

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

“Método de detecção interferométrica de fase, com baixa profundidade de modulação, aplicado à medição de deslocamentos nanométricos em atuadores e mini-manipuladores piezoelétricos”

FRANCISCO DE ASSIS ANDRADE BARBOSA

Orientador: Prof. Dr. Cláudio Kitano

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA
ELÉTRICA

“Método de detecção interferométrica de fase, com baixa profundidade de modulação, aplicado à medição de deslocamentos nanométricos em atuadores e mini-manipuladores piezoelétricos”

FRANCISCO DE ASSIS ANDRADE BARBOSA

***Orientador:** Prof. Dr. Cláudio Kitano*

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

Área de Conhecimento: Automação.

FICHA CATALOGRÁFICA

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

B238m

Barbosa, Francisco de Assis Andrade.

Método de detecção interferométrica de fase, com baixa profundidade de modulação, aplicado à medição de deslocamentos nanométricos em atuadores e mini-manipuladores piezoelétricos / Francisco de Assis Andrade Barbosa. -- Ilha Solteira : [s.n.], 2009.

158 f. : il.

Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual Paulista. Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira. Área de Conhecimento: Automação, 2009

Orientador: Cláudio Kitano

Bibliografia: p. 126-131

1. Interferometria. 2. Medição de deslocamentos. 3. Modulação de fase.
4. Piezoeletricidade.



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

CERTIFICADO DE APROVAÇÃO

TÍTULO: Método de detecção interferométrica de fase, com baixa profundidade de modulação, aplicado à medição de deslocamentos nanométricos em atuadores e mini-manipuladores piezoelétricos

AUTOR: FRANCISCO DE ASSIS ANDRADE BARBOSA
ORIENTADOR: Prof. Dr. CLAUDIO KITANO

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

Prof. Dr. CLAUDIO KITANO
Departamento de Engenharia Elétrica / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira

Prof. Dr. EDVALDO ASSUNÇÃO
Departamento de Engenharia Elétrica / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira

Prof. Dr. GILDER NADER
Centro de Metrologia de Fluidos / Instituto de Pesquisas Tecnológicas do Estado de São Paulo

Data da realização: 18 de novembro de 2009.

AGRADECIMENTOS

Espero não cometer nenhum tipo de injustiça se algum nome importante não estiver nesta folha. Certamente estará gravado para sempre no meu coração.

Gostaria de agradecer a Deus pela vida, pelo amor que tem por mim, pelos enormes presentes que me deu e me dá, pela força nos momentos difíceis, pelos milagres nos momentos onde minha capacidade não mais era suficiente e pela certeza da vitória num final que sempre se aproxima.

Agradeço muito à minha querida família: mãezinha querida, tios, tias, primos, sobrinhos que tanto confiam em mim e tanto torcem e vibram com cada vitória que eu tenho, mas que também me auxiliam em cada momento complicado com muita força e amor. Agradecimento especial deve ser dado à Patrícia Viviane, pela força que me deu, amor, orações e palavras de incentivo, mesmo quando a desistência era uma idéia próxima em mim.

Gostaria de agradecer aos meus amigos de mestrado pela companhia, conversas divertidas, ajudas nas disciplinas e consolo nas horas complicadas: João Paulo, Augusto, João Filipe, Thiago, Ericsson, Wesley, Perin, Soneca, Emerson, Sanches, Élcio e Aline. Não poderia deixar de oferecer um agradecimento a todos da ETEC de Araçatuba: direção, professores, funcionários e alunos.

Agradecimento especial deve ser dado ao Professor Tokio pelas valiosas dicas sempre que precisei e perguntei e pelo compartilhamento do laboratório de ultra-som. Não poderia esquecer de agradecer ao Professor Vital por ter me incentivado e me ajudado a fazer e concluir este mestrado. Agradecimentos aos técnicos do laboratório de ensino: Everaldo L. Moraes, Adilson A. Palombo, Valdemir Chaves e José Aderson Anhussi. Gostaria de agradecer à CAPES – Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior por me financiar através de uma bolsa de mestrado.

E, por fim, mas não menos importante, gostaria de agradecer ao meu orientador, Professor Cláudio Kitano. Agradecer pelas dicas, correções, orientações, palavras duras, palavras divertidas, enfim, por durante a realização dos dois Estudos Especiais, no trabalho de qualificação e desta dissertação de mestrado. No fundo, tenho mesmo é que agradecer pela paciência que o Professor Kitano teve durante todo esse tempo. Sei que não foi trivial, mas no fim tudo sempre acaba bem.

"Sabemos que a tribulação produz perseverança; a perseverança, um caráter aprovado; e o caráter aprovado, esperança. E a esperança não nos decepciona, porque Deus derramou seu amor em nossos corações, por meio do Espírito Santo que ele nos concedeu" (Romanos 5.3b-5).

Dedico a Deus este trabalho. Assim como todo o meu louvor e minha adoração.

A lembrança, o carinho e o amor que sinto pelo meu vózinho Jose Galdino de Andrade, minha vózinha Maria Alveny Nery de Andrade, assim como pelo meu querido tio Orlando José de Andrade e pela minha querida prima Fabiana de Jesus Andrade se faz aqui registrado.

RESUMO

Atuadores piezelétricos flexensionais consistem de uma estrutura metálica flexível acoplada a uma piezocerâmica. A estrutura flexível deve amplificar os pequenos deslocamentos e/ou forças da piezocerâmica, e gerar grandes deslocamentos e/ou forças em diferentes pontos específicos de sua estrutura. Esses dispositivos constituem um mecanismo a estado sólido, sem partes móveis (como pinos ou juntas), sendo que seus deslocamentos/forças estão associados à flexibilidade/rigidez mecânica da estrutura metálica conectada à piezocerâmica. Outra classe de atuadores, mais geral, são os manipuladores multi-atuados, que constituem de uma estrutura multi-flexível acoplada a duas ou mais piezocerâmicas. Novamente, a estrutura multi-flexível atua como um transformador mecânico, amplificando e mudando a direção dos deslocamentos das piezocerâmicas. Tais dispositivos podem apresentar dois ou mais graus de liberdade, como o nano-posicionador XY (com dois graus de liberdade), a micro-garra (quatro graus de liberdade) e outros. Os atuadores piezoelétricos flexensionais e os manipuladores multi-atuados podem ser utilizados em manipulação celular, na manufatura de CIs, em micro-cirurgias, e em muitas outras aplicações. Atualmente, ambos os tipos de atuadores são projetados pela moderna técnica de otimização tipológica, um método computacional que combina algoritmos de otimização com o método de elementos finitos. A interferometria laser constitui uma técnica adequada para caracterizar ambos os tipos de atuadores, permitindo-se a medição de deslocamentos na faixa de poucos nanômetros a vários micrometros. Neste trabalho, utiliza-se um interferômetro de Michelson de baixo custo para medir o fator de calibração e a amplificação de deslocamentos de atuadores piezoelétricos flexensionais, bem como, a relação entre o deslocamento direto e cruzado nos manipuladores multi-atuados. Um novo método, de grande sensibilidade e adequado para operar sob baixa profundidade de modulação de fase óptica, é apresentado. Neste método, os atuadores são alimentados por uma forma de onda triangular, a qual permite executar um procedimento de auto-calibração do interferômetro de forma simples e eficiente. Previsões teóricas, baseadas no ruído *shot*, estimam que deslocamentos na ordem de 0,2 nm podem ser detectados. A eficiência do método é validada através de testes realizados com dois tipos de atuadores piezoelétricos flexensionais, cujas características de linearidade e resposta em frequência são bem conhecidas. A seguir, o método é aplicado para avaliar um novo tipo de manipulador multi-atuado com dois graus de liberdade e projetado pelo método de otimização topológica.

ABSTRACT

Piezoelectric flextensional actuators consist of a flexible metal frame attached to a piezoceramic. The flexible frames must amplify the small displacements and/or forces at different specific points of their structures. These are solid state type devices, without moving parts (such as pins or joints) and their displacements/forces are associated to the mechanical flexibility/stiffness of the metal structure connected to the piezoceramic. A more generic class of actuators, are the multi-actuated manipulators, which are composed of a multi-flexible structure attached to two or more piezoceramics. Similarly, the multi-flexible structure acts as a mechanical transformer amplifying and changing the direction of the piezoceramic displacements. Such devices may have two or more degrees of freedom, as the XY nano-positioner (with two degrees of freedom), the micro-jaw (four degrees of freedom) and others. Piezoelectric flextensional actuators and multi-actuated manipulators can be used in cell manipulation, manufacture of CIs, micro-surgery and many other applications. Currently, both types of actuators are designed by the modern topology optimization technique, a computational method that combines optimization algorithms with the finite element method. The laser interferometry is a suitable technique to characterize both types of actuators, enabling the measurement of displacements ranging from few nanometers to several micrometers. In this work, it was used a low cost Michelson interferometer to measure the calibration factor and the displacement amplification of flextensional piezoelectric actuators, as well as the relationship between the direct and the coupled displacements in multi-actuated manipulators. A new interferometric method, highly sensitive and suitable to operate under optical narrow band phase modulation is presented. In this method, the actuators are driven by a triangular waveform, which allows to perform a procedure for self-calibration of the interferometer in a simple and efficient way. Theoretical predictions, based on the shot noise, estimate that displacements in the order of 0.2 nm can be detected. The efficiency of the method is validated through tests on two types of piezoelectric flextensional actuators, whose characteristics of linearity and frequency response are well known. Next, the method is applied to evaluate a new type of multi-actuated manipulator with two degrees of freedom and designed by the method of topology optimization.

LISTA DE FIGURAS

Figura 2-1 Representação esquemática do experimento de Young.	22
Figura 2-2 - Representação das franjas produzidas pelo experimento de Young. Observam-se raias claras quando há um máximo e raias escuras quando há um mínimo de intensidade óptica I. .	22
Figura 2-3 - Interferômetro de Michelson.....	23
Figura 2-4 - Interferômetro de Michelson tendo o divisor de feixes em destaque (LEÃO, 2004). .	24
Figura 2-5 – Experimento de Young equivalente formado através de um interferômetro de Michelson.	25
Figura 2-6 - Experimento de Young equivalente, com I_1 e I_2 e com os espelhos ortogonais.	26
Figura 2-7 – Experimento de Young equivalente, com I_1 e I_2 e com o espelho M_1 levemente desalinhado.	27
Figura 2-8 – Interferômetro desalinhado. Verifica-se a presença de faixas paralelas no anteparo. .	28
Figura 2-9 - Interferômetro de Michelson com lentes expansoras para que auxilie na visualização de vários anéis.....	28
Figura 2-10 - Visualização espacial do processo de formação de franjas de interferência. Em (a) ocorre alinhamento das fontes, em (b) desalinhamento parcial (verifica-se pequena curvatura das franjas) e em (c) percebe-se a presença de linhas verticais igualmente espaçadas.....	30
Figura 2-11- Visualização espacial da configuração do caso geral de formação das franjas de interferência.	31
Figura 2-12 - Representação dos vetores de posição no plano x - y	31
Figura 2-13 – Simulação em MATLAB® dos três tipos de franjas que um interferômetro de Michelson pode produzir: a) franjas circulares: $a = 0 \mu\text{m}$ e $\Delta z = 0,5 \mu\text{m}$, b) franjas intermediárias: $a = 30 \mu\text{m}$ e $\Delta z = 50 \mu\text{m}$ c) franjas retas e paralelas: $a = 30 \mu\text{m}$ e $\Delta z = 0 \text{ m}$	34
Figura 3-1 - Franjas paralelas e área do fotodiodo.	39
Figura 3-2 - Função visibilidade de corrente normalizada, $v/G\mu\text{BS}_D$ versus b/Λ	42
Figura 3-3 - Gráfico de $v/G\mu\text{BSD}$ versus Λ para um fotodiodo com $b=1\text{mm}$	43
Figura 3-4 - Ângulo de desalinhamento (2α) entre os feixes dos interferômetros.....	43
Figura 3-5 - Curva de transferência óptica de um interferômetro de Michelson (LEÃO, 2004).....	47
Figura 3-6 - Sinais interferométricos simulados em MATLAB®. A linha, cujo sinal possui intensidade máxima unitária, representa o sinal de excitação enquanto que a linha cujo sinal	

possui intensidade menor representa o sinal recuperado. Em (a) $\phi_0 = \frac{\pi}{2}$, em (b) $\phi_0 = \pi$, em (c) $\phi_0 = \frac{3\pi}{2}$ e em (d) $\phi_0 = 2\pi$	50
Figura 3-7 - Sinal adquirido, distorcido pela ação do desvanecimento.....	53
Figura 3-8 – Sinal fotodetectado quando o interferômetro está operando na condição de quadratura de fase.....	53
Figura 3-9 – Sinais interferométricos simulados em MATLAB®. Em (a) $\phi_0 = \frac{\pi}{2}$, em (b) $\phi_0 = \pi$, em (c) $\phi_0 = \frac{3\pi}{2}$ e em (d) $\phi_0 = 2\pi$	55
Figura 4-1 – O processo de detecção de fase óptica utilizando o método de baixa profundidade de modulação.....	56
Figura 4-2 - Procedimento de calibração para a utilização do método de baixa profundidade de modulação. A tensão de excitação produz um deslocamento de fase igual a $\Delta\phi(t)_{pico} = \frac{\pi}{2} rad$	60
Figura 4-3 - Representação simulada da reentrância produzida pela aplicação de uma tensão de excitação que gera um deslocamento de fase $\Delta\phi(t)_{pico} > \frac{\pi}{2} rad$	61
Figura 4-4 - Comportamento da Função $F(\phi_0)$	66
Figura 5-1 – Atuador piezoelétrico do tipo <i>bender</i>	68
Figura 5-2 - Atuador do tipo <i>bender</i> em operação.....	68
Figura 5-3 - Tweeter piezoelétrico. (a) Cone instalado ao PZT. (b) modo de vibração fundamental. (c) modo de vibração com frequência tripla. (c) modo de vibração com frequência quádrupla (LEÃO, 2004).	69
Figura 5-4 – Piezoatuadores flexensionais clássicos. (a) Tipo <i>moonies</i> (b) Tipo <i>cymbals</i> (LEÃO, 2004).....	70
Figura 5-5 - Atuador flexensional agindo em uma pastilha de PZT (NADER, 2002).	70
Figura 5-6 - Projeto de um atuador flexensional utilizando a técnica de otimização topológica. (a) Domínio inicial. (b) Domínio discretizado. (c) Topologia obtida. (d) Interpretação. (e) Verificação (f) Modelo para a produção (CARBONARI, 2003).	72
Figura 5-7 - Exemplos de atuadores flexensionais projetados pelo método de otimização topológica (NADER, 2002).	73

Figura 5-8 - Projeto de multi-manipuladores flexensionais. (a) Nano-posicionador com dois graus de liberdade (XY). (b) Garra com quatro graus de liberdade (CARBONARI, 2008).	74
Figura 5-9 - Projeto de um manipulador flexensional utilizando a técnica de otimização topológica. (a) Domínio inicial. (b) Domínio discretizado. (c) Topologia obtida. (d) Interpretação. (e) Verificação (f) Modelo para a produção (CARBONARI, 2008).....	75
Figura 5-10 - Exemplos de manipuladores flexensionais projetados pelo método de otimização topológica.	75
Figura 5-11 - Esquema da Piezocerâmica PZT - 5A.	76
Figura 5-12 - Deslocamentos $\Delta L3$ (relacionado à d_{33}) e $\Delta L1$ (relacionado à d_{31}), obtidos em análise quase- estática efetuada experimentalmente usando o sensor MTI-2000 e por simulação usando o ANSYS: ▲ $\Delta L1$ experimental, --- $\Delta L1$ simulado, • $\Delta L3$ experimental e --- $\Delta L3$ simulado (MARÇAL et al., 2007).....	76
Figura 5-13 - <i>Tweeter</i> piezoelétrico utilizado nos experimentos.....	77
Figura 5-14 - Esquema do atuador flexensional AFX – 01 com a Piezocerâmica PZT - 5A instalada.	78
Figura 5-15 - Atuador piezoelétrico flexensional AFX - 01 conectado a uma Piezocerâmica PZT - 5A. (a) Vista lateral. (b) Vista lateral oposta. (c) Vista superior, com espelho acoplado no ponto de medição. (d) Outra vista lateral.	78
Figura 5-16 - Atuador piezoelétrico flexensional AFX - 02 conectado a uma Piezocerâmica PZT - 5A. (a) Vista lateral. (b) Vista lateral oposta. (c) Vista superior, com espelho acoplado no ponto de medição. (d) Outra vista lateral (MENEZES, 2009).	79
Figura 5-17 – Estrutura metálica do multi-atuador MFX-01.	80
Figura 5-18 - Domínio de projeto inicial do manipulador MFX – 01 (CARBONARI, 2008).	80
Figura 5-19 - Projeto do manipulador flexensional MFX – 01 utilizando a técnica de otimização topológica. (a) Domínio inicial. (b) Domínio discretizado. (c) Topologia obtida. (d) Interpretação. (e) Verificação (f) Modelo para a produção.....	81
Figura 5-20 - Manipulador piezoelétrico flexensional MFX-01. Percebe-se a presença das pastilhas de PZT responsáveis pelo acoplamento direto e cruzado.....	81
Figura 6-1 - Foto do interferômetro utilizado para a medição dos deslocamentos com o atuador do tipo <i>bender</i>	83
Figura 6-2 - Espelho colado ao tweeter piezelétrico.	84
Figura 6-3 - Foto do interferômetro utilizado nos experimentos.	84
Figura 6-4 - Espelho móvel colado a um atuador piezelétrico flexensional.	85

Figura 6-5 – Piezoatuadores fixados ao suporte. (a) Ilustração dos engastes. (b) Vista frontal do AFX – 01 fixo ao suporte. (c) Vista lateral do AFX – 01 preso ao suporte. (d) Vista frontal do AFX – 02 fixado ao suporte. (d) Vista lateral do AFX – 02 fixado ao suporte.	86
Figura 6-6 - Foto do interferômetro utilizado nos experimentos com o MFX – 01.	87
Figura 6-7 – (a) Fita reflexiva colada ao mini-manipulador piezelétrico flextensional. (b) Mini-manipulador fixado ao suporte.	88
Figura 6-8 - Interferômetro levemente desalinhado.	89
Figura 6-9 – Estágios de movimentação do espelho fixo.	89
Figura 6-10 – Franjas de interferência geradas por um interferômetro de Michelson projetadas em um anteparo. (a) Mostra o caso da formação de franjas circulares, (b) Franjas intermediárias (c) Franjas retas e paralelas.	90
Figura 6-11 - Franja de ordem zero.	91
Figura 6-12 - Foto da instrumentação eletrônica utilizada. Nela, podem ser visualizados o osciloscópio digital, o gerador de funções e os computadores usados na aquisição dos dados.	92
Figura 6-13 - Freqüencímetro utilizado para a contagem automática das franjas de interferência.	93
Figura 6-14 – Exemplo do Sinal Fotodetectado.	94
Figura 6-15 - Formas de onda mostrando as franjas de interferência e o sinal de excitação senoidal com freqüência de 800 Hz. As tensões de pico são iguais à: (a) 7,8 V, (b) 15,0 V, (c) 22,2 V, (d) 29,6 V, (e) 36,8 V, (f) 44,4 V, (g) 51,6 V, (h) 58,8 V e (i) 66,4 V.	96
Figura 6-16 - Relação de linearidade aproximada entre a tensão de excitação e o número de franjas do primeiro conjunto de dados.	98
Figura 6-17 - Gráfico dos deslocamentos obtidos através da excitação de um transdutor bilaminar e utilizando o método de contagem de franjas.	98
Figura 6-18 - Sinais fotodetectados utilizados para a calibração do sistema. (a) Reentrâncias. (b) Sinal aproximadamente senoidal. (c) FFT do sinal que representa V_{max}	101
Figura 6-19 - Forma de ondas adquiridas nas medições dos deslocamentos gerados pelo AFX – 01 em conjunto com a cerâmica PZT 5-A. Este conjunto de dados foi adquirido na freqüência de 125 Hz e as tensões de excitação são as seguintes: (a) 30,4 V _p . (b) 24,8 V _p . (c) 18,4 V _p . (d) 16,4 V _p . (e) 12,8 V _p . (f) 8,8 V _p . (g) 5,4 V _p . (h) 3,6 V _p	104
Figura 6-20 - Gráfico dos deslocamentos obtidos através da excitação da piezocerâmica conectada ao atuador flextensional AFX – 01, utilizando o método de baixo índice de modulação.	105
Figura 6-21 - Relação entre a tensão de excitação e a variação de fase acoplada ao atuador AFX – 01 com sinal de excitação triangular em 125 Hz.	106

Figura 6-22 - Forma de ondas adquiridas nas medições dos deslocamentos gerados pelo AFX – 02 em conjunto com a cerâmica PZT 5-A. Este conjunto de dados foi adquirido na frequência de 400 Hz e as tensões de excitação são as seguintes: (a) 18,4 V _p . (b) 14,8 V _p . (c) 11,2 V _p . (d) 7,4 V _p . (e) 3,6 V _p . (f) 1,08 V _p	108
Figura 6-23 – Gráfico da tensão de excitação versus deslocamento do atuador AFX – 02, para a frequência de 400 Hz.....	109
Figura 6-24 – Comportamento da fase em relação à tensão de excitação do AFX – 02 para a frequência de 400 Hz.....	110
Figura 6-25 – Simulação do comportamento do MFX – 01 no ANSYS. (a) Excitação da cerâmica vertical em 2 Hz. (b) Excitação da cerâmica horizontal em 1,4 KHz.....	111
Figura 6-26 - Simulação no ANSYS da deformação sofrida pelo MFX – 01 na frequência de 100 Hz.	113
Figura 6-27 – Simulação dos deslocamentos relacionados com a deformação do mini-manipulador operando em 100 Hz. (a) excitando-se a cerâmica vertical. (b) excitando-se a cerâmica horizontal.	113
Figura 6-28 - Sinais fotodetectados utilizados para a calibração do sistema. (a) Reentrâncias. (b) Sinal aproximadamente senoidal. (c) FFT do sinal associado ao fator de calibração V _{max}	115
Figura 6-29 - Forma de ondas das medições do acoplamento direto gerados pelo MFX-01.	116
Figura 6-30 - Gráfico dos deslocamentos obtidos devido à excitação da piezocerâmica presente no MFX-01. Valores que correspondem ao deslocamento direto.	117
Figura 6-31 - Demonstração do erro de trajetória presente quando o acoplamento cruzado foi medido na frequência de 100 Hz.....	117
Figura 6-32 - Erro de trajetória presente no sinal fotodetectado mesmo com baixa amplitude do sinal modulador.	118
Figura 6-33 - Gráfico dos deslocamentos obtidos devido à excitação da piezocerâmica presente no MFX-01. Valores que correspondem ao deslocamento acoplado.	119
Figura 7-1 - Comparação de forma de onda (frequência igual a 100 Hz) e espectros de sinais. (a) Excitação com amplitude elevada com erro de trajetória (b) Excitação com baixa amplitude e sem erro de trajetória.	124
Figura A-1 - Vista lateral de um feixe laser.....	135
Figura A-2 - Variação da amplitude do campo em função da posição radial.....	144
Figura A-3 - Perfil lateral de um feixe gaussiano.....	145
Figura A-4 - Representação espacial do campo elétrico na forma esférica.	145
Figura A-5 - Feixe gaussiano com várias frentes de onda representadas.	147

Figura A-6 - Cone assintótico com ângulo de raio angular θ	147
Figura A-7 - Perfil de intensidade óptica de um feixe laser.	150
Figura B-1 – Modos de expansão de uma cerâmica que exibe o efeito piezoelétrico. (a) modo de expansão em espessura. (b) modo transversal à espessura. (c) modo transversal à face (LEÃO, 2004).....	152
Figura B-2 - Componentes de deformação longitudinal (a) e de cisalhamento (b) (LEÃO, 2004).	153
Figura B-3 – Representação das forças e efeitos inerentes à presença de uma tensão mecânica. .	155
Figura B-4 - Campo elétrico aplicado na direção 3 de uma pastilha de PZT.....	157

LISTA DE TABELAS

Tabela 6-1 - Resultados obtidos com o primeiro conjunto de dados analisados.....	97
Tabela 6-2 - Resultados obtidos com o primeiro atuador piezelétrico AFX – 01 analisado.....	105
Tabela 6-3 - Resultados obtidos com o piezoatuador AFX – 02	109
Tabela 6-4 - Resultados obtidos para os deslocamentos com acoplamento direto gerados pelo manipulador MFX-01.....	116
Tabela 6-5 - Resultados obtidos para os deslocamentos com acoplamento direto gerados pelo manipulador MFX-01.....	118
Tabela 7-1 - Comparação dos resultados obtidos para o coeficiente angular da reta que descreve a linearidade do atuador piezelétrico flextensional AFX – 01.	121
Tabela 7-2 - Caracterização da piezocerâmica PZT – 5A utilizando o sensor óptico MTI – 2000 (MARÇAL et al., 2007).....	122
Tabela 7-3 - Valores de amplificação obtidos devido ao acoplamento da estrutura metálica à piezocerâmica 5 - A.....	122
Tabela 7-4 - Comparação dos resultados obtidos para o coeficiente angular da reta que descreve a linearidade do atuador piezelétrico flextensional AFX – 02.	123

LISTA DE ABREVIATURAS

AFX – 01 – Atuador Piezelétrico Flextensional 01

AFX – 02 – Atuador Piezelétrico Flextensional 02

ANSYS – *Software* computacional

BaTiO₃ – Titanato de Bário

EPUSP – Escola Politécnica da Universidade de São Paulo

FEIS – Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira

He-Ne – Hélio - Neônio

MEMS – Sistemas Microeletricomecânicos (*Micro-Electro-Mechanical Systems*)

MX-01 – Manipulador Piezelétrico Flextensional

NBPM – “*Narrow Band Phase Modulation*”.

PbTiO₃ – Titanato de chumbo

PbZrO₃ – Zirconato de Chumbo

PIN – Fotodiodo PIN (*Positive-Intrinsic-Negative*)

PPGEE – Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica

PZT - Titanato de chumbo

RMS – Valor eficaz (*Root Mean Squared*)

SI – Sistema Internacional de Unidades

SNR – Relação Sinal-Ruído (*Signal-Noise Ratio*)

UNESP – Universidade Estadual de São Paulo

USP – Universidade de São Paulo

LISTA DE SÍMBOLOS

ΔL - Amplitude de deslocamento

ϕ_s - Índice de modulação de fase de um sinal senoidal

$\Delta\phi(t)$ - Diferença de fase dinâmica entre o ramo sensor e o ramo de referência

ω_s - Frequência angular do sinal senoidal

s_{ijkl}^E - Matriz das constantes elásticas de flexibilidade (campo elétrico constante ou nulo)

d_{kij} - Matriz de Constante de deformação (Campo elétrico variável)

T_{kl} - Tensor tensão mecânica

S_{ij} - Tensor deformação mecânica

V_{pico} - Valor de pico da tensão de excitação

Δn - Variação do índice de refração

$\Delta I(t)$ - Variação temporal da intensidade óptica

ϕ_0 - Variação de fase estática

$\vec{u}$ - Vetor deslocamento de um meio material

λ - Comprimento de onda da fonte laser.

$\Phi(t)$ – Diferença de fase global acumulada entre os ramos de um interferômetro de Michelson

ΔA_j – Elemento de área de um meio material

E_0 – Valor RMS do campo elétrico na saída de um laser

F – Força de deformação

$I(t)$ – Intensidade óptica

I_0 – O dobro da intensidade óptica do laser

I_1 e I_2 – Intensidade óptica dos feixes ópticos do ramo 1 e ramo 2, respectivamente de um interferômetro de Michelson

j – Unidade imaginária

l - Deslocamento

n – Índice de modulação

Q_1 – Ponto de polarização quiescente

V – Visibilidade das franjas de um interferômetro de Michelson

$v(t)$ – Tensão elétrica fotodetectada,
 V_{max} – Tensão de calibração
 X, Y, Z – Coordenadas espaciais
 Z_0 – Impedância intrínseca do meio
 ω – Freqüência angular
 μ – Permissividade do meio
 b, h – Dimensões do fotodiodo
 A, B – Constantes da expressão de $I(x, t)$
 T – Período temporal
 G – Responsividade de corrente do fotodiodo
 i – Corrente elétrica no fotodiodo
 S_D – Área do Fotodiodo
 v - Visibilidade da corrente detectada
 α - Alinhamento angular dos feixes do interferômetro
 Λ - Período espacial das franjas de interferência
 $\Delta\Phi(t)$ – Variação de fase global entre os ramos do interferômetro
 N_f – Número de franjas de interferência contadas utilizando o método de contagem de franjas
 $\Phi(t)$ – Variação de fase global entre os ramos do interferômetro
 ΔL_{Pico} – Máximo valor de deslocamento medido nos atuadores e manipuladores
 $\langle i_Q^2 \rangle$ - Valor quadrático médio da corrente do ruído *shot*
 $\langle i(t) \rangle$ - Valor médio da corrente do fotodetector
 B – Largura de banda do fotodetector
 R_I – Responsividade de corrente do fotodiodo
 $\langle i_s^2 \rangle$ - Potência média do sinal fotodetectado
 K – Constante de fase do meio
 m – coeficiente angular dos gráficos de linearidade dos atuadores
 ΔZ – Distância de separação vertical entre fontes ópticas
 a – Distância de separação horizontal entre as fontes ópticas
 w_0 – Mínimo *Spot size*
 $w(z)$ – *Spot size*
 $R(z)$ – Função variação do raio de curvatura da frente de onda.
 ϕ_1, ϕ_2 – Fases iniciais

Z_0 – Impedância intrínseca de um meio ilimitado
 E_1, E_2 – Campos elétricos irradiados pelas fontes ópticas
 μ - Fator que leva em consideração as não idealidades do interferômetro de Michelson
 M – Parâmetro relacionado com o período espacial das franjas de interferência
 $\delta(t)$ – Função Delta de Dirac
 Δn – Variação do índice de refração do meio
 Δl – Variação de comprimento do braço óptico do interferômetro
 ν_{BIAS} – Componente de polarização c.c do sinal interferométrico fotodetectado
 ν_{ac} – Componente de polarização c.c do sinal interferométrico fotodetectado
 $i(t)$ – Corrente elétrica fotodetectada
 η - Eficiência quântica do fotodiodo
 q – carga do elétron
 h – Constante de Planck
 ν - Frequência da radiação óptica
 $\vec{e}$ - Campo elétrico
 $\vec{b}$ - Indução magnética
 $\vec{d}$ - Deslocamento elétrico
 $\vec{j}$ - Densidade de corrente elétrica
 $\vec{h}$ - Campo magnético
 t - tempo
 ρ - Densidade de carga elétrica
 ϵ - Permissividade do meio
 σ - Condutividade do meio
 ϵ_0 – Permissividade do vácuo
 μ_0 – Permeabilidade do Vácuo
 c – Velocidade da luz
 E – Campo elétrico escalar
 R – Vetor posição
 $P(z), q(z)$ – Funções complexas
 a, b – Constantes arbitrárias
 q_0 – Constante complexa arbitrária

SUMÁRIO

CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO	16
1.1 Demodulação de Fase Óptica Através do Método de Baixa Profundidade de Modulação....	18
1.2 Apresentação da Dissertação	19
CAPÍTULO 2 - INTERFEROMETRIA ÓPTICA E FORMAÇÃO DE FRANJAS DE INTERFERÊNCIA	21
2.1 Experimento de Young	21
2.2 Interferômetro de Michelson	22
2.3 Formação de Franjas no Interferômetro de Michelson	23
2.3.1 Formação de Franjas Circulares	26
2.3.2 Formação de Franjas Intermediárias	26
2.3.3 Formação de Franjas Paralelas	27
2.4 Análise Matemática da Formação das Franjas de Interferência	28
2.5 O Método de Contagem de Franjas	35
CAPÍTULO 3 - ANÁLISE DO SINAL INTERFEROMÉTRICO FOTODETECTADO	37
3.1 Fotodetecção do Sinal Interferométrico	37
3.2 Fotodetecção das Franjas de Interferência Paralelas	38
3.3 Relação Entre a Corrente Produzida por um Fotodiodo e a Área de Fotodetecção	41
3.3.1 O Amostrador Ideal	44
3.4 Análise Temporal do Sinal Fotodetectado	45
3.4.1 Característica de Transferência do Interferômetro	47
3.4.2 Efeito da Variação de ϕ_0 sobre o Sinal Interferométrico Fotodetectado	51
3.5 Medição de Grandes Deslocamentos – O Método de Contagem de Franjas	53

CAPÍTULO 4 – O MÉTODO DE BAIXA PROFUNDIDADE DE MODULAÇÃO PARA A DETECÇÃO DE SINAIS INTERFEROMÉTRICOS 56

4.1 Análise Matemática do Método de Baixa Profundidade de Modulação.....	57
4.2 Procedimento de Autocalibração do Interferômetro.....	59
4.3 Sensibilidade do Interferômetro Homódino.....	63

CAPÍTULO 5 - ATUADORES E MANIPULADORES PIEZOELÉTRICOS FLEXTENSIONAIS 67

5.1 Atuadores Piezoelétricos do Tipo Bender	67
5.2 Atuadores Piezoelétricos Flexensionais	69
5.3 Manipuladores Piezoelétricos Flexensionais	73
5.4 Descrição da Piezocerâmica, dos Atuadores e do Manipulador Piezoelétrico Flexensional Utilizados	75
5.4.1 Cerâmica PZT – 5A	75
5.4.2 Atuador Piezoelétrico do Tipo Bender: Tweeter Piezoelétrico.....	77
5.4.3 Atuador Piezoelétrico Flexensional – AFX - 01	77
5.4.4 Atuador Piezoelétrico Flexensional – AFX - 02	78
5.4.5 Manipulador Piezoelétrico Flexensional – MFX - 01	79

CAPÍTULO 6 - EXPERIMENTOS REALIZADOS E RESULTADOS OBTIDOS..... 82

6.1 Descrições dos Interferômetros Montados.....	82
6.1.1 Interferômetro Montado para a Caracterização do Atuador do Tipo Bender.....	83
6.1.2 Interferômetro Montado Para a Caracterização dos Atuadores Piezoelétricos Flexensionais AFX – 01 E AFX 02.....	84
6.1.3 Interferômetro Montado para a Caracterização do Mini-Manipulador MFX – 01	86
6.2 Processo de Alinhamento do Interferômetro	88
6.4 Franjas de Interferência.....	90
6.4 A Franja de Ordem Zero.....	91
6.5 Instrumentação Eletrônica Utilizada.....	92
6.6 Procedimento de Medição Interferométrica.....	93
6.6.1 Medição de Deslocamentos Utilizando o Atuador Piezoelétrico do Tipo Bender: Tweeter Piezoelétrico.....	94

6.6.2 Medição De Deslocamentos Utilizando o Atuador Piezolétrico Flextensional AFX – 01 .	99
6.6.3 Medição De Deslocamentos Utilizando o Atuador Pizelétrico Flextensional AFX – 02 ..	106
6.6.4 Medição De Deslocamentos Utilizando o Mini-Manipulador Pizelétrico Flextensional MFX – 01	110
CAPÍTULO 7 - CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS	120
7.1 Conclusões.....	120
7.2 Sugestões para Trabalhos Futuros	125
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	126
APÊNDICE A – TEORIA DOS FEIXES GAUSSIANOS	132
A.1 Equação de Onda Vetorial	132
A.2 Propagação de Feixes Lasers	134
A.3 Interpretação dos Parâmetros da Solução do Feixe Gaussiano	143
A.4 Intensidade Óptica do Feixe Gaussiano	149
APÊNDICE B – PIEZOELETRICIDADE	151
B.1 Equações Constitutivas dos Materiais Piezoelétricos	152

CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO

A troca de informações é de grande importância para o desenvolvimento da ciência. Quando institutos de pesquisas, universidades e centros técnicos interagem entre si, promovendo a passagem do conhecimento, invariavelmente, todos os envolvidos acabam se beneficiando. Esta dissertação de mestrado é realizada em parceria com o Grupo de Sensores e Atuadores de EPUSP e tem como objetivo fazer a caracterização, em relação aos deslocamentos absolutos, de atuadores piezoelétricos flexensionais e de um novo mini-manipulador piezoelétrico flexensional projetados e construídos por este grupo. Esses mini-manipuladores são também chamados de multi-atuadores, pois são formados por mais de uma cerâmica de PZT e, com isso, a deformação pode ser alocada em mais de um modo (CARBONARI, 2008).

Os atuadores e o mini-manipulador piezoelétrico flexensional foram desenvolvidos com técnicas que representam a vanguarda no projeto e execução dessas estruturas flexíveis. Com essas técnicas é possível, de acordo com as características de projeto, proporcionar a máxima conversão entre a deformação da cerâmica piezoelétrica em deslocamentos absolutos. Para tanto, usa-se o método da otimização topológica em conjunto com a técnica de elementos finitos (SILVA; KIKUCHI, 1999).

Com a otimização topológica, o projeto dessas estruturas, que antes era extremamente complexo por ser realizado analiticamente, pode ser realizado de forma sistemática, através de algoritmos computacionais. Através da introdução das variáveis de projeto, como por exemplo, máxima rigidez, máximo coeficiente de penalidade, máximo deslocamento acoplado proporcionado, dentre outras, é capaz de se projetar estruturas flexíveis, sem dobradiças, que obedecem aos objetivos de projeto. Levando em consideração que a otimização topológica baseia-se na presença ou ausência de material no domínio de projeto, utiliza-se o método de elementos finitos para a verificação e simulação desses projetos.

Para a fabricação destes atuadores e mini-manipuladores, utiliza-se a tecnologia de MEMS (Sistemas Microeletromecânicos) que representam a nova geração destes dispositivos. Estima-se que em 2009, seja disponibilizado mais de oito mil modelos de dispositivos MEMS, e, que em 2011, o lucro de empresas que trabalham com MEMS seja de mais de 10 bilhões de dólares

(CARBONARI, 2008). Essas informações justificam o desenvolvimento de pesquisas e a produção de novos materiais que utilizam esta técnica.

Os atuadores e mini-manipuladores são empregados em diversas áreas onde a precisão do movimento e o tamanho diminuto são imprescindíveis. Movimentação de ponteiras e lentes de microscópios ópticos e de varredura, leitores de discos rígidos e CDs, além do posicionamento de estruturas e organelas celulares fazem parte do rol das utilizações desses atuadores. Com o rápido desenvolvimento da nanotecnologia os dispositivos capazes de proporcionar deslocamentos nesta ordem de grandeza terão papel de destaque.

Os atuadores e mini-manipuladores são formados pela associação de uma cerâmica piezoelétrica com uma estrutura de alumínio. Essa estrutura é fixada à cerâmica fazendo com que sempre que houver excitação elétrica na cerâmica, esta sofra deformação mecânica e, conseqüentemente, a estrutura também se deforme provocando os deslocamentos a serem medidos.

Existem várias formas de se caracterizar um material: linearidade, frequências de ressonâncias mecânicas, composição física e química, dentre outras. Com isso, utilizando a técnica interferométrica, será realizado neste trabalho o estudo da linearidade do manipulador em relação à tensão de excitação e o deslocamento produzido.

Para a realização das medições, utilizou-se a interferometria óptica e o método de baixo índice de modulação. A interferometria óptica é um ramo da ciência que começou a se desenvolver de forma acelerada no começo do século XX e ganhou impressionante impulso com o desenvolvimento do laser, haja vista que as limitações existentes antes dessa época sempre se relacionavam com o baixo grau de coerência das fontes de luz utilizadas.

O instrumento de trabalho da interferometria é o interferômetro, que pode ser montado em várias configurações. As de Michelson, Mach-Zehnder, Fizeau, Sagnac e Fabry-Perot são as mais consolidadas na literatura. Neste trabalho, usou-se apenas a configuração de Michelson, as outras, não foram tratadas nesta dissertação.

Um dos maiores trunfos da interferometria é o seu alto grau de sensibilidade. Devido ao comprimento de onda do laser ser muito pequeno (da ordem de $1\mu\text{m}$), variações na fase óptica podem ser mensuradas, mesmo sendo muito pequenas. Atualmente, com a instrumentação eletrônica disponível, se consegue facilmente detectar 1° de modulação angular. Ora, na frequência óptica é necessário um deslocamento da ordem de 1 nm para que haja a variação de 1° na fase óptica. Com isso, os interferômetros surgem como importantes sensores de deslocamento ou de vibração, micro e sub-micrométrico (LEÃO, 2004).

Entretanto, essa vantagem pode se tornar uma grande dificuldade no sentido de que quando a modulação em fase a ser demodulada é aplicada sobre o dispositivo em estudo uma segunda fase, chamada de fase estática se mostra presente.

Também chamada de ϕ_0 , essa fase estática sofre variação de forma não previsível, de modo que o sinal de interesse pode se perder e não fornecer qualquer informação relevante. Esse fenômeno é chamado de desvanecimento do sinal interferométrico. A fim de evitar a ação do ϕ_0 o local de medição deve ser condicionado para que vibrações externas, ruídos mecânicos e elétricos e interferências não estejam presentes no laboratório de medição.

1.1 DEMODULAÇÃO DE FASE ÓPTICA ATRAVÉS DO MÉTODO DE BAIXA PROFUNDIDADE DE MODULAÇÃO

A literatura fornece diversos métodos de demodulação de fase óptica. Dentre os mais estudados pelo grupo de pesquisa em optoeletrônica da UNESP – Campus de Ilha Solteira estão os métodos espectrais que utilizam as funções de Bessel (MARÇAL, 2008; MENEZES, 2009). Entretanto, vários desses métodos são utilizados quando se deseja fazer a demodulação de sinais que possuam altos índices de modulação, ou ainda, que produzam deslocamentos superiores a 600Å.

