

Universidade Estadual Paulista “Júlio de Mesquita Filho”
Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira
Departamento de Engenharia Elétrica

Análise e implementação de técnicas de medição de
microvibrações utilizando interferometria óptica e processadores
digitais de sinais

Paula Lalucci Berton
Engenheira Eletricista

Ilha Solteira - SP
Março/2013



UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA
"JÚLIO DE MESQUITA FILHO"
Campus de Ilha Solteira

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

“Análise e implementação de técnicas de medição de
microvibrações utilizando interferometria óptica e processadores
digitais de sinais”

PAULA LALUCCI BERTON

Orientador: Prof. Dr. Ricardo Tokio Higuti

Co-orientador: Prof. Dr. Cláudio Kitano

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

Área de Conhecimento: Automação.

Ilha Solteira - SP

Março/2013

FICHA CATALOGRÁFICA

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

- B547a Berton, Paula Lalucci.
Análise e implementação de técnicas de medição de microvibrações utilizando interferometria óptica e processadores digitais de sinais / Paula Lalucci Berton. – Ilha Solteira : [s.n.], 2013
108 f. : il.
- Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual Paulista. Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira. Área de conhecimento: Automação, 2013
- Orientador: Ricardo Tokio Higuti
Coorientador: Cláudio Kitano
Inclui bibliografia
1. Processamento de sinais. 2. Processador Digital de Sinais – DSP.
3. Interferometria óptica.



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

CERTIFICADO DE APROVAÇÃO

TÍTULO: Análise e implementação de técnicas de medição de microvibrações utilizando interferometria óptica e processadores digitais de sinais

AUTORA: PAULA LALUCCI BERTON

ORIENTADOR: Prof. Dr. RICARDO TOKIO HIGUTI

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

Prof. Dr. RICARDO TOKIO HIGUTI

Departamento de Engenharia Elétrica / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira

Prof. Dr. RODRIGO CARDIM

Departamento de Engenharia Elétrica / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira

Prof. Dr. ANDRÉS PABLO LOPEZ BARBERO
Universidade Federal Fluminense

Data da realização: 01 de março de 2013.

AGRADECIMENTOS

Este trabalho integraliza uma dedicação de dois anos ao curso de Mestrado em Engenharia Elétrica, durante o qual houve a colaboração de várias pessoas. No entanto, para chegar aqui, muitas outras pessoas foram fundamentais, e portanto farei um breve e geral agradecimento.

Início agradecendo aos meus pais. A minha mãe Edilaine, que muito me ensinou; e a meu pai, Paulo, por ser meu maior conselheiro e amigo, sempre com muita paciência. Agradeço também à esposa do meu pai, Sueli, e minha irmã Julia, por todo apoio.

Agradeço aos meus avós, que tiveram um papel muito importante no meu crescimento. Especialmente às avós Rosalina e Irenildes. E aos meus padrinhos, Cleria e Celso, pela presença e o apoio desde sempre.

Agradeço ao meu orientador Prof. Dr. Ricardo Tokio Higuti, pela dedicação e paciência durante os mais de cinco anos de orientação. E ao Prof. Dr. Cláudio Kitano, co-orientador, que da mesma apoiou, incentivou e acreditou. Tantas foram as oportunidades que eles me proporcionaram.

Agradeço aos funcionários da Unesp/FEIS, sempre prestativos, em especial aos técnicos de Laboratório do Departamento de Engenharia Elétrica.

Aos amigos, que dividiram as dificuldades e também as alegrias destes (e de outros) anos, também sou muito grata. Aos do laboratório (mas não apenas), Marcelo, Silvio e Vander, e também aos vizinhos Aline e Galeti; ao meu amigo Carlos; e, em especial, ao meu amigo e namorado Lucas, por tudo o que já dividimos.

Agradeço ao meu supervisor de estágio no exterior, Dr. Michael Connelly, por me ter recebido em seu laboratório de pesquisa em comunicações ópticas (*Optical Communications Research Group*), na Universidade de Limerick, Irlanda. Agradeço também aos colegas de laboratório, tanto pelo auxílio nos trabalhos, quanto pelo acolhimento.

Agradeço à Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP) pelo apoio e fomento, tanto pela bolsa de mestrado (processo nº 2010/13868-0), como também pela bolsa de estágio e pesquisa no exterior (processo nº 2012/02148-2).

Existem muitas outras pessoas as quais sou grata, porém não caberia neste breve registro.

Por fim, agradeço à Deus, por sempre me mostrar o caminho.

RESUMO

Este trabalho trata da medição de micro e nanovibrações utilizando-se interferometria óptica e implementação em tempo real em Processador Digital de Sinais (DSP). Este tipo de medição é necessário para realizar ensaios em atuadores, com a finalidade de se obter a relação entre tensão aplicada e deslocamento produzido, na região de linearidade do dispositivo. Os atuadores ensaiados são do tipo piezoelétricos flexensionais, compostos por uma cerâmica piezoelétrica e uma carcaça de alumínio flexível, responsável pela amplificação e direcionamento do deslocamento. Os ensaios são realizados por meio da vibração induzida no dispositivo através de aplicação de tensão senoidal. A vibração é detectada através de um arranjo interferométrico, no qual a interferência de dois feixes de luz resulta em um sinal modulado em fase. A informação da amplitude de vibração está no índice de modulação deste sinal, sendo necessário a aplicação de alguma técnica de processamento para que se recupere o índice de modulação. Neste trabalho são abordadas as técnicas $J_1 \dots J_4$, $J_1 \dots J_6(\text{neg})$, $J_1 \dots J_6(\text{pos})$ e Pernick, todos eles baseados nas harmônicas do sinal fotodetectado. É feita a comparação entre os métodos através de simulações que levam em consideração o ruído. Com a finalidade de otimizar e automatizar o processo de medição, kits baseados nos DSPs TMS320VC5416 (ponto-fixo) e TMS320F28335 (ponto-flutuante) foram utilizados, possibilitando a aquisição e o processamento de sinais em tempo real. Considerações sobre os métodos de demodulação, ruídos presentes no sistema e como eles influenciam na qualidade dos resultados, técnicas de processamento de sinais e metodologias experimentais são feitas ao longo do texto.

Palavras-chave: Processamento de sinais. DSP. Interferometria óptica.

ABSTRACT

This work deals with micro and nano vibration using optical interferometry and real time implementation using Digital Signal Processors (DSPs). This kind of measurement is necessary to perform tests in actuators, in order to obtain the relationship between applied input voltage and the corresponding output displacement, in the device linear response range. The actuators under test are piezoelectric flextensional actuators, composed of a piezoelectric ceramic with a flexible aluminum housing, that amplifies and directs the displacements at predetermined points. The experiment consists in applying a sinusoidal voltage to the piezoelectric device, and the vibration is detected by an interferometric setup, in which the interference of two laser beams results in a phase modulated signal. The modulation index of this signal contains the information of the vibration amplitude, and it is necessary to apply signal processing techniques to recover the modulation index. In this work, the techniques $J_1...J_4$, $J_1...J_6(\text{neg})$, $J_1...J_6(\text{pos})$ and Pernick are considered, all of them based on the photodetected signal spectrum. A comparison between the methods is made by computational simulation, in which noise is considered. In order to optimize and automate the measurement process, two DSP kits were used, TMS320VC5416 (fixed-point) and TMS320F28335 (floating-point), allowing signal acquisition and processing in real time. Considerations about the demodulation techniques, noise influence on the results, signal processing and experimental methodology are made throughout the text.

Keywords: Signal processing. DSP. Optical interferometry.

LISTA DE FIGURAS

1	Um tipo de atuador piezoelétrico flexensional. (a) Esquema ilustrativo do APF. (b) APF real.	25
2	Esquema de um interferômetro de Michelson homódino.	26
3	Módulo das funções de Bessel de primeira espécie e ordem n ímpar.	35
4	Comparação entre $ J_1(x) $ e $2[J_5(x) + J_7(x)]$	36
5	Módulo das funções de Bessel de primeira espécie e ordem n par.	36
6	Comparação entre $ J_2(x) $ e $2[J_6(x) + J_8(x)]$	37
7	Formas de onda de um conjunto $v(t, s)$	42
8	Classificação dos processos aleatórios.	44
9	Modelo da transmissão de um sinal com ruído aditivo.	46
10	Função densidade de probabilidade do ruído térmico.	49
11	Densidade espectral do ruído térmico.	49
12	Modelos equivalentes da resistência térmica de ruído: (a) Thévenin; (b) Norton.	50
13	Potência disponível: (a) Fonte senoidal com carga casada; (b) Resistor térmico com carga casada.	50
14	Densidade espectral e autocorrelação do ruído branco.	51
15	Curva característica de um quantizador básico.	53
16	Densidades de probabilidade dos sinais quantizado e não quantizado.	54
17	Obtenção da FDP de x' a partir da amostragem de área da FDP de x : (a) FDP de x ; (b) pulso retangular; (c) convolução de (a) e (b); (d) trem de impulsos; (e) FDP de x' , produto de (c) e (d).	55
18	Processo de amostragem de área no domínio da FC: (a) FC de x ; (b) FC do pulso retangular; (c) multiplicação de (a) e (b); (d) repetições de (c); (e) FC de x'	56
19	Processo de quantização visto como adição de ruído.	57
20	Curva característica de um quantizador de ponto-flutuante com mantissa de 3 bits.	59
21	FDP do ruído de quantização de ponto flutuante com entrada gaussiana de média zero, $\sigma_x = 32\Delta$ e mantissa de 2 bits.	60

22	Modelo de um quantizador de ponto-flutuante.	60
23	Diagrama de fluxo para o algoritmo de Goertzel.	66
24	Diagrama de blocos para o algoritmo de Goertzel.	66
25	Fotografia do DSK TMS320VC5416.	68
26	Fotografia do eZdsp TMS320F28335.	70
27	Diagrama de blocos simplificado do sistema de teste do DSP utilizando a placa de som do microcomputador.	72
28	Resultados para o sistema de emulação com os DSPs VC5416 e F28335 em tempo real.	73
29	Erro percentual dos resultados obtidos com o sistema de emulação com os DSPs VC5416 e F28335 em tempo real.	73
30	Interferômetro de Michelson para medição do ruído.	76
31	Exemplos de formas de onda do ruído experimental.	77
32	Espectros referentes às formas de onda da Figura 31.	77
33	Espectro médio do ruído experimental.	78
34	Espectro médio do ruído experimental – Detalhe.	78
35	Histograma médio do sinal de ruído.	80
36	Correlação cruzada entre os sinais simulados $I(t)$ e ruído. (a) Janela de 1.000 pontos. (b) Janela de 10.000 pontos.	81
37	SNR experimental.	82
38	Erro percentual para o método $J_1...J_4$ considerando-se ruído – Região de baixo índice.	85
39	Erro percentual para o método $J_1...J_6(\text{neg})$ considerando-se ruído – Região de baixo índice.	86
40	Erro percentual para o método $J_1...J_6(\text{pos})$ considerando-se ruído – Região de baixo índice.	86
41	Erro percentual para o método de Pernick considerando-se ruído – Região de baixo índice.	87
42	Erro percentual para o método $J_1...J_4$ considerando-se ruído.	88
43	Erro percentual para o método $J_1...J_6(\text{neg})$ considerando-se ruído.	88

44	Erro percentual para o método $J_1...J_6(\text{pos})$ considerando-se ruído.	89
45	Erro percentual para o método de Pernick considerando-se ruído.	89
46	Curva de x_e em função da tensão para os métodos $J_1...J_4$, $J_1...J_6(\text{neg})$ e $J_1...J_6(\text{pos})$ utilizando-se módulo e fase das harmônicas.	92
47	Curva de x_e em função da tensão para os métodos $J_1...J_4$, $J_1...J_6(\text{neg})$ e $J_1...J_6(\text{pos})$ utilizando-se apenas módulo das harmônicas.	93
48	Curva de x_e em função da tensão para o método de Pernick.	93
49	Curva de x_e em função da tensão para os métodos $J_1...J_4$, $J_1...J_6(\text{neg})$, $J_1...J_6(\text{pos})$ e Pernick chaveado.	94
50	Montagem experimental – Interferômetro de Michelson e DSP.	95
51	Fotografia do APF tipo 1. (a) Vista lateral. (b) Vista lateral-superior.	95
52	Exemplos de sinais adquiridos pelo DSP 28339 para tensões de 14 V, 27 V, 67 V e 132 V.	96
53	Espectros dos sinais adquiridos pelo DSP 28339 para tensões de 14 V, 27 V, 67 V e 132 V.	97
54	DSP F28335 em tempo real – Índice de modulação e deslocamento estimados em função da tensão aplicada para o APF tipo 1.	98
55	DSP F28335 em tempo real – Erro com relação à aproximação linear para o APF tipo 1.	98
56	Fotografia do APF tipo 2. (a) Vista lateral. (b) Vista lateral-superior.	99
57	DSP F28335 em tempo real e osciloscópio – Índice de modulação e deslocamento estimados em função da tensão aplicada para o APF tipo 2.	100
58	DSP F28335 em tempo real e osciloscópio – Erro com relação à aproximação linear para o APF tipo 2.	100

LISTA DE TABELAS

1	Limiares superiores de acordo com n escolhido.	34
2	Faixas de x em que cada harmônica ímpar apresenta maior magnitude.	35
3	Faixas de x em que cada harmônica par apresenta maior magnitude.	37

LISTA DE ABREVIACES

A/D	Analógico para Digital
AC	Componente alternada de um sinal (<i>Alternating Current</i>)
APF	Atuador Piezoelétrico Flexensional
AWGN	Ruído branco aditivo com distribuio gaussiana (<i>Additive White Gaussian Noise</i>)
CCS	Ambiente de programao <i>Code Composer Studio</i>
CPLD	Dispositivo lógico complexo programvel (<i>Complex Programmable Logic Device</i>)
D/A	Digital para Analógico
DC	Componente contínua se um sinal (<i>Direct Current</i>)
DF	Divisor de Feixes
DFT	Transformada discreta de Fourier (<i>Discrete Fourier Transform</i>)
DSK	Kit iniciante de DSP (do inglês <i>DSP Starter Kit</i>)
DSP	Processador digital de sinais (<i>Digital Signal Processor</i>)
FC	Funo Característica
FDP	Funo Densidade de Probabilidade
FEIS	Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira
FFT	Transformada rpida de Fourier (<i>Fast Fourier Transform</i>)
FPGA	Arranjo de portas programvel em campo (<i>Field Programmable Gate Array</i>)
F28335	Simplificao para eZdsp TMS320F28335
LDC	Mostrador de cristal líquido (<i>Liquid Crystal Display</i>)
MDPS	Mínimo desvio de fase detectvel (<i>Minimum Detectable Phase Shift</i>)
PM	Modulao de fase (<i>Phase modulation</i>)
PQN	Ruído de pseudo-quantizao (<i>Pseudo Quantization Noise</i>)
PZT	Titanato zirconato de chumbo

RMS	Valor eficaz (<i>Root Mean Square</i>)
SNR	Relação sinal-ruído (<i>Signal-to-noise ratio</i>)
TI	Texas Instruments
VC5416	Simplificação para DSK TMS320VC5416
UNESP	Universidade Estadual Paulista
USP	Universidade de São Paulo

LISTA DE SÍMBOLOS

B_N	Largura de banda do ruído
C_{XY}	Covariância entre as variáveis genéricas X e Y
e	Energia do elétron
E	Energia de um sinal
f_0	Frequência do sinal de excitação
f_s	Frequência de amostragem
F	Visibilidade das franjas de interferência
G_v	Densidade espectral de um sinal genérico $v(t)$
h	Constante de Planck
i	Corrente elétrica média no fotodetector
$I(t)$	Sinal fotodetectado
$J_n(x)$	Funções de Bessel de primeira espécie e ordem n
k	Constante de Boltzmann
N_D	Potência do ruído no destino
$\dot{N}_e$	Fluxo médio de elétrons
N_0	Densidade constante
N_ν	Fluxo médio de fótons no período ΔT
$\dot{N}_\nu$	Fluxo médio de fótons
p	Número de bits da mantissa
p_V	Função densidade de probabilidade da variável v
P	Potência média de um sinal
P_L	Potência média do laser
q	Unidade básica da quantização

V_n	Amplitude da harmônica de ordem n
$R_v(\tau)$	Função de autocorrelação de um sinal genérico $v(t)$
$R_{vw}(\tau)$	Função de correlação cruzada entre os sinais genéricos $v(t)$ e $w(t)$
S_D	Potência do sinal no destino
T	Período de amostragem
T	Temperatura
T_N	Temperatura de ruído
x	Índice de modulação
x_e	Índice de modulação estimado
$\mathbf{x}$	Variável não quantizada
v_{FL}	Ruído de quantização de ponto-flutuante
W	Largura de banda do receptor
Δ	Espaçamento entre os ciclos da quantização de ponto-flutuante
ΔL	Deslocamento induzido
ΔT	Intervalo de tempo
η	Eficiência quântica do fotodetector
λ	Comprimento de onda
ν	Frequência do laser
Ω	Frequência angular de amostragem
ω_0	Frequência angular do sinal de excitação
$\phi(t)$	Deslocamento de fase induzido
ϕ_0	Diferença de fase estática global entre os braços do interferômetro
$\Phi_x(u)$	Função característica de um sinal x
Ψ	Frequência de quantização
σ_V	Desvio padrão de um sinal $v(t)$

$\langle \rangle$	Operador média temporal
$\mathcal{F} \{ \}$	Operador Transformada de Fourier
$*$	Operador convolução
$E[X^n]$	n -ésimo momento de uma variável genérica X
$\overline{X^n}$	n -ésimo momento de uma variável genérica X

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	18
1.1	Justificativas	19
1.2	Revisão da bibliografia sobre os métodos de demodulação e aplicação em DSP	21
1.3	Objetivos	23
1.4	Organização do texto	23
2	INTERFEROMETRIA ÓPTICA HOMÓDINA E MÉTODOS DE DEMODULAÇÃO .	25
2.1	O Método $J_1...J_4$	28
2.2	O Método $J_1...J_6$	30
2.3	O Método de Pernick	32
2.4	Chaveamento automático do método de Pernick	33
2.5	Comentários	38
3	RUÍDO	39
3.1	Conceitos preliminares	39
3.1.1	<i>Definições sobre sinais</i>	39
3.1.2	<i>Relações estatísticas</i>	41
3.1.3	<i>Processos aleatórios</i>	42
3.2	Classificação do ruído de acordo com seu espectro	45
3.3	Ruído aditivo e relação sinal-ruído	46
3.4	Ruído Térmico	48
3.5	Ruído de quantização	52
3.5.1	<i>Quantização em ponto-fixa</i>	53
3.5.2	<i>Quantização em ponto-flutuante</i>	58
3.6	Ruído quântico	61
3.7	Comentários	63

4	PROCESSAMENTO DIGITAL DE SINAIS	65
4.1	Algoritmo de Goertzel	65
4.2	Plataformas de aquisição e processamento - DSPs	67
4.2.1	<i>DSK TMS320VC5416</i>	67
4.2.2	<i>eZdsp TMS320F28335</i>	69
4.3	Análises práticas sobre a aquisição e processamento em DSP	70
4.4	Comparação entre os DSPs por meio de emulação	71
4.5	Comentários	74
5	MEDIÇÃO EXPERIMENTAL DO RUÍDO	75
5.1	Determinação do espectro do ruído	75
5.2	Determinação da SNR	79
5.3	Comentários	82
6	SIMULAÇÕES	84
6.1	Comentários	89
7	RESULTADOS EXPERIMENTAIS	91
7.1	Processamento <i>off-line</i> – Comparação entre os métodos	91
7.2	Processamento em tempo real utilizando DSP	94
7.3	Comentários	101
8	CONCLUSÕES	102
	REFERÊNCIAS	104

1 INTRODUÇÃO

Nos últimos anos, técnicas de medição e análise de vibrações mecânicas têm sido amplamente investigadas devido a sua relevância em um grande número de aplicações industriais (CASTELLINI; REVEL; TOMASINI, 1998). Sensores baseados em laser são amplamente empregados na tarefa, e apresentam como principais vantagens o não-contato físico com a amostra e a alta precisão.

Neste trabalho utiliza-se um interferômetro de Michelson homódino para mensurar a vibração de piezoatuadores em regime senoidal. Este procedimento é executado, neste caso, para se obter a relação entre o deslocamento produzido no atuador e tensão aplicada a ele, dentro de sua região de linearidade. Esta análise é importante na caracterização do dispositivo, que pode prever ainda outros ensaios não tratados aqui (MARÇAL et al., 2007).

De forma simples, para o interferômetro utilizado neste trabalho, um feixe de laser é dividido em duas frentes de onda, e cada metade é direcionada a um espelho. Um destes espelhos é estático e o outro vibra, pois é acoplado ao atuador. Os sinais refletidos nos espelhos interferem entre si, sendo que o sinal de interferência contém informação da vibração, modulando a fase óptica. Este sinal de luz é convertido em tensão elétrica através de um fotodetector. A informação da amplitude de vibração é então transferida para a fase da tensão elétrica fotodetectada, sendo necessário aplicar alguma técnica de demodulação ao sinal para recuperá-la. Neste trabalho, foram aplicadas técnicas baseadas no espectro do sinal fotodetectado, que apresentam como principal vantagem serem de fácil implementação, tanto do ponto de vista experimental, já que dispensam calibrações, quanto do ponto de vista de processamento de sinais. No entanto, cada uma das técnicas abordadas apresenta faixa dinâmica distinta, além de pontos de singularidades, nas quais elas não operam corretamente. Escolher a técnica mais adequada influi diretamente nas qualidades dos resultados.

O processamento do sinal fotodetectado, durante a aplicação da técnica escolhida, é feito de forma digital. Existem diversos tipos de sistemas de processamento digital, como os microprocessadores, microcontroladores e FPGAs (do inglês *Field Programmable Gate Array*). Neste trabalho serão utilizados DSPs (do inglês *Digital Signal Processors*), ou processadores digitais de sinais, que são processadores com arquitetura voltada para realização de cálculos matemáticos, o que possibilita a implementação mais eficiente de técnicas de processamento de sinais, como filtros e transformadas, em tempo real. Este tipo de processador é, portanto, uma boa escolha para a realização da demodulação do sinal óptico. Neste trabalho serão empregados dois kits baseado em DSP, ambos fabricados pela Texas Instruments. O primeiro é o DSK

TMS320VC5416 que possui arquitetura em ponto-fixado; o segundo é o eZdsp TMS320F28335, de ponto-flutuante. Os dois kits, também chamados de placas, além do processador, possuem memória, conversor analógico-digital (A/D), entre outros recursos.

O *software* MATLAB é usualmente empregado para realizar o processamento dos sinais neste tipo de aplicação. A desvantagem é o custo da compra deste *software*. Existem outros *softwares* de uso livre similares ao MATLAB, como Scilab, por exemplo, mas qualquer que seja o *software* escolhido, é necessário o uso um microcomputador como *hardware*. Além disto, os sinais a serem processados já devem ter sido discretizados anteriormente, como por exemplo, por um osciloscópio digital ou um conversor A/D externo. Posto isto, utilizar um DSP na tarefa facilita e reduz o custo do processamento, pois, além do ganho computacional já destacado, os DSPs escolhidos neste trabalho possuem conversor A/D, o que dispensa o uso de um osciloscópio para a aquisição dos sinais, possibilitando ainda o processamento em tempo real.

1.1 Justificativas

Atualmente muito se tem investido em tecnologia de precisão, dado a intensa redução na dimensão dos dispositivos, que possibilita a manipulação de corpos cada vez menores: chips de computadores na indústria de microeletrônica (ROUKES, 2001), MEMS (Sistemas micro-eleto-mecânicos, do inglês *Microelectromechanical systems*) (BOGUE, 2007), óptica integrada (NISHIHARA; HARUNA; SUHARA, 1989), entre outros.

A título de ilustração, cita-se também a área da biotecnologia, em procedimentos como injeção pró-nuclear, injeção de blastocistos, injeção intracitoplasmática de células espermicas e transferência nuclear, e monitoramento dos deslocamentos dos micromanipuladores (ISHIHARA; ARAI; FUKUDA, 1996). Já na área da microeletrônica, pode-se citar a extrema redução de tamanho dos transistores: comparando um fabricado na década de 1970 com um que se encontra hoje no mercado, a redução foi superior a 300 vezes, chegando hoje a menos de 35 nm. A fim de se fabricar dispositivos com essas dimensões, ferramentas para foto-litografia devem ser capazes de operar com resolução espacial de 0,31 nm, sob velocidades máximas da ordem de 2,1 m/s (DEMAREST, 1998). Como último exemplo, cita-se o caso do controle do “gap” em mostradores de cristal líquido (LCD, do inglês *liquid crystal display*), nos quais são utilizados espaçadores com dimensões entre 4 e 8 μm , e com resolução de 10 nm (YOKOYAMA et al., 1999).

Diante do cenário que se antecipa em nanometrologia, pergunta-se como medir dimensões dessa ordem de grandeza. Certamente, técnicas de medição sem contato, capazes de medir deslocamentos em unidades absolutas, com elevada resolução e que se estendam ao longo de ampla faixa dinâmica tornam-se essenciais. Uma solução interessante para tal problema é a interferometria óptica, a qual, em princípio, é capaz de detectar deslocamentos mínimos, da

ordem de $10^{-5}/\sqrt{\text{Hz}}$ nm (ROYER; DIEULESAINT; MARTIN, 1985), sem contato com a amostra.

Desde o princípio a interferometria óptica esteve associada à medição de grandezas físicas que demandam grandes precisão e sensibilidade (HARIHARAM, 2003). Desta forma, pode ser utilizada para medições dentro da nanoescala. Essencialmente, interferômetros são transdutores que convertem uma variação de fase óptica induzidas ao longo de seus braços, numa variação de intensidade óptica, que pode ser mensurada utilizando-se a eletrônica convencional.

O enfoque deste trabalho é a medição de nanovibrações em dispositivos baseados em materiais piezoelétricos. Estes materiais têm a característica de se deformar, quando submetidos a um campo elétrico, e de gerar cargas elétricas, quando submetidos a deformações (BALLATO, 1995). Por este motivo são utilizados tanto como atuadores quanto como sensores. Contudo, como a deformação do material piezoelétrico é relativamente pequena, geralmente, ele não pode ser utilizado diretamente como atuador em aplicações que demandam ampla faixa dinâmica, a menos que tensões elétricas elevadas (de ordem de centenas de volts) sejam aplicadas. Desta forma, torna-se necessário amplificar os seus deslocamentos intrínsecos, utilizando-se, por exemplo, transformadores de deslocamentos, obtendo-se assim, atuadores com ampla faixa dinâmica de operação.

Mecanismos flexíveis vinculados ao material piezoelétrico (*compliant mechanisms*) são regularmente utilizados como transformadores de deslocamento, com o objetivo de evitar perdas, como ocorre com dispositivos convencionais hidráulicos, ou que usam pinos e juntas (NIEZRECKI et al., 1999). Se forem acoplados a elementos de restrição de movimento, os piezoatuadores podem gerar forças, as quais vêm acompanhadas pela redução nos deslocamentos.

Nesta pesquisa, o principal interesse reside nos Atuadores Piezoelétricos Flexensionais (APFs), cujo material piezoelétrico é a base da piezocerâmica PZT. Um APF pode ser definido como uma estrutura composta pela piezocerâmica conectada a uma estrutura metálica flexível capaz de amplificar e modificar as direções de deslocamentos gerados na piezocerâmica (RALT, 1990).

Quando empregados como posicionadores eletromecânicos, os APFs podem ser aplicados no ajuste de espelhos em instrumentos ópticos (óptica adaptativa), lasers e interferômetros (UCHINO, 1999). Permitem o ajuste rigoroso de ferramentas para fabricação de chips semicondutores, em microscopia de varredura, em manipulação celular e outros. Uma técnica adequada para calibrar e caracterizar estes APFs é a interferometria óptica.

A proposta deste trabalho é aplicar técnicas de demodulação dos sinais de fase óptica em interferômetros homódinos com o auxílio de DSPs. Além disto, os kits que se pretende utilizar possuem conversores A/D e memória, o que possibilita a implementação das técnicas de demodulação em tempo real e sem o auxílio de um microcomputador.

A utilização do DSP permitirá, portanto, reduzir o custo do sistema interferométrico (pois

substituirá parte da instrumentação e *hardware*), reduzirá o tempo necessário à execução das medições, automatizando-se o processo de detecção e, portanto, aliviando sensivelmente o esforço do operador. A realização de múltiplas medições por segundo proporcionará gráficos de linearidade dos APFs (gráficos de deslocamento versus tensão de alimentação) com muitos pontos, facilitando a análise da histerese e saturação, mesmo diante da incidência do fenômeno do desvanecimento.

1.2 Revisão da bibliografia sobre os métodos de demodulação e aplicação em DSP

Um grande número de diferentes técnicas de demodulação de fase óptica de sistemas interferométricos são disponíveis na literatura: contagem de franjas, método do baixo índice de modulação, interferometria dual, interferometria com luz branca, polarimétrica, intermodal, homódina ativa, quadratura de fase, heteródina, pseudoheteródina, com grades de Bragg, análise espectral e outras (CULSHAW; DAKIN, 1989; GIALLORENZI et al., 1982; UDD, 1991).

Em geral, os métodos que empregam medição interferométrica de fase óptica exigem o uso de *hardware* e circuitos ópticos de custo elevado (KIM; LEE; KNOW, 2001). Por outro lado, o processamento digital de sinais, através de DSPs, permite ao usuário adquirir, processar/demodular e registrar em memória as formas temporal e espectral do sinal fotodetectado. Um DSP é um tipo de processador especialmente desenvolvido para cálculos aritméticos, sendo mais eficiente para implementação de técnicas de processamento de sinais que um processador comum. O DSP proporciona maior flexibilidade em relação ao *hardware* analógico. Por exemplo, se o algoritmo de demodulação exigir alguma modificação, basta alterar o *software* e proceder o novo processamento com o DSP. Se necessário, pode-se atuar alternadamente com diferentes algoritmos, dependendo do tipo de sensor ou da faixa dinâmica, o que, em outras circunstâncias, demandariam um projeto adicional de um segundo *hardware* (GRIFFIN; CONNELLY, 2004).

Contudo, a literatura sobre o uso de DSPs em interferometria ainda é escassa, limitando-se a algumas publicações de pesquisas realizadas em universidades, e, informações preservadas por leis de patente ou ambientes corporativos (CONNELLY, 2002). Além disto, a maior parte das publicações referem-se ao uso de técnicas clássicas de contagem de franjas (YAN et al., 2010), adequadas somente para medir deslocamentos relativamente grandes, da ordem de vários micrômetros.

No entanto, a fim de se abranger elevada sensibilidade, deve-se operar em regime de frações de franjas (medição de deslocamentos inferiores a um comprimento de onda óptico), nas quais, técnicas de demodulação sofisticadas devem ser empregadas (BELK; TAYAG, 1999). Assim, por exemplo, tem sido relatada a implementação da técnica de detecção heteródina sintética com relativo sucesso (GRIFFIN; CONNELLY, 2005).

Porém, nem todas as técnicas de demodulação disponíveis na literatura podem ser implementadas em DSP, particularmente, aquelas que operam em frequências elevadas (da ordem de GHz), acima da capacidade dos atuais DSPs. Assim, por exemplo, Griffin e Connelly (2004), operando com o DSP TMS320C6711, só foram capazes de demodular sinais com frequências até 4,4 kHz, devido a limitação do conversor A/D do DSP que utilizaram. Por fim, cita-se que várias das técnicas de demodulação publicadas apresentam problema de desvanecimento de sinal (SHEEM; GIALLORENZI; KOO, 1882), o que obriga o interferômetro trabalhar em malha fechada.

Dentre aquelas técnicas que seriam passíveis de serem implementadas em DSP, um grupo em particular merece destaque: o dos métodos de demodulação de fase óptica baseados na análise espectral do sinal fotodetectado, mais precisamente na análise do seu conteúdo harmônico. Tais técnicas permitem a medição de deslocamentos nanométricos de forma direta, auto-consistente, independente de variação na intensidade da fonte óptica, da visibilidade das franjas de interferências e, principalmente, é uma técnica passiva (em malha-aberta) e imune ao desvanecimento do sinal.

Métodos de demodulação que se baseiam na análise harmônica do sinal fotodetectado são utilizados há muito tempo, sendo alguns considerados clássicos pela literatura. Deferrari, Darby e Andrews (1967) apresentaram quatro destes métodos em uma espécie de tutorial demonstrando a aplicação de quatro métodos: J_1 max, nulo, J_1/J_2 e J_1/J_3 . Os autores utilizaram um interferômetro volumétrico do tipo Michelson homódino aplicado à medição de vibração de um atuador, sendo que conseguiram mensurar deslocamentos à partir de 0,01 nm.

Pernick (1973) desenvolveu uma técnica de medição de vibrações em regime senoidal utilizando um sistema interferométrico homódino. Chamado em outros trabalhos de método de Pernick, as harmônicas utilizadas na demodulação depende da escolha de uma variável n . Verifica-se que de acordo com a escolha do valor de n , a faixa dinâmica do método se modifica, conforme será visto nos próximos capítulos.

Outro método que será abordado neste trabalho é o $J_1...J_4$ (SUDARSHANAM; SRINIVASAN, 1989), que permite a demodulação do sinal interferométrico através da detecção de suas quatro primeiras harmônicas. Porém, esta técnica apresenta o problema de faixa dinâmica limitada, sendo adequada apenas para operar com índices de modulação entre 0,2 rad e 3,8 rad, o que equivale a deslocamentos entre 10 nm e 180 nm, aproximadamente.

