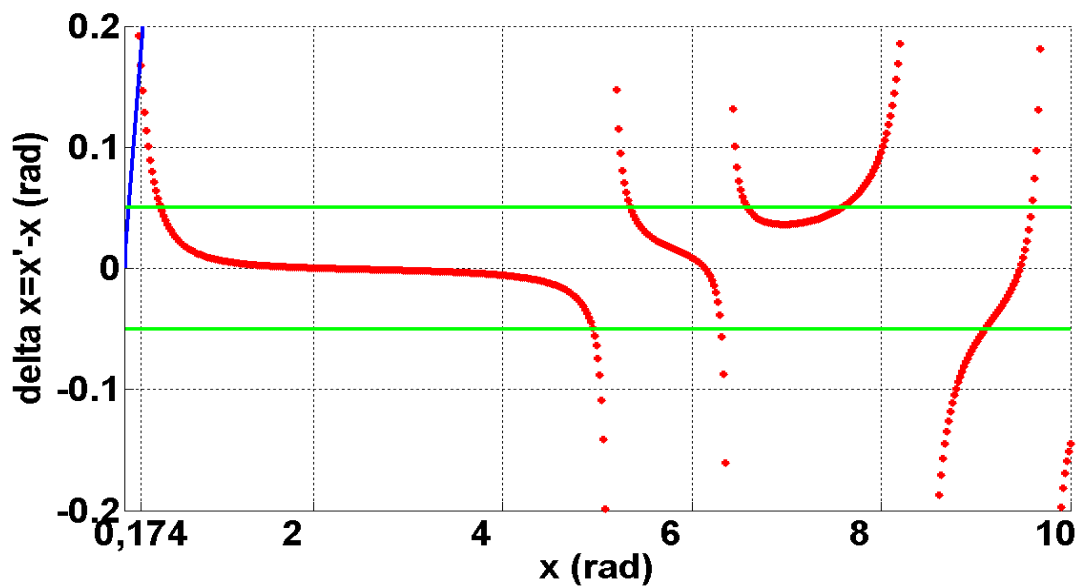


Figura 4.7. Gráfico de Δx versus x para o método $J_1...J_4$.

Como se observa, erros elevados não ocorrem somente no ponto $x = 5,2$ rad, onde existe a primeira singularidade, mas também ao longo de toda uma região em torno da singularidade. Se for estabelecido (arbitrariamente) um erro de $\pm 0,05$ rad para o limite superior de x , a máxima fase detectável antes que a descontinuidade ocorra é aproximadamente 5 rad, como revela a figura 4.7.

A observação da porção inicial do gráfico na figura 4.7 ainda permite estabelecer que o MDPS do método $J_1...J_4$ é igual a 0,1746 rad, correspondente ao ponto no qual ocorre $x' - x = x$.

Portanto, pode-se afirmar que a faixa dinâmica do método do $J_1...J_4$ modificado se estende entre 0,175 a 5 rad, aproximadamente. Este resultado está de acordo com (SUDARSHANAM; CLAUS, 1993).

Em resumo, o método $J_1...J_4$ modificado permite realizar uma leitura direta (sem a necessidade de se inverter funções de Bessel) do índice de modulação de fase, imune ao desvanecimento e fatores de calibração. Contudo, relativamente ao método $J_1...J_4$, o preço pago pela simplicidade do cálculo é uma redução na faixa dinâmica do sistema de detecção.

Por fim, discute-se um problema adicional no método $J_1...J_4$ modificado. Embora nunca ocorra $J_1(x) = J_3(x) = 0$ ou $J_2(x) = J_4(x) = 0$ nas funções de Bessel, na prática é

possível ocorrer $V_1 = V_3 = 0$ ou $V_2 = V_4 = 0$ em (4.13); para isto, basta que $P = \sin\phi_0$ ou $Q = \cos\phi_0$ se anulem, respectivamente, conforme revelam (4.5-a) e (4.5-b).

O primeiro caso acontece se a fase aleatória ϕ_0 assumir valores iguais a $(2n\pi)$, $n = 0, 1, \dots$, enquanto o segundo, se ϕ_0 assumir valores iguais a $(2n + 1)\pi/2$, $n = 0, 1, \dots$. Para exemplificar, traçou-se na figura 4.8 o gráfico de x' , dado por (4.27), em função de ϕ_0 , para $x = 1$ rad e adotando-se $K = 0,0011$. Como se observa, o valor estimado de x , x' , encontra-se na faixa $(1 \pm 0,05)$ rad para todos os valores de x , exceto nas singularidades onde P ou Q se anulam.

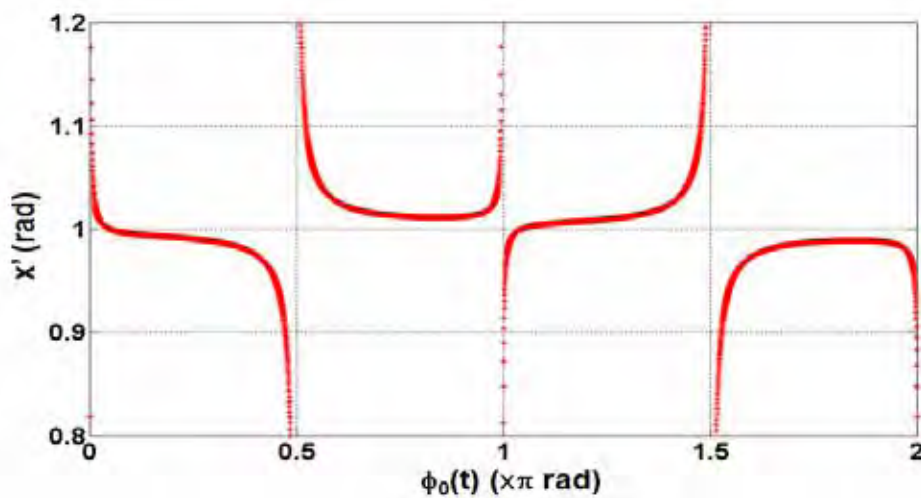


Figura 4.8. Fase estimada x' em função de ϕ_0 para $x=1$ rad e $K = 0,0011$.

Na figura 4.9 apresenta-se o gráfico do erro relativo, $\Delta x_r = (x' - x)/x$ em porcentagem, em função de x e ϕ_0 , considerando-se o método $J_1 \dots J_4$ convencional (com $K = 0,0011$). O valor superior de Δx_r foi limitado a 10% a fim de facilitar a interpretação dos resultados (isto significa que o patamar superior no gráfico corresponde a erros superiores a 10%). O limite superior da faixa dinâmica é 3,83 rad. Como se observa, singularidades severas ocorrem onde ϕ_0 é múltiplo inteiro de $\pi/2$ rad.

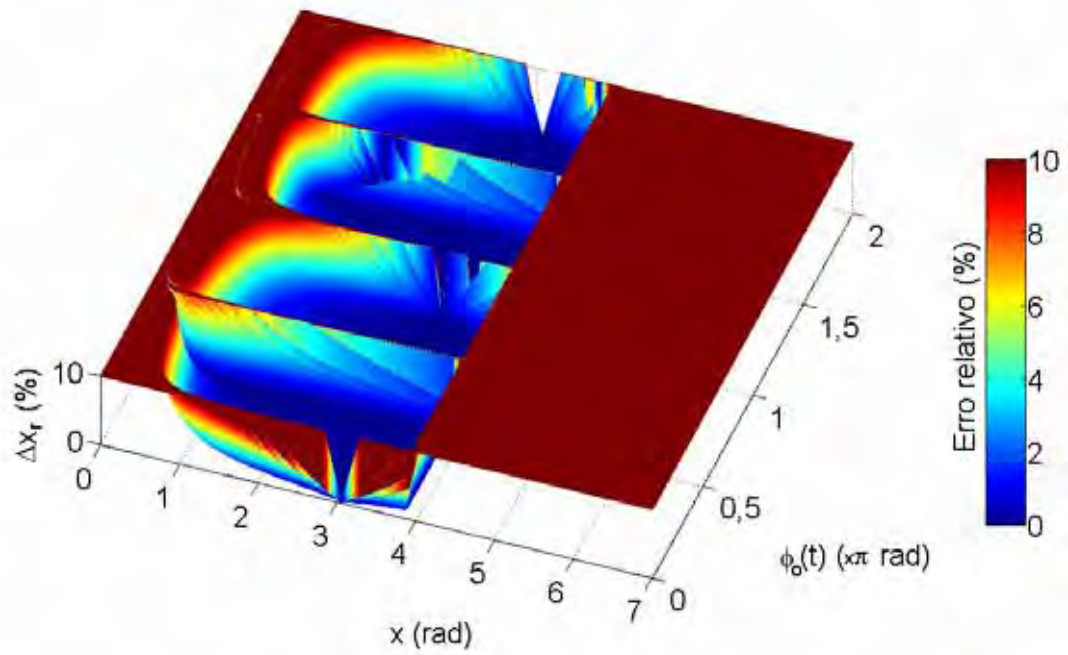


Figura 4.9. Erro relativo de fase, Δx_r , em função de x e ϕ_0 para o método $J_1...J_4$ (MARÇAL, 2008).

Na figura 4.10 apresenta-se um gráfico similar ao da figura 4.9, agora, relativo ao método $J_1...J_4$ modificado. O limite superior da faixa dinâmica se estende até 5 rad, e singularidades continuam a acontecer quando ϕ_0 é múltiplo inteiro de $\pi/2$ rad.

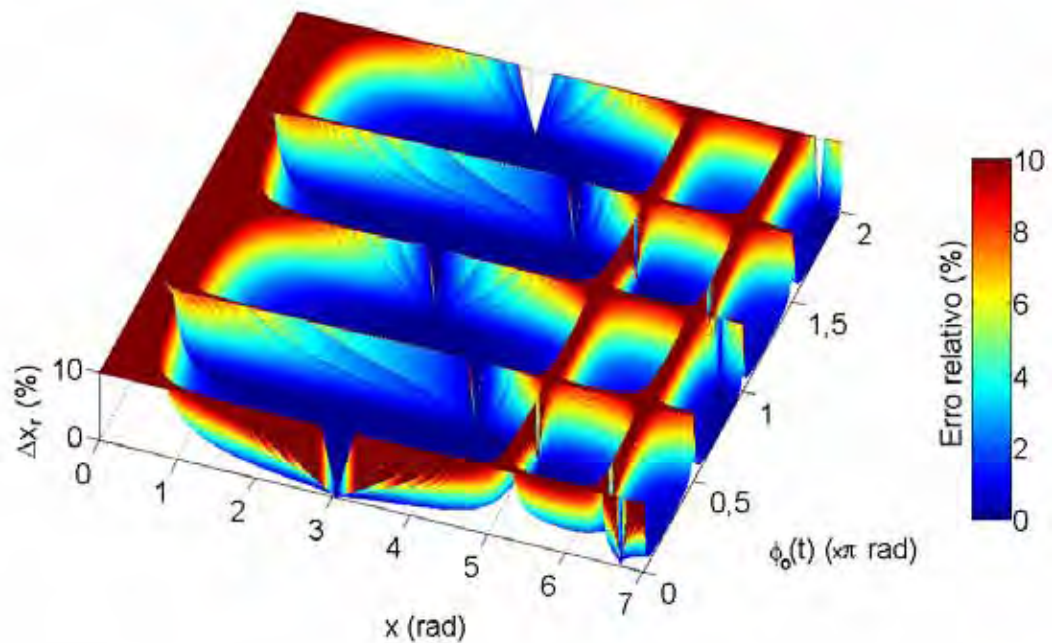


Figura 4.10. Erro relativo de fase, Δx_r , em função de x e ϕ_0 para o método $J_1...J_4$ modificado (MARÇAL, 2008).

Conforme discutido por (MARÇAL, 2008), este tipo de ocorrência é mais freqüente no laboratório do que em princípio se imaginava. Quando isto acontecer, ou se descarta este ponto da reta x' versus x , ou se aguarda alguns instantes, até que a fase aleatória ϕ_0 varie novamente e assuma algum outro valor que não conduza a uma singularidade. Este procedimento experimental, embora tedioso, também é sugerido por (JIN et al., 1991).

4.4. O método $J_1...J_6$

Com o objetivo de aumentar a faixa dinâmica de demodulação de fase, foi proposto o método $J_1...J_6$, o qual utiliza as seis primeiras raias do espectro do sinal detectado. Na realidade, este método é composto de duas partes, as quais devem ser selecionadas segundo algum critério de decisão quando se desejar medir valores reduzidos ou elevados de x . Estes dois algoritmos complementares são denominados de $J_1...J_6$ (neg) e $J_1...J_6$ (pos), respectivamente (SUDARSHANAM; CLAUS, 1993).

4.4.1. Método $J_1...J_6$ (neg)

Novamente, emprega-se a relação de recorrência (4.11), primeiramente para $n = 3$ e 5 e, em seguida, para $n = 2$ e 4. A seguir, subtrai-se os resultados, obtendo-se, respectivamente,

$$6J_3(x) - 10J_5(x) = x[J_2(x) + J_4(x) - J_4(x) - J_6(x)], \quad (4.29 - a)$$

$$4[J_2(x) - 2J_4(x)] = x[J_1(x) + J_3(x) - J_3(x) - J_5(x)]. \quad (4.29 - b)$$

Multiplicando (4.29-a) por (4.29-b) e isolando-se x^2 chega-se à nova identidade:

$$x^2 = \frac{8[3J_3(x) - 5J_5(x)][J_2(x) - 2J_4(x)]}{[J_2(x) - J_6(x)][J_1(x) - J_5(x)]}. \quad (4.30)$$

Assim, empregando-se novamente (4.5-a) e (4.5-b), pode-se mostrar que x pode ser estimado a partir de x' tal que:

$$x'^2 = \frac{8[3V_3(x) - 5V_5(x)][V_2(x) - 2V_4(x)]}{[V_2(x) - V_6(x)][V_1(x) - V_5(x)]}, \quad (4.31)$$

o qual também é um método direto para estimação de x e que independe de Av e ϕ_0 . O algoritmo para correção dos sinais das raias espectrais, discutido na seção 4.3.1, também deve ser aplicado neste caso.

Na ausência de ruído, observa-se que o método deveria ser útil desde x igual a zero até 3,6 rad, quando ocorre $J_1 = J_5$. Aproximadamente neste ponto, acontece a primeira singularidade de (4.30), e assim a identidade não se mantém. Na sequência, determina-se a faixa dinâmica do método quando o ruído é inserido na análise.

A relação (4.30) é uma idealização, no sentido que não leva em conta o efeito de ruídos. Inserindo-se o ruído $1/f$ nesta formulação, a relação converte-se em:

$$x'^2 = \frac{8 \left\{ 3 \left[J_3(x) + \frac{K}{3} \right] - 5 \left[J_5(x) + \frac{K}{5} \right] \right\} \left\{ \left[J_2(x) + \frac{K}{2} \right] - 2 \left[J_4(x) + \frac{K}{4} \right] \right\}}{\left\{ \left[J_2(x) + \frac{K}{2} \right] - \left[J_6(x) + \frac{K}{6} \right] \right\} \left\{ \left[J_1(x) + K \right] - \left[J_5(x) + \frac{K}{5} \right] \right\}}. \quad (4.32)$$

Nas figuras 4.11 e 4.12 apresentam-se os gráficos (calculados usando-se *Matlab*) de x' versus x , e de $\Delta x = x' - x$ versus x , respectivamente. Neste caso adotou-se $K = 0,0011$ e $\phi_0 = \pi/4$ rad.

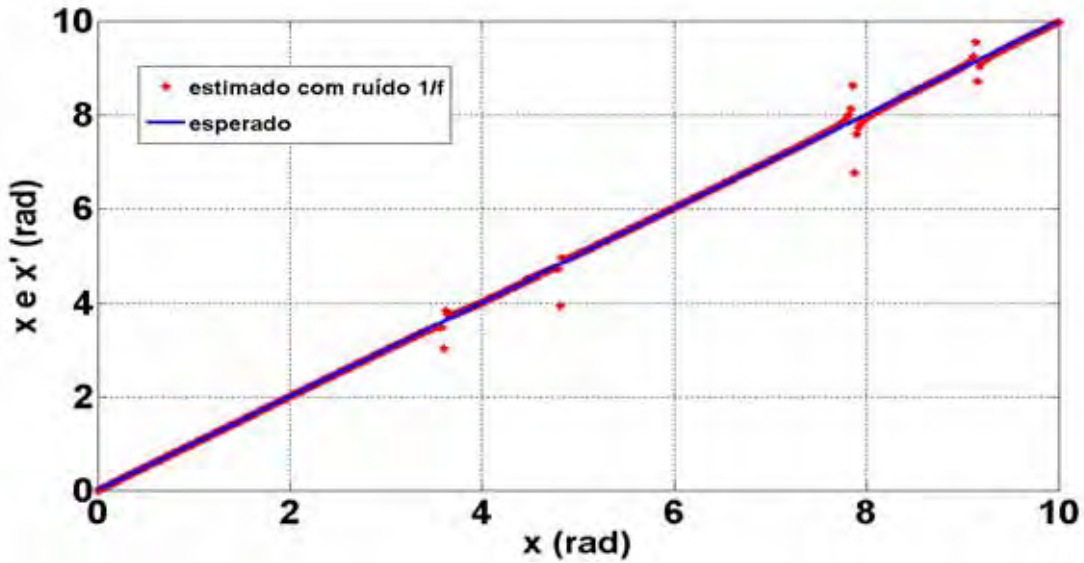


Figura 4.11. Gráfico de x' versus x para o método $J_1...J_6$ (neg).

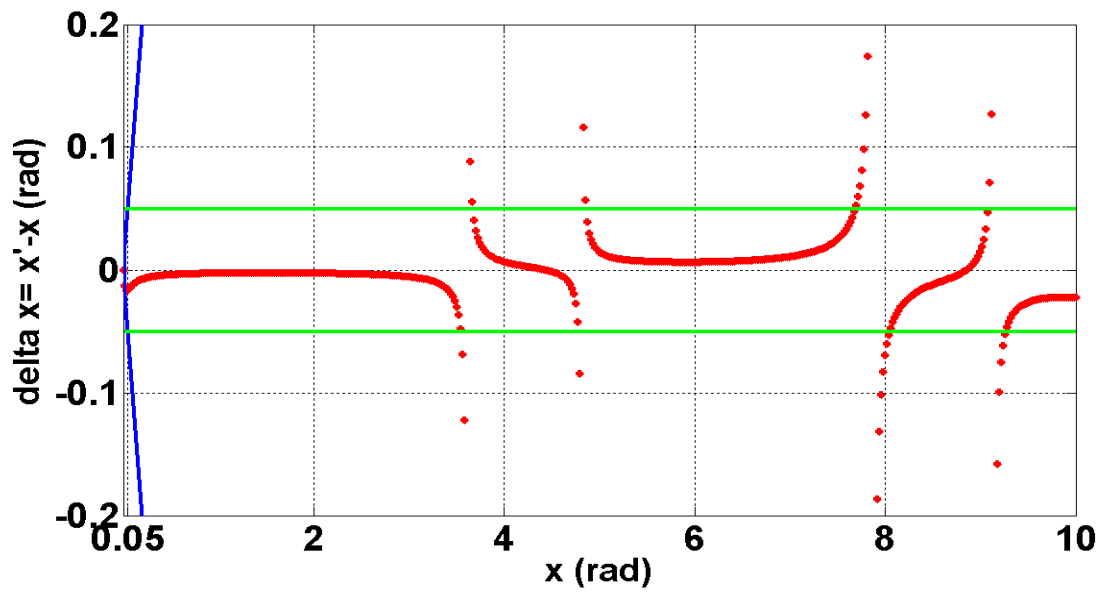


Figura 4.12. Gráfico de Δx versus x para o método $J_1 \dots J_6$ (neg).

Se for estabelecido um erro de $\pm 0,05$ rad para o limite superior de x , a máxima fase detectável será 3,5 rad, como informa a figura 4.12.

Ainda no gráfico da figura 4.12, observa-se que o MDPS é igual a 0,05 rad. Com isso sua faixa dinâmica de demodulação se estende de 0,05 rad a 3,5 rad. Portanto, o método de $J_1 \dots J_6$ (neg) é mais adequado que os anteriores para realizar medições de valores de x reduzidos; porém, é inadequado para valores de x elevados.

Na figura 4.13, apresenta-se o gráfico do erro relativo (Δx_r), em porcentagem, em função de x e ϕ_0 . Novamente, são observadas singularidades quando ϕ_0 é um múltiplo inteiro de $\pi/2$ rad.

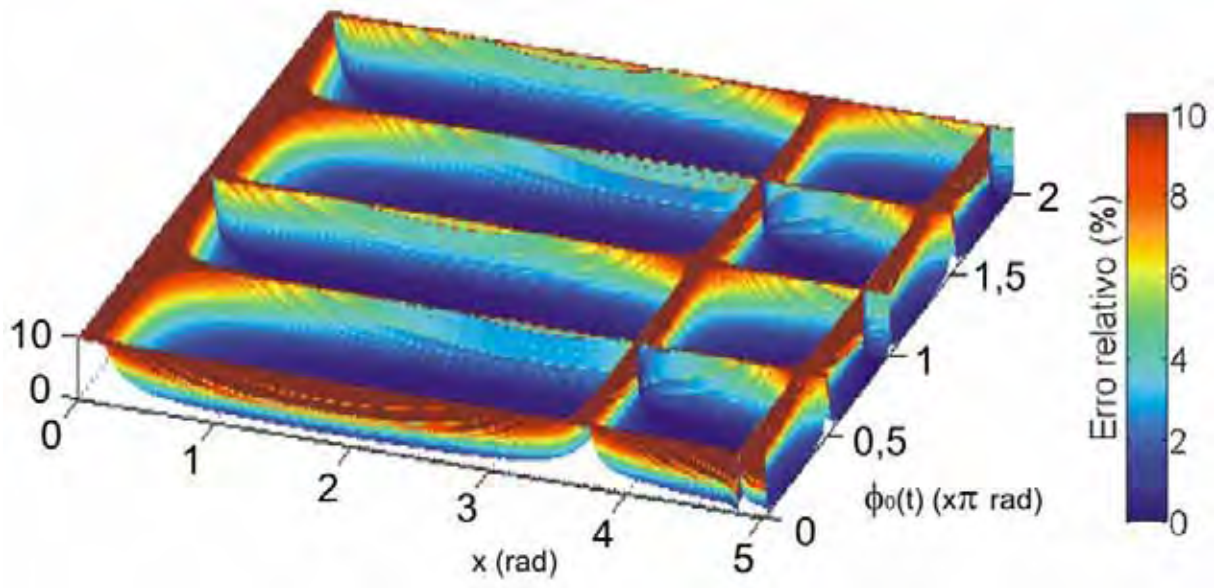


Figura 4.13. Erro relativo de fase, Δx_r , em função de x e ϕ_0 para o método $J_1...J_6$ (neg) (MARÇAL, 2008).

4.4.2. Método $J_1...J_6$ (pos)

O método $J_1...J_6$ (pos) faz uso das mesmas seis componentes espectrais que o método $J_1...J_6$ (neg), e a dedução de x segue as relações obtidas a partir de (4.11) para $n = 3$ e 5 e para $n = 2$ e 4 , as quais são somadas, obtendo-se:

$$8[J_2(x) + J_4(x)] = x[2J_1(x) + 2J_3(x) + J_3(x) + J_5(x)], \quad (4.33 - a)$$

$$30[J_3(x) + J_5(x)] = x[5J_2(x) + 5J_4(x) + 3J_4(x) + 3J_6(x)]. \quad (4.33 - b)$$

Multiplicando (4.33-a) por (4.33-b) e isolando-se x^2 , obtém-se:

$$x^2 = \frac{240 [J_2(x) + J_4(x)][J_3(x) + J_5(x)]}{[2J_1(x) + 3J_3(x) + J_5(x)][5J_2(x) + 8J_4(x) + 3J_6(x)]}. \quad (4.34)$$

Empregando-se (4.5-a) e (4.5-b), mostra-se que o valor estimado x' pode ser determinado em termos do valor esperado x conforme:

$$x'^2 = \frac{240[V_2(x) + V_4(x)][V_3(x) + V_5(x)]}{[2V_1(x) + 3V_3(x) + V_5(x)][5V_2(x) + 8V_4(x) + 3V_6(x)]}. \quad (4.35)$$

O método apresentado também é imune ao problema de desvanecimento e a variações no fator (Av).

Sem efeito do ruído, (4.35) deveria se aplicar desde x igual a zero até 6,3 rad, quando ocorre $J_3 = 0$, $2J_1 = -J_5$ e $J_2 = -J_4$, gerando-se uma primeira singularidade.

Então, em princípio, a faixa dinâmica do método deveria se estender entre 0 e 6,3 rad. Contudo, a inserção do ruído diminuirá esta faixa dinâmica.

Como já realizado para os outros métodos já apresentados, a incidência de ruído $1/f$ modificará o cálculo do índice de modulação que, para esse caso, será estimado como:

$$x'^2 = \frac{240 \left(J_2(x) + \frac{K}{2} + J_4(x) + \frac{K}{4} \right)}{\left[2(J_1(x) + K) + 3 \left(J_3(x) + \frac{K}{3} \right) + J_5(x) + \frac{K}{5} \right]} \cdot \frac{\left(J_3(x) + \frac{K}{3} + J_5(x) + \frac{K}{5} \right)}{\left[5 \left(J_2(x) + \frac{K}{2} \right) + 8 \left(J_4(x) + \frac{K}{4} \right) + 3 \left(J_6(x) + \frac{K}{6} \right) \right]}. \quad (4.36)$$

Nas figuras 4.14 e 4.15 apresentam-se os gráficos (calculados usando *Matlab*) de x' versus x , e de $\Delta x = x' - x$ versus x , respectivamente, quando $K = 0,0011$ e $\phi_0 = \pi/4$ rad.