A aplicação da técnica de detecção de fase óptica com baixo índice de modulação é uma das técnicas mais simples e antigas, porém, bastante sensível e precisa. Em 1969, Sizgoric e Gundjian a empregaram para medir amplitudes de vibrações ultrasônicas na faixa de sub-ångstrons. No trabalho, utilizou-se sinais senoidais na faixa de alguns kHz para excitar transdutores de quartzo, chegando-se a medir deslocamentos de 10^{-2} Å. A demodulação do sinal fotodetectado foi obtido aplicando-se a técnica de detecção síncrona, com o auxílio de um amplificador *lock-in*.

De acordo com Mezrich et. al. (1976) aplicou-se este método para medição e visualização de ondas ultrasônicas operando até 10 MHz, através de interferometria de varredura. Empregando-se um interferômetro de Michelson, o sistema permitia medir amplitudes de deslocamentos entre 0,07 até 100Å, com resolução lateral de 1 mm.

Bucaro et. al.(1977) utilizou esta técnica de detecção a um interferômetro Mach-Zehnder em fibra óptica para fins de medir pressões acústicas em fluídos. Operando com frequências entre 40 a 400 kHz, obteve-se a mesma sensibilidade dos melhores hidrofones acústicos da época.

Drake & Leiner (1984) aplicaram o método de baixo índice de modulação a um interferômetro de Fizeau em fibra óptica para medir vibrações na faixa de sub-ångstron. Os autores

empregaram esquemas de detecção de pico no processamento do sinal. O instrumento foi usado para medir deslocamentos em membranas de tímpanos de insetos.

Greaves & Curzon (1988) utilizaram um analisador de espectros para extrair a componente fundamental do sinal fotodetectado, e daí, medir amplitudes de deslocamentos nanométricos utilizando um interferômetro de Michelson.

Clubley et. al.(2001) utilizou um interferômetro de Fabry-Perot e o método de baixo índice de modulação para caracterizar o ruído presente na modulação de uma célula eletroóptica.

Assim, o principal objetivo desta pesquisa consiste em utilizar a interferometria óptica e o método de baixa profundidade de modulação, para detectar deslocamentos no modelo de atuadores piezelétricos flexensionais, chamados de AFX – 01 e AFX – 02, e, em um novo mini-manipulador, aqui chamado de MFX-01. Os resultados experimentais a serem apresentados neste relatório evidenciarão a grande sensibilidade da interferometria óptica e a eficiência do método de baixa profundidade de modulação, haja vista que deslocamentos de aproximadamente $35\text{\AA}$ são medidos no mini-manipulador piezelétrico flexensional.

1.2 APRESENTAÇÃO DA DISSERTAÇÃO

São abordados nesta dissertação conceitos gerais da interferometria óptica. A descrição do o método de contagem de franjas e também o método de baixa profundidade de modulação, bem como a sua sensibilidade, são apresentados. É mostrado também, conceitos sobre piezeletricidade, atuadores do tipo *bender*, além dos atuadores e manipuladores piezelétricos flexensionais. E, por fim, apresenta os resultados que levam a concluir que o AFX – 01, AFX – 02 e o MFX-01, modelos utilizados neste trabalho, têm comportamento linear, quando se compara o deslocamento produzido em relação à tensão de excitação.

Desta forma, descreve-se no Capítulo 2 a interferometria óptica de forma mais completa, mostrando o interferômetro de Michelson pormenorizadamente, a teoria acerca das franjas de interferência e o processo de formação dessas figuras, que são o resultado da interferência de dois feixes, visualizadas em um anteparo. Apresenta-se ainda neste capítulo o método de contagem de franjas de interferência.

No Capítulo 3, é deduzida, a característica de transferência do interferômetro, baseado em grandezas, inicialmente, dependentes da sua localização no espaço e, posteriormente, com grandezas puramente temporais (a distribuição espacial das franjas não é relevante), adotando-se o fotodiodo como um amostrador ideal. Também é investigado o efeito da variação espúria do termo

de fase associado à diferença de caminho óptico entre os braços do interferômetro, conhecido como desvanecimento.

É apresentado no Capítulo 4 o método de baixa profundidade de modulação para demodular sinais interferométricos. Será explicada também a forma correta de utilizar o método, devido ao procedimento de calibração que deve ser realizado para que o método tenha a sua precisão maximizada, bem como, a sensibilidade deste método

No Capítulo 5 é abordada a teoria dos atuadores piezelétricos, explicando a piezeletricidade, o efeito piezelétrico, as relações entre deformação e tensão mecânicas e, no final, descreve os atuadores do tipo *bender*, os atuadores e os manipuladores piezelétricos flexensionais.

Dedica-se o Capítulo 6 aos experimentos realizados e registro dos resultados obtidos, sendo as conclusões e discussões apresentadas no Capítulo 7.

CAPÍTULO 2 - INTERFEROMETRIA ÓPTICA E FORMAÇÃO DE FRANJAS DE INTERFERÊNCIA

O início do desenvolvimento da interferometria óptica é atribuído às pesquisas independentes de Robert Boyle e Robert Hooke no século XVIII (BORN; WOLF, 1999). Quase três séculos depois, a interferometria ainda desperta grande interesse sendo alvo de inúmeras pesquisas e publicações. A interferência entre dois feixes é o fenômeno causado pelas superposições de feixes que podem ser originados de uma ou mais fontes de luz e se caracteriza por regiões onde a intensidade da luz é máxima ou mínima. A sua utilização é de sumária importância quando se deseja medir grandezas com elevadíssimo grau de sensibilidade e exatidão.

Os principais instrumentos utilizados na interferometria óptica são os interferômetros sendo o modelo montado por Michelson o primeiro a ser construído. Entretanto, não se pode deixar de mencionar a importante contribuição de Thomas Young no desenvolvimento da teoria acerca da interferometria óptica. Assim, são citados neste capítulo o experimento de Young, o interferômetro de Michelson, o processo de formação das franjas de interferência além do método de contagem de franjas.

2.1 EXPERIMENTO DE YOUNG

O experimento descrito a seguir foi proposto por Thomas Young, em 1801, quando este cientista publicou seus estudos sobre a natureza ondulatória da luz e lançou as bases da interferometria óptica (BORN; WOLF, 1999; HARIHARAN, 1985; MOLLON, 2002). A análise desse experimento é realizada sob o pressuposto de que as ondas eletromagnéticas se propagam em um meio ilimitado e a região de observação é suficientemente afastada da fonte, também chamada de região de campo distante.

Young irradiou duas pequenas e estreitas fendas paralelas com a mesma fonte luminosa gerando assim duas fontes pontuais de luz S_1 e S_2 , como mostra a Figura 2-1, sendo β o plano que contém as fontes, α o plano ao qual as fontes são projetadas, D a distância entre os planos, “ a ” a distância entre as fontes e X a localização do ponto de observação P .

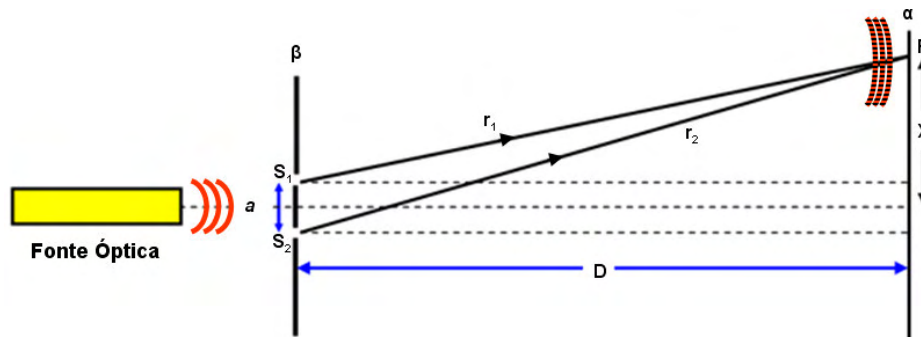


Figura 2-1 Representação esquemática do experimento de Young.

Mediante uma investigação que será desenvolvida nas próximas seções, pode-se concluir que a superposição dos feixes sob um ponto P, contido no plano α a uma distância D do plano β das fontes, é caracterizada pelo aparecimento das franjas de interferência. Neste tipo de montagem, as franjas são raias paralelas e equidistantes claras, quando há interferência construtiva (um máximo), ou escuras quando é destrutiva (um mínimo), como apresentado na Figura 2-2:

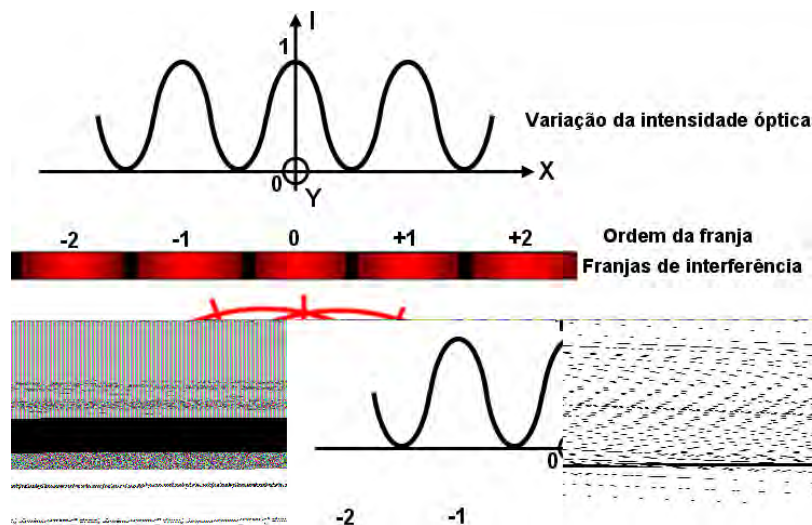


Figura 2-2 - Representação das franjas produzidas pelo experimento de Young. Observam-se raias claras quando há um máximo e raias escuras quando há um mínimo de intensidade óptica I.

2.2 INTERFERÔMETRO DE MICHELSON

Essa configuração, proposta por Albert Abraham Michelson no final do século XIX, é uma das mais utilizadas na interferometria óptica. Michelson utilizou essa montagem para investigar a existência do “éter”, meio no qual, como acreditavam os pensadores da época, a radiação eletromagnética se propagava. Entretanto, após os resultados obtidos por essa montagem,

Michelson pode rejeitar a existência deste meio e, em virtude destes resultados, se tornou o primeiro cidadão americano a ganhar o Prêmio Nobel (MICHELSON; MORLEY, 1887).

A Figura 2-3 apresenta uma versão a laser do interferômetro de Michelson proposto para os experimentos realizados nesta dissertação de mestrado. A montagem foi feita usando um espelho móvel M_1 , um fixo M_2 , ambos de reflexão total, e, um divisor de feixes com relação 50:50. Observa-se também, a presença da fonte laser, de uma lente expansora e de um anteparo onde as figuras de interferência são projetadas.



Figura 2-3 - Interferômetro de Michelson.

Para um tratamento eletrônico do sinal de saída do interferômetro, sugere-se a substituição do anteparo por um fotodetector, ao qual pode ser conectado a um osciloscópio digital, e, os dados assim adquiridos são armazenados para um futuro processamento.

Através da inspeção da Figura 2-3, percebe-se que o feixe laser após ser dividido sofre reflexão nos espelhos M_1 e M_2 . Devido à reflexão, os feixes retornam ao divisor onde são recombinados e direcionados ao anteparo, percorrendo cada ramo (ou braço) do interferômetro duas vezes. Isso faz com que a sensibilidade desta configuração seja duplicada. O ramo do feixe 1 é chamado de sensor, pois será nele onde acontecerão as mudanças nas grandezas a serem mensuradas, sejam elas deslocamento, pressão, índice de refração do meio, dentre outras. O ramo do feixe 2 é chamado de referência.

2.3 FORMAÇÃO DE FRANJAS NO INTERFERÔMETRO DE MICHELSON

Um recurso que simplifica a análise do interferômetro de Michelson consiste em transformá-lo em um arranjo de Young equivalente. Isso é possível, pois a saída do divisor de feixes

do Michelson se comporta como as fontes de um Young (MUNIQUE, 1997). Esse fato pode ser observado através da Figura 2-4.

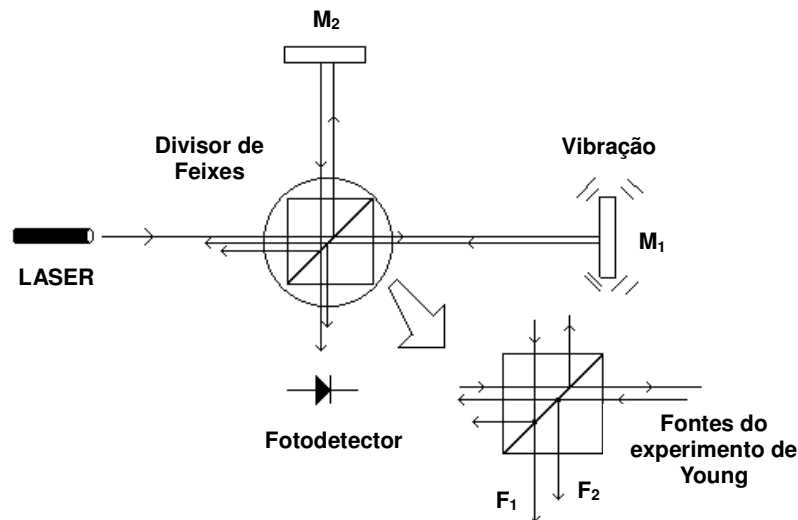


Figura 2-4 - Interferômetro de Michelson tendo o divisor de feixes em destaque (LEÃO, 2004).

Observa-se que os pontos F_1 e F_2 , mostrados em detalhe na Figura 2-4, atuam como as fontes (S_1 e S_2 na Figura 2-1) do experimento de Young, haja vista que possuem as mesmas características, pois são oriundos de uma mesma fonte óptica. No campo distante, na existência de um anteparo, as figuras de interferência podem ser observadas.

Na realidade, como os planos dos espelhos M_1 e M_2 podem estar angularmente deslocados por um ângulo diferente de 90° , esta configuração é mais geral, sendo a montagem realizada por Young apenas uma de suas possibilidades (ou seja, um caso particular).

Utilizando inicialmente conceitos da óptica geométrica, e com o auxílio da Figura 2-5, os seguintes passos devem ser realizados para a transformação supracitada:

1. Em relação ao espelho M_2 , a fonte óptica O terá uma imagem I_2 situada atrás deste espelho. A imagem estará situada numa distância L_2 que é igual ao dobro da soma das distâncias da fonte até o divisor de feixes e do divisor até o espelho M_2 .
2. Em relação ao espelho M_1 , a fonte O terá uma imagem I_1' situada atrás deste espelho. A imagem estará situada numa distância L_1' do espelho M_1 , igual à distância L_1 da fonte O até o espelho M_1 .
3. Em relação ao divisor de feixes, o espelho M_1 terá uma imagem virtual M_1' . Esta imagem estará situada numa distância igual à distância do divisor de feixes ao espelho M_1 , acima do divisor.

4. Em relação ao divisor de feixes, a fonte I_1' terá uma imagem virtual I_1 . Essa imagem estará situada acima do divisor, a uma distância $2L_1$ que é igual ao dobro da distância da fonte O até o espelho M_1 .

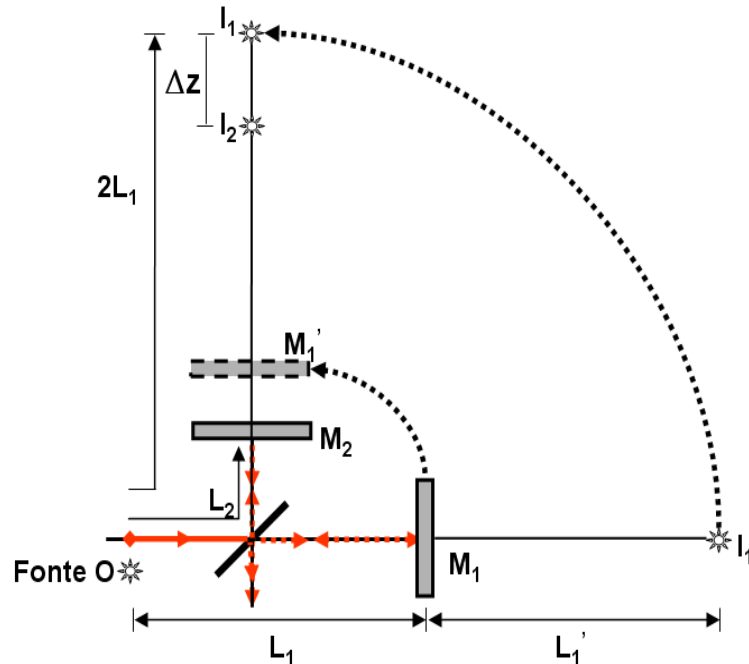


Figura 2-5 – Experimento de Young equivalente formado através de um interferômetro de Michelson.

Como pode ser percebida, a projeção da imagem de M_1 sobre o eixo do espelho M_2 , faz com que a imagem da fonte O, em relação a M_1 também seja projetada sobre o eixo do segundo espelho. Com isso criaram-se duas fontes, I_1 e I_2 como as formadas no experimento de Young, através de um interferômetro de Michelson. Isto ocorre, pois há a existência de duas fontes de mesma origem sendo projetadas sobre o mesmo ponto (anteparo ou fotodiodo). Δz é a distância entre as fontes virtuais I_1 e I_2 .

Em resumo, a análise do interferômetro de Michelson ficou reduzida a investigar a interferência da luz causada por duas fontes virtuais I_1 e I_2 separadas por uma distância Δz e que irradiam colinearmente. A rigor, como citado anteriormente, isto não constitui exatamente uma montagem como a realizada por Young, representado na Figura 2-1, na qual F_1 e F_2 irradiam luz na direção ortogonal ao eixo do alinhamento das fontes I_1 e I_2 . Porém, em casos práticos, os espelhos M_1 e M_2 podem não estar exatamente a 90° entre si, ou seja, o interferômetro pode estar desalinhado. Neste caso, a montagem realizada por Young pode constituir um caso particular.

Nos próximos parágrafos, apresentam-se os resultados, que podem ser obtidos para três diferentes situações.

2.3.1 FORMAÇÃO DE FRANJAS CIRCULARES

O perfeito alinhamento do interferômetro acontece quando os espelhos M_1 e M_2 estão ortogonais entre si, como ilustrado na Figura 2-6. Ocorrendo a ortogonalidade, a imagem I_1' estará, então, paralela e na direção do plano do espelho M_2 . Como as fontes I_1 e I_2 estão em eixos perpendiculares às faces dos espelhos M_1 e M_2 , respectivamente, conclui-se então que I_1 e I_2 estão num mesmo eixo, separados por Δz , e emitem feixes que estão sobrepostos, caracterizando o perfeito alinhamento do interferômetro de Michelson. No anteparo, franjas de interferência perfeitamente circulares e concêntricas irão aparecer.

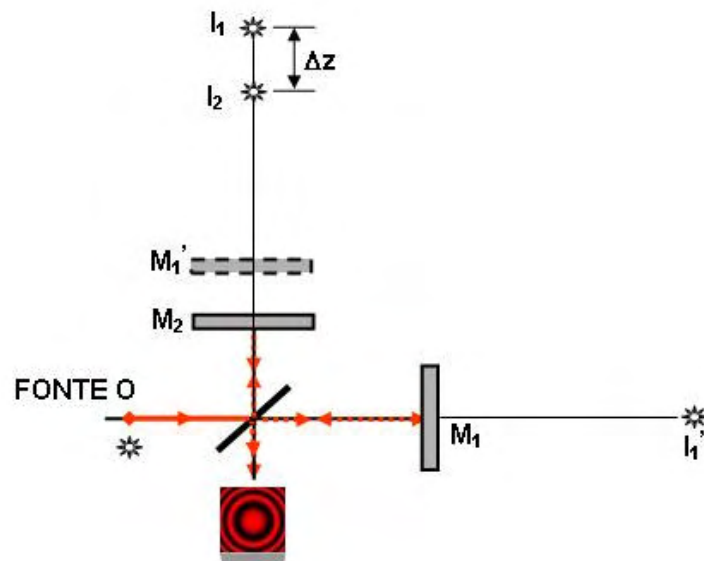


Figura 2-6 - Experimento de Young equivalente, com I_1 e I_2 e com os espelhos ortogonais.

Nesta disposição as franjas movimentam-se concentricamente, entrando (como se fosse um sorvedouro) ou saindo (como um sumidouro) de um ponto central, conforme a direção de deslocamento do espelho móvel.

2.3.2 FORMAÇÃO DE FRANJAS INTERMEDIÁRIAS

Uma análise similar é realizada quando se investiga a não ortogonalidade entre os espelhos: quando M_1 está inclinado em relação a M_2 , sua imagem não mais estará paralela ao espelho fixo. Ilustra-se na Figura 2-7 esse fato. Com isso, as fontes não estarão mais no mesmo eixo transversal e, conseqüentemente, os feixes não serão mais perfeitamente sobrepostos. As fontes I_1 e I_2 estão deslocadas verticalmente por Δz e horizontalmente por a . No anteparo aparecerão faixas finas e curvas, que são o padrão presente quando o interferômetro não está perfeitamente alinhado e a distância dos espelhos até o divisor de feixes é diferente.

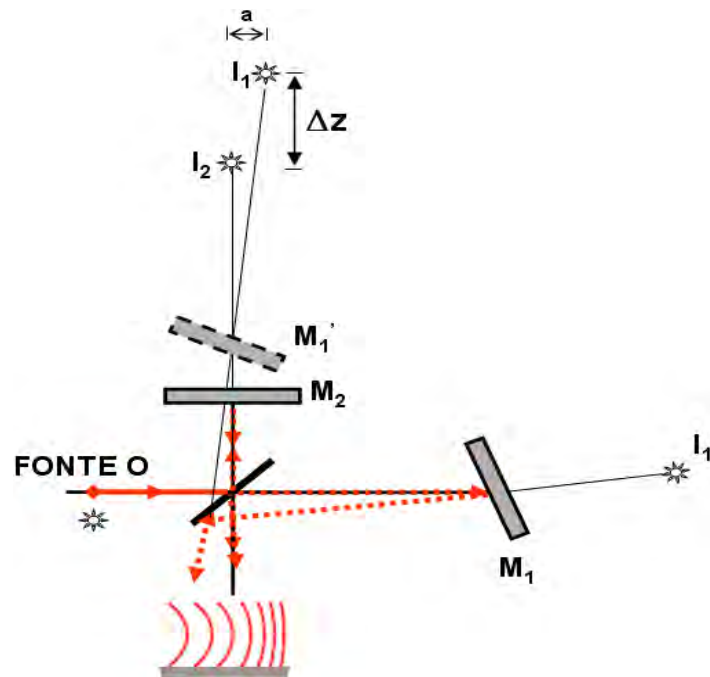


Figura 2-7 – Experimento de Young equivalente, com I_1 e I_2 e com o espelho M_1 levemente desalinhado.

Nesta situação, porém, o movimento dessas franjas acontece para a direita ou para a esquerda sobre o anteparo, de acordo com a direção de deslocamento do espelho móvel.

2.3.3 FORMAÇÃO DE FRANJAS PARALELAS

À medida que o desalinhamento entre espelhos aumenta, as franjas deixam de ser curvas e se tornam faixas paralelas, como as obtidas no experimento de Young e mostrado na Figura 2-8. Ao contrário da Figura 2-7, neste caso, ambos os espelhos encontram-se levemente desalinhados. Observa-se, também, que as franjas na Figura 2-7 correspondem a uma situação intermediária entre as franjas circulares e paralelas.

Neste terceiro caso, a distância entre os espelhos e o divisor de feixes é igual, e, o efeito disso pode ser percebido nas imagens virtuais da fonte O . Como apresentado na Figura 2-8, I_1 e I_2 estão no mesmo eixo horizontal e espaçados pela distância a caracterizando a não diferença de trajeto percorrido pela luz quando esta atravessa o divisor de feixes, encontra os espelhos de reflexão total e retorna ao divisor. Portanto, este caso constitui exatamente o modelo de Young, como apresentado na Figura 2-1, porém, com as fontes S_1 e S_2 substituídas por I_1 e I_2 .

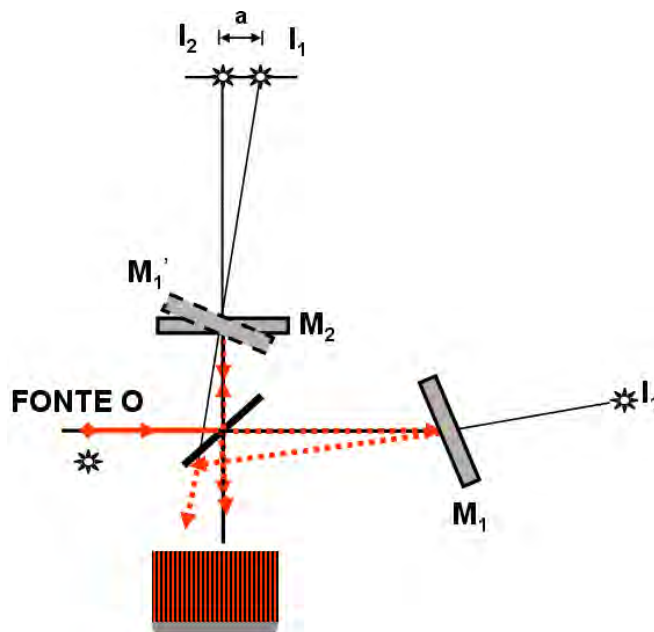


Figura 2-8 – Interferômetro desalinhado. Verifica-se a presença de faixas paralelas no anteparo.

Na prática, para que o padrão de franjas seja melhor visualizado sobre o anteparo, é necessário que haja a colocação de uma lente objetiva na saída da ampola de laser, como esquematizado na Figura 2-9, bem como, de uma lente expansora na saída do interferômetro.

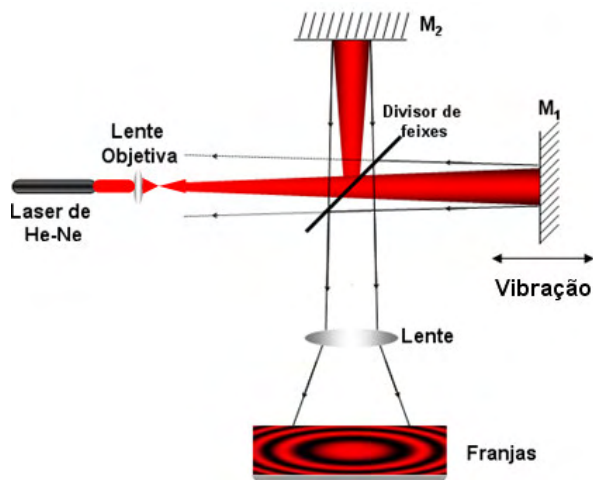


Figura 2-9 - Interferômetro de Michelson com lentes expansoras para que auxilie na visualização de vários anéis.

2.4 ANÁLISE MATEMÁTICA DA FORMAÇÃO DAS FRANJAS DE INTERFERÊNCIA

Nesta seção far-se-á uma reunião das informações discutidas na seção 2.3, onde a transformação do interferômetro de Michelson num arranjo de Young foi apresentada, e no Apêndice A, onde os feixes gaussianos são definidos. O objetivo é obter as expressões que regem

matematicamente o processo de formação dos três tipos de franjas de interferência no interferômetro de Michelson. Na Figura 2-10 apresenta-se um resumo das três condições de alinhamento do experimento de Young equivalente, apresentadas na Figura 2-6, na Figura 2-7 e na Figura 2-8.

Na Figura 2-10, pode ser visto que quando as imagens das fontes estão em um mesmo eixo longitudinal, como no caso (a), caracterizando-se a ortogonalidade dos espelhos, a imagem formada no anteparo é a de franjas circulares. Observa-se também que, quando os espelhos estão levemente desalinhados, as franjas circulares se movimentam para fora do anteparo e raias paralelas começam a aparecer, como no caso (b). Nessa situação já pode ser percebido o efeito do desalinhamento. Por fim, o caso (c), refere-se a uma situação onde ambos os espelhos estão desalinhados, embora, com um desvio angular muito pequeno, da ordem de 1 rad/1000, e tem as fontes I_1 e I_2 deslocadas. Porém, elas estão a uma mesma distância do divisor de feixes, de forma que as franjas tornam-se paralelas.

Conforme estabelecido na Figura 2-5, I_1 e I_2 são imagens virtuais da fonte O, sob o ponto de vista do conjunto M_1 -divisor de feixes- M_2 . As fontes I_1 e I_2 irradiam raios gaussianos que sofrem interferência sobre o anteparo. A rigor, como I_1 e I_2 são provenientes da mesma fonte O, deveriam irradiar luz em fase. Entretanto, como estão separadas espacialmente, os feixes irradiados atingirão o anteparo com desvios de fase devido aos diferentes caminhos ópticos percorridos, ou então, a algum movimento vibratório de um dos espelhos.

A construção geométrica mostrada na Figura 2-11 utiliza um sistema de coordenadas retangulares (x, y, z) , adequado para programação em MATLAB[®]. Por simplicidade, as fontes I_1 e I_2 , separadas transversalmente por uma distância a , estão dispostas simetricamente em relação à coordenada x , em $x = \pm \frac{a}{2}$. Ambas as fontes encontram-se sobre o plano x - z , porém, separadas longitudinalmente pela distância Δz . Associado à fonte I_1 tem-se um sistema de coordenadas auxiliar (x_1, y, z) , enquanto à fonte I_2 , tem-se (x_2, y, z) . A distância entre I_1 e o anteparo é z_1 . A distância entre I_2 e o anteparo é $z_2 = z_1 - \Delta z$.

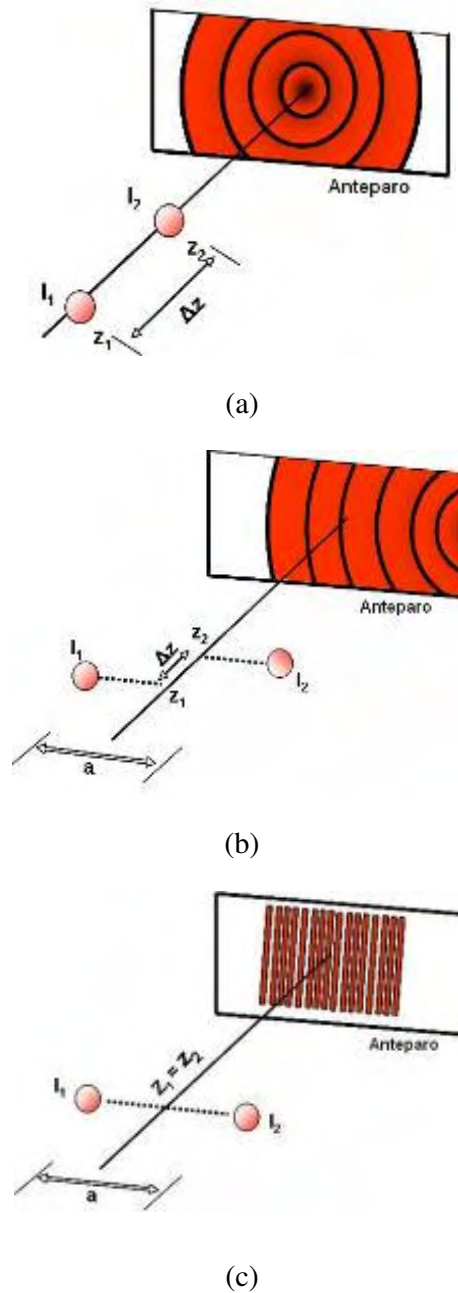


Figura 2-10 - Visualização espacial do processo de formação de franjas de interferência. Em (a) ocorre alinhamento das fontes, em (b) desalinhamento parcial (verifica-se pequena curvatura das franjas) e em (c) percebe-se a presença de linhas verticais igualmente espaçadas.

Com estas providências, tal construção geométrica permite analisar as três situações ilustradas na Figura 2-10 simultaneamente.

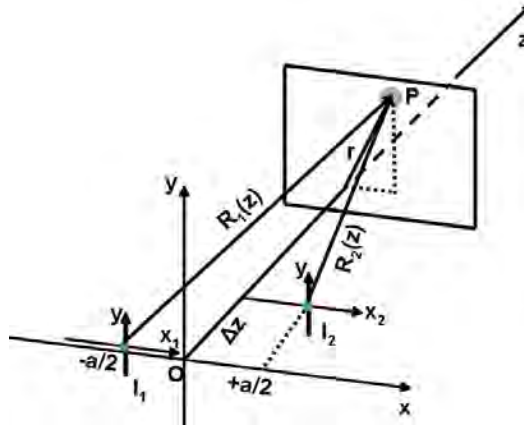


Figura 2-11- Visualização espacial da configuração do caso geral de formação das franjas de interferência.

Sejam E_1 e E_2 os campos elétricos irradiados por I_1 e I_2 , os quais devem obedecer à (A.48)(ver Apêndice A), ou seja:

$$E_1 = \frac{E_0 w_0}{w(z_1)} e^{\frac{-r_1^2}{w^2(z_1)}} e^{j\eta(z_1)} e^{-jKz_1} e^{-j\frac{Kr_1^2}{2R(z_1)}} e^{-j\phi_1}, \quad (2.1a)$$

$$E_2 = \frac{E_0 w_0}{w(z_2)} e^{\frac{-r_2^2}{w^2(z_2)}} e^{j\eta(z_2)} e^{-jKz_2} e^{-j\frac{Kr_2^2}{2R(z_2)}} e^{-j\phi_2}. \quad (2.1b)$$

onde ϕ_1 e ϕ_2 são fases iniciais. As coordenadas radiais r_1 e r_2 encontram-se identificadas na Figura 2-12. Considerando-se que ambas as fontes I_1 e I_2 possuem mesmas amplitudes de campo E_0 .

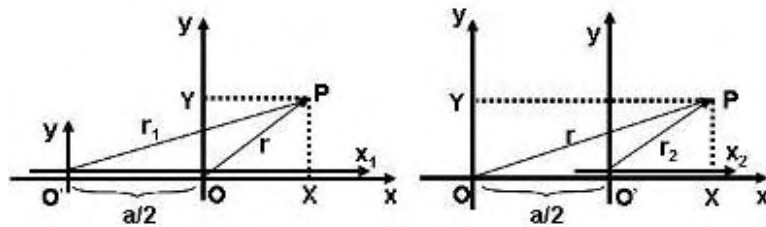


Figura 2-12 - Representação dos vetores de posição no plano x-y.

Se o anteparo estiver distante, então, $z \gg z_0$ dado por (A.40)(ver Apêndice A). Com isso, é possível realizar algumas aproximações simplificadoras em (A.39), (A.41) e (A.44):

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_0^2}} \cong \frac{w_0}{z_0} z, \quad (2.2a)$$

$$R(z) = z \left(1 + \frac{z_0^2}{z^2} \right) \cong z, \quad (2.2b)$$

$$\eta(z) = tg^{-1} \frac{z}{z_0} \cong tg^{-1} \infty = \frac{\pi}{2} rad. \quad (2.2c)$$

Com isso, (2.1a) e (2.1b) são simplificadas:

$$E_1 = \frac{E_0 z_0}{z_1} e^{-\left(\frac{z_0}{w_0 z_1}\right)^2 (x_1^2 + y^2)} e^{j\frac{\pi}{2}} e^{-jKz_1} e^{-j\frac{K}{2z_1}(x_1^2 + y^2)} e^{-j\phi_1}, \quad (2.3a)$$

$$E_2 = \frac{E_0 z_0}{z_2} e^{-\left(\frac{z_0}{w_0 z_2}\right)^2 (x_2^2 + y^2)} e^{j\frac{\pi}{2}} e^{-jKz_2} e^{-j\frac{K}{2z_2}(x_2^2 + y^2)} e^{-j\phi_2}, \quad (2.3b)$$

onde substitui $r_1^2 = x_1^2 + y^2$ e $r_2^2 = x_2^2 + y^2$.

No sistema x - y mostrado na Figura 2-12, tem-se que $\vec{r} = (X, Y)$ é o vetor posição associado a um dado ponto P. Sob o ponto de vista dos sistemas x_1 - y e x_2 - y , o ponto P está associado aos vetores posição:

$$\vec{r}_1 = \left(X + \frac{a}{2}, Y\right), \quad (2.4a)$$

$$\vec{r}_2 = \left(X - \frac{a}{2}, Y\right). \quad (2.4b)$$

os quais permitem converter (2.3a) e (2.3b), do sistema x_1 - y ou x_2 - y , para o sistema x - y .

Representando-se $E_1(x, y, z)$ e $E_2(x, y, z)$ no sistema (x, y, z) , obtém-se:

$$E_1 = \frac{E_0 z_0}{z_1} e^{-\left(\frac{z_0}{w_0 z_1}\right)^2 \left[\left(X + \frac{a}{2}\right)^2 + Y^2\right]} e^{j\frac{\pi}{2}} e^{-jKz_1} e^{-j\frac{K}{2z_1} \left[\left(X + \frac{a}{2}\right)^2 + Y^2\right]} e^{-j\phi_1}, \quad (2.5a)$$

$$E_2 = \frac{E_0 z_0}{z_2} e^{-\left(\frac{z_0}{w_0 z_2}\right)^2 \left[\left(X - \frac{a}{2}\right)^2 + Y^2\right]} e^{j\frac{\pi}{2}} e^{-jKz_2} e^{-j\frac{K}{2z_2} \left[\left(X - \frac{a}{2}\right)^2 + Y^2\right]} e^{-j\phi_2}. \quad (2.5b)$$

O próximo passo é, utilizando E_1 e E_2 , calcular a intensidade óptica irradiada no ponto P, conforme estabelecido por (A.63) do Apêndice A, quando as polarizações dos campos são paralelas.

$$I = \frac{(E_1 + E_2) \cdot (E_1 + E_2)^*}{2} = \frac{E_1 E_1^* + E_2 E_2^* + E_1 E_2^* + E_1^* E_2}{2}. \quad (2.6)$$

Os produtos dos campos em (2.6) são calculados a partir de (2.5a) e (2.5b), e são apresentados abaixo:

$$E_1 E_1^* = \frac{(E_0 z_0)^2}{2 z_1^2} e^{-2 \left(\frac{z_0}{w_0 z_1} \right)^2 \left[\left(X + \frac{a}{2} \right)^2 + Y^2 \right]}, \quad (2.7a)$$

$$E_2 E_2^* = \frac{(E_0 z_0)^2}{2 z_2^2} e^{-2 \left(\frac{z_0}{w_0 z_2} \right)^2 \left[\left(X - \frac{a}{2} \right)^2 + Y^2 \right]}, \quad (2.7b)$$

$$E_1 E_2^* = \frac{(E_0 z_0)^2}{2 z_1 z_2} e^{-\left(\frac{z_0}{w_0} \right)^2 \left[\frac{\left(X + \frac{a}{2} \right)^2 + Y^2}{z_1^2} + \frac{\left(X - \frac{a}{2} \right)^2 + Y^2}{z_2^2} \right]} e^{-jK(z_1 - z_2)} e^{-j \frac{K}{2} \left[\frac{\left(X + \frac{a}{2} \right)^2 + Y^2}{z_1} - \frac{\left(X - \frac{a}{2} \right)^2 + Y^2}{z_2} \right]} e^{-j(\phi_1 - \phi_2)}, \quad (2.7c)$$

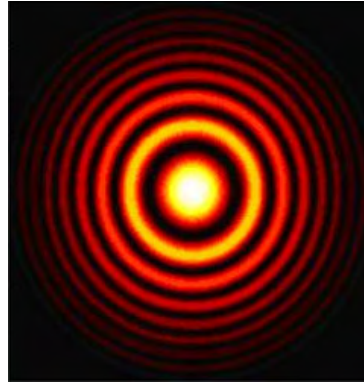
$$E_1^* E_2 = \frac{(E_0 z_0)^2}{2 z_1 z_2} e^{-\left(\frac{z_0}{w_0} \right)^2 \left[\frac{\left(X + \frac{a}{2} \right)^2 + Y^2}{z_1^2} + \frac{\left(X - \frac{a}{2} \right)^2 + Y^2}{z_2^2} \right]} e^{jK(z_1 - z_2)} e^{+j \frac{K}{2} \left[\frac{\left(X + \frac{a}{2} \right)^2 + Y^2}{z_1} - \frac{\left(X - \frac{a}{2} \right)^2 + Y^2}{z_2} \right]} e^{-j(\phi_1 - \phi_2)}. \quad (2.7d)$$

Finalmente, substituindo (2.7a-d) em (2.6), obtém-se:

$$\begin{aligned} \frac{I(X, Y)}{(E_0 z_0)^2} = & \frac{e^{-2 \left(\frac{z_0}{w_0} \right)^2 \left[\frac{\left(X + \frac{a}{2} \right)^2 + Y^2}{z_1^2} \right]}}{2 z_1^2} + \frac{e^{-2 \left(\frac{z_0}{w_0} \right)^2 \left[\frac{\left(X - \frac{a}{2} \right)^2 + Y^2}{z_2^2} \right]}}{2 z_2^2} + \frac{e^{-\left(\frac{z_0}{w_0} \right)^2 \left[\frac{\left(X + \frac{a}{2} \right)^2 + Y^2}{z_1^2} + \frac{\left(X - \frac{a}{2} \right)^2 + Y^2}{z_2^2} \right]}}{2 z_1 z_2} \\ & \cdot 2 \cos \left\{ K \left(z_1 - z_2 \right) + \frac{1}{2} \left[\frac{\left(X + \frac{a}{2} \right)^2 + Y^2}{z_1} - \frac{\left(X - \frac{a}{2} \right)^2 + Y^2}{z_2} \right] + \phi_0 \right\}, \end{aligned} \quad (2.8)$$

onde $\phi_0 = \phi_1 - \phi_2$, o que caracteriza o caso geral da análise matemática do processo de formação das franjas de interferência em um interferômetro de Michelson.