A fim de se aumentar a faixa dinâmica de demodulação, outros métodos de análise espectral foram propostos, como o método $J_1...J_4$ modificado (JIN et al., 1991), que permite demodular sinais com índices de modulação de até 5,1 rad. Também o método $J_1...J_6$, que através da composição das faixas dinâmicas de duas formas, $J_1...J_6$ (neg) e $J_1...J_6$ (pos), é capaz de mensurar entre 0,05 e 6,3 rad (SUDARSHANAM; CLAUS, 1993). Estes métodos de demodulação também serão abordados neste trabalho, sendo feita uma comparação da teoria com as simulações e os

resultados experimentais

Vários trabalhos já foram desenvolvidos no Laboratórios de Optoeletrônica da Unesp/FEIS sobre medição de deslocamentos micro e nanométricos. Por exemplo, Marçal (2008) desenvolveu cinco novas técnicas de demodulação J_1/J_3A , $J_1 \dots J_3$, J_m/J_{m+2} e $J_0 \dots J_3$, válidas para excitação senoidal. Já Menezes (2009) abordou em sua dissertação o método de Pernick chaveado (não automaticamente), o que possibilitou a medição de deslocamentos APFs em uma ampla faixa dinâmica. Saindo das técnicas de interferometria, Sakamoto (2006) utilizou um sensor reflexivo em fibra óptica para medição de deslocamentos e resposta em frequência de APFs. Outros trabalhos também foram desenvolvidos com este escopo, porém, este é o primeiro em que se apresentam os ensaios de APFs em tempo real, utilizando-se DSP.

1.3 Objetivos

O objetivo deste trabalho é aplicar técnicas de demodulação de sinais de saída de um interferômetro homódino utilizando DSP, com a finalidade de se obter o valor do deslocamento induzido em atuadores piezoelétricos. Pretende-se utilizar o DSP para adquirir e processar os sinais em tempo real, avaliando-se a viabilidade do sistema. Análises teórica e experimental do ruído eletrônico, ruído de quantização e desvanecimento aleatório serão levados em consideração nos processos de demodulação de sinal.

1.4 Organização do texto

Este texto apresenta os estudos teóricos, simulações computacionais e resultados experimentais, desenvolvidos durante o curso de mestrado.

No Capítulo 2 é feita uma análise teórica a respeito da metodologia de medição de vibrações através de interferometria óptica. São mostrados alguns dos métodos de demodulação existentes na literatura, sendo feita comparações teóricas entre eles.

Também sob o ponto de vista teórico, no Capítulo 3, é realizada uma análise sobre o ruído. Esta análise é importante porque o ruído influi diretamente na qualidade dos resultados, sendo necessário identificar possíveis fontes e características para que se possa diminuir a influência do mesmo.

Em seguida, no Capítulo 4, são discutidos alguns aspectos do processamento de sinais utilizados neste trabalho. São apresentados kits baseados em DSPs, o DSK TMS320VC5416 e o eZdsp TMS320F28335, suas principais características e as vantagens de se utilizar DSPs nesta aplicação.

Já como etapa experimental, no Capítulo 5 são mostrados resultados obtidos com a medição

do ruído que está presente no sistema baseado em interferômetro. É levantado o espectro do ruído assim como a relação sinal ruído do sistema.

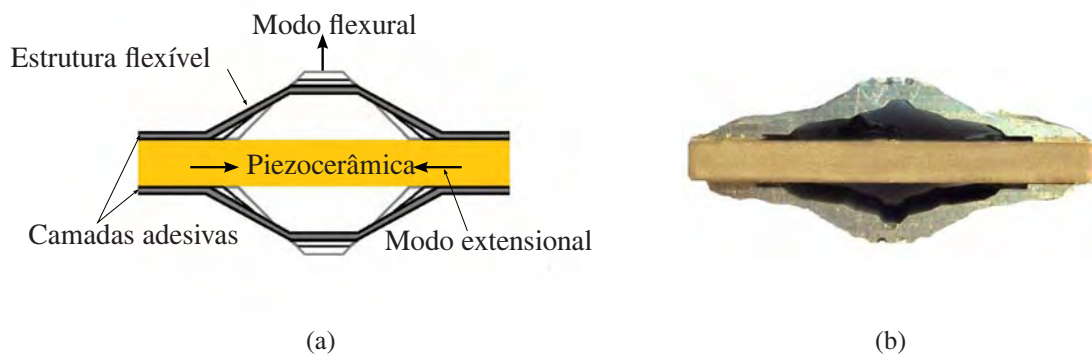
No Capítulo 6 são mostradas algumas simulações utilizando-se o software MATLAB, sendo feita uma comparação mais detalhada sobre os métodos de demodulação, considerando-se também o ruído.

A parte experimental é concluída no Capítulo 7, com o levantamento de curvas tensão-deslocamento em APFs utilizando-se DSP em tempo real. Conclusões são tecidas no Capítulo 8, assim como sugestões para trabalhos futuros.

2 INTERFEROMETRIA ÓPTICA HOMÓDINA E MÉTODOS DE DEMODULAÇÃO

Os atuadores piezoelétricos flexensionais (APFs) podem ser definidos como uma piezocerâmica, ou uma pilha de piezocerâmicas, conectada a uma estrutura mecânica flexível que converte e amplifica o deslocamento mecânico da piezocerâmica (SILVA; KIKUCHI, 2000). Além da amplificação mecânica, a estrutura composta pode apresentar melhores características de impedância, o que melhora o acoplamento do atuador com o meio, podendo ser utilizado desde na área médica quanto na construção de hidrofones para aplicações submarinas, por exemplo (XU et al., 1991). Um tipo de topologia de APF é ilustrado na Figura 1.

Figura 1: Um tipo de atuador piezoelétrico flexensional. (a) Esquema ilustrativo do APF. (b) APF real.



Fonte: Adaptado de Marçal et al. (2005).

A estrutura de alumínio amplifica o movimento mecânico da cerâmica piezoelétrica, permitindo que tensões elétricas menos elevadas sejam aplicadas para que se obtenha o deslocamento em determinado ponto da estrutura. Determinar as propriedades do APF é extremamente importante para que o dispositivo possa ser utilizado em aplicações, como nanoatuadores, micropinças, etc (ISHIHARA; ARAI; FUKUDA, 1996).

Os APFs que são utilizados neste trabalho foram projetados para serem excitados com campos elétricos estáticos ou semi-estáticos (SILVA; KIKUCHI, 2000; SILVA et al., 2003), ou seja, deve-se trabalhar com tensão contínua ou senoidal de baixa frequência, no máximo de algumas centenas de hertz.

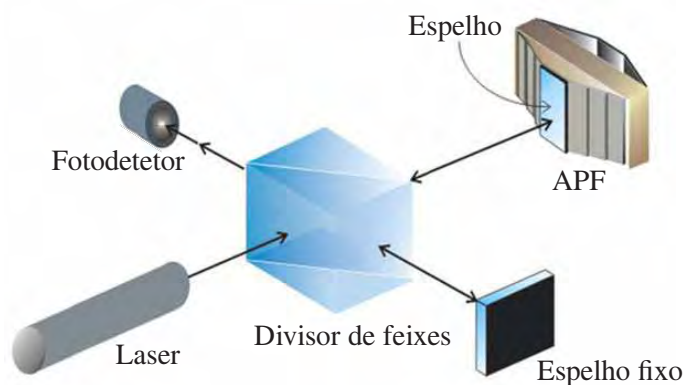
Embora se trate de um dispositivo não linear, o APF em questão deve operar numa região de operação aproximadamente linear, na qual é possível aplicar as técnicas de interferometria tratadas neste trabalho para levantar a relação entre a tensão aplicada e o deslocamento mecânico. Este procedimento foi realizado com a finalidade de validar o sistema de aquisição e

processamento por DSP.

O Grupo de Sensores e Atuadores da Escola Politécnica da USP (SILVA; KIKUCHI, 2000; SILVA et al., 2003) desenvolve APFs e existe a necessidade de caracterizá-los. Embora amplificado pela estrutura mecânica, a amplitude do deslocamento continua muito reduzida, da ordem de alguns nanômetros. A instrumentação utilizada nos ensaios deve ser, portanto, de alta precisão e resolução. O grupo possui o MTI-2000 (MTI INSTRUMENTS, 2012), um sensor de deslocamentos de alta resolução baseado em fibra óptica. No entanto, este tipo de equipamento possui limitação em frequência, além de alto custo. Além disso, por ser um sensor óptico de amplitudes, demanda um processo de calibração a cada medição. Uma alternativa é a utilização de um interferômetro óptico, que dentre outras vantagens, possibilita a realização de ensaios em mais altas frequências. Este tipo de equipamento está disponível no Laboratório de Optoeletrônica da FEIS/UNESP, que possui parceria com o grupo da USP para realizar a caracterização.

Para medição de deslocamentos, a interferometria dispensa o uso de procedimentos de calibração por comparação de padrões primários ou secundários. Na verdade, a interferometria em si constitui um padrão de calibração primário, baseado na constância do comprimento de onda do laser, o qual, por sua vez, é estabelecido por transições de níveis de energia dos átomos constituintes de seu meio ativo (SCRUBY; DRAIN, 1990). No caso deste trabalho, emprega-se o laser Hélio-Neônio, que possui comprimento de onda $\lambda = 632,8$ nm. Na Figura 2 ilustra-se um interferômetro de Michelson homódino dedicado à medição de microvibrações em atuadores piezoelétricos. O princípio básico do interferômetro de Michelson é que um estímulo aplicado a um dos seus braços, o braço sensor, causa um deslocamento de fase em relação ao outro braço, o braço de referência (SCRUBY; DRAIN, 1990). Os feixes dos dois braços são superpostos e detectados, sendo então a intensidade óptica resultante convertida em um sinal elétrico por um fotodetector, o qual é processado para obter um sinal proporcional ao estímulo.

Figura 2: Esquema de um interferômetro de Michelson homódino.



Fonte: Adaptado de Marçal et al. (2007).

Nesta aplicação, coloca-se o APF no braço sensor do interferômetro. Um pequeno espelho é fixado ao atuador para refletir o feixe de luz. Excitando-se o APF com tensão senoidal de

frequência angular conhecida ω_0 , induz-se um deslocamento de fase do tipo $\phi(t) = x \sin(\omega_0 t)$, sendo x denominado índice de modulação. Neste caso, o sinal de saída do interferômetro é modelado como em (1) (SCRUBY; DRAIN, 1990):

$$I(t) = \frac{I_0}{2} \{1 + F \cos[x \sin(\omega_0 t) + \phi_0]\}, \quad (1)$$

sendo I_0 a intensidade óptica do laser, F a visibilidade e ϕ_0 a diferença de fase estática global entre os braços. Como será visto, na prática a fase ϕ_0 varia devido às perturbações do meio. Assim, ϕ_0 também é chamada no texto de fase aleatória, pois ela pode assumir qualquer valor.

A amplitude de vibração do piezoatuador, ΔL , relaciona-se com o comprimento de onda do laser, λ , e com o índice de modulação do sinal, conforme (2) (SCRUBY; DRAIN, 1990):

$$\Delta L = \frac{\lambda}{4\pi} x. \quad (2)$$

Desta maneira, para mensurar o deslocamento mecânico ΔL , deve-se recuperar o índice de modulação x . A determinação da amplitude de vibração a partir do sinal fotodetectado é dita demodulação. A escolha da técnica de demodulação implica diretamente na acurácia dos resultados. Dependendo de certas condições, como ruído ambiental ou instrumentação utilizada, uma técnica ou outra pode ser mais adequada.

Uma grande vantagem da interferometria óptica é permitir a medição de grandezas físicas com uma sensibilidade elevadíssima, porém, justamente por isso, a interferometria invariavelmente é corrompida por grandes derivas aleatórias da fase quase-estática ϕ_0 , devido a perturbações ambientais externas. Como é bem conhecido, este fenômeno é denominado desvanecimento de sinal (*signal fading*): flutuações de baixas frequências na temperatura no local do interferômetro, bem como, vibrações mecânicas oriundas da vizinhança do sistema, turbulências de ar, etc (GIALLORENZI et al., 1982; UDD, 1991). Mesmo que imperceptíveis ao operador do sistema, estas perturbações ambientais externas produzem derivas diferenciais entre os braços do interferômetro que causam grandes variações na diferença de fase entre os braços, ϕ_0 , e daí, oscilações espúrias na amplitude do sinal fotodetectado.

Dentre as técnicas de demodulação, há uma classe de métodos que são baseados no espectro do sinal, como o $J_1 \dots J_4$ (SUDARSHANAM; SRINIVASAN, 1989), J_1/J_3 (DEFERRARI; DARBY; ANDREWS, 1967), $J_1 \dots J_6$ (SUDARSHANAM; CLAUS, 1993) e Pernick (PERNICK, 1973), por exemplo, válidos para excitação senoidal e dentro da região linear do piezoatuador. Tais métodos são ditos homódinos passivos, e apresentam várias vantagens, como imunidade a variações de ϕ_0 , além da simplicidade de implementação. No entanto, cada um dos métodos apresentam características específicas, como faixa dinâmica e pontos de singularidades.

Em geral, os métodos de demodulação baseados no espectro do sinal fotodetectado partem

da expansão de (1) em termo das funções de Bessel:

$$I(t) = \frac{I_0}{2} \left\{ 1 + F \left\{ \cos \phi_0 \left[J_0(x) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(x) \cos(2n\omega_0 t) \right] - \sin \phi_0 \left[2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n-1}(x) \cos[(2n-1)\omega_0 t] \right] \right\} \right\}, \quad (3)$$

sendo $J_n(x)$ as funções de Bessel de primeira espécie e ordem n . É importante citar que essa expansão é válida apenas para a região de resposta linear do atuador utilizado. Nota-se de (3) que o sinal fotodetectado é composto de nível DC mais somatórios de componentes harmônicos da frequência de excitação do atuador, ω_0 . Analisando-se, portanto, o espectro de $I(t)$, serão verificadas as componentes V_n , sendo n a ordem harmônica:

$$V_n = \frac{I_0}{2} \begin{cases} -2F J_n(x) \sin(\phi_0), & \text{para } n \text{ ímpar,} \\ 2F J_n(x) \cos(\phi_0), & \text{para } n \text{ par.} \end{cases} \quad (4)$$

Neste texto, a componente DC presente no sinal não é utilizada. A informação da amplitude $J_0(x)$, que compõe a componente DC, não é usada pois geralmente contém elevado nível de ruído devido a grandes variações nas condições ambientes e do equipamento, tais como iluminação do laboratório, ruído eletrônico, dentre outros. Na equação (4) mostra-se que cada componente harmônico do sinal fotodetectado é função da intensidade óptica do laser I_0 , da visibilidade F , da fase aleatória ϕ_0 e do índice de modulação x . Os métodos que serão abordados neste capítulo são baseados na análise espectral do sinal de saída do interferômetro, $I(t)$, e como será visto, são capazes de estimar o índice de modulação, x , independentemente de quaisquer condições do interferômetro ou do meio.

2.1 O Método $J_1 \dots J_4$

Sudarshanam e Srinivasan (1989) propuseram uma técnica para obter o índice de modulação x através de uma relação entre as harmônicas do sinal fotodetectado. Tal técnica baseia-se na relação de recorrência das funções de Bessel (5):

$$2n J_n(x) = x[J_{n-1}(x) + J_{n+1}(x)], \quad (5)$$

na qual $J_n(x)$ são funções de Bessel de primeira espécie e ordem n . Substituindo a variável n de (5) por $(n+1)$, obtém-se (6):

$$2(n+1)J_{n+1}(x) = x[J_n(x) + J_{n+2}(x)]. \quad (6)$$

Multiplicando-se (5) e (6), chega-se à relação (7):

$$x^2 = 4n(n+1) \frac{J_n(x)J_{n+1}(x)}{[J_{n-1}(x) + J_{n+1}(x)][J_n(x) + J_{n+2}(x)]}. \quad (7)$$

Sabe-se ainda que as amplitudes das harmônicas de ordem V_n se relacionam com as funções de Bessel J_n , conforme a relação (4). Substituindo-se então (4) em (7) chega-se à relação (8):

$$x_e^2 = 4n(n+1) \frac{V_n V_{n+1}}{(V_{n-1} + V_{n+1})(V_n + V_{n+2})}, \quad (8)$$

na qual x_e é o valor do índice de modulação estimado através das harmônicas, equação válida para $n > 1$. Embora a equação (8) seja genérica, Sudarshanam e Srinivasan (1989) propuseram utilizar $n = 2$ e denominaram a técnica de $J_1 \dots J_4$:

$$x_e^2 = 24 \frac{V_2 V_3}{(V_1 + V_3)(V_2 + V_4)}. \quad (9)$$

Como se observa em (9), em teoria, o método $J_1 \dots J_4$ permite recuperar o índice de modulação x , e portanto, o deslocamento mecânico, independente de quaisquer variáveis do sistema, como a fase aleatória ϕ_0 . No entanto, na prática, para valores de ϕ_0 múltiplos de $\pi/2$ ocorrem as chamadas singularidades, que são condições específicas em que o método produz como resultado um valor qualquer, em geral, infinito. Estas singularidades ocorrem devido a divisões por zero, ocultas na equação (8). Seja (10) a passagem detalhada entre as equações (7) e (8), considerando-se n ímpar:

$$x^2 = 4n(n+1) \frac{\frac{V_n}{I_0 F \sin(\phi_0)} \frac{V_{n+1}}{I_0 F \cos(\phi_0)}}{\left[\frac{V_{n-1}}{I_0 F \cos(\phi_0)} + \frac{V_{n+1}}{I_0 F \cos(\phi_0)} \right] \left[\frac{V_n}{I_0 F \sin(\phi_0)} + \frac{V_{n+2}}{I_0 F \sin(\phi_0)} \right]}, \quad (10)$$

Embora os termos em comum ao numerador e ao denominador de (10) se cancelem matematicamente, na realidade estão implícitas divisões por $\sin(\phi_0)$ e $\cos(\phi_0)$. Se ϕ_0 é múltiplo ímpar de $\pi/2$, $\cos(\phi_0) = 0$. Já no caso em que ϕ_0 é múltiplo par de $\pi/2$, $\sin(\phi_0) = 0$. Desta maneira, para qualquer múltiplo de $\pi/2$ haverá indeterminações na equação (10), e a resposta do método será incorreta. Para o caso de n par a análise é análoga, gerando a mesma característica de erro do método quando a fase ϕ_0 é múltipla de $\pi/2$. Este é um problema associado ao método $J_1 \dots J_4$, pois em geral não se sabe o valor de ϕ_0 , não sendo possível avaliar se o resultado trata-se de um ponto de singularidade ou de um erro de medição.

Na realidade, como o ruído potencializa o erro nas proximidades das singularidades, o método $J_1 \dots J_4$ não é adequado para uma região em torno de ϕ_0 múltiplo de $\pi/2$, o que pode restringir a aplicabilidade do método caso haja muito ruído. Uma solução prática é repetir as medições, para uma mesma condição de excitação do atuador, já que ϕ_0 varia aleatória e ins-

tantaneamente. Caso haja um ponto ou pontos muito divergentes, intui-se que o sinal adquirido apresenta ϕ_0 igual ou próximo a $\pi/2$, e o mais adequado é descartar tais medições.

Outra restrição do método $J_1 \dots J_4$ é sua faixa dinâmica. Em teoria, utilizando-se apenas a magnitude das harmônicas do sinal fotodetectado, é possível mensurar valores de índice de modulação de 0^+ até 3,83 radianos. O limiar inferior se deve ao fato de que para $x = 0$ rad, o sinal fotodetectado é composto apenas por nível DC, ou seja, as amplitudes de todas as harmônicas são nulas, o que resulta em uma indeterminação da equação (9). Já o limiar superior é determinado pelo ponto em que a função $J_1(x)$ se torna negativa pela primeira vez, $x = 3,83$ rad, já que se está considerando que são detectadas apenas as magnitudes das harmônicas. Na prática, o ruído diminui a faixa dinâmica, pois para valores pequenos de x as componentes harmônicas são pequenas, o que diminui a relação sinal ruído do sinal. Esta limitação depende do nível do ruído, mas defende-se que é possível detectar valores de x a partir de 0,1 rad (SUDARSHANAM; SRINIVASAN, 1989).

Caso escolha-se mensurar módulo e fase das harmônicas, o que não é um problema para a instrumentação atual, a faixa dinâmica do método $J_1 \dots J_4$ se estende até $x = 5,1$ rad, o que é proposto por Jin et al. (1991), sendo esta metodologia denominada pelos autores como $J_1 \dots J_4$ modificado.

Outra sugestão, dada por Jin et al. (1991), pode ser utilizada para contornar o problema das singularidades quando a fase aleatória ϕ_0 é múltipla inteira de $\pi/2$, conforme discutido acima. Os autores sugerem que para cada sinal processado seja verificado se $V_1 = V_3 = 0$ ou se $V_4 = V_2 = 0$, condições que só podem ser verificadas caso ϕ_0 seja múltiplo par e ímpar de $\pi/2$, respectivamente. Neste caso, sabe-se que o método $J_1 \dots J_4$ não se aplica, e o sinal adquirido deve ser descartado, devendo-se realizar outra aquisição.

2.2 O Método $J_1 \dots J_6$

O método $J_1 \dots J_6$ também é baseado nas harmônicas do sinal fotodetectado, neste caso, como sugere o nome, as seis primeiras. O método foi desenvolvido por Sudarshanam e Claus (1993) com o intuito de ampliar a faixa dinâmica de medição de x em relação ao método $J_1 \dots J_4$, sendo, na verdade, dividido em duas formas: $J_1 \dots J_6(\text{neg})$ e $J_1 \dots J_6(\text{pos})$. Ambas as formas também são derivadas da forma recursiva das funções de Bessel (5), substituindo-se n por 1, 2, 3 e 4, conforme (11):

$$n = 2 \rightarrow x[J_1(x) + J_3(x)] = 4J_2(x), \quad (11a)$$

$$n = 3 \rightarrow x[J_2(x) + J_4(x)] = 6J_3(x), \quad (11b)$$

$$n = 4 \rightarrow x[J_3(x) + J_5(x)] = 8J_4(x), \quad (11c)$$

$$n = 5 \rightarrow x[J_4(x) + J_6(x)] = 10J_5(x). \quad (11d)$$

Subtraindo-se (11c) de (11a) e (11d) de (11b) tem-se, respectivamente:

$$x[J_1(x) - J_5(x)] = 2[2J_2(x) - 4J_4(x)], \quad (12a)$$

$$x[J_2(x) - J_6(x)] = 2[3J_3(x) - 5J_5(x)]. \quad (12b)$$

Multiplicando-se (12a) por (12b), tem-se:

$$x^2 = 8 \frac{[3J_3(x) - 5J_5(x)][J_2(x) - 2J_4(x)]}{[J_2(x) - J_6(x)][J_1(x) - J_5(x)]}. \quad (13)$$

Substituindo-se (4) em (13), tem-se o método $J_1 \dots J_6(\text{neg})$:

$$x_e^2 = 8 \frac{(3V_3 - 5V_5)(V_2 - 2V_4)}{(V_2 - V_6)(V_1 - V_5)}. \quad (14)$$

Já para se obter o método $J_1 \dots J_6(\text{pos})$, soma-se (11c) com (11a) e (11d) com (11b), respectivamente:

$$x[J_1(x) + 2J_3(x) + J_5(x)] = 2[2J_2(x) + 4J_4(x)], \quad (15a)$$

$$x[J_2(x) + 2J_4(x) + J_6(x)] = 2[3J_3(x) + 5J_5(x)]. \quad (15b)$$

Multiplicando-se (15a) por (15b), tem-se:

$$x^2 = 240 \frac{[J_3(x) + J_5(x)][J_2(x) + J_4(x)]}{[5J_2(x) + 8J_4(x) + 3J_6(x)][2J_1(x) + 3J_3(x) + J_5(x)]}. \quad (16)$$

Substituindo-se (4) em (16), tem-se o método $J_1 \dots J_6(\text{pos})$:

$$x_e^2 = 240 \frac{(V_3 + V_5)(V_2 + V_4)}{(5V_2 + 8V_4 + 3V_6)(2V_1 + 3V_3 + V_5)}. \quad (17)$$

O método $J_1 \dots J_6(\text{neg})$ é indicado para mensurar x da ordem de décimos de radianos, sendo que Sudarshanam e Claus (1993) defendem que o valor mínimo detectável é 0,05 rad. No entanto, o limiar superior é apenas 3,6, menor que o limiar superior do método $J_1 \dots J_4$. Já o método $J_1 \dots J_6(\text{pos})$ amplia o limite superior da faixa dinâmica, em teoria, para 6,3 rad, maior inclusive que o método $J_1 \dots J_4$ modificado. Porém, sua sensibilidade é da ordem de apenas 0,2 rad. Assim, ambas as partes se completam. Na prática, e como ocorre em todos os métodos aqui discutidos, o ruído influi diretamente na faixa dinâmica, conforme será mostrado nas simulações.

2.3 O Método de Pernick

Pernick (1973) desenvolveu um método de demodulação baseado no sinal de saída de um interferômetro de Michelson homódino, tendo como entrada um sinal senoidal. Em seu artigo, o autor não dá nome ao seu método, chamando-o apenas de técnica auto-consistente e direta de medição. Já nos trabalhos que este artigo é citado, ele é chamado de método de Pernick, nomenclatura que será adotada aqui.

O método de Pernick, assim como outros baseados no espectro do sinal fotodetectado, baseia-se em uma relação de recorrência para as funções de Bessel (5). Substituindo a variável n de (5) por $(n + 1)$ e $(n + 2)$, tem-se, respectivamente:

$$2(n + 1)J_{n+1}(x) = x[J_n(x) + J_{n+2}(x)], \quad (18a)$$

$$2(n + 2)J_{n+2}(x) = x[J_{n+1}(x) + J_{n+3}(x)]. \quad (18b)$$

Manipulando-se as equações (18a) e (18b), chega-se à relação (19):

$$x^2 = \frac{4n(n + 1)(n + 2)J_{n+1}(x)}{(n + 2)J_{n-1}(x) + 2(n + 1)J_{n+1}(x) + nJ_{n+3}(x)}. \quad (19)$$

sendo x o índice de modulação esperado. Sabe-se ainda que as amplitudes das harmônicas de ordem V_n se relacionam com as funções de Bessel J_n , conforme a relação (4). Substituindo-se então (4) em (19) chega-se ao método de Pernick, conforme a equação (20), na qual x_e é o valor do índice de modulação estimado pelo método:

$$x_e^2 = \frac{4n(n + 1)(n + 2)V_{n+1}(x)}{(n + 2)V_{n-1}(x) + 2(n + 1)V_{n+1}(x) + nV_{n+3}(x)}. \quad (20)$$

Dependendo do valor de n escolhido será necessária a detecção de determinadas harmônicas para o cálculo do índice de modulação. É essa generalidade do método que permite obter uma faixa dinâmica de cálculo de x teoricamente infinita, pois à medida que se modifica n , se modifica o trecho da faixa, permitindo que todos os trechos juntos componham uma faixa infinita. No entanto, essa generalidade não fora percebida por Pernick.

O método de Pernick é, portanto, capaz de mensurar deslocamentos sem restrições teóricas de faixa dinâmica, ao contrário do que acontece com outros métodos de demodulação do sinal, por exemplo os métodos $J_1...J_4$ (SUDARSHANAM; SRINIVASAN, 1989) e $J_1...J_6$ (SUDARSHANAM; CLAUS, 1993). No entanto, Pernick (1973) afirma que a medição pode ser realizada para qualquer valor de n , estando o usuário com liberdade para escolhê-lo. Na realidade, investigando-se o efeito do ruído aditivo sobre as componentes harmônicas do sinal detectado, bem como de singularidades relacionadas à natureza das funções de Bessel, percebe-se que isto não é verdadeiro. Ou seja, para cada valor de n , tem-se uma faixa dinâmica de tamanho fi-

nito dentro da qual o método opera adequadamente. Entretanto, esta característica do método, quando bem explorada, permite estender a faixa dinâmica de detecção de fase a valores, em princípio, ilimitados.

Poder-se-ia questionar o porquê de se chavear o método de Pernick em vez da forma genérica do método $J_1 \dots J_4$, dada em (8). Na realidade, é possível realizar o chaveamento também para tal técnica e assim obter faixa dinâmica potencialmente infinita. No entanto, o método de Pernick possui uma vantagem em relação a este e a outros métodos: para um dado valor de n , apenas harmônicos pares ou harmônicos ímpares são utilizados no cálculo de x . Já foi ilustrado o problema das singularidades quando ϕ_0 é múltiplo de $\pi/2$, pois ora se anulam as harmônicas pares, ora as ímpares. Mesmo em sua forma genérica, o método $J_1 \dots J_4$ sempre é função de harmônicos pares e ímpares ao mesmo tempo, independentemente do valor de n escolhido: o método de Pernick não. Tomando-se n par, o método fica em função das harmônicas ímpares; tomando-se n ímpar, o método fica em função das harmônicas pares. Desta maneira, o chaveamento do valor de n não amplia apenas a faixa dinâmica do método, como também faz com que o método não apresente pontos de singularidade em função de ϕ_0 . No próximo item será descrita uma maneira simples e eficaz de escolha de n baseado em análise prévia do espectro do sinal.

2.4 Chaveamento automático do método de Pernick

O método de Pernick, como foi abordado, apresenta faixa dinâmica variável, conforme se escolhe o valor de n . Mas esta não é a única peculiaridade do método. Observando-se a equação (20) nota-se que tomando-se n par, apenas harmônicos ímpares são utilizados no cálculo de x_e . Por outro lado, tomando-se n ímpar, apenas harmônicos pares são consideradas. Sabe-se ainda, de (4), que os pontos de singularidade devido a ϕ_0 ocorrem devido a anulação ora das harmônicas ímpares, quando $\sin(\phi_0) = 0$, ora das pares, quando $\cos(\phi_0) = 0$. Nunca ao mesmo tempo ϕ_0 anulará as harmônicas pares e ímpares. Esta característica, portanto, permite que com o método de Pernick seja possível evitar os pontos de singularidade, apenas com a escolha adequada do valor de n .

A fim de se justificar o método de Pernick com chaveamento de n , em primeiro lugar, é importante que seja analisada a influência de ϕ_0 . Conforme discutido anteriormente, devido as derivas ambientais, o valor da fase ϕ_0 varia continuamente e de forma aleatória num interferômetro em malha-aberta. Conforme $\sin(\phi_0)$ se torna grande, maiores serão as harmônicas ímpares e menores as pares, o que é a mesma coisa que dizer que conforme $\cos(\phi_0)$ se torna grande, maiores serão as harmônicas pares e menores as ímpares. Sendo assim, determinando se a maior harmônica do sinal é par, $\cos(\phi_0)$ é necessariamente diferente de zero, e as outras harmônicas pares não serão nulas devido a ϕ_0 . Já no caso de se constatar que a maior harmônica do sinal é ímpar, $\sin(\phi_0)$ é necessariamente diferente de zero, e as outras harmônicas ímpares

não serão nulas devido a ϕ_0 . Assim, embora não seja possível saber exatamente o valor de ϕ_0 , determinando-se qual a maior harmônica do sinal é possível saber que ϕ_0 não é múltiplo de π ou não é múltiplo de $\pi/2$. Assim, se for determinado que a maior harmônica do sinal é ímpar, toma-se um valor de n par na equação (20), que resulta na utilização das harmônicas ímpares. Já se determinado que a maior harmônica do sinal é par, toma-se um valor de n ímpar na equação (20), que resulta na utilização das harmônicas pares. Adotando-se este procedimento, garante-se que não haverá singularidades devido a ϕ_0 .

Após a escolha do valor de n par ou ímpar, é necessário ainda determinar seu valor exato para que se possa obter corretamente o valor do índice de modulação. Esta análise será feita em duas etapas, a primeira para n par e a segunda para n ímpar.

Mas primeiro, seja considerada a Tabela 1, que mostra os limites superiores das faixas dinâmicas do método de Pernick de acordo com n escolhido. Os limites mostrados na Tabela 1 foram obtidos por meio da análise das funções de Bessel. Para o método de Pernick com n genérico, o limite superior da faixa dinâmica para este n é o valor de x em que ocorre a primeira inversão de sinal da função de Bessel $J_{n-1}(x)$, isto considerando-se apenas a detecção do módulo das harmônicas. Assim, para $n = 2$, por exemplo, o limite superior da faixa dinâmica é $x = 3,83$, pois é o valor de x em que $J_1(x)$ passa de positiva para negativa pela primeira vez, conforme mostrado na tabela.

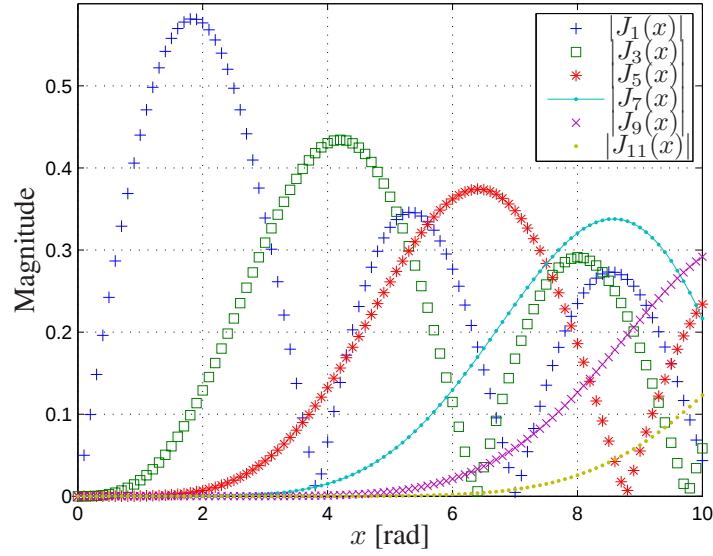
Tabela 1: Limiares superiores de acordo com n escolhido.

n	Limiar superior de x
2	3,83
3	5,14
4	6,38
5	7,59
6	8,77
7	9,94

Fonte: Elaborado pela autora.