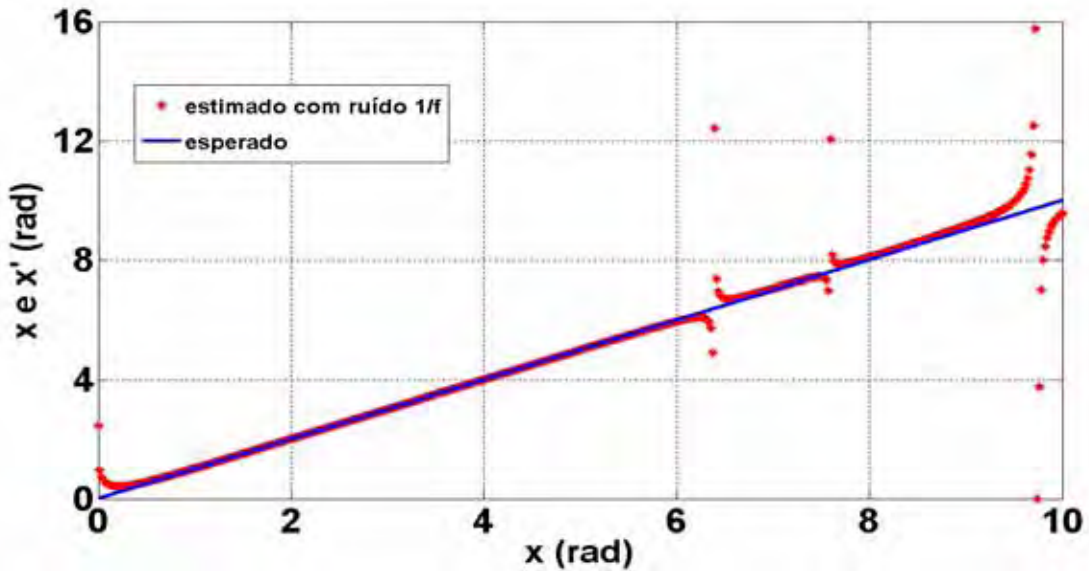


Figura 4.14. Gráfico de x' versus x para o método $J_1...J_6$ (pos).

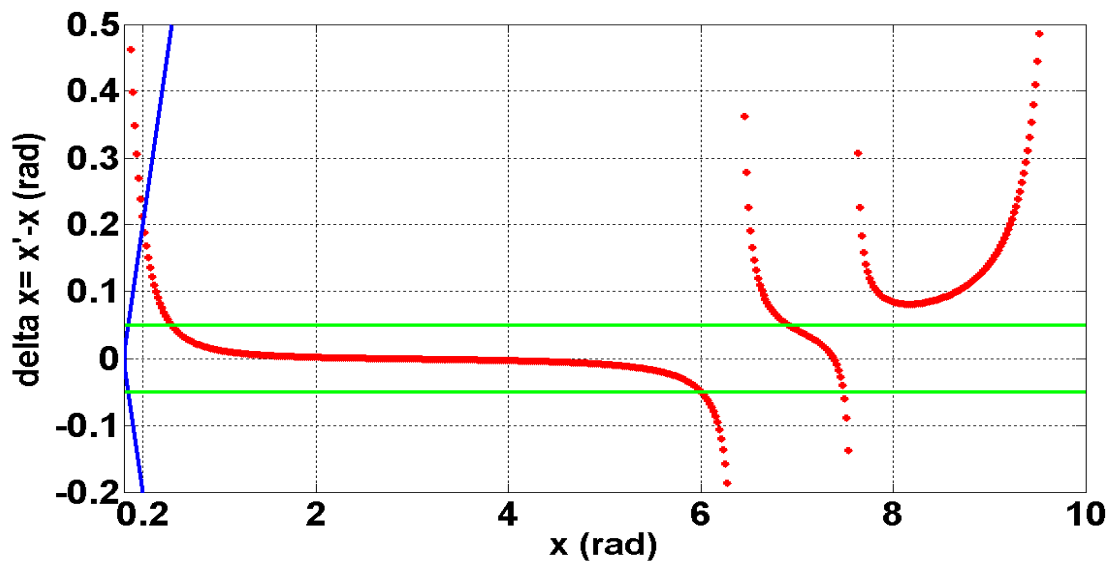


Figura 4.15. Gráfico de Δx versus x para o método $J_1...J_6$ (pos).

A partir da figura 4.15, obtém-se um limite inferior de x , para um valor de MDPS igual a 0,2 rad. O limite superior da faixa dinâmica, para um erro de $\pm 0,05$ rad, será igual a 6 rad.

Portanto, a faixa dinâmica de demodulação da fase do método $J_1...J_6$ (pos) se estende de 0,2 a 6 rad, e, assim, é mais adequado para medir valores de x elevados. Com o uso conjunto, ora de $J_1...J_6$ (neg), ora de $J_1...J_6$ (pos), estende-se a faixa dinâmica total desde 0,05 rad até 6 rad. Embora tenha havido uma evolução em relação ao método $J_1...J_4$ modificado, este aumento da faixa dinâmica não pode ser considerado tão significativo.

Conforme revela a figura 4.16 a seguir, um gráfico de Δx_r em função de x e ϕ_0 , o problema das singularidades causadas quando ϕ_0 torna-se múltiplo inteiro de $\pi/2$ rad ainda permanece. Isto informa que pontos eventuais situados fora da reta x' versus x , dentro da faixa dinâmica do método, provavelmente se devem às singularidades causadas por ϕ_0 . Portanto, o cálculo de ϕ_0 , a partir dos dados experimentais, será importante.

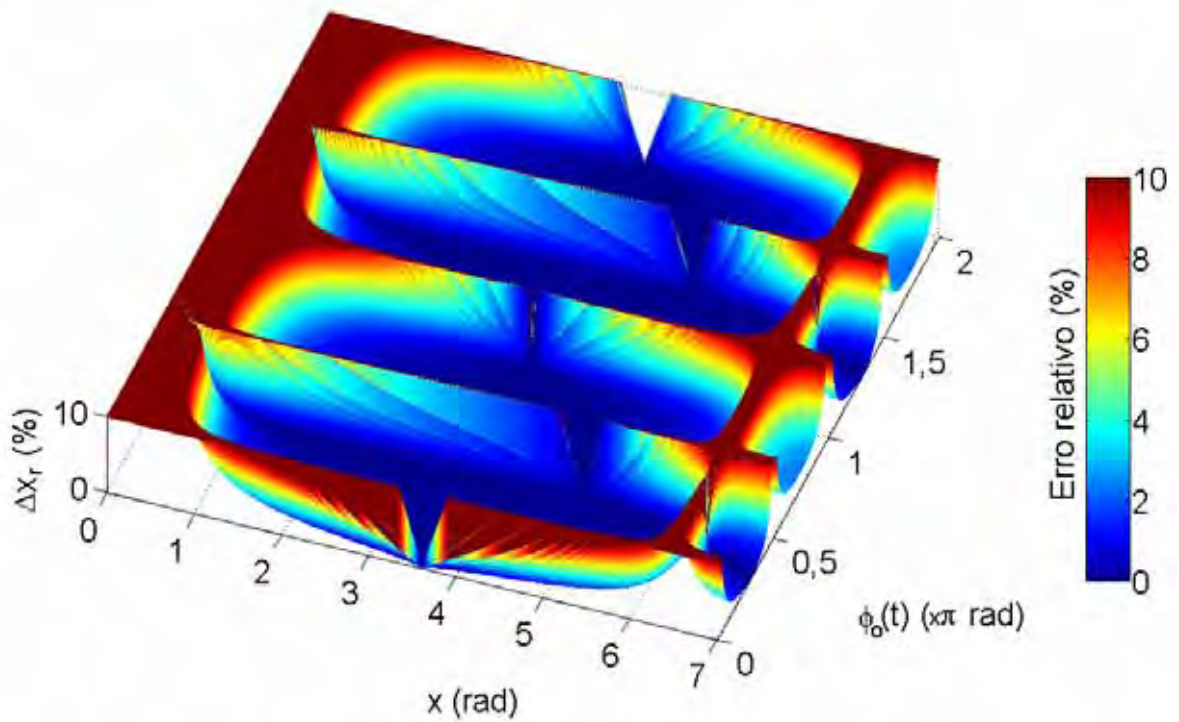


Figura 4.16. Erro relativo de fase, Δx_r , em função de x e ϕ_0 para o método $J_1 \dots J_6$ (pos) (MARÇAL, 2008).

4.5. Cálculo de ϕ_0

O cálculo de ϕ_0 permite avaliar se, na prática, os gráficos de x' versus x são confiáveis. Ou seja, permite verificar se um valor de x' calculado experimentalmente está fora da reta x' versus x porque ϕ_0 assumiu um valor igual a um múltiplo inteiro de $\pi/2$ rad, no momento da medição, ou se é por algum outro motivo qualquer. Se acontecer o primeiro caso, e o número de pontos da reta for suficientemente elevado, basta descartar esta medição duvidosa.

O valor de ϕ_0 pode ser estimado aplicando-se o método desenvolvido por (MARÇAL, 2008). Neste método, são definidas as duas funções, a partir das raia espectrais $V_1, \dots, V_4$:

$$Y_2 = \frac{4V_2}{V_1 + V_3}, \quad (4.37 - a)$$

$$Y_3 = \frac{6V_3}{V_2 + V_4}, \quad (4.37 - b)$$

e daí, a razão entre elas:

$$\frac{Y_3}{Y_2} = \frac{6V_3(V_1 + V_3)}{4V_2(V_2 + V_4)}. \quad (4.38)$$

Por outro lado, aplicando-se (4.5- a-b) à (4.37- a-b), obtém-se:

$$Y_2 = \frac{4AvQJ_2(x)}{AvP[J_1(x) + J_3(x)]}, \quad (4.39 - a)$$

$$Y_3 = \frac{6AvPJ_3(x)}{AvQ[J_2(x) + J_4(x)]}, \quad (4.39 - b)$$

cujas razão é igual à:

$$\frac{Y_3}{Y_2} = \frac{6PJ_3(x)}{Q[J_2(x) + J_4(x)]} \cdot \frac{P[J_1(x) + J_3(x)]}{4QJ_2(x)}. \quad (4.40)$$

Porém, da relação de recorrência (4.11), para $n = 2$ e 3 , tem-se:

$$x = 4 \frac{J_2(x)}{J_1(x) + J_3(x)}, \quad (4.41 - a)$$

$$x = 6 \frac{J_3(x)}{J_2(x) + J_4(x)}, \quad (4.41 - b)$$

e, portanto, (4.40) resulta em:

$$\frac{Y_3}{Y_2} = \left(\frac{P}{Q} \right) = tg \phi_0, \quad (4.42)$$

onde foi usado $P = \sin \phi_0$ e $Q = \cos \phi_0$.

Comparando-se (4.38) com (4.42), conclui-se que:

$$tg \phi_0 = \sqrt{\frac{3V_3(V_1 + V_3)}{2V_2(V_2 + V_4)}}, \quad (4.43)$$

a partir da qual é possível extrair o valor de ϕ_0 .

Neste capítulo estudou-se a aplicação de alguns métodos clássicos de demodulação de fase óptica baseados no espectro do sinal fotodetectado, seus benefícios e limitações, bem como suas faixas dinâmicas de aplicação. No capítulo seguinte será abordada a técnica homódina auto-consistente desenvolvida por B. J. Pernick para demodulação de fase óptica, e que será um dos principais objetos de estudo deste trabalho.

Capítulo 5

UM MÉTODO DE DEMODULAÇÃO DE FASE AUTO-CONSISTENTE E GENERALIZADO – O MÉTODO DE PERNICK

Métodos aplicando interferometria óptica para a medição de amplitudes de deslocamento micrométricas de um corpo em vibração têm sido utilizados ao longo dos tempos devido a sua extrema sensibilidade. No capítulo 4 desse relatório foram abordados alguns métodos clássicos de demodulação de fase óptica, que podem ser aplicados a esse tipo de medição. Como foi detalhado, tais métodos fazem uso de relações estabelecidas a partir das componentes espectrais do sinal fotodetectado. Partindo-se das relações de recorrência das funções de Bessel, foram geradas novas equações capazes de realizar a demodulação direta de fase óptica do sinal e o cálculo do valor do índice de modulação (x).

Porém, também foram discutidas restrições severas inerentes a esses métodos, revelando-se que as faixas dinâmicas são limitadas, por exemplo. Assim, neste capítulo será apresentado um método homódino e auto-consistente de demodulação de fase óptica, desenvolvido por B. J. Pernick, para o cálculo do índice de modulação, que permite estender o limite superior da faixa dinâmica de demodulação a valores, em princípio, ilimitados (PERNICK, 1973). Como nos métodos clássicos, este método também faz uso das relações de recorrência das funções de Bessel e das componentes harmônicas dos sinais que são fotodetectados em um sistema interferométrico homódino.

5.1. Método Homódino e Auto-Consistente de Pernick

Conforme foi discutido no capítulo 1, o método proposto em (PERNICK, 1973) não recebeu nenhum nome em especial, como os consagrados métodos J_1/J_3 ou $J_1...J_4$, criados por Deferrari et al. e Sudarshanam & Srinivasan, respectivamente. Por isto, neste texto, esta nova técnica de demodulação de fase será denominada simplesmente de “método de Pernick”.

Esse método também baseia-se na relação de recorrência (4.11) para funções de Bessel de diferentes ordens:

$$2nJ_n(x) = x[J_{n-1}(x) + J_{n+1}(x)]. \quad (5.1)$$

para valores de n inteiros.

Para isso, substitui-se a variável n presente em (5.1) por $(n + 1)$ e por $(n + 2)$, obtendo assim:

$$2(n + 1)J_{n+1}(x) = x[J_n(x) + J_{n+2}(x)], \quad (5.2 - a)$$

$$2(n + 2)J_{n+2}(x) = x[J_{n+1}(x) + J_{n+3}(x)]. \quad (5.2 - b)$$

Considerando-se o sistema de equações constituído por (5.1), (5.2-a), (5.2-b), e eliminado os termos $J_n(x)$ e $J_{n+2}(x)$ dessas equações, chega-se a uma expressão para obtenção de x , tal que:

$$x^2 = \frac{4n(n + 1)(n + 2)J_{n+1}(x)}{(n + 2)J_{n-1}(x) + 2(n + 1)J_{n+1}(x) + nJ_{n+3}(x)}. \quad (5.3)$$

a qual constitui uma outra identidade matemática.

Na seqüência, procura-se confirmar se é possível reescrever (5.3) em termos das magnitudes das componentes espectrais $V_n(x)$, dadas por (4.5-a) ou (4.5-b).

A essência do método consiste em perceber que, para cada valor de n substituído na expansão

$$x'^2 = \frac{4n(n + 1)(n + 2)V_{n+1}(x)}{(n + 2)V_{n-1}(x) + 2(n + 1)V_{n+1}(x) + nV_{n+3}(x)}, \quad (5.4)$$

as componentes harmônicas presentes tanto no numerador quanto no denominador são exclusivamente pares ou exclusivamente ímpares. De fato, se $n=1$, obtém-se

$$x'^2 = \frac{24 V_2(x)}{3 V_0(x) + 4 V_2(x) + V_4(x)} \quad (5.5)$$

que só depende das harmônicas pares. Se $n=2$, (5.4) conduz a

$$x'^2 = \frac{96 V_3(x)}{4 V_1(x) + 6 V_3(x) + 4 V_5(x)} \quad (5.6)$$

que só depende das harmônicas ímpares. E assim por diante, para os demais valores de n .

Empregando-se (4.5-a) e (4.5-b), conclui-se que, substituindo-se $V_n = \frac{Av}{2} P J_n(x)$ para n ímpar, ou $V_n = \frac{Av}{2} Q J_n(x)$ para n par (sendo $P = \sin \phi_0$ e $Q = \cos \phi_0$), os fatores $\frac{Av}{2} P$ ou $\frac{Av}{2} Q$ presentes no numerador e denominador de (5.4) se cancelam, e a expressão resultante corresponderá à identidade matemática (5.3). Isto se aplica a qualquer valor de n em (5.4).

Dessa forma, o método de Pernick também é auto-consistente, no sentido de permitir o cálculo direto de x (sem a necessidade de inversão de funções de Bessel), independer de oscilações da fonte laser, da responsividade do fotodetector, etc., e, principalmente, ser imune a variações aleatórias de $\phi_0(t)$. Além disso, permite ao interferômetro executar a medição de amplitudes de vibrações mecânicas em valores absolutos, sem a necessidade de quaisquer procedimentos de calibração. Porém, assim como apresentado no método do $J_1...J_4$ modificado, faz-se necessária a aplicação da correção do sinal algébrico das harmônicas quando as funções de Bessel atingem valores negativos.

Segundo Pernick, deve-se utilizar o valor de n em (5.4) que seja mais adequado ao usuário. Por exemplo, o valor de x pode ser determinado indiferentemente a partir de (5.5), para $n=1$, ou de (5.6), para $n=2$, ou de qualquer outra expressão oriunda dos demais valores de n . Contudo, sugere-se evitar o caso $n=1$, uma vez que seria difícil separar a componente espectral $V_0(x)$ da parcela d.c. em $v(t)$, através de simples filtragem.

Em resumo, Pernick acreditava que, independente do valor de n escolhido, o cálculo do índice de modulação sempre seria possível e sempre resultaria no mesmo valor exato de x . Portanto, para $n=2$ ou $n=3$, o valor medido de x deveria ser o mesmo. O autor desta

dissertação, contudo, observa que essa afirmação não é totalmente válida, se for considerada a presença de ruído no sistema, algo que Pernick não levou em conta na época.

Dessa forma, constitui um dos principais objetivos desta pesquisa investigar o efeito do ruído sobre o método de Pernick, o que, segundo conhecimento do autor, trata-se de um assunto que ainda não foi abordado na literatura até os dias de hoje. Assim, será mostrado que a presença de ruído altera o valor da faixa dinâmica de demodulação de acordo com os diferentes valores de n . Com isso, pretende-se tirar partido desta técnica, segundo uma estratégia que não foi capitalizada por Pernick no momento da concepção de seu método: comutando-se os valores de n , à medida que se deseja medir valores cada vez mais elevados de x , é possível aumentar indefinidamente o extremo superior da faixa dinâmica. Isto será discutido em detalhes nas próximas seções.

5.1.1. Inserção do Ruído 1/f

Assim como foi utilizado para os métodos clássicos abordados no capítulo 4, a tensão de ruído característico considerada nesse método de detecção será do tipo 1/f. E, considerando a existência do fator de ruído K , conforme definido em (4.9), a relação (5.4) pode ser reescrita como:

$$x'^2 = \frac{4n(n+1)(n+2) \left[J_{n+1}(x) + \frac{K}{(n+1)} \right]}{(n+2) \left[J_{n-1}(x) + \frac{K}{(n-1)} \right] + 2(n+1) \left[J_{n+1}(x) + \frac{K}{(n+1)} \right] + n \left[J_{n+3}(x) + \frac{K}{(n+3)} \right]}. \quad (5.7)$$

Para exemplificar esta inserção, aplica-se a técnica para o valor de $n=2$. Ou seja, substituindo $n=2$ em (5.7), tem-se:

$$x'^2 = \frac{96 \left[J_3(x) + \frac{K}{3} \right]}{4 \left[J_1(x) + K \right] + 6 \left[J_3(x) + \frac{K}{3} \right] + 2 \left[J_5(x) + \frac{K}{5} \right]}. \quad (5.8)$$

Nas figuras 5.1 e 5.2 apresentam-se os gráficos (calculados usando *Matlab*) de x' versus x , e de $\Delta x = x' - x$ versus x , respectivamente, para valores de $K = 0,0011$ e $\phi_0 = \pi/4$ rad, a exemplo dos valores que foram considerados em simulações no capítulo anterior.

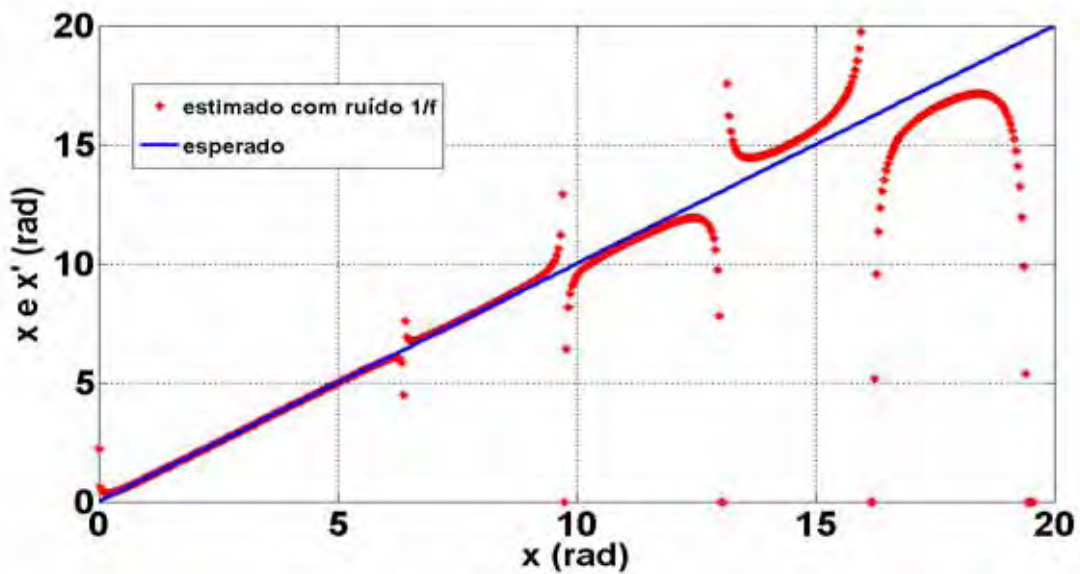


Figura 5.1. Gráfico de x versus x' para o método *Pernick* e $n=2$.

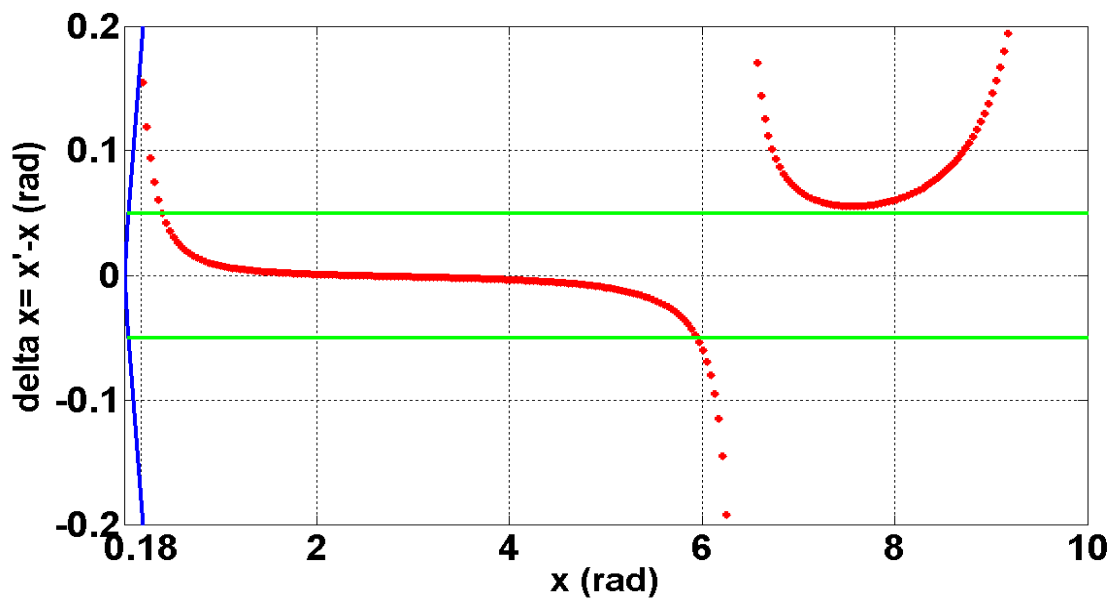


Figura 5.2. Gráfico de Δx versus x para o método *Pernick* e $n=2$.

Observando a figura 5.1 percebe-se que, na presença de ruído, o método de Pernick será sensivelmente afetado, resultando numa faixa dinâmica limitada. Na situação do valor de $n=2$, percebe-se uma primeira singularidade no método um pouco acima de 6 rad. Em torno dessa singularidade, o erro torna-se intolerável, conforme revela a figura 5.2. Admitindo-se um erro de 0,05 rad, o limite superior da faixa dinâmica é igual a 5,9 rad.

Por outro lado, para $x \ll 1$, também observa-se o aumento do erro Δx , estabelecendo-se um limite inferior para a faixa dinâmica. Utilizando ainda o conceito de MDPS para efeito

de comparação com os demais métodos já estudados, encontra-se um MDPS de 0,18 rad. Ou seja, a faixa dinâmica para $n=2$ está entre 0,18 rad e 5,9 rad, algo similar ao obtido para o método do $J_1 \dots J_6$ (positivo).

Porém, é possível aumentar o extremo superior da faixa dinâmica. Conforme o valor de n é aumentado, mudanças ocorrem na simulação, alterando a faixa dinâmica do método. Por exemplo, para $n=3$, (5.4) conduz a seguinte expressão, considerando-se o ruído $1/f$:

$$x'^2 = \frac{240 \left[J_4(x) + \frac{K}{4} \right]}{5 \left[J_2(x) + \frac{K}{2} \right] + 8 \left[J_4(x) + \frac{K}{4} \right] + 3 \left[J_6(x) + \frac{K}{6} \right]}. \quad (5.9)$$

Assim, realizando simulações semelhantes às realizadas para $n=2$, agora para $n=3$, tem-se como resultado as figuras 5.3 e 5.4. Nelas são mostrados os gráficos de x' versus x e de $\Delta x = x' - x$ versus x , respectivamente.

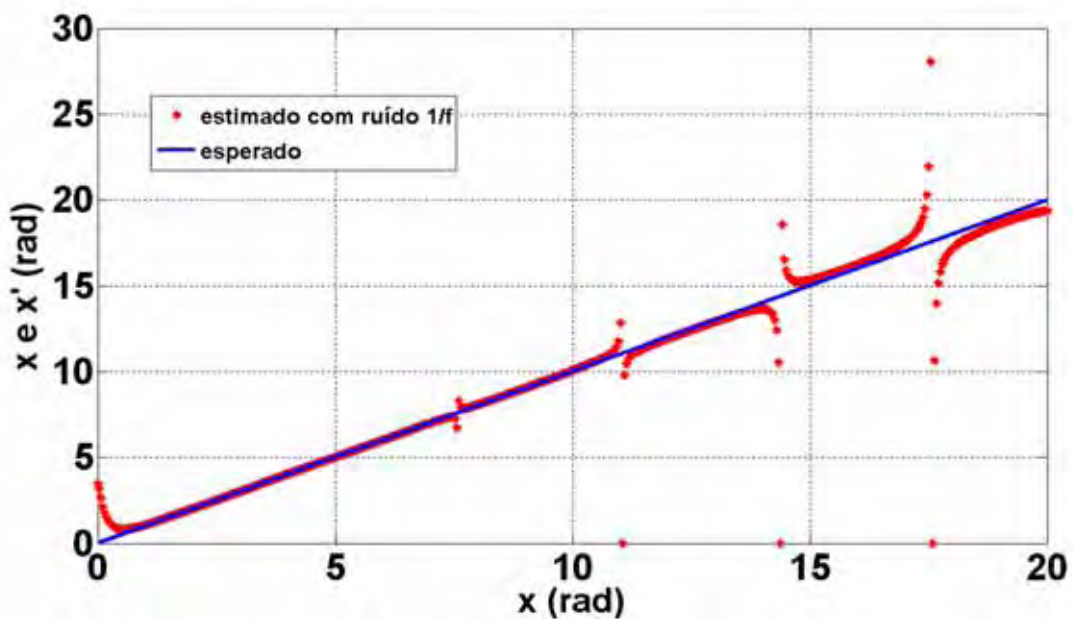


Figura 5.3. Gráfico de x versus x' para o método *Pernick* e $n=3$.