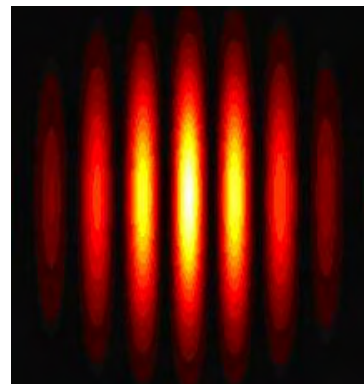
A Figura 2-13 apresenta os resultados de uma simulação realizada utilizando o programa MATLAB®, para as três situações consideradas. Em um interferômetro de Michelson foram considerados pequenos valores de desalinhamento: $a = 0$ ou $a = 30 \mu\text{m}$, e, $\Delta z = 0$ ou $\Delta z = 5 \mu\text{m}$.



(a)



(b)



(c)

Figura 2-13 – Simulação em MATLAB® dos três tipos de franjas que um interferômetro de Michelson pode produzir: a) franjas circulares: $a = 0 \mu\text{m}$ e $\Delta z = 0,5 \mu\text{m}$, b) franjas intermediárias: $a = 30 \mu\text{m}$ e $\Delta z = 50 \mu\text{m}$ c) franjas retas e paralelas: $a = 30 \mu\text{m}$ e $\Delta z = 0 \text{ m}$.

Neste trabalho, operou-se conforme o terceiro caso apresentado, com um leve desalinhamento do interferômetro e com uma distribuição de franjas paralelas. Este pequeno desalinhamento angular é interessante, pois se evita o retorno dos feixes refletidos pelos espelhos M_1 e M_2 na Figura 2-4 de volta para a ampola do laser, o que normalmente introduz oscilações na intensidade da luz de saída desta fonte. Contudo, o desalinhamento não pode ser acentuado, pois isto prejudica a distância de separação entre franjas (o período espacial das franjas, Λ), tornando-o muito pequeno e comprometendo o nível do sinal elétrico fotodetectado (como será discutido no próximo capítulo).

2.5 O MÉTODO DE CONTAGEM DE FRANJAS

Se o espelho do ramo sensor, M_1 , se movimentar progressivamente, as franjas circulares (por exemplo), se movimentam concentricamente, como as ondas geradas na superfície de um lago quando nele se atira uma pedra. Será mostrado adiante que, quando uma franja se desloca de um período espacial completo (a separação entre franjas), o espelho se desloca metade do comprimento de onda da fonte óptica ($\lambda/2$), aproximadamente $0,31 \mu\text{m}$ no caso do laser de Hélio – Neônio. Com isso, contando-se (visualmente) o deslocamento de franjas, pode-se estimar o deslocamento do espelho em níveis microscópicos.

O uso de fotodiodos pode automatizar este processo de contagem de franjas, melhorando sua eficiência. Além disso, é capaz de operar em regime de deslocamento em sub-franjas (com movimentos de frações de franjas), com radiação infravermelha (invisível ao olho humano) e sob elevada velocidade (faixa de kHz). Este método é conhecido como Método de Contagem de Franjas.

A idéia básica por trás do método de contagem de franjas é exatamente esta: se o deslocamento do espelho M_1 do interferômetro da Figura 2-9 for grande, a fase relativa a essa excitação, ϕ_s , também será grande e, assim, várias franjas atravessam o fotodiodo e vários picos estarão presentes no sinal de saída (relativamente ao período $\frac{2\pi}{\omega_s}$, onde ω_s é a frequência da excitação para uma variação harmônica). Além disso, se o número de picos for essencialmente grande (maior que 50, por exemplo), um pico a mais ou a menos que apareça devido à variação aleatória da fase estática ϕ_0 (chamado fenômeno de desvanecimento, que será discutido no Capítulo 3) introduzirá somente um pequeno erro sistemático no processo de medição global.

A título de ilustração, cita-se que em 1895, A. A. Michelson usou este princípio para realizar a primeira comparação direta entre o comprimento de onda de uma radiação óptica com o metro padrão. Nesta época, Michelson realizava a contagem de franjas por inspeção visual. Para se ter uma noção da dificuldade desta tarefa, observa-se que na Conferência Internacional de Pesos e Medidas de 1960 foi estabelecido que o metro padrão no SI corresponde ao comprimento igual a 1.650.763,73 comprimentos de onda (λ) no vácuo da radiação associada à transição entre os níveis $2p_{10}$ e $5d_5$ do átomo de Criptônio 86 (KOVALEVSKY; QUINN, 2004). Hoje em dia, este tipo de procedimento é realizado eletronicamente com o auxílio de fotodiodos.

No Capítulo 3 será estudado como o feixe óptico advindo de um interferômetro de Michelson deve ser corretamente fotodetectado. Com isso, as informações contidas na fase óptica desse feixe podem ser perfeitamente demoduladas através do método de contagem de franjas ou do método de baixa profundidade de modulação (que será apresentado no Capítulo 4).

CAPÍTULO 3 - ANÁLISE DO SINAL INTERFEROMÉTRICO FOTODETECTADO

Como já citado, pode-se substituir o anteparo na saída do interferômetro por um fotodiodo (do tipo PIN) para a detecção das franjas de uma forma optoeletrônica. Para um melhor resultado, sugere-se a expansão do feixe através do uso de uma lente expansora colocada na saída do interferômetro, antes do fotodetector. Deve-se privilegiar a franja de ordem zero, fazendo com que ela seja projetada no centro da abertura do fotodetector. Um cuidado especial deve ser dado à distância entre a lente posicionada na saída da montagem e o fotodetector. Se o detector estiver muito próximo à lente, ele logo saturará e não fornecerá qualquer resultado satisfatório. Se ele estiver muito distante, a resolução do sinal será afetada negativamente.

Um fotodiodo é um dispositivo semicondutor capaz de converter a intensidade óptica (I) da luz que incide em sua janela de detecção, num sinal de corrente elétrica diretamente proporcional. Neste capítulo, considera-se que a área receptora do fotodiodo seja muito pequena relativamente ao período espacial das franjas, aproximando-se de um amostrador ideal. Além disso, considera-se que o fotodiodo seja fixado numa posição (0,0) do plano de observação. Com isso, o sinal elétrico de saída do fotodiodo pode ser deduzido utilizando-se somente a dependência temporal dos campos elétricos associados aos feixes ópticos que sofrem interferência; a dependência espacial (X,Y), da distribuição de intensidade óptica no plano de observação passa a ser irrelevante.

Usando-se conversores eletrônicos de corrente-tensão, pode-se extrair um sinal de tensão elétrica de saída diretamente proporcional a I . Neste texto, a intensidade óptica, a corrente e a tensão elétricas fotodetectadas serão tratadas como sinônimos, uma vez que diferem apenas por uma constante de proporcionalidade (a responsividade).

3.1 FOTODETECÇÃO DO SINAL INTERFEROMÉTRICO

No Capítulo 2, deduziu-se que a distribuição espacial de intensidade óptica (W/m^2), gerada pela superposição de dois raios gaussianos com mesma amplitude de campo no plano de observação (X,Y), é dada por (2.8), repetido abaixo

$$\frac{I(X,Y)}{(E_0 z_0)^2} = \frac{e^{-2\left(\frac{z_0}{w_0}\right)^2 \left[\frac{\left(X+\frac{a}{2}\right)^2 + Y^2}{z_1^2}\right]}}{2z_1^2} + \frac{e^{-2\left(\frac{z_0}{w_0}\right)^2 \left[\frac{\left(X-\frac{a}{2}\right)^2 + Y^2}{z_2^2}\right]}}{2z_2^2} + \frac{e^{-\left(\frac{z_0}{w_0}\right)^2 \left[\frac{\left(X+\frac{a}{2}\right)^2 + Y^2}{z_1^2} + \frac{\left(X-\frac{a}{2}\right)^2 + Y^2}{z_2^2}\right]}}{2z_1 z_2} \cdot 2 \cos \left\{ K \left[(z_1 - z_2) + \frac{1}{2} \left[\frac{\left(X+\frac{a}{2}\right)^2 + Y^2}{z_1} - \frac{\left(X-\frac{a}{2}\right)^2 + Y^2}{z_2} \right] \right] + \phi_0 \right\}, \quad (3.1)$$

na qual E_0 está associado à magnitude do laser nos centros dos feixes gaussianos, $2w_0$ é a cintura do feixe e ϕ_0 é uma diferença de fase estática entre os dois raios. A grandeza K é a constante de fase do meio ($K = \frac{2\pi n}{\lambda}$, onde n é o índice de refração do meio e λ é o comprimento de onda da radiação

óptica no vácuo), enquanto $z_0 = \frac{\pi W_0^2 n}{\lambda}$ é uma constante de ajuste [ver (A.40) no Apêndice A]. As distâncias z_1 e z_2 são as coordenadas longitudinais das fontes I_1 e I_2 na Figura 2-11, até o anteparo.

3.2 FOTODETECÇÃO DAS FRANJAS DE INTERFERÊNCIA PARALELAS

No caso particular de franjas paralelas, como as utilizadas neste trabalho, impõe-se que $\Delta z = z_1 - z_2 = 0$ e $a \neq 0$, conforme ilustrado na Figura 2-10(c). Aplicando-se a aproximação simplificadora $z_1 \cong z_2$ em (3.1), resulta:

$$\frac{I(X,Y)}{(E_0 z_0)^2} = \frac{e^{-2\left(\frac{z_0}{w_0}\right)^2 \left(\frac{Y}{z_1}\right)^2}}{2z_1^2} \left\{ e^{-2\left(\frac{z_0}{w_0}\right)^2 \frac{1}{z_1^2} \left(X+\frac{a}{2}\right)^2} + e^{-2\left(\frac{z_0}{w_0}\right)^2 \frac{1}{z_1^2} \left(X-\frac{a}{2}\right)^2} + 2e^{-\left(\frac{z_0}{w_0}\right)^2 \frac{1}{z_1^2} \left[\left(X+\frac{a}{2}\right)^2 + \left(X-\frac{a}{2}\right)^2\right]} \right\} \cos \left\{ K \left[\frac{1}{2z_1} \left[\left(X+\frac{a}{2}\right)^2 - \left(X-\frac{a}{2}\right)^2 \right] + \phi_0 \right] \right\} \quad (3.2)$$

Fatorando-se (3.2), obtém-se, após algumas manipulações algébricas:

$$\frac{I(X,Y)}{(E_0 z_0)^2} = \frac{1}{z_1^2} e^{\frac{-2\left(\frac{z_0}{w_0}\right)^2}{z_1^2} \left[X^2 + Y^2 + \left(\frac{a}{2}\right)^2\right]} \left\{ \cosh \left[\frac{2}{z_1^2} \left(\frac{z_0}{w_0}\right)^2 aX \right] + \cos \left[K \left(\frac{aX}{z_1}\right) + \phi_0 \right] \right\}. \quad (3.3)$$

Como a distância entre as fontes I_1 e I_2 na Figura 2-10 é muito pequena, quando o interferômetro está apenas levemente desalinhado, então, aplicando-se $a \ll 1$ em (3.3), conclui-se que o $\cosh(\bullet) \cong 1$ e, portanto:

$$\frac{I(X,Y)}{(E_0 z_0)^2} = \left[\frac{1}{z_1^2} e^{\frac{-2\left(\frac{z_0}{w_0}\right)^2}{z_1^2} \left(\frac{a}{2}\right)^2} \right] \left[e^{\frac{-2\left(\frac{z_0}{w_0}\right)^2}{z_1^2} (X^2 + Y^2)} \right] \left\{ 1 + \cos \left[K \left(\frac{aX}{z_1}\right) + \phi_0 \right] \right\}. \quad (3.4)$$

O primeiro fator do lado direito de (3.4) revela que a intensidade óptica decai exponencialmente com a distância entre as fontes I_1 e I_2 , de acordo com a^2 , e, ao plano de observação, de acordo com $\frac{1}{z_1^2}$. O segundo fator informa que a distribuição transversal no plano de observação (X,Y) é gaussiana. O terceiro fator indica que, superposto a um valor constante, existe um padrão de franjas cossenoidal em relação à X , mas que é independente de Y , como esquematizado na Figura 3-1. Conclui-se, assim, que as franjas são paralelas, como mostrado na Figura 2-10(c), e esboçado na Figura 3-1:

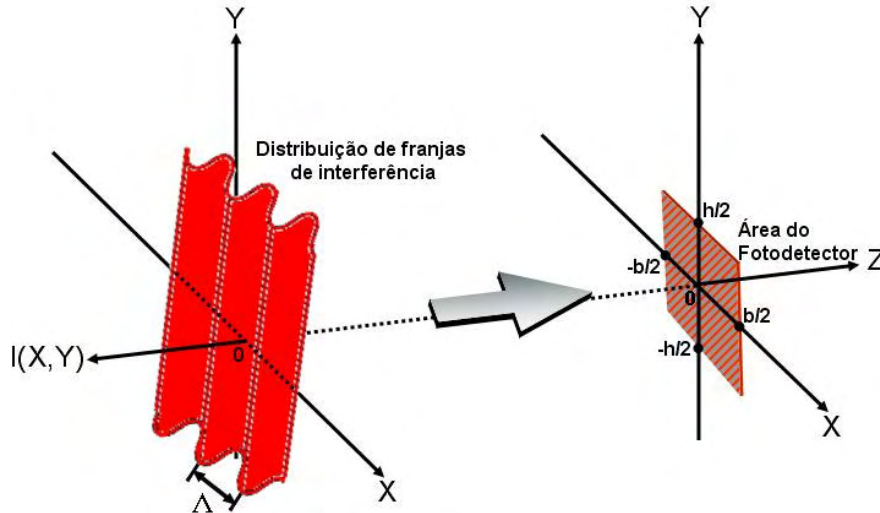


Figura 3-1 - Franjas paralelas e área do fotodiodo.

Na Figura 3-1, considerou-se que as dimensões transversais do fotodiodo, $b \cdot h$, sejam pequenas relativamente à seção transversal do feixe gaussiano projetado sobre o plano de

observação (X,Y). Além disso, o fotodiodo foi posicionado em torno da origem (0,0). Nesta aproximação, pode-se desconsiderar o efeito do decaimento exponencial da intensidade óptica à medida que se afasta do centro da gaussiana pelo plano (X,Y), bem como, quaisquer dependência das franjas com a coordenada Y. Com isso, (3.4) pode ser escrita genericamente como:

$$I(X, t) = A + \mu B \cos[MX + \Phi(t)], \quad (3.5)$$

onde A e B são constantes, assim como μ , um fator entre 0 e 1, que leva em conta as não idealidades do interferômetro. Este fator (o qual não deve ser confundido com a permeabilidade magnética μ) está relacionado com a visibilidade das franjas do interferômetro (V), grandeza essa que será estudada nas próximas seções. Na fase $\Phi(t)$ está inserida qualquer variação temporal entre os ramos do interferômetro de Michelson. A fase relativa $\Phi(t)$ foi inserida em (3.5) “*a posteriori*”, a fim de prever qualquer movimento das franjas, sempre que alguma perturbação externa for aplicada ao ramo sensor do interferômetro. Obviamente, $\Phi(t)$ também engloba diferenças de fase estáticas, devido a assimetrias nos comprimentos dos ramos do interferômetro, como ϕ_0 . Finalmente, o parâmetro M em (3.5) é dado por:

$$M = K \frac{a}{z_1} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{a}{z_1}, \quad (3.6)$$

o qual pode ser relacionado com o período espacial das franjas, Λ (mostrado na Figura 3-1).

De fato, em analogia com $\omega = \frac{2\pi}{T}$ no caso do período temporal T, tem-se:

$$M = \frac{2\pi}{\Lambda}. \quad (3.7)$$

A partir de (3.6) e (3.7), obtém-se que:

$$\Lambda = \frac{z_1 \lambda}{a}, \quad (3.8)$$

e assim, quanto melhor alinhado o interferômetro (menor valor de a), maior será o período espacial das franjas.

3.3 RELAÇÃO ENTRE A CORRENTE PRODUZIDA POR UM FOTODIODO E A ÁREA DE FOTODETECÇÃO

A corrente elétrica gerada pelo fotodiodo depende da quantidade de luz que incide em sua área ativa, e é dada por (KEISER, 1991):

$$i = G \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \left[\int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} I(X,t) dX \right] dY, \quad (3.9)$$

sendo G a responsividade da corrente do dispositivo [em unidade de A/(W/m²)].

Substituindo-se (3.5) em (3.9) e executando a integração, obtém-se:

$$i = GAS_D + G\mu BS_D \frac{\text{sen} \frac{Mb}{2}}{\frac{Mb}{2}} \cos \Phi(t), \quad (3.10)$$

onde $S_D = bh$ é a área do fotodiodo.

A partir de (3.7), conclui-se que $\frac{Mb}{2} = \frac{\pi b}{\Lambda}$. Além disso, usando-se $\sin c(x) = \frac{\text{sen} \pi x}{(\pi x)}$, pode-se escrever (3.10) como:

$$i = GAS_D + G\mu BS_D \sin c\left(\frac{b}{\Lambda}\right) \cos \Phi(t) \quad (3.11)$$

Define-se a função “visibilidade da corrente detectada” como v , tal que:

$$v = G\mu BS_D \sin c\left(\frac{b}{\Lambda}\right) \quad (3.12)$$

e, portanto,

$$i = GAS_D + v \cos \Phi(t) \quad (3.13)$$

A parcela c.c. no lado direito de (3.13) só depende da área do fotodiodo (S_D), como esperado. Porém, a parcela a.c depende, além de S_D , das propriedades do laser (μ) e está relacionado com o grau de alinhamento do interferômetro. O comportamento da função v , normalizada em relação à $G\mu BS_D$, está esboçado na Figura 3-2.

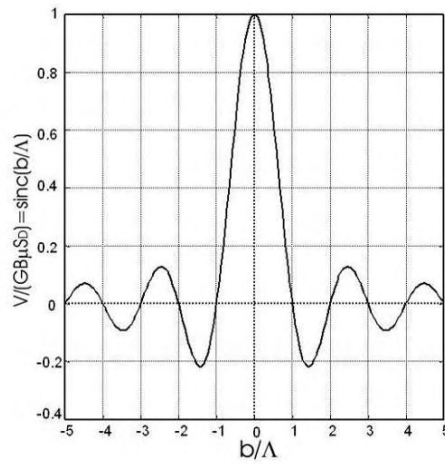


Figura 3-2 - Função visibilidade de corrente normalizada, $v/G\mu BS_D$ versus b/Λ .

Conforme se observa, nos valores $\frac{b}{\Lambda} = \pm 1, \pm 2, \dots$, a função $\text{sinc}\left(\frac{b}{\Lambda}\right)$ se anula, e a parcela a.c de (3.13) torna-se igual a zero, resultando apenas $i = GAS_D$, ou seja, somente a parcela relativa à soma das duas intensidades ópticas dos raios individuais que incide sobre o fotodiodo. O termo de interferência, que contém a informação $\Phi(t)$, desaparece. Portanto, quando a separação das franjas Λ for tal que $b = \pm \Lambda$ (b = largura do fotodiodo), por exemplo, o interferômetro torna-se ineficiente.

Um fotodiodo típico possui $b \approx 1$ mm, então, verificando-se o período das franjas, Λ , através do grau do alinhamento do interferômetro, obtém-se o gráfico mostrado na Figura 3-3.

Verifica-se, assim, que se $\Lambda < b = 1$ mm, a eficiência do processo de detecção interferométrica é reduzida. Quando $\Lambda = b$, esta eficiência é nula. Portanto, é adequado ajustar o interferômetro tal que $\Lambda \gg b$.

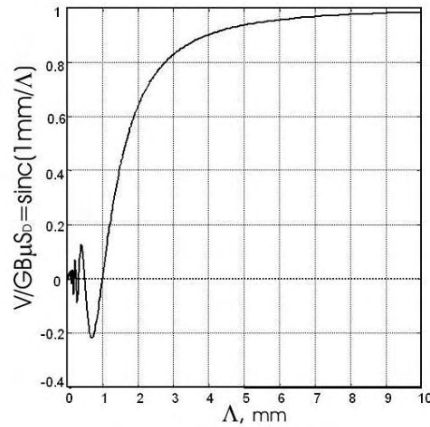


Figura 3-3 - Gráfico de $v/G\mu BSD$ versus Λ para um fotodiodo com $b=1\text{mm}$.

Na prática, ao se operar com franjas paralelas, procura-se expandir a secção transversal do padrão de franjas (com o auxílio de lentes), ou então, melhorar o alinhamento a fim de aumentar Λ ; a melhor opção é isolar a franja de ordem zero (ver Figura 2-2), conforme será discutido no Capítulo 6.

No primeiro caso, no entanto, reduz-se as amplitudes da intensidade óptica, reduzindo-se a relação sinal-ruído; no segundo, aumenta-se a influência do desvanecimento do sinal detectado, conforme será discutido nas próximas seções. A fim de se ter uma idéia do grau de alinhamento do interferômetro (e, conseqüentemente, da dificuldade de operação do mesmo), necessário para se obter um valor $\frac{b}{\Lambda} = 0,6$ [quando $\text{sinc}(b/\Lambda)$ assume valores próximos à unidade], considere-se a construção geométrica mostrada na Figura 3-4.

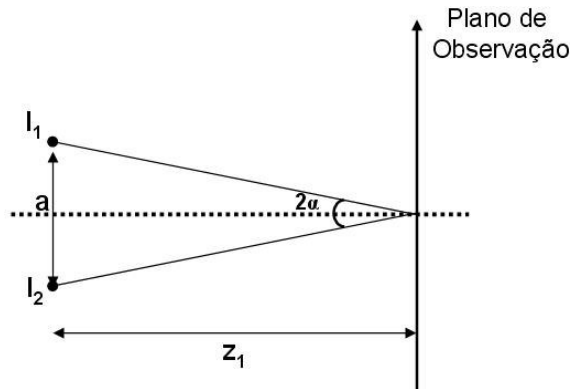


Figura 3-4 - Ângulo de desalinhamento (2α) entre os feixes dos interferômetros.

Por inspeção da Figura 3-4, observa-se que $\tan \alpha = \frac{a}{2z_1}$. Como $a \ll z_1$, então, se $\frac{b}{\Lambda} < 0,6$, aplicando-se (3.8), deduz-se que $\frac{a}{z_1} < \frac{0,6\lambda}{b}$. Com isso, obtém-se $2\alpha < \frac{0,6\lambda}{b}$. Adotando-se $b = 1$ mm, conclui-se que $2\alpha < 3,8 \times 10^{-4} \text{ rad}$, para $\lambda = 0,6328 \text{ } \mu\text{m}$ (He-Ne). Ou seja, a fim de se obter um bom alinhamento, o desvio angular entre os dois feixes deve ser inferior a $0,021^\circ$! Isto exige grande habilidade do operador do interferômetro ao se manipular os estágios micrométricos de translação e rotação onde são acoplados os componentes ópticos.

3.3.1 O AMOSTRADOR IDEAL

Conforme visto na seção anterior, a corrente fotodetectada é dada por (3.9), aqui repetida:

$$i = G \iint_{S_D} I(X, Y) dXdY, \quad (3.14)$$

onde a integração é realizada sobre a área do fotodiodo (S_D).

Observou-se também, que a largura do fotodiodo (b) deve ser pequena ($b \ll 0,6\Lambda$). Aparentemente, o processo independe da dimensão h do fotodiodo, porém, (3.12) informa que a área S_D não pode ser muito pequena, senão, a relação sinal-ruído da corrente pode ficar reduzida. Na prática, fotodiodos com área $S_D = bh = 1 \text{ mm}^2$ são usuais. Assim, se a franja de ordem -0 (a ser discutida no Capítulo 6) for isolada, obtém-se $b \ll \Lambda$. Neste caso, o fotodiodo se comporta aproximadamente como uma sonda pontual.

Recorrendo-se a propriedade da amostragem da distribuição delta de Dirac, $\delta(x)$, sabe-se que (CARLSON; CRILLY; RUTLEDGE, 2002):

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x - x_0) f(x) dx = \int_{x_0 - \varepsilon}^{x_0 + \varepsilon} \delta(x - x_0) f(x) dx = f(x_0), \quad (3.15)$$

onde x_0 é constante, $\varepsilon \ll x_0$ e $f(x)$ é uma função arbitrária. Generalizando-se, para o caso bidimensional, tem-se:

$$i = G \iint_{S_D} I(X, Y) dXdY$$

$$\begin{aligned}
&= G \int_{x_0-\varepsilon}^{x_0+\varepsilon} \int_{y_0-\varepsilon}^{y_0+\varepsilon} \delta(X-x_0)\delta(Y-y_0)I(X,Y)dXdY, \\
&= GI(x_0, y_0).
\end{aligned} \tag{3.16}$$

Assim, se o fotodiodo for posicionado em $(x_0, y_0) = (0,0)$, por exemplo, será gerada a corrente

$$i = GI(0,0), \tag{3.17}$$

a qual informa que a corrente detectada depende apenas do valor da intensidade óptica no ponto $(0,0)$. Este fotodiodo é denominado amostrador ideal.

Portanto, basta calcular o valor da intensidade óptica obtida quando se superpõe os dois feixes do interferômetro num ponto do plano de observação. Com isso, a dependência espacial pode ser dispensada, simplificando sensivelmente os cálculos. A análise então é realizada simplesmente com variáveis temporais. Este procedimento será discutido na próxima seção.

3.4 ANÁLISE TEMPORAL DO SINAL FOTODETECTADO

Referindo-se ao interferômetro de Michelson mostrado na Figura 2-4, considera-se que os campos elétricos dos feixes de luz associados às fontes F_1 e F_2 tenham amplitudes E_1 e E_2 , respectivamente. Como estes dois feixes são originados de um mesmo laser, por meio do mesmo divisor de feixes neutro, suas polarizações são idênticas. Assim, a natureza vetorial destes campos pode ser desconsiderada, e uma análise de campo escalar pode ser aplicada, simplificando-se sensivelmente os cálculos. Considerando que a razão entre as saídas do divisor de feixes na Figura 2-4 seja 50:50, a mesma potência óptica é dirigida tanto para o ramo sensor quanto para o ramo de referência, assim $E_1 = E_2 = E_0$, desde que E_0 seja interpretado como o valor RMS do campo elétrico na saída do laser. Com isso, a expressão (3.4) permanece inalterada. Posicionando-se o fotodiodo no ponto $P = (0,0)$, obtém-se então:

$$I(0,0) = E_0^2 \left[\left(\frac{z_0}{z_1} \right)^2 e^{\frac{-2}{z_1^2} \left(\frac{z_0}{w_0} \right)^2 \left(\frac{a}{2} \right)^2} \right] \{1 + V \cos[\Phi(t)]\}. \tag{3.18}$$

onde $\Phi(t)$ foi inserida *ad hoc* tal como em (3.5). O fator V , denominado visibilidade das franjas, também é inserido *ad hoc* a fim de contemplar não idealidades no interferômetro prático: feixes com polarizações levemente diferentes, paralelismo não ideal entre os feixes que se sobrepõem, pequenas diferenças nas seções transversais dos feixes, coerência do laser finito, dentre outras.

Ocorre ainda que, $E_0^2 = \frac{I_0}{2}$, onde $\frac{I_0}{2}$ é definido (por questão de normalização) como sendo a intensidade óptica da fonte de um interferômetro de Michelson. Além disso, ressalta-se que, nesta dissertação, utilizou-se lentes expansoras do feixe gaussiano somente para fins de se observar visualmente as franjas. Nos casos onde a detecção foi realizada com fotodiodos (no método de baixa profundidade de modulação, descrito no Capítulo 4), lentes não foram utilizadas. Com isso, o efeito da difração do feixe de laser é muito pequeno, e o fator de atenuação entre colchetes em (3.18) pode ser aproximado pela unidade. Portanto, esta expressão pode ficar resumida simplesmente a:

$$I(t) = \frac{I_0}{2} [1 + V \cos(\Phi(t))], \quad (3.19)$$

na qual $I(t)$ varia entre 0 e I_0 , valores associados às interferências destrutivas e construtivas dependendo dos valores de $\Phi(t)$.

A visibilidade está relacionada ao contraste entre as intensidades ópticas das franjas de interferência. Um valor de $V = 1$ corresponde ao caso onde se formam franjas perfeitamente claras [$I(t) = I_0$] e perfeitamente escuras [$I(t) = 0$], dispostas lado a lado sobre o plano de observação. Num caso onde $V < 1$, o contraste diminui, e a distribuição de intensidade óptica contém franjas menos claras e mais claras (ou então, menos escuras e mais escuras).

O caso $V = 1$ em (3.19) é ideal. Na prática, V normalmente é menor que a unidade, embora seja possível ajustar V muito próximo a este valor, de acordo com o grau de alinhamento do interferômetro, do estado de polarização entre os dois feixes e da coerência da fonte laser, da qualidade do divisor de feixes (razão 50:50) e dos demais componentes ópticos (DE FERRARI; DARBY; ANDREWS, 1967). Assim, valores de V não podem ser previstos teoricamente; podem variar ao longo do tempo (pois depende do ajuste mecânico dos componentes ópticos no arranjo experimental) e devem ser mensurados experimentalmente, se o processo de demodulação de fase assim o exigir.

3.4.1 CARACTERÍSTICA DE TRANSFERÊNCIA DO INTERFERÔMETRO

Na linguagem dos Sistemas de Telecomunicações, (3.19) corresponde a um sinal PM (*Phase Modulation*) com portadora nula (CARLSON; CRILLY; RUTLEDGE, 2002). A expressão de (3.19) pode ser associada a um gráfico de $I(t)$ versus $\Phi(t)$, conforme mostrado na Figura 3-5, normalizada em relação a I_0 .

Esta característica de transferência revela como variações arbitrárias de fase óptica entre os ramos do interferômetro, $\Phi(t)$ rad, podem ser convertidas em variações de intensidade óptica $I(t)$. Como $I(t)$ é diretamente proporcional ao sinal de saída do fotodiodo (corrente ou tensão elétricas), informa-se como $\Phi(t)$ é transferida do domínio óptico para o domínio elétrico, cujo sinal pode ser processado utilizando-se eletrônica convencional.

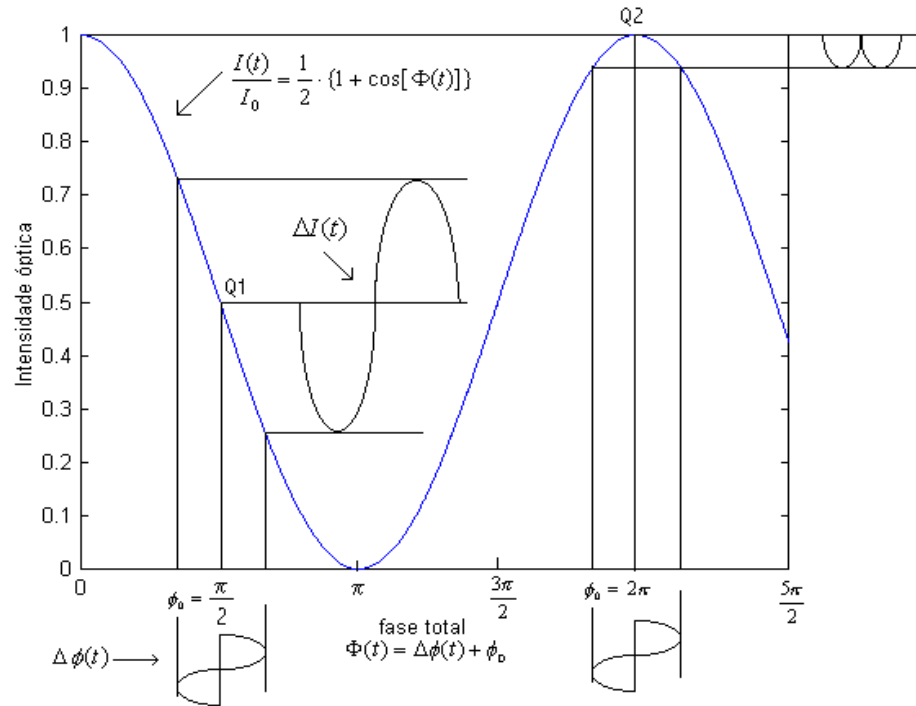


Figura 3-5 - Curva de transferência óptica de um interferômetro de Michelson (LEÃO, 2004).

Entretanto, a relação entre $\Phi(t)$ e $I(t)$ não é linear, o que pode tornar o processo de demodulação em algo não-trivial. A literatura tem proposto várias técnicas para executar esta tarefa (UDD, 1991). Neste trabalho, serão discutidas duas técnicas de demodulação da fase óptica: a técnica de contagem de franjas e a técnica de detecção da fase relativa $\Phi(t)$ sob regime de baixa profundidade de modulação (NBPM – “*Narrow Band Phase Modulation*”).

Para simplificar a interpretação dos resultados, costuma-se escrever a variação de fase total entre os braços do interferômetro como:

$$\Phi(t) = \Delta\phi(t) + \phi_0, \quad (3.20)$$

onde $\Delta\phi(t)$ representa a diferença de fase dinâmica entre o ramo sensor e o ramo de referência produzida pela vibração introduzida no espelho móvel do interferômetro, por exemplo, enquanto que ϕ_0 é uma variação de fase estática, associada a qualquer diferença de caminho óptico entre os ramos. A técnica de baixa profundidade de modulação implica em estabelecer um ponto de polarização quiescente sobre a curva de transferência, em torno do qual os sinais de interesse excursionam. Este ponto de polarização, por exemplo, Q_1 na Figura 3-5, deve estar sobre uma porção linear da curva característica. Consequentemente (e como será visto adiante), a técnica de linearização de sinais deve ser aplicada. Antes, porém, uma análise gráfica do processo será discutida, considerando-se o caso simples no qual $\Delta\phi(t)$ é senoidal.

Neste ponto de polarização (Q_1) o sistema está operando com $\phi_0 = \frac{\pi}{2}$ rad, denominada condição de quadratura de fase, sendo esta a melhor situação possível, pois qualquer gráfico de $\Delta\phi(t)$ é rebatido para $\Delta I(t)$ segundo um trecho da característica de transferência correspondente a um trecho de reta; ou seja, a transferência é linear, sendo a variação temporal de $\Delta I(t)$ tem, a menos de uma defasagem de 180° , (a qual não é relevante), a mesma forma da variação temporal de $\Delta\phi(t)$. Contudo, esta técnica só funciona quando a amplitude de $\Delta\phi(t)$ não for muito elevada, ou seja, quando $\Delta\phi(t) \ll \frac{\pi}{2} \text{ rad}$, e daí, a designação de “baixa profundidade de modulação”. Se a amplitude de $\Delta\phi(t)$ for muito elevada, os picos do sinal de fase excursionam sobre regiões da característica de transferência que não são lineares e, conseqüentemente, $\Delta I(t)$ resultará numa versão distorcida de $\Delta\phi(t)$.

Uma situação desfavorável ocorre quando se ajusta $\phi_0 = n\pi$, como no ponto Q_2 , na Figura 3-5, sendo n um número inteiro. Nesse estado, toda a informação contida em $\Delta\phi(t)$ é quase que totalmente perdida. De fato, ao excursionar ao longo de uma região não-linear da característica de transferência, o sinal de saída resultante é bastante distorcido, dificultando-se o processo de demodulação de fase óptica. Embora este tipo de sinal possa ser detectado empregando-se técnicas

mais sofisticadas que a NBPM (MARÇAL, 2008; MENEZES, 2009), não será discutido neste texto e, portanto, deve ter evitado.

Observa-se na Figura 3-6 simulações de sinais do tipo (3.19) realizadas em MATLAB®, para sinais modulantes $\Delta\phi(t)$, da forma $\Delta\phi(t) = \phi_s \sin(\omega_s t)$, sendo aplicados quando ϕ_0 excursionsa sobre a curva de transferência em diversos valores. Neste caso senoidal, ϕ_s e ω_s correspondem ao índice de modulação de fase e frequência angular do sinal modulador, respectivamente. Mais especificamente, são os gráficos normalizados em relação a I_0 :

$$\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2} [1 + \cos(\phi_s \sin \omega_s t + \phi_0)] \quad (3.21)$$

para valores de $\phi_0 = \frac{\pi}{2}, \pi, \frac{3\pi}{2}$ e 2π rad. Em todos os casos considerou-se que $\phi_s \ll \frac{\pi}{2}$ rad.

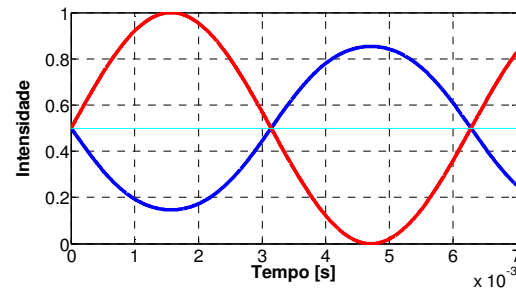
Nos casos (a) e (c), observa-se que, devido a modulação do espelho móvel ter ocorrido quando a de fase estática era igual a $\phi_0 = \frac{\pi}{2}$ rad, e $\phi_0 = \frac{3\pi}{2}$ rad, respectivamente, houve uma transferência direta da variação de fase do sinal modulante $\Delta\phi(t)$ para a intensidade óptica, $I(t)$.

O mesmo não ocorre nos casos (b) e (d), onde a modulação foi aplicada quando ϕ_0 foi ajustado no local de menor declividade da curva de transferência óptica do interferômetro. Nestes casos, a informação elétrica obtida não corresponde à informação óptica modulada, uma vez que o sinal de saída é uma versão muito distorcida da entrada (com elevado conteúdo de segunda harmônica).

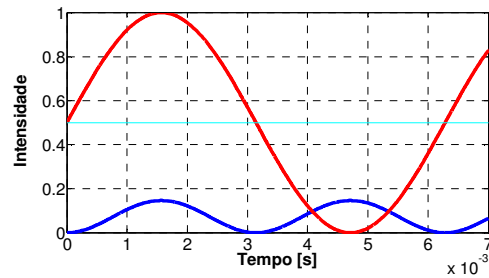
Como se observa, com o auxílio do interferômetro, uma modulação de fase óptica, inserida num raio de luz, cuja frequência é da ordem de 10^{14} Hz, pôde ser transferida para um sinal elétrico associado, numa proporção de 1:1, e que pode ser facilmente processada por eletrônica convencional.

Embora no exemplo da Figura 3-6 tenha sido usado um sinal senoidal, a técnica de NBPM pode ser aplicada a sinais $\Delta\phi(t)$ arbitrários, desde que suas amplitudes não sejam elevadas e ϕ_0

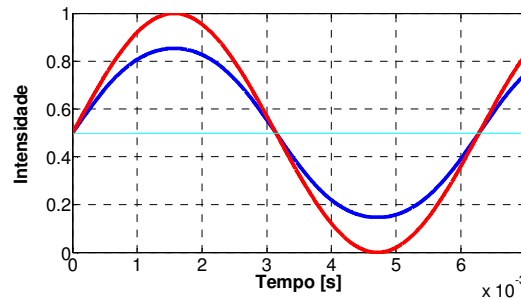
seja adequadamente ajustado em $\frac{(2n+1)\pi}{2}$, para $n = 0, 1, 2, \dots$



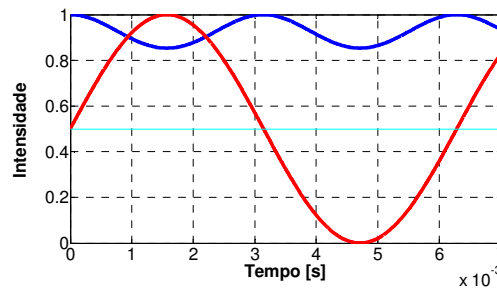
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 3-6 - Sinais interferométricos simulados em MATLAB®. A linha, cujo sinal possui intensidade máxima unitária, representa o sinal de excitação enquanto que a linha cujo sinal possui intensidade menor representa o sinal recuperado. Em (a) $\phi_0 = \frac{\pi}{2}$, em (b) $\phi_0 = \pi$, em (c) $\phi_0 = \frac{3\pi}{2}$ e em (d) $\phi_0 = 2\pi$.

A fim de evidenciar a potencialidade da interferometria óptica na detecção de grandezas físicas como microvibrações, considere-se o caso onde $\Delta\phi(t)$ uma variação de fase cujo valor de

pico é igual a 1° , ou seja, $0,017$ rad. Este nível de desvio de fase pode ser demodulado sem problemas, usando-se eletrônica convencional. Como citado na seção 2.5, a contagem de uma única franja de interferência, corresponde a um desvio na fase óptica igual a 2π rad, e também, a uma vibração cuja amplitude é $\Delta L = \frac{\lambda}{2}$. Considera-se que o interferômetro seja de Michelson e o laser é de He-Ne ($\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$). Então, através de uma regra de três simples, conclui-se que a amplitude de deslocamento (ΔL) correspondente a $0,017$ rad é de apenas $0,4$ nm. (Lembrando-se que no interferômetro de Michelson as variações de fase estão associadas a $2\Delta L$). Este valor de deslocamento equivale aproximadamente ao espaço ocupado por quatro átomos de hidrogênio enfileirados.