Em teoria, a faixa inferior sempre tende a zero, mas o ruído impede isto na prática, conforme será visto nos capítulos 6 e 7. Portanto, conforme se aumenta o valor de n , o valor do limiar inferior do método vai aumentando. A Tabela 1 será utilizada como forma de determinar corretamente o valor de n , baseando-se também nas funções de Bessel que, conforme mostrado na relação (4), são diretamente proporcionais aos valores das harmônicas, tomando-se o cuidado de separá-las em pares e ímpares.

Inicialmente, será feita a análise da escolha de n par, cujas harmônicas utilizadas são ímpares. A Figura 3 mostra o módulo das funções de Bessel de primeira espécie e ordem n ímpar, de 1 até 9.

Figura 3: Módulo das funções de Bessel de primeira espécie e ordem n ímpar.

Fonte: Elaborado pela autora.

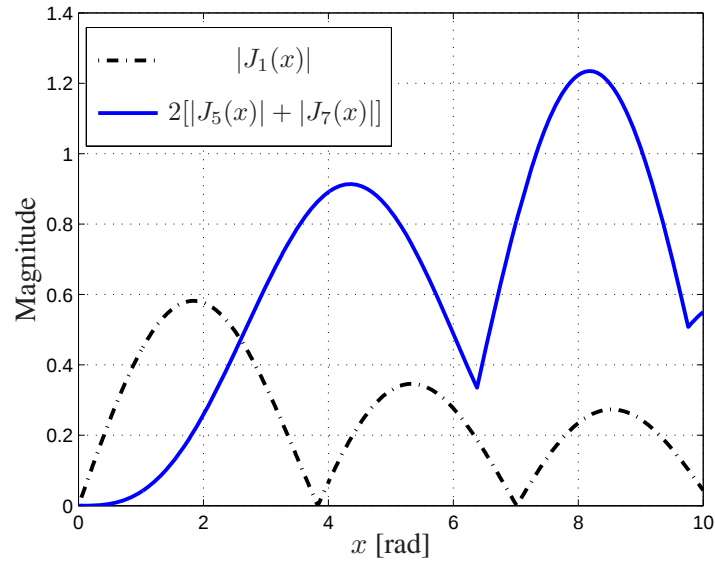
Com base na Figura 3 montou-se a Tabela 2, que delimita as faixas que cada ordem das funções de Bessel apresentam maior amplitude. Deve ser lembrado que é possível estabelecer a relação direta entre as harmônicas e as funções de Bessel através de (4).

Tabela 2: Faixas de x em que cada harmônica ímpar apresenta maior magnitude.

Harmônica	Faixa de x [rad]
$ V_1 $	$0^+ - 3,05$ e $5,14 - 5,61$
$ V_3 $	$3,06 - 5,13$
$ V_5 $	$5,62 - 7,50$
$ V_7 $	$7,51 - 9,64$
$ V_9 $	$9,65 - 11,77$

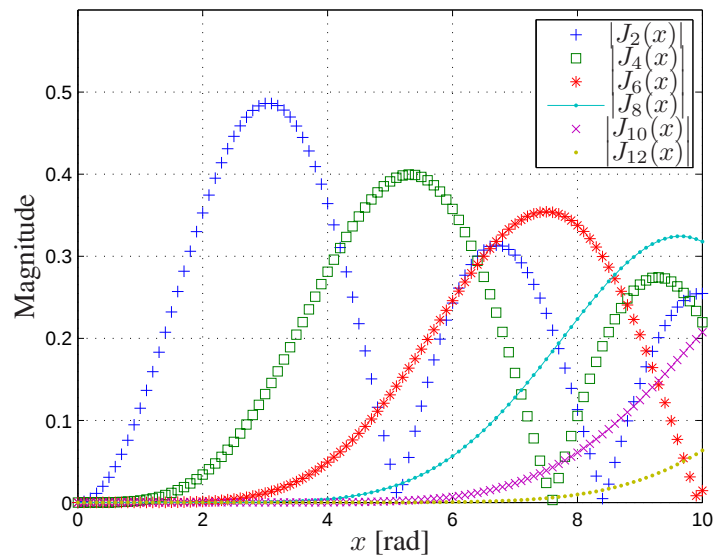
Fonte: Elaborado pela autora.

Comparando os dados da Tabela 2 com os dados da Tabela 1 é possível escolher qual valor de n é mais adequado de acordo com a determinação de qual é a maior harmônica do sinal. Observa-se que para maior harmônica igual a V_k , basta escolher $n = k + 1$ no método de Pernick e a faixa estará coerente com a Tabela 1. Mas há uma exceção, a faixa de 5,14 até 5,61 radianos. Nesta faixa a maior harmônica é a primeira, mas escolhendo-se $n = 2$ não satisfaz a faixa dinâmica. Por este motivo, é necessário fazer outra verificação quando a maior harmônica é V_1 , para distinguir se x pertence à primeira ou à segunda faixa. Para resolver isto, compara-se a primeira harmônica com o dobro da soma da quinta e sétima harmônicas. Caso a primeira seja maior, sabe-se que está na faixa de $0^+ - 3,05$ e escolhe-se $n = 2$. Caso seja menor, a faixa é $5,14 - 5,61$, devendo-se escolher $n = 4$. A Figura 4 prova esta escolha.

Figura 4: Comparação entre $|J_1(x)|$ e $2[|J_5(x)| + |J_7(x)|]$.

Fonte: Elaborado pela autora.

O mesmo raciocínio pode ser aplicado quando escolhido um valor de n ímpar. A Figura 5 mostra o módulo das funções de Bessel de primeira espécie e ordem n par, de 2 até 10. Com base na Figura 5 montou-se a Tabela 3, que delimita as faixas que cada ordem das funções de Bessel apresentam maior amplitude. Da mesma forma que feito anteriormente, para resolver o problema da faixa de ambiguidade quando a segunda harmônica é a maior, tem-se Figura 6. Assim, caso a segunda harmônica seja maior que o dobro da soma da sexta com a oitava, sabe-se que x está na faixa de $0^+ - 4,20$ e escolhe-se $n = 3$. Caso contrário, a faixa é $6,39 - 6,64$, devendo-se escolher $n = 5$.

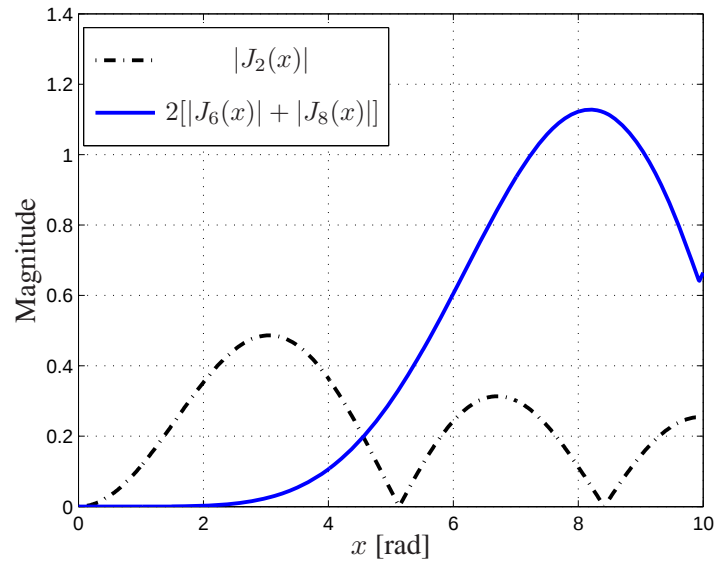
Figura 5: Módulo das funções de Bessel de primeira espécie e ordem n par.

Fonte: Elaborado pela autora.

Tabela 3: Faixas de x em que cada harmônica par apresenta maior magnitude.

Harmônica	Faixa de x [rad]
$ V_2 $	$0^+ - 4,20$ e $6,39 - 6,64$
$ V_4 $	$4,21 - 6,38$
$ V_6 $	$6,65 - 8,57$
$ V_8 $	$8,58 - 10,71$
$ V_{10} $	$10,72 - 12,82$

Fonte: Elaborado pela autora.

Figura 6: Comparação entre $|J_2(x)|$ e $2[|J_6(x)| + |J_8(x)|]$.

Fonte: Elaborado pela autora.

O método de chaveamento apresentado neste item automatiza a escolha do valor de n do método de Pernick, permitindo que seja obtida uma faixa dinâmica sem limite superior e sem pontos de singularidade devido a ϕ_0 . Vale destacar que o método foi demonstrado para valores de x entre 0 e 10 radianos, porém a análise é válida para qualquer valor. Na prática, a limitação do chaveamento é dada pela taxa de amostragem do conversor A/D utilizado. De acordo com o teorema da amostragem de Nyquist, a máxima frequência de um sinal amostrado que pode ser recuperada é a metade da taxa em que o sinal foi amostrado (OPPENHEIM; SCHAFER; BUCK, 1999). Por exemplo, para uma taxa de amostragem de 100 kHz e uma excitação do atuador de 5 kHz, é possível detectar no máximo até a décima harmônica do sinal $I(t)$. Observando a equação (20), nestas condições é possível aplicar o método de Pernick até $n = 8$, sendo o limite do método um pouco maior que 10 radianos.

2.5 Comentários

Neste capítulo foi apresentada uma metodologia para a medição da amplitude de vibração baseada na interferência da luz, a interferometria. Foi ilustrado um tipo de interferômetro homódino, o interferômetro de Michelson, e como este pode ser utilizado na medição da amplitude de vibração em atuadores piezoelétricos flexensionais, os APFs. Para a demodulação do sinal interferométrico, que contém a informação da amplitude de vibração, foram abordados alguns métodos baseados no espectro do sinal fotodetectado. Foi visto que os métodos $J_1...J_4$ e $J_1...J_6$ (pos) e (neg) apresentam faixas dinâmicas com certas restrições. Por exemplo, para os três métodos existem singularidades para a condição de ϕ_0 múltiplo inteiro de $\pi/2$. Também as faixas dinâmicas são limitadas, sendo o método $J_1...J_4$ modificados capaz de atingir os 5,1 rad, $J_1...J_6$ (neg) os 3,6 rad e $J_1...J_6$ (pos) os 6,3 rad. Também foi citado que estas condições são válidas na teoria, sem consideram o ruído, pois na presença de ruído as faixas dinâmicas são reduzidas. Já para o método de Pernick, foi visto que existe a possibilidade de chaveamento, o que permite que o método apresente uma faixa dinâmica teoricamente ilimitada e não apresente singularidade devido a ϕ_0 . Cita-se, no entanto, que existem outros métodos não abordados neste trabalho, que podem ser tão eficientes quanto (ou mais que) o método de Pernick. Nos próximos capítulos será mostrado a eficácia de cada método, inclusive do chaveamento automático do método de Pernick, tanto por meio de simulações, quanto na prática.

3 RUÍDO

Sistemas eletrônicos estão sujeitos a diversos tipos de ruídos. O ambiente, a rede elétrica, o movimento aleatório dos elétrons dentro dos circuitos e até mesmo o processo de amostragem dos sinais no processo de aquisição podem causar ruído. Diagnosticar qual ou quais deles afetam o sistema é o primeiro passo na tentativa de diminuir a influência das fontes causadoras de ruído.

Além de identificar possíveis fontes, o modelamento do ruído pode ainda ser utilizado em simulações para prever erros de resultados e ajudar no aprimoramento da técnica de processamento. No caso do interferômetro, o modelo matemático do sinal de saída do sistema é conhecido. Com ele é possível simular os sinais e testar métodos antes de aplicá-los no sistema prático. Mas este tipo de simulação fica limitada sem considerar ruído, pois as faixas dinâmicas dos métodos de demodulação mudam de acordo com o nível de ruído. Qualificar então quais os tipos de ruído que atuam no sistema permite que eles sejam considerados nas simulações, o que faz com que obtenham-se resultados simulados ao menos mais próximos do que se espera na prática.

Neste capítulo serão introduzidos conceitos importantes para o estudo do ruído, a serem aplicados futuramente na caracterização do ruído presente no sistema de medição de vibração baseado em interferometria. Como base para o estudo do ruído, inicialmente serão introduzidos alguns conceitos importantes sobre sinais, tanto sobre o ponto de vista temporal quanto estatístico.

3.1 Conceitos preliminares

3.1.1 Definições sobre sinais

Seja um sinal temporal $w(t)$ genérico, real ou complexo. A energia do sinal $w(t)$, calculada no intervalo de tempo de t_1 a t_2 , é dada por:

$$E = \int_{t_1}^{t_2} |w(t)|^2 dt. \quad (21)$$

Um sinal é chamado de *sinal de energia* quando apresenta energia finita no intervalo de $-\infty$ até ∞ , ou seja:

$$E_\infty = \int_{-\infty}^{\infty} |w(t)|^2 dt < \infty. \quad (22)$$

Já a potência média do sinal, calculada no intervalo de tempo de t_1 a t_2 , é dada por:

$$P_m = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} |w(t)|^2 dt. \quad (23)$$

Caso a potência de $w(t)$ seja finita e diferente de zero no intervalo de $-\infty$ até ∞ , tem-se um *sinal de potência*. Neste caso, define-se a potência média como:

$$P_\infty = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} |w(t)|^2 dt. \quad (24)$$

Já a média temporal do sinal $w(t)$ é definida conforme (25), sendo $\langle \rangle$ denominado como o operador de média temporal:

$$\langle w(t) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} w(t) dt. \quad (25)$$

Assim, a potência média pode ser reescrita como:

$$P_\infty = \langle |w(t)|^2 \rangle. \quad (26)$$

Uma importante característica do sinal $w(t)$ é sua autocorrelação, $R_w(\tau)$. Ela mede o quanto as amostras de um mesmo sinal estão relacionadas umas com as outras, e, para sinais de potência, é definida como:

$$R_w(\tau) = \langle w(t)w^*(t + \tau) \rangle. \quad (27)$$

De acordo com o teorema de Wiener-Kinchine, a densidade espectral do sinal se relaciona com sua autocorrelação através da transformada de Fourier, conforme provado em (LATHI, 1998) e mostrado na equação (28):

$$G_w(f) = \mathcal{F} \{R_w(\tau)\} = \int_{-\infty}^{\infty} R_w(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau. \quad (28)$$

Desta forma, para fins práticos, para determinar a densidade espectral de energia/potência de um sinal temporal, calcula-se a autocorrelação do sinal, sendo em seguida calculada a transformada de Fourier do resultado.

3.1.2 Relações estatísticas

Para qualificar um sinal, nem sempre é necessário conhecê-lo para todo instante de tempo. Nesta seção serão apresentadas algumas relações estatísticas que qualificam um sinal ou variável de forma suficiente e adequada a várias aplicações.

A primeira definição é a de *média*. A média de uma variável aleatória X , m_X , é a soma dos valores de X ponderados por suas probabilidades (CARLSON; CRILLY, 2009). A média é também conhecida como *valor esperado*, representado por $E[X]$ ou $\overline{X}$:

$$m_X = \int_{-\infty}^{\infty} x \cdot p_X(x) dx, \quad (29)$$

sendo p_X a *função densidade de probabilidade* (FDP) de X .

A média é ainda chamada de *primeiro momento* da variável. Já o *segundo momento*, $E[X^2]$, é também conhecido como *média quadrática*, $\overline{X^2}$, definido como (30):

$$\overline{X^2} = E[X^2] = \int_{-\infty}^{\infty} x^2 \cdot p_X(x) dx. \quad (30)$$

Generalizando o conceito, o *n-ésimo momento* de uma variável é definido como (31):

$$E[X^n] \triangleq \int_{-\infty}^{\infty} x^n \cdot p_X(x) dx. \quad (31)$$

Outro conceito importante é o de *desvio padrão*, denotado por σ_X . Ele mede o quanto espalhados são os valores da variável com relação à média (CARLSON; CRILLY, 2009). O desvio padrão ao quadrado é denominada *variância* ou *segundo momento central*, definida em (33):

$$\sigma_X^2 \triangleq E[(X - m_X)^2]. \quad (32)$$

Quando há duas variáveis envolvidas, X e Y , define-se a *covariância* (PAPOULIS, 2006):

$$C_{XY} = E[(X - M_X)(Y - M_Y)]. \quad (33)$$

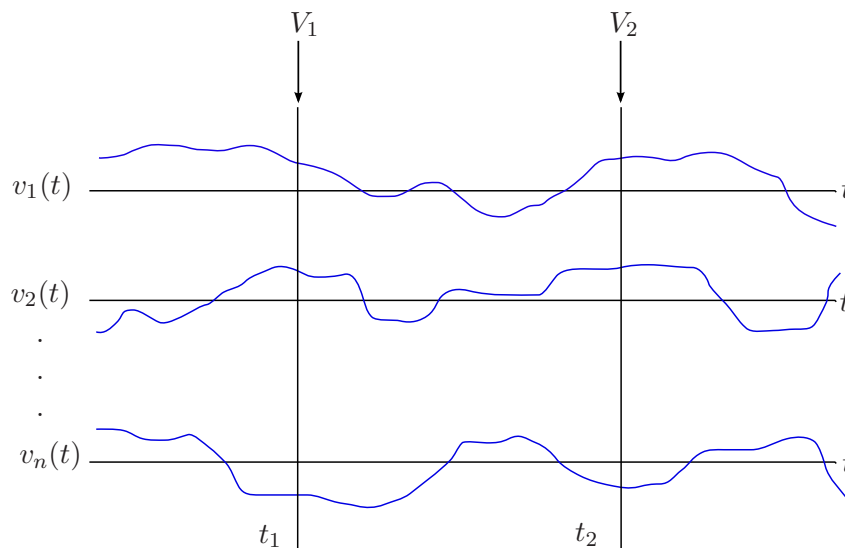
3.1.3 Processos aleatórios

Nesta seção serão abordados alguns conceitos sobre a aleatoriedade de certos processos, que dão origem a sinais aleatórios. Esta análise é importante para embasar a teoria de ruído, um dos focos deste trabalho.

Do ponto de vista da engenharia elétrica, um sinal aleatório é a manifestação de um processo elétrico aleatório que ocorre ao longo do tempo. Tais processos são também chamados de estocásticos (CARLSON; CRILLY, 2009). Descrever estes tipos de processo pode ser bastante complicado, especialmente porque suas propriedades estatísticas mudam com o tempo. Porém, se eles possuírem certas características, como serem ergódicos ou estacionários, é possível estabelecer relações entre propriedades estatísticas, médias temporais e espectro. Isto permite analisar os sinais de forma mais simples e intuitiva.

Por definição, um *processo aleatório* mapeia resultados experimentais em funções reais no tempo. A coleção dessas funções temporais é denominada *conjunto*, e cada membro é uma *função amostra* (CARLSON; CRILLY, 2009). Os conjuntos serão representados formalmente por $v(t, s)$, sendo que t representa o tempo e s a função amostra. Para exemplificar, seja a Figura 7. Nela são mostradas as formas de onda de tensão geradas pelo ruído em resistores idênticos. A forma de onda do resistor i é $v_i(t) = v(t, s_i)$, para $i = 1, 2, \dots, n$.

Figura 7: Formas de onda de um conjunto $v(t, s)$.



Fonte: Adaptado de Carlson e Crilly (2009).

Tomando-se por exemplo o instante t_1 , verifica-se que qualquer valor é esperado para o conjunto $v(t_1, s)$. Isto significa que $v(t_1, s)$ constitui uma variável aleatória, que será chamada de V_1 . O mesmo acontece no tempo t_2 , definindo outra variável aleatória V_2 . Como se vê, um processo aleatório resume-se a uma família de variáveis aleatórias.

Neste contexto, dado um processo aleatório, o valor médio de $v(t)$ em um instante arbitrário

n será:

$$\overline{v(t_n)} \triangleq E[v(t_n)], \quad (34)$$

sendo que neste caso $E[v(t_n)]$ denota uma média do conjunto. Isto significa que $E[v(t_1)] = \overline{V_1}$, que pode ser diferente de $\overline{V_2}$.

Para investigar a relação entre as variáveis aleatórias V_1 e V_2 , seja definida a *função de autocorrelação*:

$$R_v(t_1, t_2) \triangleq E[v(t_1) \cdot v(t_2)]. \quad (35)$$

Já a *função de correlação cruzada* entre dois processos aleatórios $v(t)$ e $w(t)$ é definida como:

$$R_{vw}(t_1, t_2) \triangleq E[v(t_1) \cdot w(t_2)]. \quad (36)$$

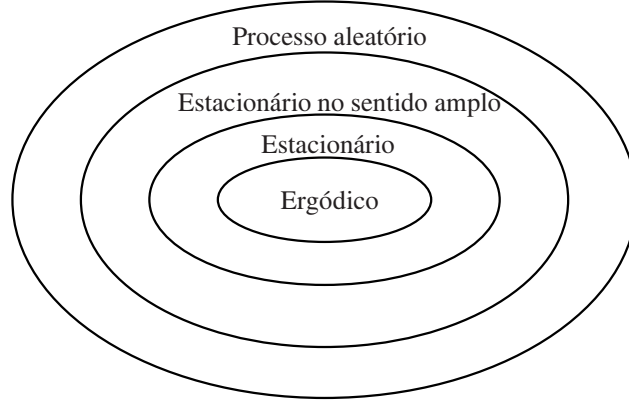
Antes de prosseguir, são feitas a seguir algumas definições (CARLSON; CRILLY, 2009; LATHI, 1998), também ilustradas na Figura 8.

- Um processo é *ergódico* se todas as médias temporais das funções amostra são iguais às médias estatísticas do conjunto equivalente. Todas as médias do conjunto de um processo ergódico são independentes do tempo.
- Um processo *estacionário*, também chamado de *estacionário no sentido estrito*, é um tipo de processo aleatório em que a característica estatística não se altera com o tempo. Isto significa que, em um processo estacionário, um deslocamento no tempo com relação à origem não pode ser detectado.
- Se essa última característica não for totalmente satisfeita, mas a média e a função de autocorrelação forem independentes do deslocamento no tempo, denomina-se o processo de *estacionário no sentido amplo*, ou *fracamente estacionário*.

As análises que seguem agora são feitas para sinais aleatórios provenientes de fontes (processos) ergódicas ou, no mínimo, estacionárias.

Alguns sinais aleatórios podem ser vistos como uma combinação de outros sinais aleatórios. (CARLSON; CRILLY, 2009). Os dois sinais são denominados conjuntamente estacionários no sentido amplo se cada um dos sinais é estacionário no sentido amplo. Neste caso, a correlação cruzada é dada em (37):

Figura 8: Classificação dos processos aleatórios.



Fonte: Adaptado de Lathi (1998).

$$R_{vw}(t_1, t_2) = R_{vw}(t_1 - t_2) = R_{vw}(\tau). \quad (37)$$

Caso a função de correlação cruzada entre $v(t)$ e $w(t)$ seja igual ao produto de suas médias, os sinais são descorrelacionados, conforme registrado em (38):

$$R_{vw}(\tau) = E[v(t)w(t + \tau)] = \overline{v(t)} \cdot \overline{w(t)}. \quad (38)$$

Se além de descorrelacionados também ocorrer $\overline{v(t)} = 0$ e/ou $\overline{w(t)} = 0$, os sinais são chamados de incoerentes ou ortogonais, o que resulta em (39):

$$R_{vw}(\tau) = 0. \quad (39)$$

Esta definição de sinais incoerentes é importante porque neste caso é possível aplicar o princípio da superposição na autocorrelação, densidade espectral de potência e potência média. Isto significa que sendo $v(t)$ e $w(t)$ sinais incoerentes e $z(t) = v(t) \pm w(t)$, tem-se:

$$R_z(\tau) = R_v(\tau) + R_w(\tau), \quad (40a)$$

$$G_z(f) = G_v(f) + G_w(f), \quad (40b)$$

$$\overline{z^2} = \overline{v^2} + \overline{w^2}. \quad (40c)$$

Os resultados obtidos até aqui, como foi dito, valem para processos no mínimo estacionários, e serão bastante úteis em considerações futuras. Outros resultados podem ser obtidos quando se restringe um pouco mais o caso, considerando apenas os processos ergódicos. Quando um sinal aleatório provém de uma fonte ergódica, sua média e seu valor médio quadrático serão constantes, valendo as relações:

$$E[v(t)] = \bar{v} = m_V, \quad (41a)$$

$$E[v^2(t)] = \overline{v^2} = \sigma_V^2 + m_V^2. \quad (41b)$$

sendo σ_V^2 a variância e m_V a média de $v(t)$. Observa-se que neste caso, para qualquer função amostra, são satisfeitas as igualdades $\langle v_i(t) \rangle = E[v(t)]$ e $\langle v_i^2(t) \rangle = E[v^2(t)]$, sendo possível fazer as seguintes interpretações físicas sobre as características estatísticas (CARLSON; CRILLY, 2009):

1. O valor médio m_V corresponde à componente DC $\langle v_i(t) \rangle$,
2. A média quadrada m_V^2 corresponde à potência DC $\langle v_i(t) \rangle^2$,
3. O valor médio quadrático $\overline{v^2}$ corresponde à potência média total $\langle v_i^2(t) \rangle$,
4. A variância σ_V^2 corresponde à potência AC, que significa a potência da componente variável no tempo,
5. O desvio padrão σ_V corresponde ao valor RMS da componente variável no tempo.

Estas interpretações de natureza elétrica deixam mais claro o motivo de todas as considerações estatísticas feitas até aqui. Em especial será utilizada a variância, relacionada com potência, como será visto nos próximos capítulos

3.2 Classificação do ruído de acordo com seu espectro

A classificação do ruído de acordo com seu espectro é especialmente importante para o caso do sistema interferométrico. Os métodos de demodulação do sinal de saída do sistema interferométrico abordados neste trabalho são justamente baseados em análise espectral. Assim, estimar o espectro do ruído presente pode ser bastante útil, tanto para prever e explicar erros experimentais, quanto para ser considerado em simulações, o que as tornam mais realistas. Geralmente se qualifica o ruído de acordo com sua Densidade Espectral de Potência (DEP).

- *Ruído branco*: A densidade espectral de potência do ruído branco é independente da frequência para uma largura de banda fixa. A potência considerando-se a banda de 100 até 200 Hz é a mesma que para a banda de 10100 até 10200 Hz, por exemplo (LEACH, 1994). Tem-se, portanto, uma densidade espectral de potência constante ao longo da frequência.

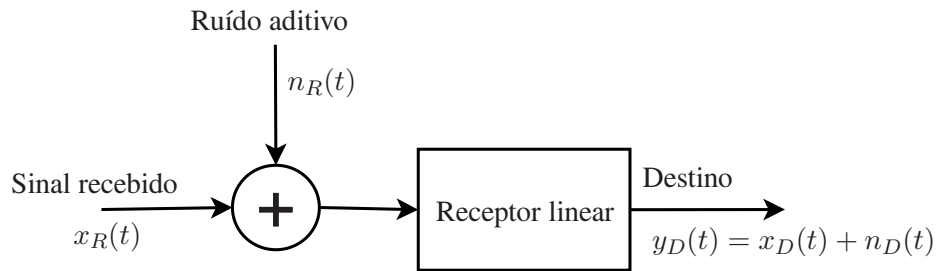
- *Ruído rosa*: também chamado de ruído $1/f$, apresenta densidade espectral de potência variável com o inverso da frequência.
- *Ruído marrom*: também conhecido como ruído $1/f^2$, sua densidade espectral de potência varia com o inverso da frequência ao quadrado.

Na realidade, estes modelos não são exatos para toda faixa de frequência, mas é geralmente verificado que são válidos dentro da banda de interesse.

3.3 Ruído aditivo e relação sinal-ruído

Quando se fala em transmissão de sinais, como por um cabo de osciloscópio, por exemplo, o ruído contaminante geralmente apresenta um efeito aditivo, ou seja, o ruído é adicionado ao sinal portador de informação, sendo denominado *ruído aditivo*. Esta característica em geral vale apenas para pequenos valores de ruído em relação ao nível de sinal. Entre a fonte de informação e o destino existem várias fontes de ruído atuando no sistema. Para fins de modelamento, as fontes de ruído costumam ser agrupadas em uma única, adicionada ao sinal $x_R(t)$, na entrada do receptor. Este é exatamente o ponto de maior vulnerabilidade na transmissão, pois é onde o nível de sinal é mais fraco (CARLSON; CRILLY, 2009). A Figura 9 mostra o modelo para o ruído aditivo agindo em um sistema de transmissão.

Figura 9: Modelo da transmissão de um sinal com ruído aditivo.



Fonte: Adaptado de Carlson e Crilly (2009).

Com base na Figura 9, tendo-se um receptor linear, a forma de onda no destino, $y_D(t)$ será a soma das formas de onda do sinal no destino, $x_D(t)$, com o ruído no destino, $n_D(t)$, ou seja:

$$y_D(t) = x_D(t) + n_D(t). \quad (42)$$

A potência total na saída é determinada pela média de $y_D^2(t) = x_D^2(t) + 2x_D(t)n_D(t) + n_D^2(t)$. Caso o ruído provenha de uma fonte ergódica com média zero e densidade espectral de potência (DEP) $G_n(f)$, e o sinal e o ruído sejam descorrelacionados, a média estatística do produto cruzado $x_D(t)n_D(t)$ é nula, pois $x_D(t)$ e $n_D(t)$ são incoerentes. Assim, a média estatística de $y_D^2(t)$, representada por $\overline{y_D^2}$, que nestas condições corresponde à potência média

de $y(t)$, será (CARLSON; CRILLY, 2009):

$$\overline{y_D^2} = \overline{x_D^2} + \overline{n_D^2}, \quad (43)$$

o que significa que haverá superposição das potências médias do sinal e do ruído no destino.

Para destacar a distinção entre potência média do sinal de interesse e potência média do ruído, seja introduzida a notação:

$$S_D \triangleq \overline{x_D^2}, \quad (44a)$$

$$N_D \triangleq \overline{n_D^2}. \quad (44b)$$

Assim, define-se a relação sinal-ruído (SNR) como a relação entre a potência do sinal pela potência do ruído, de acordo com (45):

$$(S/N)_D \triangleq S_D/N_D = \overline{x_D^2}/\overline{n_D^2}. \quad (45)$$

A SNR é geralmente expressa em decibéis:

$$(S/N)_{dB} = 10 \log_{10}(S/N)_D. \quad (46)$$

Só tem significado falar em SNR quando a relação (43) é obedecida, pois em caso contrário, a potência do sinal no destino contém também termos de produto cruzado do sinal pelo ruído.

Para estimar a SNR experimental, é possível desligar a fonte de sinal e mensurar a potência do ruído, mas o contrário não pode ser feito. O procedimento que se adota então é o seguinte:

1. Com a fonte de sinal desligada mede-se o sinal de saída, que corresponderá apenas ao ruído, e calcula-se a potência N_D ,
2. Liga-se a fonte e mede-se o sinal de saída, que agora corresponderá à soma do sinal com o ruído, sendo possível assim calcular a potência de saída $\overline{y_D^2}$,
3. Obtém-se a SNR calculando $(S/N)_D = (\overline{y_D^2}/N_D) - 1$.

De forma analítica, seja considerado o caso do ruído branco com DEP $G_n(f) = N_0/2$ e largura de banda B_N , sendo N_0 uma constante que será abordada futuramente. Assumindo-se também que o ruído apresenta distribuição gaussiana, o que é geralmente verificado na prática, este tipo de ruído é denominado AWGN (do inglês *additive white gaussian noise*). Se o ganho de potência do receptor é g_R , a potência do ruído no destino será:

$$N_D = g_R N_0 B_N. \quad (47)$$

Como se pode notar, a potência do ruído aumenta proporcionalmente à sua largura de banda, isto considerando-se o receptor com uma largura de banda maior ou igual a B_N . Na prática, se o receptor for um filtro passa-baixa com largura de banda W , o sinal de informação deve ter uma largura de banda menor que W para que o sinal seja recebido corretamente. Desta maneira, caso $B_N > W$, o receptor atua na redução da potência do ruído, pois limita a banda do ruído para $B_N = W$, melhorando a qualidade do sinal no destino.

Considerando então que a largura de banda do receptor é menor que a do ruído e, portanto, o limita, e notando que o ganho do receptor amplifica igualmente o sinal de informação e o ruído, a SNR deste sistema será:

$$(S/N)_D = S_R/(N_0W), \quad (48)$$

sendo S_R a potência do sinal recebido $x_R(t)$. Desta forma, determinando-se a potência do sinal $x_R(t)$ e a constante N_0 e sabendo-se a largura de banda do receptor, determina-se a SNR do sistema. No próximo item será discutido mais a respeito do ruído branco, sob a abordagem do ruído térmico.

3.4 Ruído Térmico

Inevitável em sistemas eletrônicos, o ruído térmico é causado pelo movimento randômico de partículas carregadas (geralmente elétrons) em um meio condutivo (CARLSON; CRILLY, 2009). O meio condutivo em questão pode ser um resistor, uma trilha de circuito impresso ou um fio, por exemplo. O ruído térmico pode ser modelado, sob condições a seguir definidas, como um tipo de ruído branco, ou seja, com densidade espectral de potência constante.