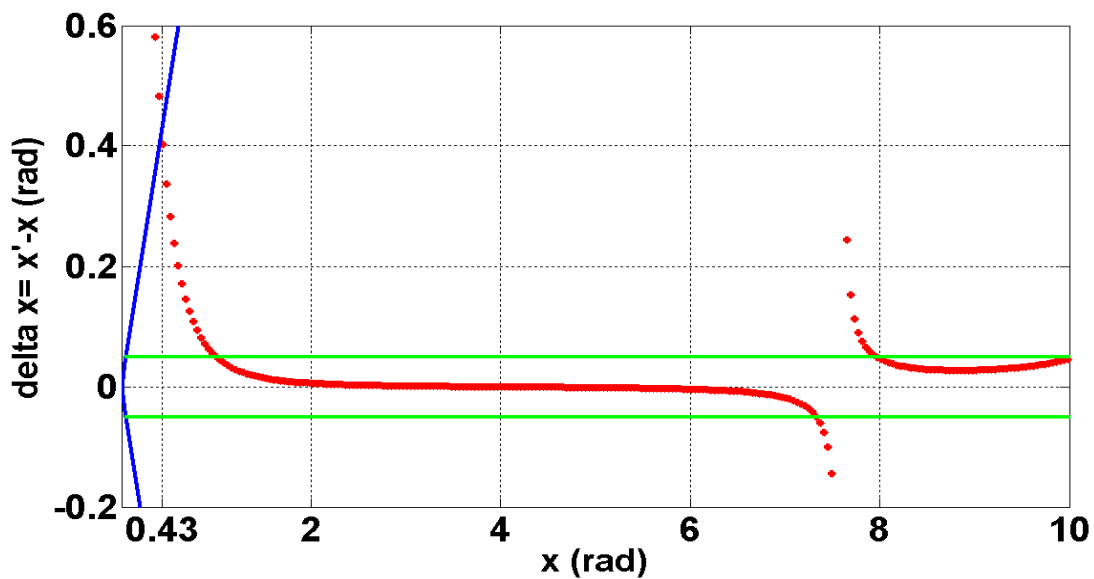


Figura 5.4. Gráfico de Δx versus x para o método Pernick e $n=3$.

Observando a figura 5.3, percebe-se que ocorre uma primeira singularidade em aproximadamente 7,5 rad.

Na figura 5.4, observa-se um MDPS igual a 0,43 rad e, utilizando ainda a mesma figura, chega-se a um limite superior de x de 7,4 rad, quando o erro atinge o valor 0,05 rad. Observa-se, com isso, que a faixa dinâmica para $n=3$ situa-se entre 0,43 e 7,4 rad.

Conclui-se, portanto, que variando-se n de 2 para 3, houve um aumento da faixa dinâmica na direção do seu extremo superior. Testes realizados em simulações revelaram que este comportamento se mantém para os demais valores de n . Assim, se for desejado medir valores reduzidos de x (contudo, superiores a 0,18 rad), deve ser empregado n pequeno, enquanto que valores elevados de x podem ser medidos com n grande.

Estes resultados contrariam a expectativa de Pernick, segundo a qual x poderia ser determinado a partir de relações do tipo (5.4), independentemente do valor de n . E mais, que os cálculos de x usando dois valores de n , por exemplo, deveriam conduzir a uma mesma quantidade. Com a análise aqui apresentada, fica evidente que a presença de ruído nos sistemas práticos impõe sérias restrições a este pensamento.

Portanto, para utilização prática do método, não é aconselhável a manutenção de um único valor para n . Objetivando aumentar progressivamente a faixa dinâmica de demodulação, considerar-se-á um chaveamento do método, conforme será abordado na próxima seção.

5.2. Método de Pernick Chaveado

Levando-se em consideração as simulações do método Pernick para diferentes valores de n apresentadas na seção anterior, visto que há uma alteração da faixa dinâmica para as diferentes situações, buscou-se encontrar uma solução que resultasse na aplicação da técnica de maneira contínua, sem singularidades e com uma faixa dinâmica global que, em princípio, pudesse ser estendida indefinidamente.

Desse modo, uma estratégia consiste em realizar um chaveamento do método, ou seja, realizar uma variação crescente para o valor de n no cálculo dos valores dos índices de modulação. Na realidade, ocorre a aplicação da técnica, primeiramente, atribuindo-se $n=2$ em (5.7), para valores reduzidos de x , e mantém-se esse valor de n até que o método se aproxime da primeira descontinuidade. Quando estiver próxima da descontinuidade, porém antes que ela ocorra, altera-se o valor de n em (5.7) para o valor $n=3$. Assim, a equação deve ser alterada, bem como a ordem das harmônicas que serão consideradas para o cálculo do novo índice de modulação. Esta equação continua sendo executada até que se aproxime de uma nova descontinuidade, quando o valor de n será alterado para $n=4$.

Esse procedimento pode prosseguir para valores sucessivos de n , tantas quantas forem as ordens das harmônicas disponíveis no sinal fotodetectado. Um algoritmo para reconhecer o limiar de transição dos valores de n , de acordo com o valor de x que se deseja medir, pode ser implementado, automatizando o procedimento de medição. Tal limiar de decisão para a transição dos valores de n é apresentado detalhadamente no apêndice A desta dissertação.

Buscando observar o comportamento do método a esse procedimento, e verificando possíveis limites para essa técnica, foi realizada uma nova simulação de (5.7), aplicando o chaveamento ao método e utilizando o software *Matlab*.

Na figura 5.5, ilustra-se um exemplo de transição suave, quando n é comutado de 2 (em cor lilás) para 3 (em cor azul). A transição deve ocorrer antes do final da faixa dinâmica para $n=2$, e após o início da faixa dinâmica para $n=3$. Como limiar de decisão, pode-se considerar que a comutação ocorra quando o erro para $n=2$ atinja 0,02 rad, por exemplo.

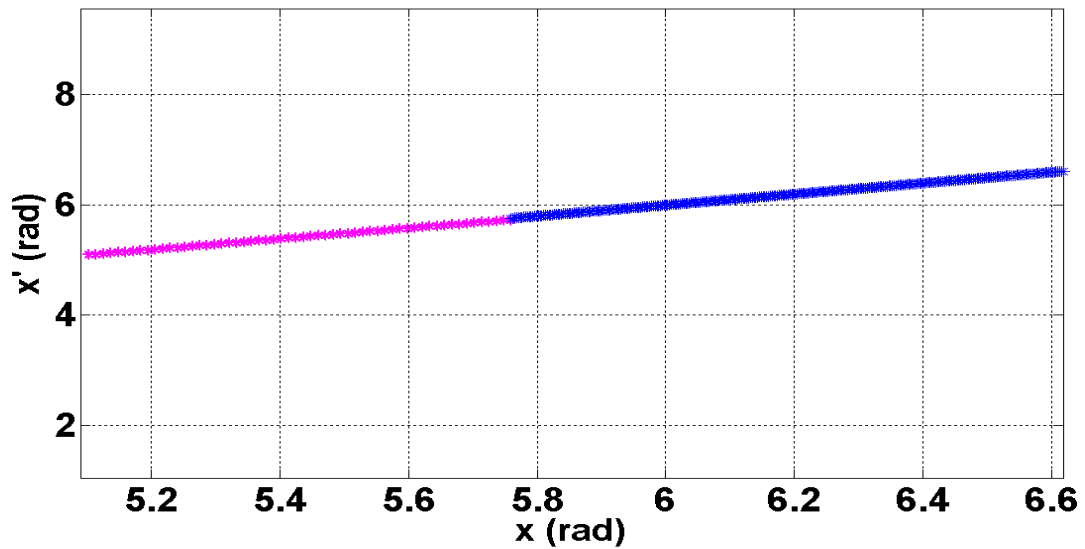


Figura 5.5. Passagem do método do valor de $n=2$ para $n=3$, em detalhe.

Na figura 5.6 observa-se que, aplicando o chaveamento dos valores de n em (5.7), a técnica permite demodular valores de índice de modulação tão grandes quanto 100 rad, sem ser penalizado por descontinuidades. As diferentes cores apresentadas no gráfico da figura indicam as mudanças dos valores de n , isto é, quando ocorre o chaveamento. Vale ressaltar que a simulação foi desenvolvida até atingir-se 100 rad, porém, a técnica poderia continuar a ser aplicada para valores superiores. Destaca-se também que, para atingir o resultado apresentado, a técnica foi iniciada no valor de $n=2$ e chegou até $n=92$, o que significa fazer uso de noventa e cinco harmônicas do sinal. Na prática, as amplitudes dessas 95 harmônicas precisam estar acima do nível do ruído, caso contrário, haverá problemas de exatidão.

Conforme foi discutido no capítulo 4, a técnica de correção dos sinais algébricos das componentes harmônicas no método $J_1...J_4$ modificado proposto por (JIN et al., 1991) é por si só inócua. Como não foi levado em consideração o ruído eletrônico, resultou num método de difícil implementação e sem um aumento substancial na faixa dinâmica de demodulação. Apesar disso, tal método tornou-se referenciado na literatura.

Por outro lado, como já foi discutido neste capítulo, Pernick propôs um eficiente método de demodulação de fase óptica, mas que foi obscurecido pela ausência de testes em laboratório. Além disso, por também não levar em conta o ruído, Pernick não potencializou a sua técnica a fim de expandir a faixa dinâmica de demodulação à valores praticamente ilimitados.

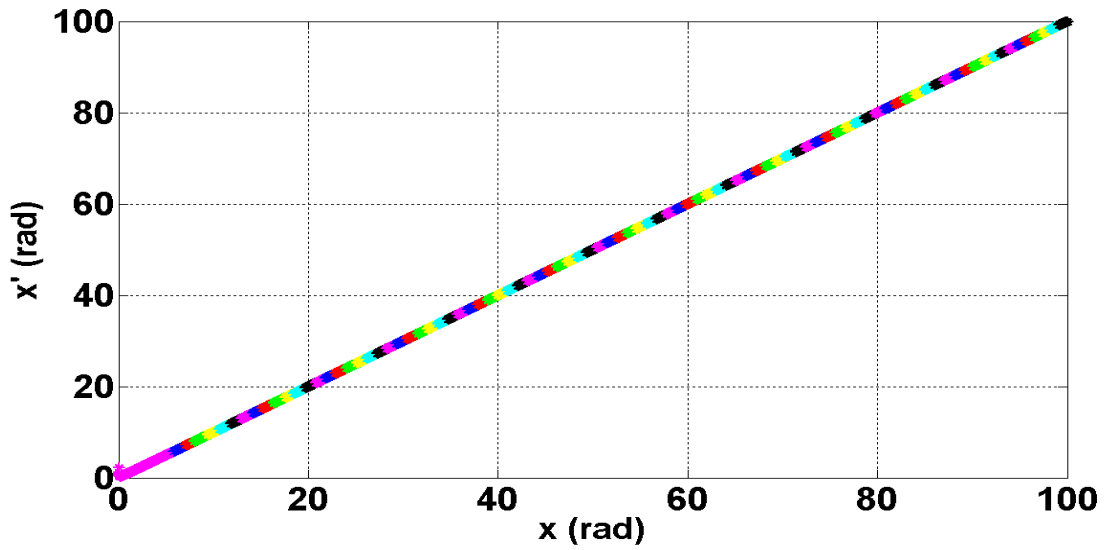


Figura 5.6. Gráfico de x versus x' do método Pernick, aplicando-se chaveamento dos valores de n .

Com isto, neste trabalho, propõe-se a comutação de valores de n em (5.7), de forma a demodular índices de modulação de fase tão grandes como $x = 100$ rad, algo compatível com os resultados obtidos por (MARÇAL, 2008), utilizando outra metodologia. E, é justamente em conjunto com o método de Pernick, que a técnica de correção de sinais algébricos proposto por (JIN et. al, 1991) volta a ser amplamente justificável. Agora, torna-se vantajoso aplicar este complicado algoritmo, em vista que o método de Pernick chaveado garante um aumento substancial na faixa dinâmica.

No conhecimento do autor desta dissertação, são poucos os métodos interferométricos homódinos capazes de exibir uma faixa dinâmica de demodulação tão elevada. Cita, por exemplo, os trabalhos de (IVASCHESCU, 2000) e (JIN; UTTAMCHANDANI; CULSHAW, 1992), com faixas dinâmicas entre 0,1 rad e 32 rad, e, 0,3 e 78 rad, respectivamente. No primeiro trabalho, utilizou-se o método J_0 nulo modificado. Contudo, há um problema: a condição $\phi_0 = 0$ rad deve ser obrigatoriamente estabelecida ao longo das medições (ou seja, o método não é imune ao desvanecimento). Quanto ao segundo trabalho, trata-se de uma análise realizada no domínio do tempo, e ϕ_0 não pode variar rapidamente, tal que a condição $\phi_0(t) = \phi_0(t + T)$ (onde T é o período de $\Delta\phi(t)$) seja satisfeita.

5.3. Dependência do método de Pernick com ϕ_0

Nas relações (5.8) e (5.9), para $n=2$ e 3, respectivamente, considerou-se que os fatores $P = \sin \phi_0$ e $Q = \cos \phi_0$ presentes no numerador e denominador foram automaticamente cancelados. Na realidade, a fim de levar em conta o efeito de ϕ_0 , estas relações devem ser corrigidas para

$$x'^2 = \frac{96 \left[PJ_3(x) + \frac{K}{3} \right]}{4 \left[PJ_1(x) + K \right] + 6 \left[PJ_3(x) + \frac{K}{3} \right] + 2 \left[PJ_5(x) + \frac{K}{5} \right]}. \quad (5.10)$$

para $n=2$, e

$$x'^2 = \frac{240 \left[QJ_4(x) + \frac{K}{4} \right]}{5 \left[QJ_2(x) + \frac{K}{2} \right] + 8 \left[QJ_4(x) + \frac{K}{4} \right] + 3 \left[QJ_6(x) + \frac{K}{6} \right]}. \quad (5.11)$$

para $n=3$.

Dessa forma, plotou-se, nas figuras 5.7 e 5.8, os gráficos de x' versus ϕ_0 para $n=2$ e $n=3$, respectivamente, considerando-se que $x=1$ rad.

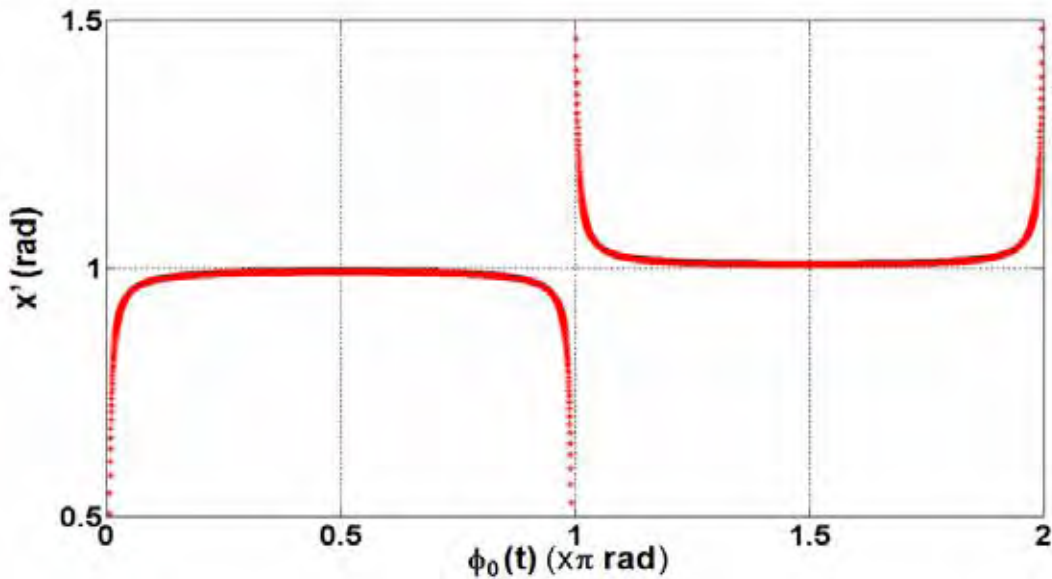


Figura 5.7. Relação entre x' e ϕ_0 para $n=2$ e $x=1$ rad.

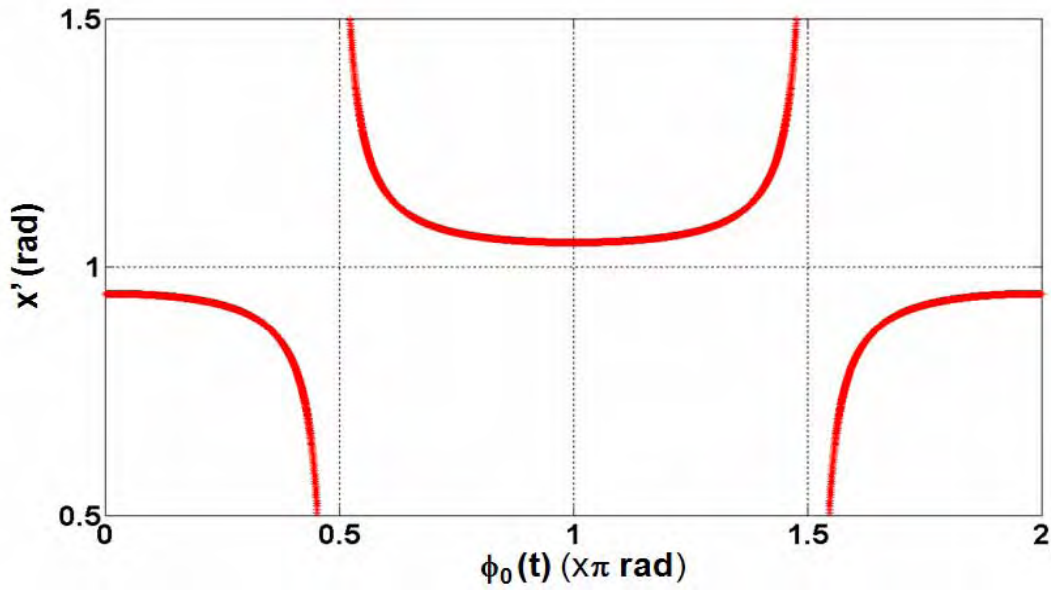


Figura 5.8. Relação entre x' e ϕ_0 para $n=3$ e $x=1$ rad.

Conforme se observa, o valor de x recuperado (valor estimado) encontra-se próximo a $x=1$ rad, a não ser nas vizinhanças das singularidades. Contudo, ao contrário dos métodos $J_1...J_4$, $J_1...J_6$ (neg) e $J_1...J_6$ (pos), nos quais as singularidades ocorriam para $\phi_0 = n\pi/2$, $n=1, 2, \dots$, agora existe uma vantagem. Quando $n=2$, as singularidades só ocorrem para $\phi_0 = n\pi/2$, n par, enquanto que, quando $n=3$, só ocorrem para $\phi_0 = n\pi/2$, n ímpar. Isto ocorre porque (5.10) só contém harmônicas ímpares (relacionadas ao fator P), enquanto (5.11) só contém harmônicas pares (relacionadas ao fator Q), e não aos fatores P e Q simultaneamente, como ocorria com os demais métodos.

Conclui-se, portanto, que para um dado valor de n diminuem as chances de ocorrer uma singularidade indesejável devido a ϕ_0 .

Nas figuras 5.9 e 5.10 são apresentados os gráficos de erro relativo, $\Delta x_r = (x' - x)/x$, em porcentagem, em função de x e ϕ_0 , para os casos $n=2$ e $n=3$, respectivamente.

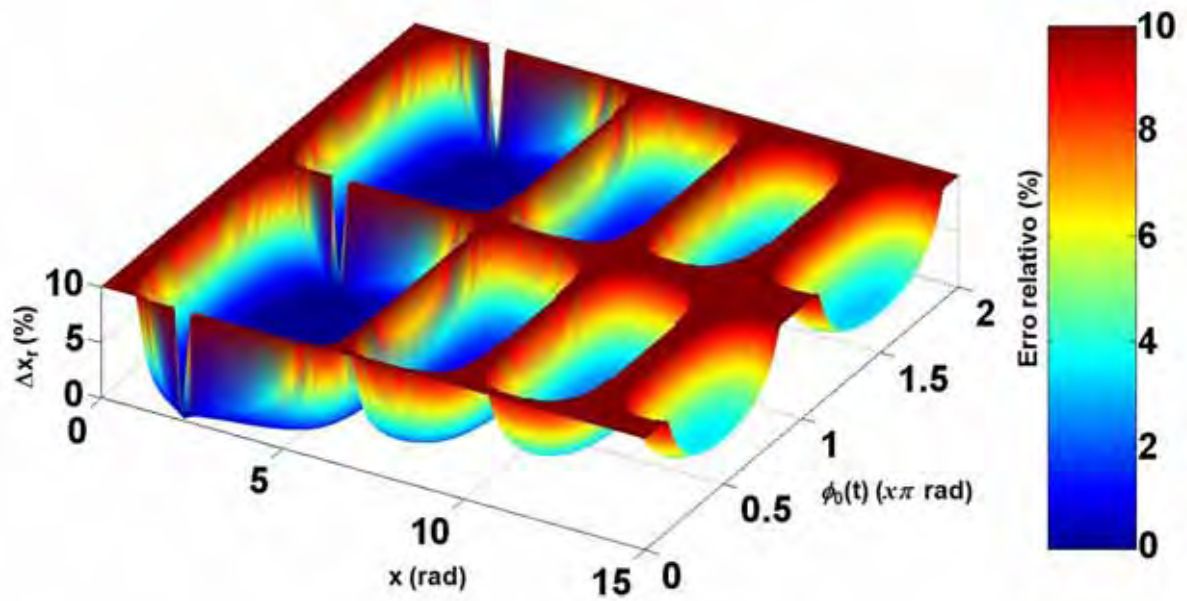


Figura 5.9. Erro relativo em função de x e ϕ_0 , para $n=2$.

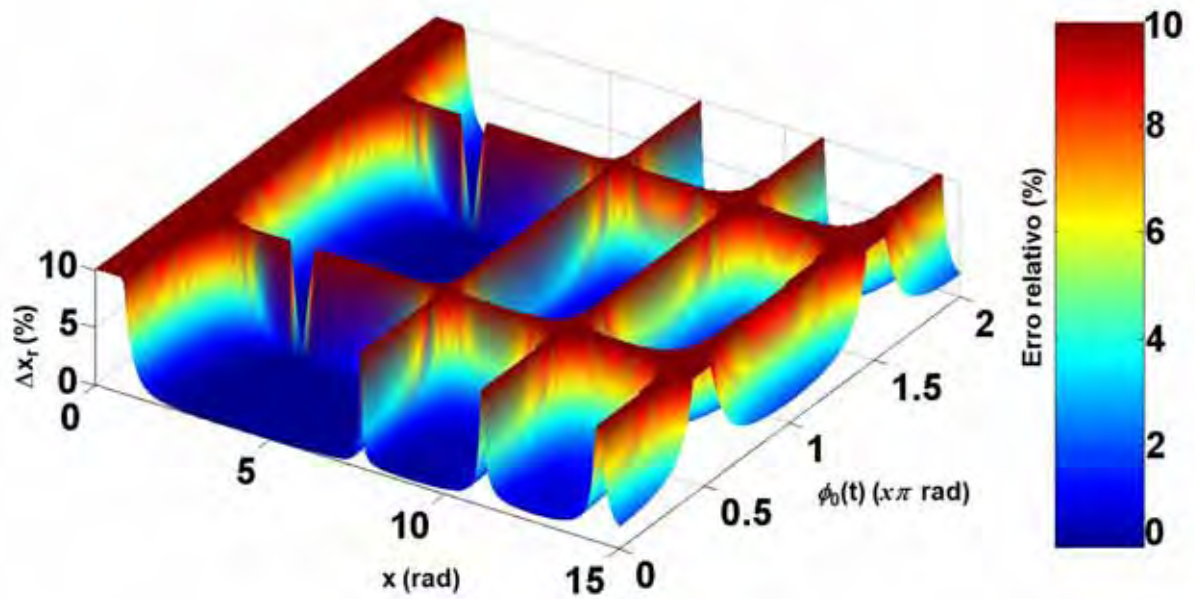


Figura 5.10. Erro relativo em função de x e ϕ_0 , para $n=3$.

5.4. Comparação entre os métodos espectrais abordados

Para que se tenha uma visão geral dos métodos de demodulação de fase óptica que foram abordados e simulados, e para que se torne mais fácil realizar uma comparação, apresenta-se a tabela 5.1 com as principais características das técnicas.

Tabela 5.1. 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)	Indefinição para $\phi_0(t)$ igual a:
J_1/J_3	NÃO	SIM	0,18	ilimitado	$n\pi$
$J_1...J_4$ mod	SIM	SIM	0,175	5,0	$n\pi/2$
$J_1...J_6$ (pos)	SIM	SIM	0,2	6,0	$n\pi/2$
$J_1...J_6$ (neg)	SIM	NÃO	0,05	3,5	$n\pi/2$
Pernick	SIM	SIM	0,18	ilimitado	$n\pi/2$ p/ n ímpar $n\pi/2$ p/ n par

Dessa forma, comprova-se a possibilidade de aplicação do método com a eficiência desejada. Busca-se, agora, a aplicação da técnica de forma prática, e não mais em simulações. Essa situação será desenvolvida no próximo capítulo, onde se aplicará o método para sinais fotodetectados em um arranjo usando um modulador eletroóptico de amplitudes.