3.4.2 EFEITO DA VARIAÇÃO DE ϕ_0 SOBRE O SINAL INTERFEROMÉTRICO FOTODETECTADO

A fase “estática” ϕ_0 , idealmente deveria permanecer constante mas, na prática, ela sofre a influência das variações de temperatura do local de trabalho, turbulências no ar circunvizinho, vibrações causadas pelos aparelhos que existentes no laboratório, além das trepidações ambientais causadas pelos operadores do sistema ou por pessoas que estejam fora do ambiente laboratorial. Nesta seção serão estudados em detalhes os efeitos da variação de ϕ_0 sobre o sinal a ser fotodetectado.

O problema é que ϕ_0 pode variar alguns radianos devido a estas perturbações ambientais; no entanto, os valores de $\Delta\phi$ de interesse prático são da ordem de mrad ou menos. A variação de ϕ_0 ocorre ao acaso, aleatoriamente, e, a menos de casos muito específicos, não obedece a nenhuma distribuição estatística. Certamente, este constitui o grande problema encontrado na técnica de interferometria óptica.

A fim de estabelecer o quão sensível é ϕ_0 diante de perturbações ambientais, considere-se a relação abaixo, extraída de livros de óptica (BORN; WOLF, 1999):

$$\phi_0 = \frac{2\pi}{\lambda} [n\Delta l + l\Delta n], \quad (3.22)$$

na qual n é o índice de refração do ar ($n = 1$) e l é a diferença de comprimentos global entre os ramos do interferômetro. Os termos Δl e Δn são variações em l e n , respectivamente.

Percebe-se que a causa do problema é o valor reduzido de λ (da ordem de 10^{-6} m), o qual multiplica quaisquer variações de Δl ou Δn no numerador de (3.22) por um fator de 1 milhão. Assim, por exemplo, supondo-se que $\Delta n = 0$ e que um dos espelhos sofra uma vibração microscópica, igual a $0,5 \mu\text{m}$ de pico, tem-se $\Delta l \cong 1 \mu\text{m}$ (o interferômetro de Michelson percebe o dobro da amplitude). Com isso, obtém-se $\phi_0 = 2\pi$ rad, um ângulo exageradamente grande para o âmbito da interferometria. De forma similar, pode-se mostrar que variações na quarta casa decimal de Δn , para l da ordem de centímetros, também conduz a $\phi_0 = 2\pi$ rad. Este tipo de perturbação pode ser provocada por turbulências de ar, ou mesmo, pela temperatura corporal do operador do interferômetro.

O efeito global da variação de ϕ_0 conforme (3.22) é fazer com que o ponto de operação (Q_1 na Figura 3-5) fique vagando aleatoriamente sobre a característica de transferência do interferômetro. Mesmo que ϕ_0 seja cuidadosamente ajustado em $\phi_0 = \frac{\pi}{2} \text{ rad}$, após alguns segundos o mesmo poderá manifestar variações. Com isso, o sinal de saída do interferômetro, $I(t)$, sofre do fenômeno denominado desvanecimento (ou “*fading*”). Toda vez que o ponto Q_1 sair da região linear da característica de transferência, o sinal de saída $I(t)$ não mais será uma réplica fiel da variação de fase $\Delta\phi(t)$.

Na Figura 3-7, ilustra-se um exemplo de sinal adquirido em laboratório, aplicando-se um sinal triangular de tensão para fazer o espelho do interferômetro vibrar proporcionalmente, mas com sensível incidência de perturbações ambientais. O sinal fotodetectado foge em muito do comportamento do sinal triangular. Mesmo que nos primeiros instantes o interferômetro tenha sido ajustado na quadratura, após 20 ou 30 ms o mesmo já havia saído desta condição.

Uma forma de estabilizar o valor de ϕ_0 na condição de quadratura de fase seria condicionar o ambiente do laboratório a fim de manter sua temperatura constante, isolá-lo mecanicamente de vibrações externas, eliminar as turbulências do ar, etc. Um tal investimento financeiro, no entanto, só seria justificado em laboratórios de metrologia.

Atualmente, é possível executar a demodulação da fase $\Delta\phi(t)$, mesmo diante de variação de ϕ_0 , aplicando-se técnicas de processamento de sinais (UDD, 1991; MARÇAL, 2008), ou ainda, recursos de controle automático do ponto de quadratura de fase (FRESCHI, 1996).

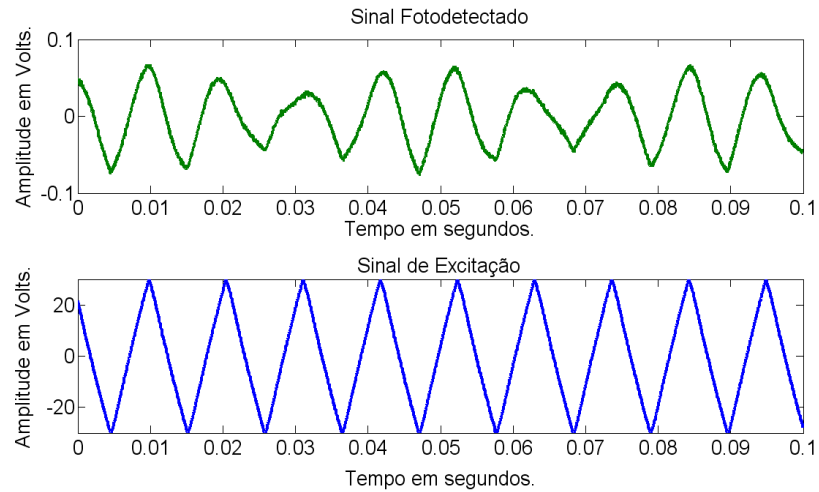


Figura 3-7 - Sinal adquirido, distorcido pela ação do desvanecimento.

Um meio termo entre os dois procedimentos citados, ou seja, condicionamento do ambiente do laboratório na medida do possível e a aplicação de algum processamento do sinal adquirido será empregado neste trabalho. Acrescido de um arranjo óptico adequado e de um procedimento metódico obteve-se, por exemplo, o sinal de saída mostrado na Figura 3-8.

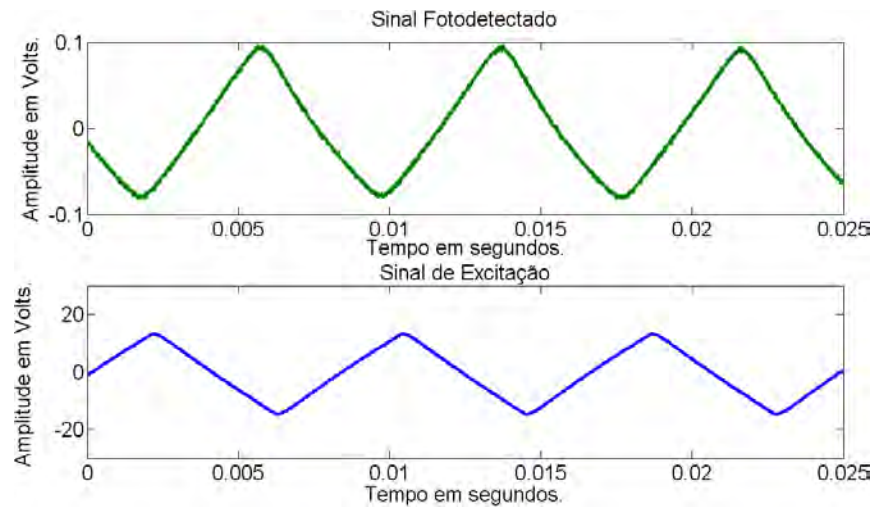


Figura 3-8 – Sinal fotodetectado quando o interferômetro está operando na condição de quadratura de fase.

3.5 MEDIÇÃO DE GRANDES DESLOCAMENTOS – O MÉTODO DE CONTAGEM DE FRANJAS

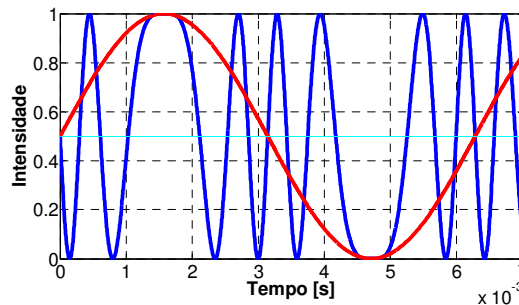
Informações preliminares sobre o método de contagem de franjas foram discutidas na Seção 2.5. Este corresponde a um dos primeiros métodos aplicados à interferometria óptica, e só é justificável no caso de medições de grandes deslocamentos de fase óptica (LEÃO, 2004).

Considere-se o caso onde $I(t)$ é dado por (3.21), para valores elevados de ϕ_s . A grosso modo, se surgirem N picos no sinal elétrico de saída, é porque $\phi_s = \frac{\pi N}{2} \text{ rad}$. Porém, do eletromagnetismo, sabe-se que uma variação de fase $\Delta\phi$ se relaciona a uma distância ΔL percorrida por um raio de luz de acordo com $\Delta\phi = K2\Delta L$, onde o fator 2 foi inserido porque no interferômetro de Michelson, o raio em cada braço vai e volta após refletir no espelho que se desloca ΔL . Como $K = \frac{2\pi n}{\lambda}$, para $n = 1$, tem-se que $\Delta\phi = \frac{4\pi\Delta L}{\lambda}$. Assim, igualando-se $\Delta\phi = \phi_s = \frac{\pi N}{2}$, obtém-se que o deslocamento do espelho M_1 pode ser estimado como:

$$\Delta L = \frac{N_f \lambda}{8}. \quad (3.23)$$

sendo N_f o número mínimo de picos por período do sinal $\left(\frac{2\pi}{\omega_s}\right)$ que modula a vibração do espelho M_1 .

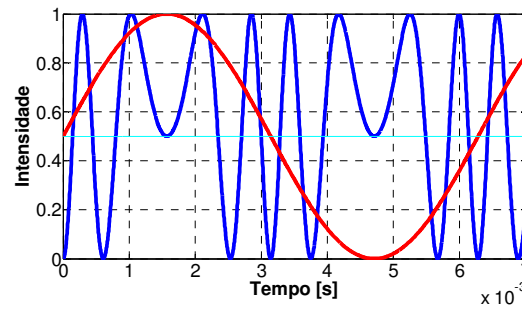
Observa-se na Figura 3-9 simulações de sinais fotodetectados realizadas em MATLAB® para sinais de modulação harmônica com $\phi_s = 3 \text{ rad}$, sendo aplicados para valores de $\phi_0 = \frac{\pi}{2}, \pi, \frac{3\pi}{2}$ e $2\pi \text{ rad}$. Nos casos (a), (b) (c) e (d) contam-se $N_f = 7, 8, 7$ e 8 franjas por ciclo de sinal senoidal de excitação, respectivamente. Assim, existe um erro sistemático de uma franja. Por isso, tal método só é justificável para a medição de grandes deslocamentos, quando N_f é elevado.



$N_f = 7$

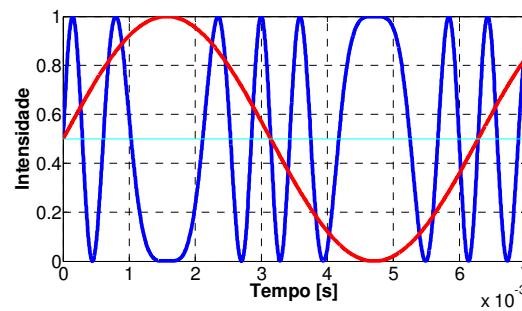
(a)

(Figura 3-9 Continua...)



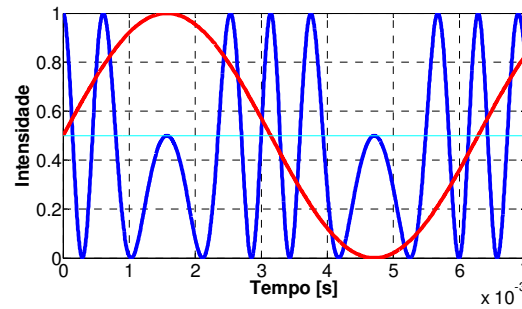
$$N_f = 8$$

(b)



$$N_f = 7$$

(c)



$$N_f = 8$$

(d)

Figura 3-9 – Sinais interferométricos simulados em MATLAB®. Em (a) $\phi_0 = \frac{\pi}{2}$, em (b) $\phi_0 = \pi$, em (c)

$\phi_0 = \frac{3\pi}{2}$ e em (d) $\phi_0 = 2\pi$.

Detalhes do arranjo experimental serão fornecidos no Capítulo 6. Antes, porém, torna-se necessário estudar o procedimento de calibração do interferômetro, conforme a discussão do capítulo a seguir.

CAPÍTULO 4 – O MÉTODO DE BAIXA PROFUNDIDADE DE MODULAÇÃO PARA A DETECÇÃO DE SINAIS INTERFEROMÉTRICOS

Neste capítulo será estudada a demodulação de sinais interferométricos utilizando o método de baixa profundidade de modulação. Quando este método é utilizado, a operação em regime de quadratura de fase, ou seja, $\phi_0 = \frac{\pi}{2} \text{ rad}$, deve ser impreterivelmente respeitada. Nesta condição, a intensidade óptica $I(t)$ é diretamente proporcional à variação de fase $\Delta\phi(t)$, promovendo a transferência linear da informação do domínio óptico para o domínio elétrico.

Na Figura 4-1 ilustra-se o princípio no qual se baseia o método de baixa profundidade de modulação, quando aplicado à demodulação de uma variação de fase $\Delta\phi(t)$ com forma de onda triangular. Como se observa, a tensão elétrica fotodetectada, $v(t)$, tem a mesma forma de $\Delta\phi(t)$ (a menos de uma defasagem de 180°). No caso geral, o formato de $\Delta\phi(t)$ pode ser arbitrário.

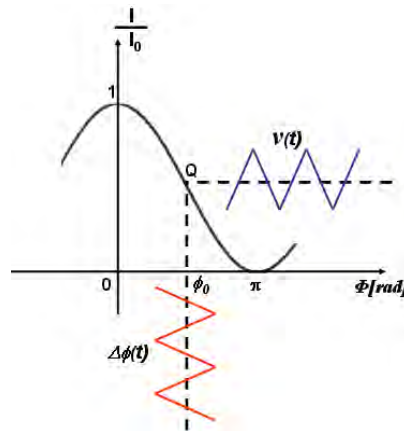


Figura 4-1 – O processo de detecção de fase óptica utilizando o método de baixa profundidade de modulação.

Contudo, como citado no capítulo anterior, o valor de ϕ_0 , não é estável. Devido à extrema sensibilidade do método interferométrico, qualquer alteração mínima da temperatura ambiental ou qualquer vibração, até mesmo alguma perturbação causada pela movimentação abrupta das pessoas que estão no laboratório no momento dos experimentos, faz com que essa grandeza sofra alterações

significativas. Com isso, exige-se um procedimento cuidadoso e metódico ao se executar as medições, conforme será discutido no Capítulo 6.

Até este estágio do texto, recorreu-se somente a recursos gráficos para justificar o processo de demodulação. Nas próximas seções apresentam-se a análise matemática do problema e, principalmente, o procedimento de calibração do interferômetro, a fim de se medir deslocamentos microscópicos em valores absolutos.

4.1 ANÁLISE MATEMÁTICA DO MÉTODO DE BAIXA PROFUNDIDADE DE MODULAÇÃO

O método de baixa profundidade de modulação é utilizado quando se deseja realizar medições de deslocamentos com amplitudes tipicamente inferiores a 600 Å. Neste caso, o interferômetro está operando sob o regime denominado sub-franjas, devido ao baixo valor de $\Delta\phi(t)$. A título de comparação, quando se utiliza o método de contagem de franjas, os deslocamentos obtidos são superiores a 2500 Å, sendo adequado apenas para mensurar valores grandes de $\Delta\phi(t)$.

Baseado na expressão geral (3.19) pode-se especificar que a tensão elétrica fotodetectada pode ser escrita simplificadamente como:

$$v(t) = A(1 + V \cos(\Phi(t))), \quad (4.1)$$

sendo A uma constante que depende da potência do laser e da responsividade de tensão do fotodiodo, enquanto V , como apresentado no capítulo anterior, é a visibilidade do padrão de interferência.

Como pode ser visto através de (4.1), o sinal interferométrico é uma função não-linear que varia em acordo com a fase óptica induzida pelo deslocamento provocado no espelho móvel do interferômetro. Expandindo (4.1) em série de Taylor, para a fase óptica $\Phi(t)$ variando em torno do ponto quiescente em ϕ_0 , obtém-se:

$$v(\Phi) \approx v(\phi_0) + \left. \frac{dv}{d\Phi} \right|_{\phi_0} (\Phi - \phi_0) + \left. \frac{d^2v}{d\Phi^2} \right|_{\phi_0} (\Phi - \phi_0)^2 + \dots \quad (4.2)$$

O regime de baixa profundidade de modulação de fase é caracterizado pela condição $\Delta\phi(t) = (\Phi - \phi_0) \gg (\Phi - \phi_0)^2$, de modo que as potências superiores a dois em (4.2) podem ser

desprezadas, linearizando-se o problema em torno de ϕ_0 . Por inspeção de (4.2) [e recorrendo-se a (4.1)], observa-se que o sinal de saída possui uma componente de polarização c.c. dada por:

$$v_{BIAS} = v(\phi_0) = A(1 + V \cos(\phi_0)), \quad (4.3)$$

como era esperado (ver Figura 4-1).

No ponto Q especificado na Figura 4-1, ao qual está associada a uma fase ϕ_0 , a inclinação da função de transferência é dada por:

$$\left. \frac{dv}{d\Phi} \right|_{\phi_0} = -AV \sin \phi_0, \quad (4.4)$$

o que confirma que, em torno de $\phi_0 = \frac{\pi}{2} \text{ rad}$, tem-se inclinação máxima (em módulo), pois $\sin \phi_0 = 1$. Por isso, esta é a região de máxima transferência linear da curva de transferência do interferômetro.

Nestas condições, tem-se $\cos \phi_0 = 0$, $\sin \phi_0 = 1$, $v_{BIAS} = A$ e $\frac{dv}{d\Phi} = -AV$. Usando-se (3.20), pode-se concluir que (4.2) conduzirá a

$$\begin{aligned} v[(\Phi)] &= v(t) = v_{BIAS} - AV(\Delta\phi(t)), \\ &= A[1 - V\Delta\phi(t)], \end{aligned} \quad (4.5)$$

que é diretamente proporcional ao deslocamento de fase instantânea $\Delta\phi(t)$, independentemente de sua forma de onda.

Com isso, prova-se analiticamente que, quando o método de baixa profundidade de modulação é utilizado no regime de quadratura de fase ($\phi_0 = \frac{\pi}{2} \text{ rad}$), a modulação de fase inserida no sinal de entrada é totalmente convertida em tensão elétrica no sinal de saída.

Entretanto, o fator AV em (4.5) é desconhecido, o qual depende da potência e do grau de coerência do laser, do grau de alinhamento do interferômetro, da razão de divisão de potência do divisor de feixes, da polarização dos feixes e da responsividade do fotodiodo (DEFERRARI; DARBY; ANDREWS, 1967). Além disso, é necessário estabelecer uma relação de conversão (fator

de calibração) entre a variação de fase $\Delta\phi(t)$ e o deslocamento do espelho sensor (ΔL), o qual se deseja medir em valores absolutos (em metros). O termo AV pode ser determinado através de um processo de calibração, como será discutido na próxima seção.

4.2 PROCEDIMENTO DE AUTOCALIBRAÇÃO DO INTERFERÔMETRO

O procedimento correto de calibração de qualquer sistema sensor é muito importante quando se deseja realizar medições de deslocamentos absolutos. Calibrar um sensor significa comparar seus resultados com um padrão de referência. Na calibração primária a sensibilidade do sensor é determinada por medições das grandezas de interesse com base nas unidades fundamentais do SI. No entanto, interferômetros não necessitam de calibração por comparação com um padrão. De fato, a interferometria constitui um sistema autocalibrável, baseado na constância do comprimento de onda da fonte laser (λ). Este, por sua vez, é um parâmetro extremamente estável, relacionado com as transições de energia nos átomos. Por exemplo, a radiação emitida pelo laser de He-Ne, corresponde a $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$, e está associado à transições específicas de energia no átomo de Ne.

Da teoria de sistemas lineares, sabe-se que senóides são as formas de onda adequadas para caracterizar dispositivos como amplificadores, transmissores e receptores de sistemas de comunicação (CARLSON; CRILLY; RUTLEDGE, 2002). Em particular, permitem avaliar as faixas de linearidade e largura de banda. Contudo, neste trabalho, dar-se-á preferência por operar com formas de onda triangular, como no exemplo da Figura 4-1. Este procedimento é regularmente utilizado na caracterização de moduladores eletroópticos integrados e será, no julgamento do autor, usado pela primeira vez em interferometria (DOLFI; NAZARATHY, 1988).

O procedimento de calibração aqui utilizado se beneficia das propriedades do sinal triangular, uma forma de onda com ângulos acentuados e bem definidos (ao contrário da senóide), que proporciona uma melhor precisão experimental. Além disso, permite avaliar continuamente se o fotodiodo empregado apresenta largura de banda suficiente, bastando certificar-se que o sinal de saída também é triangular (sem distorção). Isto, obviamente, sob regime de baixa profundidade de modulação e quadratura de fase.

Recorrendo-se novamente à Figura 4-1, em regime de baixa profundidade de modulação, verifica-se que $v(t)$ e $\Delta\phi(t)$ tem o mesmo formato triangular, o que pode ser observado com um osciloscópio. Contudo, se a amplitude de $\Delta\phi(t)$ for aumentando gradativamente, a condição de baixa profundidade de modulação não mais é satisfeita, e o sinal de saída $v(t)$ passa a se distorcer. Nesta condição, (4.5) não mais se aplica.

Na prática, a calibração pode ser realizada aumentando-se a amplitude do sinal de modulação aplicado à estrutura piezoelétrica acoplada ao espelho móvel até que o sinal fotodetectado, visualizado no osciloscópio, seja uma senóide perfeita, como apresentado na Figura 4-2. Esta simulação foi obtida usando-se o MATLAB®. O ângulo ϕ_0 é mantido em $\frac{\pi}{2}$ rad.

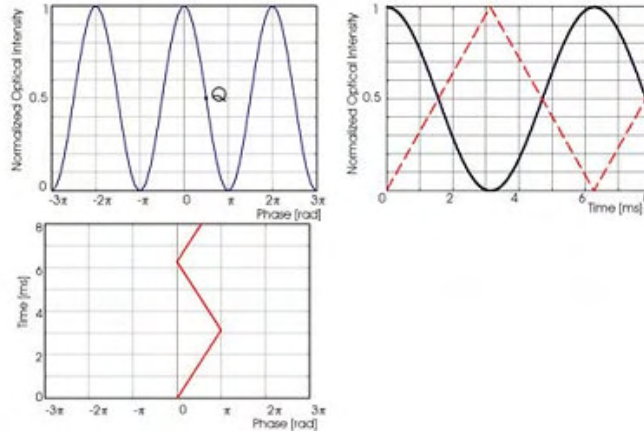


Figura 4-2 - Procedimento de calibração para a utilização do método de baixa profundidade de modulação. A tensão de excitação produz um deslocamento de fase igual a $\Delta\phi(t)_{pico} = \frac{\pi}{2} rad$.

De fato, aplicando-se (4.1) para $\Phi(t) = \Delta\phi(t) + \phi_0$, onde $\phi_0 = \frac{\pi}{2} rad$ e para um trecho de reta dada por $\Delta\phi(t) = \left(\frac{2\pi}{T}\right)t$, na qual T é o período do sinal triangular e $-\frac{T}{4} \leq t \leq \frac{T}{4}$, obtém-se:

$$\begin{aligned}
 v(t) &= A[1 + \cos \Phi(t)], \\
 &= A \left[1 + \cos \left(\frac{2\pi}{T}t + \frac{\pi}{2} \right) \right], \\
 &= A \left[1 - \sin \left(\frac{2\pi}{T}t \right) \right],
 \end{aligned} \tag{4.6}$$

uma senóide perfeita (a menos da tensão c.c. e da contra fase) com período T . Portanto, quando o sinal triangular de entrada $[\Delta\phi(t)]$ tiver valor de pico igual a $\Delta\phi_{pico} = \frac{\pi}{2} rad$, o sinal de saída observado no osciloscópio é perfeitamente senoidal.

Por outro lado, para valores imediatamente superiores a $\Delta\phi(t)_{pico} = \frac{\pi}{2} rad$, pode ser observada uma pequena reentrância nos picos e nos vales do sinal fotodetectado, como mostrado na Figura 4-3.

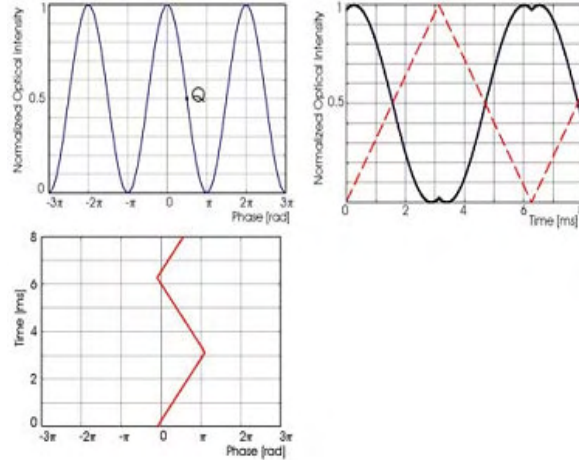


Figura 4-3 - Representação simulada da reentrância produzida pela aplicação de uma tensão de excitação que gera um deslocamento de fase $\Delta\phi(t)_{pico} > \frac{\pi}{2} rad$.

O procedimento de calibração consiste, basicamente, em aumentar a amplitude de $\Delta\Phi(t)$ até se obter uma senóide pura na tela do osciloscópio. Qualquer reentrância no sinal de saída significa que a amplitude de $\Delta\Phi(t)$ está além de $\frac{\pi}{2} rad$. Com isto, será possível determinar experimentalmente o valor do fator AV em (4.5). A partir daí, o interferômetro estará calibrado e pronto para realizar medições sob regime de baixa profundidade de modulação.

Extraindo apenas a parcela a.c. de (4.1), para $\phi_0 = \frac{\pi}{2} rad$, obtém-se

$$\begin{aligned}
 v_{ac}(t) &= AV \cos\left[\frac{\pi}{2} + \Delta\phi(t)\right], \\
 &= AV \left(\cos\left[\frac{\pi}{2}\right] \cos[\Delta\phi(t)] - \sin\left[\frac{\pi}{2}\right] \sin[\Delta\phi(t)] \right), \\
 &= -AV \sin[\Delta\phi(t)],
 \end{aligned} \tag{4.7}$$

a qual pode ser visualizada na tela no osciloscópio usando acoplamento a.c.

Aumentando-se a tensão elétrica aplicada sobre a estrutura piezoelétrica que modula a vibração do espelho móvel do interferômetro, ajusta-se o valor de $\Delta\phi(t)$ até o ponto onde $\Delta\phi(t)_{pico} = \frac{\pi}{2} rad$. Quando isto ocorre, o valor de (4.7) é máximo, ou seja, $v_{ac}(t) = -AV \sin[\Delta\phi(t)_{pico}] = -AV$. Esta tensão será denominada de V_{max} , e é medida na tela do osciloscópio (e assim, $V_{max} = AV$).

Tendo então medido o valor de V_{max} e operando sob baixos índices demodulação, (4.7) converte-se em (a menos da fase de 180° , irrelevante):

$$v_{ac}(t) = V_{max} \text{sen}[\Delta\phi(t)]. \quad (4.8)$$

A seguir, reduzindo-se a amplitude de $\Delta\phi(t)$ até a condição de baixa profundidade de modulação, e utilizando a aproximação $\text{sen}(x) \cong x$, então:

$$v_{ac}(t) = V_{max} \Delta\phi(t), \quad (4.9)$$

e assim, o interferômetro foi autocalibrado. Resta, porém, relacionar $\Delta\phi(t)$ com o deslocamento do espelho sensor, ΔL .

Sabe-se, do eletromagnetismo, que uma fase óptica $\Delta\phi(t)$ pode ser calculada como $\Delta\phi(t) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta L$, onde ΔL é o comprimento do trecho percorrido pelo raio óptico. Num interferômetro de Michelson, este trecho corresponde à diferença de caminho óptico entre os seus ramos, porém, multiplicado pelo fator 2 (como discutido no Capítulo 2). Assim, para um interferômetro de Michelson (MARÇAL et al., 2007):

$$\Delta\phi(t) = \frac{4\pi\Delta L(t)}{\lambda}, \quad (4.10)$$

sendo $\Delta L(t)$ o deslocamento instantâneo provocado no espelho móvel e λ o comprimento de onda da fonte laser utilizada. Com isso, (4.9) converte-se em:

$$v_{ac}(t) = V_{max} \frac{4\pi\Delta L(t)}{\lambda}. \quad (4.11)$$

A partir de então, o sistema está devidamente calibrado e as medições de deslocamentos utilizando o método de baixos índices de modulação pode ser realizado em valores absolutos utilizando a relação:

$$\Delta L_{pico} = \frac{\lambda}{4\pi} \frac{V_{pico}}{V_{max}}, \quad (4.12)$$

sendo V_{pico} o valor de pico da tensão $v_{ac}(t)$ que gerará um deslocamento ΔL_{pico} (para um índice de modulação $\Delta\phi(t)_{pico} < \frac{\pi}{2} rad$).

Deve ficar claro que V_{pico} é o valor de pico da forma de onda triangular de saída $v_{ac}(t)$, medida com o osciloscópio, quando o interferômetro opera na região de baixa profundidade de modulação. A tensão V_{max} (associado ao fator AV) é medida somente uma vez, durante o procedimento de calibração, e passa a ser uma propriedade intrínseca do interferômetro (a constante do interferômetro).

Esta técnica será empregada no Capítulo 6 para medir deslocamentos microscópicos em atuadores e manipuladores piezoelétricos flexensionais. Antes, porém, é adequado estudar essas estruturas, o que constitui assunto do Capítulo 5.

4.3 SENSIBILIDADE DO INTERFERÔMETRO HOMÓDINO

O desempenho do método de demodulação de fase óptica é determinando, em boa parte das vezes, pela qualidade do sinal que é fotodetectado. Como já citado, a interferometria óptica se faz muito sensível devido ao baixíssimo valor do comprimento de onda da radiação laser que é utilizado como fonte óptica. Entretanto, essa sensibilidade tem um limite que é determinado pelas fontes de ruído presentes, principalmente, na detecção eletrônica dos sinais interferométricos.

Essas fontes de ruído, normalmente são atribuídas ao movimento aleatório dos elétrons e de portadores de carga elétrica em componentes e sistemas eletrônicos, sendo os ruídos do tipo $1/f$, térmico e *shot* (ou balístico) os principais. O ruído $1/f$ (ou ruído *Flicker*) é gerado pelo fluxo descontínuo dos portadores de cargas e é principalmente presente em sistemas de baixa frequência, ou ainda, quando há variações na temperatura ambiente. Pode ser minimizado através do condicionamento térmico de amplificadores, fotodiodos e demais componentes eletrônicos, além da utilização de uma banda de frequência superior a 1 kHz. Este condicionamento térmico também é interessante para a diminuição do ruído térmico, o qual é causado pelo movimento aleatório de elétrons em condutores elétricos, resistores e demais componentes eletrônicos. O ruído *shot* é resultado da flutuação aleatória de cargas elétricas em junções PN nos semicondutores, e, é neste sentido, que os fotodetectores são mais afetados por este tipo de ruído (KEISER, 1991). Mesmo condicionando termicamente os componentes eletrônicos e/ou melhorando a banda de frequência dos fotodiodos, o ruído *shot* ainda estará presente. Assim, adota-se este tipo de ruído como sendo o predominante na realização desta análise da sensibilidade do interferômetro homódino.

Levando em consideração, que a modulação do espelho sensor é dada por (4.10), isto é, $\Delta\phi(t) = 2K\Delta L(t)$, onde $K = \frac{2\pi}{\lambda}$, e ainda que, quando $\Delta L(t)$ for muito pequeno, $\cos(\Delta\phi(t)) \cong 1$ e $\sin(\Delta\phi(t)) \cong \Delta\phi(t) = 2K\Delta L(t)$, a equação (3.19) torna-se:

$$I(t) = \frac{I_0}{2} [(1 + V \cos \phi_0 - 2VK \sin \phi_0 \Delta L(t))], \quad (4.13)$$

onde a variação de fase estática ϕ_0 pode ser escolhida de acordo com a necessidade da operação.

A relação entre a intensidade óptica fotodetectada e a corrente elétrica é dada através da introdução do termo R_I que é a responsividade de corrente, termo que varia conforme a frequência da radiação incidente. Assim, considerando que $\Delta L(t)$ varia conforme uma oscilação harmônica com frequência ω_s e fase ϕ_s , (4.13) conduz a corrente fotodetectada

$$i(t) = \frac{R_I I_0}{2} [(1 + V \cos \phi_0 - 2VK \sin \phi_0 \Delta L_{pico} \sin(\omega_s t + \phi_s))]. \quad (4.14)$$

Segundo (KEISER, 1991), a corrente de ruído *shot* tem valor quadrático médio dado por;

$$\langle i_Q^2 \rangle = 2q \langle i(t) \rangle B, \quad (4.15)$$

onde q é a carga do elétron, B é a largura de banda do sistema de fotodetecção e $\langle i_Q^2 \rangle$ é a média temporal de (4.14).

Assim, considerando apenas o valor médio de (4.14) e substituindo em (4.15), tem-se a potência de ruído *shot*:

$$\begin{aligned} \langle i_Q^2 \rangle &= 2q R_I \frac{I_0}{2} (1 + V \cos \phi_0), \\ &= 2q B \left(\frac{\eta q}{h\nu} \right) \frac{I_0}{2} (1 + V \cos \phi_0), \end{aligned} \quad (4.16)$$

onde, para o fotodiodo PIN tem-se $R_I = \frac{\eta q}{h\nu}$, sendo η sua eficiência quântica, h a constante de Planck e ν a frequência da radiação em Hz (KEISER, 1991). Está expressão para R_I é aplicável desde que $\frac{I_0}{2}$ seja interpretado como a potência óptica do laser (em W)

Observa-se que a potência do sinal óptico é determinada pela componente AC da equação (4.14):

$$i_s(t) = R_I \frac{I_0}{2} [(2VK \sin \phi_0 \Delta L_{pico} \sin(\omega_s t + \phi_s))], \quad (4.16)$$

assim, é possível se obter, ao longo de um período $T_0 = 2\pi/\omega_s$, a potência média do sinal óptico.

$$\langle i_s^2 \rangle = \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} i_s^2(t) dt = \left(\frac{\eta q}{h\nu} \right)^2 \frac{I_0^2 V^2 K^2 \sin^2 \phi_0}{2} \Delta L_{pico}^2. \quad (4.17)$$

O próximo passo desta análise é a obtenção da relação sinal-ruído, relacionando à razão entre a potência média do sinal fotodetectado e a potência média do ruído do fotodetector, obtendo-se:

$$\begin{aligned} SNR &= \frac{\langle i_s^2 \rangle}{\langle i_Q^2 \rangle}, \\ &= \frac{\eta}{h\nu B} \frac{I_0 V^2 K^2}{2} \frac{\sin^2 \phi_0}{1 + V \cos \phi_0} \Delta L_{pico}^2. \end{aligned} \quad (4.18)$$

Quando a relação sinal-ruído for igual a unidade, determina-se o deslocamento mínimo que o fotodetector consegue obter. Assim, (4.18) converte-se em:

$$\Delta L_{pico} = \left[\frac{h\nu B}{\eta} \frac{2}{I_0 V^2 K^2} \frac{1 + V \cos \phi_0}{\sin^2 \phi_0} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (4.19)$$

O fator que não permanece constante durante a determinação de ΔL_{pico} é o termo que é função da fase estática ϕ_0 . Assim, analisa-se esse fator, separando-o de (4.19), e denominando-o como:

$$F(\phi_0) = \frac{\sin^2 \phi_0}{1 + V \cos \phi_0}. \quad (4.20)$$

Quando $F(\phi_0)$ for máximo, o valor do deslocamento ΔL_{pico} será mínimo, e assim, traça-se o gráfico de $F(\phi_0)$ para se obter o comportamento dessa função, bem como, os pontos onde $F(\phi_0)$ é máximo.

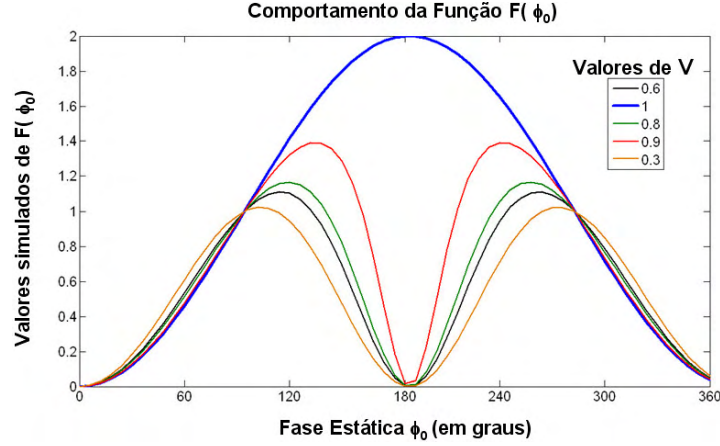


Figura 4-4 - Comportamento da Função $F(\phi_0)$.

Através da observação da Figura 4-4, percebe-se que o ponto ótimo de trabalho não será exatamente $\frac{\pi}{2} \text{ rad}$, mas nas proximidades deste valor, pois há a dependência com o valor da visibilidade V . A curva para $V = 1$ não tem significado prático, senão, conduziria à conclusão equivocada de que a sensibilidade é máxima quando $\phi_0 = \pi \text{ rad}$ (WAGNER, 1990).

Assim, já é possível calcular a sensibilidade do interferômetro homódino de acordo com (4.19). Considerando um caso do laser utilizado nos experimentos, cujo valor da potência $\frac{I_0}{2} = 15 \text{ mW}$ e $\lambda = 0,6328$, e que a eficiência quântica do fotodiodo PIN (η) tem valor porcentual de 10%, observa-se na Figura B-4 que, para $V = 0,9$, $F(\phi_0)$ é máximo em torno de $\phi_0 = 2,25 \text{ rad}$. A equação (4.19) se torna

$$\frac{\Delta L_{\text{pico}}}{\sqrt{B}} = \left[\frac{h\lambda c}{2\pi^2 V^2 \eta} \frac{1}{I_0 F(\phi_0)} \right]^{\frac{1}{2}} = 2,8 \times 10^{-15} \frac{m}{\sqrt{Hz}}, \quad (4.21)$$

onde usou-se $v = c/\lambda = 3 \times 10^8/\lambda$ em Hz, $K = 2\pi/\lambda$ em rad/m, $F(\phi_0) = 1,3$ e $h = 6,62 \times 10^{-34} \text{ W s}^2$. Com um fotodiodo de largura de banda $B = 500 \text{ MHz}$, observa-se que o valor de ΔL_{pico} medido pelo interferômetro seria de 0,6 angstroms, e, a variação de fase, através da equação (4.10) utilizando o laser de He-Ne, seria de 1,2 mrad.

Pode melhorar essa sensibilidade aumentando a potência do laser, ou diminuindo a largura de banda do fotodetector, ou ainda, aumentando o grau do alinhamento do interferômetro, e assim melhorando a visibilidade ou, até mesmo, utilizando um fotodiodo que tenha melhor eficiência quântica.

CAPÍTULO 5 - ATUADORES E MANIPULADORES PIEZOELÉTRICOS FLEXTENSIONAIS

Paradoxalmente, tempos de guerra são pródigos para o desenvolvimento da tecnologia. Foi sob esse contexto que a piezoelectricidade e as utilizações desse fenômeno físico se desenvolveram. Aproveitando-se das ótimas características de propagação de uma onda acústica na água, na 1ª Guerra Mundial, criou-se o sonar. Este instrumento era utilizado para a localização de barcos e submarinos inimigos nos mares em guerra.

Entretanto, atualmente, o efeito piezoelétrico tem sido utilizado para fins pacíficos e úteis para a sociedade como, por exemplo, na nanotecnologia, em discos rígidos de computadores, em sistemas de fibra óptica e até mesmo na engenharia genética, quando há a necessidade de alta precisão em situações como manipulação de organelas ou inseminação artificial.

Este capítulo se dedica ao dos atuadores e manipuladores piezoelétricos flexionais, mostrando suas características gerais, métodos de projeto e implementação das estruturas flexíveis. São apresentados no Apêndice B alguns conceitos sobre piezoelectricidade e as relações constitutivas.

5.1 ATUADORES PIEZOÉLETRICOS DO TIPO BENDER

Atuador é um dispositivo que produz alguma ação em um corpo como, por exemplo, movê-lo. Em conjunto com uma cerâmica piezoelétrica, forma-se um dispositivo chamado de piezoatuador. Nesta dissertação, para que o conjunto atuador-cerâmica trabalhe de forma correta, alguns pontos devem ser respeitados, dentre eles, a operação abaixo da primeira frequência de ressonância e uso de excitação elétrica contínua ou, em regime quase estacionário, quando a alimentação for uma oscilação harmônica, como um sinal de excitação senoidal de baixa frequência. A principal função dos atuadores piezoelétricos é produzir pequenos deslocamentos quando sujeitos a pequenos valores de tensões de alimentação. Os piezoatuadores possuem inúmeras vantagens em relação aos atuadores mecânicos clássicos, dentre elas, a elevada precisão do movimento, rapidez nas respostas aos estímulos elétricos, imunidade a campos eletromagnéticos, geração de forças elevadas, dentre outras (LEÃO, 2004).