Quando uma resistência metálica de valor R é submetida a uma temperatura T , aparece em seus terminais em aberto uma tensão de ruído $v(t)$, devido ao movimento aleatório dos elétrons. Esta tensão $v(t)$ apresenta distribuição gaussiana com média nula, cuja variância é dada em (49):

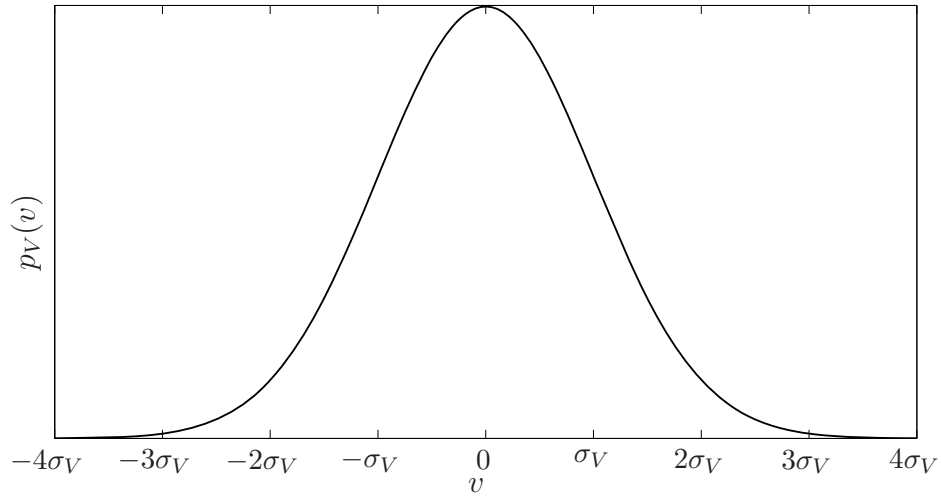
$$\overline{v^2(t)} = \sigma_V^2 = \frac{2(\pi kT)^2}{3h} R \quad [V^2], \quad (49)$$

sendo k a constante de Boltzmann ($1,38 \times 10^{-23}$ J/K), h a constante de Planck ($6,62 \times 10^{-34}$ J.s) e T a temperatura medida em kelvins (K). A Função Densidade de Probabilidade (FDP) da tensão v é mostrada em (50):

$$p_V(v) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_V^2}} e^{-v^2/2\sigma_V^2}. \quad (50)$$

A Figura 10 mostra o comportamento da função de probabilidade do ruído térmico, proveniente da equação (50).

Figura 10: Função densidade de probabilidade do ruído térmico.

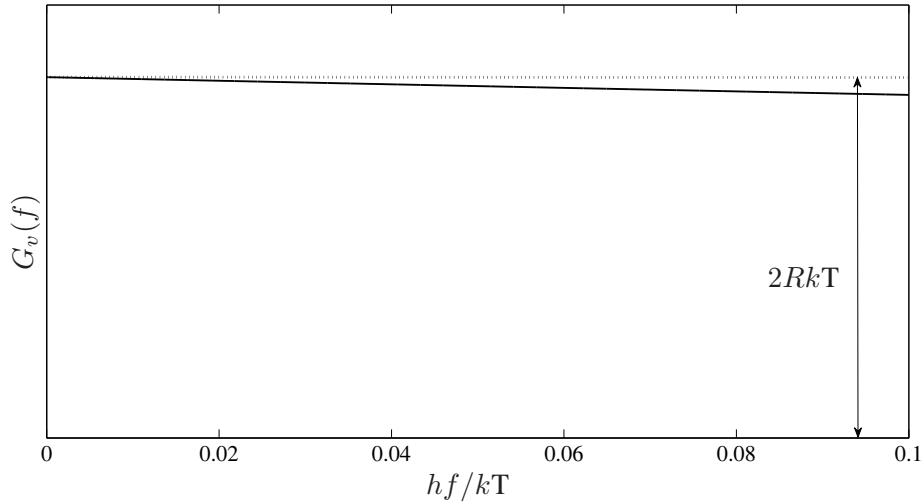


Fonte: Adaptado de Carlson e Crilly (2009).

Também é possível analisar as características do ruído térmico no domínio da frequência. Sua densidade espectral de energia é fornecida em (51), cuja curva é vista na Figura 11:

$$G_v(f) = \frac{2Rh|f|}{e^{h|f|/kT} - 1}, \quad \text{para } f \geq 0. \quad (51)$$

Figura 11: Densidade espectral do ruído térmico.



Fonte: Adaptado de Carlson e Crilly (2009).

Pode ser provado matematicamente que para a condição de $h|f|/kT \ll 1$, $G_v(f)$ se reduz apenas a (52):

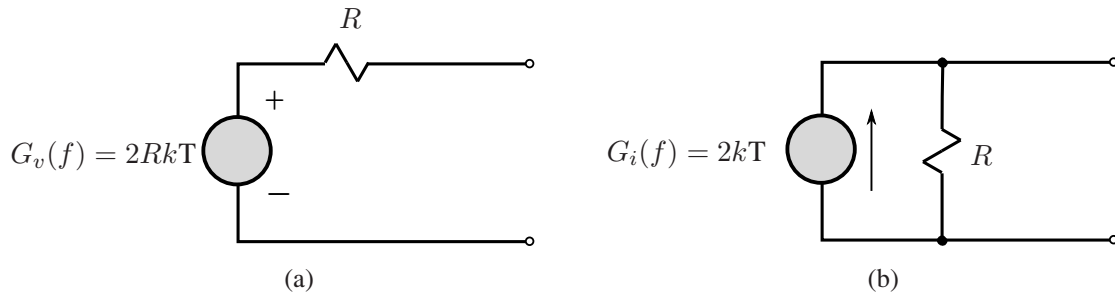
$$G_v(f) = 2RkT, \quad \text{para } f \geq 0. \quad (52)$$

Tal característica também pode ser observada por inspeção visual da Figura 11. Esta é

uma simplificação bastante aceitável, dado que para temperaturas da ordem de 290 K e para $|f| \ll 10^{12}$ Hz a condição acima é satisfeita. Este limiar de frequência é muito mais alto do que o limiar em que a maioria dos componentes eletrônicos deixam de responder como o esperado (conforme o estabelecido pela teoria dos circuitos concentrados). Além disto, sob estas considerações, o ruído térmico é visto como um tipo de ruído branco, que será melhor abordado mais adiante.

Observando a equação (52) intui-se que $\overline{v^2} = \infty$ quando $G_v(f)$ é integrado ao longo de toda frequência. No entanto, outras partes do circuito funcionam como filtros que limitam a banda final de $G_v(f)$. A equação (52) pode ainda ser utilizada para montar modelos equivalentes da resistência de ruído, com base em uma resistência pura mais uma fonte de ruído. A Figura 12 mostra os circuitos equivalentes de Thévenin (com a DEP $G_v(f)$) e de Norton (com a DEP $G_i(f)$) que modelam esse problema.

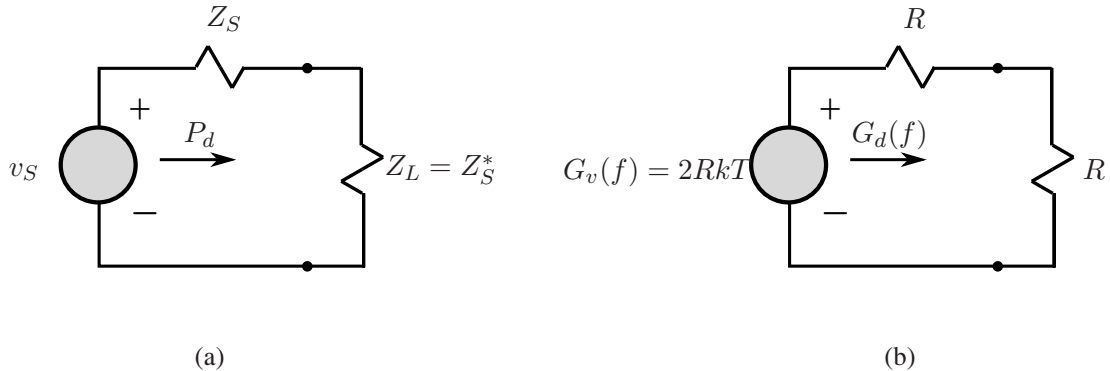
Figura 12: Modelos equivalentes da resistência térmica de ruído: (a) Thévenin; (b) Norton.



Fonte: Adaptado de Carlson e Crilly (2009).

Em vez de utilizar tensão e corrente médias quadráticas, este problema pode ser também descrito em função da *potência disponível*, P_d . Trata-se da máxima potência que a fonte pode entregar à carga, e é calculada na condição de casamento entre as impedância da fonte e da carga. Seja na Figura 13(a) uma fonte senoidal com impedância $Z_S = R_S + jX_S$ e v_S a tensão de circuito aberto. Na figura 13(b) tem-se o circuito equivalente, com resistência térmica casada com a carga, descrito em termos da potência disponível.

Figura 13: Potência disponível: (a) Fonte senoidal com carga casada; (b) Resistor térmico com carga casada.



Fonte: Adaptado de Carlson e Crilly (2009).

Se a impedância da carga é casada com a da fonte, $Z_L = Z_S^* = R_S - jX_S$ e a tensão terminal é $v_S(t)/2$, neste caso, a potência disponível será:

$$P_d = \frac{\langle [v_S(t)/2]^2 \rangle}{R_S} = \frac{\langle v_S^2(t) \rangle}{4R_S}. \quad (53)$$

Por comparação entre as figuras 13(a) e 13(b), e, usando-se comparação com (53), a *densidade espectral de potência disponível* é dada por (54):

$$G_d(f) = \frac{G_v(f)}{4R} = \frac{1}{2}kT. \quad (54)$$

Isto significa que um resistor entrega uma densidade de potência de ruído máxima de $kT/2$ W/Hz para a carga, independentemente do valor de R (CARLSON; CRILLY, 2009).

Além dos resistores térmicos, muitos outros tipos de fontes de ruído são gaussianas e possuem densidade espectral constante em uma larga faixa de frequência (CARLSON; CRILLY, 2009). O ruído que se enquadra nesta característica espectral é denominado ruído branco, sendo generalizadamente definido como (55), em notação de espectro bilateral:

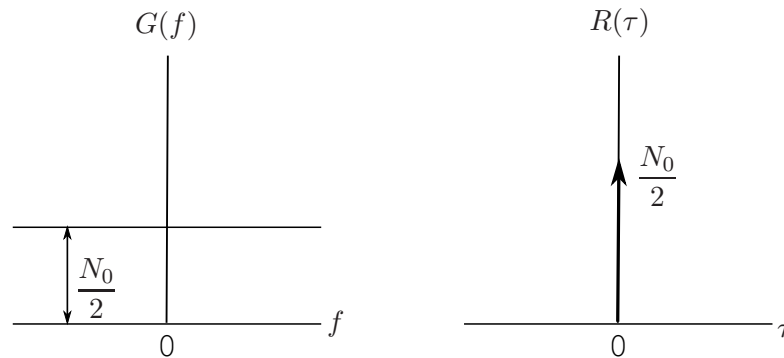
$$G(f) = \frac{N_0}{2}, \quad (55)$$

sendo que N_0 representa uma densidade constante em espectro unilateral. A função de autocorrelação para o ruído branco é mostrada em (56), que é a Transformada de Fourier inversa de (55):

$$R(\tau) = \frac{N_0}{2}\delta(\tau). \quad (56)$$

Devido as características da função delta de Dirac, $\delta(\tau)$ em (56), nota-se que $R(\tau) = 0$ para $\tau \neq 0$, que significa que duas amostras diferentes de um ruído branco gaussiano são descorrelacionadas e estatisticamente independentes. A Figura 14 mostra a densidade espectral e a autocorrelação do ruído branco segundo o ponto de vista de espectro de frequências bilateral.

Figura 14: Densidade espectral e autocorrelação do ruído branco.



Fonte: Adaptado de Carlson e Crilly (2009).

O valor de N_0 varia dependendo de qual é a fonte de ruído branco. No caso de um resistor térmico, chama-se de N_{0v} a densidade média quadrática de tensão e N_{0i} a densidade média quadrática de corrente, descritas em (57):

$$N_{0v} = 4RkT, \quad (57a)$$

$$N_{0i} = \frac{4kT}{R}, \quad (57b)$$

sendo que os índices v e i identificam o tipo da densidade espectral. Além disto, qualquer fonte de ruído térmico tem disponível, por definição, densidade espectral de ruído unilateral $2G_d(f) = kT$. Outras fontes de ruído branco são ditas não-térmicas, já que a potência disponível não está relacionada à temperatura física. No entanto, é possível falar em temperatura de ruído, T_N , para quase todas as fontes de ruído branco, térmicas ou não, definindo (CARLSON; CRILLY, 2009):

$$T_N \triangleq \frac{2G_d(f)}{k} = \frac{N_0}{k}, \quad (58)$$

Então, dada a temperatura de ruído de uma fonte qualquer, é possível determinar:

$$N_0 = kT_N. \quad (59)$$

Outra maneira de caracterizar o ruído branco é através de seu valor RMS de tensão. Considerando que o sinal de ruído é medido dentro de uma largura de banda B , o valor RMS será (LEACH, 1994):

$$V_{RMS} = \sqrt{4kTRB}. \quad (60)$$

3.5 Ruído de quantização

O processo de quantização ocorre sempre que quantidades físicas são representadas com um número finito de dígitos (WIDROW, 1961). O erro causado por este processo é reduzido à medida que se reduz a unidade básica, que é o mínimo valor representável. Mas à medida que se diminui a unidade básica, maior a quantidade de elementos necessários para representar uma dada grandeza física. Maior número de elementos implica maior gasto de processamento e armazenamento. Desta maneira, é importante determinar a precisão desejada dos dados e avaliar se os sistemas de aquisição e processamento são viáveis. Além disto, os dados coletados talvez necessitem ser armazenados antes do processamento, devendo também ser levado em conta a quantidade de memória disponível.

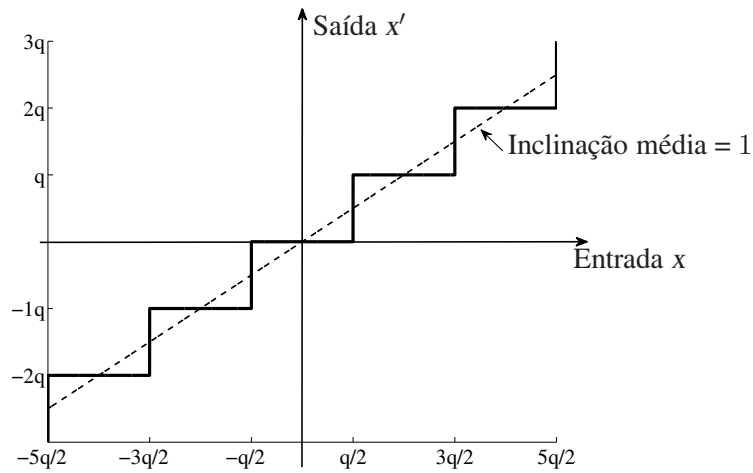
Neste item serão tratados os erros decorrentes do processo de quantização. Conforme será visto, a quantização pode ser tratada como uma forma de ruído que se soma ao sinal não quan-

tizado, daí o nome *ruído de quantização*. Será visto, primeiramente, o processo de quantização em ponto-fixo. Em seguida, se abordada a quantização em ponto-flutuante.

3.5.1 Quantização em ponto-fixo

Seja inicialmente definido o quantizador como um operador não-linear, cuja curva característica é mostrada na Figura 15. Entra-se no sistema com uma variável de amplitudes contínuas x , sendo que na saída se obtém uma variável de amplitudes discretas x' . A unidade básica é representada por q , sendo os valores de entrada não múltiplos de q arredondados para o múltiplo inteiro mais próximo. O ganho médio, neste caso, é unitário. O processo de quantização pode também ocorrer por simples truncamento, mas nesta abordagem será adotado o arredondamento como base da quantização.

Figura 15: Curva característica de um quantizador básico.



Fonte: Adaptado de Widrow (1961).

Existem outros tipos de quantizadores, como por exemplo os que apresentam histerese em cada mudança de patamar de quantização. No entanto, para esta abordagem basta o conhecimento do quantizador simples, pois o que interessa é a análise estatística do processo de quantização, conforme será tratado a seguir.

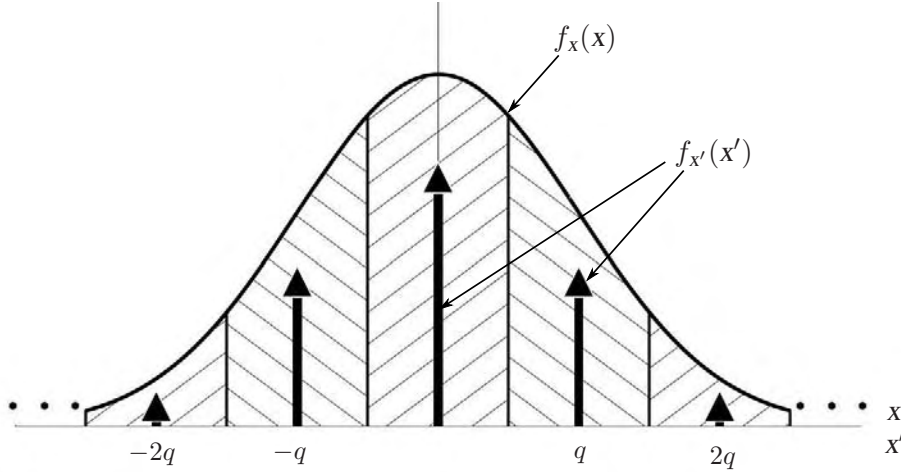
Seja então um sinal x amostrado no tempo, mas com amplitudes contínuas. Se as amostras do sinal x forem todas independentes umas das outras, sua FDP $f_x(x)$ será unidimensional, cuja Função Característica (FC) é sua transformada de Fourier, conforme (61) (WIDROW, 1961):

$$\Phi_x(u) \triangleq \int_{-\infty}^{\infty} f_x(x) e^{-jxu} dx. \quad (61)$$

Se o sinal x é submetido ao processo de quantização, a FDP do sinal de saída, $f_{x'}(x')$, terá o formato de um trem de impulsos uniformemente espaçados no eixo de amplitudes, cada

um centralizado em seu intervalo de quantização, conforme mostrado na Figura 16, na qual x é um sinal com FDP gaussiana, apenas para exemplificar. Cada impulso deve ter a mesma área da região de quantização que ele representa, já que a probabilidade da saída ter um certo nível é igual à probabilidade da entrada estar naquela região de quantização. Este processo de quantização é similar a uma amostragem, e será denominado amostragem de área.

Figura 16: Densidades de probabilidade dos sinais quantizado e não quantizado.



Fonte: Adaptado de Widrow (1961).

Desta maneira, a área de cada impulso tem o valor da integral no intervalo de quantização que ele representa. Analisando a Figura 16, é possível obter $f_{x'}(x')$ através da amostragem de área de $f_x(x)$, conforme (62):

$$f_{x'}(x') = \dots + \delta(x+q) \int_{-3q/2}^{-q/2} f_x(x) dx + \delta(x) \int_{-q/2}^{q/2} f_x(x) dx + \delta(x-q) \int_{q/2}^{3q/2} f_x(x) dx + \dots \quad (62)$$

sendo $\delta(k)$ a função impulso unitário em k . Definindo a função trem de impulsos unitários espaçados de q , $c(x)$:

$$c(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(x - mq) \quad (63)$$

a equação (62) pode ser reescrita como:

$$f_{x'}(x') = c(x) \int_{mq-q/2}^{mq+q/2} f_x(x) dx \quad (64)$$

Também é possível obter a amostragem de área através da convolução da FDP da entrada com a função $f_n(x)$, definida em (65):

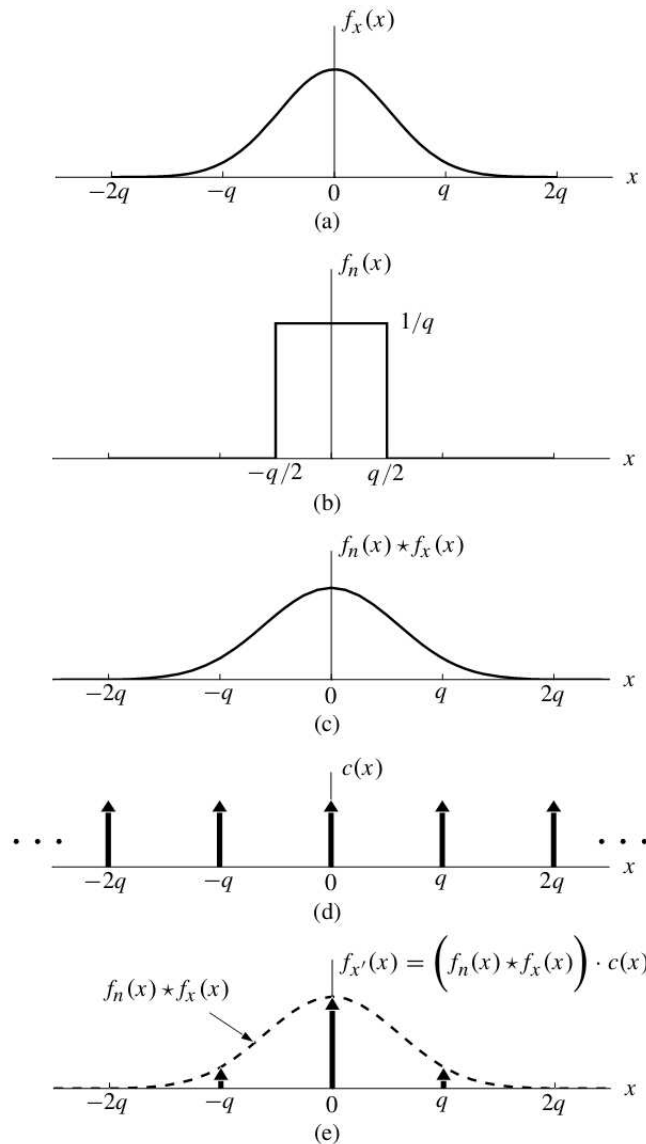
$$f_n(x) = \begin{cases} \frac{1}{q}, & -\frac{q}{2} < x < \frac{q}{2} \\ 0, & \text{caso contrário.} \end{cases} \quad (65)$$

Nesta abordagem obtém-se a FDP da saída do quantizador através da relação (66):

$$f_{x'}(x') = [f_n(x) * f_x(x)]c(x). \quad (66)$$

Na Figura 17 exemplifica-se como se obtém a FDP do sinal quantizado a partir dos passos ainda pouco discutidos.

Figura 17: Obtenção da FDP de x' a partir da amostragem de área da FDP de x : (a) FDP de x ; (b) pulso retangular; (c) convolução de (a) e (b); (d) trem de impulsos; (e) FDP de x' , produto de (c) e (d).



Fonte: Widrow e Kollár (2008).

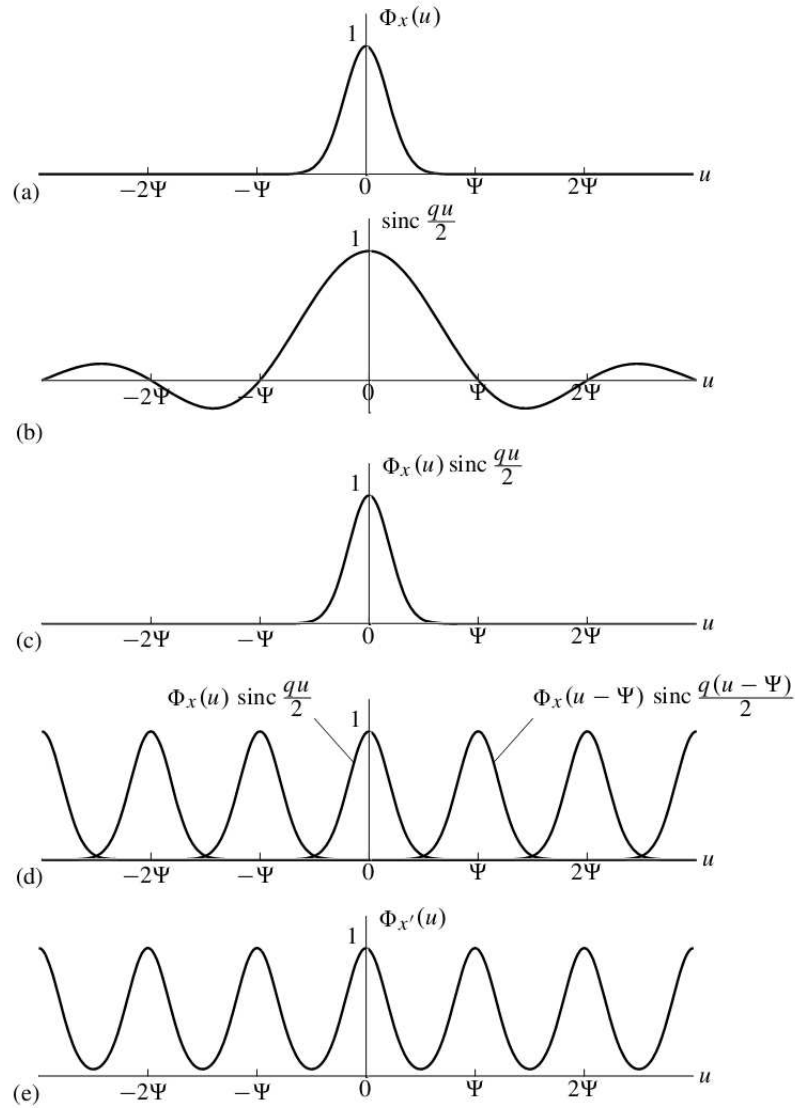
Apenas a análise da FDP do sinal quantizado não é suficiente para obter as informações necessárias para caracterizar o processo de quantização. Assim, utiliza-se a função característica, já definida em (61). A função característica é tão útil na teoria da quantização quanto a transformada de Fourier é para teoria da amostragem de sinais (WIDROW; KOLLÁR; LIU, 1996).

A FC da saída é dada em (67), sendo a forma de obtenção da mesma ilustrada na Figura 18:

$$\Phi_{x'}(u) = \sum_{l=-\infty}^{\infty} \Phi_x(u + l\Psi) \operatorname{sinc} \left[\frac{q(u + l\Psi)}{2} \right], \quad (67)$$

sendo $\Psi \triangleq 2\pi/q$.

Figura 18: Processo de amostragem de área no domínio da FC: (a) FC de x ; (b) FC do pulso retangular; (c) multiplicação de (a) e (b); (d) repetições de (c); (e) FC de x' .



Fonte: Widrow e Kollár (2008).

Analisando a Figura 18 e a equação (67) nota-se que há uma repetição de padrão a cada múltiplo inteiro de Ψ , denominada frequência de quantização. Fazendo uma analogia com a amostragem temporal, q corresponderia ao período de amostragem T , enquanto Ψ seria análoga à frequência de amostragem $\Omega = 2\pi/T$. Seguindo o mesmo raciocínio, o *Teorema da Amostragem* tem seu análogo *Teorema da Quantização I*, a seguir definido (WIDROW; KOLLÁR; LIU, 1996).

Teorema da Quantização I (TQ I): Se a FC de x tem banda limitada de forma que:

$$\Phi_x(u) = 0 \quad \text{para} \quad |u| > \frac{\pi}{q} = \frac{\Psi}{2}, \quad (68)$$

então:

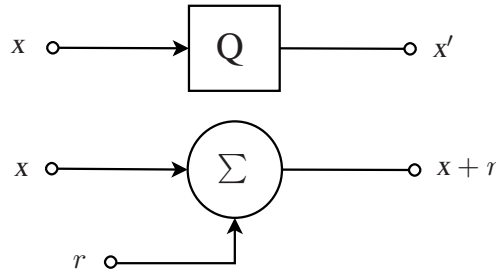
- a FC de x pode ser determinada a partir da FC de x' , e
- a FDP de x pode ser determinada a partir da FDP de x' .

Caso o teorema da quantização seja obedecido, garante-se que a FDP da saída contém toda informação da FDP da entrada. Desta maneira, existe uma relação única entre a descrição probabilística da entrada e da saída do quantizador.

Para fins práticos, obedecendo-se o teorema da quantização garante-se que não haverá sobreposições no domínio da FC, sendo possível obter a FC da entrada tomando-se a réplica central da FC da saída multiplicada pela FC de uma distribuição constante.

O processo de quantização pode ainda ser visto como a adição de um ruído uniforme e independente r , conforme mostra a Figura 19. Esta forma de modelar o processo de quantização é conhecida como modelo PQN (do inglês *ruído de pseudo-quantização*). A FDP deste ruído tem o formato da função mostrada na Figura 17(b).

Figura 19: Processo de quantização visto como adição de ruído.



Fonte: Adaptado de Widrow, Kollár e Liu (1996).

Embora a FDP de x' seja discreta, a FDP de $x + r$ é contínua. Na verdade, a FDP de x' é a amostragem da FDP de $x + r$, o que é válido satisfazendo-se ou não o TQ I.

Sob certa condição, a ser enunciada no *Teorema da Quantização II*, é possível ainda relacionar estatisticamente x' com $x + r$. Para isto, relembre-se o conceito de *momento* de uma variável aleatória, apresentado anteriormente. Além disto, completa-se a teoria afirmando-se que o momento de uma variável aleatória x pode ser calculado pela derivada da FC na origem, conforme (69) (PAPOULIS, 2006):

$$E[x^k] = \frac{1}{j^k} \frac{d^k \Phi_x(u)}{du^k} \Big|_{u=0}. \quad (69)$$

Sempre que o TQ I é satisfeito, pode-se afirmar que:

$$E \left[(x')^k \right] = E \left[(x + r)^k \right]. \quad (70)$$

Mas (70) também é verificada quando o *Teorema da Quantização II* é satisfeito (WIDROW; KOLLÁR; LIU, 1996).

Teorema da Quantização II (TQ II): Se a FC de x é de banda limitada de forma que:

$$\Phi_x(u) = 0 \quad \text{para} \quad |u| > \frac{2\pi}{q} - \varepsilon = \frac{\Psi}{2} - \varepsilon. \quad (71)$$

com ε positivo e arbitrariamente pequeno, então os momentos de x podem ser calculados a partir dos momentos de x' .

Um resultado importante é que, quando o TQ II é satisfeito, os momentos da variável quantizada são iguais aos momentos da soma da variável de entrada com um ruído uniformemente distribuído. Este ruído tem média quadrática $q^2/12$. Como a média é zero, a variância será:

$$\sigma^2 = \frac{q^2}{12}. \quad (72)$$

Outro ponto importante a ser tratado é a SNR do quantizador de ponto-fixa. Considerando-se um quantizador de ponto-fixa de $B - 1$ bits e fundo de escala X_m , tem-se (OPPENHEIM; SCHAFER; BUCK, 1999):

$$\text{SNR}_{\text{dB}} = 6,02B + 10,8 - 20 \log_{10} \left(\frac{X_m}{\sigma_x} \right) \quad (73)$$

Para casos em que a FDP do sinal é concentrada em torno do zero, como é o caso da distribuição gaussiana com média zero, e ajustando-se o sinal, através amplificação, de forma que $\sigma_x = X_m/4$, a SNR pode ser aproximada por (OPPENHEIM; SCHAFER; BUCK, 1999):

$$\text{SNR}_{\text{dB}} \approx 6B - 1,25 \quad (74)$$

Por exemplo, para um conversor A/D de ponto-fixa com 8 bits, a SNR é de aproximadamente 53 dB. Já para um conversor de 12 bits, tem-se uma SNR de aproximadamente 77 dB.

3.5.2 Quantização em ponto-flutuante

Toda a teoria de quantização uniforme descrita até aqui pode ser aplicada de maneira bastante razoável na análise de quantização em ponto-flutuante, que é o caso de interesse neste trabalho.

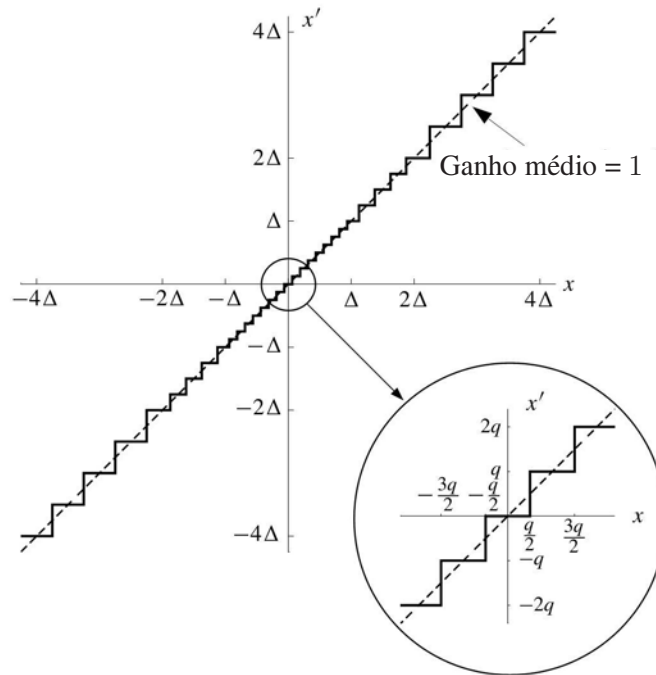
A representação de variáveis em ponto-flutuante é mais interessante porque com um pequeno número de dígitos é possível cobrir uma faixa dinâmica larga de valores. No entanto, enquanto que na representação de ponto-fixo o erro de arredondamento tem valores entre $\pm q/2$, na de ponto-flutuante ele é proporcional à amplitude da quantidade representada (WIDROW; KOLLÁR, 2008).