Capítulo 6

SENSOR ÓPTICO DE TENSÃO E VALIDAÇÃO EXPERIMENTAL DO MÉTODO DE PERNICK

Este capítulo é dedicado à aplicação experimental do método de Pernick, de modo a validar sua utilização prática. Para tanto, será utilizado um sensor óptico de tensão baseado no efeito eletroóptico. O sensor será útil, pois emprega uma célula Pockels na configuração de modulador de amplitude, a qual possui características que podem ser determinadas analiticamente. Além disso, é um sistema mais bem comportado em termos de desvanecimento de sinal que um interferômetro e é adequado para a validação do método.

O efeito eletroóptico refere-se à variação causada na permissividade dielétrica, de determinados materiais ópticos, devido à ação de um campo elétrico externo (YARIV; YEH, 1984). Uma onda óptica, ao se propagar através desse material, sofre uma modulação de fase, a qual pode ser posteriormente demodulada utilizando-se métodos adequados.

Dessa forma, serão abordados no decorrer do capítulo a célula Pockels, a descrição de um sensor óptico de tensão desenvolvido na FEIS, bem como os resultados experimentais obtidos a partir deste sensor, quando o método de Pernick é aplicado.

6.1. A Célula Pockels

O efeito eletroóptico foi originalmente observado por Kerr, em 1875, na forma quadrática ou não-linear, no dissulfeto de carbono. Nesse caso, a variação na permissividade

dielétrica ocorria com o quadrado do campo elétrico externo aplicado ao material. Em 1883, Rontgen e Kundt observaram o efeito eletroóptico linear no quartzo cristalino, onde a permissividade variava em proporção direta ao campo elétrico externo. Em 1893, Pockels caracterizou matematicamente o efeito eletroóptico linear em cristais de várias classes de simetria de ponto (KAMINOW, 1974).

Assim, fazendo uso de um cristal eletroóptico, é possível desenvolver uma célula Pockels, a qual pode ser utilizada em sensores ópticos de tensão. Uma célula Pockels típica pode ser definida como um cristal eletroóptico disposto entre dois eletrodos que fornecem meios de aplicar um campo elétrico externo através desse cristal. Há diferentes tipos de eletrodos que podem ser utilizados, como placas metálicas, filmes metálicos ou mesmo tintas metálicas (MARTINS, 2006).

Para este trabalho, a célula Pockels utilizada emprega um cristal de niobato de lítio (LiNbO_3) de dimensões de 5mm x 50,025 mm x 1,1 mm, nas direções X, Y, Z, respectivamente. Conforme ilustrado adiante os eletrodos são dispostos na célula conforme a direção de campo elétrico desejada, sendo colocados transversalmente, para campo elétrico perpendicular à direção de propagação do feixe óptico, ou, longitudinalmente, se o campo elétrico encontra-se paralelo à direção de propagação do feixe óptico. No caso deste trabalho, interessa apenas o primeiro tipo, e, deste modo, a propagação se dá na direção cristalográfica Y do cristal, e a aplicação do campo elétrico externo ocorre na direção Z, perpendicular à direção de propagação da luz no cristal. Na figura 6.1 observa-se a célula utilizada, já fixada em um suporte.

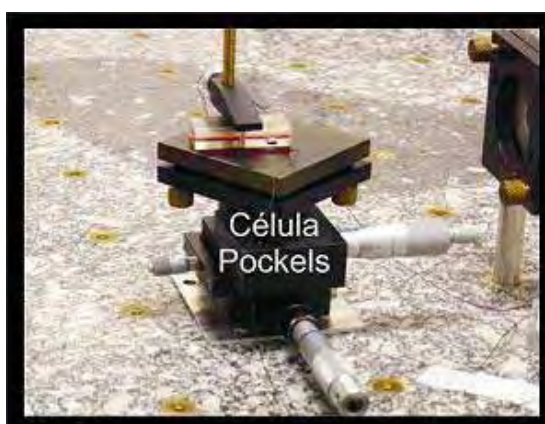


Figura 6.1. Célula Pockels com cristal de LiNbO_3 montada no suporte (MARTINS, 2006).

Na situação em que a célula Pockels é utilizada como modulador eletroóptico, a informação se encontra no campo elétrico modulador e é inserida na fase da luz que se

propaga através da célula. Já nos casos em que é utilizada como sensor, as características de fase da luz transmitida são mensuradas para determinar o campo elétrico desconhecido aplicado à célula Pockels (MARTINS, 2006).

Por apresentar eletrodos na forma de placas paralelas, a célula Pockels é muito funcional, em vista da simplicidade de se relacionar a tensão elétrica aplicada, $V(t)$, com o campo elétrico, E_Z , na direção Z do cristal, ou seja:

$$E_Z = \frac{V(t)}{d}, \quad (6.1)$$

sendo d a distância entre as placas ou espessura do cristal.

Como na situação deste trabalho a célula Pockels é utilizada como modulador de intensidade óptica, deve-se considerar um retardo de fase entre os modos de propagação da luz transmitida na saída da célula. Assim, a diferença de fase relativa é dada por (YARIV, 1984):

$$\Delta\theta = \frac{2\pi}{\lambda}(n_e - n_o)L - \frac{\pi}{\lambda}(n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13})E_Z L, \quad (6.2)$$

sendo λ o comprimento de onda do laser, n_e e n_o os índices de refração extraordinário e ordinário do cristal de niobato de lítio, r_{33} e r_{13} são coeficientes eletroópticos do niobato de lítio, e L é o comprimento do cristal.

A partir de (6.2) percebe-se dois tipos de retardo de fase: um devido à birrefringência natural do cristal e independente do campo elétrico (primeira parcela do membro do lado direito), e outro induzido pelo campo elétrico externo (segunda parcela do membro do lado direito).

Com o auxílio de (6.1), o retardo de fase induzido pelo campo elétrico externo ($\Delta\phi$) pode ser definido como

$$\Delta\phi = \frac{\pi}{\lambda}(n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13}) \frac{L}{d} V(t), \quad (6.3)$$

enquanto o retardo de fase estático pode ser definido por:

$$\phi_0 = \frac{2\pi}{\lambda}(n_e - n_o)L. \quad (6.4)$$

Utilizando (6.3) é possível obter um parâmetro de grande importância de uma célula Pockels, que é sua tensão de meia-onda V_π , definida como a tensão $V(t)$ necessária para induzir um retardo ($\Delta\phi$) de π radianos. Portanto, fazendo $\Delta\phi = \pi$ e $V(t) = V_\pi$ em (6.3), tem-se:

$$V_\pi = \frac{\lambda}{n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13}} \frac{d}{L}. \quad (6.5)$$

A tensão de meia onda mostra-se um fator de mérito em uma célula Pockels, sendo utilizada para efeito de comparação, pois quanto menor o valor de V_π , menor é a tensão necessária para alimentá-la. Aplicando (6.5) e conhecendo-se os parâmetros do cristal de niobato de lítio utilizado na célula Pockels implementada na FEIS-Unesp, é possível calcular o valor de V_π teórico. Para tanto, considera-se o valor do comprimento de onda do laser igual a 632,8 nm (laser de Hélio-Neônio), a espessura do cristal igual a $d=1,1$ mm, os valores dos índices de refração ordinário e extraordinário dados por 2,286 e 2,2, respectivamente, os coeficientes eletroópticos do niobato de lítio como sendo $r_{13}=9,6$ pm/V e $r_{33}=30,9$ pm/V, e, finalmente, que o comprimento da célula (L) é igual a 50,025 mm. Encontra-se, assim, um valor teórico de $V_\pi=64,92$ V.

Substituindo-se (6.5) em (6.3), mostra-se também que:

$$\Delta\phi = \frac{\pi}{V_\pi} V(t) \quad (6.6)$$

Portanto, quanto menor é o valor de V_π , maior é o retardo obtido para um mesmo valor de $V(t)$. Como já é conhecido, o efeito eletroóptico permite que seja inserida a informação nesse retardo eletroóptico de fase e, portanto, é possível implementar um sensor de tensão elétrica, onde a informação sobre o valor instantâneo da tensão $V(t)$ pode estar inserida na fase da luz e ser transmitida até um receptor, onde ocorrerá uma conversão inversa, desde que um esquema adequado seja providenciado para realizar tal demodulação.

6.2. Sensor Óptico de Tensão (SOT)

Como já foi discutido no início deste capítulo, o efeito eletroóptico provoca uma variação na permissividade dielétrica de determinados materiais, modificando suas características quando estes são submetidos à presença de um campo elétrico externo. Desse modo, algum parâmetro da onda de luz, como sua fase ou sua polarização, pode ser alterado ao atravessar esse material.

O sensor óptico de tensão (SOT) tem sua utilidade na avaliação desses parâmetros que eventualmente são alterados. Ele não medirá a tensão elétrica propriamente dita, mas sim alguma alteração na fase da onda de luz que atravessa o material eletroóptico. Esse tipo de sensor baseado no efeito eletroóptico é regularmente utilizado na prática como transformador de potencial (TP), pois sofre pouca influência de campos magnéticos externos, uma vez que a maioria dos cristais eletroópticos empregados são dielétricos. Além disso, esses SOT's apresentam largura de banda de operação elevada.

Sendo assim, foi desenvolvido em (MARTINS, 2006), um SOT cujos arquivos de dados obtidos naquela ocasião servem agora para validação do método de Pernick. Tal sensor emprega a célula Pockels apresentada na figura 6.1. Nas figuras 6.2 e 6.3 observam-se a configuração do modulador eletroóptico de amplitude e o sensor óptico de tensão que foi montado em laboratório, respectivamente. Na época, (MARTINS, 2006) utilizou os métodos J_1/J_3 , $J_1...J_4$, $J_1...J_6$ (neg) e $J_1...J_6$ (pos) para realizar a demodulação do retardo de fase óptica induzido pela tensão $V(t)$, obtendo-se resultados satisfatórios. Além disso, (MARÇAL, 2008) desenvolveu novos métodos de detecção de fase aplicados à medição de deslocamentos em APF's, os quais foram validados através dos dados gerados com o SOT.

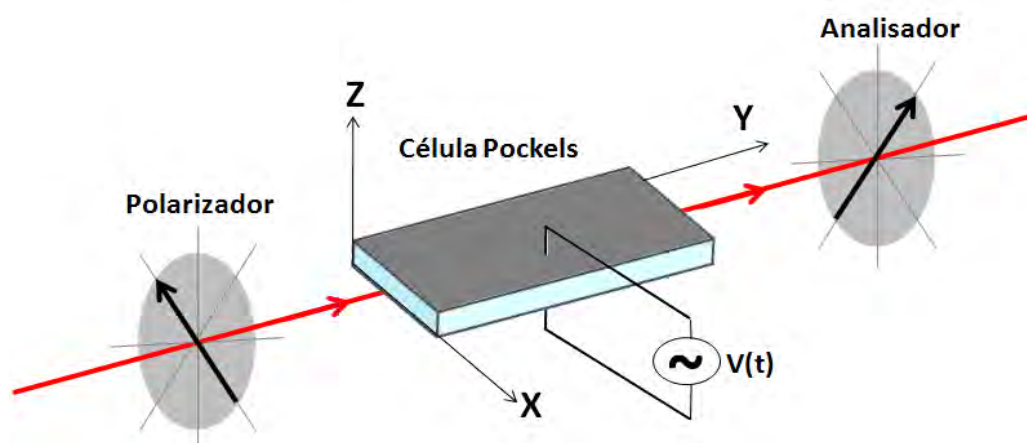


Figura 6.2. Modulador eletroóptico de amplitude.

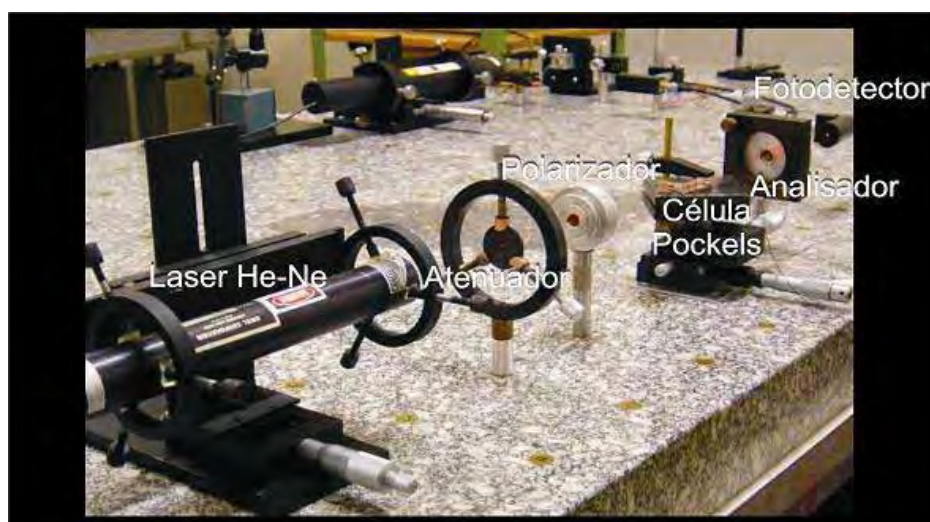


Figura 6.3. Aparato experimental do SOT montado em laboratório (MARTINS, 2006).

Observa-se na figura 6.2 que o modulador é composto por um polarizador cujo eixo está ajustado a 45° dos eixos cristalográficos X ou Z do cristal, a fim de acoplar dois modos ortogonais à célula Pockels com iguais amplitudes. A célula Pockels com cristal de niobato de lítio encontra-se na configuração transversal e, em seguida a mesma, encontra-se um segundo polarizador, com eixo deslocado angularmente do eixo do primeiro polarizador por 90° . Este segundo polarizador executa a análise do estado de polarização dos feixes após a célula Pockels e, por isso, é denominado analisador.

Através da figura 6.3 é possível observar o arranjo do modulador eletroóptico de amplitude (ou SOT) em perspectiva. Foi utilizado um laser de Hélio-Neônio (He-Ne) (Oriel

Corporation, modelo 79290, 4 mW), com comprimento de onda de 632,8 nm, e um fotodiodo PIN (Siemens BPX65), constituindo o fotodetector de lei quadrática.

Assim, o feixe de laser é emitido paralelamente à direção Y do cristal, e incide sobre o polarizador que acopla, com a mesma amplitude, os modos de propagação ordinário e extraordinário do material. Enquanto o feixe de luz é transmitido através do cristal de LiNbO_3 , uma tensão elétrica senoidal na frequência de 60 Hz (fonte sintetizada da California Instruments, modelo 5001i) é aplicada à célula Pockels através dos dois eletrodos em sua superfície, gerando o campo elétrico definido em (6.1). Como já evidenciado anteriormente neste capítulo, quando o cristal eletroóptico é submetido a esse campo elétrico, o mesmo sofre modificações nas suas características ópticas, modulando o estado da polarização da luz transmitida que sai da célula Pockels. No analisador, a modulação na fase relativa que ocorreu durante a passagem dos modos ordinário e extraordinário pela célula é convertida em modulação de amplitude e, dessa maneira, pode ser detectada pelo fotodetector, que obedece a relação (3.3).

A intensidade óptica na saída do sistema, a qual é proporcional ao sinal gerado pelo fotodiodo, será (YARIV; YEH, 1984):

$$I = I_o \sin^2 \frac{\Delta\theta}{2}, \quad (6.7)$$

sendo I_o a intensidade óptica do laser.

Mas o valor do retardo de fase ($\Delta\theta$) foi definido em (6.2) como uma soma de duas parcelas: uma devida à birrefringência natural do cristal (ϕ_0), e outra devido à influência do campo elétrico externo ($\Delta\phi$). Portanto, (6.7) pode ser reescrita como:

$$\begin{aligned} I &= \frac{I_o}{2} (1 - \cos \Delta\theta) \\ &= \frac{I_o}{2} [1 - \cos(\phi_0 + \Delta\phi)], \end{aligned} \quad (6.8)$$

Em óptica, define-se a transmissão (T) do sistema da figura 6.2 pela razão $\frac{I}{I_o}$. Portanto, substituindo-se o retardo $\Delta\phi$ dado em (6.6), em (6.8), obtém-se:

$$T = \frac{I}{I_o} = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \cos \left(\phi_0 + \frac{\pi}{V_\pi} V(t) \right) \right\}. \quad (6.9)$$

Analisando-se a transmissão (6.9), percebe-se que a relação entre as intensidades ópticas de saída e de entrada não é linear, mas há regiões onde a intensidade do sinal óptico varia quase linearmente com a tensão $V(t)$ aplicada. Isso é mais facilmente observável para amplitudes de tensão $V(t)$ reduzidas, e tais observações podem ser visualizadas graficamente pela curva de transmissão da célula Pockels, mostrada na figura 6.4 (para um caso hipotético, no qual $\phi_0 = 0$).

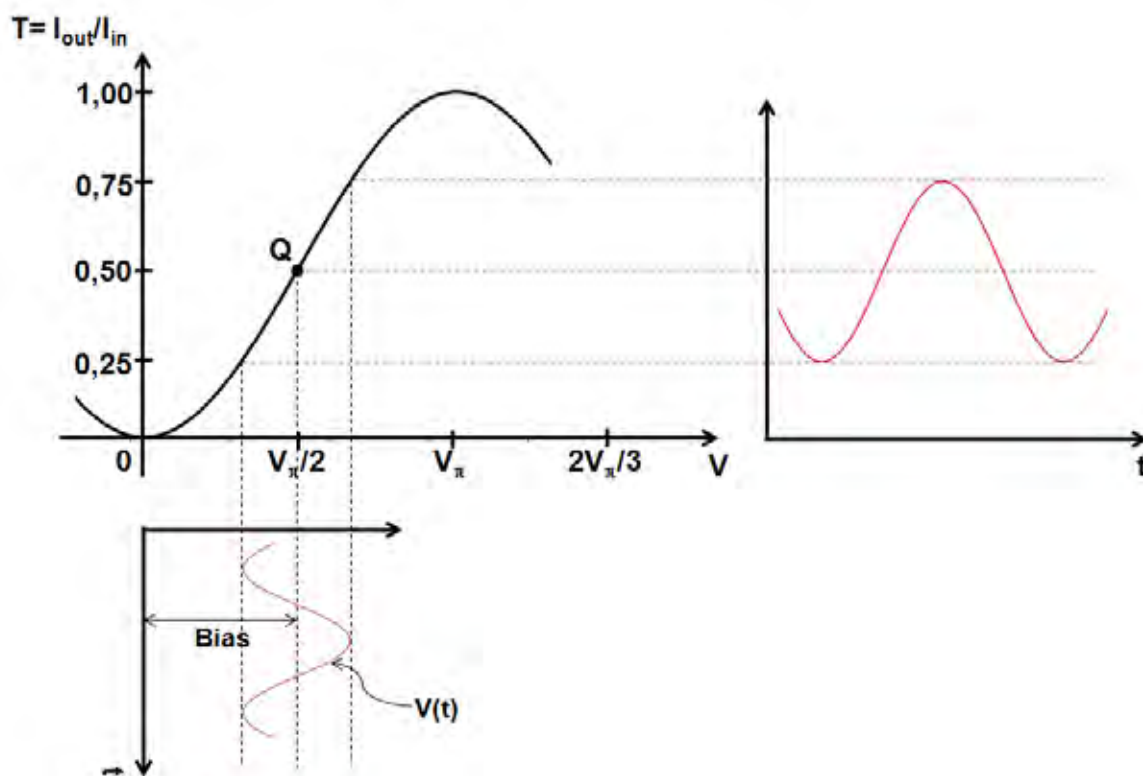


Figura 6.4. Curva de transmissão da célula Pockels de niobato de lítio

Como se visualiza na figura 6.4, há um ponto Q, denominado ponto de polarização quiescente para operação em quadratura de fase, em torno do qual se obtém boa linearidade para sinais de baixa amplitude. Ou seja, sobre o ponto de quadratura da curva de transmissão, há uma região onde é obtida a resposta linear de intensidade óptica em função da tensão aplicada, tendo assim considerável sensibilidade de detecção.

Idealmente, o ponto Q deveria permanecer estático sobre a região linear da curva apresentada na figura 6.4. Porém, analisando (6.9), vê-se que a transmissão (T) está relacionada ao retardo de fase que é composto por um retardo estático (ϕ_0) e um retardo induzido ($\Delta\phi$ que é diretamente proporcional a $V(t)$). O retardo estático, devido à birrefringência natural do cristal de LiNbO_3 , deveria permanecer constante, mas devido a influências ambientais, ϕ_0 varia com a temperatura local no ambiente das medições. Este

fenômeno resulta em uma excursão do ponto Q pela curva de transmissão apresentada na figura 6.4 e causa desvanecimento do sinal detectado, I , uma vez que tais variações em ϕ_0 podem ocorrer na banda de frequência de $\Delta\phi$ e com magnitudes superiores a este último.

De fato, derivando-se o retardo ϕ_0 dado em (6.4) em relação à temperatura T_A , obtém-se:

$$\frac{\partial\phi_0}{\partial T_A} = \frac{2\pi}{\lambda} L \frac{\partial(n_e - n_o)}{\partial T_A}, \quad (6.10)$$

Como λ é da ordem de 10^{-6} m, (6.10) contém um elevado fator multiplicativo de $1/\lambda \sim 10^6 \text{ m}^{-1}$. Assim, por exemplo, $\partial\phi_0/\partial T_A$ será elevado, mesmo quando $(n_e - n_o)$ variar nas 4ª ou 5ª casas decimais. Como resultado, uma variação de 1° C em T_A pode conduzir a variações da ordem de 5 rad em ϕ_0 (MARTINS, 2006).

A influência da variação na temperatura sobre $\Delta\phi$, contudo, não chega a ser significativa. Derivando-se o retardo de fase $\Delta\phi$ dado em (6.3) em relação à T_A , obtém-se:

$$\frac{\partial(\Delta\phi)}{\partial T_A} = \frac{3\pi L}{d} V(t) \left(n_e^2 \frac{r_{33}}{\lambda} \frac{\partial n_e}{\partial T_A} - n_o^2 \frac{r_{13}}{\lambda} \frac{\partial n_o}{\partial T_A} \right), \quad (6.11)$$

Embora $1/\lambda$ seja da ordem 10^6 m^{-1} , cada coeficiente eletroóptico, r_{13} ou r_{33} , é da ordem de 10^{-12} m/V , e assim, $\partial(\Delta\phi)/\partial T_A$ será da ordem de 10^{-7} rad, mesmo diante de tensões externas da ordem de kV.

Neste estágio da análise é importante observar que a transmissão (6.9) apresenta uma representação matemática muito semelhante à saída $v(t)$ do interferômetro de Michelson, dada em (3.16). Por isso, uma expansão em série de Fourier do tipo apresentada em (4.4) pode ser aplicada e, portanto, todos os métodos discutidos nos capítulos 4 e 5 para detectar x podem ser utilizados para determinar o valor de pico (V_p) da tensão $V(t)$, sendo $V(t) = V_p \text{ sen } \omega_s t$, para $\omega_s = 2\pi 60 \text{ rad/s}$ (frequência angular da rede elétrica).

Dessa forma, (6.9) também pode ser escrita como

$$T = \frac{1}{2} \{1 - \cos(\phi_0 + x \text{ sen } \omega_s t)\}, \quad (6.12)$$

sendo x o índice de modulação dado por [usando-se (6.6)]:

$$x = \frac{\pi}{V_{\pi}} V_p. \quad (6.13)$$

Portanto, medindo-se x , através de algum método discutido nos capítulos 4 ou 5, determina-se V_p .

Ressalta-se que é possível projetar células Pockels de LiNbO_3 que não exibam a fase estática devido à birrefringência natural (obviamente, operando-se com outras orientações do cristal), onde o problema do desvanecimento seria sensivelmente reduzido (MARTINS, 2006). Contudo, a presença de ϕ_0 na configuração descrita neste capítulo é providencial, uma vez que permitirá testar se a técnica de demodulação de fase óptica, denominada neste trabalho como método de Pernick, é imune a variações aleatórias em ϕ_0 .

6.3. Arranjo do Sistema e Resultados Experimentais

Nesta seção serão considerados: o arranjo do sistema montado como um todo para a aquisição de dados experimentais, o processamento desses dados adquiridos, e a aplicação e análise do método de Pernick.

Assim sendo, o arranjo experimental é constituído pelo SOT, já descrito em detalhes na seção anterior, além de um osciloscópio de amostragem (modelo Tektronix TDS2022) e um microcomputador. A figura 6.5 ilustra o arranjo experimental completo.

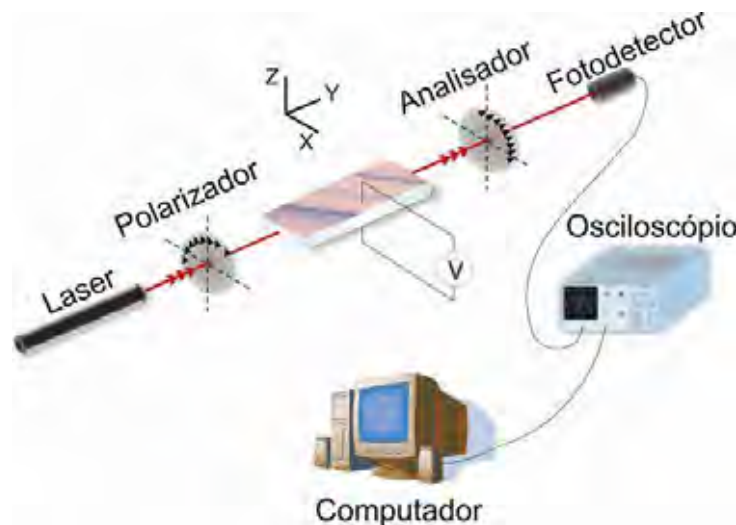


Figura 6.5. Esquema do arranjo experimental com sensor óptico de tensão (MARTINS, 2006).

Dessa forma, a distribuição de intensidade óptica na saída do SOT, ao atingir o fotodetector, gera um sinal elétrico que é digitalizado por um osciloscópio de amostragem. A seguir, os dados são adquiridos pelo o microcomputador, com o auxílio de um software desenvolvido em Matlab. A aquisição dos dados corresponde a uma tela de amostragem.

Para obtenção dos resultados deste capítulo, foram aplicadas tensões senoidais à célula Pockels que variaram entre 0 e 270 V_{RMS} , com incrementos de 10 V_{RMS} , e a uma frequência de 60 Hz. O sinal de saída do fotodetector foi armazenado através do software Matlab para posterior cálculo da FFT e aplicação do método de Pernick, ou seja, posterior demodulação de fase do sinal de saída.

Exemplificando, segue na figura 6.6 o sinal de saída do fotodetector para uma tensão aplicada à entrada da célula Pockels de 160 V_{RMS} e frequência de 60 Hz. O valor escolhido da tensão deve-se apenas ao fato da possibilidade de comparação dos resultados aqui obtidos com relação aos apresentados em (MARÇAL, 2008).