Os atuadores do tipo *bender* são estruturas formadas por um sanduíche com uma lâmina metálica entre piezocerâmicas, onde o principal objetivo é obter deslocamentos que podem alcançar até 1 mm. A Figura 5-1 ilustra o atuador do tipo *bender*. Este tipo de atuador é montado sobre as pastilhas, sendo que a tensão elétrica é aplicada sobre o PZT, convertendo-se a grande força produzida devido ao efeito piezoelétrico em deslocamento. A lâmina metálica atua como alavanca.

A configuração do *bender* faz com que se consiga grandes deslocamentos, pois as cerâmicas são polarizadas de modo que, enquanto uma cerâmica se expande, a outra se contrai. O atuador é alimentado nas duas cerâmicas e na lâmina metálica, necessitando de dois pontos de excitação.

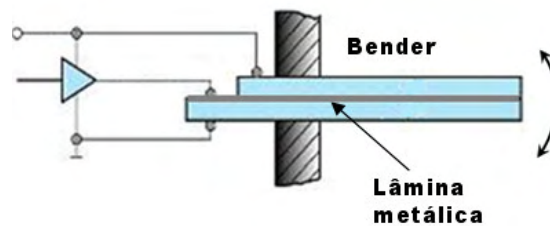


Figura 5-1 – Atuador piezoelétrico do tipo *bender*.

Analizando a Figura 5-1, percebe-se a dupla alimentação necessária para ativar o *bender*. A Figura 5-2 mostra o atuador sofrendo a ação da tensão aplicada em seus terminais.

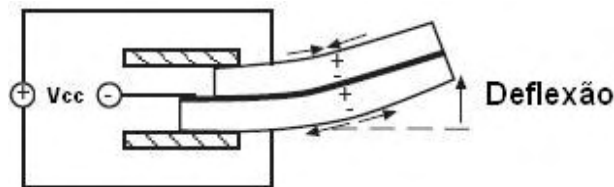


Figura 5-2 - Atuador do tipo *bender* em operação.

Em média, cada fatia de PZT tem entre 200 μm e 250 μm de espessura, fazendo com que, de forma segura, sejam aplicados até 100 V em seus terminais. Percebe-se que a deformação acontece através do modo de expansão em espessura, sendo solicitados os coeficientes d_{31} e d_{33} .

O atuador do tipo *bender* é de interesse, pois, quando se encontra operando próximo à frequência de ressonância, a resposta típica pode ser de até 50 $\mu\text{m}/\text{V}$, e, é nesta situação que os *tweeters* piezoelétricos atuam. A Figura 5-3 apresenta o esquema de um *tweeter* piezoelétrico. Esses *tweeters* são muito utilizados em sistemas de som através da adição de um cone amplificador ao centro do *bender*. O atuador fica justamente encaixado no cone fazendo com que as oscilações causadas pela intensidade variável do sinal sonoro sejam largamente amplificadas.

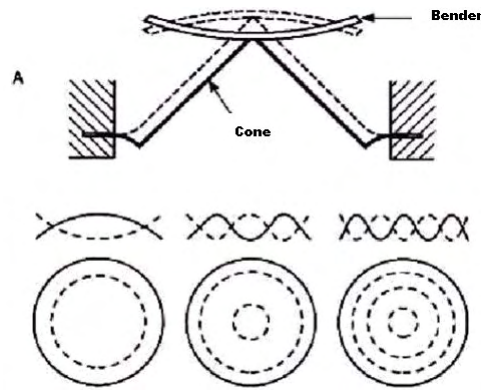


Figura 5-3 - Tweeter piezoelétrico. (a) Cone instalado ao PZT. (b) modo de vibração fundamental. (c) modo de vibração com frequência tripla. (c) modo de vibração com frequência quádrupla (LEÃO, 2004).

Por possuírem comportada resposta em frequência e amplitudes de vibração bem definidas, os *tweeters* piezoelétricos são utilizados para realização de ensaios com interferômetros.

No próximo capítulo, será mais bem explicado o emprego do *tweeter* nos experimentos realizados. Até o presente momento, o que se mostra relevante é que essa estrutura será combinada com o espelho móvel do interferômetro de Michelson utilizado.

5.2 ATUADORES PIEZOELÉTRICOS FLEXTENSIONAIS

Os atuadores piezoelétricos flexensionais são formados por uma estrutura metálica flexível e pela cerâmica piezoelétrica. A estrutura flexível faz a substituição de juntas, pinos e dobras pela própria flexibilidade da peça, quando há deformação na cerâmica piezoelétrica. Uma de suas funções é amplificar e mudar a direção de pequenos deslocamentos mecânicos da piezocerâmica utilizada.

Os tipos clássicos de piezoatuadores flexensionais são o *moonies* e os *cymbals* (DOGAN; UCHINO; NEWNHAM, 1997; NEWNHAM et al., 1993). Ambos são apresentados na Figura 5-4. O primeiro é formado por um disco de material piezoelétrico envolvido por duas capas de metal. No passado foi utilizado para converter o deslocamento que ocorria na direção lateral do disco em deslocamento axial, principalmente no centro da região flexível. No transdutor *cymbal* o deslocamento é provocado por movimentos de flexão e rotação, diferentemente do *moonies*, onde o deslocamento é somente causado pela flexão da peça.

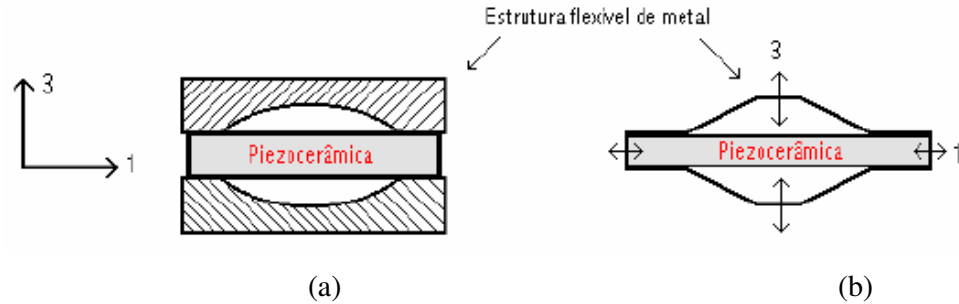


Figura 5-4 – Piezoatuadores flexensionais clássicos. (a) Tipo moonies (b) Tipo cymbals (LEÃO, 2004).

Os atuadores piezoelétricos flexensionais utilizados nesta dissertação foram projetados para operar em regime de campo elétrico constante ou em regime de quase estacionariedade (NADER, 2002). À luz do que foi investigado sobre as forças de deformação, alguns atuadores flexensionais possuem desempenho maximizado quando o coeficiente de deformação predominante é o d_{31} , que representa a deformação no comprimento. Isso faz com que o atuador se expanda na direção 3 promovendo uma máxima amplificação, como ilustrado na Figura 5-5.

O estado da arte dos atuadores piezoelétricos flexensionais é caracterizado pelo projeto e construção através do método de otimização topológica (SILVA; KIKUCHI, 1999; SILVA; NISHIWAKI; KIKUCHI, 2000; KÖGL; SILVA, 2005). Este método consiste em permitir, através de algoritmos computacionais, que sejam projetadas estruturas que transformam a deformação em deslocamento em proporção máxima.

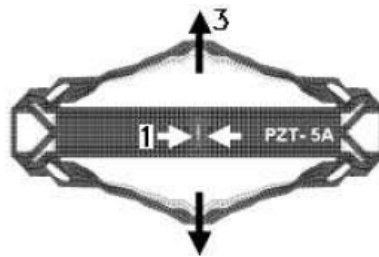


Figura 5-5 - Atuador flexensional agindo em uma pastilha de PZT (NADER, 2002).

Permite ainda a maximização da força produzida em determinada direção. Para isso, o *software* de otimização utiliza o método de elementos finitos, através do programa de computador ANSYS para que o projeto do atuador seja realizado (NADER, 2002; CARBONARI, 2003; BAHIA, 2005; SILVA 2007).

É ilustrado na Figura 5-6 o procedimento de projeto de um atuador piezoelétrico flexensional utilizando a técnica da otimização topológica e o método de elementos finitos. Inicialmente, para o projeto do dispositivo desejado, define-se um espaço fechado denominado

domínio de projeto (Ω). Será neste domínio onde porções de material são distribuídas, objetivando-se a solução ótima sob determinado critério de projeto: mínimo custo, máxima rigidez, máximo deslocamento, etc. (CARBONARI, 2003).

O domínio é limitado pelas condições de contorno do problema (restrições de material e/ou deslocamento desejado), entretanto, na fase inicial do projeto, como mostrado na Figura 5-6(a) deve-se buscar o maior domínio possível, promovendo assim um maior número de soluções possíveis para o projeto. Ainda na primeira etapa do projeto, mas não menos importante, são determinados os pontos de aplicação de cargas, aos quais também representam uma condição de contorno para a criação do domínio fixo estendido.

A próxima etapa do projeto de otimização topológica é a discretização do domínio contínuo em uma malha de elementos finitos e a aplicação das condições de contorno através do ANSYS [Figura 5-6 (b)]. Estes elementos permanecerão inalterados durante todo o processo e serão tratados por algoritmos de otimização topológica. Estes algoritmos farão a análise e escolha da distribuição “ótima” de material no domínio, de forma que, a variável desejada seja maximizada, por exemplo, a produção de um deslocamento máximo em determinada direção e em determinada região do atuador. Por utilizar elementos finitos, a otimização topológica é compreendida como um problema que considera a existência ou não de material em um dado elemento do domínio, como mostrado na Figura 5-6 (c). Percebe-se que nas áreas escuras há a presença de material no domínio, enquanto que nas áreas claras o domínio permanece vazio (BAHIA, 2005).

O resultado apresentado na terceira etapa do projeto é considerado um resultado primário, haja vista que podem surgir regiões ou detalhes produzidos por instabilidades, inviabilizando o projeto. Um exemplo destas instabilidades é a “instabilidade xadrez” produzida devido à presença de elementos com e sem material dispostos como um tabuleiro de xadrez. Esta configuração não é desejável, pois ela não se comporta como uma “ótima” distribuição de material, e sim como um fenômeno que aparece devido às simplificações introduzidas pelo método de elementos finitos (CARBONARI, 2003).

Havendo convergência no processo de otimização, respeitando-se as condições de contorno, o resultado é, então, interpretado através de técnicas de processamento de imagem, técnicas de otimização de forma ou ainda desenhando uma nova estrutura com base na topologia obtida na etapa anterior, como mostrado na Figura 5-6 (d). Para a validação dos resultados obtidos, uma nova análise utilizando o método de elementos finitos deve ser realizada. Esta segunda análise se faz necessária, e é representada na Figura 5-6 (e), pois as modificações advindas do processo de interpretação podem alterar o desempenho da estrutura desejada (SILVA, 2007).

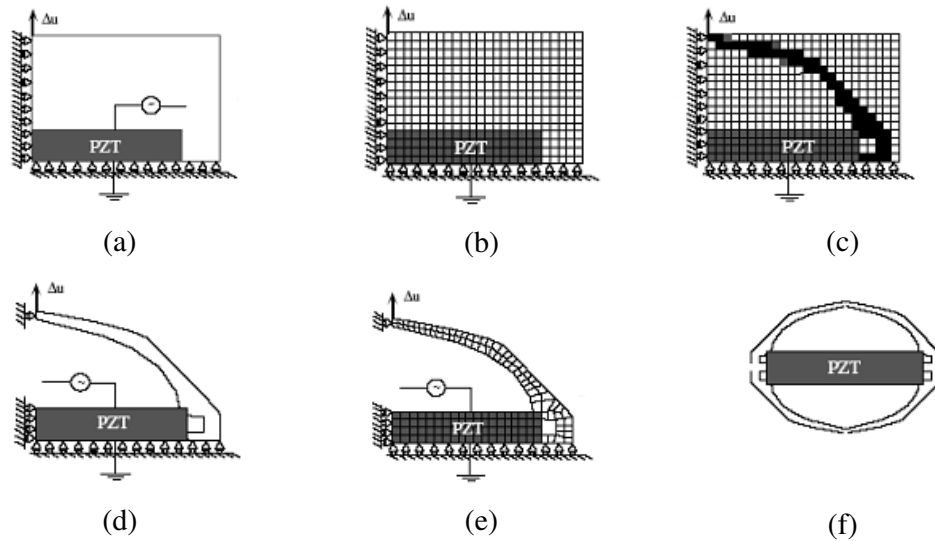


Figura 5-6 - Projeto de um atuador flexensional utilizando a técnica de otimização topológica. (a) Domínio inicial. (b) Domínio discretizado. (c) Topologia obtida. (d) Interpretação. (e) Verificação (f) Modelo para a produção (CARBONARI, 2003).

Após o projeto ser verificado e corrigido, com o auxílio de algoritmos que retificam pequenos erros ainda presentes, a peça é então produzida, Figura 5-6 (f). Para isso, existem várias técnicas que permitem a usinagem de estruturas complexas, dentre elas, cita-se o processo de corrosão química por litografia, a prototipagem rápida e a eletro-erosão a fio. A Figura 5-7 apresenta diversos atuadores piezoelétricos flexensionais que foram projetados e produzidos, utilizando a otimização topológica através do método de elementos finitos, pelo Grupo de Sensores e Atuadores da EPUSP.

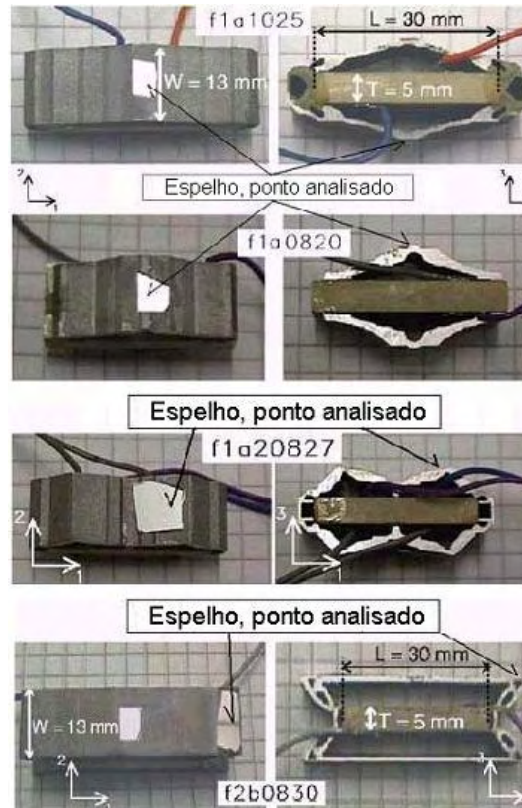


Figura 5-7 - Exemplos de atuadores flexensionais projetados pelo método de otimização topológica (NADER, 2002).

5.3 MANIPULADORES PIEZOELÉTRICOS FLEXTENSIONAIS

Também conhecidos como multi-atuadores piezoelétricos, os manipuladores piezoelétricos flexensionais são dispositivos formados por uma estrutura multi-flexível cuja atuação é produzida por duas ou mais porções de cerâmicas piezoelétricas. Esses mecanismos geram valores diferentes de forças e deslocamentos de acordo com a cerâmica que está sendo excitada. A estrutura multi-flexível, geralmente metálica, age como um transformador mecânico que modifica e amplifica a deformação da piezocerâmica, acoplada à esta estrutura.

Estes dispositivos são utilizados em áreas onde a precisão do movimento é de primordial importância como, por exemplo, a manipulação de células, instrumentos de micro-cirurgias, equipamentos de nanotecnologia, posicionadores de espelhos em sistemas interferométricos e em muitos sistemas microeletromecânicos (MEMS) (CARBONAARI et al., 2005).

Uma das principais consequências negativas da utilização de mais de uma piezocerâmica é a introdução de movimentos em direções indesejáveis. Somado a este aspecto, tem-se a complexidade do projeto de estruturas metálicas que consigam conter, de forma comportada, todas

as piezocerâmicas. Para a eliminação destes inconvenientes, utiliza-se como ferramenta de projeto e construção o método de otimização topológica.

A Figura 5-8 apresenta dois exemplos de manipuladores piezoelétricos flexensionais projetados utilizando o método de otimização topológica. O primeiro modelo apresentado é um manipulador formado por duas piezocerâmicas e, portanto, possui dois graus de liberdade (eixo X e eixo Y). O segundo modelo é um manipulador em forma de garra. Este manipulador possui quatro graus de liberdade, pois além de ser capaz de produzir deslocamento nos eixos X e Y, também é capaz de realizar rotação e movimento de abre-e-fechar da garra.

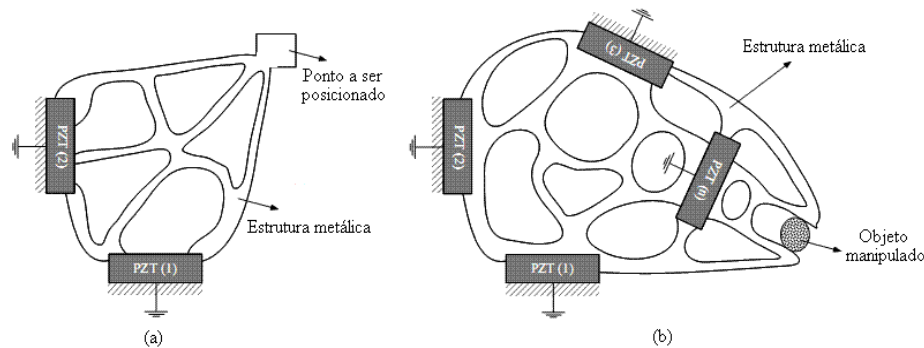


Figura 5-8 - Projeto de multi-manipuladores flexensionais. (a) Nano-posicionador com dois graus de liberdade (XY). (b) Garra com quatro graus de liberdade (CARBONARI, 2008).

A Figura 5-9 ilustra o procedimento de projeto de um manipulador piezoelétrico flexensional utilizando a técnica da otimização topológica e o método de elementos finitos (CARBONARI et al., 2005; CARBONARI; SILVA; NISHIWAKI, 2005; CARBONARI, 2008).

Percebe-se que as etapas de projeto e construção são as mesmas utilizadas para os atuadores piezoelétricos flexensionais. As mudanças ficam a cargo da quantidade de material utilizado, do número de pastilhas de PZT utilizadas e das localizações dos deslocamentos a serem produzidos. Os algoritmos de projeto e avaliação e as técnicas de fabricação são basicamente as mesmas. A Figura 5-10 apresenta diversos manipuladores piezoelétricos flexensionais que foram projetados e produzidos utilizando a otimização topológica através do método de elementos finitos, pelo Grupo da EPUSP.

Após a apresentação, de uma forma geral, dos atuadores e manipuladores piezoelétricos flexensionais, passa-se, na próxima seção, ao estudo das estruturas que foram utilizadas nos experimentos realizados e reportados nesta dissertação de mestrado. Inicialmente, aborda-se o modelo da cerâmica PZT que serviu como elemento que sofre a deformação.

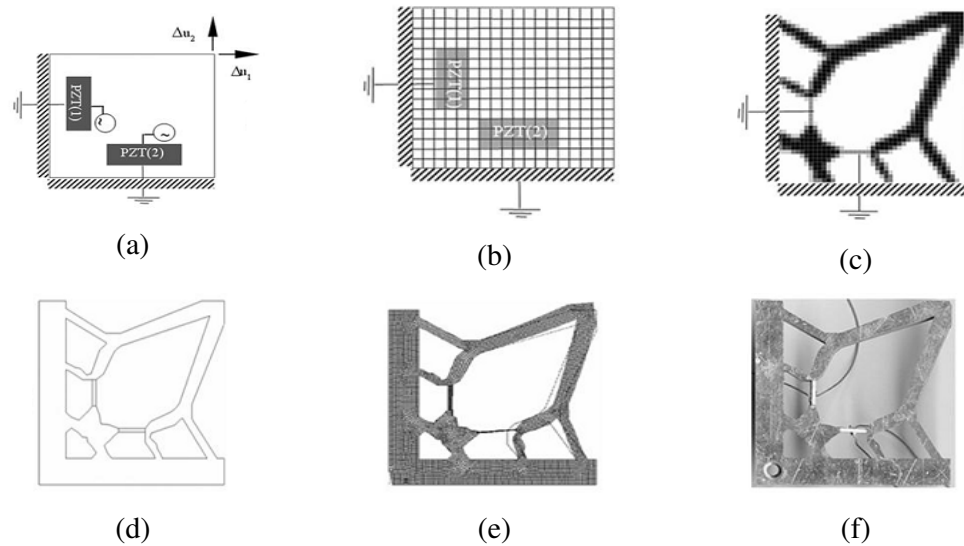


Figura 5-9 - Projeto de um manipulador flexensional utilizando a técnica de otimização topológica. (a) Domínio inicial. (b) Domínio discretizado. (c) Topologia obtida. (d) Interpretação. (e) Verificação (f) Modelo para a produção (CARBONARI, 2008).

Após, apresenta-se o atuador do tipo *bender*, em seguida os atuadores flexensionais e por fim o manipulador piezoelétrico flexensional.

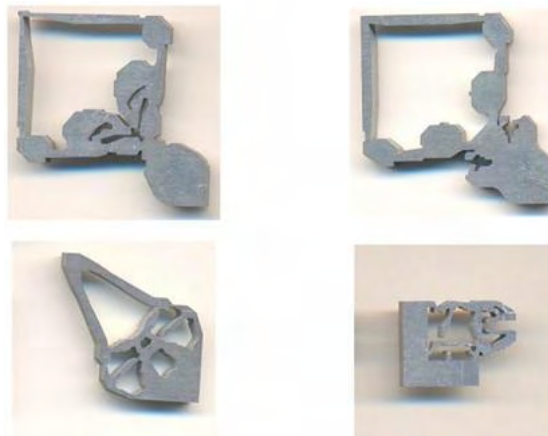


Figura 5-10 - Exemplos de manipuladores flexensionais projetados pelo método de otimização topológica.

5.4 DESCRIÇÃO DA PIEZOCERÂMICA, DOS ATUADORES E DO MANIPULADOR PIEZOELÉTRICO FLEXENSIONAL UTILIZADOS

5.4.1 CERÂMICA PZT – 5A

Os elementos ativos dos atuadores e manipuladores utilizados nesta dissertação são piezocerâmicas do tipo PZT – 5A, desenvolvida pela *American Piezoceramics*. Estas cerâmicas possuem o formato de paralelepípedo conforme ilustrado na Figura 5-11. A polarização dos dipolos

ocorreu na direção 3 enquanto que os eletrodos utilizados para a excitação são colocados nas faces superior e inferior.

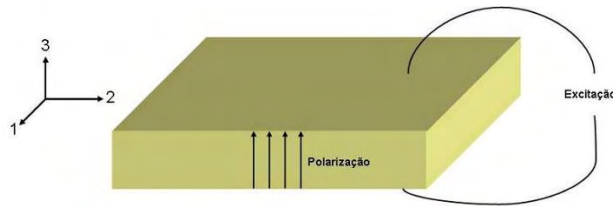


Figura 5-11 - Esquema da Piezocerâmica PZT - 5A.

Segundo estudos publicados por (GAUTSCHI, 2005) este tipo de cerâmica possui coeficientes d_{31} e d_{33} iguais a -171 pm/V e 374 pm/V respectivamente. Entretanto, esses valores teóricos são bem diferentes dos valores experimentais obtidos por (MARÇAL et al., 2007), que são de -133 pm/V e 287 pm/V para os coeficientes d_{31} e d_{33} , respectivamente. Essas medições foram realizadas utilizando um sensor óptico do tipo MTI - 2000 com tensão de excitação triangular com amplitude de 200 V_{pp} e frequência de 1 Hz . Os resultados obtidos nesta caracterização são apresentados na Figura 5-12, referentes a uma piezocerâmica com dimensões $30 \times 14 \times 3 \text{ mm}$.

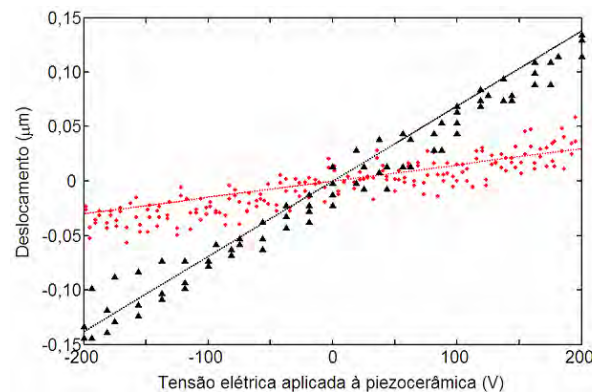


Figura 5-12 - Deslocamentos $\Delta L3$ (relacionado a d_{33}) e $\Delta L1$ (relacionado a d_{31}), obtidos em análise quase-estática efetuada experimentalmente usando o sensor MTI-2000 e por simulação usando o ANSYS: $\blacktriangle$ $\Delta L1$ experimental, --- $\Delta L1$ simulado, $\bullet$ $\Delta L3$ experimental e --- $\Delta L3$ simulado (MARÇAL et al., 2007).

As simulações foram realizadas com o *software* de elementos finitos ANSYS e os resultados confrontados com os valores obtidos com o sensor óptico MTI – 2000. Esses valores obtidos por (MARÇAL et al., 2007) foram os utilizados nesta dissertação de mestrado para a obtenção do fator de amplificação dos atuadores de manipuladores piezoelétricos flexensionais caracterizados.

O interferômetro se mostra menos indicado para a medição desses coeficientes piezoelétricos devido à necessidade da instalação de uma superfície de boa refletividade. Isto

ocorre, pois a cerâmica é uma superfície porosa e não promove boa reflexão do feixe laser que incide sobre o espécime a ser caracterizado.

5.4.2 ATUADOR PIEZOELÉTRICO DO TIPO BENDER: TWEETER PIEZOELÉTRICO

Foi utilizado para a primeira parte dos experimentos realizados nesta dissertação de mestrado um *tweeter* piezoelétrico como o apresentado na Figura 5-13. Neste *tweeter* foi colado o espelho do ramo sensor, e, para que não houvesse maior influência externa nas medições, foi retirado o seu cone de amplificação e suas capas de proteção, restando apenas o invólucro de plástico onde a pastilha do material piezoelétrico é fixada.

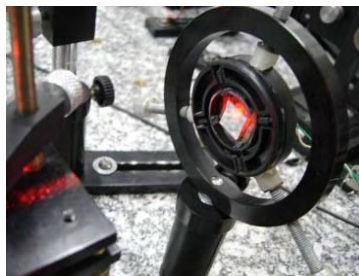


Figura 5-13 - *Tweeter* piezoelétrico utilizado nos experimentos.

5.4.3 ATUADOR PIEZOELÉTRICO FLEXTENCIONAL – AFX - 01

O projeto e fabricação de atuadores piezoelétricos flexensionais têm sido desenvolvidos com êxito pelo Grupo de Sensores de Atuadores da Escola Politécnica da USP (EPUSP), com o qual o Laboratório de Optoeletrônica da UNESP – Campus de Ilha Solteira tem mantido trabalhos em parceria desde 2003 (LEÃO, 2004; SAKAMOTO, 2006; SAKAMOTO et al., 2007; MARÇAL et al., 2007, MARÇAL, 2008; MENEZES, 2009).

Para parte dos ensaios propostos nesta dissertação de mestrado, utilizou-se o atuador flexensional, neste texto, denominado AFX – 01, esquematizado na Figura 5-14. Este atuador foi projetado e desenvolvido pelo Grupo da EPUSP e foi construído utilizando estruturas de alumínio para a estrutura flexível. Seu projeto utilizou como ferramentas de desenvolvimento a otimização topológica e o método de elementos finitos; as duas porções da estrutura flexível que formam o atuador foram usinadas utilizando a técnica de eletro-erosão a fio (NADER, 2002).

Este atuador, diferentemente de outros desenvolvidos pela EPUSP, é formado por duas peças separadas de alumínio e teve a pastilha de PZT – 5A fixada a essas estruturas flexíveis do atuador flexensional com resina epóxi. O elemento ativo deste atuador é a piezocerâmica de dimensões 30 x 14 x 3 mm para as direções 1, 2 e 3 respectivamente, e associada a Figura 5-12. O objetivo é maximizar o deslocamento do ponto central, no topo da estrutura flexível.

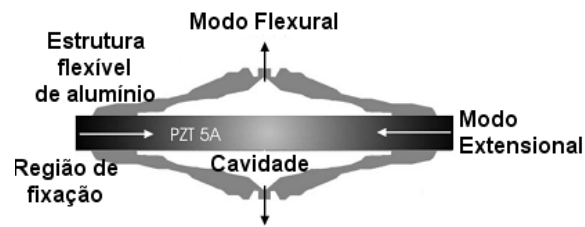


Figura 5-14 - Esquema do atuador flexensional AFX - 01 com a Piezocerâmica PZT - 5A instalada.

Apresentam-se na Figura 5-15 algumas fotos do AFX - 01, bem como da cerâmica PZT - 5A conectadas. Nas fotos podem ser visualizadas as estruturas flexíveis de alumínio que amplificam o deslocamento da piezocerâmica e os conectores elétricos conectados à pastilha e que são utilizados para excitar a cerâmica promovendo sua deformação.

Nesta dissertação de mestrado, os deslocamentos a serem mensurados correspondem justamente àqueles do ponto central da estrutura flexível. Neste ponto, a pequena deformação proporcionada pelo PZT - 5A é amplificada pela estrutura flexível do atuador, gerando-se um deslocamento máximo, de acordo com o objetivo original do projeto executado pelo Grupo da EPUSP.

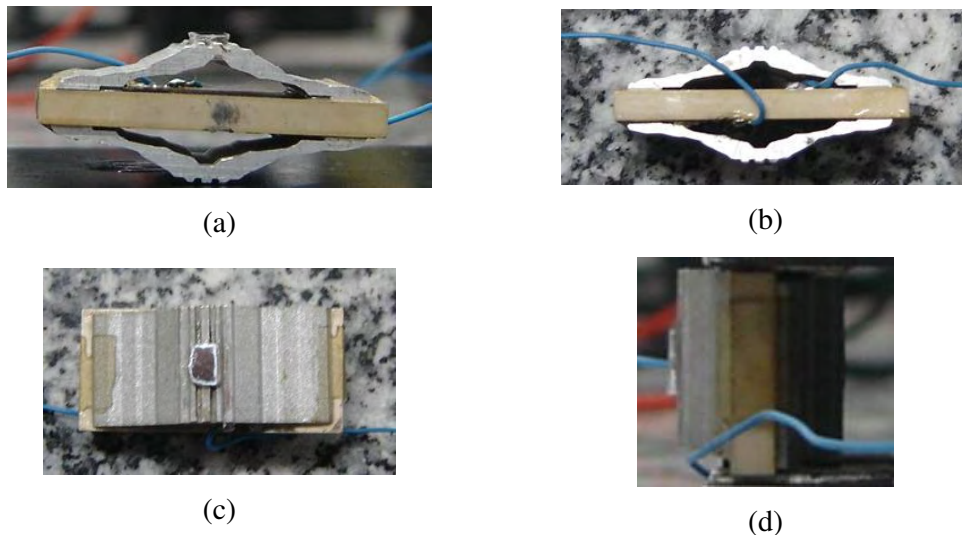


Figura 5-15 - Atuador piezoelétrico flexensional AFX - 01 conectado a uma Piezocerâmica PZT - 5A. (a) Vista lateral. (b) Vista lateral oposta. (c) Vista superior, com espelho acoplado no ponto de medição. (d) Outra vista lateral.

5.4.4 ATUADOR PIEZOELÉTRICO FLEXTENCIONAL - AFX - 02

Este segundo atuador, também cedido pelo grupo da EPUSP, é aqui denominado AFX - 02 e, diferentemente do AFX - 01, é formado por apenas um bloco de alumínio como estrutura flexível. Apresenta-se na Figura 5-16 algumas fotos do AFX - 02 onde é possível ver os terminais

utilizados para a excitação da cerâmica de PZT, além da estrutura monobloco, característica desse atuador. O elemento ativo deste atuador é uma piezocerâmica de dimensões 30 x 14 x 1 mm para as direções 1, 2 e 3, respectivamente.

Neste atuador, o deslocamento da piezocerâmica é amplificado e redirecionado para gerar deslocamentos máximos em dois pontos da porção superior / inferior. No ponto central da superfície flexível, o deslocamento deve ser nulo.

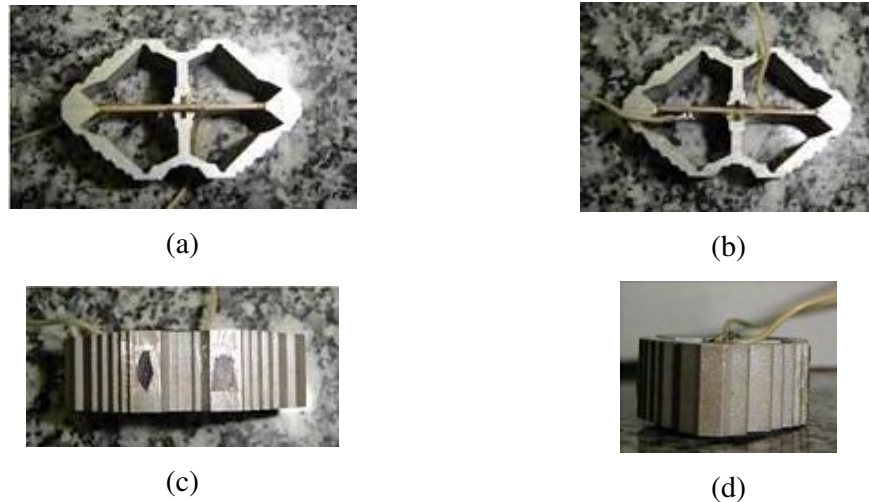


Figura 5-16 - Atuador piezoelétrico flexensional AFX - 02 conectado a uma Piezocerâmica PZT - 5A. (a) Vista lateral. (b) Vista lateral oposta. (c) Vista superior, com espelho acoplado no ponto de medição. (d) Outra vista lateral (MENEZES, 2009).

5.4.5 MANIPULADOR PIEZOELÉTRICO FLEXENCIONAL – MFX - 01

Para os ensaios propostos nesta dissertação de mestrado, utilizou-se um multi-atuador flexensional aqui denominado como MFX-01. Este manipulador foi projetado e desenvolvido pelo Grupo da EPUSP e foi construído utilizando também o alumínio como matéria-prima para a estrutura flexível. A estrutura flexível do MFX-01 é apresentada na Figura 5-17. As pastilhas de PZT – 5A foram fixadas a esta estrutura com resina epóxi formando, assim, o multi-atuador piezoelétrico flexensional. O MFX – 01 possui dois graus de liberdade, podendo produzir deslocamentos na direção X ou na direção Y, dependendo a piezocerâmica que for excitada. O local aonde será produzido o maior deslocamento é a região superior esquerda da foto, locais representados pelas setas e por Δu_x e Δu_y . O deslocamento em X será o deslocamento direto quando a cerâmica que se encontra na posição vertical for excitada, sendo o deslocamento em Y o cruzado. De forma inversa, quando a cerâmica da posição horizontal for excitada, o acoplamento direto será o na direção Y, enquanto que o deslocamento na direção X será o acoplamento cruzado.

O domínio de projeto dessa estrutura é apresentado na Figura 5-18, onde os valores de x_1 e x_2 são 20,0 mm e 6,0 mm respectivamente. Este modelo foi projetado para que houvesse, na área total do domínio, 25% de material.

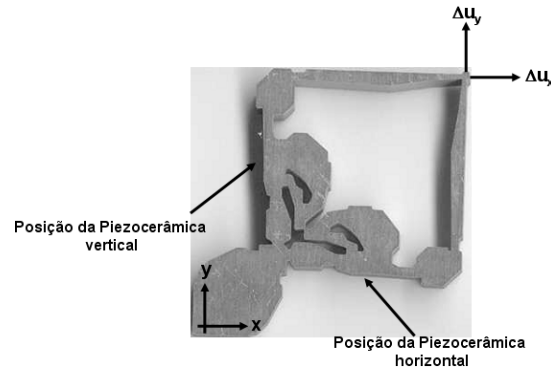


Figura 5-17 – Estrutura metálica do multi-atuador MFX-01.

Como objetivos de projeto, desejou-se ainda que houvesse máxima deformação na direção do acoplamento direto, com um mínimo valor de acoplamento cruzado (CARBONARI, 2008).

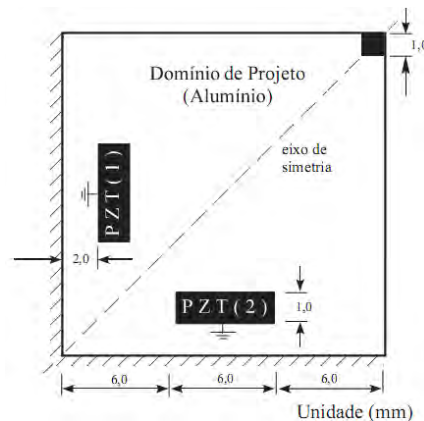


Figura 5-18 - Domínio de projeto inicial do manipulador MFX – 01 (CARBONARI, 2008).

É ilustrado na Figura 5-19 o procedimento de projeto e construção do MFX – 01 (CARBONARI, 2008). Assim como para os atuadores piezoelétricos flexensionais, as etapas de construção e projeto dessas peças são as mesmas descritas na seção 5.4.

É mostrado na Figura 5-20 o MFX-01, bem como as cerâmicas PZT – 5A conectadas. Nas fotos pode ser visualizada a estrutura flexível de alumínio que amplifica o deslocamento da piezocerâmica e os conectores elétricos conectados às pastilhas e que são utilizados para excitar as cerâmicas promovendo a deformação. Nos manipuladores utilizados nesta dissertação, os deslocamentos a serem mensurados estão presentes justamente no ponto superior esquerdo da estrutura flexível (como mostrado na Figura 5-17).

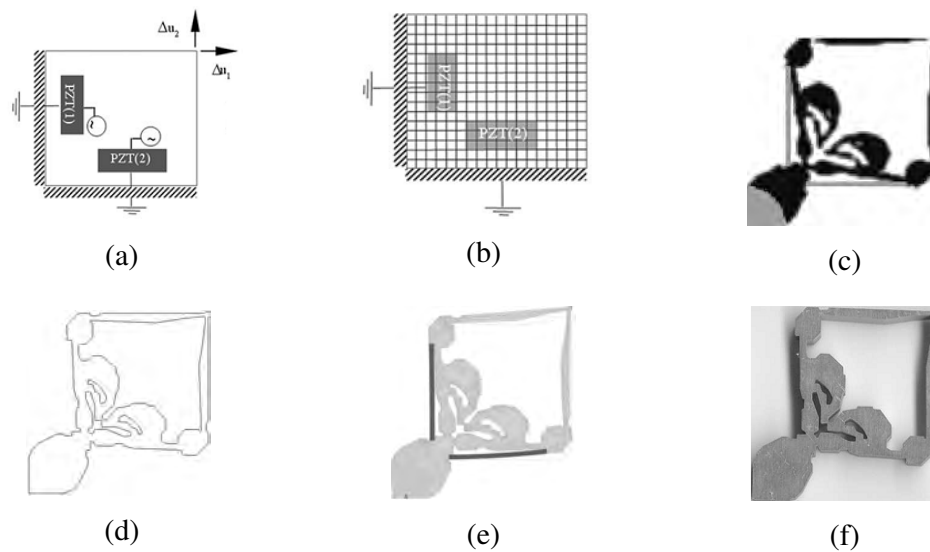


Figura 5-19 - Projeto do manipulador flexensional MFX – 01 utilizando a técnica de otimização topológica. (a) Domínio inicial. (b) Domínio discretizado. (c) Topologia obtida. (d) Interpretação. (e) Verificação (f) Modelo para a produção.

Neste ponto, a pequena deformação proporcionada pelo PZT – 5A é amplificada pela estrutura flexível do manipulador, gerando-se um deslocamento máximo, de acordo com o objetivo original do projeto executado pelo Grupo da EPUSP.



Figura 5-20 - Manipulador piezoelétrico flexensional MFX-01. Percebe-se a presença das pastilhas de PZT responsáveis pelo acoplamento direto e cruzado.

No próximo capítulo, os deslocamentos produzidos pelo *tweeter* piezoelétrico, pelos atuadores piezoelétricos flexensionais AFX – 01 e AFX – 02 e pelo manipulador flexensional MFX-01 são medidos utilizando-se a técnica interferométrica. Os métodos de demodulação de fase utilizados para isso serão o método de contagem de franjas e o método de baixa profundidade de modulação.

CAPÍTULO 6 - EXPERIMENTOS REALIZADOS E RESULTADOS OBTIDOS

Nas seções seguintes são descritos os procedimentos experimentais utilizados para obter os resultados das medições de deslocamentos nos atuadores do tipo *bender*, AFX – 01, AFX – 02 e no mini-manipulador MFX-01. Para a demodulação da fase óptica, utilizou-se o método de contagem, de franjas para o atuador do tipo *bender*, e o método de baixa profundidade de modulação para os atuadores e o mini-manipulador piezelétricos flexensionais.

Procedeu-se, então, a análise da linearidade dos atuadores e do mini-manipulador e, por fim, apresenta-se a discussão dos resultados obtidos.

6.1 DESCRIÇÕES DOS INTERFERÔMETROS MONTADOS

Como já citado nos Capítulo 2, o interferômetro montado para os experimentos realizados é o interferômetro de Michelson, em óptica volumétrica. Entretanto, para cada atuador caracterizado, houve a necessidade de ajustes na montagem, haja vista que cada dispositivo demandou aparatos dedicados e formas de medições diferentes, como serão citados nas próximas seções.