Uma variável em ponto-flutuante é representada em dois blocos: mantissa, M , e expoente, e , na forma $M \cdot 2^e$. O número de bits da mantissa será chamado de p , enquanto que q continua sendo o menor passo da quantização. Imaginando que o valor da variável (x) está aumentando, cada vez que o valor do expoente aumenta, tem-se um ciclo. O espaçamento entre os ciclos é determinado por Δ , definido conforme (75):

$$\Delta \triangleq 2^p q. \quad (75)$$

Desta forma, para uma mantissa de 3 bits, tem-se $\Delta = 8q$. Esse é o caso da curva mostrada na Figura 20, que mostra a relação entre a variável não quantizada x e a quantizada x' .

Figura 20: Curva característica de um quantizador de ponto-flutuante com mantissa de 3 bits.



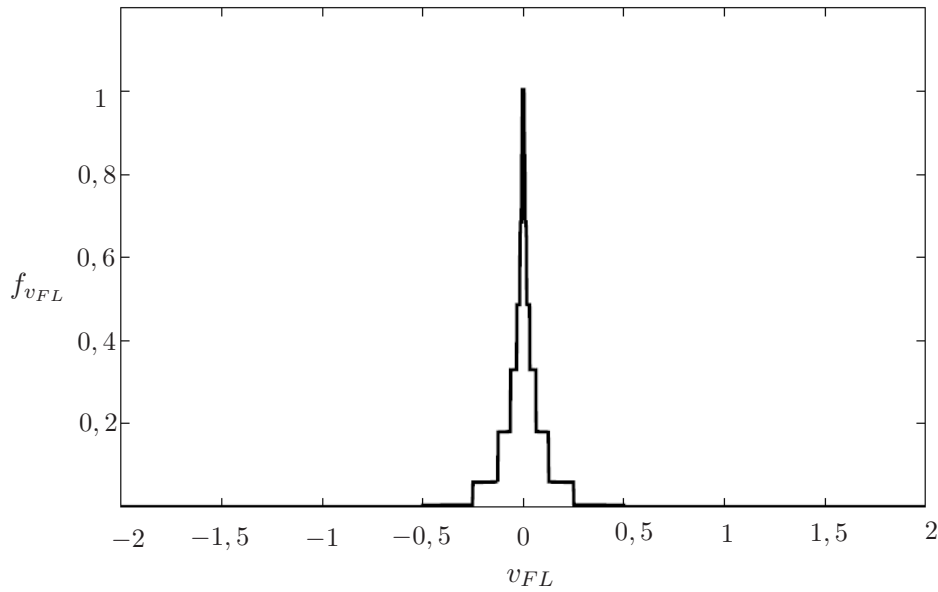
Fonte: Widrow e Kollár (2008).

O ruído de arredondamento de um quantizador de ponto-flutuante v_{FL} é a diferença entre a saída e a entrada (WIDROW; KOLLÁR, 2008):

$$v_{FL} = x' - x. \quad (76)$$

A FDP do ruído de quantização, $f_{v_{FL}}$, é conhecida como *distribuição arranha-céu*, devido a seu formato, conforme a Figura 21.

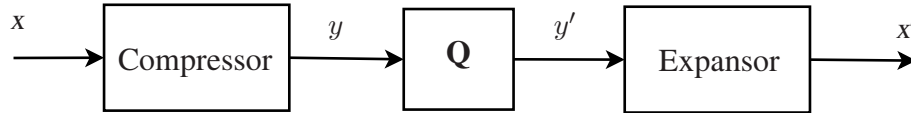
Figura 21: FDP do ruído de quantização de ponto flutuante com entrada gaussiana de média zero, $\sigma_x = 32\Delta$ e mantissa de 2 bits.



Fonte: Widrow e Kollár (2008).

Um quantizador de ponto-flutuante pode ser modelado em três blocos: um compressor, um quantizador uniforme (representado por **Q**) e um expansor, conforme a Figura 22.

Figura 22: Modelo de um quantizador de ponto-flutuante.



Fonte: Adaptado de Widrow, Kollár e Liu (1996).

Conhecidas as propriedades do compressor, pode-se obter y a partir de x . Conhecido y , é possível aplicar a teoria da quantização uniforme para obter y' . Então obtém-se x' conhecendo-se as propriedades do expansor, que apresenta função inversa ao compressor.

Sob condições práticas, em que as variáveis apresentam um número de bits adequado, como por exemplo os tipos *single* e *double* do padrão IEEE, (INSTITUTE OF ELECTRICAL AND ELECTRONICS ENGINEERS – IEEE. ANSI/IEEE Std 854-1987; 1987), o quantizador uniforme pode ainda ser substituído por seu modelo PQN. Desta forma, o ruído de quantização entre os sinais y e y' obedece (77):

$$v = y' - y. \quad (77)$$

De forma aproximada, o ruído de quantização em ponto flutuante pode ser representado por (78):

$$v_{FL} \approx v \cdot x \cdot \frac{\ln 2}{\Delta}. \quad (78)$$

Além disto, quando as condições do modelo PQN são satisfeitas, o ruído de quantização

de ponto-flutuante tem média zero e é descorrelacionado com o sinal de entrada. Então o valor médio quadrático (potência média) do ruído obedecerá à relação (79):

$$\frac{1}{12} \cdot 2^{-2p} \cdot E[x^2] \leq E[v_{FL}^2] \leq \frac{1}{3} \cdot 2^{-2p} \cdot E[x^2], \quad (79)$$

e a SNR à (80):

$$3 \cdot 2^{2p} \leq \text{SNR} \leq 12 \cdot 2^{2p}. \quad (80)$$

Na maioria dos casos práticos (detalhes em Widrow e Kollár (2008)), a potência média do ruído de quantização e a SNR podem ser calculadas, respectivamente, como em (81) e (82):

$$E[v_{FL}^2] = 0,180 \cdot 2^{-2p} \cdot E[x^2], \quad (81)$$

$$\text{SNR} = 5,55 \cdot 2^{2p}. \quad (82)$$

Para se ter uma ideia quantitativa, seja um quantizador de ponto-flutuante de padrão IEEE *single*, que tem como características 1 bit de sinal, 8 de expoente e 23 de mantissa. Neste caso, a SNR será de 146 dB.

3.6 Ruído quântico

Neste item será mostrado um tipo de ruído mais específico do sistema interferométrico. A interferometria se baseia na luz, neste caso gerada por laser, que é responsável por inserir no sistema o chamado *ruído quântico*. A energia proveniente do laser é descrita por um fluxo de fótons que se comporta estatisticamente como um conjunto de partículas discretas não correlacionadas, com distribuição de Poisson (BUTRÓN, 1998). A distribuição de Poisson apresenta variância igual ao valor médio (CARLSON; CRILLY, 2009). O fluxo médio de fótons, $\dot{N}_\nu$, é função da frequência do laser, ν , da constante de Planck, h , e da potência média, P_L , correspondente a uma irradiação óptica em um intervalo de tempo ΔT , conforme (83):

$$\dot{N}_\nu = \frac{P_L}{h\nu}. \quad (83)$$

O número médio de fótons gerados pelo laser, N_ν em um período ΔT é igual a $\dot{N}_\nu T$. Como trata-se de uma distribuição de Poisson, o desvio padrão será:

$$\sigma_{N_\nu} = \sqrt{N_\nu}, \quad (84)$$

Considerando que $N_\nu = \dot{N}_\nu \Delta T$, pode-se também definir o desvio padrão do fluxo de fótons:

$$\sigma_{\dot{N}_\nu} = \sigma_{N_\nu} / \Delta T = \sqrt{N_\nu} / \Delta T. \quad (85)$$

Utilizando-se (85) e recorrendo-se à expressão (83), pode-se determinar o desvio padrão de P_L , σ_{P_L} :

$$\sigma_{P_L} = h \nu \sigma_{\dot{N}_\nu}. \quad (86)$$

Substituindo (85) em (86), em seguida (83) no resultado e manipulando, tem-se que:

$$\sigma_{P_L} = \frac{h \nu \sqrt{N_\nu}}{\Delta T} = \frac{h \nu}{\Delta T} \sqrt{\frac{P_L \Delta T}{h \nu}} = \sqrt{\frac{P_L h \nu}{\Delta T}}. \quad (87)$$

A equação (87) é uma expressão bastante utilizada na literatura, pois descreve o desvio padrão da potência média em função da própria potência média e da largura de faixa. Ela revela que a potência óptica gerada pelo laser apresenta um desvio padrão com relação ao seu valor médio, decorrente de sua natureza quântica (BUTRÓN, 1998).

Apresentadas as características do laser, investiga-se como o ruído quântico influenciará no sinal fotodetectado. Em primeiro lugar, considera-se que o ruído quântico é predominante sob as outras fontes de ruído do interferômetro. Desta maneira, será considerado que o laser é a única fonte de ruído até a fotodetecção. No entanto, será considerada a eficiência quântica do fotodetector, η , que é probabilidade de um fóton com energia $h\nu$ transferir um elétron da banda de valência para um nível de energia na banda de condução (BUTRÓN, 1998). Para um fotodetector ideal, $\eta = 1$, sendo que para um fotodetector real, $\eta < 1$. Assim, considerando-se a eficiência quântica, o fluxo de elétrons $\dot{N}_e$ no fotodetector será:

$$\dot{N}_e = \eta \dot{N}_\nu = \eta \frac{P_L}{h \nu}. \quad (88)$$

A corrente elétrica média no fotodetector, i , é determinada por:

$$i = e \dot{N}_e = e \eta \frac{P_L}{h \nu}, \quad (89)$$

sendo e a carga do elétron. Para considerar a eficiência do fotodetector, faz-se a correção da equação (87), sendo o novo desvio padrão da potência $\sigma_{P_L}^\eta$:

$$\sigma_{P_L}^\eta = \sqrt{\frac{P_L h \nu}{\eta \Delta T}}, \quad (90)$$

a partir da qual se extrai a relação sinal ruído para o ruído quântico do laser:

$$\frac{P_L}{\sigma_{P_L}^\eta} = \sqrt{\frac{\eta P_L \Delta T}{h \nu}}. \quad (91)$$

Já o desvio padrão da corrente no fotodetector, considerando-se η , será:

$$\sigma_i^\eta \sqrt{\Delta T} = \frac{e}{h\nu} \sqrt{\frac{P_L h\nu}{\eta}}. \quad (92)$$

Para exemplificar, seja um laser Hélio-Neônio com $\lambda = 632,8$ nm e fotodetector com eficiência $\eta = 0,8$. Neste caso:

$$\sigma_i^\eta \sqrt{\Delta T} = 3,29 \times 10^{-10} \sqrt{P_L}, \quad (93)$$

Sabendo-se que o laser utilizado neste trabalho apresenta P_L da ordem de dezenas de miliwatts, o desvio padrão da corrente do laser é da ordem de 10^{-10} . Acredita-se que esta ordem de grandeza de ruído é muito inferior a de outros tipos de ruído presentes no sistema e, desta maneira, não é creditado ao ruído quântico contribuição significativa para o caso experimental tratado aqui.

3.7 Comentários

Neste capítulo foram abordados alguns tipos de ruído que influenciam no sistema baseado em interferômetro. De maneira geral, sob certas considerações, pôde-se fazer a modelagem do ruído e estimar algumas propriedades, como a potência, o que permite estimar qual será sua influência nos resultados obtidos.

De maneira geral, o ruído descrito até aqui não pode ser evitado. Não é possível modificar as características físicas de componentes elétricos para evitar o ruído térmico, nem evitar que o laser apresente ruído quântico. Sob o ponto de vista do ruído de quantização, é possível diminuí-lo utilizando sistemas de aquisição e processamento com maior número de bits e optando-se pelo ponto-flutuante. Mas considerando-se um determinado sistema, haverá ruído de quantização, mesmo que pequeno, e também erro de arredondamentos devido ao processamento.

Os ruídos térmico, de quantização e quântico foram abordados porque, em maior ou menor intensidade, todos são encontrados no sistema baseado em interferômetro e DSP. No entanto, podem existir no sistema outros tipos de ruído, os quais não se conhece o modelo. Este ruído desconhecido provém de fontes externas ao sistema, e são chamados de interferências. As interferências podem ser transmitidas ao sistema pela rede elétrica, por campos eletromagnéticos ou ainda campos acústicos, que podem se propagar pelo ar ou pelo solo. É feito um moderado controle das perturbações mecânicas, como a utilização de bancada especial para a montagem do interferômetro, que permite um isolamento parcial entre o solo e o experimento. Também procura-se manter o ambiente fechado, para reduzir o fluxo de ar, e com o mínimo de pessoas possível. Dessa maneira, diminui-se consideravelmente as perturbações externas.

Assim, para determinar o comportamento do ruído no sistema é necessário realizar medições experimentais, o que será feito nas próximas etapas deste trabalho.

4 PROCESSAMENTO DIGITAL DE SINAIS

Neste capítulo serão vistos alguns aspectos sobre o processamento de sinais utilizado neste trabalho. Primeiro será mostrado o algoritmo de Goertzel, utilizado na análise em frequência do sinal. Em seguida serão apresentadas as plataformas utilizadas para aquisição e processamento, os kits baseados em DSPs DSK TMS320VC5416 e eZdsp TMS320F28335, o primeiro de ponto-fixe e o segundo de ponto-flutuante. Será apresentado um comparativo entre os desempenhos dos DSPs, para a tarefa de estimação do índice de modulação de sinais interferométricos simulados. Os sinais simulados são enviados à saída da placa de som de um microcomputador, sendo aquisição e processamento executados em tempo real nos DSPs.

4.1 Algoritmo de Goertzel

Os métodos de demodulação do sinal interferométrico aplicados neste trabalho são baseados na análise espectral do sinal. Como é necessário o cálculo de apenas algumas raia de frequência em qualquer um dos métodos, em vez de calcular o conteúdo espectral usando o algoritmo de FFT (*Fast Fourier Transform*), optou-se por utilizar o algoritmo de Goertzel (OPENHEIM; SCHAFER; BUCK, 1999), mais eficiente neste caso. Como o objetivo é implementar o sistema de medição utilizando um DSP, a eficiência computacional é um fator relevante, já que DSPs em geral tem poder computacional e memória restritos.

Seja a DFT (*Discrete Fourier Transform*) de um sinal amostrado $s[m]$ de comprimento M , mostrada na equação (94):

$$S[k] = \sum_{m=0}^{M-1} s[m] W_M^{km}. \quad (94)$$

O coeficiente k é a posição da raia espectral que se deseja obter, e é determinado pela relação $k = f_n M / f_s$, sendo f_n a frequência harmônica de ordem n que se deseja determinar a amplitude e f_s a taxa em que o sinal foi amostrado. A constante W_M é definida como $\exp(-j2\pi/M)$ para facilitar a notação.

O algoritmo de Goertzel implementa uma amostra da DFT, e pode ser visto como um filtro de primeira ordem com coeficiente complexo, conforme o diagrama da Figura 23, e cuja resposta impulsiva é dada por:

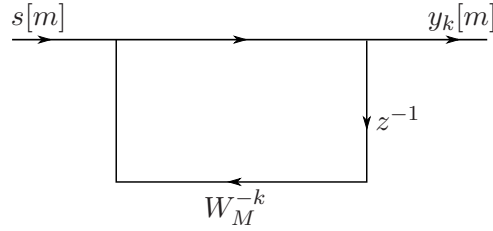
$$h_k[m] = W_M^{-km} u[m] = e^{j\frac{2\pi}{M}km} u[m], \quad (95)$$

sendo $u[m]$ a função degrau unitário. A saída do filtro, $y_k[m]$ será:

$$y_k[m] = s[m] * h_k[m], \quad (96)$$

sendo que “ $*$ ” representa a operação de convolução.

Figura 23: Diagrama de fluxo para o algoritmo de Goertzel.



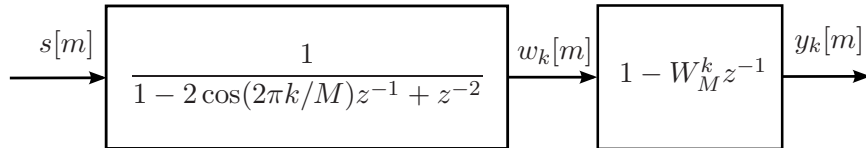
Fonte: Adaptado de Oppenheim, Schafer e Buck (1999).

O valor da amplitude espectral do sinal $s[m]$ na posição k , $S[k]$, será:

$$S[k] = y_k[m]|_{m=M}. \quad (97)$$

Para cada $y_k[n]$ tem-se uma multiplicação complexa, ou quatro multiplicações reais. Como deve-se calcular até $m = M$, tem-se M multiplicações complexas ou $4M$ multiplicações reais para o cálculo de cada raia espectral. Para diminuir o número de operações, o sistema é implementado em duas etapas, conforme o diagrama da Figura 24.

Figura 24: Diagrama de blocos para o algoritmo de Goertzel.



Fonte: Adaptado de Oppenheim, Schafer e Buck (1999).

O sistema também pode ser expresso em equações de diferenças. Primeiro calcula-se $w_k[m]$, segundo (98):

$$w_k[m] = s[m] + 2 \cos(2\pi k/M) w_k[m-1] - w_k[m-2], \quad (98)$$

sendo $w[m]$ calculado para $0 \leq m \leq M$ e as condições iniciais $w[-2] = w[-1] = 0$.

Em seguida, calcula-se $y_k[m]$, conforme (99):

$$y_k[m] = w_k[m] - e^{-j2\pi k/M} w_k[m-1]. \quad (99)$$

Na realidade, só é necessário o cálculo de $y_k[m]$ para $m = M$, ou seja, é executada apenas

uma operação complexa para cada raia espectral calculada, o que diminui o tempo de processamento.

Para o método de Pernick, por exemplo, demanda-se o cálculo de três raias espectrais, ou seja, o procedimento descrito acima é repetido três vezes.

4.2 Plataformas de aquisição e processamento - DSPs

Processadores digitais de sinais (DSP – *Digital signal processors*) são otimizados para processamento numérico de alta complexidade. Eles são aplicados nas mais diversas áreas, desde instrumentos de medição até celulares.

Neste trabalho foram utilizados dois DSPs, um com arquitetura de ponto-fixo e outro de ponto-flutuante. Na realidade, o DSP é apenas o processador, mas por simplicidade será chamado de DSP a placa como um todo, na qual existem periféricos, como memória, conversores, conectores, etc. Neste trabalho foram empregados os kits baseados nos processadores TMS320VC5416 (ponto-fixo) e TMS32F28335 (ponto-flutuante), ambos fabricados pela Texas Instruments (TI) e doados pela mesma à Unesp.

A comunicação entre os DSPs e o micro-computador, utilizado para a programação, é feita através da interface USB. A programação é desenvolvida com o *software Code Composer Studio* (CCS), e feita em linguagem C. Após a compilação, é gerado o código em linguagem Assembly.

O CCS é uma ferramenta de desenvolvimento da TI específica a cada kit. Ele possui compilador C, *assembler* e algumas ferramentas como o utilitário para gravação na memória *flash*. Sua interface gráfica permite o controle por parte do usuário. Nela estão o editor de criação de códigos fonte, gerenciador de projetos e ferramentas como *debugger*, que permite verificar o programa quando ele está sendo executado. A placa só passa a operar sem auxílio do micro-computador quando o programa em desenvolvimento é finalizado e gravado em sua memória *flash*.

4.2.1 DSK TMS320VC5416

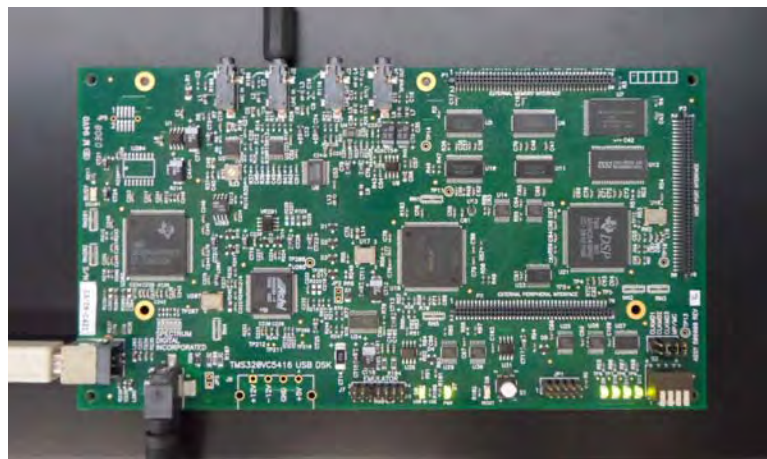
O TMS320VC5416 DSP Starter Kit (DSK), mostrado na Figura 25, pertence à família C5000 *Power-Efficient DSP* da Texas Instruments. É baseado no processador TMS320VC5416, e por simplicidade será chamado no texto por VC5416. Sua representação é em ponto fixo, opera a 160 MHz e tem barramento de 16 bits. As especificações gerais do kit são as seguintes:

- Codec: PCM 3002, estéreo, com taxa padrão de amostragem máxima de 48 kHz, capaz de usar 16 ou 20 bits por amostra; possui quatro registradores. Este será utilizado para a aquisição dos sinais. O conversor D/A pode ser utilizado, por exemplo, em aplicações

em que se necessita de realimentação, como sistemas de malha fechada para o controle do ponto de operação quiescente (condição de quadratura de fase) de interferômetros.

- CPLD (*Complex Programmable Logic Device*): EPM3128TC144-10, da Altera, responsável, entre outras coisas, pela decodificação de endereço e acesso à lógica da memória. Contêm oito registradores de oito bits, responsáveis pelo controle dos LEDs, leitura das chaves, controle dos canais de comando do codec, entre outros.
- Conectores de áudio: microfone, alto-falante, entrada de linha, saída de linha;
- Chaves de controle: quatro chaves, dando possibilidade de 16 níveis;
- Memória RAM – 128k x 16b – interna;
- Memória ROM – 16k x 16b – configurada para memória de programa;
- Memórias externas:
 - SRAM – 64k x 16b, suportando expansão de 256k x 16b;
 - Flash – 256k x 16b, suportando expansão de 1M x 16b;

Figura 25: Fotografia do DSK TMS320VC5416.



Fonte: Elaborado pela autora.

Pelo fato de que este DSP opera em lógica de ponto fixo, é importante discutir como ela funciona para prever possíveis dificuldades e erros no processamento dos dados obtidos pelo sistema interferométrico.

Quando se somam dois números positivos de N bits, o resultado pode ser um número de $N+1$ bits, ou seja, não será possível representá-lo com o tamanho de palavra disponível (*overflow*). Similarmente, quando se subtraem dois números negativos, há a possibilidade de que o resultado seja um número também não representável com o tamanho de palavra. No caso de multiplicação, em geral, quando esta é realizada com dois números de N bits, o resultado é um

número de $2N$ bits. Para adequar os valores obtidos dentro da faixa de representação, é necessário realizar operações de escalonamento a medida que se executam os cálculos, podendo ser necessário realizar a compensação ao final. Para a implementação do algoritmo de Goertzel, por exemplo, várias operações de escalonamento são realizada para que os valores se mantenham dentro da faixa de representação, o que aumenta o erro. Para minimizar este erro, é necessário desenvolver algoritmos mais sofisticados, o que torna a programação mais trabalhosa.

4.2.2 *eZdsp TMS320F28335*

Neste trabalho também foi usado um DSP com arquitetura de ponto-flutuante, o eZdsp TMS320F28335 system kit. Trata-se igualmente de um kit didático, baseado no processador TMS32F28335, e será chamado no texto, por simplicidade, de F28335. O kit é mostrado na Figura 26, e apresenta as seguintes características gerais:

- Controlador digital de sinais TMS32F28335 com velocidade de 150 MHz;
- Unidade de ponto-flutuante de 32 bits no chip;
- Memória no chip:
 - Flash: 256k x 16
 - SARAM: 34k x16;
- 256 kB de memória RAM externa;
- Conversor A/D de 12 bits com 16 canais
 - Taxa de conversão de 80 ns - 12,5 MHz
 - Multiplexador de canal de entrada
 - Conversão simultânea
 - Referência interna e externa;
- Múltiplos conectores de expansão;
- Conector RS-232 on board;
- Controlador USB JTAG embarcado on board;
- Operação em + 5 volts.
- Code Composer Studio, incluindo compilador C, Assembler, Linker e Debugger;
- F28335 header files e exemplos de software;

- Compatível com o programador SDFlash da Spectrum Digital.

Com esta plataforma de processamento, em ponto-flutuante, é possível desenvolver programas mais simples e eficazes. Por este motivo, esperam-se melhores resultados com este DSP em comparação ao TMS320VC5416.

Figura 26: Fotografia do eZdsp TMS320F28335.



Fonte: Elaborado pela autora.

4.3 Análises práticas sobre a aquisição e processamento em DSP

A escolha de aplicar um DSP para o processamento do sinal fotodetectado foi motivada, principalmente, pela necessidade de se automatizar o processo de medição. Para o ensaio em foco neste trabalho, que é a obtenção da curva de deslocamento em função da tensão aplicada a um piezoatuador em sua região linear, são necessárias várias aquisições. Antes de cada aquisição deve ser observado se o sinal está estável e com uma amplitude adequada, a fim de minimizar o erro. Em seguida, é feita a aquisição e armazenamento do sinal, que é posteriormente processado via software matemático. Este processo é repetido para cada valor de tensão aplicada ao piezoatuador. Com o DSP é possível fazer a aquisição do sinal, verificar automaticamente se o sinal está adequado e processá-lo, obtendo-se a informação de deslocamento desejada. Dispensa-se, assim, o uso de osciloscópio para aquisição e microcomputador para o processamento (conforme vem sendo feito regularmente em outros trabalhos na FEIS UNESP), simplificando e reduzindo o custo do sistema de medição. Além disto, o tempo gasto para realizar as medições é reduzido, além de haver uma melhora na qualidade dos resultados. Implementar o sistema desta maneira é o objetivo deste trabalho.

Na verdade, é possível automatizar ainda mais o processo utilizando DSP. O eZdsp F28335 system kit, por exemplo, possui também saídas, que podem ser utilizadas no controle, por exemplo, da fonte de tensão responsável pela excitação do atuador. Na realidade, é possível até

mesmo gerar a forma de onda a ser aplicada ao atuador utilizando o DSP. Todavia, estas etapas são deixadas como sugestão para trabalhos futuros.

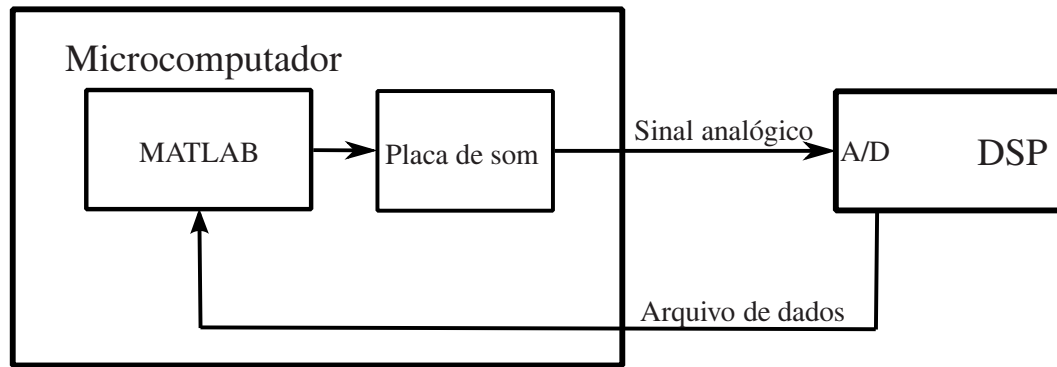
As características dos DSPs apresentadas são bastante adequadas para esta aplicação, tanto em resolução de bits, taxa de amostragem e velocidade de processamento. Em geral, os APFs são ensaiados com frequência de excitação na ordem de kHz, sendo para o DSP F28335 necessária a redução da taxa de amostragem via *software*. Assim permitem-se os controles de tempo de aquisição e do número de ciclos do sinal, objetivando-se otimizar o processamento e reduzir o erro. Por outro lado, para o DSP VC5416 a taxa de aquisição é limitada aos 48 kHz, já adequada para os ensaios com frequência de excitação da ordem de alguns kHz. Porém, para ensaios em mais altas frequências, o VC5416 se torna inadequado devido à limitação de seu conversor A/D.

Para a sua programação, encontrou-se uma certa dificuldade na configuração da taxa de amostragem do DSP F28335. Os valores possíveis de taxas de amostragem são limitados, e dependem do valor de uma variável do sistema, conforme uma fórmula disponibilizada pelo fabricante. No entanto, notou-se que a fórmula não era precisa, sendo necessário mensurar qual a taxa real de amostragem. Tal procedimento foi realizado utilizando-se um gerador de funções ligado ao conversor A/D do DSP. Foi ajustada uma forma de onda senoidal de frequência conhecida f_c , o sinal foi adquirido pelo DSP e seu espectro observado na interface gráfica do software. Através da detecção do pico em frequência, na posição k , e sabendo-se o número de pontos utilizado no cálculo do espectro, foi possível determinar a frequência de amostragem real da placa. Por exemplo, para ajustar a taxa de amostragem do F28335 de maneira compatível a do VC5416, o valor mais próximo é 50 kHz. Pela fórmula do fabricante, o valor mais próximo seria 48999 Hz. Na prática, verificou-se uma frequência de amostragem de 49019 Hz, um pequeno desvio com relação ao valor previsto pelo fabricante, mas que para esta aplicação faz uma grande diferença, sendo o processo de calibração bastante importante.

4.4 Comparação entre os DSPs por meio de emulação

Para comparar os dois sistemas baseados em DSPs, neste item os algoritmos desenvolvidos para cada um deles serão testados por meio de emulação. Estes testes são chamados de emulação porque os sinais enviados aos DSPs são simulados (ainda não são os sinais obtidos por experimentos), porém são convertidos para analógico e todo o resto do processo, ou seja, aquisição dos dados e processamento, é realizado exatamente como será feito para o sistema interferométrico, inclusive em tempo real. Esta forma de emulação é importante porque, como se tratam de sinais simulados, há valores teóricos de índice de modulação e, portanto, previamente conhecidos. Assim, é possível fazer uma comparação precisa entre os DSPs, considerando tanto a aquisição quanto o processamento. A Figura 27 mostra um diagrama de blocos simplificado do sistema.

Figura 27: Diagrama de blocos simplificado do sistema de teste do DSP utilizando a placa de som do microcomputador.



Fonte: Elaborado pela autora.

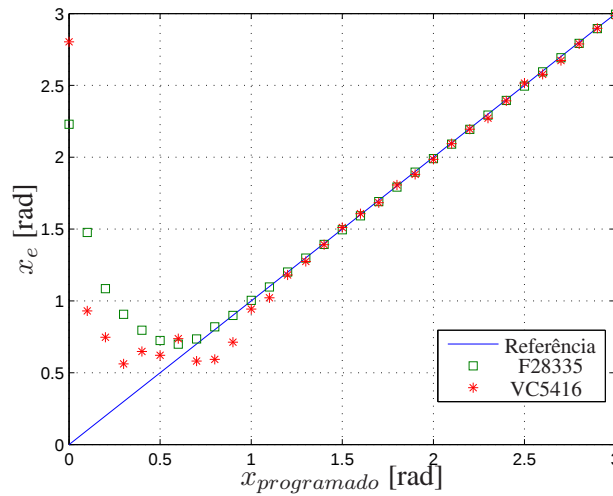
A simulação do interferômetro é feita com um microcomputador. A geração do sinal interferométrico, conforme seu modelo (1), é realizada pelo MATLAB. O mesmo software envia o sinal digital simulado para a placa de som do computador, que atua simplificadaamente como um conversor digital-analógico (D/A). Como a placa de som do computador tem resposta em frequência limitada, foram ajustadas frequências compatíveis. Para o DSP F28335, cujo A/D opera de 0 a 3 V, foi necessário projetar um circuito somador de tensão para ajustar o sinal dentro dos limites do conversor A/D. Já para o DSP VC5416 o procedimento de ajuste não foi necessário.

Uma outra possibilidade para emular o sistema interferométrico seria através de um gerador de funções que possua a opção de geração de forma de onda arbitrária. O sinal seria gerado no MATLAB e transferido ao gerador através de sua interface de comunicação. Na realidade, este procedimento foi realizado para algumas formas de onda, mas como a memória do gerador de funções disponível é limitada a apenas seis formas de onda, o procedimento de transferência das formas de onda deveria ser feito por etapas, o que seria um pouco lento. Por este motivo, optou-se por utilizar a placa de som do computador, pois a comunicação entre ela e o MATLAB é bastante simples, sendo possível mudar os parâmetros das formas de onda sem qualquer dificuldade.

Foram escolhidos $f_0 = 500$ Hz ($f_0 = \omega_0/2\pi$) e $\phi_0 = \pi/4$ rad. O índice de modulação x foi variado de 0 até 3 rad. Os DSPs foram programados para executar a detecção das harmônicas através do algoritmo de Goertzel. O método de demodulação escolhido foi o Pernick com $n = 2$, compatível com a faixa em análise. Na Figura 28 são mostrados os valores de x_e em função de $x_{programado}$ obtidos com os dois DSPs. A Figura 29 mostra o erro percentual ($\text{Erro} = 100(x_{programado} - x_e)/x_{programado}$).