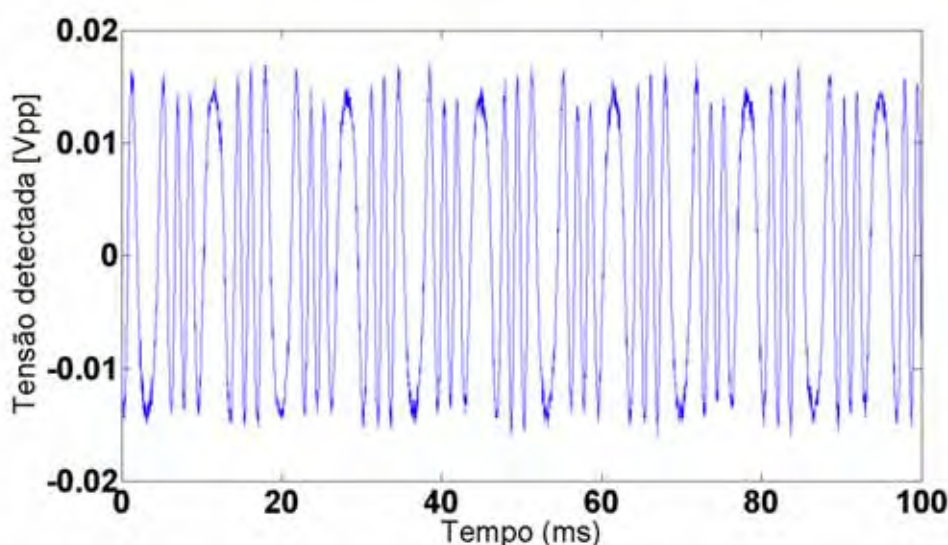
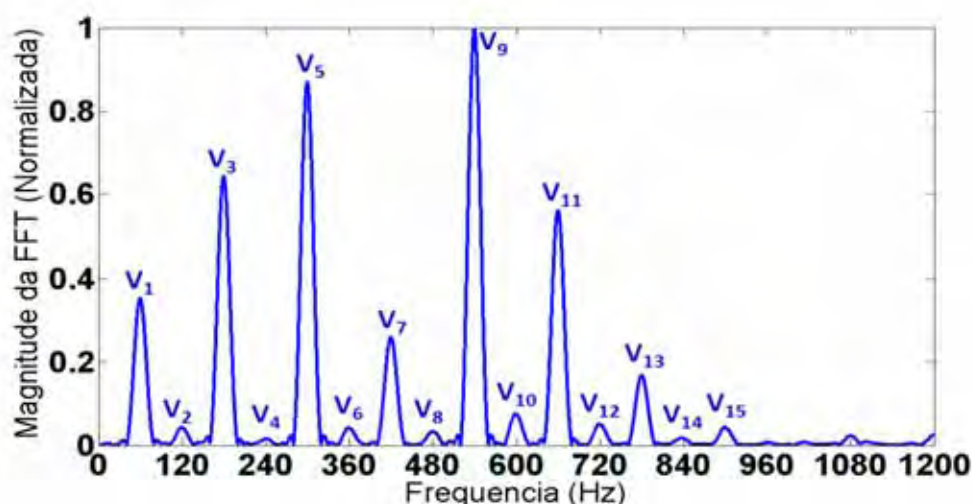
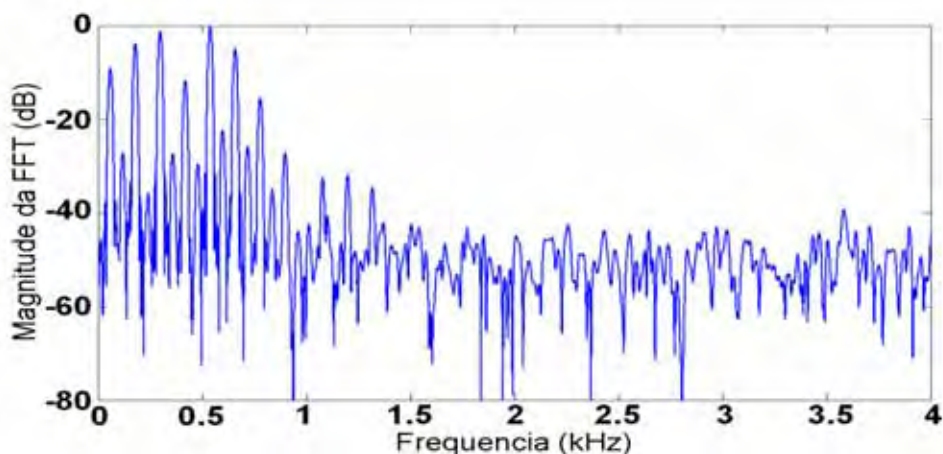


Figura 6.6. Sinal de saída do sensor quando aplicada tensão de 160 V_{RMS} à entrada.

Com o sinal fotodetectado calcula-se a FFT. As magnitudes das harmônicas V_1 , V_2 , V_3 , etc. podem ser apresentadas graficamente em escala linear, como segue na figura 6.7(a), ou, então, como um espectro de magnitude em decibéis (dB), como se apresenta na figura 6.7(b).



(a)



(b)

Figura 6.7. Espectro da FFT do sinal de saída do sensor quando aplicada tensão de 160 V_{RMS} à entrada. (a) Espectro em magnitude normalizado, e em escala linear, evidenciando as magnitudes das harmônicas do sinal. (b) Espectro de magnitude do sinal em dB, evidenciando, no início do gráfico, as harmônicas, e, em seguida, a região de ruído.

O procedimento exemplificado do cálculo da FFT para a tensão de 160 V_{RMS} aplicada à célula Pockels foi repetido para os conjuntos de sinais obtidos experimentalmente por (MARTINS, 2006). Desse modo, o procedimento foi realizado para os conjuntos compreendidos entre 0 e 270 V_{RMS} (como havia sido mencionado anteriormente na seção).

Em seguida, foi aplicado o método espectral de demodulação de fase óptica de Pernick para esses dados utilizando uma rotina desenvolvida no software Matlab. Os resultados

obtidos são apresentados na figura 6.8. A variável x'' refere-se ao índice de modulação mensurado (para diferenciar de x , valor esperado, e x' , o valor estimado).

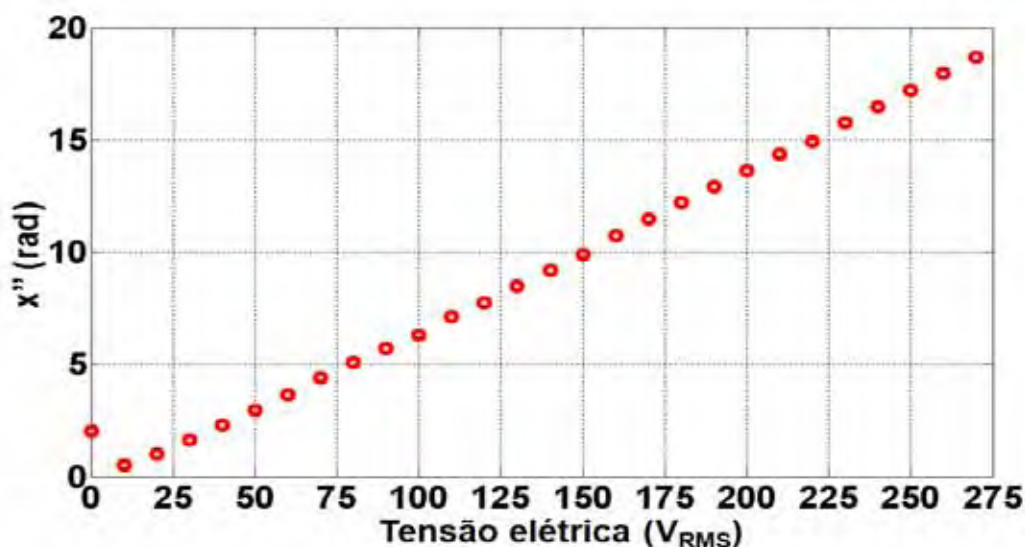


Figura 6.8. Método de Pernick aplicado aos dados do SOT entre 0 e 270 V_{RMS} .

Observa-se que, utilizando o método de Pernick e realizando a comutação dos valores de n , obtém-se uma faixa linear que se estende de 10 a 270 V_{RMS} , resultado esse que condiz com os estudos desenvolvidos no capítulo 5.

Na figura 6.9 selecionou-se apenas os pontos correspondente à faixa dinâmica do método (para $x > 1,8$ rad), sobre os quais plotou-se a reta de ajuste linear usando mínimos quadrados. O coeficiente angular da reta média resulta em 66,67 mrad/ V_{RMS} , um valor coerente com o resultado obtido em (MARÇAL, 2008), que foi de 68 mrad/ V_{RMS} .

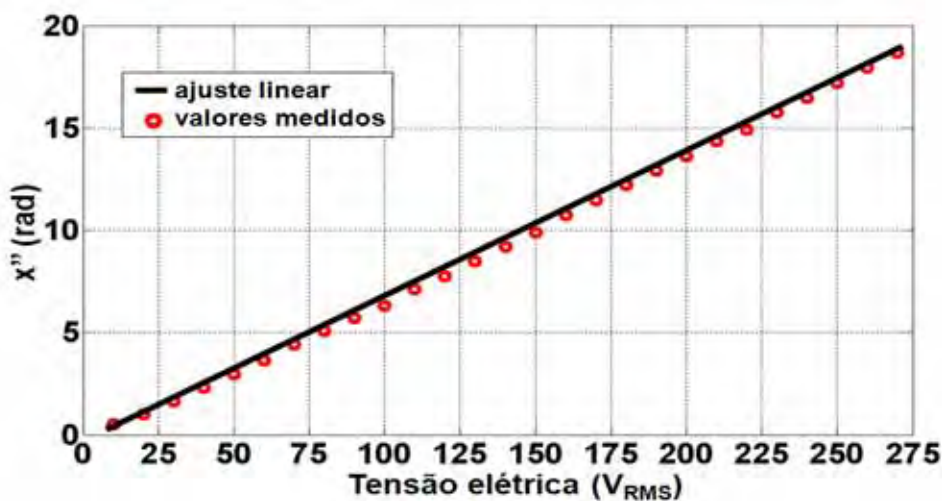


Figura 6.9. Ajuste linear aos dados obtidos para o SOT.

A partir do coeficiente angular (ou declividade) da reta média, é possível medir o valor da tensão de meia-onda da célula Pockels, V_π . De fato, derivando-se (6.11) em relação a $V(t)$, se obtém a declividade $\partial\Delta\phi/\partial V = \pi/V_\pi = 66,67 \text{ mrad/V}$ e, portanto, $V_\pi = 47,12 \text{ V}_{\text{RMS}}$. Recordando-se que o valor de pico da tensão $V(t)$ é $V_p = \sqrt{2} V_{\text{RMS}}$, conclui-se que $V_\pi = 66,6 V_{\text{pico}}$. Na seção 6.1, estimou-se um valor teórico de $V_\pi = 64,92 V_{\text{pico}}$ e, portanto, a discrepância relativamente ao valor medido é de apenas 2,6%. Este resultado contribui favoravelmente para garantir que a metodologia utilizada, aplicando-se o método de Pernick chaveado, está correta.

Vale ressaltar que a célula Pockels é importante para a validação do método de Pernick porque, além de ser um sistema geometricamente bem comportado, cujas características de fase podem ser modeladas analiticamente através do eletromagnetismo, como já citado no início do capítulo, também é menos sensível aos efeitos do desvanecimento devido à variação aleatória da fase ϕ_0 . Isso ocorre essencialmente porque ambos os modos, ordinário e extraordinário, percorrem o mesmo trajeto ao atravessar a célula Pockels, enquanto no interferômetro os dois feixes devem percorrer caminhos ópticos distintos.

Para confirmar esta observação, aplicou-se o procedimento da seção 4.5 objetivando-se medir os valores de ϕ_0 para os pontos correspondentes ao gráfico da figura 6.8. O resultado encontra-se registrado na figura 6.10, na qual se observa que, ao longo do período em que a medição foi efetuada, o valor de ϕ_0 permaneceu aproximadamente constante, em torno de $\pi/4 \text{ rad}$ (mesmo assim, alguma variação ocorre). Este tipo de comportamento é inconcebível no interferômetro de Michelson da FEIS-Unesp, no qual ϕ_0 varia aleatoriamente com maior intensidade.

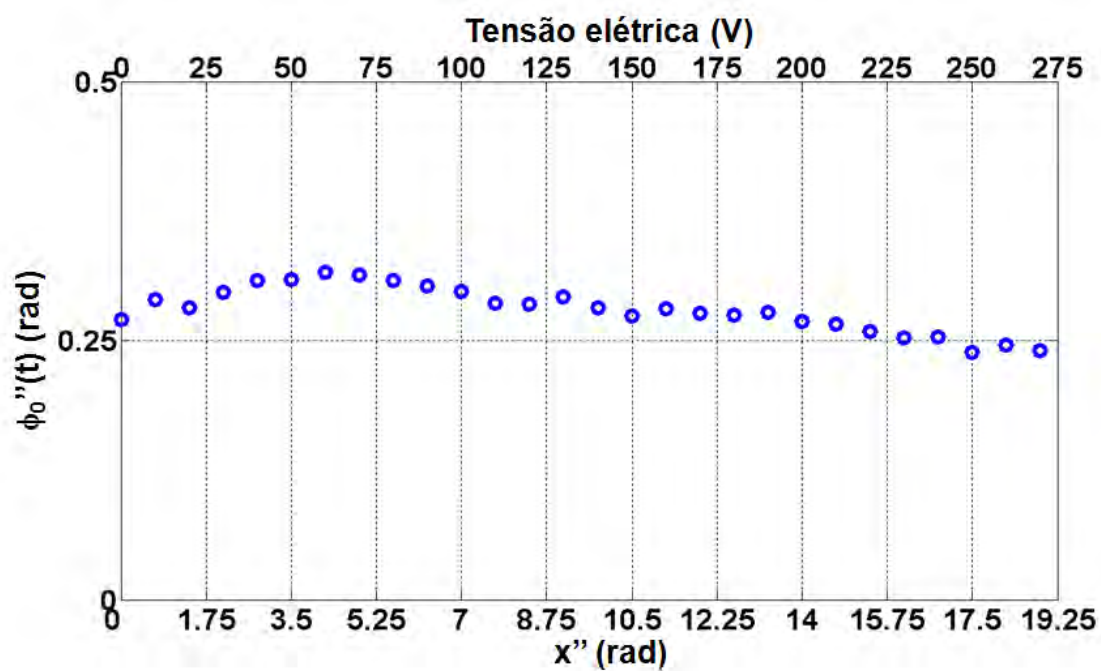


Figura 6.10. Valores de ϕ_0 medidos no SOT.

Assim, os resultados experimentais obtidos neste capítulo efetivamente validam o método de Pernick chaveado e permitem sua utilização, por exemplo, para a caracterização de APF's, como será desenvolvido no capítulo 7.

Capítulo 7

CARACTERIZAÇÃO DE ATUADORES PIEZOELÉTRICOS FLEXTENSIONAIS USANDO O MÉTODO DE PERNICK

Este capítulo se propõe a testar o método de Pernick aplicado à caracterização de APF's. Para tanto serão analisadas as características dos APF's PFX-1 e PFX-2 discutidos no capítulo 2, com a amplificação do deslocamento da piezocerâmica realizada pela estrutura metálica que se encontra acoplada à mesma. O atuador PFX-1 foi escolhido para o desenvolvimento deste trabalho por tratar-se de um APF com características bem conhecidas, que foi analisado detalhadamente por (MARÇAL, 2008) usando outra metodologia, o que possibilita um confronto dos resultados aqui obtidos com os já existentes. Já o PFX-2 foi escolhido por tratar-se de um atuador ainda não completamente caracterizado em termos de deslocamentos em valores absolutos, sendo esta uma ocasião oportuna para tal realização.

A montagem do sistema interferométrico, os procedimentos que foram seguidos no laboratório e os resultados obtidos, além da análise dos mesmos, são apresentados.

Os resultados gerados incluem o estudo da linearidade dos dois APF's e a investigação da resposta em frequência do atuador PFX-2 (a do atuador PFX-1 já foi determinada por (MARÇAL, 2008)).

7.1. Configuração e Ajustes do Sistema Experimental

Com a finalidade de realizar a caracterização dos APF's PFX-1 e PFX-2, optou-se por um interferômetro na configuração de Michelson em óptica volumétrica, homódino e passivo. Na figura 7.1 apresenta-se a configuração do sistema de laboratório.

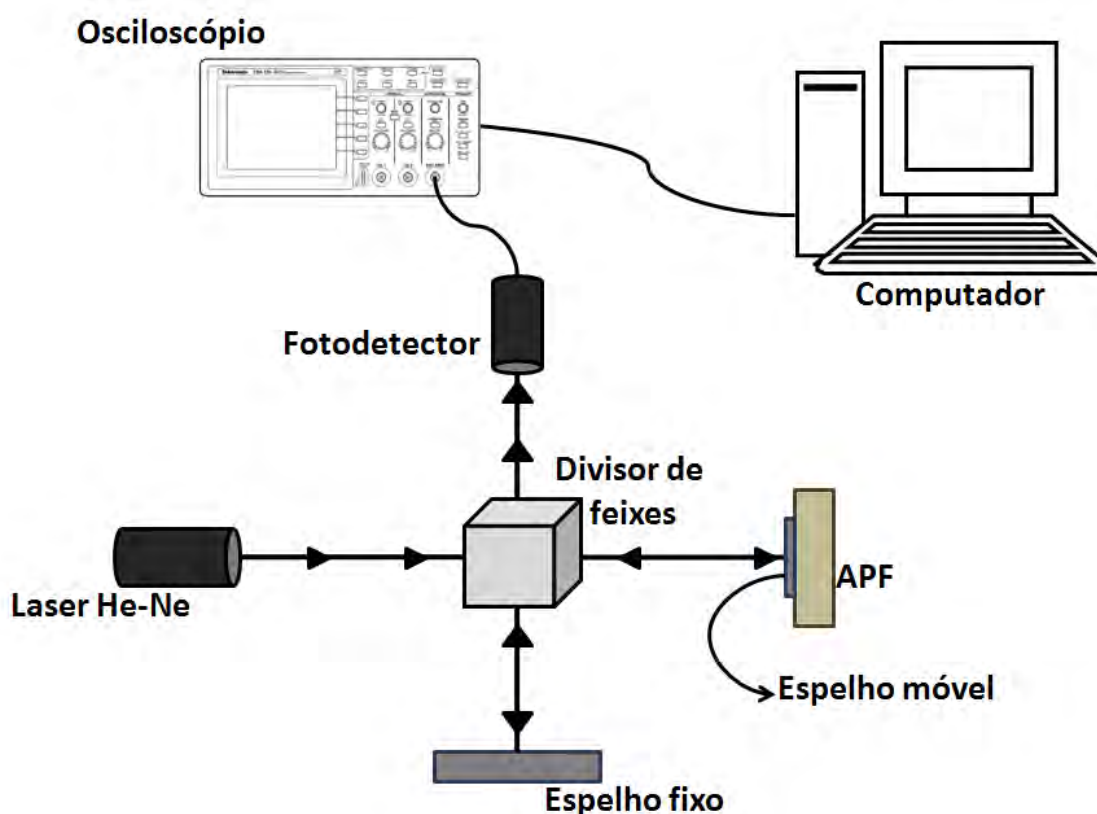


Figura 7.1. Configuração experimental utilizada para medição de deslocamento do APF.

Foi utilizado no processo um laser de Hélio Neônio (He-Ne) (*Ealing Electrooptics*, 15mW) operando no comprimento de onda $\lambda = 632,8 \text{ nm}$, um divisor de feixes neutro (*Ealing Electrooptics*), com taxa de 50/50 e um fotodiodo PIN de silício (BPX 65 da Siemens), o qual constitui um fotodetector de lei quadrática.

O APF está fixado no sistema através de um suporte, conforme detalhado no capítulo 2, e é excitado por sinais senoidais com alta pureza espectral, gerados por um sintetizador de sinais *Agilent 33220A*, que tem sua saída conectada a um amplificador de áudio.

O amplificador de áudio utilizado corresponde a um módulo convencional, o qual possui tensão de saída máxima limitada em aproximadamente 35 V_p .

O sinal de saída do sistema, detectado pelo fotodiodo PIN, foi adquirido por um osciloscópio de armazenagem (*Tektronix*, modelo *TDS2022*). Este sinal temporal, por sua vez, é transferido para um computador usando uma interface de comunicação, e, com o auxílio de um software de aquisição de sinais do osciloscópio, também da *Tektronix*, tem-se os arquivos referentes aos sinais de saída já no computador.

Desse modo, os sinais adquiridos podem ser processados e demodulados, utilizando para isso o software *Matlab*.

Nas figuras 7.2(a) e 7.2(b) apresentam-se fotografias do sistema interferométrico montado, assim como do sistema de aquisição e sintetizador de sinais, respectivamente, que foram utilizados na caracterização dos APF's.

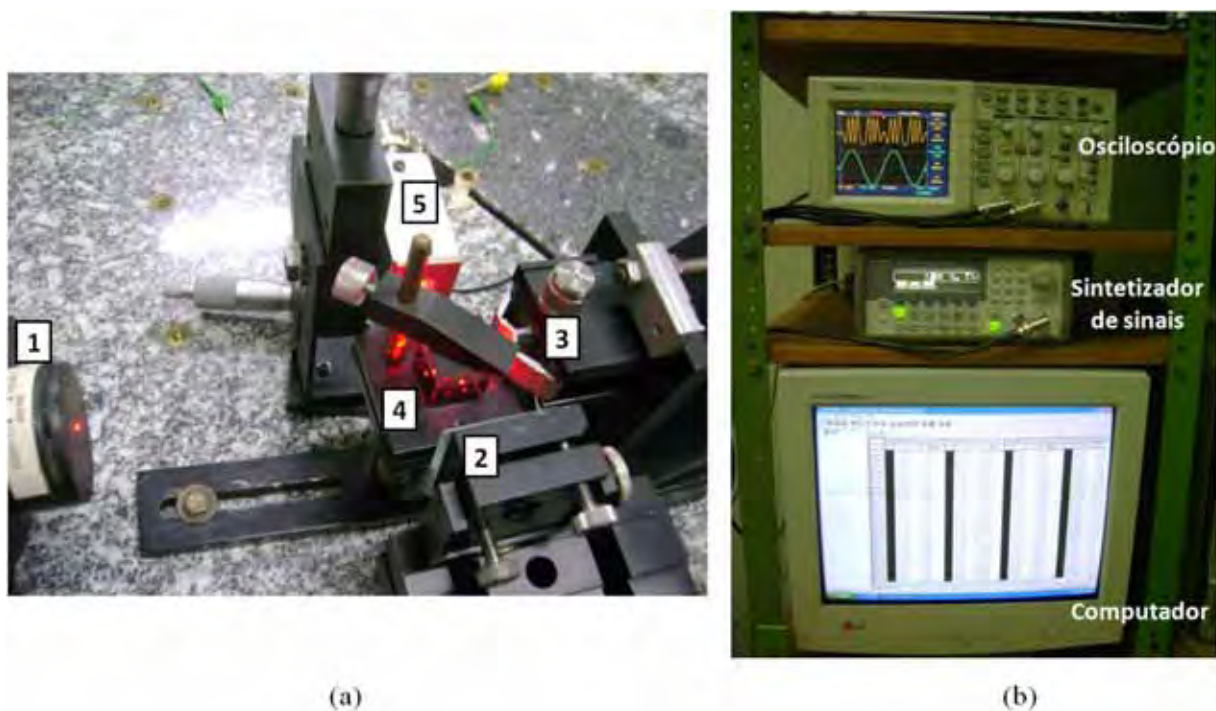


Figura 7.2. Aparato experimental montado para a caracterização dos APF's. (a) Interferômetro de Michelson composto por: 1- laser de He-Ne, 2- espelho fixo, 3- APF com espelho móvel, 4-divisor de feixes e 5- fotodetector, cuja saída é conduzida ao osciloscópio. (b) Osciloscópio digital utilizado, sintetizador de sinais para realizar a excitação do APF, e computador para o processamento do sinal.

O procedimento utilizado para os levantamentos experimentais e para a medição de deslocamentos do APF deve seguir alguns passos. Primeiramente, a piezocerâmica do atuador é submetida a uma excitação senoidal de frequência conhecida. A amplitude dessa excitação é elevada gradativamente, com incrementos de mesmo valor. Dessa maneira, são obtidos vários

conjuntos de aquisições dos espectros de saída do arranjo, cada qual para uma tensão de excitação distinta.

De posse desses conjuntos de dados, e empregando-os no software *Matlab*, é possível aplicar algum método de demodulação de fase, como o método de Pernick, utilizado neste trabalho.

O método espectral permite a obtenção dos valores dos índices de modulação para cada situação. E, uma vez que se obtenha o índice de modulação, basta aplicá-lo em (3.14) em substituição ao termo $\Delta\phi$, a fim de se determinar a amplitude do deslocamento.

Portanto, torna-se possível executar o cálculo do deslocamento gerado pelo atuador em função da tensão aplicada, permitindo traçar uma curva da linearidade do mesmo.

7.2. Processo de Detecção e Análise do Sinal Detectado para Verificação da Linearidade do APF

A tensão de saída do fotodiodo é amostrada pelo osciloscópio, fazendo uso do software *Wavestar*. Com isso, a imagem observada na tela do osciloscópio pode ser transferida para um microcomputador.

Ao transferir-se a medição para o computador, gera-se um arquivo de texto relativo a uma janela do sinal temporal com 2500 amostras. Nas figuras 7.3 e 7.4 são observadas um exemplo de uma janela detectada e adquirida pelo microcomputador e o resultado do cálculo da FFT dessa janela (apresentado na escala de decibéis), respectivamente.