Todos os interferômetros são montados sobre uma mesa óptica constituída por uma espessa estrutura inercial de granito assentada em uma caixa de areia sobre uma armação de ferro. A superfície da estrutura possui furações para parafusos de 1/4 de polegada onde os elementos que compõem o interferômetro são fixados. O divisor de feixes cúbico, o laser, e o fotodetector são comuns a todas as montagens.

Em todas as montagens, o espelho fixo do ramo de referência foi acoplado a uma estrutura com ajuste dos graus de liberdade (*tilt positioner*), dotada de parafusos micrométricos de forma que o alinhamento do interferômetro pudesse ser realizado através deste ramo. Manipulador piezoelétrico flexensional MFX-01. Percebe-se a presença das pastilhas de PZT responsáveis pelo acoplamento direto e cruzado

6.1.1 INTERFERÔMETRO MONTADO PARA A CARACTERIZAÇÃO DO ATUADOR DO TIPO BENDER

Na análise da linearidade do atuador do tipo *bender*, empregou-se o método de contagem de franjas, operando-se com franjas circulares, uma vez que, neste caso, oscilações eventuais do laser, devido ao retorno de feixes à cavidade, não é relevante. Para as medições dos deslocamentos proporcionados pelo tipo *bender*, como citado nos Capítulos 2 e 3, é necessária a presença das lentes expansoras tanto na saída do laser quanto antes do fotodetector, para que os anéis concêntricos ficassem visíveis. Este procedimento aumenta a eficácia do processo de detecção, uma vez que gera franjas mais estáveis ao desvanecimento, sendo de extrema importância quando se utiliza o método de contagem de franjas. A Figura 6-1 apresenta uma foto com interferômetro montado.

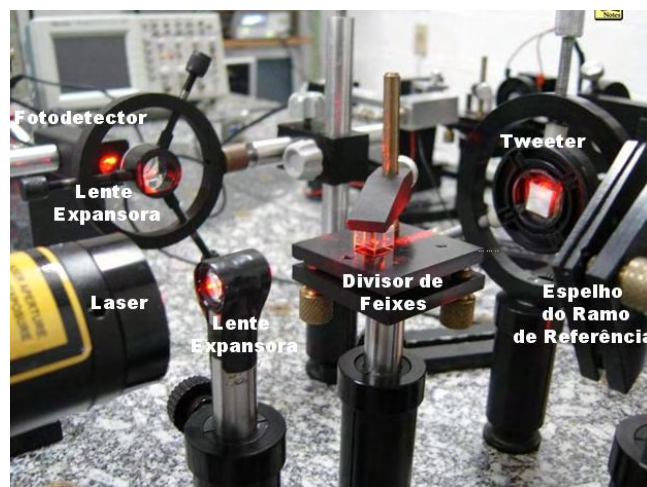


Figura 6-1 - Foto do interferômetro utilizado para a medição dos deslocamentos com o atuador do tipo *bender*.

Na foto apresentada, percebe-se, a presença das duas lentes expansoras, do divisor de feixes ($2 \times 2 \times 2 \text{ cm}^3$, *Ealing Eletrooptics*), do fotodetector (BPX 65, Siemens), do laser (He-Ne *Newport*, 15 mW, polarizado), do espelho do ramo sensor e do espelho do ramo de referência.

O espelho do ramo de referência é fixado a um *tweeter* piezoelétrico do tipo *bender*, no local onde as vibrações ocorrem com maior intensidade, como apresentado na Figura 6-2. Na foto, percebe-se o feixe laser incidindo sobre o espelho. É a vibração do *tweeter*, quando este é excitado por um sinal harmônico, que faz o espelho mover-se proporcionando os deslocamentos a serem mensurados.



Figura 6-2 - Espelho colado ao tweeter piezelétrico.

6.1.2 INTERFERÔMETRO MONTADO PARA A CARACTERIZAÇÃO DOS ATUADORES PIEZELÉTRICOS FLEXTENSIONAIS AFX – 01 E AFX 02

Na Figura 6-3 é mostrada a configuração utilizada para os experimentos com os atuadores AFX – 01 e AFX – 02.

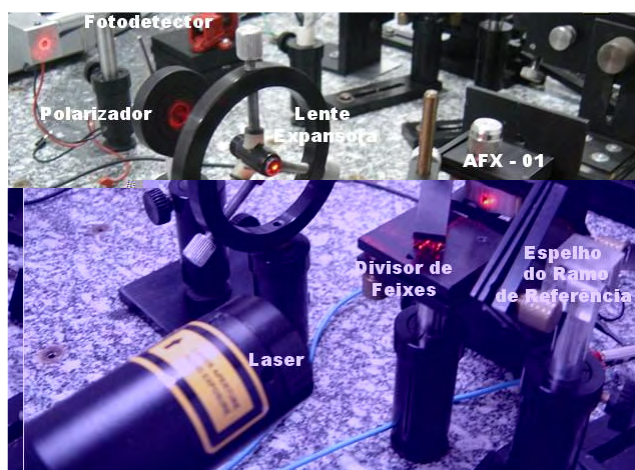


Figura 6-3 - Foto do interferômetro utilizado nos experimentos.

Nesta montagem, utiliza-se um polarizador (polaróide) para atenuar a intensidade óptica que chega ao fotodetector: como o laser de He-Ne utilizado é polarizado, girando-se o eixo do polarizador, pode-se ajustar a intensidade óptica da fonte. Verificou-se que o fotodetector entrava em estado de saturação quando o feixe laser que emergia do interferômetro o atingia diretamente. Assim, com o polarizador, pode-se controlar esta intensidade evitando a saturação do dispositivo.

Os feixes, após emanarem do divisor e antes de chegar ao polarizador, devem passar por uma lente objetiva com capacidade de aumento igual a 20x. Essa lente é usada para que a franja de ordem 0, (a ser apresentada nas seções seguintes), possa ser visualizada e acoplada ao fotodetector.

A superfície da estrutura flexível não tem refletividade suficiente para proporcionar uma boa relação sinal-ruído na saída do interferômetro. Assim, um espelho (espelho móvel com 200 μm de espessura, metalizado com alumínio) do ramo de sensor foi fixado ao atuador piezelétrico do tipo flextensional. A fixação ocorreu no local ao qual a estrutura flexível de alumínio do atuador foi projetada para promover máxima amplificação da deformação da pastilha de PZT. A Figura 6-4 apresenta o conjunto espelho-atuador, bem como, a estrutura projetada como suporte do atuador flextensional. Na foto percebe-se, também, o feixe laser incidindo sobre o espelho. Testes preliminares foram executados a fim de verificar que a inserção do espelho não introduziu novas frequências de ressonância ao atuador. Isto ocorre porque a flexibilidade do espelho é maior do que da estrutura de alumínio.

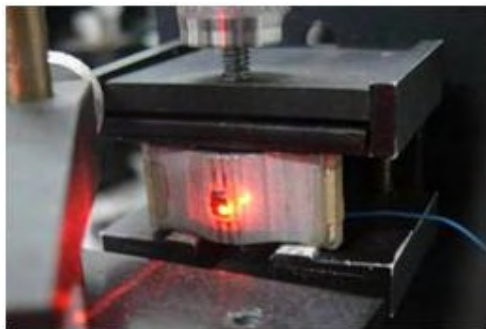


Figura 6-4 - Espelho móvel colado a um atuador piezelétrico flextensional.

Um suporte foi projetado e construído na oficina mecânica da UNESP - Campus de Ilha Solteira, e prende os atuadores em quatro pontos de engaste, todos na direção 2. O mecanismo é constituído de um parafuso e de uma estrutura móvel que sobe e desce de acordo com a atuação no parafuso. Assim, inserindo-se o atuador no suporte e apertando o parafuso, a estrutura móvel desce e fixa os atuadores no suporte nos quatro pontos de fixação, como apresentado na Figura 6-5(a). Como o engaste é realizado apenas na direção 2, o conjunto atuador - PZT fica livre para deslocar nas direções 1 e 3, justamente as relacionadas aos coeficientes de deformação d_{31} e d_{33} , respectivamente. É mostrado na Figura 6-5 (b) e Figura 6-5 (c) o AFX – 01 conectado ao suporte, e, na Figura 6-5(d) e Figura 6-5(e), o atuador AFX – 02, também fixado nesta mesma estrutura

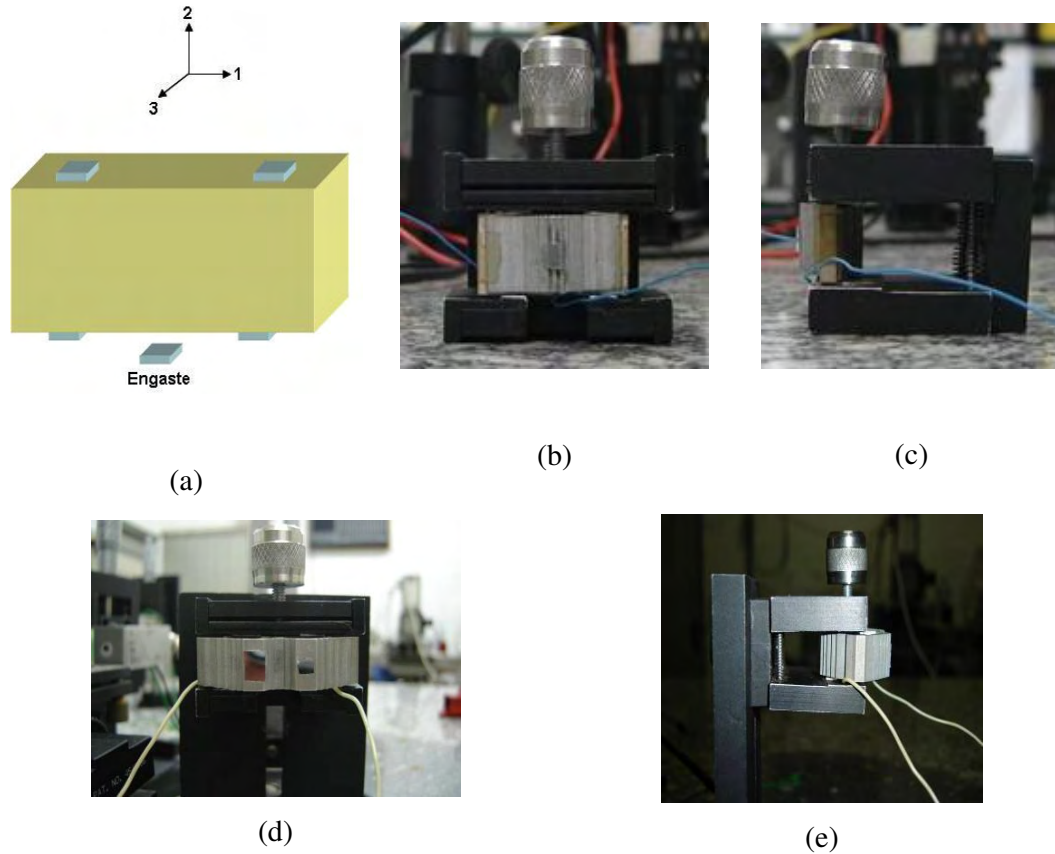


Figura 6-5 – Piezoatuadores fixados ao suporte. (a) Ilustração dos engastes. (b) Vista frontal do AFX – 01 fixo ao suporte. (c) Vista lateral do AFX – 01 preso ao suporte. (d) Vista frontal do AFX – 02 fixado ao suporte. (e) Vista lateral do AFX – 02 fixado ao suporte.

6.1.3 INTERFERÔMETRO MONTADO PARA A CARACTERIZAÇÃO DO MINI-MANIPULADOR MFX – 01

É apresentada na Figura 6-6 a montagem feita para a realização dos ensaios com o mini-manipulador MFX – 01.

Nos ensaios anteriores, quando o objetivo era caracterizar os atuadores, fixou-se um espelho de 200 μm de espessura no local ao qual a estrutura de alumínio, ou o *bender*, promovia máxima amplificação da deformação sofrida pela pastilha de PZT. Entretanto, neste caso, ao invés de um espelho, é colada uma fita reflexiva comercialmente disponível (3M Scotchlite 7610), no local aonde a amplificação produzida pela estrutura metálica do MFX – 01 é máxima. Há benefícios proporcionados pela utilização desta fita reflexiva relativamente ao uso de espelhos, como a diminuição de massa externa acoplada ao MFX – 01, fazendo com que as frequências de ressonância do mini-manipulador não se alterem, ou seja, não se altera a flexibilidade da estrutura projetada.

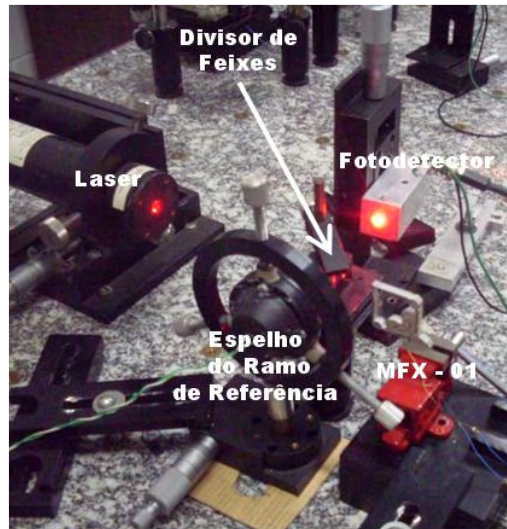


Figura 6-6 - Foto do interferômetro utilizado nos experimentos com o MFX – 01.

Cita-se também a capacidade de realinhamento do feixe óptico promovido pela fita reflexiva. Isto ocorre, pois a fita é formada por micro esferas reflexivas de vidro com $60\ \mu\text{m}$ de diâmetro, e o contato do feixe de laser com essas esferas promove, dentro de certa margem de desvio angular, a correção automática do desalinhamento deste feixe. Como limitação, cita-se a diminuição do contraste das franjas (a visibilidade V) devido a redução da intensidade do feixe de luz quando este é refletido pela fita. Por esse motivo, as lentes expansoras são retiradas nesta montagem. Entretanto, esta limitação não inviabiliza a realização de medições e nem a confiabilidade dos resultados obtidos.

É apresentado na Figura 6-7(a) o local aonde a fita reflexiva está fixada na estrutura de alumínio do mini-manipulador, enquanto que, mostra-se na Figura 6-7(b), o MFX – 01, bem como, a estrutura usada como o seu suporte.

O projeto do MFX-01 permite que uma parte da estrutura metálica possa ser utilizada como alça de fixação da peça em suportes. Assim, inserindo-se o manipulador no suporte e apertando o parafuso, a estrutura do suporte se fecha e prende o manipulador em dois pontos de fixação. Como o engaste é realizado apenas nesta alça de fixação, manipulador fica livre para se deslocar nas direções 1 e 3.

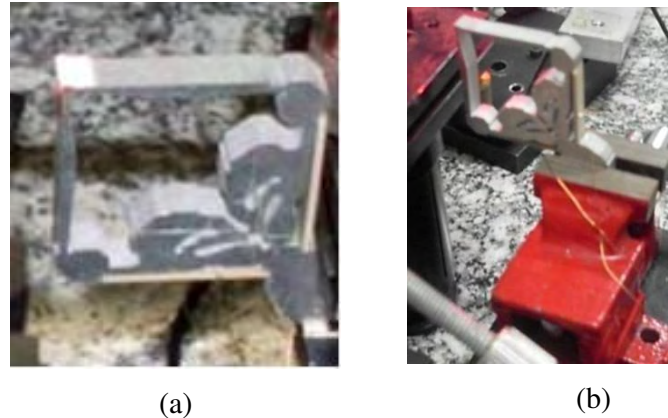


Figura 6-7 – (a) Fita reflexiva colada ao mini-manipulador piezelétrico flextensional. (b) Mini-manipulador fixado ao suporte.

6.2 PROCESSO DE ALINHAMENTO DO INTERFERÔMETRO

Antes de realizar as medições, o interferômetro deve ser criteriosamente alinhado. O processo de alinhamento consiste em fazer com que os feixes que emergem do divisor de feixes cúbico estejam totalmente sobrepostos. Para isso, atua-se no espelho do ramo de referência (M_1 mostrado na Figura 6-8) de forma que, em determinado momento, consiga-se ortogonalidade entre os planos das faces dos dois espelhos M_1 e M_2 .

Comparando com os outros tipos de interferômetro, o de Michelson é um dos mais fáceis de alinhar, pois há um número menor de partes móveis envolvidas no processo. Ao se alinhar precisamente um interferômetro, procura-se garantir que a função visibilidade [V em (3.19)] se aproxime da unidade na prática (DE FERRARI; DARBY; ANDREWS, 1967).

Na estrutura ao qual o espelho fixo foi preso, existem dois estágios que podem ser utilizados para a obtenção do alinhamento: um estágio de rotação e outro de inclinação. O estágio de rotação faz com que o espelho gire em torno de seu próprio eixo, aproximando ou afastando os feixes no sentido longitudinal. O estágio de inclinação age similarmente ao de rotação, porém, na direção transversal. A movimentação dos estágios é realizada de forma precisa através de parafusos micrométricos, bastando ao usuário atuar nos micrômetros para que o espelho gire e os feixes se movimentem buscando uma melhor condição de alinhamento.

Recomenda-se que, caso estejam sendo utilizadas, as lentes expansoras sejam retiradas no momento do alinhamento. Com isso, visualiza-se melhor a movimentação dos feixes. A Figura 6-8 apresenta o esquema do interferômetro quando este não se encontra precisamente alinhado. Neste caso, verifica-se que os feixes após retornarem ao divisor de feixes não estão rigorosamente sobrepostos, caracterizando o desalinhamento.

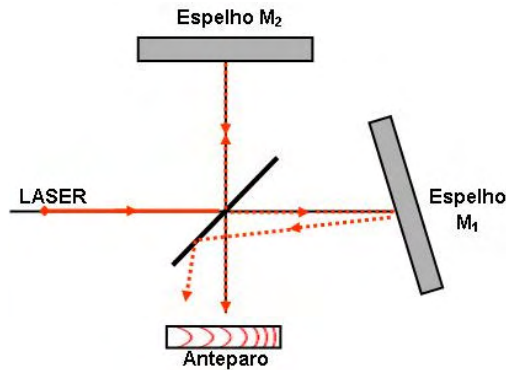
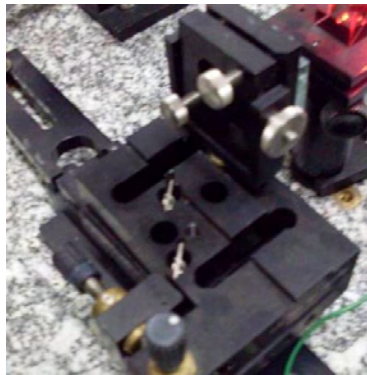


Figura 6-8 - Interferômetro levemente desalinhado.

Observa-se que, quando o alinhamento está rigorosamente correto, a franja de ordem zero se encontra no seu tamanho máximo. Isso ocorre devido ao fato de que os feixes estão completamente sobrepostos e a intensidade óptica obtida, através da curva de transferência óptica, é máxima. Apresentam-se ainda, na Figura 6-9, detalhes dos estágios de rotação e inclinação.



(a)



(b)

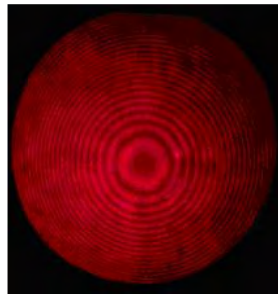
Figura 6-9 – Estágios de movimentação do espelho fixo.

Um aspecto que não pode deixar de ser citado é que o alinhamento é uma das partes mais importantes de todo o processo interferométrico. Quanto mais rigoroso e correto estiver o alinhamento do interferômetro, melhores serão os resultados obtidos. Por isso, deve-se primar por um alinhamento preciso ao máximo possível.

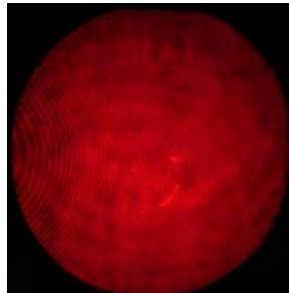
6.4 FRANJAS DE INTERFERÊNCIA

As figuras correspondentes à distribuição espacial de intensidade óptica, projetada sobre um anteparo plano posicionado na saída do interferômetro de Michelson, são chamadas de franjas de interferência (HARIHARAN, 1985; BORN; WOLF, 1980).

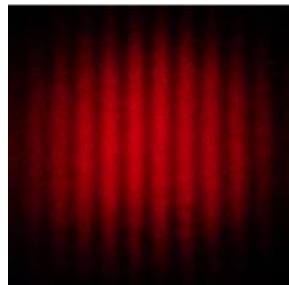
Conforme citado, para auxiliar a visualização das franjas, pode-se recorrer à utilização de lentes expansoras. Uma das lentes deve ser posicionada após a saída do laser e antes do divisor de feixes, e, uma segunda lente, na saída do interferômetro. A Figura 6-10 mostra algumas fotos de franjas obtidas com o interferômetro do Laboratório de Optoeletrônica da UNESP – Campus de Ilha Solteira.



(a)



(b)



(c)

Figura 6-10 – Franjas de interferência geradas por um interferômetro de Michelson projetadas em um anteparo. (a) Mostra o caso da formação de franjas circulares, (b) Franjas intermediárias (c) Franjas retas e paralelas.

Nos casos semelhantes à Figura 6-10(a), tem-se a imagem das franjas circulares obtidas quando o interferômetro encontra-se rigorosamente alinhado. Ela é caracterizada por vários círculos concêntricos, claros e escuros, sendo que nos círculos claros ocorrem interferências construtivas, enquanto que nos escuros as interferências são destrutivas. É ilustrado na Figura 6-10(b) a situação onde há um leve desalinhamento vertical e horizontal entre as fontes ópticas que interferem entre si. Na Figura 6-10(c), tem-se franjas paralelas, obtidas quando os espelhos não estão exatamente ortogonais entre si. Embora este último caso não constitua um alinhamento rigoroso, trata-se de uma situação conveniente para a situação deste trabalho, uma vez que garante que não haverá retro-reflexões de luz, de volta à cavidade laser. Isto poderia causar oscilações indesejáveis em I_0 , inviabilizando o procedimento de auto-calibração. Além disto, dispensa-se o uso de caros isoladores ópticos na saída do laser.

Verifica-se, através da Figura 6-10, que as simulações realizadas em MATLAB® e apresentadas na Figura 2-13, e a formulação matemática desenvolvida no Apêndice A, estão corretas e possuem vasta semelhança com os resultados práticos obtidos.

6.4 A FRANJA DE ORDEM ZERO

Antes de realizar as medições, o interferômetro foi alinhado conforme discutido na seção 6.2 e, como recomendado anteriormente, a franja de ordem zero é obtida e está evidenciada na Figura 6-11. Uma lente expansora de feixes foi empregada para auxiliar o registro da foto.

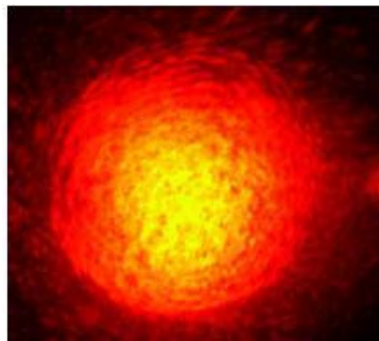


Figura 6-11 - Franja de ordem zero.

A franja de ordem zero é a franja central do padrão de franjas paralelas, mostrado na Figura 6-10(c). Ajustando-se o grau de alinhamento do interferômetro, o período espacial das franjas aumenta tanto que as franjas de ordem superior saem foram do campo visual do anteparo. Nesta situação, resta somente a franja de ordem zero. Com isso, a precisão do instrumento é

maximizada, uma vez que sua visibilidade está próxima da unidade e o período espacial das franjas proporciona grande resolução no fotodetector, como discutido na seção 3.3

6.5 INSTRUMENTAÇÃO ELETRÔNICA UTILIZADA

Para a geração dos sinais de excitação do manipulador piezelétrico, utiliza-se o sintetizador de funções arbitrárias 33210A da *Agilent Technologies*. Este gerador de funções opera com um limite de amplitude de não mais do que 20 V_{PP}, valor insuficiente quando se deseja excitar a piezocerâmica acoplada à estrutura flexível de alumínio do AFX – 01. Então, utiliza-se amplificação extra: o gerador de funções é conectado a um aparelho de *microsystem*, e este à um transformador de tensão 110 - 220 V. A saída do transformador é conectado à cerâmica, fazendo com que a amplitude atinja valores próximos a 150 V_{PP} sem haver saturação do atuador e nem do aparelho de *microsystem*. Para os demais atuadores, a amplificação utilizando o transformador não é necessária, atingindo-se tensões de aproximadamente 90 V_{PP}.

Os sinais, após fotodetectados, são adquiridos num osciloscópio digital *Tektronix TDS 2022*. A aquisição dos dados, para posterior processamento, é feita através da conexão do osciloscópio digital com um microcomputador através da porta RS 232 e da utilização do *software WaveStar* da Tektronix. Este *software* faz a aquisição dos sinais referentes a uma janela (o período de amostragem), amostrada pelo osciloscópio, e guarda os 2500 pontos adquiridos em um arquivo de extensão *.sht*. Estes dados são convertidos em arquivos *.txt*, e então, processados utilizando o *MATLAB*®. A Figura 6-12 mostra uma foto da instrumentação eletrônica utilizada.



Figura 6-12 - Foto da instrumentação eletrônica utilizada. Nela, podem ser visualizados o osciloscópio digital, o gerador de funções e os computadores usados na aquisição dos dados.

Utiliza-se, ainda, um freqüencímetro para a contagem automática das franjas de interferência. O freqüencímetro é da marca *DEGEM*, modelo 131B1, como mostrado na Figura 6-13.



Figura 6-13 - Freqüencímetro utilizado para a contagem automática das franjas de interferência.

Dedica-se as próximas seções ao registro dos procedimentos e resultados das medições dos deslocamentos produzidos por atuadores do tipo *bender*, atuadores e mini-atuadores piezelétricos flexensionais.

6.6 PROCEDIMENTO DE MEDIÇÃO INTERFEROMÉTRICA

Como citado no Capítulo 5, os atuadores e manipuladores piezelétricos são projetados para operar em regime estático ou quase-estático. Entretanto, na caracterização, quando excitados com uma variação harmônica, se revela o comportamento dos espécimes quando há a variação da freqüência de excitação, situação mais comum em seus ambientes de utilização.

As técnicas aqui utilizadas para a demodulação da fase óptica não são imunes ao desvanecimento, e então, faz-se necessário condicionar o ambiente de medição contra distúrbios e interferências externas: as luzes são apagadas, para que não haja influência das lâmpadas incandescentes ou fluorescentes sobre o fotodiodo. Antes de proceder às medições, o ambiente do laboratório foi refrigerado durante duas horas, a fim de equalizar sua temperatura. A partir daí, o condicionador de ar foi desligado, portas e janelas mantiveram-se fechadas, evitando-se quaisquer turbulências de ar no local. E, por fim, a maioria das medições foi realizada durante a madrugada, horário ao qual o fluxo de pessoas nas proximidades do laboratório de optoeletrônica da UNESP – Campus de Ilha Solteira é bem reduzido. Seguem nas próximas seções, as medições e resultados obtidos.

6.6.1 MEDIÇÃO DE DESLOCAMENTOS UTILIZANDO O ATUADOR PIZELÉTRICO DO TIPO BENDER: TWEETER PIZELÉTRICO

Nessa seção apresenta-se o experimento realizado para medir deslocamentos produzidos pela vibração do espelho móvel fixado ao *bender*. Como citado anteriormente, é utilizado o método de contagem de franjas, pois os deslocamentos estão na faixa de micrômetros (FRESCHI et al., 2003). O método refere-se à contagem do número de franjas de interferência deslocadas pela vibração do espelho móvel do interferômetro. A vibração produz uma variação da fase óptica $\Delta\phi$, tal que, quando a variação for múltipla de 2π , a intensidade óptica $I(t)$ atinge um valor máximo e computa-se uma franja de interferência. Para um sinal de excitação senoidal, como $\Delta\phi(t) = \phi_s \sin(\omega_s t)$ e uma vibração com valor desconhecido ΔL , tem-se o sinal fotodetectado como o apresentado na Figura 6-14 que está de acordo com (3.21).

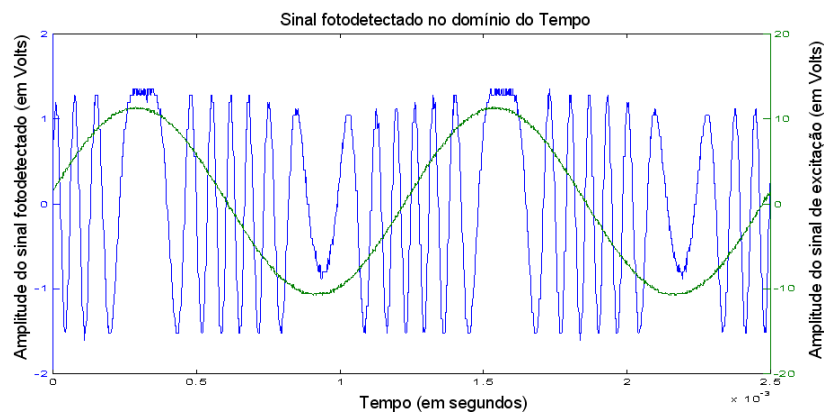


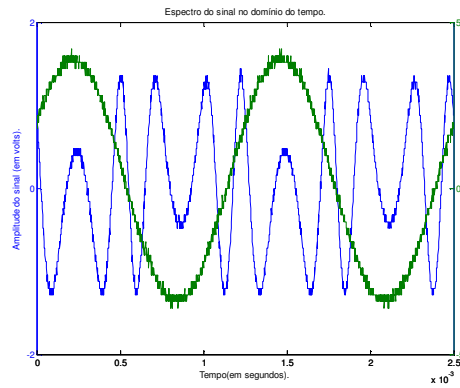
Figura 6-14 – Exemplo do Sinal Fotodetectado.

A curva cuja forma de onda é uma senoide, representa o sinal de excitação e a outra é o sinal fotodetectado $I(t)$. As duas formas de onda foram amostradas na mesma tela para que a comparação fosse melhorada.

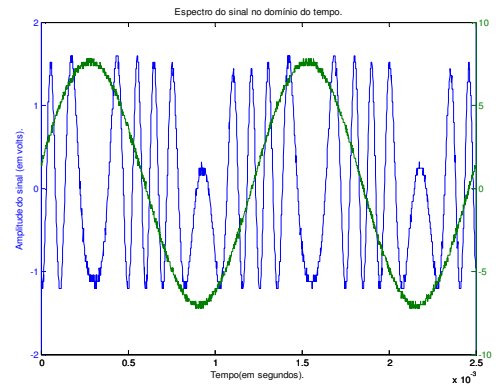
Os dados são adquiridos da seguinte forma: inicialmente o gerador de funções é configurado para produzir um sinal senoidal com frequência fixa de 800 Hz, valor escolhido, por proporcionar um grande número de franjas, o que não acontece com 500 Hz ou 100 Hz, por exemplo. Deseja-se não trabalhar com uma frequência muito elevada devido à saturação do *tweeter*, quando a tensão é aumentada (dentro da faixa de tensão utilizada no experimento). A tensão de excitação inicial e nominal do gerador de sinais é de 0,5 V e após ser amplificada passa a ser igual a 7,8 V.

Como já citado, o deslocamento é calculado utilizando a relação (3.23), ou seja, $\Delta L = N_f \frac{\lambda}{8}$, onde N_f é fornecido diretamente no mostrador do freqüencímetro operando no modo A/B, ou seja, medindo a razão entre as freqüências (PINEDA; ARGOTE, 2000). Além disso, a fim de se confirmar a veracidade das leituras, também é realizada uma contagem manual do número de picos N_f do sinal amostrado. Espera-se o sinal entrar em quadratura de fase $\left(\phi_0 = \frac{\pi}{2} \text{ rad}\right)$ e, então, utilizando o software de aquisição, os dados são obtidos e o número de franjas produzidas é anotado. A tensão no gerador foi aumentada em incrementos de 0,5 V e o processo repetido até atingir 4,5 V nominais, ou, 66,4 V após a amplificação.

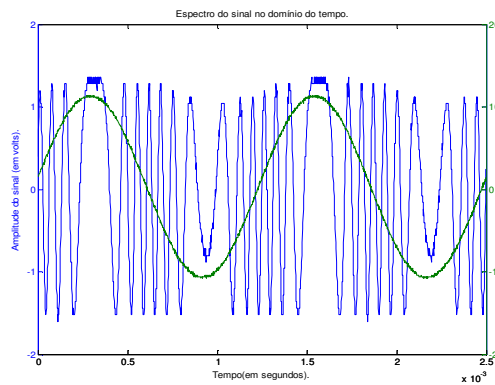
São realizadas várias aquisições em janelas de 250 $\mu\text{s}/\text{Div}$ e com 2500 pontos como apresentadas na Figura 6-15.



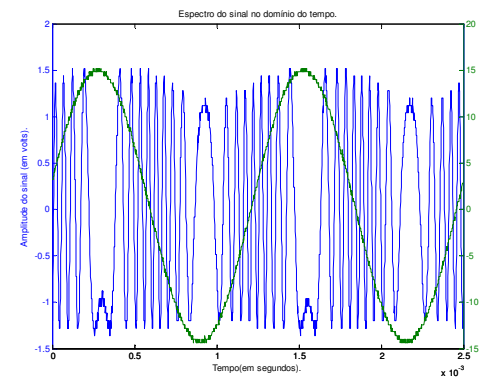
(a)



(b)

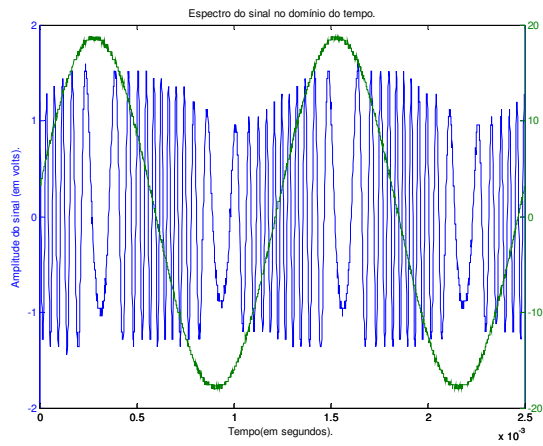


(c)

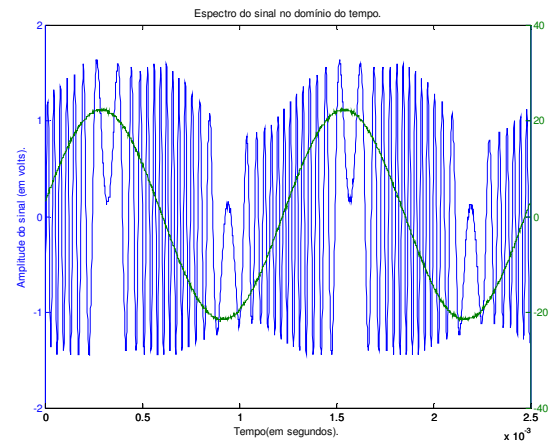


(d)

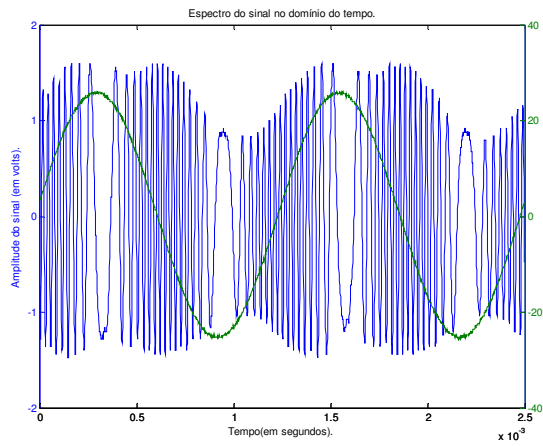
(Figura 6.15, continua...)



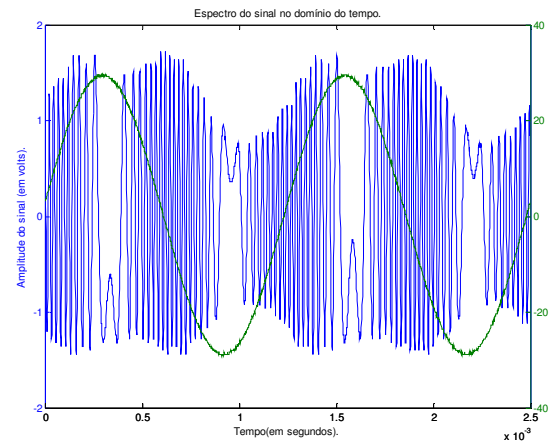
(e)



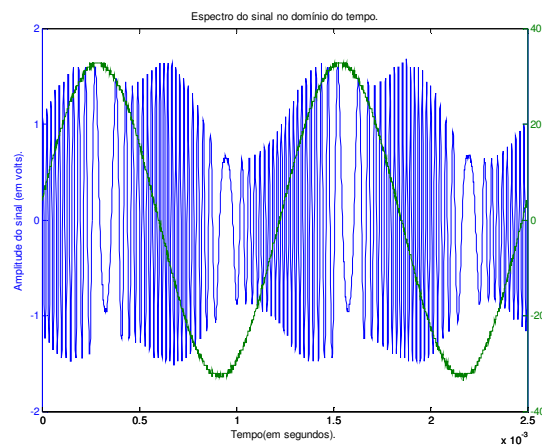
(f)



(g)



(h)



(i)

Figura 6-15 - Formas de onda mostrando as franjas de interferência e o sinal de excitação senoidal com frequência de 800 Hz. As tensões de pico são iguais à: (a) 7,8 V, (b) 15,0 V, (c) 22,2 V, (d) 29,6 V, (e) 36,8 V, (f) 44,4 V, (g) 51,6 V, (h) 58,8 V e (i) 66,4 V.

Para a frequência de 800 Hz os resultados obtidos são apresentados na Tabela 6-1.

Na Figura 6-16 ilustra-se o gráfico do número de franjas em função da tensão de excitação do *tweeter* piezelétrico. Observa-se uma excelente linearidade, informando que o *tweeter* está operando em sua faixa linear de deslocamentos.

Com os resultados obtidos e tabulados, traçou-se também o gráfico da relação tensão de excitação x deslocamento, como apresentado na Figura 6-17. O número de franjas foi obtido tanto pelo uso do freqüencímetro quanto pela contagem dos picos das formas de onda fotodetectadas.

Tabela 6-1 - Resultados obtidos com o primeiro conjunto de dados analisados.

Frequência: 800 Hz.			
Valores Adquiridos.			
Tensão de Excitação (em Vpp).	Número de Franjas Medido	Número de Franjas Contadas	Deslocamento (em μm).
66,4	40	41	3,10
58,8	35,8	36	2,83
51,6	31,8	31	2,51
44,4	26,8	27	2,12
36,8	22,7	22	1,79
29,6	17,6	17	1,39
22,2	13,6	13	1,07
15,0	9	8	0,71
7,8	4,5	4	0,35

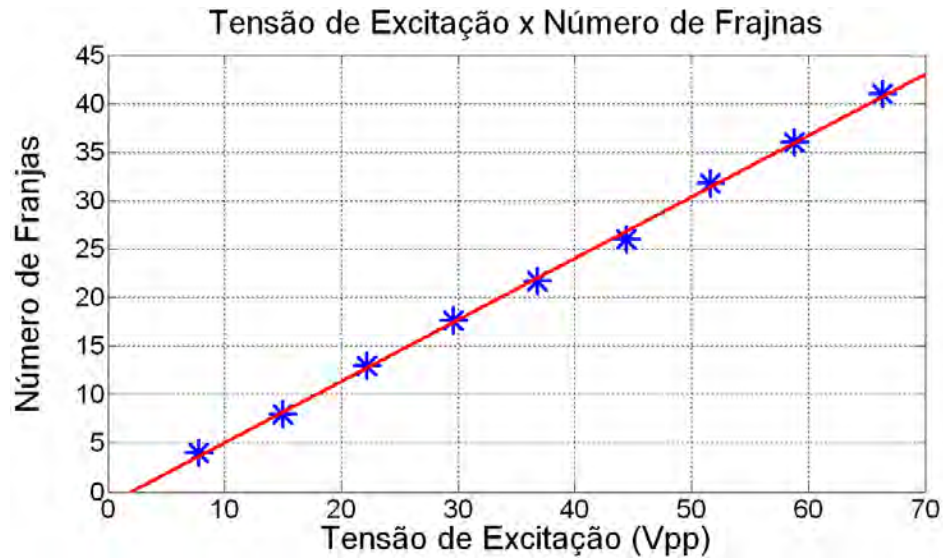


Figura 6-16 - Relação de linearidade aproximada entre a tensão de excitação e o número de franjas do primeiro conjunto de dados.

Obviamente, este gráfico também é linear, uma vez que ΔL é proporcional a N_f . Os deslocamentos medidos variam de 0,35 μm até 3,16 μm .