Da Figura 28, nota-se que o ruído presente no sistema de emulação não permitiu que valores muito baixos de índice de modulação fossem corretamente estimados. No entanto, se for apenas analisada a região de $x > 1$ rad, em que o erro se torna pequeno para ambos os DSPs, nota-se

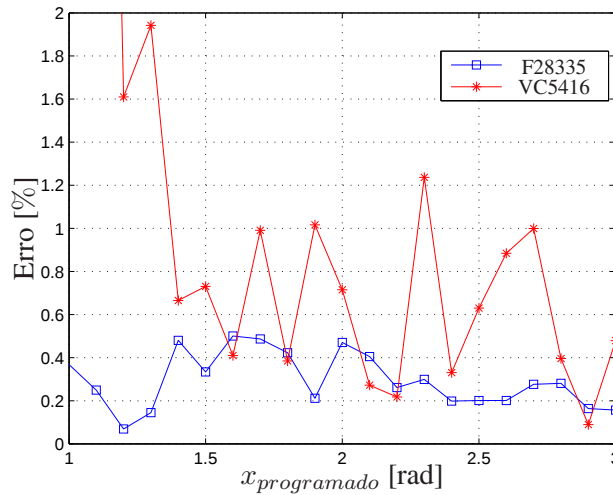
Figura 28: Resultados para o sistema de emulação com os DSPs VC5416 e F28335 em tempo real.



Fonte: Elaborado pela autora.

que o F28335, de ponto-flutuante, foi mais eficiente, conforme mostrado na Figura 29.

Figura 29: Erro percentual dos resultados obtidos com o sistema de emulação com os DSPs VC5416 e F28335 em tempo real.



Fonte: Elaborado pela autora.

Além de ter apresentado melhor desempenho na região de interesse, o DSP de ponto-flutuante pode ser programado de forma mais simples que o de ponto-fixado, além de apresentar mais recursos.

Cita-se que seria possível obter melhores resultados com o DSP de ponto-fixado investindo-se em uma programação mais sofisticada. No entanto, o DSP de ponto-flutuante se mostrou suficientemente adequado para a aplicação em tempo real, e por ser mais eficiente e mais versátil que o de ponto-fixado, será utilizado para medições no sistema interferométrico prático. Além disto, o eZdsp TMS320F28335 apresenta maior versatilidade na taxa de amostragem, que pode

ser modificada e chegar até 12 MHz. Já o DSK TMS320VC5416 apresenta taxa de aquisição restrita em 48 kHz, o que limita a aplicação a mais baixas frequências.

4.5 Comentários

Neste capítulo foram feitas algumas considerações a respeito do processamento de sinais utilizado neste trabalho. Inicialmente, foi apresentado o algoritmo de Goertzel, um método eficiente de cálculo de poucos pontos do espectro de um sinal. O algoritmo de Goertzel é, portanto, a base para a aplicação dos métodos de demodulação dos sinais interferométricos abordados neste trabalho, que são baseados em análise harmônica. Em seguida foram apresentados e comparados dois tipos de kits baseados em DSPs, um de ponto-fixo (VC5416) e outro de ponto-flutuante (F28335). Foi verificado que o de ponto-flutuante apresentou resultados mais precisos que o de ponto-fixo. Embora seja possível otimizar o algoritmo implementado no DSP de ponto-fixo, o que poderia reduzir o erro, optou-se por utilizar o DSP de ponto-flutuante nas medições experimentais, pois é possível realizar a programação de forma simples e obter resultados confiáveis.

Resume-se então a etapa de processamento de sinais que será realizada na parte experimental: o sinal analógico fotodetectado deve primeiramente passar por um circuito limitador de tensão, para que o sinal não exceda a faixa de 0 a 3 V, compatível com o conversor A/D do DSP F28335. Em seguida, o sinal analógico é convertido para digital pelo conversor A/D do DSP, sendo então processado. O programa desenvolvido para processar os sinais no DSP primeiro realiza a detecção de certas harmônicas do sinal, através do algoritmo de Goertzel, e em seguida aplica o método (ou métodos) de demodulação escolhido(s) previamente. Ter-se-á então a estimação do índice de modulação do sinal e deslocamento mecânico, valores que poderão tanto serem mostrados na própria interface do software do DSP, quanto gravados em um banco de dados para utilização futura.

Antes de encerrar este capítulo, registra-se que os primeiros trabalhos da autora com DSPs foram desenvolvidos com o DSK TMS320VC5416, o qual, por ser de programação mais complexa, serviu como uma excelente ferramenta de aprendizado. A amostragem de sinais interferométricos e a determinação do espectro de frequências correspondente foram realizados, a fim de traçar a curva de linearidade de atuadores piezoelétricos flexensionais através do método de $J_1 \dots J_4$ (BERTON et al., 2010; BERTON; KITANO; HIGUTI, 2010). No entanto, estes resultados não serão discutidos aqui por motivos de não estender demasiadamente o texto e porque a qualidade dos resultados obtidos com o eZdsp TMS320F28335 apresentaram-se muito superiores.

5 MEDIÇÃO EXPERIMENTAL DO RUÍDO

Neste capítulo serão mostrados resultados referentes à medição experimental do ruído em um sistema interferométrico. Como foi visto em capítulos anteriores, existem vários tipos de ruído possíveis em tal sistema, como por exemplo o ruído térmico, proveniente das partes eletrônicas, o ruído de quantização, devido ao processo de conversão A/D e também ao processamento digital e o ruído quântico, inerente ao laser.

Além disto, existem vários outros tipos de ruídos e interferências externos que podem afetar o sistema, tanto de natureza elétrica, que provêm da rede de alimentação em que o sistema está conectado, ou de natureza mecânica, já que o APF está em espaço livre e pode ser afetado por campos de pressão gerados pelo som (indução de tensão elétrica devido ao efeito piezoelétrico direto), por exemplo, como também de natureza eletromagnética, devido a interferência dos campos eletromagnéticos presente no ambiente com as partes eletrônicas do sistema.

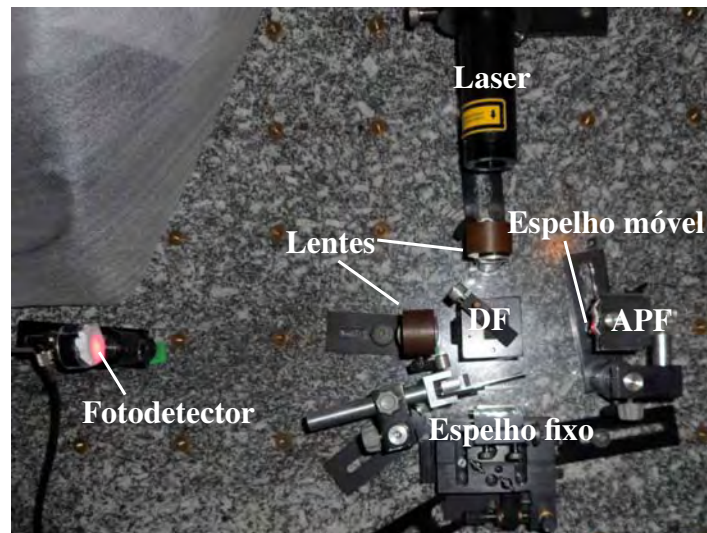
Objetiva-se neste capítulo determinar o espectro do ruído que interfere no sistema, assim como estimar a SNR. Embora se tenha feito o estudo teórico de alguns tipos de ruído, esta análise não é completa, conforme discutido. Assim, será feito um levantamento experimental do ruído, de acordo com a teoria estudada.

5.1 Determinação do espectro do ruído

Para o levantamento experimental do espectro do ruído foi montado o interferômetro de Michelson, conforme a Figura 30. Tal configuração é a mesma utilizada para realizar medições de nanodeslocamentos em tempo real, objetivo final deste trabalho. O estágio de excitação do atuador, embora conectado ao sistema, é mantido desligado, sendo apenas o laser e fotodetector ligados. Assim, o sinal fotodetectado apresentará ruído quântico, devido ao laser, ruído eletrônico, devido aos cabos e circuito eletrônico presente no fotodetector, ruído de quantização, devido a conversão A/D, e o ruído ambiental.

O processo de aquisição, nesta etapa, foi realizado utilizando-se o osciloscópio digital TDS2024C, da Tektronics (TEKTRONIX, 2011), que possui 8 bits de resolução. O fotodetector utilizado foi o PDA55, da THORLABS (THORLABS, 2005), que possui cinco níveis de ganho. O fotodetector foi ajustado no nível de ganho de 40 dB, o nível máximo. Neste ajuste, a largura de banda é de 60 kHz, o que funciona praticamente como um filtro *anti-aliasing*, já que a taxa de amostragem utilizada foi de 100 kHz. Poder-se-ia amostrar a uma taxa maior, mas foi verificado por meio de testes preliminares que existe um ruído acentuado em baixa frequência,

Figura 30: Interferômetro de Michelson para medição do ruído.



Fonte: Elaborado pela autora.

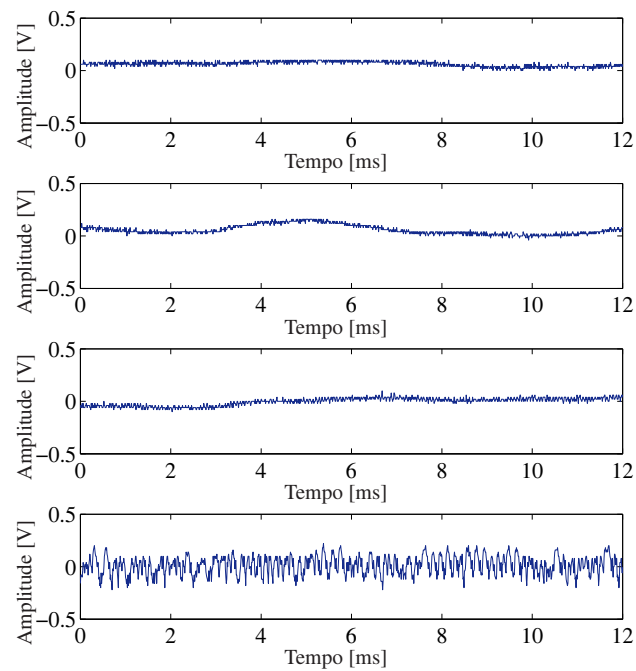
abaixo de 1 kHz. Como a quantidade de pontos de amostragem do osciloscópio é apenas 2500, ao utilizar uma taxa muito alta, o tempo total da amostragem torna-se pequeno, o que mascara os conteúdos de mais baixa frequências. Assim, apesar da amostragem ser realizada à taxa de 100 kHz, o que possibilita a análise em frequências de 0 até 50 kHz, será considerada apenas a banda de 0 até 40 kHz para análise do ruído, na qual garante-se não haver *aliasing*. Isto porque há a possibilidade de *aliasing* entre 40 kHz e 50 kHz, já que a banda do sinal é de 60 kHz, limite imposto pelo fotodetector ajustado no ganho de 40 dB.

Além disto, o nível DC do sinal foi retirado através do acoplamento AC do osciloscópio. O termo DC é característico do sinal interferométrico, conforme (3), e é composto (sem considerar o ruído) pelos termos $I_0/2$ e $FJ_0(x)$. No entanto, para métodos tratados neste trabalho, o termo DC não é utilizado, e as medições são realizadas com o acoplamento AC do osciloscópio. Desta maneira, as medições do ruído também serão executadas desta maneira.

Nas condições descritas, foram realizadas 400 aquisições de sinais de ruído com 2500 pontos cada uma. A Figura 31 mostra alguns exemplos de trechos destes sinais. As formas de onda da Figura 31 ilustram como é o comportamento do ruído neste experimento: na maioria do tempo, o ruído tem intensidade reduzida, na faixa de poucos mV e apresenta um comportamento oscilatório em baixa frequência, o que é comprovado pela análise espectral. No entanto, em alguns instantes, a perturbação ambiental faz com que o sinal de ruído se intensifique, o que é mostrado na quarta forma de onda da Figura 31. Os espectros dos sinais da Figura 31 foram calculados. A figura 32 mostra a potência espectral, apresentada em dBm (0 dBm corresponde a 1 mW de potência).

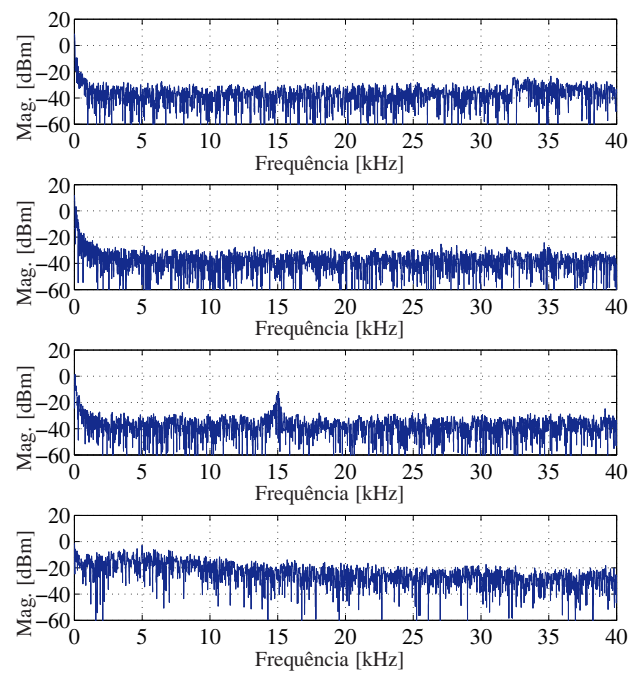
Constata-se, pela análise da Figura 32, que existe a predominância de componentes de baixas frequências, sendo o restante da banda praticamente constante. Estas componentes de baixas frequências, como será mostrado a seguir, são múltiplas da frequência da rede elétrica,

Figura 31: Exemplos de formas de onda do ruído experimental.



Fonte: Elaborado pela autora.

Figura 32: Espectros referentes às formas de onda da Figura 31.

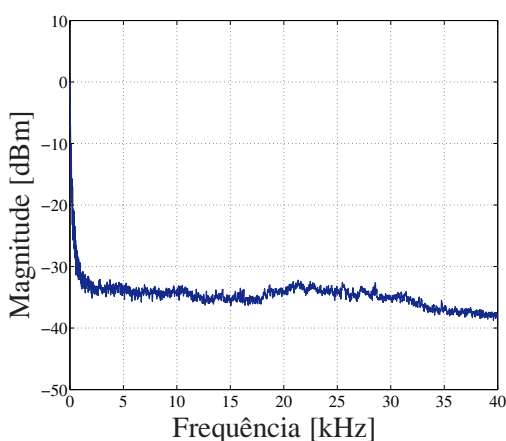


Fonte: Elaborado pela autora.

60 Hz. Embora essa interferência da rede elétrica seja bastante significativa, neste trabalho a banda de frequência de interesse é acima de 1 kHz, na qual a interferência da rede elétrica não é relevante. Outro ponto que se deve observar é que, em instantes de tempo em que há perturbações ambientais mais acentuadas, o ruído aumenta significativamente. Este aumento ocorre em torno de uma frequência qualquer, como é visto no terceiro espectro da Figura 32, na qual se percebe um aumento da intensidade em frequências em torno dos 15 kHz. Cita-se que, para outros sinais, outras bandas são afetadas. No entanto, tomando-se todas as medições, tal característica só foi verificada em cerca de apenas 5 % dos casos.

Somando-se todos os espectros dos 400 sinais adquiridos, e dividindo-se o resultado pelo número de sinais, calculou-se um espectro médio do ruído, conforme é mostrado na Figura 33.

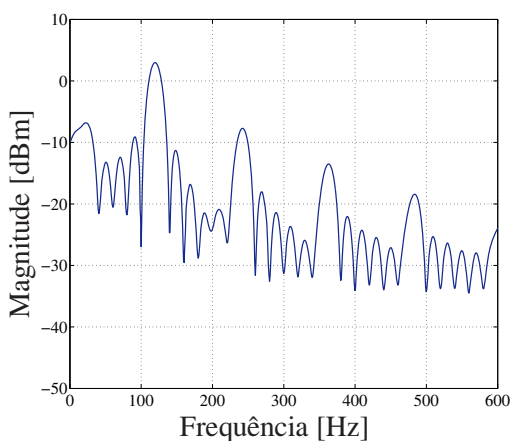
Figura 33: Espectro médio do ruído experimental.



Fonte: Elaborado pela autora.

Na Figura 33 é mostrado que, em média, o ruído no sistema é praticamente constante em toda a banda, exceto para uma banda de baixa frequência. Para investigar o que ocorre nesta banda, um detalhe do espectro médio, de 0 até 600 Hz, é mostrado na Figura 34.

Figura 34: Espectro médio do ruído experimental – Detalhe.



Fonte: Elaborado pela autora.

A partir da Figura 34 nota-se que o alto conteúdo em baixas frequências ocorrem em múl-

tiplos pares da frequência da rede elétrica, 60 Hz. Também pode-se observar que a partir de aproximadamente 500 Hz esse conteúdo harmônico já se apresenta bastante reduzido, abaixo de -20 dBm. Como a faixa de interesse deste trabalho é acima de 1 kHz, é possível concluir que o ruído que é encontrado no sistema interferométrico, na banda de interesse deste trabalho, apresenta um espectro predominantemente plano.

Embora o levantamento espectral do ruído tenha sido feito utilizando-se o osciloscópio como sistema de aquisição, a substituição por DSP deve alterar apenas o ruído de quantização. No entanto, é previsto que o osciloscópio apresenta maior ruído de quantização, pois, como já foi discutido no Capítulo 3, o ruído é inversamente proporcional à quantidade de bits utilizados na amostragem. Enquanto o osciloscópio possui 8 bits de resolução, o DSP F28335 possui 12 bits.

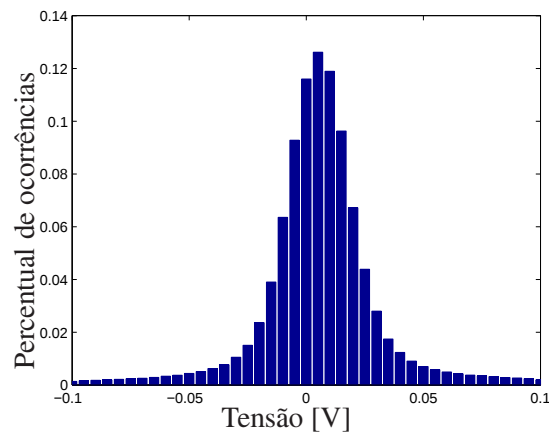
5.2 Determinação da SNR

Conforme visto no Capítulo 3, só é possível determinar SNR do sinal de saída do sistema no caso em que os sinais de interesse, $x_D(t)$, e de ruído, $n_D(t)$, são ortogonais (vide figura 9). A condição de ortogonalidade é obtida se os sinais são descorrelacionados e um deles apresenta média nula.

Inicialmente, será provado que um dos sinais possui média nula. Sabe-se, por inspeção de (3), que o sinal de saída de um interferômetro possui nível DC, $(I_0/2)(1 + F \cos \phi_0 J_0(x))$. Na ausência de excitação, a saída do interferômetro, sem considerar o ruído, apresenta apenas o termo DC. Na prática, percebe-se que o sinal de saída do interferômetro mensurado sem aplicar excitação ao APF oscila em torno de um nível DC, conforme esperado. O acoplamento do osciloscópio foi ajustado na posição AC, que retira o nível DC do sinal, o qual, conforme previamente discutido, não é utilizado nos métodos tratados neste trabalho. Este é o procedimento adotado na prática, pois a retirada do nível DC além de não interferir nos métodos de demodulação, ainda permite que o ajuste do sinal na tela do osciloscópio seja otimizada.

Com a configuração do osciloscópio no acoplamento AC, o sinal de ruído possui média temporal zero. Como se está falando de média estatística, foi tomado um conjunto de 400 amostras, cada amostra sendo uma janela adquirida do sinal de saída do sistema em um determinado período de tempo. Cada amostra é um conjunto de 2500 pontos, amostrados a uma taxa de 100 kHz pelo osciloscópio digital, conforme descrito no item anterior. Foi verificado que a média estatística foi praticamente a mesma, oscilando em torno do zero. A pequena diferença entre os valores se deve à quantidade limitada de amostras. No entanto, o resultado será considerado suficiente para evidenciar que o sinal de ruído é ergódico e possui média zero. Além disto, foi levantado o histograma médio do sinal de ruído, conforme a Figura 35. Para o cálculo do histograma, a banda de 0 até 500 Hz, na qual há grande interferência da rede elétrica, e de 40

Figura 35: Histograma médio do sinal de ruído.



Fonte: Elaborado pela autora.

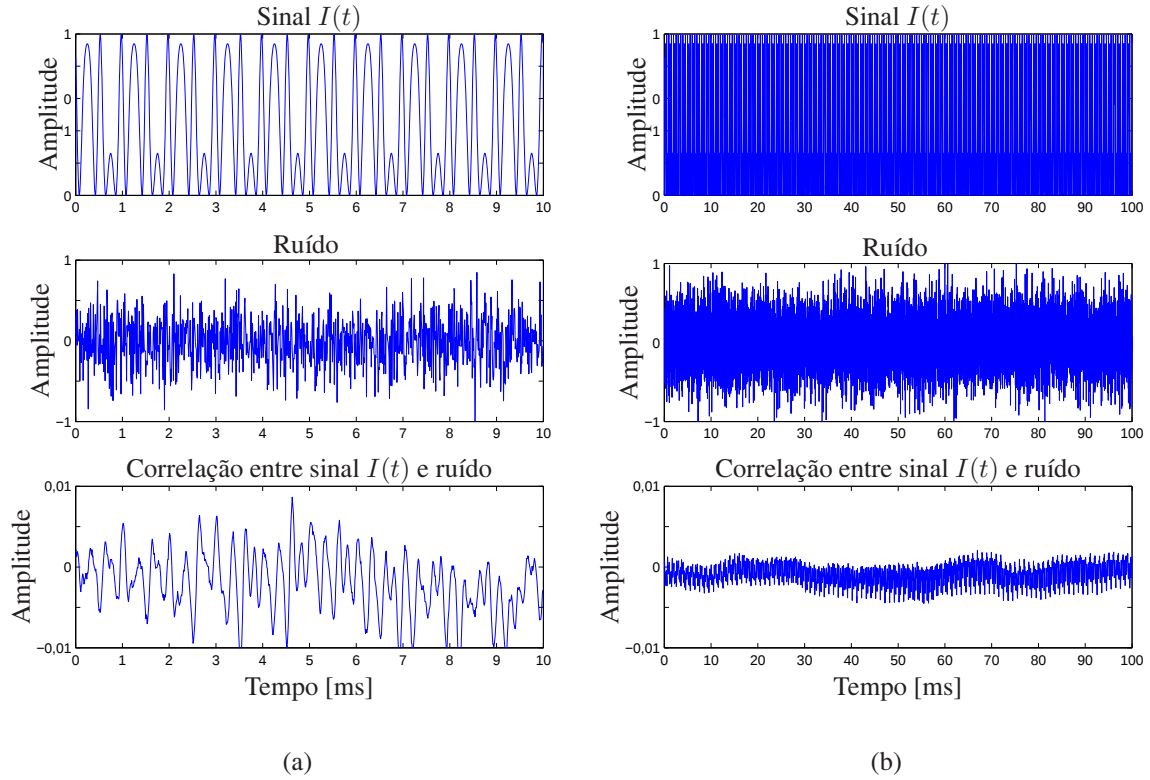
até 50 kHz, na qual pode haver *aliasing* devido a banda do fotodetector para o ganho escolhido ser de 60 kHz, foram retiradas através de filtragem passa-faixa. Conforme já foi discutido, essas bandas podem ser desconsideradas nessa análise.

Na Figura 35 é mostrado que o ruído no sistema, dentro da banda considerada, apresenta distribuição de amplitudes gaussiana. No item anterior, também dentro da banda considerada, foi mostrado que o ruído apresenta comportamento plano em frequência. Portanto, conclui-se que o ruído, em média e dentro da banda de interesse, é do tipo branco com distribuição gaussiana. Este resultado é bastante importante para prever, através de simulações, o comportamento dos métodos de demodulação em presença do ruído. No entanto, ainda é necessário estimar a SNR do sistema para que o mesmo possa ser simulado.

Para que os sinais sejam ortogonais, ainda é necessário provar que eles são descorrelacionados. Como já foi verificado que o sinal de ruído possui média zero, resta saber se o sinal $I(t)$ e o ruído são descorrelacionados. Embora não seja possível verificar experimentalmente a correlação entre os sinais, por não ser possível separá-los, isto pode ser provado numericamente.

O MATLAB foi utilizado para gerar os sinais $I(t)$ e de ruído, o qual já foi verificado experimentalmente ser branco e gaussiano. Como ainda não se sabe a ordem de magnitude deste ruído com relação ao sinal de interesse, foi gerado um ruído da mesma ordem de grandeza de $I(t)$. Foi escolhido genericamente $\phi_0 = \pi/4$ e $f_0 = 1$ kHz. Na Figura 36(a) são mostrados os sinais $I(t)$ e de ruído, como também a correlação cruzada entre os dois sinais para uma janela de 1.000 pontos. Na Figura 36(b) são mostrados os mesmos sinais, mas para uma janela de 10.000 pontos. Como se pode notar, os sinais $I(t)$ e de ruído com distribuição gaussiana com média zero apresentam baixa correlação, e conforme se aumenta o número de pontos utilizados para o cálculo da correlação, os valores da correlação se apresentam ainda mais reduzidos. Isto demonstra que a correlação entre os sinais $I(t)$ e ruído gaussiano com média zero é nula, mas a limitação computacional não permite chegar a exatamente zero.

Figura 36: Correlação cruzada entre os sinais simulados $I(t)$ e ruído. (a) Janela de 1.000 pontos. (b) Janela de 10.000 pontos.

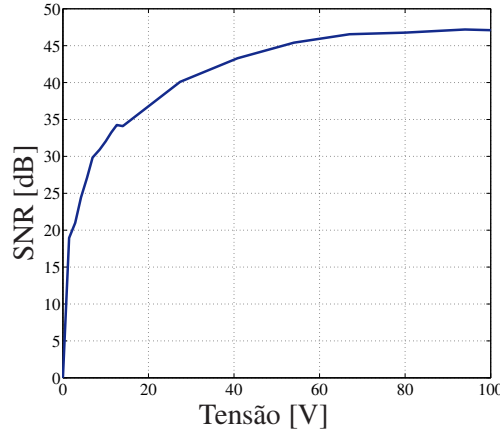


Fonte: Elaborado pela autora.

Até este ponto, provou-se que o ruído que interfere no sistema, na banda de interesse, é do tipo branco com distribuição gaussiana e média zero. Também foi verificado, por meio de simulações, que o sinal $I(t)$ é descorrelacionado com este tipo de ruído, e, pelo fato do ruído ter média zero, os sinais são incoerentes (também chamados de ortogonais). Assim, é possível aplicar a superposição das potências médias dos sinais, possibilitando a determinação da SNR, o que será mostrado a seguir.

Para a determinação experimental da SNR, o sinal de excitação do APF foi ligado, sendo os valores de tensão aplicada variados. Foi escolhida $f_0 = 1$ kHz, frequência acima da interferência da rede elétrica, conforme discutido. A taxa de amostragem foi ajustada em 50 kHz. Essa taxa foi escolhida para que em cada janela de sinal adquirido houvesse número adequado de ciclos. O ganho do fotodetector foi ajustado em 30 dB, de modo a não saturar o sinal. Nesta configuração, a banda do fotodetector é limitada aos 170 kHz. Rigorosamente, seria necessário projetar um filtro passa-baixas em metade da frequência de amostragem para que não houvesse *aliasing*. No entanto, foi mostrado em trabalhos anteriores que a utilização de filtro *anti-aliasing* é desnecessária, sendo que os métodos funcionam satisfatoriamente sem o filtro. Assim, a determinação da SNR será feita dispensando-se o filtro, mas cita-se que seria possível aumentar a SNR do sistema com sua utilização, pois o *aliasing* do ruído faz com que sua influência seja ainda maior.

Figura 37: SNR experimental.



Fonte: Elaborado pela autora.

Foi feita uma varredura de 0 até 100 V de pico de excitação do APF. Cada medição foi repetida 10 vezes. A SNR em cada nível de tensão foi calculada através da relação (100), de acordo com o procedimento apresentado no Capítulo 3:

$$\text{SNR} = 10 \log_{10} \frac{\langle s^2(t) \rangle - \langle n^2(t) \rangle}{\langle n^2(t) \rangle}. \quad (100)$$

sendo $s(t)$ o sinal fotodetectado para cada valor de tensão de excitação do APF, ou seja, sinal de interesse com ruído, e $n(t)$ o sinal fotodetectado sem excitação do APF, ou seja, apenas ruído.

Na Figura 37 é mostrado o comportamento da SNR de acordo com a tensão aplicada ao APF. Como se pode notar, a SNR varia de acordo com o aumento da tensão de excitação do APF, que aumenta o índice de modulação x . Mas existe um limiar de aumento da tensão, o que se deve às características do sinal interferométrico, que aumenta com o aumento de x até um determinado valor, a partir do qual tem excursão limitada (como é característico da modulação de fase, PM). A potência também é limitada neste a partir deste valor.

Na Figura 37 é mostrado que a SNR máxima para o sistema foi de aproximadamente 47 dB. Este valor será escolhido como SNR máximo nas simulações, que serão mostradas no próximo capítulo.

5.3 Comentários

Neste capítulo foram mostradas algumas características do ruído que incide no sistema interferométrico em estudo. Foi verificado que o ruído apresenta alto conteúdo em baixa frequência, devido à interferência da rede elétrica. Além disto, foi verificado que o ambiente causa variações espúrias no sinal em certos instantes de tempo, as quais não é possível modelar. No entanto, dentro da banda de frequência de interesse desse estudo e na maior parte do tempo, o

ruído tem distribuição gaussiana com média zero e seu espectro é plano. É importante deixar claro que o levantamento espectral do ruído foi feito com o ganho máximo do fotodetector, que além da máxima amplificação funciona como um filtro passa-baixas, evitando-se *aliasing*. Já para as medições da SNR foi necessário reduzir o ganho do fotodetector para evitar saturação, no entanto, foi utilizada a mesma configuração para os ensaios experimentais do APF, que serão mostrados no Capítulo 7. Verificou-se também uma SNR máxima de 47 dB, valor que será utilizado nas simulações para estimar o comportamento dos métodos sob influência do ruído, mostradas no Capítulo 6.

6 SIMULAÇÕES

Neste capítulo serão mostradas simulações dos métodos de demodulação do sinal interferométrico. O objetivo desta etapa do trabalho é validar os métodos em condições conhecidas, dando suporte para prever o que acontecerá na prática. Para tanto, o processamento dos sinais simulados é feito com a mesma lógica que será utilizada no caso prático, sendo ainda consideradas condições de ruído.

O *software* MATLAB foi utilizado na simulação do sinal interferométrico, modelado conforme (1), e também na etapa de processamento. Por simplicidade, foram adotados I_0 e F unitários, já que estas variáveis modificam apenas o ganho DC e AC do sinal, não modificando seu formato e, portanto, o conteúdo harmônico não é afetado. Na prática, a visibilidade F , que influi no ganho AC, interfere na qualidade do sinal, pois quanto menor a visibilidade, menor a relação sinal-ruído. Porém, será considerado um nível de ruído nas simulações que resulte em SNR máxima de 47 dB, condição verificada experimentalmente e mostrada no Capítulo 5. Sendo assim, foram simulados sinais variando-se a fase aleatória ϕ_0 e o índice de modulação esperado x . Para cada sinal simulado, foi calculado o índice de modulação estimado x_e utilizando-se os métodos $J_1 \dots J_4$, $J_1 \dots J_6(\text{neg})$, $J_1 \dots J_6(\text{pos})$ e Pernick. Em seguida, calculou-se o erro percentual $E\% = 100(x - x_e)/x$, o qual é mostrado de forma gráfica (em função de x) para que se possa analisar o desempenho de cada método. Para que as simulações reproduzissem com maior fidelidade o caso prático, foi adicionado ruído.

Para determinar a faixa dinâmica dos métodos existe o chamado mínimo desvio de fase detectável, ou MDPS (do inglês *Minimum Detectable Phase Shift*). O MDPS é o valor em que o desvio entre o índice de modulação esperado e índice de modulação estimado, $x - x_e$, é igual ao índice de modulação esperado, ou seja, o valor de x_e possui um erro de 100%. No entanto, neste trabalho será considerado como limite da faixa dinâmica um erro de 10%.

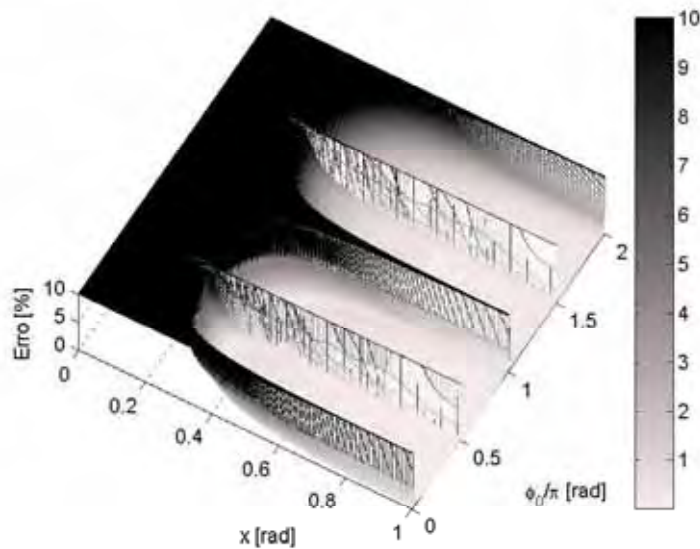
As simulações foram realizadas com os seguintes parâmetros: frequência de excitação do piezoatuador $f_0 = 1$ kHz, taxa de amostragem $f_s = 50$ kHz, número de pontos $N = 2000$, sendo variado x de 1 até 10 radianos e ϕ_0 de 0 até 2π radianos. A escolha destas condições de taxa de amostragem, número de pontos e frequência de excitação não foi ao acaso. O número de pontos foi escolhido conforme as limitações de memória do DSP, que será utilizado no caso prático. A partir disto foram escolhidas as frequências de excitação e de amostragem compatíveis com o atuador e o conversor A/D do DSP, de modo que se obtivesse um número satisfatório de ciclos por janela. Além disto, a taxa de amostragem de 50 kHz permite recuperar frequência de até 25 kHz ($f_s/2$) (OPPENHEIM; SCHAFER; BUCK, 1999), sendo que para $f_0 =$

1 kHz é possível recuperar harmônicos de ordens altas com boa resolução. Isto será importante para a aplicação do método de Pernick chaveado, conforme será mostrado. Foi inserido nos sinais simulados um ruído branco com distribuição gaussiana para obter SNR máxima de 40 dB, condição de ruído um pouco maior do que a verificada na prática.