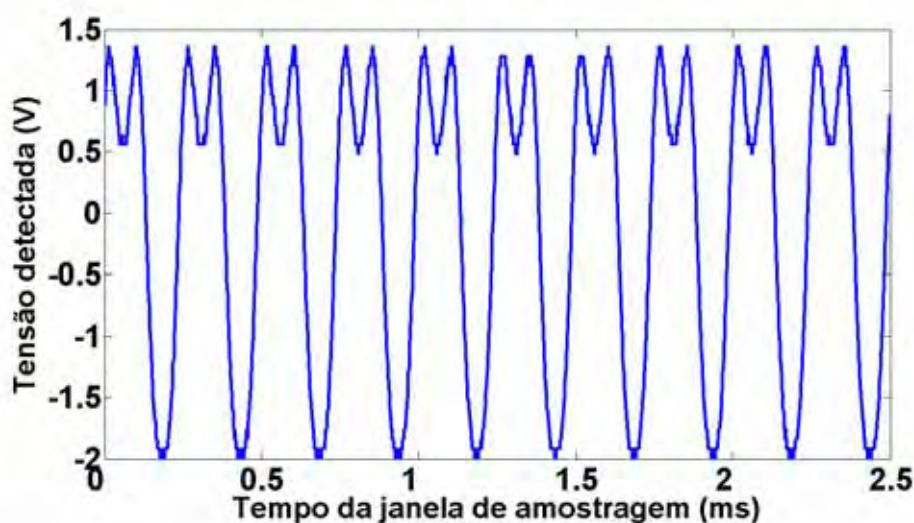


Figura 7.3. Sinal de saída do fotodiodo obtido no osciloscópio quando aplicada tensão de $20 V_p$ à entrada do PFX-1.

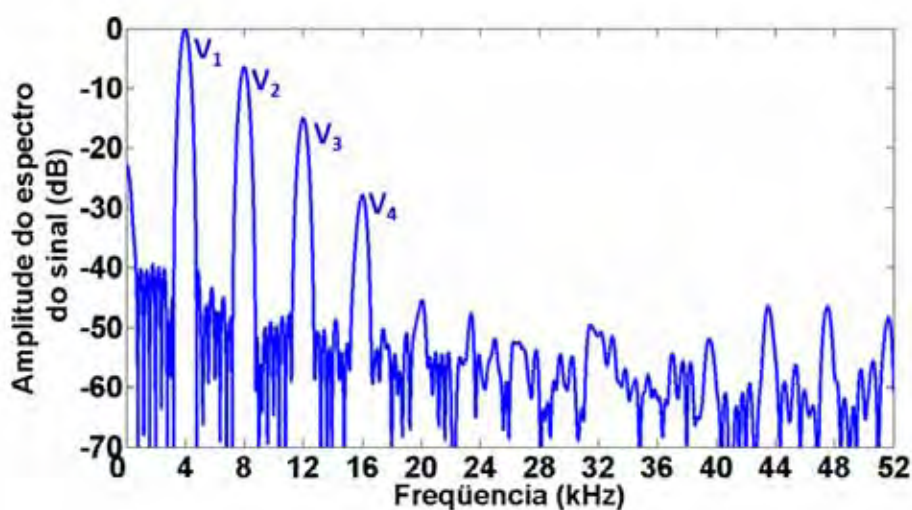


Figura 7.4. Espectro do sinal de saída normalizado quando aplicada uma tensão de excitação de $20 V_p$ ao PFX-1.

Após a obtenção de um espectro como o da figura 7.4, o próximo passo é o cálculo do índice de modulação x , utilizando quantas harmônicas forem necessárias, de acordo com o método escolhido. Em seguida, o cálculo do deslocamento proporcionado pela estrutura metálica do atuador, em função da tensão de excitação aplicada, é executado aplicando-se (3.14).

7.3. Análise da Linearidade dos APF's utilizando método de Pernick

Seguindo o procedimento detalhado na seção 7.2, torna-se possível realizar uma análise experimental da linearidade dos atuadores PFX-1 e PFX-2, usando-se o método de Pernick. No entanto, antes de prosseguir, deseja-se esclarecer que a análise do atuador PFX-1 será realizada a partir do banco de dados experimentais gerado por (MARÇAL, 2008). Por outro lado, os dados utilizados para caracterizar o atuador PFX-2 foram mensurados no laboratório pelo autor desta dissertação.

7.3.1. Análise da linearidade do PFX-1

Três conjuntos de dados, semelhantes àqueles que geraram a figura 7.3, associados ao atuador PFX-1, foram testados usando o método de Pernick. Esses dados referem-se a medições executadas com o atuador PFX-1 excitado senoidalmente em três diferentes frequências: 4 kHz, 15,3 kHz e 23,2 kHz.

A título de esclarecimento, cita-se que (LEÃO, 2004), usando um analisador de impedâncias vetorial (HP modelo 4192A), e (MARÇAL et al., 2007), usando o método interferométrico $J_1...J_4$, determinaram que as três primeiras frequências de ressonância do atuador PFX-1 estão em 4,8 kHz, 15,3 kHz e 23,2 kHz, cada qual mais intensa que a anterior. Dessa forma, o primeiro conjunto de dados refere-se a uma frequência um pouco abaixo da primeira ressonância, enquanto os demais, referem-se exatamente a duas ressonâncias muito intensas.

Para os três conjuntos de dados, nas diferentes frequências, foi aplicado o método de Pernick de demodulação de fase óptica, resultando em gráficos que apresentam valores de índice de modulação mensurado, x'' , ou amplitude de deslocamento, em função da tensão elétrica aplicada ao atuador PFX-1. Concomitantemente, também foram computados os respectivos valores da fase quase estática, ϕ_0 , aplicando-se a relação (4.43).

Na figura 7.5(a) é apresentado o resultado do método de Pernick aplicado na frequência de 4 kHz. Observam-se, no eixo vertical à direita, os valores dos deslocamentos do atuador (em nanômetros) e, à esquerda, os valores dos índices de modulação mensurados (em radianos), para uma faixa de tensão elétrica entre 0 e 56 volts (de pico) e a um passo de 0,5 volt. Nesta faixa de valores de x'' , basicamente, a utilização de $n=2$ em (5.4) é suficiente.

Conforme se previu no capítulo 5, a faixa dinâmica teórica do método de Pernick para $n=2$ se estende entre 0,18 e 5,9 rad e, portanto, o gráfico da figura 7.5(a) está compatível com esta previsão. Nesta faixa de valores, o comportamento do atuador é bastante linear.

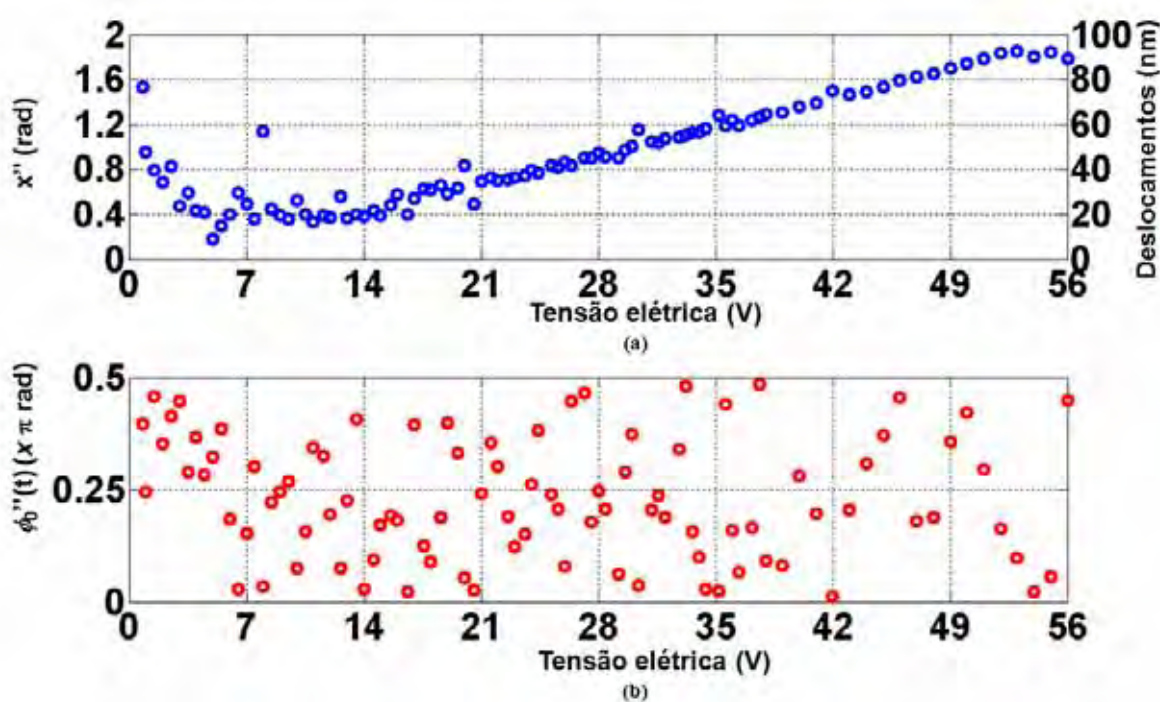


Figura 7.5. Teste de linearidade para o atuador PFX-1 na frequência de 4 kHz. (a) Gráfico de x'' /deslocamento versus tensão elétrica. (b) Gráfico de ϕ_0 versus tensão elétrica.

Os pontos da figura 7.5(a), que divergem do comportamento linear, podem ser justificados a partir dos resultados obtidos na figura 7.5(b). Lembrando-se da discussão da seção 5.3, erros elevados podem ocorrer quando ϕ_0 é nulo ou múltiplo inteiro de π rad, e quando n é um número par no método de Pernick (no caso, utilizou-se $n=2$). Isto ocorre para os pontos associados às tensões elétricas iguais a 8, 10, 12,5, 16,5, 20, 20,5, 30,5, 35 e 42, por exemplo, cujos valores de ϕ_0 estão muito próximos a 0 rad. Conforme sugerido por (JIN et al., 1991), ou se deveria descartar estes pontos, ou então, aguardar alguns instantes até que $\phi_0(t)$ mudasse de valor, e proceder a nova medição. A fim de enfatizar a linearidade do APF

PFX-1 na faixa de tensão de excitação empregada, apresenta-se a figura 7.6, na qual foram removidos os pontos fora da faixa dinâmica para $n = 2$, próximos a origem do sistema de coordenadas.

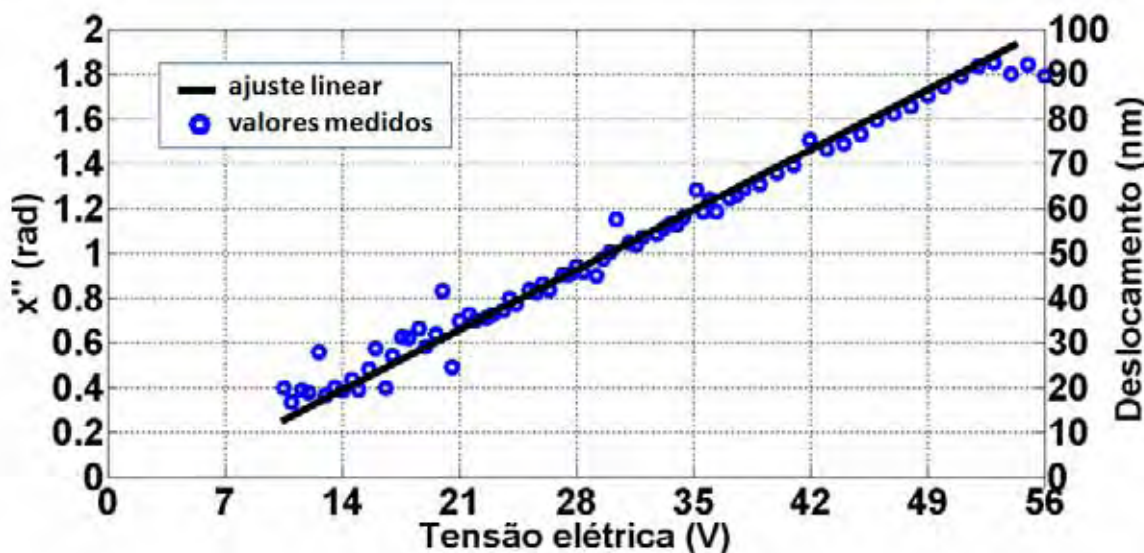


Figura 7.6. Região linear do método de Pernick para 4 kHz.

A região linear estende-se pela faixa de tensão entre 10 V e 56 V, onde são mensurados deslocamentos entre 15 nm e 90 nm, aproximadamente.

Pode-se também estimar um fator de calibração do atuador em 4 kHz, uma vez que se entende que o APF possui comportamento linear. Assim, para os resultados apresentados na figura 7.6, tem-se um fator de calibração ($\Delta l_s / \Delta V$) de 1,8 nm/V, compatível com o valor de 1,6 nm/V, mensurado por (MARÇAL, 2008).

De modo semelhante, utilizando dados adquiridos na frequência de 15,3 kHz, também foram levantados gráficos que relacionam a tensão elétrica aplicada na excitação do atuador PFX-1 com o índice de modulação medido, com o deslocamento da estrutura metálica do atuador e com os respectivos valores de ϕ_0 . Os resultados obtidos nesta nova frequência são apresentados na figura 7.7 (a) e (b).

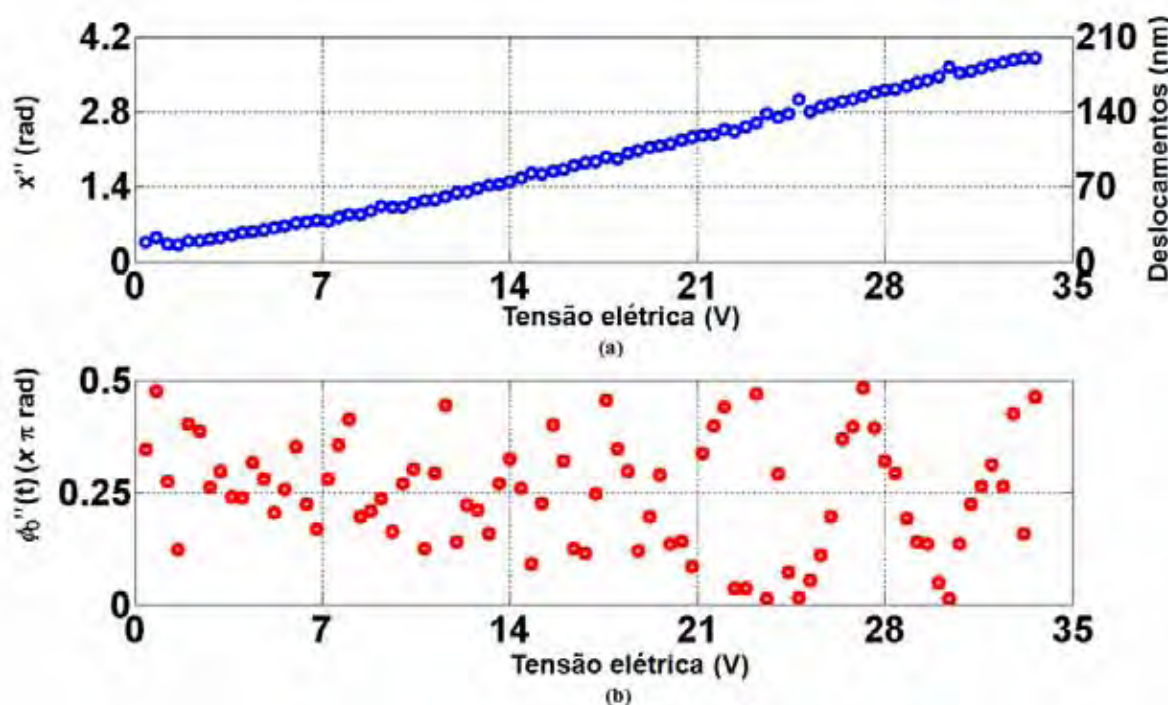


Figura 7.7. Teste de linearidade para o atuador PFX-1 na frequência de 15,3 kHz. (a) Gráfico de x'' / deslocamento versus tensão elétrica. (b) Gráfico de ϕ_0 versus tensão elétrica.

Novamente, verifica-se que o atuador se comporta de forma linear dentro da faixa dinâmica do método de Pernick para $n = 2$. Como 15,3 kHz é uma frequência de ressonância mecânica do APF PFX-1, observa-se que as amplitudes de deslocamento mensuradas são bem maiores que as associadas a 4 kHz. Como no caso anterior, alguns pontos divergem do comportamento linear quando ϕ_0 está próximo de 0 rad, contudo, isto é menos perceptível, uma vez que os deslocamentos são maiores nesta frequência.

Através da figura 7.7(a) observa-se que para a faixa de tensões aplicadas, e para a frequência de 15,3 kHz, obtém-se um deslocamento máximo de aproximadamente 200 nm e um índice de modulação mensurado de aproximadamente 4 rad. Novamente, o valor de $n=2$ em (5.4) foi suficiente.

Com o objetivo de ressaltar a linearidade do APF, apresenta-se a figura 7.8, na qual os pontos próximos à origem, fora da faixa dinâmica de demodulação, foram removidos.

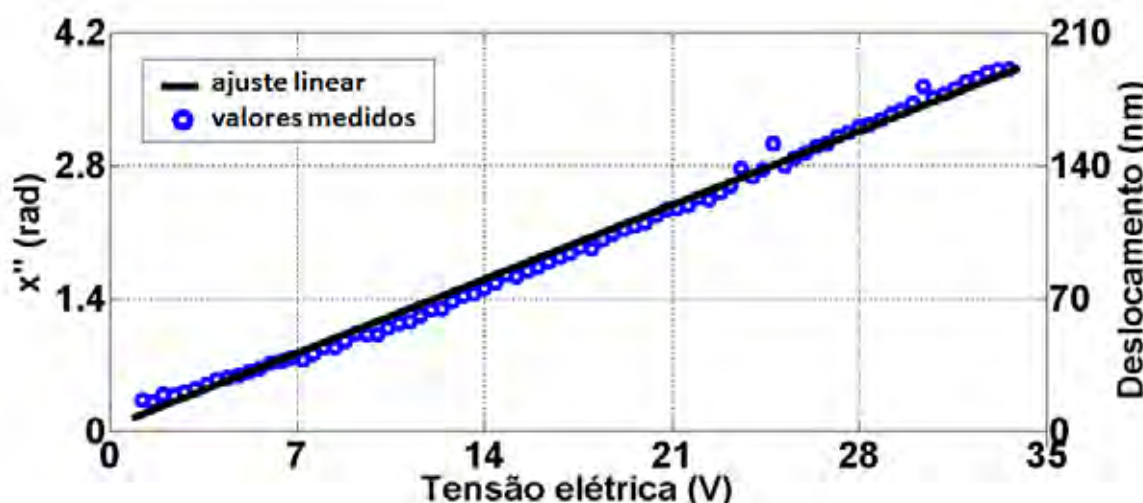


Figura 7.8. Região linear do método de Pernick para 15,3 kHz.

A resposta linear obtida para o APF operando em 15,3 kHz, se estende ao longo da faixa de tensão entre 2 V e 34 V. Por fim, é possível calcular o fator de calibração para essa situação, o qual possui o valor de 5,9 nm/V, novamente, compatível com o obtido por (MARÇAL, 2008), mensurado em 5,7 nm/V.

Ao terceiro conjunto de dados, para a frequência de ressonância igual a 23,2 kHz, associa-se as figuras 7.9 (a) e (b). Trata-se de uma ressonância mecânica muito intensa, na qual índices de modulação próximos a 30 rad são obtidos, mesmo operando-se com tensões de alimentação menores. Valores de $n = 2$ à $n = 25$ foram usados no método de Pernick chaveado (ou seja, empregou-se até a 28ª harmônica do espectro do sinal fotodetectado). Devido à elevada amplitude dos deslocamentos gerados, os efeitos de $\phi_0 = 0$ ou $\pi/2$ rad são pouco perceptíveis sobre as grandezas detectadas.

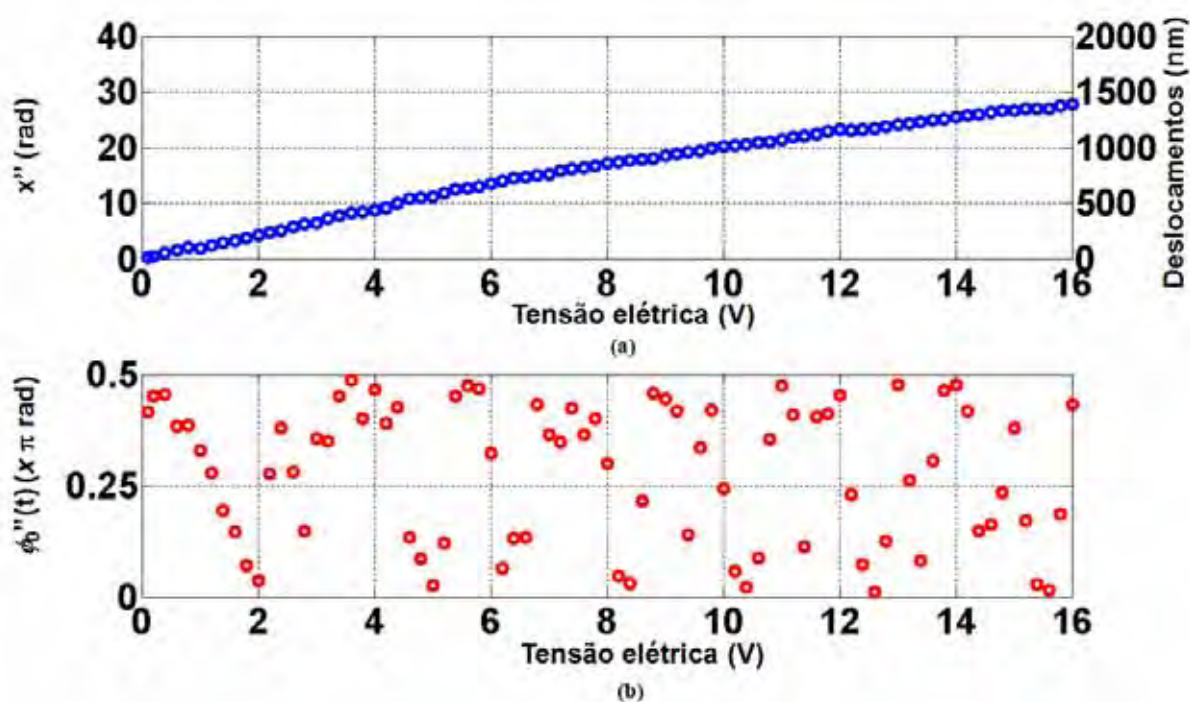


Figura 7.9. Teste de linearidade para o atuador PFX-1 na frequência de 20,3 kHz. (a) Gráfico de x'' / deslocamento versus tensão elétrica. (b) Gráfico de ϕ_0 versus tensão elétrica.

Visando ressaltar a região de linearidade do APF, apresenta-se a figura 7.10. Analisando a figura, observa-se que o gráfico não se apresenta retilíneo para toda a faixa de tensões aplicadas. Percebe-se que, a partir de deslocamentos de aproximadamente 900 nm, o APF entra em regime não-linear de operação e, portanto, não existe uma relação linear entre a tensão de excitação e o deslocamento do atuador PFX-1.

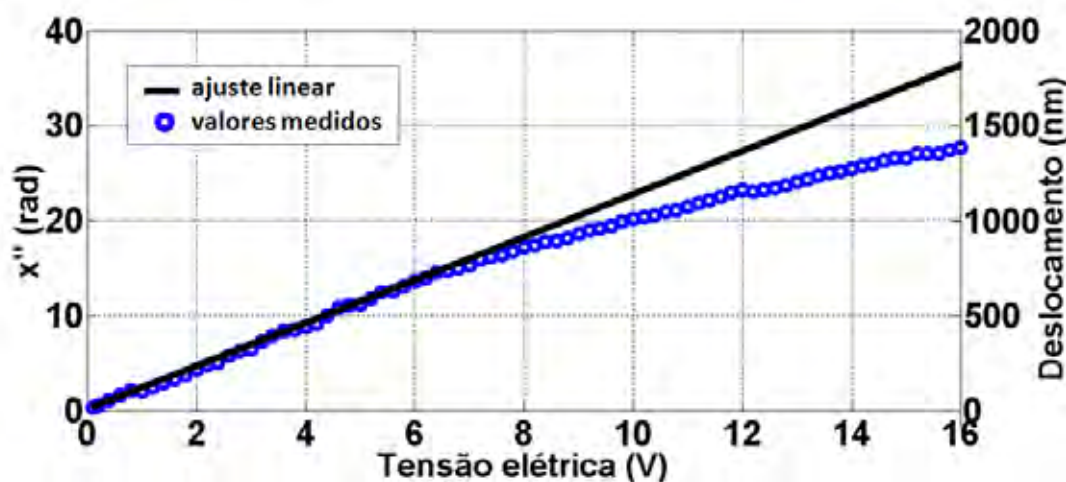


Figura 7.10. Região linear do método de Pernick para 23,2 kHz.

A região linear de operação para o APF, na frequência de 23,2 kHz, ao longo da faixa de tensão aplicada na figura 7.10, estende-se até aproximadamente 8 V e, seu fator de calibração apresenta o valor de 112 nm/V. Comparando-se os resultados obtidos com o valor de 109 nm/V obtido por (MARÇAL, 2008), percebe-se que há concordância.

7.3.2. Análise da linearidade do PFX-2

Nesta seção, aplica-se o procedimento para avaliar a linearidade do atuador PFX-2 nas frequências de excitação iguais a 7 kHz, 16 kHz e 20,7 kHz. Conforme será verificado adiante, em 20,7 kHz ocorre a primeira ressonância mecânica deste atuador. Por simplicidade, os gráficos de ϕ_0 não serão mais apresentados.

Na figura 7.11 são apresentados os resultados da aplicação do método de Pernick para o PFX-2 na frequência de 7 kHz. Para esta primeira situação, os níveis de x'' atingidos exigiram somente a utilização de $n = 2$ em (5.4).

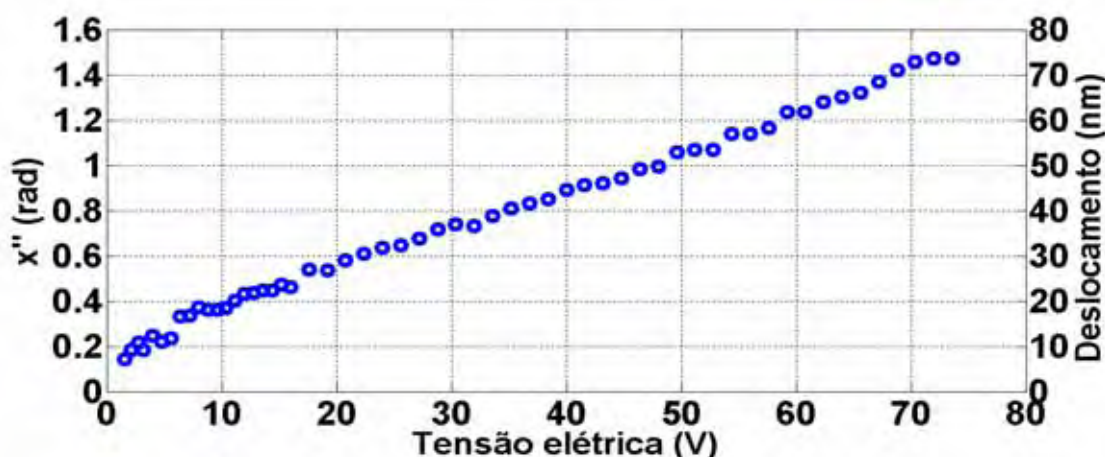


Figura 7.11. Gráficos de x'' e deslocamento *versus* tensão elétrica para 7 kHz.