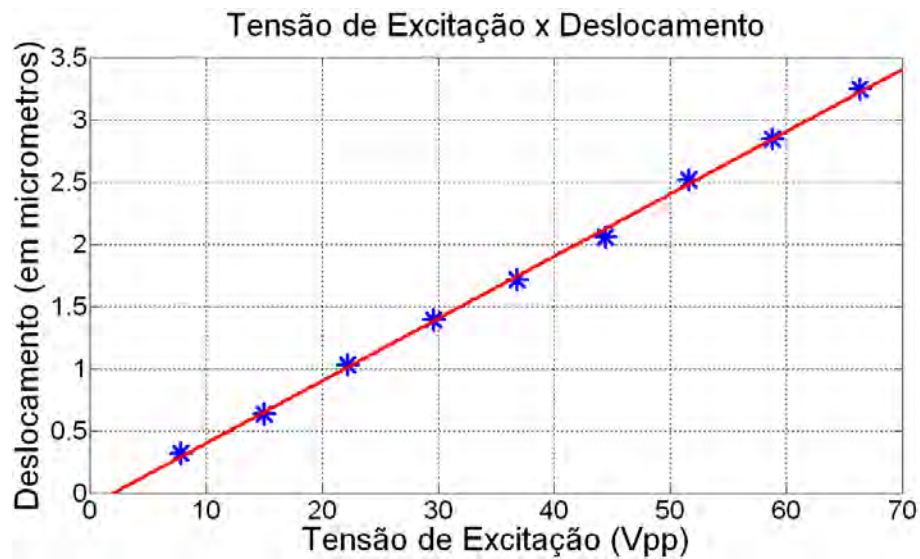


Figura 6-17 - Gráfico dos deslocamentos obtidos através da excitação de um transdutor bilaminar e utilizando o método de contagem de franjas.

Através dessa investigação, pode-se calcular o coeficiente angular da reta aproximada, formada pelos pontos adquiridos. Para isso, usa-se:

$$m = \frac{V - V_0}{\Delta L - \Delta L_0}. \quad (6.1)$$

onde m é o coeficiente angular da reta, V é a tensão final, V_0 a tensão inicial, ΔL o deslocamento final e ΔL_0 o deslocamento inicial. Escolhem-se, aleatoriamente, dois pontos do conjunto, sendo eles o ponto A(9 ; 0,31) e B(40 ; 3,16). Então:

$$m = \frac{40 - 9}{3,16 - 0,31} = 10,88 \mu m_{pp} / V_{pp}. \quad (6.2)$$

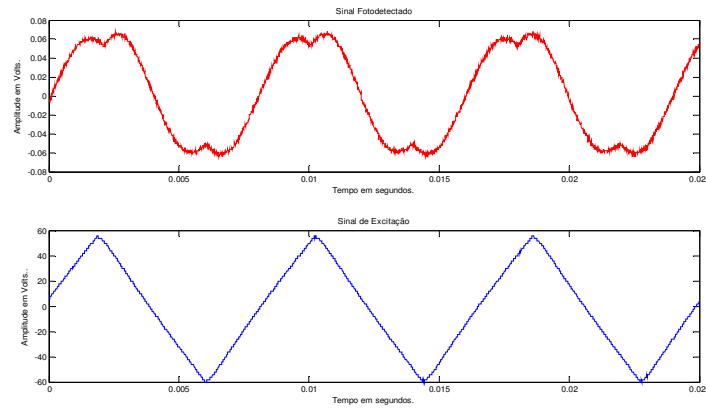
6.6.2 MEDIÇÃO DE DESLOCAMENTOS UTILIZANDO O ATUADOR PIEZOLÉTRICO FLEXTENSIONAL AFX – 01

Para a demodulação da fase óptica, foi utilizado o método de baixa profundidade de modulação. Os dados são adquiridos da seguinte forma: inicialmente o gerador de função é configurado para produzir um sinal triangular com frequência fixa de 125 Hz, um valor suficientemente baixo e na qual o sinal fotodetectado é bem comportado. Então o procedimento de calibração interferométrico é realizado, como discutido no Capítulo 4. As formas de onda apresentadas na parte superior na Figura 6-18 representam o sinal fotodetectado, enquanto que as formas de onda apresentada na parte inferior, mostram o sinal de excitação.

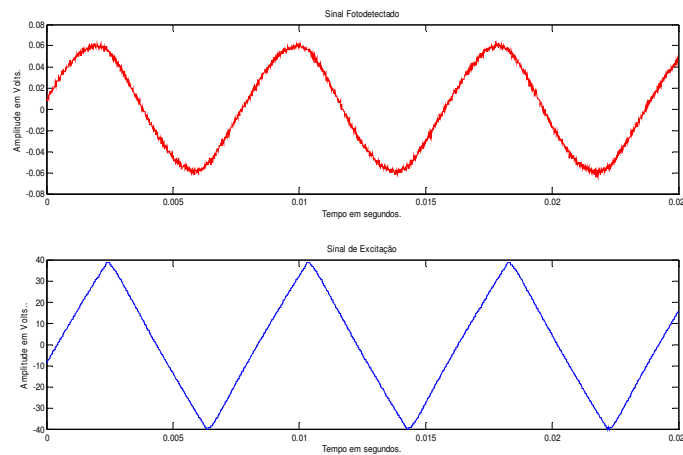
Quando a tensão de excitação atinge valor tal que supera $\Delta\phi_{pico} = \frac{\pi}{2} rad$, as formas de onda do sinal detectado, com as reentrâncias em seus picos e vales, foram geradas e adquiridas, como mostra a Figura 6-18(a). Feito isso a tensão foi diminuída até que o valor do V_{max} de (4.12) fosse alcançado. A confirmação de que este valor representa de fato V_{max} , pode ser observada através da Figura 6-18(b), que mostra que o sinal fotodetectado é uma senoide pura, requisito básico para realizar a autocalibração. Conforme revela esta figura, a tensão de calibração é igual a $V_{max} = 0,064 V_p$.

Entretanto, a fim de garantir uma excelente calibração do interferômetro, determinou-se o espectro do sinal fotodetectado na condição de $\Delta\phi_{pico} = \frac{\pi}{2} rad$, para avaliar se a forma de onda da Figura 6-18(b), de fato, é uma senoide pura. Pode ser demonstrado que um sinal interferométrico como (4.7), quando modulado por uma sinal triangular, utilizando o método de baixa profundidade de modulação e operando exatamente na condição de quadratura de fase, possui apenas as harmônicas ímpares. Portanto, garante-se que o interferômetro está operando em quadratura e no

ponto de calibração, quando as amplitudes normalizadas (em dB) da segunda harmônica e da terceira harmônica se encontram abaixo de 30 dB a 40 dB da amplitude normalizada da frequência fundamental. Assim, utilizando o modo de cálculo da FFT do sinal adquirido pelo osciloscópio digital, deve-se providenciar que a condição citada acima seja estabelecida, e, então, realizam-se as aquisições dos dados. Na Figura 6-18(c) encontra-se a representação da transformada de Fourier (FFT) do sinal fotodetectado, no ponto de calibração, na qual percebe-se a presença da primeira harmônica, e, verifica-se que as outras harmônicas são bem atenuadas em relação à primeira. As amplitudes das segunda e terceira harmônicas, por exemplo, têm amplitudes atenuadas em aproximadamente 33,5 dB, ou seja, 47,3 vezes menor em relação à fundamental. Este fato demonstra que o sinal adquirido representa, satisfatoriamente, uma senoide pura.

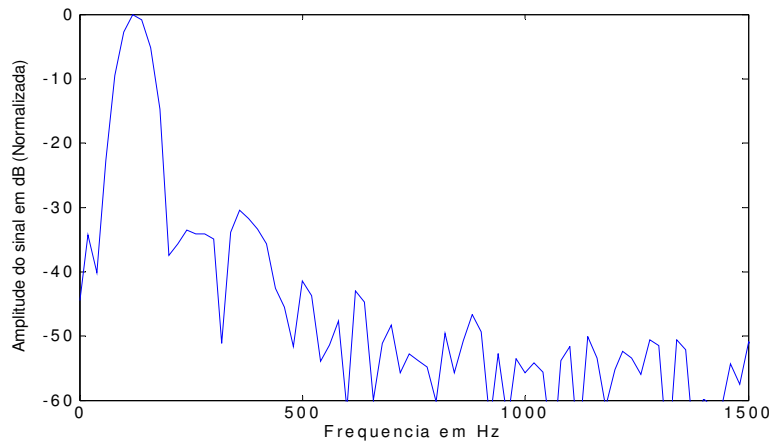


(a).



(b)

(Figura 6-18 continua...)

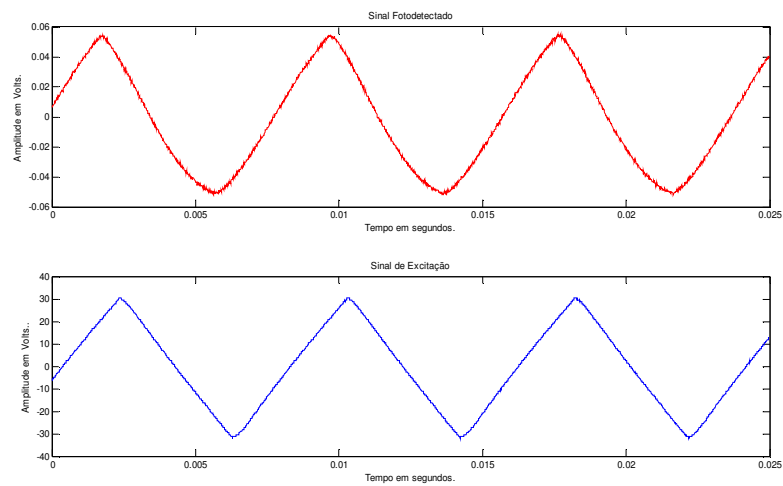


(c)

Figura 6-18 - Sinais fotodetectados utilizados para a calibração do sistema. (a) Reentrâncias. (b) Sinal aproximadamente senoidal. (c) FFT do sinal que representa V_{max} .

Após o sistema estar devidamente calibrado, as medições podem ser realizadas medindo V_{pico} em (4.12). Os sinais são adquiridos utilizando uma janela de 2,5 ms, como apresentado na Figura 6-19, para tensões de alimentação do atuador AFX – 01 variando entre 3,6 e 30,4 V_{pp} .

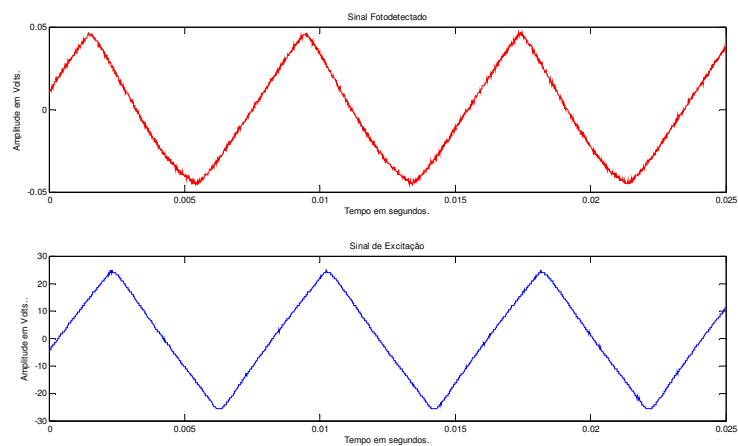
Tensão de Excitação: 30,4 V_p – Tensão Fotodetectada 0,0552 V_p



(a)

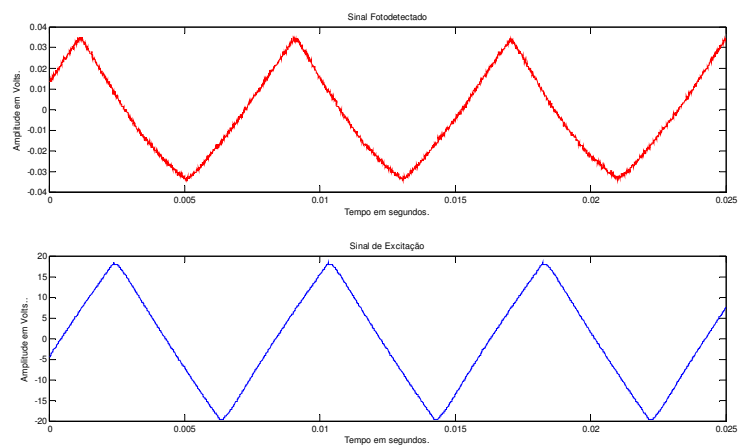
(Figura 6.19, continua...)

Tensão de Excitação: 24,8 V_p – Tensão Fotodetectada 0,0464 V_p



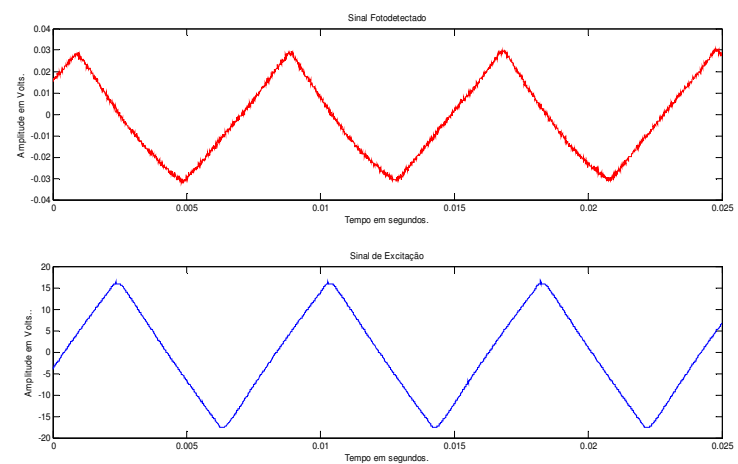
(b)

Tensão de Excitação: 18,4 V_p – Tensão Fotodetectada 0,0352 V_p



(c)

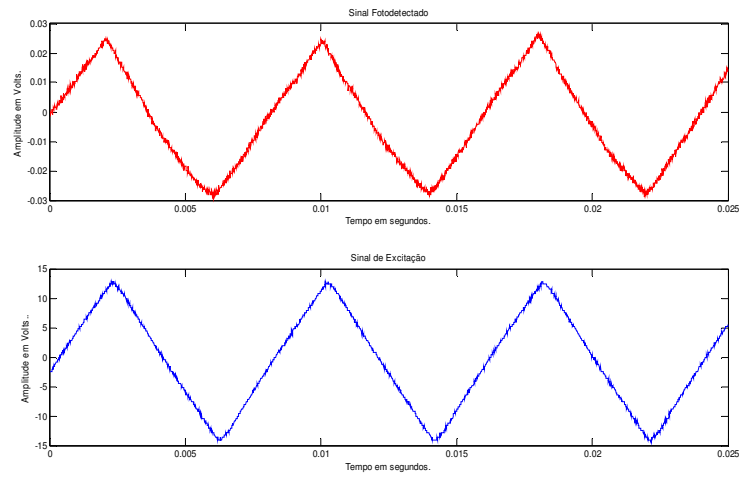
Tensão de Excitação: 16,4 V_p – Tensão Fotodetectada 0,0304 V_p



(d)

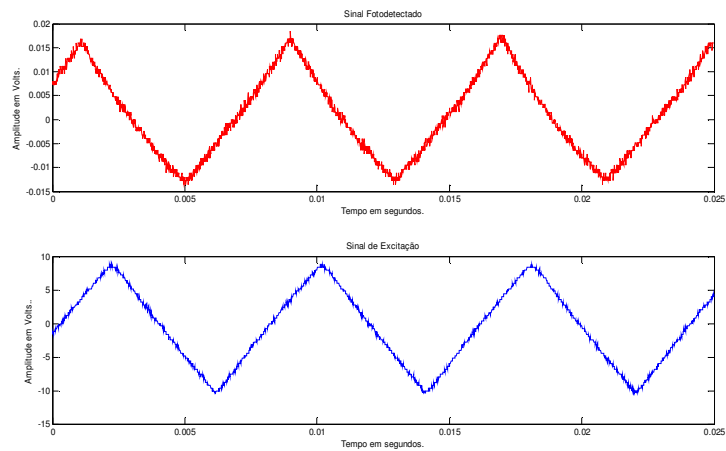
(Figura 6.19, continua...)

Tensão de Excitação: $12,8 V_p$ – Tensão Fotodetectada $0,0264 V_p$



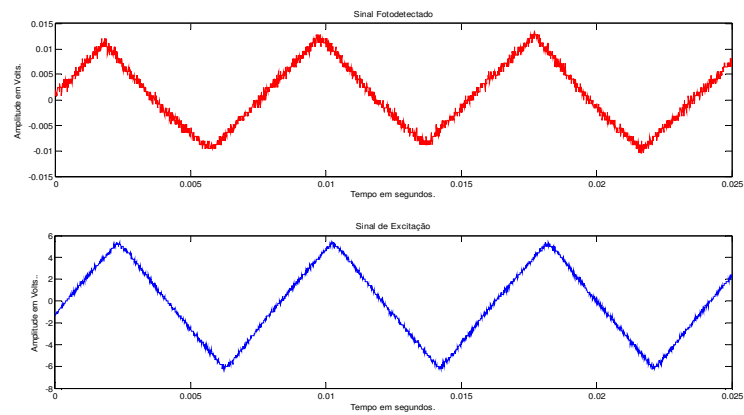
(e)

Tensão de Excitação: $8,8 V_p$ – Tensão Fotodetectada $0,0184 V_p$



(f)

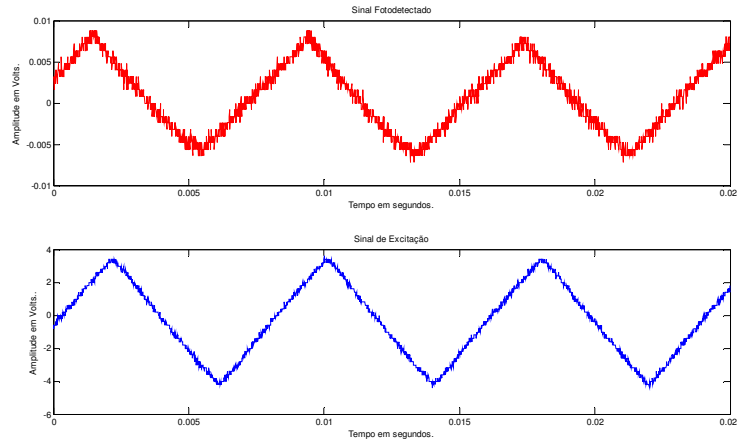
Tensão de Excitação: $5,4 V_p$ – Tensão Fotodetectada $0,0136 V_p$



(g)

(Figura 6.19, continua...)

Tensão de Excitação: 3,6 V_p – Tensão Fotodetectada 0,0088 V_p



(h)

Figura 6-19 - Forma de ondas adquiridas nas medições dos deslocamentos gerados pelo AFX – 01 em conjunto com a cerâmica PZT 5-A. Este conjunto de dados foi adquirido na frequência de 125 Hz e as tensões de excitação são as seguintes: (a) 30,4 V_p, (b) 24,8 V_p, (c) 18,4 V_p, (d) 16,4 V_p, (e) 12,8 V_p, (f) 8,8 V_p, (g) 5,4 V_p, (h) 3,6 V_p.

Os próximos resultados a serem determinados são os deslocamentos produzidos pelo atuador piezelétrico flexensional, os quais são calculados utilizando a relação (4.12) aqui repetida:

$$\Delta L_{pico} = \frac{\lambda}{4\pi} \frac{V_{pico}}{V_{max}}, \quad (6.3)$$

onde $\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$.

Assim, utilizando como fator de calibração $V_{max} = 0,064 \text{ V}_p$, os deslocamentos foram mensurados e apresentados na Tabela 6-2.

Os deslocamentos obtidos se encontram dentro da faixa de utilização do método NBPM apresentado no Capítulo 4, isto é, para deslocamentos com amplitudes inferiores a $600 \text{ \AA}$. Com os resultados obtidos e tabulados, traçou-se também o gráfico da relação tensão de excitação x deslocamento, como apresentado na Figura 6-20.

Analisando o gráfico, observa-se que a relação entre o deslocamento e a tensão de excitação é linear, dentro da faixa de tensão aplicada na piezocerâmica.

Através dessa investigação, pode-se calcular o coeficiente angular da reta aproximada, formada pelos pontos adquiridos aplicando a técnica dos mínimos quadrados. Para isso, usa-se, novamente (6.1). Escolheu-se, os pontos A(43,42 ; 30,5) e B(30,5 ; 3,6).

Tabela 6-2 - Resultados obtidos com o primeiro atuador piezelétrico AFX – 01 analisado.

Frequência: 125 Hz.			
Valores Adquiridos			
Tensão de Excitação (em V_p).	Tensão de Detectada (em V_p).	Deslocamento (em nm_{pico}).	Fase (em rad)
30,4	0,0552	43,4	0,82
24,8	0,0464	36,5	0,72
18,4	0,0352	27,6	0,55
16,4	0,0304	23,9	0,47
12,8	0,0264	20,7	0,41
8,8	0,0184	14,4	0,28
5,4	0,0136	10,7	0,21
3,6	0,0088	6,9	0,13

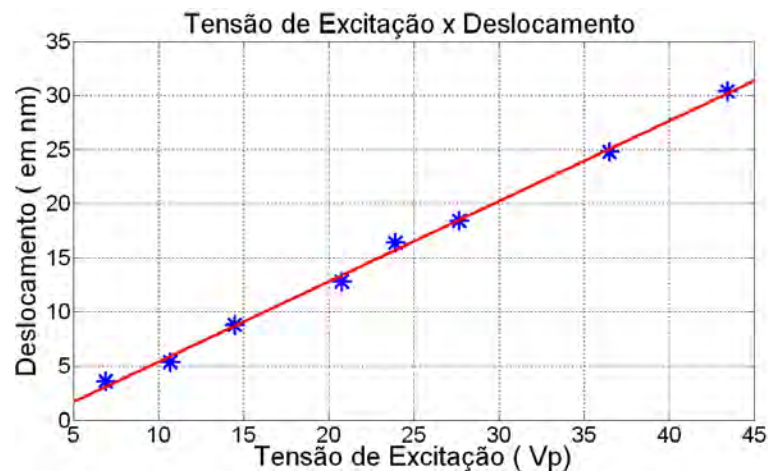


Figura 6-20 - Gráfico dos deslocamentos obtidos através da excitação da piezocerâmica conectada ao atuador flexensional AFX – 01, utilizando o método de baixo índice de modulação.

Então, determina-se um coeficiente angular igual a

$$m = \frac{43,42 - 6,92}{30,5 - 3,6} = 1,36 nm / V \quad (6.4)$$

Por fim, pode-se ainda, analisar o comportamento da variação da fase relação à tensão de excitação. A relação que calcula a fase é extraída de (4.10):

$$\Delta\phi_{Pico} = \frac{4\pi\Delta L_{Pico}}{\lambda}. \quad (6.5)$$

Relacionam-se, então, os valores de $\Delta\phi_{Pico}$ calculados com as tensões de excitação mensuradas. O gráfico é mostrado na Figura 6-21, e evidencia o regime de baixo índice de modulação, ou seja, $\Delta\phi_{pico} < \frac{\pi}{2} rad$.

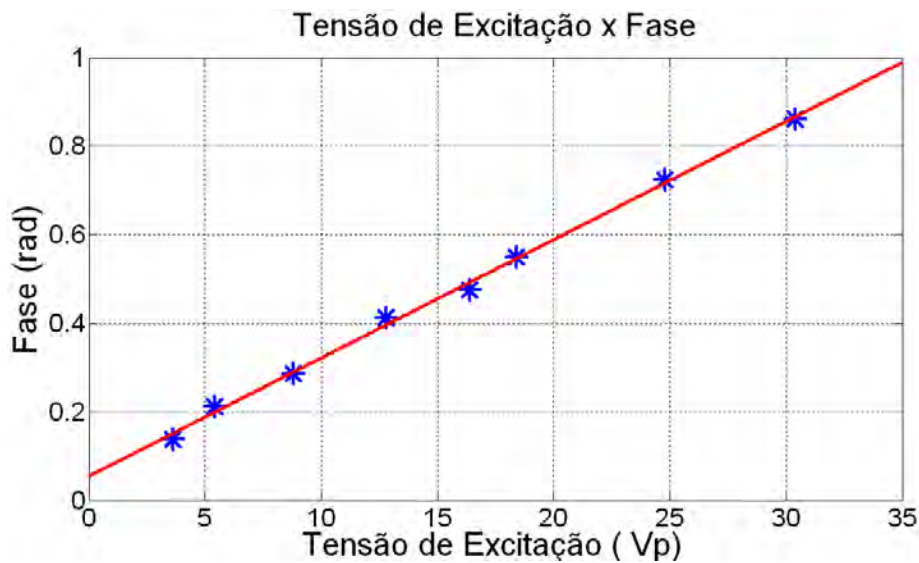


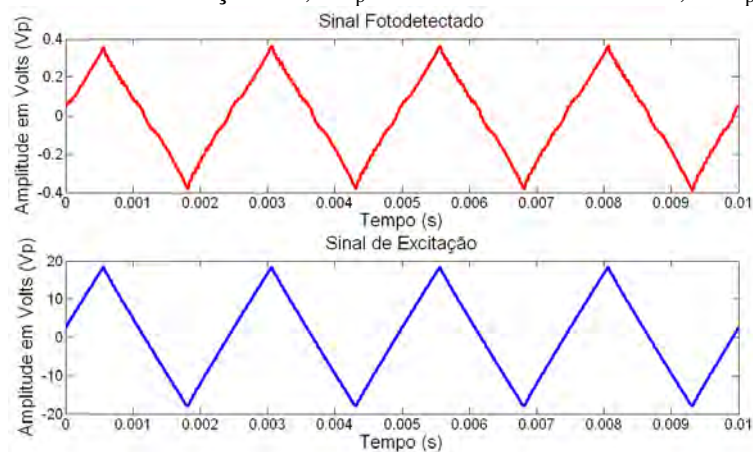
Figura 6-21 - Relação entre a tensão de excitação e a variação de fase acoplada ao atuador AFX – 01 com sinal de excitação triangular em 125 Hz.

6.6.3 MEDIÇÃO DE DESLOCAMENTOS UTILIZANDO O ATUADOR PIZELÉTRICO FLEXTENSIONAL AFX – 02

O atuado AFX – 02 foi caracterizado em relação aos deslocamentos produzidos de forma semelhante ao AFX – 01. O método de baixa profundidade de modulação também foi utilizado para demodular a fase óptica e obter os deslocamentos em valores absolutos. A frequência de excitação utilizada foi a de 400 Hz, a menor frequência em que o sinal fotodetectado se mostrou mais bem comportado diante do desvanecimento.

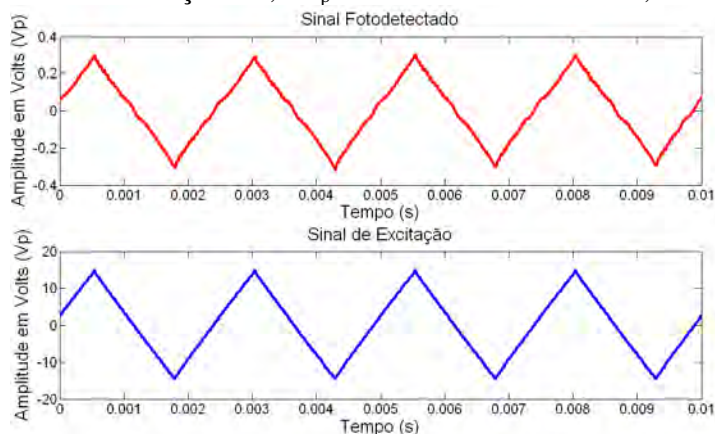
Após a calibração do sistema, as medições puderam ser realizadas, e, os sinais adquiridos utilizando uma janela de 1 ms, são apresentados na Figura 6-19, para tensões de alimentação do atuador entre 1,8 V_p e 18,4 V_p.

Tensão de Excitação: 18,4 V_p – Tensão Fotodetectada 0,36 V_p



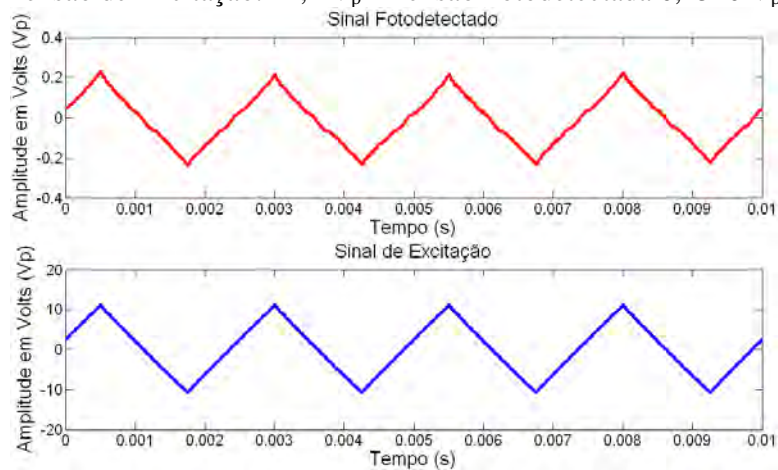
(a)

Tensão de Excitação: 14,8 V_p – Tensão Fotodetectada 0,3040 V_p



(b)

Tensão de Excitação: 11,2 V_p – Tensão Fotodetectada 0,2320 V_p



(c)

(Figura 6-22 continua...

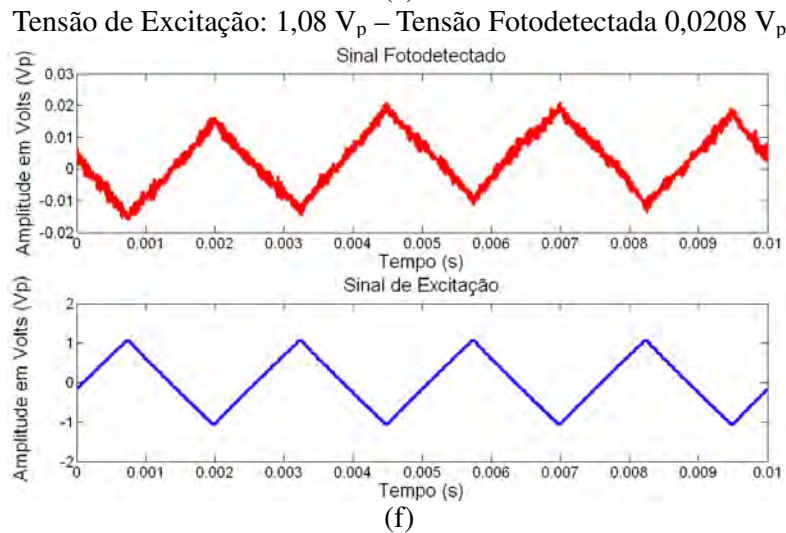
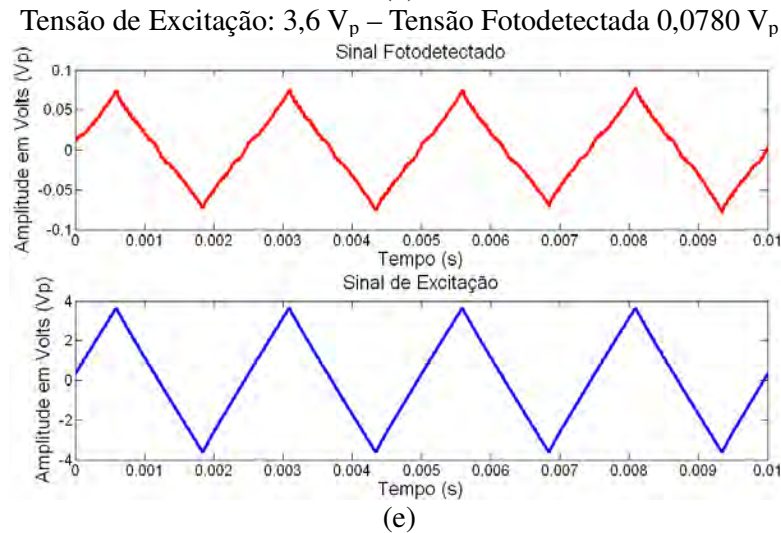
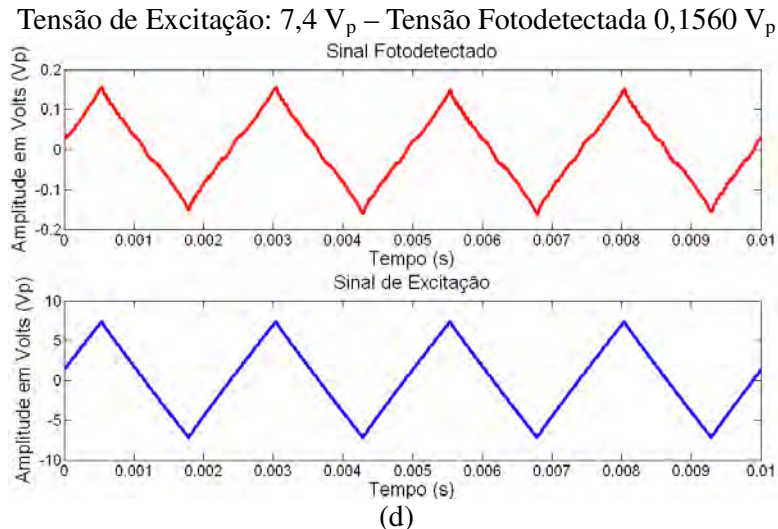


Figura 6-22 - Forma de ondas adquiridas nas medições dos deslocamentos gerados pelo AFX – 02 em conjunto com a cerâmica PZT 5-A. Este conjunto de dados foi adquirido na frequência de 400 Hz e as tensões de excitação são as seguintes: (a) $18,4 \text{ V}_p$, (b) $14,8 \text{ V}_p$, (c) $11,2 \text{ V}_p$, (d) $7,4 \text{ V}_p$, (e) $3,6 \text{ V}_p$, (f) $1,08 \text{ V}_p$.

Observa-se que a forma de onda apresentada na Figura 6-22(f) já sofre o efeito do desvanecimento do sinal de forma considerável devido a variação da fase estática ϕ_0 . Utilizando como fator de calibração $V_{max} = 0,488 V_p$, os seguintes deslocamentos foram mensurados e apresentados na Tabela 6-3.

Tabela 6-3 - Resultados obtidos com o piezoatuador AFX – 02

Frequência: 400 Hz.			
Valores Adquiridos			
Tensão de Excitação (em V_p).	Tensão de Detectada (em V_p).	Deslocamento (em nm _{pico}).	Fase (em rad)
18,40	0,3600	37,14	0,73
14,80	0,3040	31,36	0,62
11,20	0,2320	23,93	0,47
7,40	0,1560	16,09	0,31
3,60	0,0780	8,04	0,15
1,08	0,0208	2,14	0,04
0,58	0,0160	1,65	0,03

É mostrado na Figura 6-23 que a relação entre tensão aplicada x deslocamento para o APX – 02 se mostra linear. Assim, novamente, utilizando (6.1) determina-se o fator de calibração deste piezoatuador sendo igual a 2,10 nm/V.

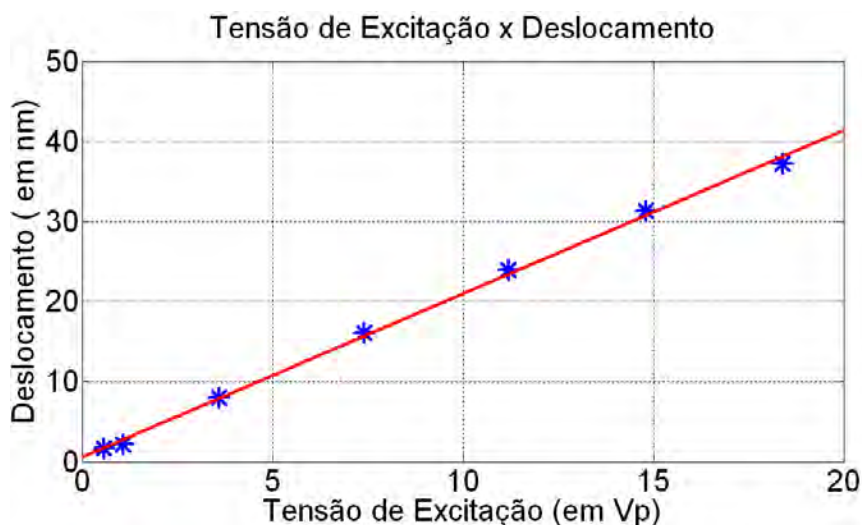


Figura 6-23 – Gráfico da tensão de excitação versus deslocamento do atuador AFX – 02, para a frequência de 400 Hz.

E por fim, apresenta-se, na Figura 6-24, o gráfico da relação entre a tensão de excitação e a modulação em fase gerada pelo atuador piezelétrico flexensional AFX – 02.

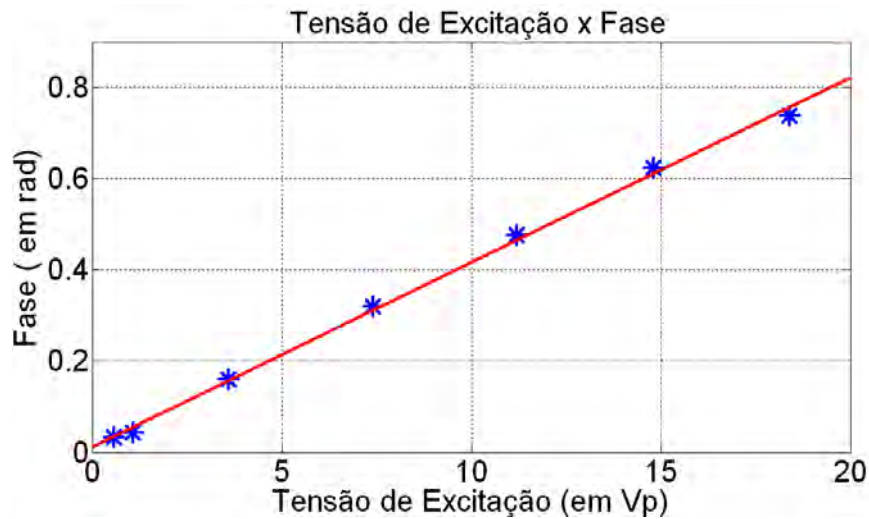


Figura 6-24 – Comportamento da fase em relação à tensão de excitação do AFX – 02 para a frequência de 400 Hz.

6.6.4 MEDIÇÃO DE DESLOCAMENTOS UTILIZANDO O MINI-MANIPULADOR PIZELÉTRICO FLEXENSIONAL MFX – 01

Nessa seção apresenta-se o experimento realizado para medir deslocamentos produzidos no mini-manipulador MFX - 01, após a amplificação da deformação mecânica da pastilha de PZT, causada pela sua estrutura de alumínio. Como citado anteriormente, foi utilizado o método de baixo índice de modulação, pois os deslocamentos de interesse estão na faixa de utilização do método,

$$\text{isto é, } \Delta\phi_{\text{pico}} \leq \frac{\pi}{2} \text{ rad}.$$

Por ser um modelo novo, o MFX-01 não foi ainda totalmente caracterizado (BARBOSA et al., 2009), sendo os resultados apresentados nesta dissertação de mestrado os primeiros obtidos onde os acoplamentos direto e cruzado foram medidos.

Como citado no Capítulo 5, este mini-manipulador possui duas pastilhas de PZT- 5A e, por isso, tem a capacidade de gerar deslocamentos em duas direções. Foi citado também, que, excitando-se somente uma das pastilhas, como por exemplo, a vertical, o deslocamento na direção X caracteriza o acoplamento direto, e, o deslocamento na direção Y, o cruzado. Como a peça foi projetada de forma simétrica, a excitação da outra cerâmica promove resultado simétrico em relação aos acoplamentos direto e cruzado e aos deslocamentos nas direções X e Y. Na etapa de projeto deste modelo pelo Grupo da EPUSP, foi imposto nos algoritmos de otimização topológica que o

dispositivo deveria sofrer menor efeito do acoplamento cruzado, promovendo total deformação na direção do acoplamento direto.

Deve ser lembrado ainda que, os mini-manipuladores piezelétricos flexensionais, como os apresentados na Figura 5.14, foram projetados para operar em baixas frequências, quase em nível DC. Como o mini-manipulador é simétrico, mesmo excitando cerâmicas diferentes, os resultados são comparáveis. A tensão de excitação foi de 100 V. Observando a Figura 6-25(a) percebe-se que, quando a frequência de excitação é baixa, a cerâmica se deforma de maneira comportada, com deformação puramente longitudinal, transferindo a maior parcela da tensão mecânica para a estrutura flexível (área em vermelho da figura). Outra simulação foi realizada excitando-se a cerâmica horizontal na frequência de 1,4 kHz, cujo resultado encontra-se na Figura 6-25(b). Portanto, quando a frequência é alta, a maior parte da tensão mecânica se encontra na própria cerâmica (adicionando componentes de deformação por cisalhamento) fazendo com que a estrutura flexível deforme menos.