Primeiramente será mostrado o comportamento de cada método para a região de baixo índice de modulação, de 0 até 1 radiano. Como já tratado, nenhum método abordado neste trabalho é capaz de mensurar modulação nula pois, para este caso, há indeterminações nas equações dos métodos. No entanto, em teoria, são capazes de mensurar valores de índice de modulação a partir de 0^+ . Na prática, isto não ocorre. O ruído tem um efeito de estreitamento da faixa dinâmica, já que o espectro do ruído se soma ao espectro do sinal puro e, portanto, altera as magnitudes das harmônicas de interesse. Quanto menor o índice de modulação, menores são as amplitudes das harmônicas puras e, portanto, menor é a relação sinal-ruído e pior será a estimação.

A Figura 38 mostra o erro percentual de x_e (no eixo z) calculado com o método $J_1...J_4$ em relação a x simulado (eixo x), para ϕ_0 variando de 0 a 2π radianos (eixo y). O erro foi truncado em 10 % para melhor visualização na escala de cores.

Figura 38: Erro percentual para o método $J_1...J_4$ considerando-se ruído – Região de baixo índice.

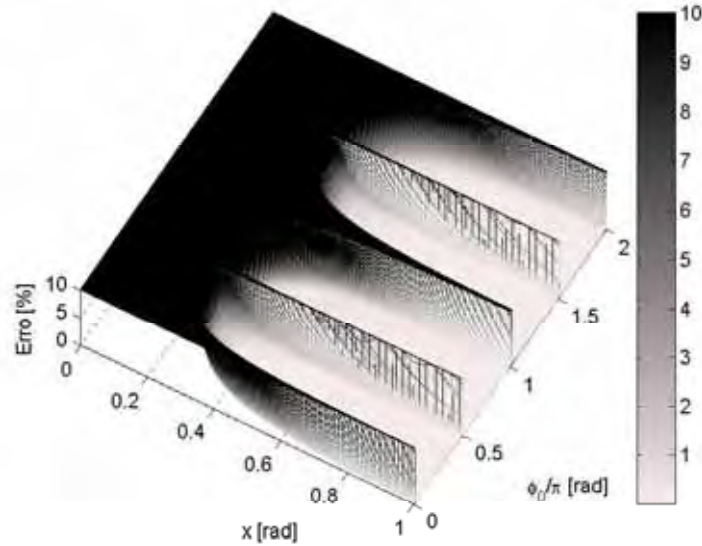


Fonte: Elaborado pela autora.

Na Figura 38 pode ser vista a característica de singularidade do método $J_1...J_4$ para ϕ_0 em torno de múltiplos de $\pi/2$, conforme previsto pela teoria. Além disto, nota-se que o menor valor de x detectável, segundo o critério de erro de 10 %, foi aproximadamente 0,23 rad, que é o valor do início da faixa dinâmica do método $J_1...J_4$ nestas condições de ruído. O limite superior da faixa dinâmica será visto mais adiante.

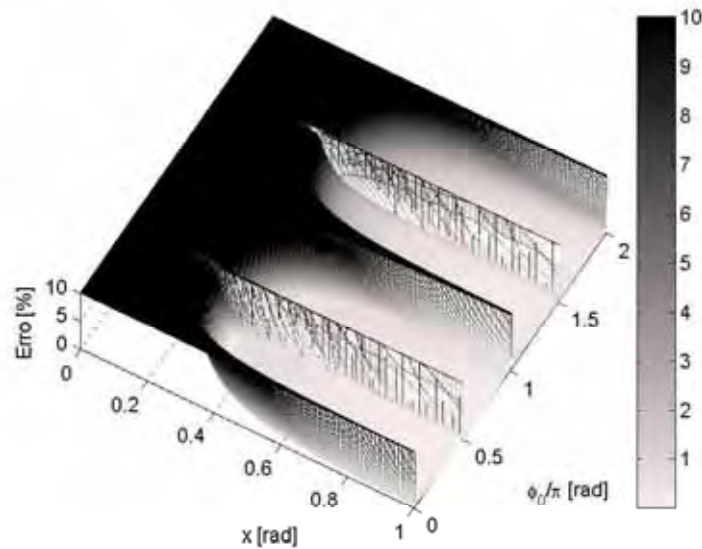
O mesmo procedimento foi repetido para os métodos $J_1...J_6(\text{neg})$ e $J_1...J_6(\text{pos})$. As figuras 39 e 40 mostram os resultados.

Figura 39: Erro percentual para o método $J_1...J_6(\text{neg})$ considerando-se ruído – Região de baixo índice.



Fonte: Elaborado pela autora.

Figura 40: Erro percentual para o método $J_1...J_6(\text{pos})$ considerando-se ruído – Região de baixo índice.

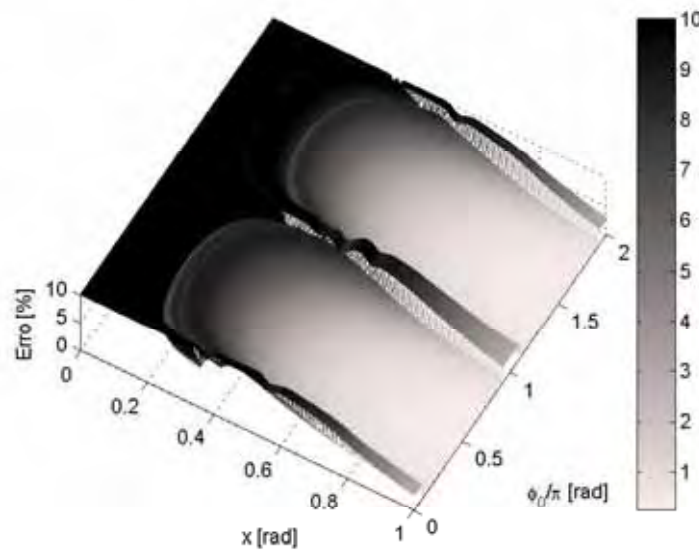


Fonte: Elaborado pela autora.

Conforme a Figura 39, com o método $J_1...J_6(\text{neg})$ obteve-se um valor mínimo detectável de x de aproximadamente 0,24 rad, valor um pouco maior que para o método $J_1...J_4$. Resultado parecido foi obtido para o método $J_1...J_6(\text{pos})$, 0,25 rad, conforme a Figura 40. Em ambas as formas, o método $J_1...J_6$ apresenta singularidades para sinais com fase aleatória múltipla de $\pi/2$, conforme o previsto pela teoria.

Os mesmos sinais simulados foram então submetidos ao método de Pernick chaveado. A Figura 41 mostra o erro percentual dos resultado de 0 até 1 radiano. Como se pode notar, o limite inferior da faixa dinâmica do método de Pernick foi de aproximadamente 0,15 rad, menor que os valores obtidos com os outros métodos. Além disto, não há singularidades em função de ϕ_0 . Isto ocorre devido ao chaveamento do método, que evita as singularidades devido a análise harmônica prévia, permitindo a escolha adequada de n , conforme já foi explanado.

Figura 41: Erro percentual para o método de Pernick considerando-se ruído – Região de baixo índice.



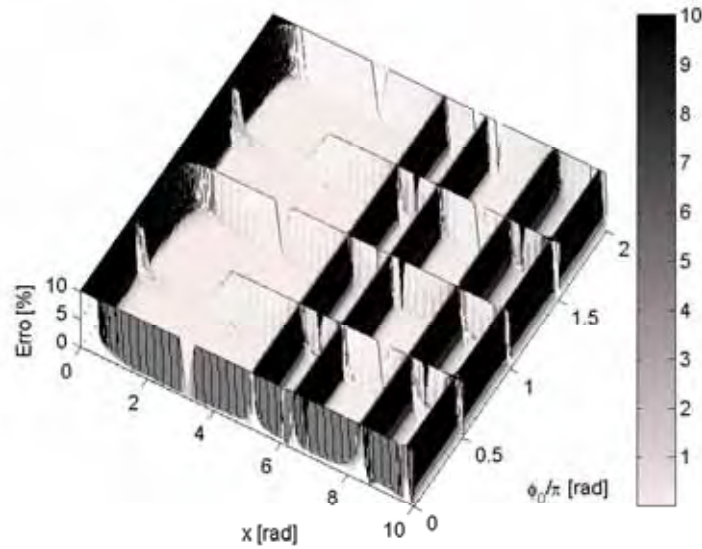
Fonte: Elaborado pela autora.

Vistos os limites inferiores da faixa dinâmica de cada método, será tratado a seguir os limites superiores. Foram adotados os mesmos procedimentos de simulação e processamento anteriores, agora em uma faixa maior de x , de 0 até 10 radianos. A Figura 42 mostra o erro para o método $J_1...J_4$ utilizando-se módulo e fase das harmônicas, sendo possível alcançar praticamente os 5,1 rad previstos pela teoria, conforme visto no seção 2.1. Após este valor existem paredes aproximadamente trapezoidais e perpendiculares ao eixo x , que seriam apenas regiões de singularidade (paredes verticais sem espessura) no caso de ausência de ruído. São observadas várias singularidades ao longo do eixo y , para sinais com fase aleatória múltipla de $\pi/2$.

Já para os métodos $J_1...J_6(\text{neg})$ e $J_1...J_6(\text{pos})$, as faixas dinâmicas se estenderam até praticamente 3,6 rad e 6,3 rad, respectivamente, valores também previstos pela teoria, conforme é mostrado nas figuras 43 e 44. É possível observar ainda as singularidades para ϕ_0 em torno múltiplos de $\pi/2$ em toda faixa de x , o que a teoria também prevê, conforme visto na seção 2.2.

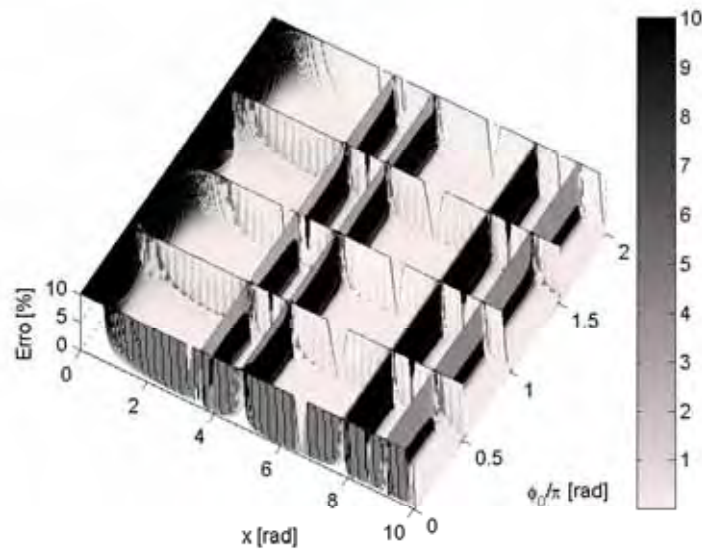
Em seguida foram feitas as simulações para o método de Pernick chaveado, sendo o erro mostrado na Figura 45. Como se pode notar, o chaveamento elimina qualquer singularidade em função de ϕ_0 em toda faixa e, além disto, não existe limite superior de x . Para alcançar

Figura 42: Erro percentual para o método $J_1 \dots J_4$ considerando-se ruído.



Fonte: Elaborado pela autora.

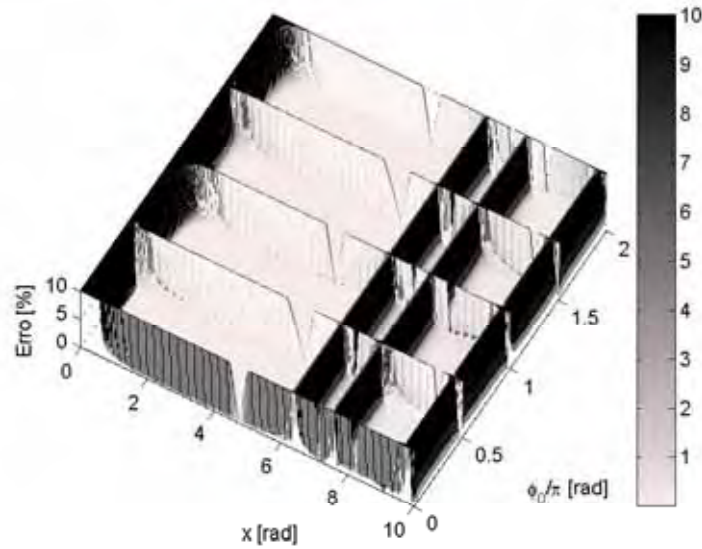
Figura 43: Erro percentual para o método $J_1 \dots J_6(\text{neg})$ considerando-se ruído.



Fonte: Elaborado pela autora.

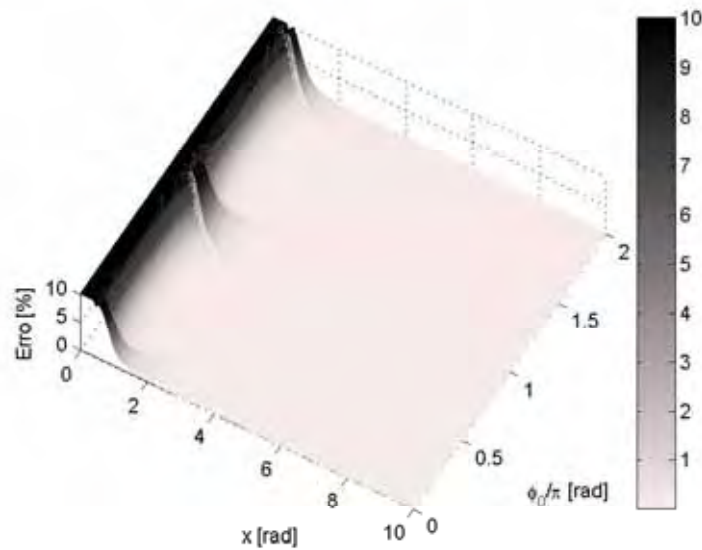
$x = 10$ rad foi preciso mensurar até a 13^a harmônica do sinal e, conforme se aumenta x , maiores ordens harmônicas devem ser utilizadas. Esta faixa dinâmica, teoricamente infinita, na prática é limitada pela taxa de amostragem do sinal e pelo tempo de processamento, já que maior quantidade de harmônicas precisam ser mensuradas e comparadas para que se escolha n adequado. No entanto, para a aplicação proposta neste trabalho, não será necessário mensurar x maior que alguns radianos, sendo o método de Pernick bastante adequado. Além disto, o chaveamento pode ser feito utilizando apenas o módulo das harmônicas, que foi o procedimento adotado, simplificando ainda mais o processamento.

Figura 44: Erro percentual para o método $J_1...J_6(\text{pos})$ considerando-se ruído.



Fonte: Elaborado pela autora.

Figura 45: Erro percentual para o método de Pernick considerando-se ruído.



Fonte: Elaborado pela autora.

6.1 Comentários

Neste capítulo foram analisados os métodos $J_1...J_4$, $J_1...J_6(\text{neg})$, $J_1...J_6(\text{pos})$ e Pernick, sob influência de ruído, por meio de simulações.

Segundo Sudarshanam (1992), que utilizou um interferômetro de Mach-Zehnder homódino em suas medições, o sistema apresenta um ruído de tensão do tipo $1/f$. No entanto, para as medições realizadas no Laboratório de Optoeletrônica da UNESP/FEIS, foi verificado um ruído branco com distribuição gaussiana, condições estas considerando-se a banda de frequência

de interesse deste trabalho. Foi verificado também que a SNR máxima obtida foi de 47 dB, conforme mostrado no Capítulo 5. Estas foram as condições utilizadas para simular o sinal interferométrico com ruído neste capítulo, com os quais foi possível estimar as faixas dinâmicas dos métodos de demodulação sob influência de ruído.

Conforme as simulações mostradas neste capítulo, chega-se a conclusão que o método de Pernick chaveado é o mais adequado em comparação aos métodos $J_1 \dots J_4$ e $J_1 \dots J_6$, já que além de não apresentar pontos de singularidades devido a variação aleatória de ϕ_0 , não apresenta qualquer desvantagem em relação aos outros métodos com relação a baixos índices de modulação para o tipo de ruído tratado.

7 RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Neste capítulo serão mostrados resultados de medições experimentais de nanovibrações em APFs. Um interferômetro de Michelson homódino é utilizado, conforme descrito nos capítulos anteriores. Inicialmente é feito um comparativo entre os método de demodulação de forma *off-line*, com a finalidade de verificar a viabilidade dos métodos. Em seguida são apresentadas medições realizadas em tempo real, utilizando-se o DSP F28335.

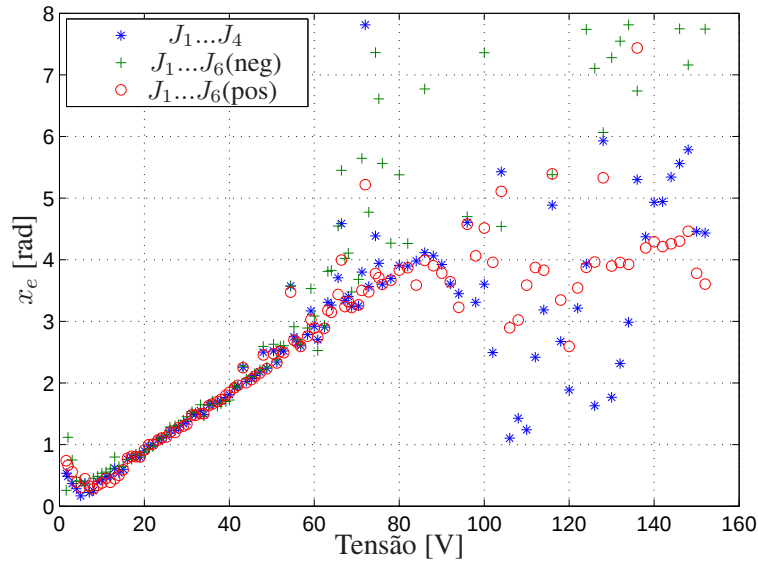
7.1 Processamento *off-line* – Comparação entre os métodos

Neste item serão mostrados resultados obtidos com o processamento *off-line* de sinais experimentais, ou seja, pós-processamento de um conjunto de dados armazenados. A aquisição foi feita de forma convencional, utilizando um osciloscópio digital. Os sinais armazenados estavam disponíveis em um banco de dados do Laboratório de Optoeletrônica. As condições experimentais foram: taxa de amostragem de $f_s = 1$ MHz, frequência de excitação do piezoatuador de 4 kHz e janelamento retangular com $L = 2500$ pontos. A tensão no piezoatuador foi variada de aproximadamente 1 até 150 volts, sendo tomados 114 pontos no intervalo. Espera-se uma relação linear entre tensão aplicada e índice de modulação x nesta faixa. Os resultados apresentados aqui serão utilizados para validar os métodos e suas faixas dinâmicas.

Na Figura 46 são mostrados os resultados obtidos processando-se o conjunto de dados com os métodos $J_1...J_4$, $J_1...J_6(\text{neg})$ e $J_1...J_6(\text{pos})$ utilizando-se módulo e fase das harmônicas, conforme fora feito nas simulações apresentadas no Capítulo 6. Esperava-se para os métodos $J_1...J_4$ e $J_1...J_6(\text{pos})$ que a faixa dinâmica chegasse até aproximadamente 5 e 6 radianos, respectivamente. No entanto, os dois métodos apresentaram-se ineficazes acima de pouco mais que 4,1 radianos, conforme é mostrado na Figura 46.

O limite inferior das faixas dinâmicas de cada método foi de aproximadamente 0,2 radianos, conforme previsto nas simulações utilizando-se ruído branco. No entanto, os limites superiores das faixas dinâmicas não foram alcançados, o que permite intuir que para sinais experimentais, a fase do sinal, obtida diretamente da série de Fourier complexa (FFT ou Goertzel), é bastante sensível ao ruído. Ou seja, quando os valores de x tornam-se elevados, ou quando alguma função de Bessel passa por zero, as fases consideradas nas fórmulas para cálculo de x podem se referir na verdade às fases do ruído, principalmente quando se trata com as harmônicas de ordem mais elevadas, as quais possuem menores magnitudes. Seria necessário aplicar um algoritmo de correção de fase para alcançar os limites superiores das faixas dinâmicas de cada método, tal

Figura 46: Curva de x_e em função da tensão para os métodos $J_1...J_4$, $J_1...J_6(\text{neg})$ e $J_1...J_6(\text{pos})$ utilizando-se módulo e fase das harmônicas.



Fonte: Elaborado pela autora.

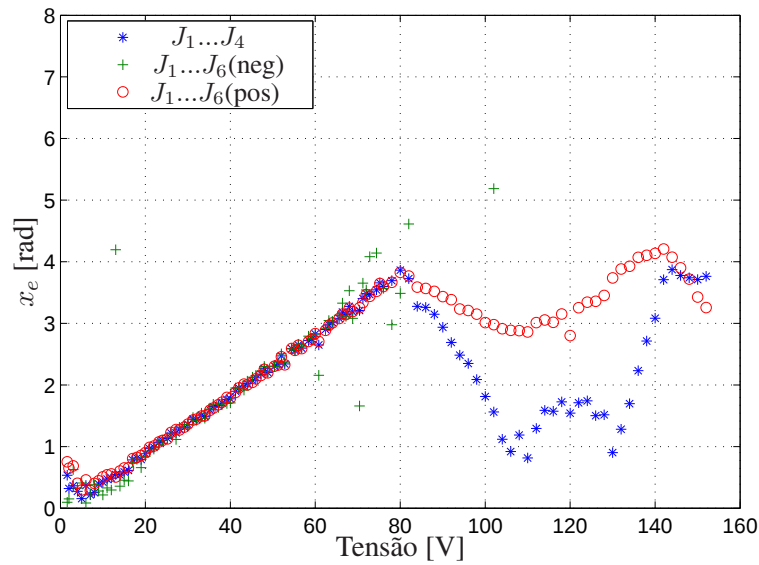
como o do método $J_1...J_4$ modificado (JIN et al., 1991), no qual se opera com a série de Fourier trigonométrica.

No entanto, pretende-se utilizar o método de Pernick chaveado, que possui faixa dinâmica teoricamente ilimitada utilizando-se apenas as magnitudes das harmônicas dos sinais, fato este também comprovado nas simulações. A fim de se comprovar a importância da avaliação da fase nos métodos $J_1...J_4$, $J_1...J_6(\text{neg})$ e $J_1...J_6(\text{pos})$, a seguir, utilizou-se somente o módulo das componentes harmônicas do sinal fotodetectado. Na Figura 47, portanto, são mostrados os resultados obtidos processando-se o conjunto de dados com os métodos $J_1...J_4$, $J_1...J_6(\text{neg})$ e $J_1...J_6(\text{pos})$ utilizando-se apenas as magnitudes das harmônicas. Conforme se espera, a faixa dinâmica deve se estender até 3,83 rad, apenas, para todos os métodos. A partir deste valor de x , a função $J_1(x)$ torna-se negativa pela primeira vez, e assim, as fórmulas fornecidas no Capítulo 2 (e que consideram somente o módulo) demandam algoritmos de correção de fase.

O limite inferior das faixas dinâmicas de cada método foi de aproximadamente 0,2 radianos para todos os métodos, conforme previsto nas simulações utilizando-se ruído branco. Já para o limite superior, com os métodos $J_1...J_4$ e $J_1...J_6(\text{pos})$ foi possível alcançar os 3,8 radianos, conforme prevê a teoria. Já com o método $J_1...J_6(\text{neg})$ foi possível chegar até pouco mais que 3 radianos, ainda com alguns pontos desviando-se do comportamento linear, o que mostra que este método é provavelmente mais sensível a ruído.

Em seguida, o conjunto de dados foi processado com o método de Pernick sem correção de fase. A Figura 48 mostra os resultados para valores de n de 2 até 7, selecionados manualmente, bem como, o resultado obtido com o chaveamento automático. Nota-se que em toda faixa o

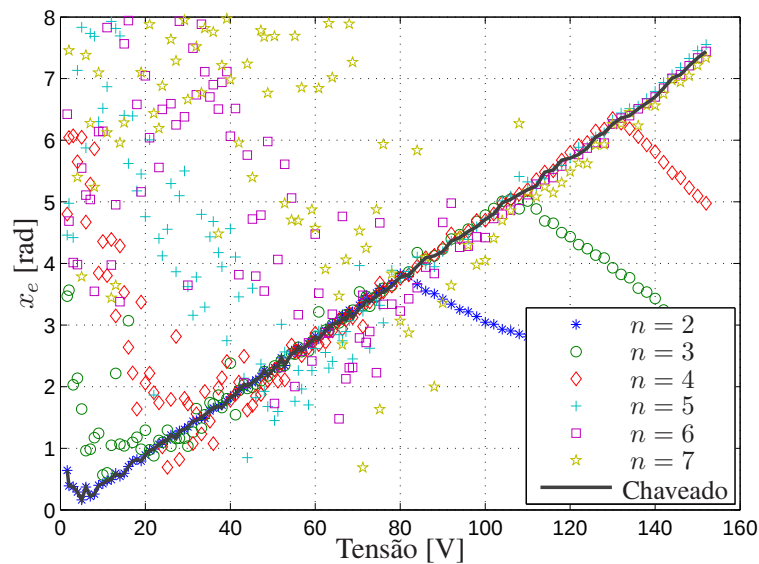
Figura 47: Curva de x_e em função da tensão para os métodos $J_1...J_4$, $J_1...J_6(\text{neg})$ e $J_1...J_6(\text{pos})$ utilizando-se apenas módulo das harmônicas.



Fonte: Elaborado pela autora.

chaveamento foi capaz de escolher o valor de n mais adequado, sendo possível obter uma curva linear de aproximadamente 0,2 até 7,5 radianos, que é o limite do conjunto de dados processado.

Figura 48: Curva de x_e em função da tensão para o método de Pernick.

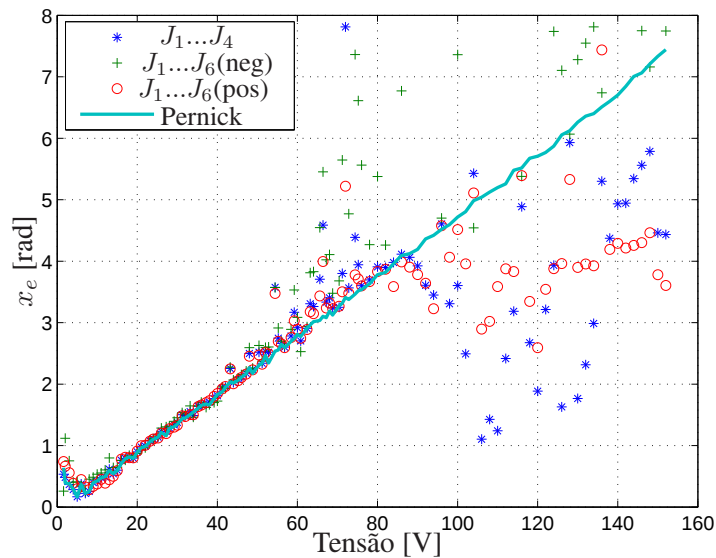


Fonte: Elaborado pela autora.

Na Figura 49 é mostrada uma comparação entre os métodos $J_1...J_4$, $J_1...J_6(\text{neg})$, $J_1...J_6(\text{pos})$ e Pernick chaveado. Fica claro que o método de Pernick chaveado foi o que apresentou resultados mais promissores, o que justifica a utilização do mesmo para o processamento em tempo real.

Dos resultados obtidos com pós-processamento, pode-se concluir que o método de Pernick

Figura 49: Curva de x_e em função da tensão para os métodos $J_1...J_4$, $J_1...J_6(\text{neg})$, $J_1...J_6(\text{pos})$ e Pernick chaveado.



Fonte: Elaborado pela autora.

chaveado é o mais adequado para o levantamento da curva tensão-deslocamento na região de linearidade de APFs. Esta conclusão também foi prevista pela análise teórica e pelas simulações executadas previamente neste trabalho. Assim, para aplicação em tempo real, o método de Pernick chaveado será o eleito.

7.2 Processamento em tempo real utilizando DSP

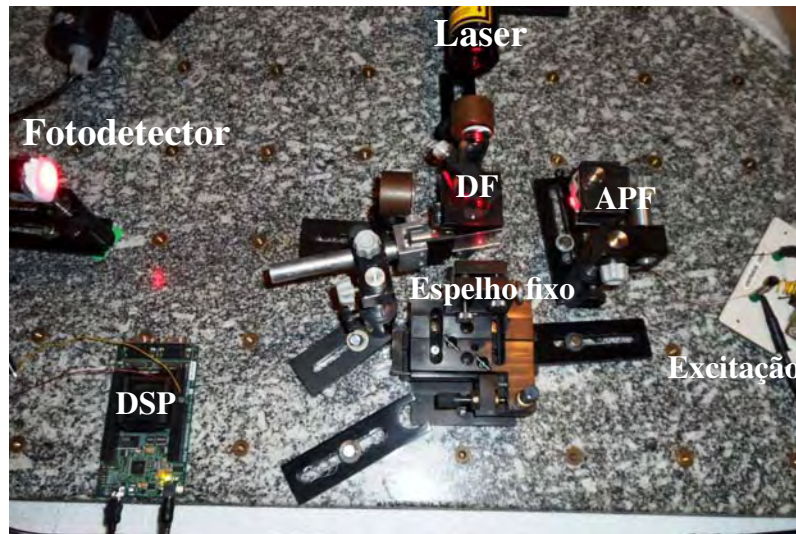
No item anterior foi mostrado que o método de Pernick chaveado é o mais adequado nesta aplicação. Já no Capítulo 4 foi mostrado que o DSP de ponto-flutuante é mais eficiente que o de ponto-fixa, pelo menos da maneira em que foram programados. Assim, para o processamento em tempo real serão utilizados o DSP de ponto-flutuante, eZdsp TMS320F28335, e o método de Pernick chaveado para levantar a curva tensão-deslocamento em APFs.

A saída do interferômetro de Michelson, previamente montado, foi conectada à entrada analógica do DSP. O ganho do fotodetector foi ajustado para que o sinal excursionasse dentro da faixa de 0 a 3 volts, compatível com o conversor A/D do DSP, de modo a obter menor erro de quantização. A Figura 50 mostra a montagem experimental.

Inicialmente foi ensaiado o APF mostrado na Figura 51, que neste trabalho será chamado de APF tipo 1. Como já discutido, os APFs utilizados neste trabalho foram desenvolvidos no Grupo de Sensores e Atuadores da Escola Politécnica da USP.

A cerâmica utilizada no APF tipo 1 trata-se de uma pastilha de PZT-5A, em forma de paralelepípedo, com dimensões de 30 mm x 14 mm x 3 mm. A pastilha é colada à estrutura de

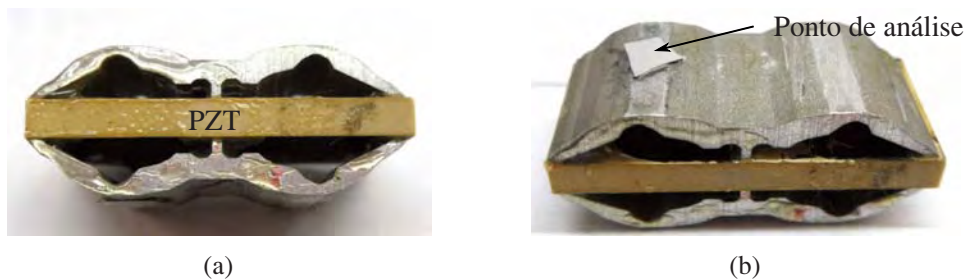
Figura 50: Montagem experimental – Interferômetro de Michelson e DSP.



Fonte: Elaborado pela autora.

alumínio com resina epoxy. A estrutura de alumínio, por sua vez, é usinada por eletro-erosão a fio. As dimensões máximas do APF tipo 1 são 30 mm x 14 mm x 12 mm. O espelho é colado em um dos pontos de máximo deslocamento, chamado de ponto de análise, conforme mostrado na figura 51.

Figura 51: Fotografia do APF tipo 1. (a) Vista lateral. (b) Vista lateral-superior.

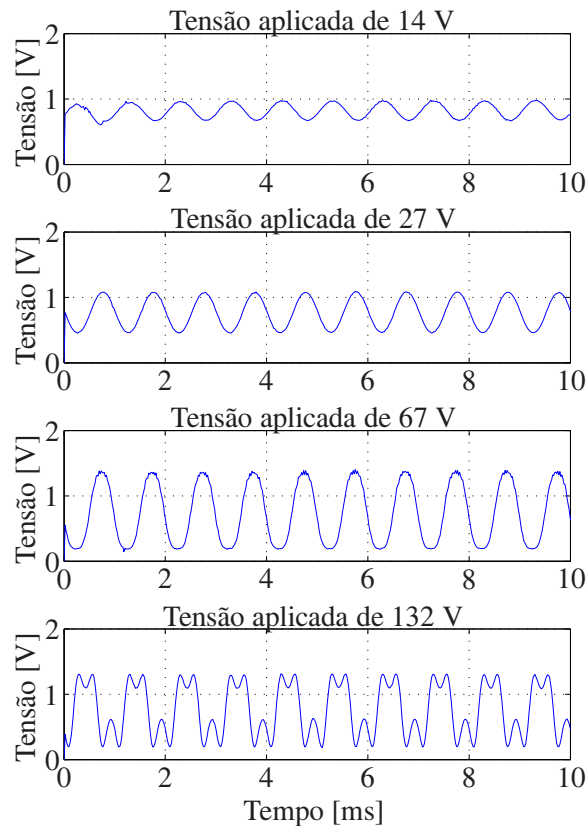


Fonte: Elaborado pela autora.