Objetivando ressaltar a linearidade do APF, mostra-se na figura 7.12, os pontos obtidos juntamente com a reta de ajuste linear.

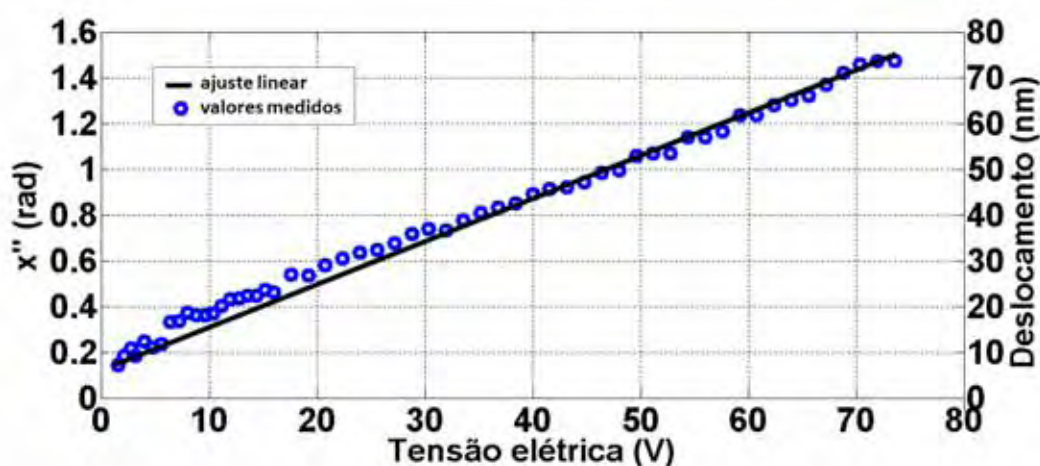


Figura 7.12. Região linear do método de Pernick para 7 kHz.

Observa-se, através da figura 7.12, que para a faixa de tensões elétricas aplicadas o método de Pernick demodula deslocamentos entre 7,5 nm e pouco mais de 70 nm aproximadamente, sendo que a faixa dinâmica estende-se pela faixa de tensão, que varia entre 2 V e 73 V, aproximadamente. Os valores de índices de modulação mensurados variam entre 0,15 rad e pouco mais de 1,4 rad. A partir da declividade da reta, calcula-se o fator de calibração do atuador PFX-2 em 7 kHz como sendo de 1,06 nm/V.

Na sequência, são analisados os dados relativos à frequência de excitação igual a 16 kHz. Estes resultados são apresentados na figura 7.13, onde novamente não houve necessidade de comutação para o método de Pernick, sendo que a utilização do valor $n = 2$ em (5.4) foi suficiente.

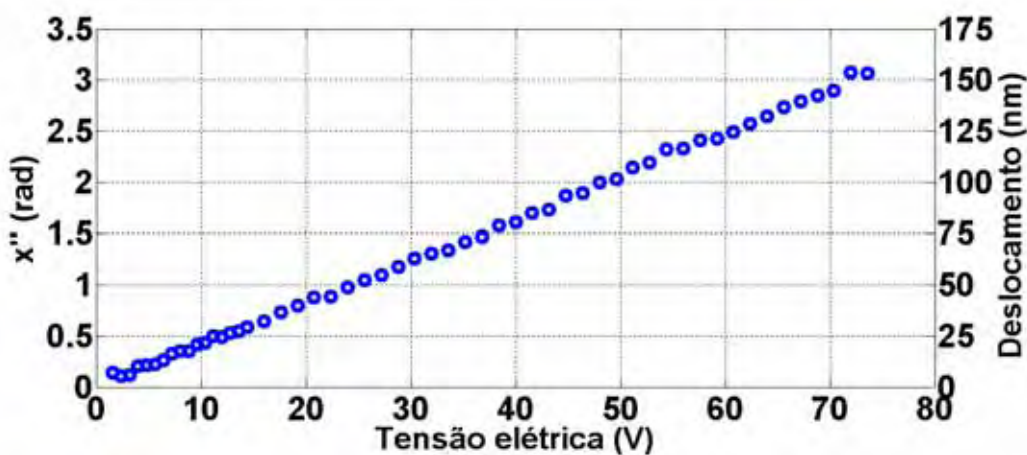


Figura 7.13. Gráficos de x'' e deslocamento versus tensão elétrica para 16 kHz.

Na figura 7.13, revela-se que, para a faixa de tensões elétricas aplicadas, os deslocamentos variam aproximadamente entre 6 nm e 150 nm, enquanto os índices de modulação variam aproximadamente entre 0,15 rad e 3 rad. Ou seja, os resultados em 16 kHz são maiores que os respectivos resultados em 7 kHz.

Na figura 7.14, apresenta-se um ajuste linear dos pontos obtidos na figura 7.13. A região linear de operação obtida para o atuador PFX-2, operando em 16 kHz, ao longo da faixa de tensão elétrica aplicada, apresenta-se estendida de 2 V até 73 V. O fator de calibração é dado pelo valor de 2,08 nm/V, aproximadamente, ou seja, quase o dobro do obtido em 7 kHz.

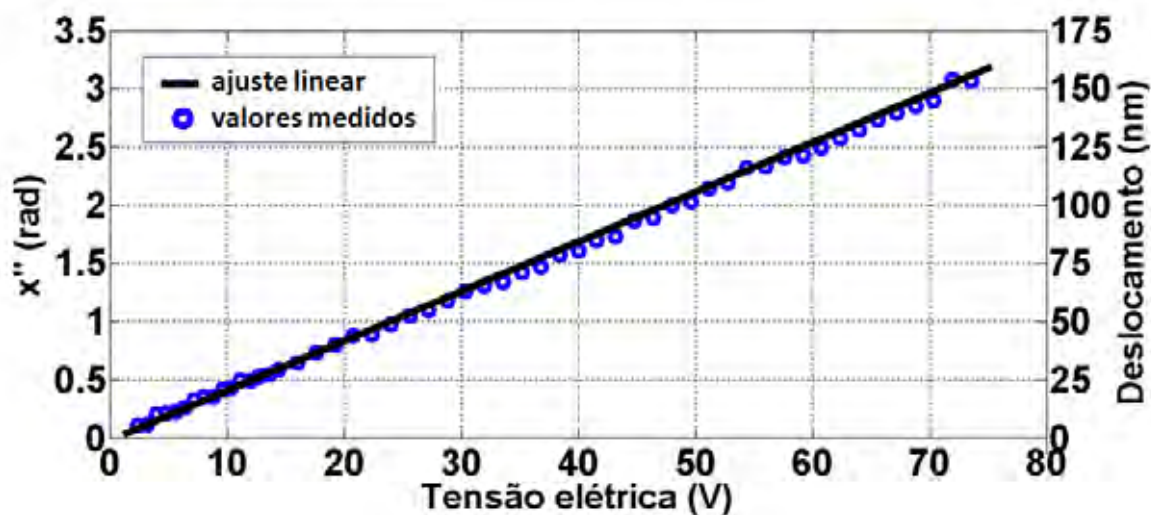


Figura 7.14. Região linear do método de Pernick para 16 kHz.

Como último exemplo, investigou-se o caso onde o atuador PFX-2 é excitado na frequência de ressonância igual a 20,7 kHz. Os resultados são apresentados na figura 7.15. Destaca-se que, agora, a faixa de tensão elétrica aplicada se limita a aproximadamente um terço da utilizada nas figuras 7.11 e 7.13.

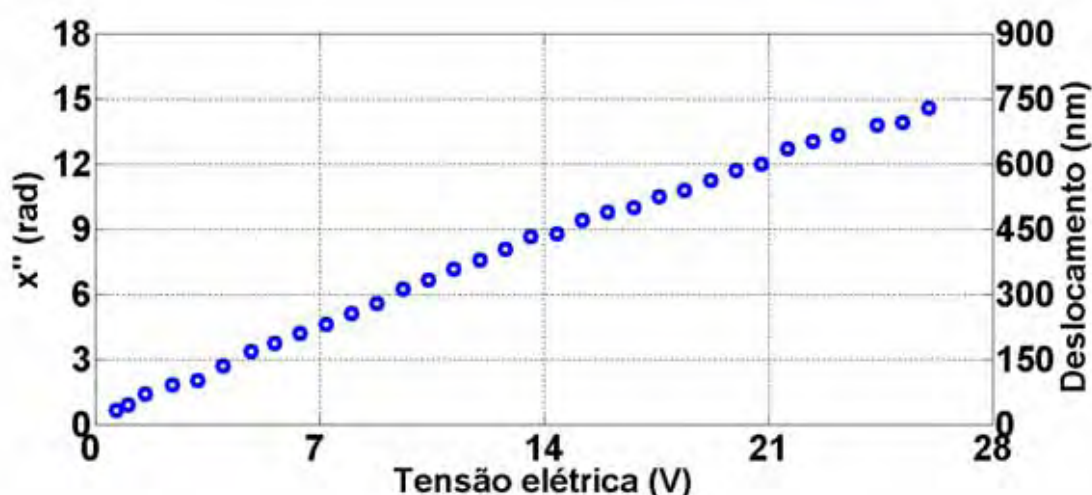


Figura 7.15. Gráficos de x'' e deslocamento *versus* tensão elétrica para 20,7 kHz.

Através da figura 7.15, observa-se que, para a faixa de tensão aplicada ao APF, se obtém deslocamentos substancialmente superiores que nos casos anteriores, chegando-se a atingir aproximadamente 750 nm, e um índice de modulação máximo em torno de 15 rad. Nesta situação, foi necessária a realização da comutação do valor de n em (5.4) para a aplicação do método de Pernick. Desse modo, para os resultados apresentados, foi utilizado o valor máximo de $n = 15$, correspondendo a 18ª harmônica do sinal detectado.

Aparentemente, observa-se uma queda na declividade da curva da figura 7.15 a medida que a tensão elétrica aplicada aumenta. Isto pode ser esclarecido a partir da figura 7.16, levando a um fator de calibração, na faixa linear, de 29,35 nm/V.

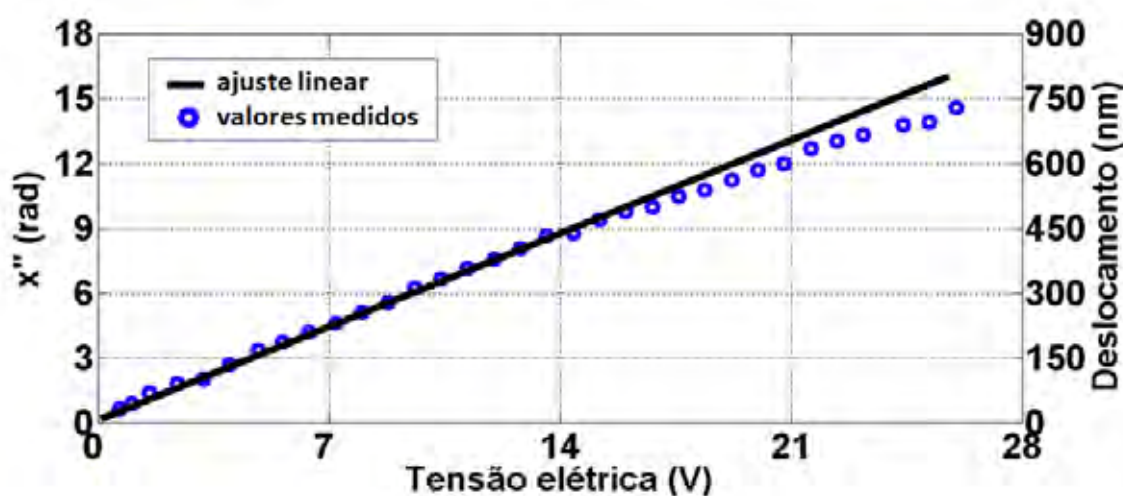


Figura 7.16. Região linear do método de Pernick para 20,7 kHz.

Observando a figura, verifica-se que o gráfico não se apresenta retilíneo para toda a faixa de tensões aplicadas. Percebe-se que a resposta linear obtida para o APF, ao longo da faixa de tensão aplicada, encontra-se estendida apenas entre 0,5 V e 19 V, aproximadamente, e que a partir de deslocamentos de aproximadamente 550 nm, o APF entra em regime não-linear de operação.

Conforme já mencionado, para a região linear do atuador o fator de calibração é de aproximadamente 29,35 nm/V. Este valor é tão elevado que julgou-se inadequado estender a faixa de tensões aplicadas até 80 V, como nos gráficos anteriores, sob risco de danificar a piezocerâmica.

Uma vez efetuada a análise da linearidade dos dois atuadores empregados neste trabalho, investiga-se agora, a resposta em frequência de um APF, como parte da caracterização de atuadores.

7.4. Resposta em Frequência do atuador PFX-2

Conforme abordado no capítulo 2 desta dissertação, sabe-se que, quando um atuador opera em sua frequência de ressonância, ele apresenta uma amplificação em sua amplitude de vibração (determinada por sua estrutura metálica) maior do que aquelas que ocorrem quando o mesmo está operando em outras frequências comuns.

Antes de prosseguir, deseja-se comentar que os APF's projetados e manufaturados pelo Grupo de Sensores da EPUSP são especificados para operar sob os modos estático ou quase-estático, ou seja, bem abaixo das suas primeiras frequências de ressonância mecânica. No entanto, é de fundamental importância determinar os valores das principais frequências de ressonância, sob pena de excitá-las inadvertidamente, causando o fenômeno conhecido como erro de trajetória (LEÃO, 2004).

O que acontece é que, na prática, raramente são utilizados sinais de tensão elétrica senoidais para excitar os APF's. Esses sinais podem variar arbitrariamente no tempo. Por exemplo, um movimento de ida e volta periódico de uma ferramenta acoplada ao APF operando em sua região linear, pode ser estabelecido aplicando-se uma tensão elétrica com

forma de onda triangular. Ora, mesmo que a frequência dessa forma de onda esteja muito abaixo de 20,7 kHz, no caso do atuador PFX-2, pode ocorrer uma excitação indesejável dessa componente espectral. Isto acontece porque um sinal periódico triangular contém harmônicas (conforme revela a série de Fourier), e, uma delas, mesmo com amplitude aparentemente desprezível, pode coincidir com 20,7 kHz. Como nesta ressonância o fator de calibração é exageradamente grande (29,35 nm/V), o deslocamento do atuador pode vir a ser constituído por um movimento triangular, superposto a uma vibração senoidal em 20,7 kHz. Com isso, o movimento resultante apresenta trepidação, o que constitui o erro de trajetória (o sinal fotodetectado tem a aparência de um sinal ruidoso, ou então, como um sinal triangular com borda em forma de serrilhado). Por isto, é tão importante determinar as frequências de ressonância dos APF's, justamente a fim de evitá-las.

Dessa forma, para que se obtenha a resposta em frequência, faz-se uso novamente do sistema apresentado nas figuras 7.1 e 7.2, varrendo-se uma faixa de frequências determinada. Para cada frequência analisada, é seguido o processo detalhado na seção 7.2.

Para tanto, foram analisadas as frequências entre 1 e 25 kHz a um passo de 3 kHz inicialmente e, utilizando-se um passo menor variável próximo à região da frequência de ressonância, levantando-se o gráfico que relaciona a razão entre o deslocamento e a tensão elétrica aplicada ao APF em função da frequência de operação do atuador. O gráfico resultante é apresentado na figura 7.17.

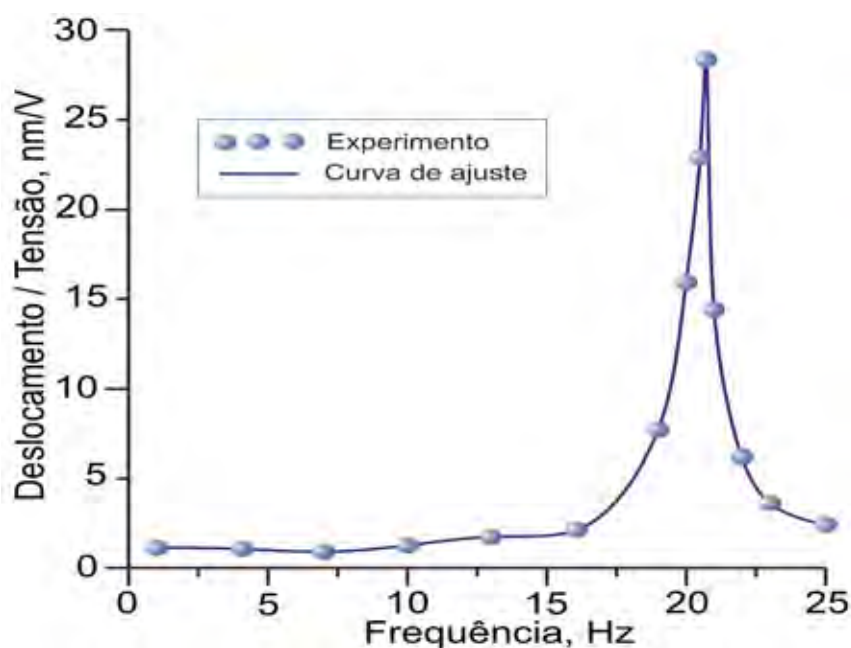


Figura 7.17. Resposta em frequência do PFX-2 utilizando o método de Pernick.

Através da figura 7.17 evidencia-se a existência de uma ressonância presente na frequência de 20,7 kHz. Este resultado apresenta-se em concordância com resultados obtidos por (SAKAMOTO, 2006), usando um sensor reflexivo em fibra óptica. Contudo, os deslocamentos detectados não estavam em valores absolutos, mas normalizados.

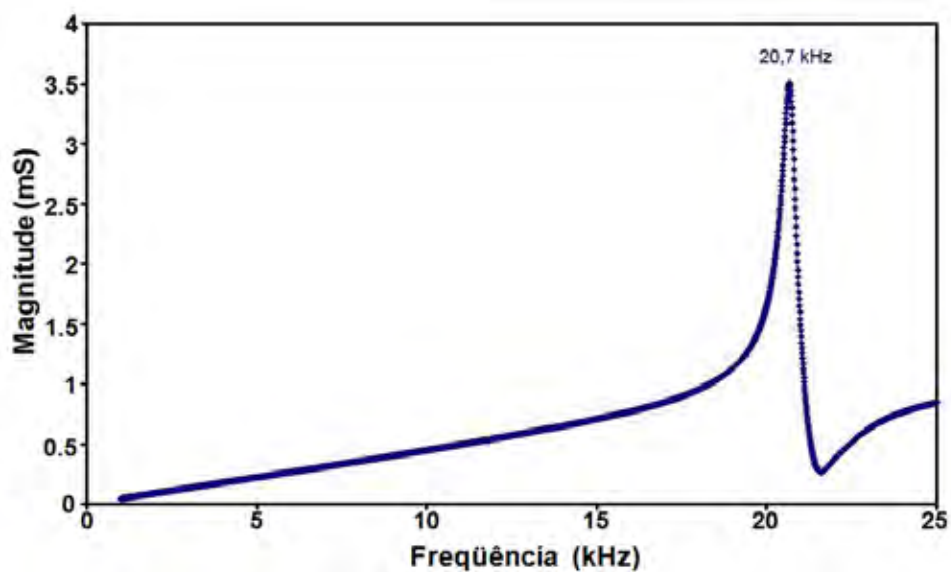
Neste estágio, torna-se possível justificar porque os deslocamentos mensurados em 16 kHz eram quase o dobro daqueles obtidos em 7 kHz, mesmo não havendo uma ressonância em 16 kHz. Nesta frequência, o gráfico encontra-se próximo à banda passante em torno da ressonância em 20,7 kHz. Com isso, pode-se estabelecer que a banda de operação do atuador PFX-2, ao longo da qual a taxa deslocamento/tensão permanece plana, está entre DC e 7,5 kHz, aproximadamente. Portanto, sinais elétricos de controle que possam causar movimentos bruscos do atuador, cujas componentes espectrais possam cair fora da banda de operação, devem ser evitados.

Além disso, para validar os resultados obtidos através da interferometria óptica, foram desenvolvidas análises da admitância elétrica do atuador. Para a realização disso, foi utilizado um analisador de impedâncias vetorial da marca Hewlett-Packard, modelo HP4192A, apresentado na figura 7.18.

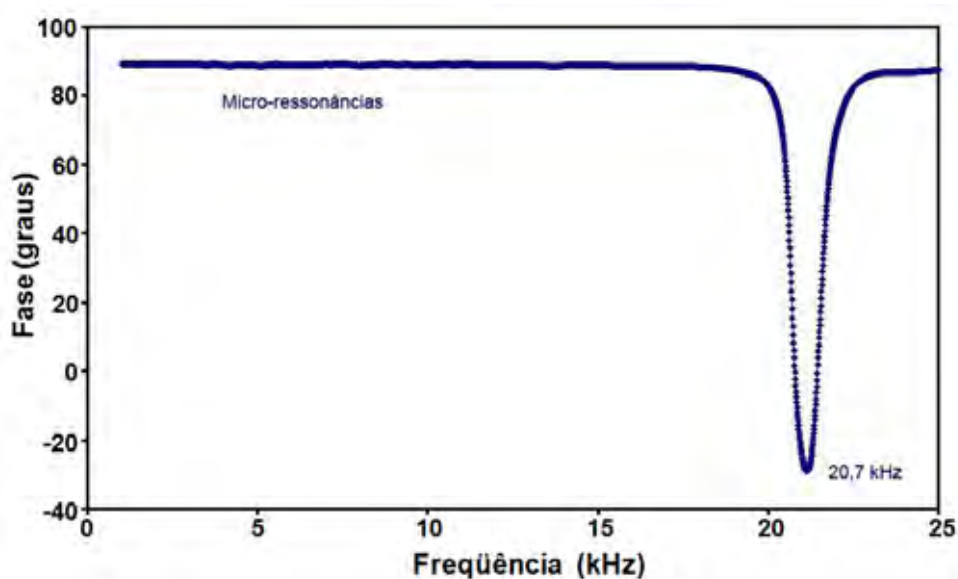


Figura 7.18. Analisador de impedâncias, modelo HP4192A.

Tal qual nas medições interferométricas, foram varridas frequências entre 1 e 25 kHz a um passo de 0,1 kHz. O resultado é exibido na figura 7.19, em termos de magnitude e fase.



(a)



(b)

Figura 7.19. Gráfico de admitância elétrica do atuador PFX-2. (a) Gráfico de magnitudes. (b) Gráfico de fases.

Analisando a figura 7.19, observa-se a ressonância do atuador na frequência de 20,7 kHz. Comparando-a com a figura 7.17, evidencia-se que há concordância entre os resultados obtidos através da interferometria óptica e os resultados com o analisador de impedâncias. Valida-se, assim, o resultado.

7.5. Considerações sobre o método de Pernick aplicado à análise dos APF's

Foram desenvolvidos neste capítulo estudos inéditos sobre a linearidade e a resposta em frequência do atuador PFX-2. Para tanto, foi aplicado o método Pernick, discutido no capítulo 5 deste trabalho.

Os resultados experimentais obtidos com o emprego deste método quando aplicados ao atuador PFX-1, foram aceitáveis e condizentes com estudos anteriores de (MARÇAL, 2008) e (SAKAMOTO, 2006). Esse método gerou uma boa faixa dinâmica e permitiu calcular deslocamentos de poucos nanômetros até milhares de nanômetros.

Portanto, tem-se um método prático de detecção de fase óptica (e, conseqüentemente, de amplitudes de vibração) com faixa dinâmica que pode se estender até 100 rad (por exemplo), comparável ao método recentemente concebido por (MARÇAL, 2008). Contudo, o método de (MARÇAL, 2008), denominado de método J_m/J_{m+2} , faz uso de ajustes polinomiais envolvendo as funções de Bessel, comutação de relações matemáticas de acordo com o valor de x que se deseja medir, e o registro em memória de computador de uma tabela de coeficientes previamente calculados (segundo um complicado procedimento).

Assim, aparentemente, existe a percepção de que o método de Pernick chaveado seja muito mais simples, exigindo-se apenas um algoritmo adequado para comutação dos valores de n em (5.4). Porém, isto não é exatamente verdadeiro. Ao contrário do método J_m/J_{m+2} de (MARÇAL, 2008), o método de Pernick não é imune à ocorrência de $\phi_0(t)$ igual a $\pi/2$ ou π rad (e seus múltiplos), como ficou comprovado nas figuras 7.5, 7.7 e 7.9. Além disso, o método J_m/J_{m+2} não exige a aplicação de nenhuma técnica de correção de sinais algébricos das componentes espectrais, como aquela proposta por (JIN et al., 1991).

Portanto, na melhor das hipóteses, pode-se afirmar que ambos os métodos sejam complementares. No entanto, ressalta-se que ambos são potencialmente mais abrangentes que a maioria dos métodos apresentados na literatura, como, por exemplo, o método de (JIN; UTTAMCHANDANI; CULSHAW, 1992), com faixa dinâmica até 78 rad, e o método de (IVASCHESCU, 2000), com faixa dinâmica de 32 rad. Ambos os métodos (de Pernick e J_m/J_{m+2}) operam em malha aberta, são auto-consistentes e, portanto, possíveis de se implementar com versões econômicas de interferômetros homódinos. Por outro lado, ambos

operam somente com sinais de excitação senoidal, não são adequados para trabalhar em frequências muito baixas (da ordem de poucos Hz) e nem com índices de modulação reduzidos (abaixo de 0,18 rad).

Capítulo 8

CONCLUSÕES

8.1. Conclusões

Este trabalho se insere na linha de pesquisas relativas à caracterização de APF's, utilizando interferometria óptica e métodos de demodulação de fase baseados na análise do espectro do sinal fotodetectado, iniciada por (LEÃO, 2004) e (MARÇAL, 2008).