Apenas para exemplificar como é o formato do sinal fotodetectado, o APF tipo 1 foi excitado com forma de onda senoidal para alguns valores de tensão de pico. O DSP F28335 foi utilizado para a aquisição dos sinais fotodetectados em cada nível, sendo os sinais digitais armazenados em um arquivo de dados e enviados ao MATLAB, para serem mostrados de forma gráfica. A Figura 52 mostra alguns exemplos de sinais adquiridos pelo DSP para condições distintas de tensões aplicadas. Os espectros dos sinais são mostrados na Figura 53, e foram obtidos por FFT no MATLAB, apenas para exemplificar como é o comportamento em frequência e o nível do ruído. As magnitudes foram normalizadas pelo valor da magnitude da maior harmônica, e são mostradas em dB.

Na Figura 52 nota-se que, até determinado nível de tensão (diretamente proporcional ao índice de modulação), o sinal de saída do interferômetro é composto principalmente por com-

Figura 52: Exemplos de sinais adquiridos pelo DSP 28339 para tensões de 14 V, 27 V, 67 V e 132 V.



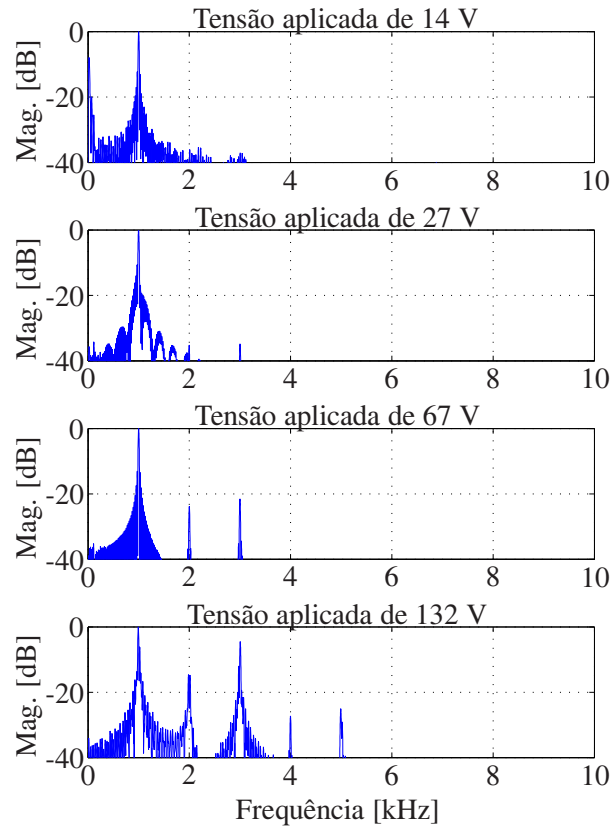
Fonte: Elaborado pela autora.

ponentes na frequência fundamental, o que fica claro na Figura 53. À medida que a tensão aumenta, as harmônicas de ordens superiores se tornam mais evidentes, novamente constatado observando-se a Figura 53.

Esse procedimento de envio do sinal adquirido para o MATLAB foi feito apenas a título de exemplo. Para o levantamento da curva tensão-deslocamento, que será mostrada a seguir, aquisição e processamento são realizados pelo DSP. Conforme se aumenta a tensão, o programa desenvolvido para o DSP realiza a demodulação em tempo real. Para evitar que o problema de ruído espúrio, verificado na prática e já discutido, cause resposta completamente inadequada, cada resultado mostrado é a média de 20 aquisições e processamento. Mesmo assim, cada medição dura cerca de 2 segundos. Ao fim das medições, é gerado um vetor de pontos, em que cada posição do vetor é o índice de modulação estimado pelo método, x_e , para determinado nível de tensão aplicada. Este conjunto de dados foi enviado ao MATLAB apenas para ser apresentado de forma gráfica.

Em seguida, foi executada uma varredura de tensão aplicada ao APF tipo 1, dentro de sua região de linearidade. O DSP F28335 foi utilizado para adquirir e demodular os sinais foto-detectados em tempo real. Foi utilizado o método de Pernick chaveado como algoritmo de

Figura 53: Espectros dos sinais adquiridos pelo DSP 28339 para tensões de 14 V, 27 V, 67 V e 132 V.

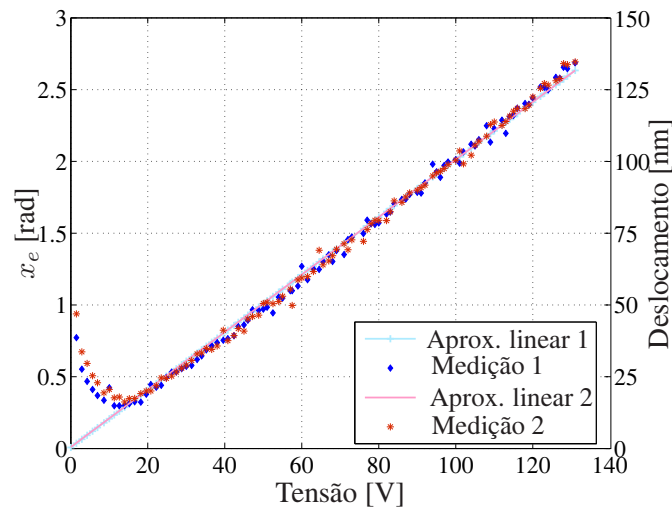


Fonte: Elaborado pela autora.

estimativa do índice de modulação. A tensão aplicada ao APF foi senoidal com $f_0 = 1$ kHz. O valor de pico da tensão foi variado de 0 até 132 V de pico, em 100 níveis. Na figura 54 é mostrado o índice de modulação estimado pelo método, x_e , em função da tensão aplicada ao APF. Utilizando a equação (2), pode-se estabelecer a relação entre o índice de modulação e o deslocamento produzido, ΔL , com a qual foi calculado o eixo mostrado à direita. A medição foi repetida duas vezes, sendo ambas apresentadas na figura. Também são mostradas as aproximações lineares de cada curva.

Pela análise da Figura 54 é possível verificar que as aproximações lineares de ambas as medições são praticamente colineares, embora os valores de x_e medidos para um mesmo nível de tensão, mas para instantes de tempo diferentes, possam ser diferentes. Isto mostra que, apesar do ruído comprometer a precisão de cada ponto, a varredura permite que a aproximação linear entre o conjunto de pontos seja mais precisa. Assim, é possível obter uma relação entre tensão aplicada e índice de modulação (ou deslocamento produzido) de forma confiável. A inclinação das aproximações lineares para ambos os casos foi de aproximadamente 1 nm/V. Isto significa que para uma dada tensão V_a aplicada aos terminais do APF tipo 1, o deslocamento mecânico produzido é de V_a nm.

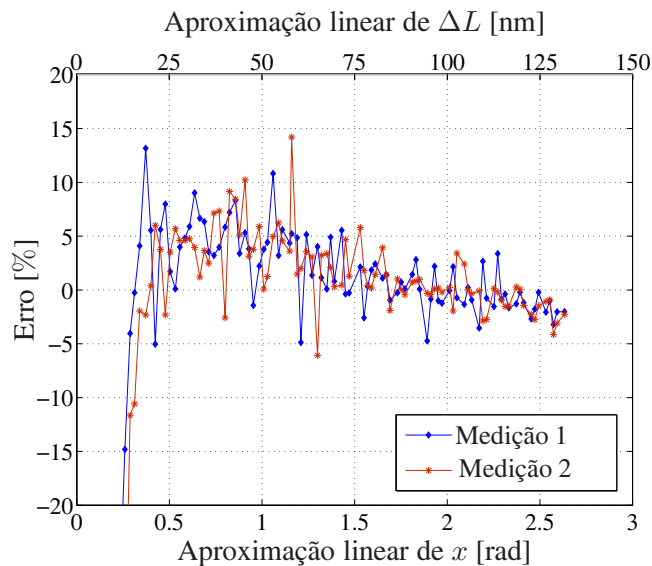
Figura 54: DSP F28335 em tempo real – Índice de modulação e deslocamento estimados em função da tensão aplicada para o APF tipo 1.



Fonte: Elaborado pela autora.

Embora não se possa calcular o erro exato em cada ponto, pois não existem valores teóricos (pois a resposta desse tipo de APFs não possui solução analítica, mas apenas numérica), foi calculado um erro percentual de cada ponto em relação à aproximação linear do conjunto de pontos. Este resultado é apresentado na Figura 55.

Figura 55: DSP F28335 em tempo real – Erro com relação à aproximação linear para o APF tipo 1.



Fonte: Elaborado pela autora.

Utilizando o critério do erro inferior a 10 %, pela Figura 55 pôde-se calcular o limite inferior da faixa dinâmica para cada medição, 0,29 rad para a medição 1 e 0,26 rad para medição 2. Esta pequena diferença pode ter sido causada por uma pequena diferença da condição de ruído presente em cada medição. Tomando-se o pior caso, pode-se afirmar, portanto, que foi possível mensurar deslocamentos a partir de aproximadamente 15 nm. Também é possível verificar na

Figura 55 que há uma convergência dos pontos, com relação à aproximação linear, de acordo com o aumento do índice de modulação. Este fato se deve ao aumento da SNR proporcional ao aumento índice de modulação até um limiar de máximo SNR, conforme já foi discutido.

Embora os resultados mostrados para o APF tipo 1 validem o sistema de medição de nano-vibrações em tempo real, foi verificado que para a limitação prática do nível de tensão, aproximadamente 140 V de pico, o APF tipo 1 não chega aos 3 radianos de índice de modulação. Isto significa que o chaveamento automático do método de Pernick não pôde ser demonstrado para o APF tipo 1. Assim, foi feita a substituição do APF tipo 1 pelo APF tipo 2, nome criado apenas para ser referenciado neste texto, mostrado na Figura 56. A cerâmica utilizada no APF tipo 2 também é uma pastilha de PZT-5A, em forma de paralelepípedo, com dimensões de 30 mm x 14 mm x 3 mm. A colagem da pastilha à estrutura de alumínio é feita com resina epoxy, sendo a estrutura de alumínio usinada por eletro-erosão a fio. As dimensões máximas do APF tipo 2 são 30 mm x 14 mm x 12 mm.

Figura 56: Fotografia do APF tipo 2. (a) Vista lateral. (b) Vista lateral-superior.

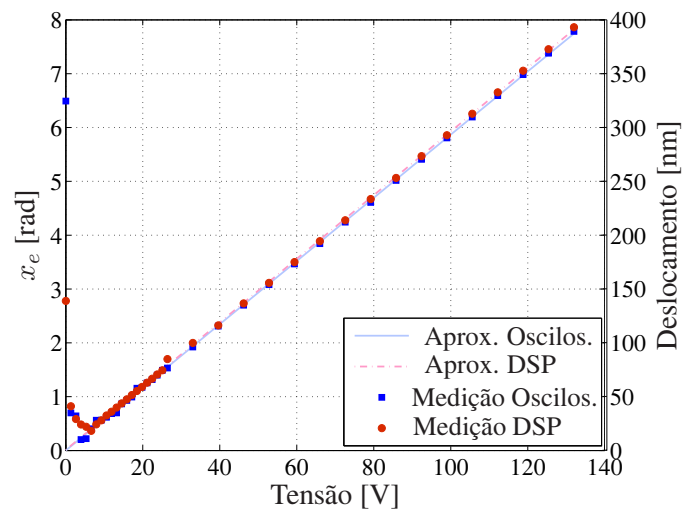


Fonte: Elaborado pela autora.

A tensão aplicada ao APF tipo 2 foi variada de 0 até 132 V. Para cada valor de tensão, o DSP F28335 foi utilizado para adquirir e processar os sinais fotodetectados em tempo real, através da aplicação do método de Pernick chaveado. Para fins de comparação com o método convencional de medição, o osciloscópio digital foi utilizado para aquisição dos sinais para cada nível de tensão, sendo os dados armazenados e pós-processados pelo MATLAB. Na Figura 57 são apresentados os resultados obtidos das duas maneiras. Foram calculadas aproximações lineares em cada caso, também apresentadas na figura como referência.

Com a análise da figura 57, verifica-se que, embora os valores obtidos através da medição convencional (aquisição com o osciloscópio e pós-processamento) e da medição em tempo real (aquisição e processamento utilizando o DSP) sejam distintos, as aproximações lineares de cada caso são praticamente colineares, e que os pontos são pouco dispersos em toda faixa dinâmica. No primeiro caso obteve-se uma inclinação de aproximadamente 2,95 nm/V, e no segundo caso, aproximadamente 2,98 nm/V. No entanto, não é possível determinar com qual forma de medição o resultado é mais correto, por não haver valor teórico. Mas é possível concluir que com o sistema automático baseado em DSP é possível obter resultados de maneira bastante próxima do que se obtém com o sistema de medição convencional.

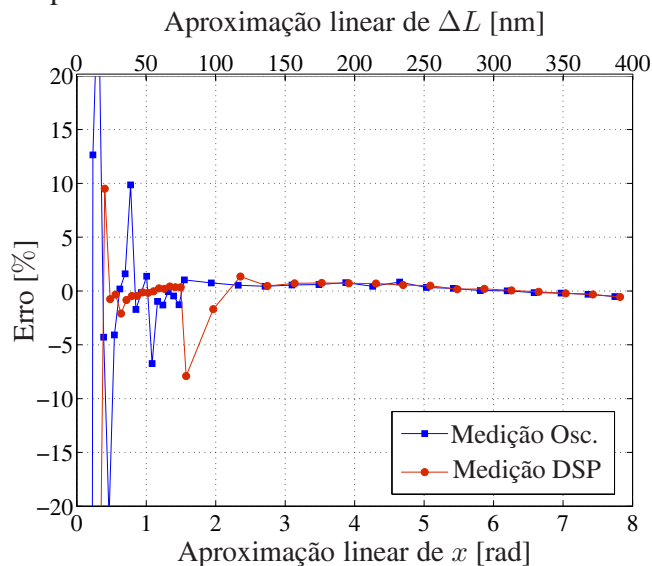
Figura 57: DSP F28335 em tempo real e osciloscópio – Índice de modulação e deslocamento estimados em função da tensão aplicada para o APF tipo 2.



Fonte: Elaborado pela autora.

Outra observação que se pode fazer é que o método de Pernick chaveado funcionou como esperado, já que foi possível mensurar até aproximadamente 8 rad, limite imposto pela tensão de excitação do atuador não poder ter sido aumentada além de 132 V. Para verificar o limite inferior em cada caso, foi calculado o erro com relação a aproximação linear em cada caso, cujas curvas são mostradas na Figura 58.

Figura 58: DSP F28335 em tempo real e osciloscópio – Erro com relação à aproximação linear para o APF tipo 2.



Fonte: Elaborado pela autora.

Pela análise da Figura 58 nota-se que o limite inferior de estimação do índice de modulação foi de aproximadamente 0,4 rad, para a medição em tempo real utilizando-se o DSP, e 0,23 rad para o método convencional de medição, que utiliza osciloscópio e pós-processamento, utilizando-se o critério do erro de 10 %. No entanto, à partir do início de sua faixa dinâmica, os

valores obtidos com o DSP convergem melhor do que os obtidos com o método convencional. Esta característica ocorre porque cada valor obtido com o DSP é na realidade a média de 20 valores obtidos em sequência. Embora o processo de aquisição e processamento seja repetido 20 vezes, cada ponto leva cerca de 1,8 segundos para ser calculado e armazenado.

7.3 Comentários

Neste capítulo foi validado experimentalmente o sistema de aquisição e processamento baseado em DSP, aplicado à demodulação de sinais interferométricos em tempo real. Inicialmente, foram testadas as técnicas de demodulação para sinais experimentais, porém de forma *offline*. Escolhido o método de Pernick chaveado como o mais eficiente dentre os métodos, o mesmo foi implementado no DSP eZdsp TMS320F28335, com a finalidade de demodular os sinais. Assim, foi possível realizar a aquisição e o processamento dos sinais em tempo real. Foi executada uma varredura em tensão em dois tipos de APFs, e, com a utilização de um interferômetro de Michelson homódino e um DSP, suas curvas tensão-deslocamento foram levantadas em tempo real. Os resultados obtidos com o DSP em tempo real se mostraram coerentes, sendo obtida uma relação linear entre tensão e índice de modulação/deslocamento, conforme o esperado. Também foi mostrado que o método de Pernick chaveado funcionou corretamente em DSP em tempo real, sendo possível alcançar aproximadamente 8 rad de índice de modulação, valor limitado não pelo método, mas pelo estágio de excitação do APF.

8 CONCLUSÕES

Neste trabalho foram estudados e descritos os conceitos necessários para a implementação de um sistema de medição de nanovibrações baseado em DSP. A teoria foi validada através de simulações e parte experimental.

Inicialmente foi apresentado o atuador piezoelétrico do tipo flexensional, e mostrado como é possível caracterizá-lo utilizando a interferometria óptica. Foram apresentados alguns métodos de processamento do sinal interferométrico que permitem a obtenção da amplitude de vibração. Foi mostrado que o processamento pode ser executado utilizando-se DSP, que é capaz também de fazer a aquisição dos sinais. Foram comparados dois kits baseados em DSP: DSK TMS320VC5416, de ponto-fixa, e eZdsp TMS320F28335, de ponto-flutuante.

Abordaram-se também alguns aspectos gerais sobre ruído, como relação sinal-ruído e classificação de acordo com o espectro. Também foi feito o modelamento de alguns tipos de ruído que se pode encontrar no caso do sistema tratado neste trabalho: o ruído térmico, presente em quaisquer sistemas elétricos e eletrônicos; o ruído de quantização, que ocorrem na conversão analógico-digital dos sinais; e o ruído quântico, presente no laser. Esta etapa é importante para prever e analisar quais tipos de ruído estão presentes no sistema experimental.

Foram realizadas medições para determinar o tipo do ruído predominante no sistema. Verificou-se que, dentro da banda de interesse, o ruído é predominantemente branco e com distribuição gaussiana. Além disto, foi verificada uma SNR máxima de 47 dB. Esta é uma informação relevante para os trabalhos que vêm sendo realizados no Laboratório de Optoeletrônica. Por exemplo, no trabalho de Sudarshanam e Claus (1993), foi reconhecido que o ruído predominante era o ruído marrom, cuja tensão é proporcional a $1/f$. Nesse caso, foi verificado que a resolução do método $J_1 \dots J_6(\text{neg})$ era igual a 0,05 rad. No entanto, no caso deste trabalho, no qual o ruído predominante é o ruído branco gaussiano e o limiar resultou em 0,3 rad, ou seja, quase uma ordem de grandeza superior.

Para verificar as faixas dinâmicas dos métodos de demodulação e também analisar como eles respondem na presença de ruído, foram feitas simulações em MATLAB. Foi adicionando um ruído aleatório ao sinal antes do processamento, com características similares ao do ruído observado na prática. Foi verificado que os métodos $J_1 \dots J_4$, $J_1 \dots J_6$ e de Pernick apresentam limites inferiores de suas faixas dinâmicas em torno de 0,2 rad para estas condições de ruído. Além disto, os métodos $J_1 \dots J_4$ e $J_1 \dots J_6$ apresentam singularidades para ϕ_0 múltiplo de $\pi/2$, além de faixa dinâmica limitada. Foi verificado que apenas o método de Pernick em sua forma chaveada apresenta faixa dinâmica livre de pontos de singularidades.

Os métodos foram então aplicados a sinais experimentais, previamente armazenados. Foi comprovado que o ruído experimental reduz a faixa dinâmica dos métodos. Mesmo assim, o método de Pernick chaveado funcionou adequadamente, sendo capaz de estimar x a partir de aproximadamente 0,2 até o limite do conjunto de dados, que foi de 7,5 radianos.

Para validação experimental, o DSP F28335 foi programado para aquisição e processamento em tempo real, e os resultados obtidos mostraram o funcionamento adequado do sistema. Foi verificado que o chaveamento do método de Pernick funcionou conforme o esperado, sendo possível demodular sinais de até 8 radianos, limite imposto pelo estágio de excitação do APF. Foi feita também uma comparação entre medições executadas da forma convencional, com osciloscópio e microcomputador, e utilizando-se o DSP em tempo real, sendo os resultados bastante similares. Não é possível, no entanto, saber qual é o mais preciso, já que não existem valores teóricos. Mas é possível concluir que ambas são válidas.

Este trabalho demonstrou, portanto, a viabilidade da utilização de DSP para a aquisição e processamento de sinais interferométricos em tempo real. Foi possível levantar curvas tensão-deslocamento em APFs em suas regiões de linearidade, procedimento que faz parte do processo de caracterização dos APFs. Sugere-se, em trabalhos futuros, controlar o sintetizador de sinais ou mesmo gerar a própria forma de onda internamente ao DSP, possibilitando o levantamento das curvas de linearidade de forma totalmente automática. Também é sugerido utilizar o DSP em outras aplicações que não exijam larguras de banda tão elevadas. Por exemplo, na pesquisa de transformador de potencial óptico (TP óptico) a base de cristais eletroópticos como o LiNbO_3 . Pode-se também implementar outras técnicas de demodulação de sinais interferométricos em malha-aberta como, por exemplo, os métodos de quadratura de fase (DOBOSZ; USUDA; KUROSAWA, 1998a) (DOBOSZ; USUDA; KUROSAWA, 1998b), heteródino sintético (COLE; DANVER; BUCARO, 1982) (KANG et al., 2008), dentre outros. Outra possibilidade seria a implementação de um sistema de interferômetro em malha fechada, utilizando-se o DSP tanto para a demodulação dos sinais, quanto para a realimentação do sistema (FRITSCH; ADAMOVSKY, 1981; XIE et al., 2010).

REFERÊNCIAS

- BALLATO, A. Piezoelectricity: old effect, new thrusts. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, Piscataway, v. 42, n. 5, p. 916–926, 1995.
- BELK, C. A.; TAYAG, T. F. Digital demodulation of functional fringe interferometer. In: TEXAS INSTRUMENTS DSP FEST, 1999, DALLAS. *Presentations...* Dallas: Texas, 1999.
- BERTON, P. L.; KITANO, C.; HIGUTI, R. T. Medição de deslocamentos nanométricos por interferometria óptica em tempo real. In: REUNIÃO ANUAL DA SOCIEDADE BRASILEIRA PARA O PROGRESSO DA CIÊNCIA, 62., 2010, NATAL. *Anais...* São Paulo: SBPC, 2010. p. 1.
- BERTON, P. L.; KITANO, C.; HIGUTI, R. T.; SILVA, E. C. N. Interrogação de sensor interferométrico de deslocamento em atuadores piezoelétricos flexensionais usando processador digital de sinais. In: CONGRESSO BRASILEIRO DE AUTOMÁTICA, 18., BONITO. *Anais...* Campinas: SBA, 2010. p. 4949–4956.
- BOGUE, R. MEMS sensors: past, present and future. *Sensor Review*, Bingley, v. 27, n. 1, p. 7–13, 2007.
- BUTRÓN, S. M. D. *Processamento digital de sinais em circuitos ópticos interferométricos*. Dissertação (Mestrado) — Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos, 1998.
- CARLSON, A.; CRILLY, P. B. *Communication systems*. Boston: McGraw-Hill Higher Education, 2009.
- CASTELLINI, P.; REVEL, G. M.; TOMASINI, E. P. Laser doppler vibrometry: A review of advances and applications. *The Shock and Vibration Digest*, Thousand Oaks, v. 30, n. 6, p. 443–456, 1998.
- COLE, J. H.; DANVER, B. A.; BUCARO, J. A. Synthetic-heterodyne interferometric demodulation. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v. 18, n. 4, p. 694 – 697, Apr. 1982.
- CONNELLY, M. J. Digital synthetic-heterodyne interferometric demodulation. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, Bristol, v. 4, n. 6, p. 400–405, 2002.
- CULSHAW, B.; DAKIN, J. *Optical fiber sensor: systems and applications*. Boston: Artech House, 1989.
- 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*, Melville, v. 42, p. 982–990, 1967.
- DEMAREST, F. C. High-resolution, high speed, low data age uncertainly, heterodyne displacement measuring interferometer electronics. *Measurement Science and Technology*, Bristol, v. 9, p. 1024–1030, 1998.

- DOBOSZ, M.; USUDA, T.; KUROSAWA, T. Methods for the calibration of vibration pickups by laser interferometry: I. theoretical analysis. *Measurement Science and Technology*, Bristol, v. 9, n. 2, p. 232–239, 1998.
- DOBOSZ, M.; USUDA, T.; KUROSAWA, T. Methods for the calibration of vibration pickups by laser interferometry: II. experimental verification. *Measurement Science and Technology*, Bristol, v. 9, n. 2, p. 240–249, 1998.
- FRITSCH, K.; ADAMOVSKY, G. Simple circuit for feedback stabilization of a single-mode optical fiber interferometer. *Review of Scientific Instruments*, AIP, College Park, v. 52, n. 7, p. 996–1000, July 1981.
- GIALLORENZI, T.; BUCARO, J.; DANDRIDGE A., J.; SIGEL, G.; COLE, J.; RASHLEIGH, S.; PRIEST, R. Optical fiber sensor technology. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Piscataway, v. 30, n. 4, p. 472–511, Apr. 1982.
- GRIFFIN, B.; CONNELLY, M. J. Digital signal processing of interferometric fiber optical sensors. In: IEEE LIGHTWAVE TECHNOLOGIES IN INSTRUMENTS AND MEASUREMENT CONFERENCE - LTIM, 2004, NEW YORK. *Proceedings....* Piscataway: IEEE, 2004. p. 153–156.
- GRIFFIN, B.; CONNELLY, M. J. Interferometric fiber optic sensor interrogation system using digital signal processing and synthetic-heterodyne detection. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON OPTICAL FIBER SENSORS, 17., 2005, BELLINGHAM. *Proceedings...* Bellingham, 2005. v. 5855, p. 619–622.
- HARIHARAM, P. *Optical interferometry*. 2. ed. New York: Academic Press, 2003.
- INSTITUTE OF ELECTRICAL AND ELECTRONICS ENGINEERS – IEEE. ANSI/IEEE Std 854-1987:.. standard for radix-independent floating-point arithmetic. Piscataway: IEEE, 1987.
- ISHIHARA, H.; ARAI, F.; FUKUDA, T. Micro mechatronics and micro actuators. *IEEE/ASME Transactions on Mechatronics*, Piscataway, v. 1, n. 1, p. 68 –79, March 1996.
- JIN, W.; ZHANG, L. M.; UTTAMCHANDANI, D.; CUI SHAW, B. Modified $J_1...J_4$ method for linear readout of dynamic phase changes in a fiber-optic homodyne interferometer. *Applied Optics*, Washington-DC, v. 30, n. 31, p. 4496–4499, Nov. 1991.
- KANG, S.; LA, J.; YOON, H.; PARK, K. A synthetic heterodyne interferometer for small amplitude of vibration measurement. *Review of Scientific Instruments*, AIP, College Park, v. 79, n. 5, p. 053106: 1–6, 2008.
- KIM, S. H.; LEE, J.; KNOW, D. S. Signal processing algorithm for transmission-type Fabry-Pérot interferometric optical fiber sensor. *Smart Materials and Structures*, Bristol, v. 10, p. 736–742, 2001.
- LATHI, B. P. *Modern digital and analog communication systems*. 3. ed. New York: Oxford University Press, 1998.
- LEACH, W. J. Fundamentals of low-noise analog circuit design. *Proceedings of the IEEE*,

Piscataway, v. 82, n. 10, p. 1515–1538, Oct. 1994.

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

MARÇAL, L. A. P.; LEÃO, J. V. F.; NADER, G.; SILVA, E. C. N.; HIGUTI, R. T.; KITANO, C. Dynamic analysis of a new piezoelectric flexensional actuator using the $J_1...J_4$ optical interferometric method. In: THE 2005 CONGRESS AND EXPOSITION ON NOISE CONTROL ENGINEERING – INTER-NOISE 2005. Rio de Janeiro, 2005. p. 1–10.

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*, Piscataway, v. 56, n. 3, p. 954–961, June 2007.

MENEZES, J. P. C. de. *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*. Dissertação (Mestrado) — Faculdade de Engenharia, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2009.

MTI INSTRUMENTS. *MTI-2000 Fotonic Sensor*. Albany, 2012.

NIEZRECKI, C.; BREI, D.; BALAKRISHNAN; MOSKALIK, A. Piezoelectric actuation: state of art. *The Shock and Vibration Digest*, Thousand Oaks, v. 8, n. 3, p. 350 – 364, 1999.

NISHIHARA, H.; HARUNA, M.; SUHARA, T. *Optical integrated circuits*. New York: McGraw-Hill, 1989.

OPPENHEIM, A. V.; SCHAFER, R. W.; BUCK, J. R. *Discrete-Time Signal Processing*. 2. ed. Upper Saddle River: Prentice-Hall, 1999.

PAPOULIS, A. *Probability, random variables and stochastic processes*. Boston: McGraw-Hill, 2006.

PERNICK, B. J. Self-consistent and direct reading laser homodyne measurement technique. *Applied Optics*, Washington-DC, v. 12, p. 607–610, 1973.

RALT, K. D. History of the flexensional electroacoustic transducer. *Journal of the Acoustical Society of America*, Melville, v. 87, n. 3, p. 1340–1349, 1990.

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

ROYER, D.; DIEULESAINT, E.; MARTIN, Y. Improved version of polarized beam heterodyne interferometer. In: IEEE ULTRASONICS SYMPOSIUM, 1985, SAN FRANCISCO. *Proceedings...* Piscataway: IEEE, 1985. p. 432–435.

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

- SCRUBY, C.; DRAIN, L. *Laser ultrasonics: techniques and applications*. Bristol: A. Hilger, 1990.
- SHEEM, S. K.; GIALLORENZI, T. G.; KOO, K. Optical techniques to solve the signal fading problem in fiber interferometers. *Applied Optics*, Washington-DC, v. 21, n. 4, p. 689 – 693, 1982.
- SILVA, E.; KIKUCHI, N. Topology optimization design of flextensional actuators. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, Piscataway, v. 47, n. 3, p. 597–605, May 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 Materials Systems and Structures*, London, v. 14, p. 297–308, 2003.
- SUDARSHANAM, V.; CLAUS, R. O. Generic $J_1...J_4$ method of optical phase detection. *Journal of Modern Optics*, Abingdon, v. 40, n. 3, p. 483–492, 1993.
- SUDARSHANAM, V. S. Minimum detectable phase shift in spectrum-analysis techniques of optical interferometric vibration detection. *Applied Optics*, Washington-DC, v. 31, p. 5997–6002, 1992.
- SUDARSHANAM, V. S.; SRINIVASAN, K. Linear readout of dynamic phase change in a fiber-optic homodyne interferometer. *Optics Letters*, Washington-DC, v. 14, n. 2, p. 140 –142, Jan. 1989.
- TEKTRONIX. *TDS2000C and TDS1000C-EDU series digital storage oscilloscopes user manual*. Rev. A. Beaverton: Tektronix, Apr. 2011.
- THORLABS. *PDA55 operating manual – switchable gain, amplified silicon detector*. Rev. F. Newton, 2005.
- UCHINO, K. Recent trends of piezoelectric actuator developments. In: INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON MICROMECHATRONICS AND HUMAN SCIENCE, 1999, NAGOYA. *Proceedings...* Piscataway: IEEE, 1999. p. 3–9.
- UDD, E. *Fiber optic sensors: an introduction for engineers and scientists*. New York: John Wiley & Sons, 1991.
- WIDROW, B. Statistical analysis of amplitude-quantized sampled-data system. *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers, Part II: Application and Industry*, v. 79, p. 555 – 568, 1961.
- WIDROW, B.; KOLLÁR, I. *Quantization noise: roundoff error in digital computation, signal processing, control and communications*. Cambridge: Cambridge University Press, 2008.
- WIDROW, B.; KOLLÁR, I.; LIU, M. C. Statistical theory of quantization. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, Piscataway, v. 45, n. 2, p. 353–361, Apr. 1996.
- XIE, F.; REN, J.; CHEN, Z.; FENG, Q. Vibration-displacement measurements with a highly stabilised optical fiber Michelson interferometer system. *Optics & Laser Technology*, London, v. 42, n. 1, p. 208 – 213, 2010.

XU, Q.; YOSHIKAWA, S.; BELSICK, J.; NEWNHAM, R. Piezoelectric composites with high sensitivity and high capacitance for use at high pressures. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, Piscataway, v. 38, n. 6, p. 634–639, Nov. 1991.

YAN, L.; CHEN, B.; LI, C.; TANG, W. Signal processing method of laser synthetic wavelength interferometer. *Measurement Science and Technology*, Bristol, v. 21, p. 1–7, 2010.

YOKOYAMA, S.; OHNISHI, J.; IWASAKI, S.; SETA, K.; MATSUMOTO, H.; SUZUKI, N. Real-time and high-resolution absolute-distance measurement using a two-wavelength superheterodyne interferometer. *Measurement Science and Technology*, v. 10, p. 1233–1239, 1999.