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, foram abordadas algumas noções sobre interferometria óptica, analisando-se os interferômetros de Michelson e Mach-Zehnder homódinos, desenvolvendo-se matematicamente a formulação que conduz à intensidade óptica, bem como ao sinal de saída fotodetectado. Além disso, analisou-se o problema do desvanecimento relativo à variação aleatória de ϕ_0 devido a perturbações ambientais espúrias e algumas maneiras de amenizá-lo.

Ainda como parte da investigação teórica, foram abordados alguns métodos espectrais clássicos de demodulação de fase óptica, em particular o método de Pernick, apresentando suas potencialidades e limitações. Mediante simulações realizadas utilizando-se o software *Matlab*, determinou-se a faixa dinâmica teórica para os métodos de demodulação de fase óptica consagrados J_1/J_3 , $J_1...J_4$ modificado, $J_1...J_6$ (neg) e $J_1...J_6$ (pos), bem como para o método de Pernick. Em todas as simulações, foram consideradas a tensão de ruído do tipo $1/f$ (a fim de comparar os resultados com a literatura disponível) e a presença de desvanecimento. Os resultados obtidos e o estudo das características de cada método

permitiram a elaboração da tabela 5.1, na qual evidencia-se que o método de Pernick chaveado é vantajoso, apresentando uma faixa dinâmica potencialmente mais ampla do que a dos demais métodos clássicos.

Assim, conclui-se que o método de Pernick, com a comutação dos valores de n em (5.4), em conjunto com a aplicação do algoritmo para correção do sinal algébrico das harmônicas, traz grandes benefícios, constituindo-se num poderoso método espectral de demodulação de fase óptica, com uma faixa dinâmica que pode se estender até 100 rad ou mais.

Uma vez comprovada teoricamente a potencialidade do método de Pernick chaveado através das simulações, buscou-se sua validação experimental. Para tanto, foi empregado um sensor óptico de tensão baseado no efeito eletroóptico, o qual utilizou uma célula Pockels em configuração transversal. A utilização do sistema se justifica por se apresentar bem comportado e pelo fato de a célula Pockels possuir características que podem ser previstas analiticamente. Assim, o método de Pernick foi aplicado a um conjunto de dados na qual se operou com tensões senoidais, em 60 Hz, e amplitudes até 270 V_{RMS}. Os resultados obtidos para os índices de modulação mensurados foram satisfatórios e concordaram com resultados obtidos por (MARÇAL, 2008). Foi calculado também o valor prático da tensão de meia-onda, fator de grande relevância em uma célula Pockels, obtendo-se $V_{\pi} = 66,6 V_{\text{pico}}$, valor satisfatoriamente condizente com o valor teórico obtido de $V_{\pi} = 64,92 V$. Dessa maneira, foi possível comprovar e validar a aplicabilidade do método de Pernick em ambientes experimentais.

Com essa certeza, a técnica foi aplicada ao estudo da linearidade e resposta em frequência de dois atuadores piezoelétricos flexensionais, denominados neste trabalho de PFX-1 e PFX-2. O primeiro dos atuadores (PFX-1) possuía características já conhecidas e bem documentadas em outros trabalhos, sendo possível, portanto, enfatizar ainda mais a validação experimental do método de Pernick. O segundo atuador (PFX-2) foi testado por possuir algumas características ainda não investigadas.

A metodologia foi testada, então, para arquivos de medições realizadas em diversas frequências do atuador PFX-1 (enfatizando-se as frequências de 4 kHz, 15,3 kHz e 23,2 kHz no estudo da linearidade). Com a implementação do método de Pernick, foram calculados os valores dos índices de modulação e de deslocamentos. Para uma faixa de tensão de alimentação entre 0 e 56 volts, na frequência de 4 kHz, o método demodulou deslocamentos

de aproximadamente 90 nm, em concordância com os resultados obtidos por (MARÇAL, 2008). Apresentou também uma região linear na faixa de tensão entre 10 V e 56 V, e um fator de calibração de 1,8 nm/V. Assim, a técnica foi aplicada com sucesso. Para medições realizadas na faixa de tensão entre 0 e 35 volts e na frequência de 15,3 kHz, a técnica obteve êxito, apresentando um deslocamento máximo de 200 nm e um fator de calibração de 5,9 nm/V, indicando, novamente, concordância com os resultados de (MARÇAL, 2008). Nessa situação, a região linear esteve entre 2 V e 34 V. Finalmente, para tensões entre 0 e 16 volts na frequência de 23,2 kHz, foram medidos deslocamentos de até 900 nm na região de resposta linear do gráfico obtido. Essa região linear estendeu-se do primeiro ponto em 0,1 V até 8 V e o fator de calibração encontrado foi de 112 nm/V. A partir desse ponto, o atuador PFX-1 saiu da região linear. Uma vez mais, os resultados obtidos estavam de acordo com (MARÇAL, 2008).

Analizando em seguida a linearidade do PFX-2, foi repetido o procedimento de aquisição de arquivos de medições em diversas frequências, como fora realizado para o PFX-1, dando ênfase, desta vez, para as frequências de 7 kHz, 16 kHz e 20,7 kHz. Isso posto, foi implementando o método de Pernick para os dados obtidos, aplicando-se tensões entre 0 e 80 volts na frequência de 7 kHz, atingindo-se um resultado de deslocamento máximo de aproximadamente 70 nm, com a região linear estendendo-se de 2 V até 73 V e um fator de calibração de 1,06 nm/V. Para medições desenvolvidas na frequência de 16 kHz e na mesma faixa de tensões, a aplicação da técnica apresentou um deslocamento máximo de 150 nm e um fator de calibração de 2,08 nm/V. A região linear, nessa situação, encontrou-se entre 2 V e 73 V. Na frequência de 20,7 kHz (que encontra-se na ressonância) e para tensões entre 0 e 28 V, obteve-se na região de resposta linear do gráfico um deslocamento máximo de 550 nm, com fator de calibração de 29,35 nm/V e uma região linear entre 0,5 V e 19 V. A partir daí, o atuador exibiu um comportamento não-linear entre tensão de excitação e deslocamento.

Uma vez concluída a análise de linearidade dos atuadores, desenvolveu-se, para o PFX-2, a análise de sua resposta em frequência. Através dos arquivos de dados adquiridos via osciloscópio digital para esse atuador, e o processamento de cada um deles pelo método de Pernick, tornou-se possível gerar um gráfico que relaciona a frequência com a razão deslocamento por tensão. Com esse gráfico, apresentado na figura 7.17, evidenciou-se a presença de uma frequência de ressonância em 20,7 kHz. Tal resultado encontra-se condizente com aquele desenvolvido por (SAKAMOTO, 2006). Ainda, objetivando validar o resultado obtido, foi levantada a curva de admitância elétrica do atuador utilizando um

analisador de impedâncias vetorial. Novamente, esse resultado apresentou concordância com o que foi aqui desenvolvido experimentalmente por meio da técnica interferométrica.

8.2. Perspectivas para trabalhos futuros

Comprovada a aplicabilidade e abrangência do método de Pernick, se prevê como perspectiva para futuros desenvolvimentos a caracterização de novos protótipos de APF's manufaturados pelo Grupo de Sensores e Atuadores da Escola Politécnica da USP, que ainda não foram investigados. Os modernos manipuladores XY e XYZ, com multicerâmicas, que estão sendo desenvolvidos pelo Grupo (CARBONARI, 2008), e que não foram abordados neste trabalho, também podem ser analisados.

Acredita-se, também, que este método possa ser implementado em tempo real utilizando para isso placas de DSP.

Referências

- ABRAMOWITZ, H.; STEGUN, I. A. **Handbook of mathematical functions**, New York: Dover Publications, 1972.
- 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.; MENEZES, J. P. C.; SILVA, E. C. N.; KITANO C. Analysis of linearity of a novel multi-actuated piezoelectric device using optical interferometry. In: XXXII Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada. **XXXII Encontro...** Águas de Lindóia: 2009.
- BARROW, D. A.; LISBOA O.; JEN, C. K.; SAYER, M. In-line phase modulators using coaxial thick lead zirconate titanate coated optical fibers, **J. Appl. Phys**, v. 79, p. 3323-3329, 1996.
- BORN, M.; WOLF, E. **Principles of optics-electromagnetic theory of propagation interference and diffraction of light**. 6. ed. Oxford: Cambridge University Press, 1980.
- BROWN, C. R.; BROWN, G. R.; NIBLETT, D. H. Measurement of small strain amplitudes in internal friction experiments by means of a laser interferometer, **Journal of Physics E: Scientific Instruments**, London, v. 5, p. 966-967, 1972.
- BUTKOV, E. **Mathematical physics**. New York: Addison-Wesley Publishing Company Inc., 1968.
- CARBONARI, R. C. **Projeto de multi-atuadores piezelétricos homogêneos e gradados utilizando o método de otimização topológica**. 2008. Tese (Doutorado em engenharia mecânica) – Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2008.
- CLARK, N. H. Na interferometric method to measure oscillatory displacements, 2nm-255nm. **Metrology**, London, v.26, p. 127-133, 1989.
- DAKIN, J.; CULSHAW, B. **Optical fiber sensors: principles and components**. Boston: Artech House, 1988, v. 1.

DANDRIDGE, A. Fiber-optic sensors make waves in acoustic, control and navigation. **IEEE Circuits and Devices Magazine**, New York, v. 6, n. 6, p. 12-19, 1990.

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.

GAUTSCHI, G. H. **Piezoelectric sensorics: force, strain, pressure, acceleration and acoustic emission sensors, materials and amplifiers**. Berlin: Springer, 2005.

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.

IVASCHESCU, V. Small sinusoidal vibrations amplitude measurements with the Michelson interferometer. **IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement**, v. 49, n. 3, p. 643-647, 2000.

JACKSON, D. A.; DANDRIDGE, A.; SHEEM, S. K. Measurements of small phase shifts using a single-mode optical-fiber interferometer. **Optics Letters**, New York, v. 5, n. 4, p. 139-141, 1980.

JIN, W.; UTTAMCHANDANI, D.; CULSHAW, B. Direct readout of dynamic phase changes in a fiber-optic homodyne interferometer. **Applied Optics**, New York, v. 31, n. 34, p. 7253-7258, 1992.

JIN, W.; ZHANG, L. M.; UTTAMCHANDANI, D.; CULSHAW, B. Modified $J_1 \dots J_4$ method for linear readout of dynamic phase changes in a fiber-optic homodyne interferometer. **Applied Optics**, New York, v. 30, n. 31, p. 4496-4499, 1991.

KAMINOW, I. P. **An introduction to electro-optical devices**. New York: Academic Press, 1974.

KEISER, G. **Optical fiber communications**. 2. ed. Singapore: McGraw Hill, 1991.

KINO, G. **Acoustic wave devices, imaging and analog signal processing**. Englewoods Cliffs, New Jersey: Prentice-Hall Inc., 1987.

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

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'03, 2003, Jadwisin. **Proceedings of the...** Jadwisin, 2003. p. 51-62.

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

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 $J_1...J_4$ method. **IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement**, New York, v. 56, n. 3, p. 954-961, 2007.

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.; HIGUTI, R. T.; KITANO, C. Effects of the modulation signal distortion on interferometric spectral methods of phase detection. In: 13º Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica e 8º Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo - MOMAG 2008, 2008, Florianópolis. **13º Simpósio Brasileiro...** Florianópolis: 2008, p. 339-343.

MENEZES, J. P. C.; BARBOSA, F. A. A.; SILVA, E. C. N.; KITANO C. Analysis of linearity of piezoelectric flexensional actuators using a spectral method of optical phase detection. In: XXXII Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada. **XXXII Encontro...** Águas de Lindóia: 2009.

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

NADER, G.; SILVA, E. C. N.; ADAMOWSKI, J. C. Characterization of novel flextensional transducers design by topology optimization method. In: PROCEEDINGS OF THE 2001 IEEE ULTRASONIC SYMPOSIUM, 2001, Atlanta. **Proceedings of the...** Atlanta: IEEE, 2001. p. 981-984.

NEWNHAM, R. E.; DOGAN, A.; XU, Q. C.; ONITSUKA, K.; TRESSLER, J.; YOSHIKAWA, S. Flextensional “moonie” actuators. PROCEEDINGS OF THE 1993 IEEE ULTRASONIC SYMPOSIUM, 1993, Baltimore. **Proceedings of the...** Baltimore: IEEE, 1993. p. 509-513.

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

NYE, J. F. **Physical properties of crystals – their representation by tensors and matrices**. Oxford: Clarendon Press, 1957.

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

PIEZOELECTRIC technology primer. Disponível em: <http://www.ctscorp.com/components/Datasheets/piezotechprimer.pdf>. Acesso em: 03 nov. 2008.

ROSENBAUM, J. F. **Bulk acoustic wave theory and devices**. London: Artech House, 1988.

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

SAKAMOTO, J. M. S. **Sensor em fibra óptica aplicado à caracterização de atuadores piezoelétricos flexensionais**. 2006. Dissertação (Mestrado em engenharia elétrica) – Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2006.

SAKAMOTO, J. M. S.; HIGUTI, R. T.; KITANO C.; SILVA, E. C. N. Low cost reflective fiber-optic sensor applied to resonance frequencies measurement of flextensional piezoelectric actuators. In: XXX Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada. **XXX Encontro...** São Lourenço: 2007.

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.; NISHIWAKI, S.; KIKUCHI, N. Topology optimization design of flextensional actuators. **IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control**, v. 47, n. 3, p. 657-671, 2000.

SILVA, E. C. N.; NADER, G.; SHIRAHIGE, A. B.; ADAMOWSKI, J. C. Characterization of novel flextensional 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**, v. 57, n. 6, p. 534-542, 1945.

SUDARSHANAM, V. S. New spectrum analysis technique for interferometric vibration measurement. **Optics Communications**, Amsterdam, v. 88, p. 291-294, 1992a.

SUDARSHANAM, V. S. Minimum detectable phase shift in spectrum analysis techniques of optical interferometric vibration detection. **Applied Optics**, New York, v. 31, n. 28, p. 5997-6002, 1992b.

SUDARSHANAM, V. S.; CLAUS, R. O. Generic $J_1 \dots J_4$ method of optical phase detection – accuracy and range enhancement. **Journal of Modern Optics**, London, v. 40, n. 3, p. 483-492, 1993.

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, 1989.

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

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

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

Apêndice A

LIMIAR DE DECISÃO PARA COMUTAÇÃO DOS VALORES DE n PARA O MÉTODO DE PERNICK

De acordo com o método de Pernick apresentado no capítulo 5 desta dissertação, foi sugerida a comutação crescente do valor de n na equação (5.3), iniciando-se com o valor de $n = 2$, para efetuar o cálculo do índice de modulação x . Também foi ressaltado que, o valor de $n = 2$ deve ser utilizado até valores que antecedem o fim da sua faixa dinâmica, quando deve ocorrer uma transição suave para o valor de $n = 3$. Para que isso ocorra de forma automática, faz-se necessária a definição de um limiar de decisão para a comutação dos valores de n , de acordo com as magnitudes das componentes harmônicas do sinal fotodetectado.

A título de ilustração, na figura A.1 foram desenhadas as curvas da razão $V_{n-1}(x)/V_{n+3}(x)$ versus x , para valores de n entre 2 e 12. De acordo com (5.7), esta razão resulta em

$$\frac{V_{n-1}(x)}{V_{n+3}(x)} = \frac{J_{n-1}(x) + \frac{K}{(n-1)}}{J_{n+3}(x) + \frac{K}{(n+3)}} \quad (A.1)$$

onde a tensão do ruído do tipo $1/f$ foi considerada. Na figura A.1 adotou-se o valor de $K = 0,0011$.

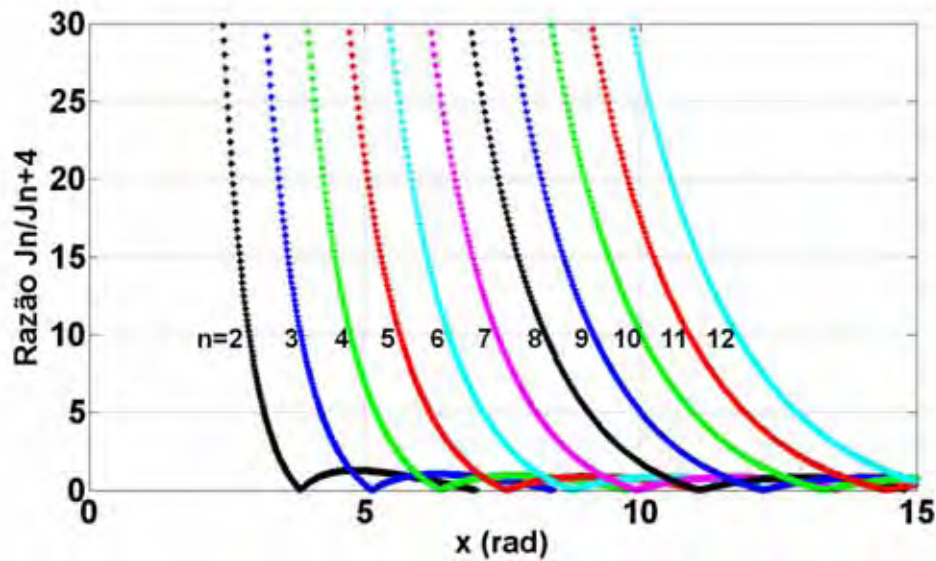


Figura A.1. Razão V_{n-1}/V_{n+3} em função de x para $n = 2$ a 12 .

A fim de detalhar melhor a estratégia adotada, desenhou-se na figura A.2 uma vista em detalhe para as curvas correspondentes a $n = 3$ e $n = 4$. No caso $n = 3$, à medida que x aumenta o gráfico segue uma trajetória descendente até se anular, em $x = 5,15$ rad, quando volta a aumentar. Deve-se lembrar que a faixa dinâmica para $n = 3$ situa-se entre 0,43 e 7,4 rad. Por outro lado, a faixa dinâmica para $n = 4$ está entre 0,76 rad e 8,6 rad. Desta forma, e com o objetivo de implementar um método robusto o suficiente para garantir que funcione com dados práticos, optou-se por uma solução bem conservadora: antes mesmo que a curva para $n = 3$ se anule, realiza-se a comutação para $n = 4$, baseado num certo limiar de decisão. Nos casos abordados nesta dissertação o limiar de decisão escolhido foi 0,8, ou seja, aumentando-se x gradativamente (ou, equivalentemente, a tensão aplicada ao APF), realiza-se a comutação, de $n = 3$ para $n = 4$, quando a razão V_3/V_7 decair até 0,8.

Assim, realizando uma análise do método de Pernick e das amplitudes das harmônicas envolvidas em seu cálculo, em simulações utilizando o software Matlab e em aplicações de resultados experimentais, foi possível encontrar um limiar de decisão empírico e que conduziu a resultados satisfatórios em todos os casos abordados nesta dissertação. Constata-se que, para o valor de $n = 2$, comparando-se a razão entre as harmônicas V_{n-1} e V_{n+3} , o método se apresenta aplicável enquanto $V_{n-1}/V_{n+3} > 0,8$. Quando essa relação não é mais respeitada, o valor de n é alterado para 3. E, assim permanece enquanto a relação $V_{n-1}/V_{n+3} > 0,8$ é verdadeira. Desse modo, percebe-se que para qualquer valor de n essa razão entre as

harmônicas mencionadas é válida. Isto está ilustrado na figura A.3, para valores de n entre 2 e 17.

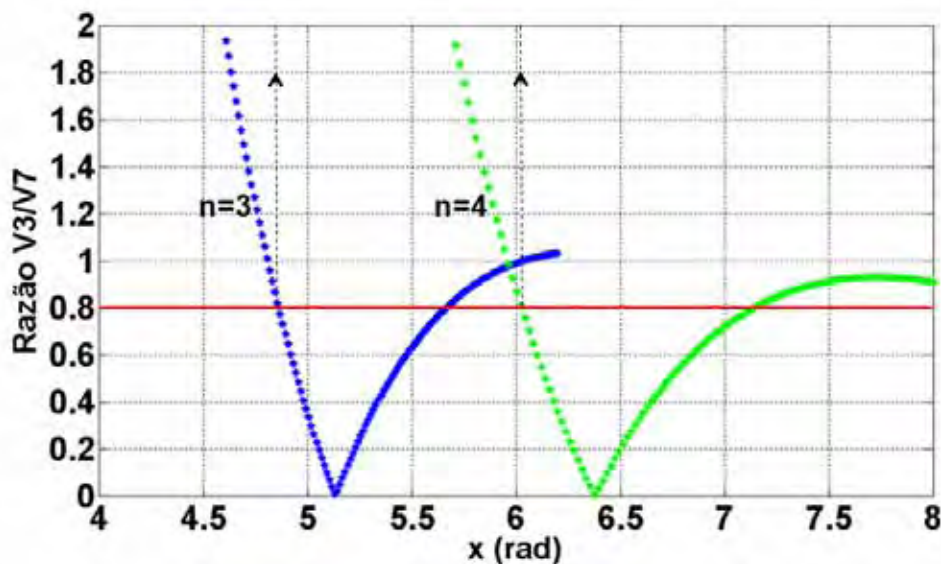


Figura A.2. Gráfico de V_3/V_7 em função de x ilustrando a comutação de $n = 3$ para $n = 4$ quando se atinge o limiar igual a 0,8.

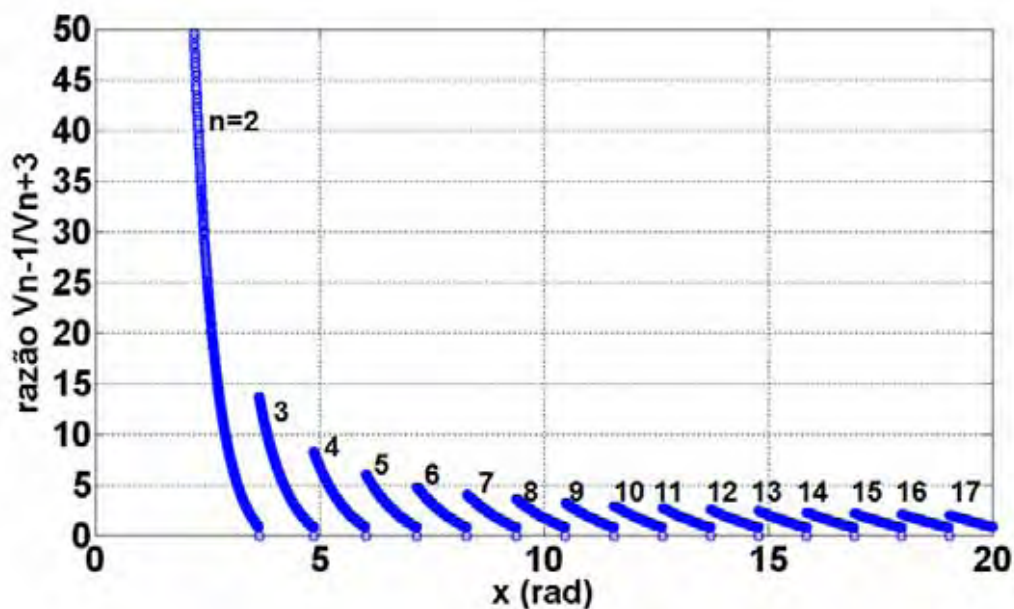


Figura A.3. Razão de V_{n-1}/V_{n+3} versus x indicando a comutação de n quando se atinge o limiar igual a 0,8.

Nos casos onde se pretende demodular valores de x mais elevados, até $x = 100$ rad, por exemplo, o limiar de decisão pode ser menos conservador, reduzido a valores menores, desde que sejam empregados sistemas de aquisição de dados suficientemente precisos e que

as magnitudes das harmônicas superiores sejam significativas (pelo menos acima de -40 ou -50 dB).

Portanto, é possível gerar um fluxograma para a decisão de qual valor de n é utilizado em cada ponto do gráfico. Esse fluxograma é apresentado na figura A.4:

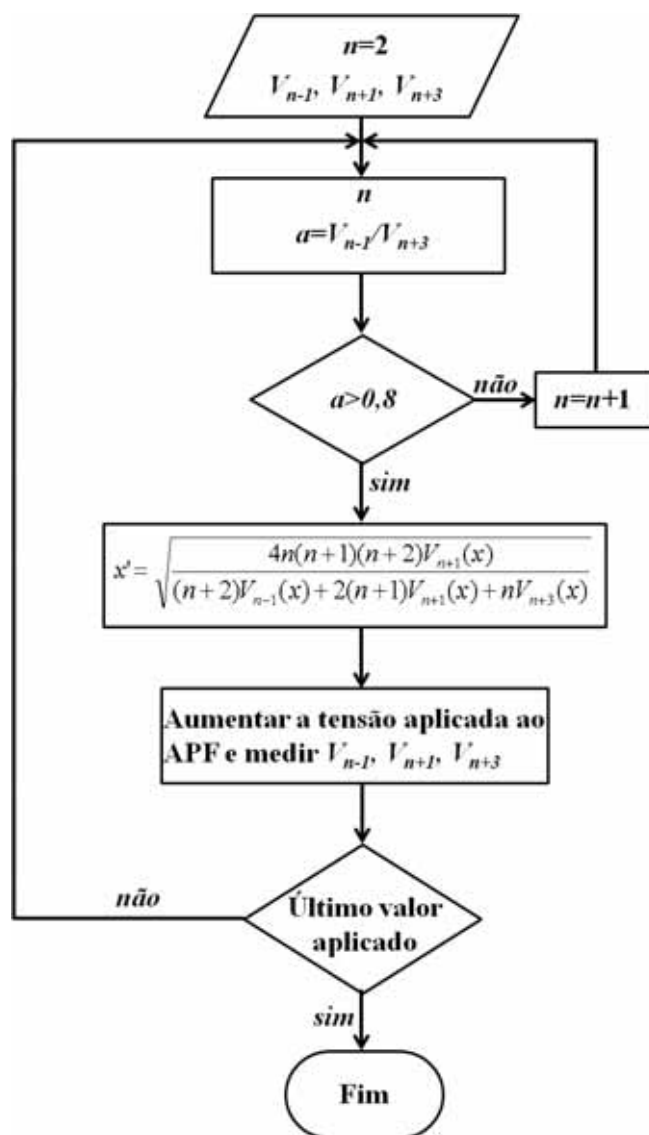


Figura A.4. Fluxograma de cálculo do valor de n para o método de Pernick.

É possível, assim, implementar o limiar de decisão em um algoritmo utilizando o software Matlab, para aplicação em sinais detectados experimentalmente, tornando o processo automático.