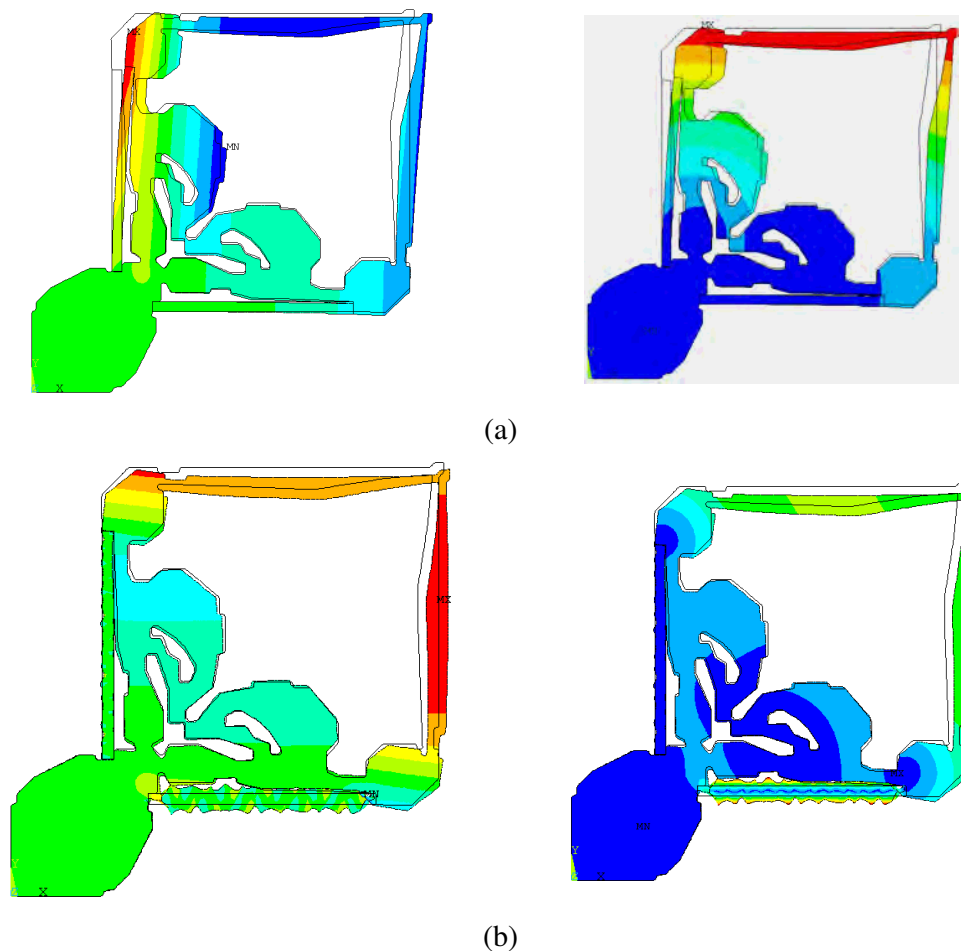


Figura 6-25 – Simulação do comportamento do MFX – 01 no ANSYS. (a) Excitação da cerâmica vertical em 2 Hz. (b) Excitação da cerâmica horizontal em 1,4 KHz

Os sinais adquiridos na frequência de 1,4 kHz, principalmente aqueles com excitação triangular, apresentavam também um fenômeno indesejável conhecido como erro de trajetória (*tracking errors*), discutido por (LEÃO, 2004). Este fenômeno é considerado indesejável, pois, na presença do erro de trajetória, não há mais proporcionalidade entre o sinal de excitação e a trajetória do manipulador. Isto ocorre porque o sinal triangular possui várias componentes harmônicas, que podem ser visualizadas através da sua FFT. Assim, uma frequência de operação, ainda que esteja distante da frequência de ressonância do mini-manipulador, pode apresentar uma harmônica superior, mesmo reduzida, que excita esta ressonância. Além do erro de trajetória, há a possibilidade de rompimento da cerâmica de PZT-5A e conseqüente quebra do mini-manipulador. O erro de trajetória pode ser mais bem compreendido com os resultados apresentados nas medições realizadas adiante.

Para contornar este problema, buscou-se um valor de frequência mais baixo possível, tolerante ao desvanecimento, e que não ocorresse o erro de trajetória. A frequência escolhida foi então a de 100 Hz e todas as medições (acoplamento direto e cruzado) foram realizadas nesta frequência. A realização das medições mostrou-se bastante trabalhosa em virtude da ação inevitável do desvanecimento sobre os sinais interferométricos, geralmente, em virtude da frequência das perturbações ambientais estarem próxima à frequência de excitação. Com isso, o sinal de ruído mecânico se confunde aos sinais a serem mensurados. Somado a este aspecto, como já citado, há a grande flexibilidade mecânica da estrutura do MFX-01, que promove vibrações indesejáveis e que dificultam o processo de aquisição.

Antes do início das medições, o comportamento do MFX – 01 foi simulado em ANSYS na frequência de excitação de 100 Hz. Três considerações importantes devem ser destacadas em relação a essas simulações, que podem conduzir a resultados diferentes dos resultados experimentais. Primeiro, cita-se o fato de que nas simulações não foi considerado o amortecimento na massa e nem a rigidez da peça. Também não foi levado em consideração o efeito da cola de fixação da piezocerâmica na estrutura flexível. Esse efeito é muito difícil de ser simulado no ANSYS, e então, desconsidera-se tal efeito nas simulações. Por fim, não se levou em consideração os efeitos das imperfeições adicionadas ao mini-manipulador durante o seu processo de fabricação. Na Figura 6-26 é apresentado o comportamento do MFX – 01, em relação à deformação da peça, quando a cerâmica horizontal é excitada com uma tensão de 100 V em 100 Hz. A área branca (vazia) representa o formato inicial do mini-manipulador.

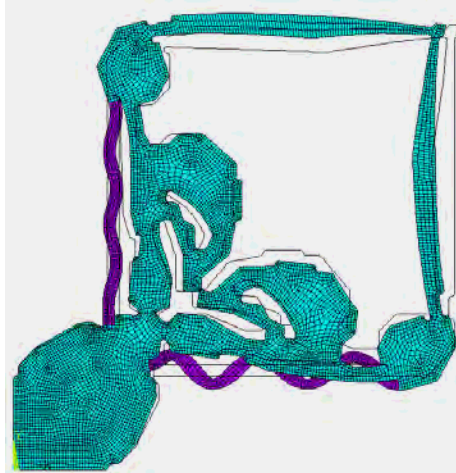


Figura 6-26 - Simulação no ANSYS da deformação sofrida pelo MFX – 01 na frequência de 100 Hz.

Percebe-se que é a cerâmica horizontal que está sendo excitada, pois ela se deforma mais em relação à vertical. A deformação da cerâmica vertical é atribuída ao movimento da estrutura de alumínio para trás. Observa-se que, mesmo numa frequência bem mais baixa em relação à Figura 6-25(b), o comportamento da piezocerâmica ainda é bem menos comportado que o ao apresentado na Figura 6-25(a).

Esta análise confirma assim a necessidade de trabalhar nas mais baixas frequências possíveis. São apresentados, na Figura 6-27, as regiões onde ocorreram as maiores deformações (áreas em vermelho) devido à excitação da cerâmica horizontal [(Figura 6-27(a))] e vertical [(Figura 6-27(b))]. Através da inspeção da Figura 6-27, percebe-se o padrão de simetria de 45° do MFX – 01. Este eixo é definido no projeto do mini-manipulador (vide Figura 5-18) para que, neste caso, a carga computacional do método de otimização topológica seja reduzida a metade.

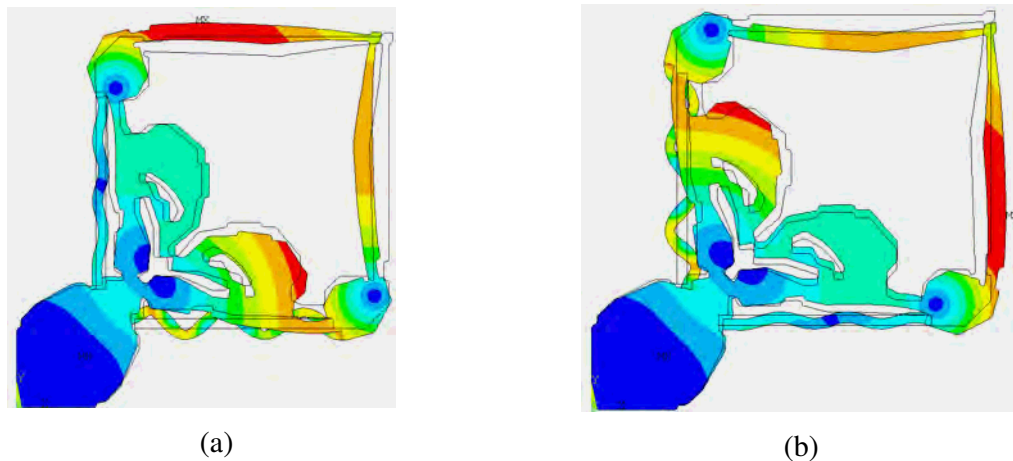


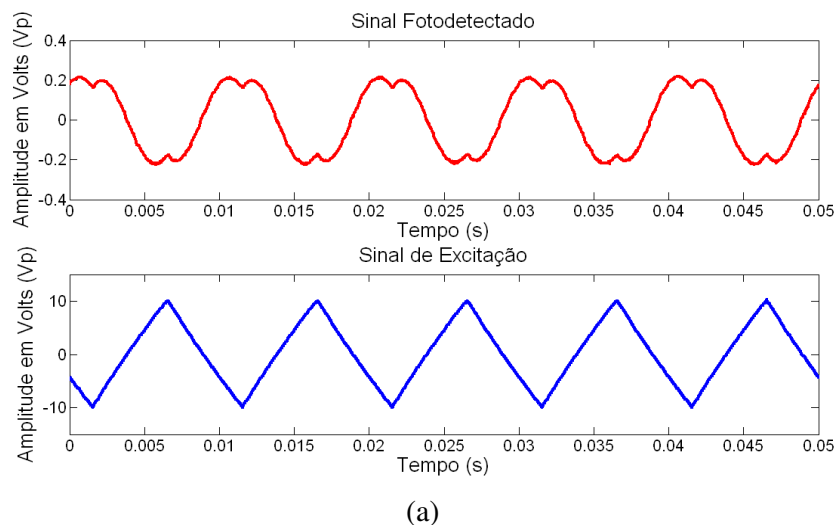
Figura 6-27 – Simulação dos deslocamentos relacionados com a deformação do mini-manipulador operando em 100 Hz. (a) excitando-se a cerâmica vertical. (b) excitando-se a cerâmica horizontal.

Em seguida, realizou-se as medições dos deslocamentos introduzidos ao MFX – 01 devido à excitação, tanto da cerâmica vertical, quanto da cerâmica horizontal. Como já citado, quando cerâmica vertical é excitada, o deslocamento direto é aquele na direção U_x , enquanto que o deslocamento acoplado (ou cruzado) acontece na direção U_y . Devido à simetria da estrutura, a excitação da cerâmica horizontal produz deslocamentos simétricos (como mostrado na Figura 6-27).

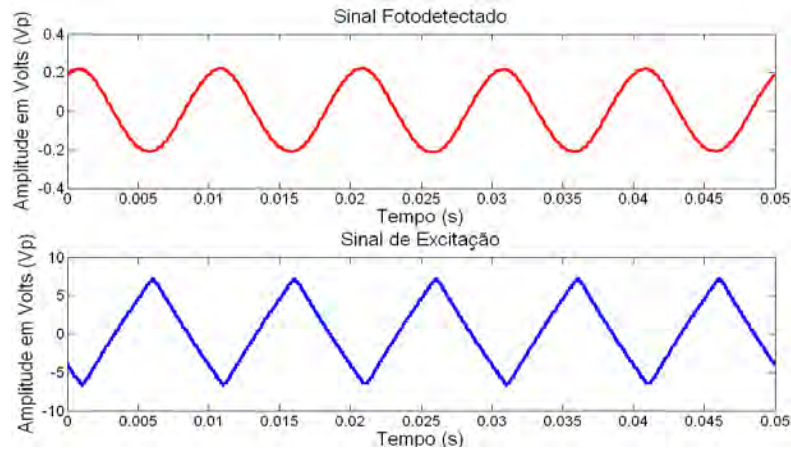
É mostrado na Figura 6-28 o procedimento de calibração necessário para a realização das medições dos deslocamentos em valores absolutos. Esta primeira medição se refere ao deslocamento direto ou principal. São representadas na Figura 6-28(a) as reentrâncias que aparecem quando a tensão de excitação é superior à tensão máxima para que a modulação em fase seja igual a $\frac{\pi}{2}$ rad. O valor apresentado na Figura 6-28(b) representa justamente o valor do V_{max} na equação (6.3).

Como realizado para os atuadores flexensionais AFX – 01 e AFX - 02, calculou-se a transformada de Fourier (FFT) do sinal fotodetectado do sinal de calibração [Figura 6-28(b)]. Percebe-se a presença predominante da primeira harmônica, e que as demais harmônicas estão bem atenuadas em relação à fundamental em pelo menos 33 dB (segunda harmônica) e 36 dB (terceira harmônica). Este fato demonstra que o sinal adquirido representa, satisfatoriamente, uma senóide pura. Neste conjunto de dados adquiridos alcançou-se o valor da tensão de calibração igual a $V_{max} = 224$ mV.

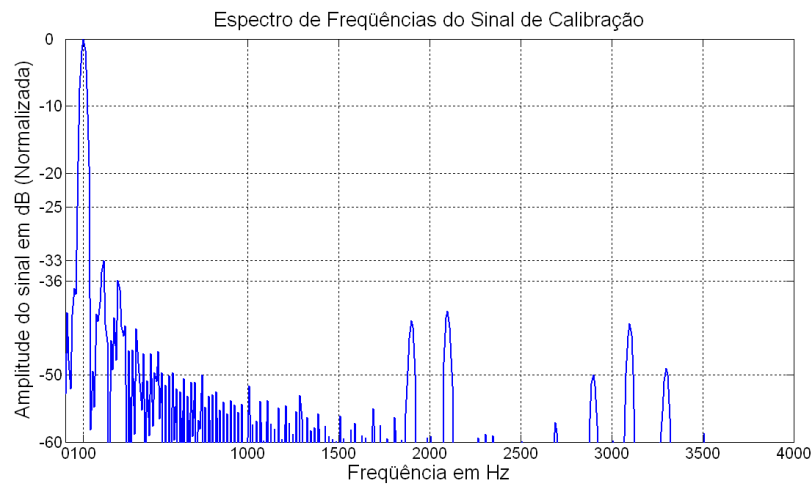
Após o sistema estar devidamente calibrado, as medições podem ser realizadas. Os sinais são adquiridos utilizando uma janela de 5 ms, como apresentado na Figura 6-29.



(Figura 6-28 continua...)



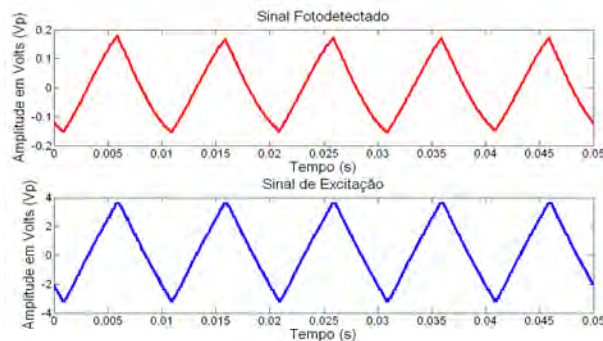
(b)



(c)

Figura 6-28 - Sinais fotodetectados utilizados para a calibração do sistema. (a) Reentrâncias. (b) Sinal aproximadamente senoidal. (c) FFT do sinal associado ao fator de calibração $V_{\max}$.

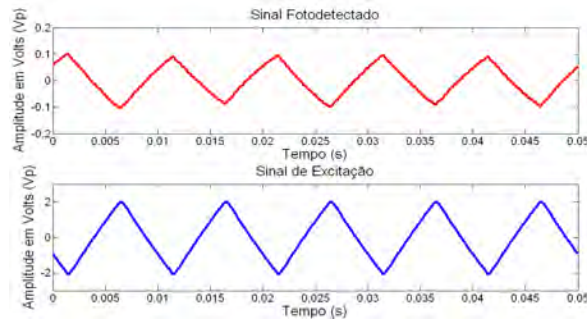
Tensão de Excitação: 3,6 – Tensão Fotodetectada 0.1800 mV



(a)

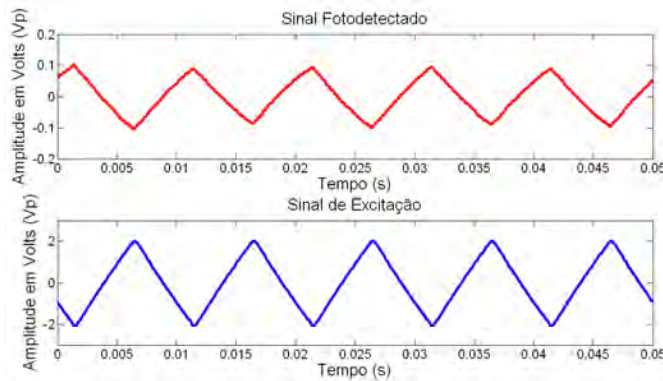
(Figura 6-29 continua...)

Tensão de Excitação: 2 V – Tensão Fotodetectada 102mV



(b)

Tensão de Excitação: 0.68 – Tensão Fotodetectada 68 mV



(c)

Figura 6-29 - Forma de ondas das medições do acoplamento direto gerados pelo MFX-01.

Utilizando a equação (6.3) e com fator de calibração $V_{max} = 224\text{mV}$, os deslocamentos foram mensurados e apresentados na Tabela 6-4.

Tabela 6-4 - Resultados obtidos para os deslocamentos com acoplamento direto gerados pelo manipulador MFX-01.

Frequência: 100 Hz.			
Valores Adquiridos			
Tensão de Excitação (em V_p).	Tensão de Detectada (em V_p).	Deslocamento (em nm_{pico}).	Fase (em rad)
3,60	0,1800	40,46	0,80
2,00	0,1020	22,92	0,45
0,68	0,0416	9,35	0,18
0,34	0,0208	4,67	0,09

A seguir, é desenhado na Figura 6-30 o gráfico que mostra a linearidade acoplamento direto do manipulador piezelétrico flextensional MFX – 01.

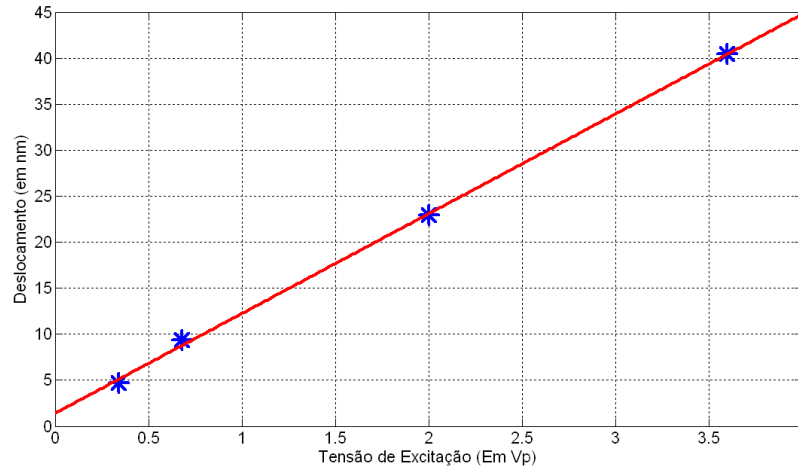


Figura 6-30 - Gráfico dos deslocamentos obtidos devido à excitação da piezocerâmica presente no MFX-01. Valores que correspondem ao deslocamento direto.

Utilizando a equação (6.1) obtém-se o coeficiente de inclinação da reta de linearidade do MFX – 01 para o acoplamento direto, igual a 10,97 nm/V.

A mesma análise é realizada agora para as medições do deslocamento cruzado ou acoplado. Foram realizadas várias medições e se escolheu uma delas para ilustrar o comportamento deste tipo de deslocamento. Como explicado anteriormente, o erro de trajetória é um fenômeno que aparece devido ao sinal de excitação da cerâmica de PZT ser triangular. Nas medições realizadas nesta dissertação de mestrado, este fenômeno se mostrou presente, como apresentado na Figura 6-31. A tensão de excitação do MFX – 01 é igual a 23,2 V_p.

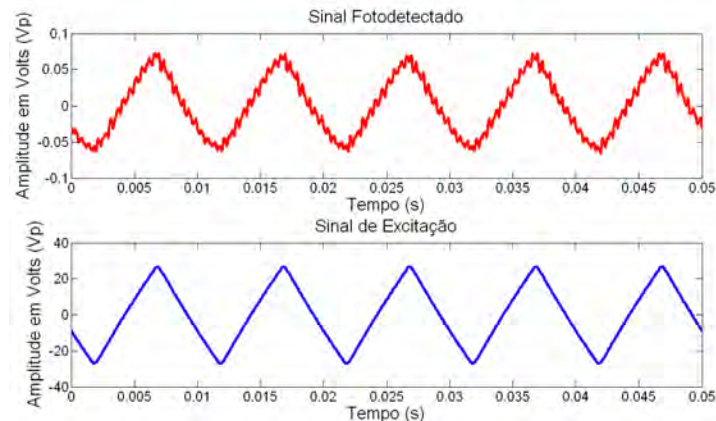


Figura 6-31 - Demonstração do erro de trajetória presente quando o acoplamento cruzado foi medido na frequência de 100 Hz.

Até mesmo quando a tensão de excitação é baixa, (por volta de 7,2 V_p) o erro de trajetória é acentuado, como mostra a Figura 6-32.

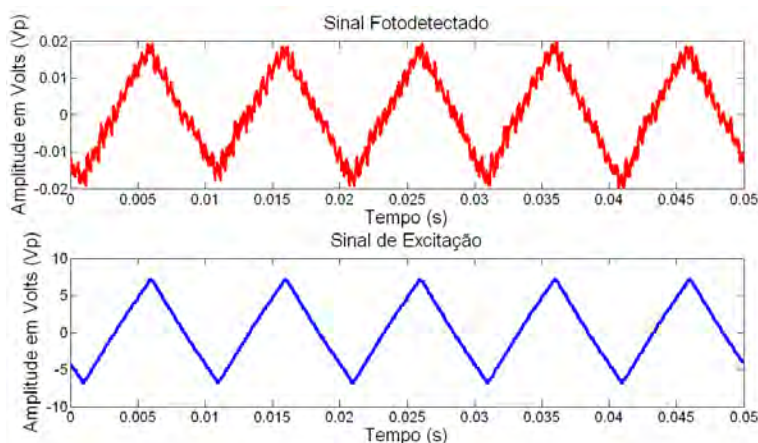


Figura 6-32 - Erro de trajetória presente no sinal fotodetectado mesmo com baixa amplitude do sinal modulador.

Para os deslocamentos acoplados, o fator de calibração foi igual a $V_{max} = 80$ mV e os deslocamentos absolutos foram calculados e apresentados na Tabela 6-5. Como se observa, tensões de alimentação bem maiores que as da Tabela 6-4 foram necessárias.

Tabela 6-5 - Resultados obtidos para os deslocamentos com acoplamento direto gerados pelo manipulador MFX-01.

Frequência: 100 Hz.			
Valores Adquiridos			
Tensão de Excitação (em V _p).	Tensão de Detectada (em V _p).	Deslocamento (em nm _{pico}).	Fase (em rad)
23,20	0,0660	41,54	0,82
20,00	0,0560	35,24	0,70
16,80	0,0500	31,47	0,62
13,60	0,0400	25,17	0,50
10,40	0,0296	18,63	0,37
7,20	0,0200	12,58	0,25
3,36	0,0116	7,30	0,14
1,68	0,0056	3,52	0,07

Finalizando as medições com o deslocamento cruzado, traçou-se o gráfico de linearidade do MFX – 01, a relação entre tensão de excitação e deslocamento cruzado proporcionado pelo mini-manipulador, como é mostrado na Figura 6-33. O valor do coeficiente de inclinação para o deslocamento cruzado é igual a 1,76 nm/V, ou seja, aproximadamente 16% do acoplamento direto.

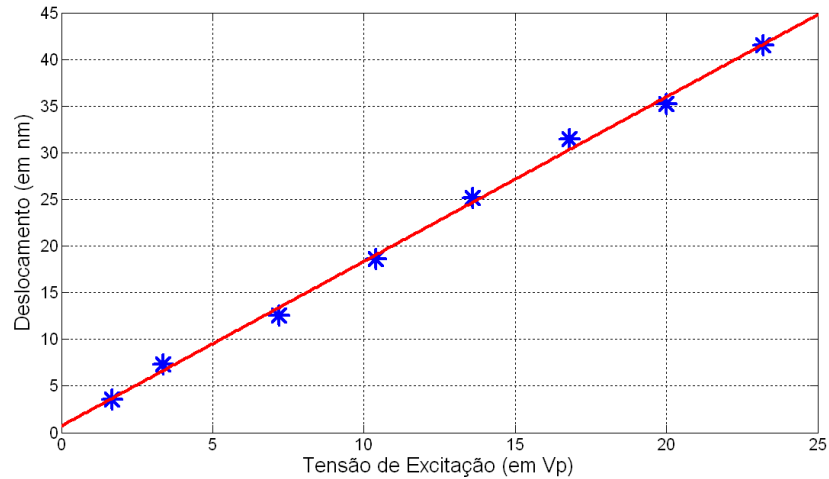


Figura 6-33 - Gráfico dos deslocamentos obtidos devido à excitação da piezocerâmica presente no MFX-01. Valores que correspondem ao deslocamento acoplado.

Com isso, encerram-se os resultados obtidos, tanto com o atuador do tipo *bender*, quanto com os atuadores e com o mini-manipulador piezoelétrico flexensional. No próximo capítulo serão apresentadas discussões sobre esses resultados, além da conclusão desta dissertação de mestrado.

CAPÍTULO 7 - CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Este trabalho faz parte do conjunto de trabalhos que a UNESP – Campus de Ilha Solteira realiza em conjunto com o Grupo de Sensores e Atuadores da EPUSP (LEÃO, 2004, SAKAMOTO, 2006; MARÇAL 2008, MENEZES, 2009), sendo este o primeiro a estudar os mini-manipuladores piezoelétricos flexensionais. Após a investigação teórica e a abordagem de boa parte dos temas relevantes à cada área, apresentados nos capítulos anteriores, experimentos foram realizados e resultados alcançados. Dados foram tabulados e gráficos traçados para uma melhor visualização das informações.

7.1 CONCLUSÕES

Mediante o estudo teórico e os experimentos realizados, conclui-se que os sinais interferométricos, que representam as franjas, quando visualizados na prática, como definidos por (3.1), estão de acordo com as simulações realizadas. Isto pode ser visualizado através da comparação da Figura 2-13 com a Figura 6-10, que representam os resultados simulados e os práticos, respectivamente. Conclui-se, ainda, que é possível aplicar a interferometria óptica em conjunto com o método de contagem de franjas para a medição de microvibrações. Os resultados, apresentados na Tabela 6-4, apontaram vibrações que vão de 0,35 μm até 3,16 μm , quando se utiliza um *tweeter* piezoelétrico com atuador do tipo *bender*, para a faixa de tensão utilizada. E, finalmente, através da análise dos dados tabulados, conclui-se que a relação entre a tensão de excitação e número de franjas deslocadas é aproximadamente linear, assim como, a relação entre tensão de excitação e o deslocamento produzido, como visualizados na Figura 6-16 e na Figura 6-17, respectivamente. Assim, afirma-se que na frequência de 800 Hz, e dentro da faixa de tensão utilizado nos experimentos, o *tweeter* piezoelétrico possui comportamento linear.

Em relação ao método de baixa profundidade de modulação, conclui-se, que é possível obter resultados concretos quando a medição de deslocamentos nanométricos é realizadas em atuadores piezoelétricos flexensionais. Resultados inicialmente foram obtidos quando se utilizou o atuador piezoelétrico flexensional AFX – 01 formado pela pastilha de PZT modelo 5-A e pela estrutura flexível, excitado por uma frequência de 125 Hz. Os resultados, apresentados na Tabela

6-2, apontaram vibrações que vão de 6,92 nm até 43,42 nm.. Através da análise dos gráficos da tensão de excitação x deslocamento e índice de modulação x tensão de excitação, verifica-se que a relação entre eles possui um alto grau de linearidade. Assim, mediante os resultados obtidos para o coeficiente angular da reta associada às frequências estudadas, e, através da análise dos gráficos gerados, conclui-se que na frequência e com as amplitudes de excitação utilizada, o atuador flexensional AFX – 01 tem comportamento linear e grande precisão de movimento. Esses resultados podem ser comparados e se mostram concordantes com a literatura (MARÇAL, et al., 2007; MARÇAL, 2008; NADER, 2002; MENEZES, 2009). A Tabela 7-1 apresenta os resultados obtidos nas referências citadas e os resultados obtidos nesta dissertação de mestrado para os valores dos coeficientes angulares medidos.

Tabela 7-1 - Comparação dos resultados obtidos para o coeficiente angular da reta que descreve a linearidade do atuador piezelétrico flexensional AFX – 01.

Valores dos Coeficientes Angulares		
Resultados Medidos		
Método (Referência)	Inclinação (nm/V)	Frequência
Baixa profundidade de modulação	1,36	125 Hz
Interferométrico (MARÇAL et al., 2007)	1,4	De dc até 4,6 kHz
Interferométrico (MARÇAL, 2008)	1,58	4 kHz
Interferométrico (MENEZES, 2009)	1,8	4 kHz
Sensor Óptico MTI2000 (NADER, 2002)	1,35	1 Hz
Simulação - ANSYS (SAKAMOTO, 2006)	1,9	1 Hz

Como discutido na dissertação, alguns parâmetros são extremamente complicados de se projetar utilizando o ANSYS, como por exemplo, as características não-lineares da cola utilizada para prender a cerâmica na estrutura de alumínio, por isso, o resultado simulado apresentou discrepância em relação aos resultados experimentais. Ressalta-se que este tipo de problema ocorre predominantemente em estruturas abertas lateralmente, como o AFX – 01 (MARÇAL et al., 2007). No caso de estruturas fechadas lateralmente, os resultados produzidos pelo ANSYS não muito precisos (NADER, 2002).

Por fim, conclui-se que a estrutura metálica do AFX – 01, como citado, amplifica os deslocamentos tanto na direção 3, quanto na direção 1. A cerâmica piezelétrica PZT – 5A foi

caracterizada utilizando o sensor óptico MTI - 2000 e suas características são apresentadas na Tabela 7-2 (MARÇAL et al., 2007).

Tabela 7-2 - Caracterização da piezocerâmica PZT – 5A utilizando o sensor óptico MTI – 2000 (MARÇAL et al., 2007).

Resultados Medidos			
Direção	ΔL (nm)	Inclinação (pm/V)	L_0 (mm)
1	133,0	66,5	15,0
3	28,7	143,5	1,5

Na tabela, ΔL é o deslocamento produzido na piezocerâmica de comprimento L_0 , devido à ação de um campo elétrico E , através da relação $\Delta L = L_0 d_{33} E$ e $\Delta L = L_0 d_{31} E$, para os coeficientes d_{33} e d_{31} , respectivamente. Assim, comparando a inclinação obtida da cerâmica com e sem a estrutura metálica, obteve-se ampliações iguais a 9,49 e 2,04, para as direções 3 e 1, respectivamente. Estes resultados também estão de acordo com a literatura, como comprova a Tabela 7-3. Novamente, as simulações resultam discrepâncias em relação aos resultados experimentais

Tabela 7-3 - Valores de amplificação obtidos devido ao acoplamento da estrutura metálica à piezocerâmica 5 - A.

Amplificações Medidas			
Método	Inclinação (em nm/V)	Amplificação (direção 3)	Amplificação (direção 1)
Baixa profundidade de modulação	1,36	9,49	2,04
Interferométrico (MARÇAL et al., 2007)	1,4	9,40	2,03
Interferométrico (MARÇAL, 2008)	1,58	11,00	2,40
Sensor Óptico MTI2000 (NADER, 2002)	1,35	9,40	2,03
Simulação - ANSYS (SAKAMOTO, 2006)	1,9	13,20	2,8

Na sequência, realizou-se a medição dos deslocamentos com o atuador AFX – 02. As medições realizadas revelaram haver concordância entre os resultados obtidos nesta dissertação com os resultados publicados na literatura. É certo dizer que, dentro da faixa estudada, o AFX – 02 possui relação de linearidade muito boa quando se observa a tensão de excitação e o deslocamento

promovido pela estrutura metálica. Seguindo o mesmo expediente realizado para o AFX – 01, faz-se uma comparação entre os resultados aqui obtidos e os resultados já publicados

Tabela 7-4 - Comparação dos resultados obtidos para o coeficiente angular da reta que descreve a linearidade do atuador piezelétrico flexensional AFX – 02.

Valores dos Coeficientes Angulares		
Resultados Medidos		
Método (Referência)	Inclinação (nm/V)	Frequência
Baixa profundidade de modulação	2,10	400 Hz
Interferométrico (MENEZES, 2009)	2,08	16 kHz

Validado o método baixa profundidade de modulação, passou-se então para a medição dos deslocamentos no mini-manipulador MFX – 01.

Este mini-manipulador foi projetado para trabalhar no regime quase-estático sendo, das estruturas construídas pelo grupo da EPUSP, a que se teve menos preocupação em observar o seu desempenho com excitações dinâmicas. Nenhum fator de amortecimento foi levado em consideração no projeto, não houve restrição ao acoplamento cruzado e nem houve cuidados especiais com a rigidez do modelo. Assim, sugere-se fortemente a não utilização deste mini-manipulador em frequências acima de 100 Hz, pois devido às características de seu projeto, os modos de deformação da cerâmica podem não promover deslocamentos satisfatórios. É mostrado, na Figura 6-25 que o modo ideal de vibração da cerâmica e de deformação da estrutura flexível ocorre quando a frequência de excitação é igual a 2 Hz. Assim, enfatiza-se ao leitor que a utilização deste mini-manipulador deve ocorrer preferencialmente sob baixas frequências de excitação das suas piezocerâmicas.

Assim, para a frequência de 100 Hz, foram obtidos deslocamentos que variam de 4,6 nm a 40 nm para o acoplamento direto, tendo o coeficiente de inclinação igual a 10,97 nm/V, e, com a fase demodulada sendo, no mínimo, igual a 0,09 rad.

Como consequência da liberdade estipulada no projeto, de não se restringir o acoplamento cruzado, e, sendo este não interessante, haja vista que não configura o deslocamento desejado (transforma em perda de energia), foi mostrado nos resultados, a presença dos deslocamentos acoplados que variaram de 3 nm a 41 nm e com inclinação igual a 1,766 nm/V. Para se ter uma idéia da flexibilidade do mini-manipulador, este valor de coeficiente é da ordem de 16% do coeficiente do deslocamento principal.

Um efeito que foi percebido, devido à excitação triangular, foi o erro de trajetória. Este fenômeno, mostrado na Figura 7-1 é caracterizado pela presença de oscilações harmônicas sobrepostas à modulação do mini-manipulador. Este fenômeno não ocorre quando a excitação é senoidal, justamente por possuir uma única raia espectral. Neste aspecto, o uso da forma de onda triangular constitui uma limitação ao método de baixa profundidade de modulação proposto nesta dissertação

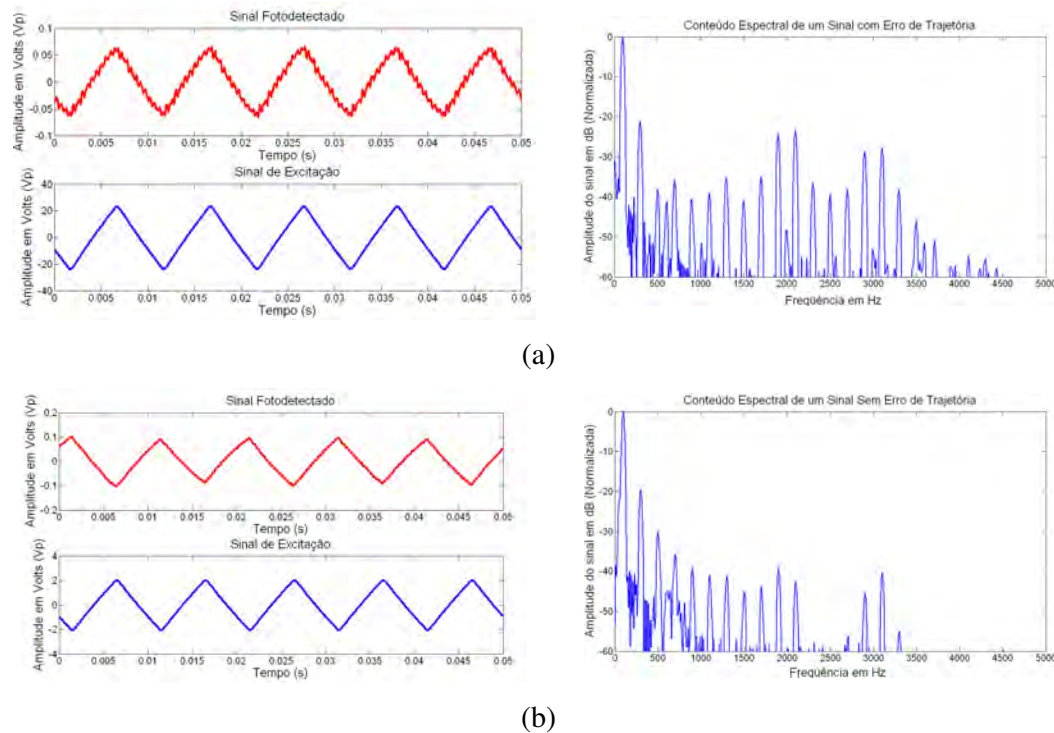


Figura 7-1 - Comparação de forma de onda (frequência igual a 100 Hz) e espectros de sinais. (a) Excitação com amplitude elevada com erro de trajetória (b) Excitação com baixa amplitude e sem erro de trajetória.

Como já discutido no capítulo anterior, uma harmônica do sinal triangular que alimenta o mini-manipulador, excita uma frequência de ressonância mecânica da estrutura, produzindo movimentos não mais suaves (de ida e volta, por exemplo), e sim, movimentos acompanhados de trepidação. Percebe-se que o conteúdo espectral do sinal fotodetectado sem o erro de trajetória [Figura 7-1(b)] se mostra mais comportado, sendo característico de um sinal triangular tradicional, ao passo que, quando há a presença do erro de trajetória, há também uma grande distorção harmônica, o que acaba se refletindo na forma de onda do sinal fotodetectado [Figura 7-1(a)]. Esse efeito já foi estudado por (LEÃO, 2004, SAKAMOTO, 2006), em ambos os casos, para atuadores piezoelétricos flexensionais.

Todos esses resultados e conclusões só são possíveis se o método de baixa profundidade de modulação for utilizado de forma correta, se a calibração for realizada rigorosamente, se o ambiente de medição estiver, de certa forma, condicionado, e se o interferômetro estiver cuidadosamente alinhado. Tomando todos os cuidados o método apresentará resultados bastante satisfatórios com a vantagem do baixo investimento financeiro na montagem do interferômetro.

Para a reprodução dos resultados apresentados, cuidado especial deve ser dedicado ao ambiente laboratorial. Devem-se privilegiar horários onde ruídos mecânicos sejam melhores controlados, a mesa aonde o interferômetro será montado deve ser firme de ter grande massa para que as vibrações do ambiente não sejam transmitidas para o instrumento, e, vários conjuntos de dados devem ser adquiridos em busca dos melhores resultados. O alinhamento deve ser sempre revisto antes de uma nova sessão de aquisições e os sinais devem ser sempre adquiridos quando o interferômetro estiver em quadratura de fase.

7.2 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

Como sugestão para trabalhos futuros, sugere-se a implementação de um sistema de controle automático, transformando o interferômetro num sistema de malha fechada. Assim, pode-se estabelecer que ϕ_0 sempre seja igual a $\frac{\pi}{2}$, ou ainda, pode-se escolher o valor adequado de ϕ_0 de acordo com o método de demodulação de fase óptica for utilizado. Com isso, as medições poderão ser realizadas sem que o ambiente interfira criticamente no processo de medição. Com um tal sistema de controle implementado, haveria a oportunidade de automatizar o processo de aquisição dos dados para que várias medições fossem realizadas e os valores fossem demodulados em tempo real utilizando o MATLAB[®] ou, principalmente, placas de DSP. Sugere-se, ainda, a caracterização de outros mini-manipuladores XY ou XYZ projetados e fabricados pelo grupo da EPUSP.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

BAHIA, R. C. **Otimização topológica aplicada ao projeto de mecanismos flexíveis**. 2005. 174 f. Dissertação (Mestre em Engenharia) – Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis, 2005.

BARBOSA, F. A. A.; MENEZES, J. P. C.; SILVA, E. C. N.; KITANO C. Analysis of linearity of a novel multi-actuated Piezoelectric device using optical interferometry. In: ENCONTRO NACIONAL DE FÍSICA DA MATÉRIA CONDENSADA, 32, 2009, **Encontro...** Águas de Lindóia: S.n., 2009.

BORN, M.; WOLF, E. **Principles of optics** 7.ed. New York: Cambridge University Press, 1999.

BOYD, G. D.; GORDON, J. P. Confocal multimode resonator for millimeter through optical wavelength masers. **Bell System Technical Journal**, New York, v. 40, p. 489-508, 1961.

BUCARO, J. A.; DARDY, H. D.; CAROME, E. F. Optical fiber acoustic sensor. **Applied Optics**, New York, v. 16, n. 7, p. 1761-1762, 1977

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

CARBONARI, R. C. **Projeto de multi-atuadores Piezoelétricos homogêneos e gradados utilizando o método de otimização topológica**. 2008. Tese (Doutorado em Engenharia Mecânica) – Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2008.

CARBONARI, R. C.; NADER, G.; NISHIWAKI, S; SILVA, E. C. N. Experimental and numerical characterization of multi-actuated Piezoelectric device designs using topology optimization. **Smart Structures and Integrated Systems**, Bellingham, v.5764, p.472-481, 2005.

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

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

CHANG, W. S. C. **Principles of lasers and optics**. New York: Cambridge University Press, 2005.

CLUBLEY, D. A.; NEWTON, G. P.; SKELDON, K. D.; STRAIN, K. A.; HOUGH, J. Narrow-band phase noise measurement around an electro-optically applied, RF phase modulation of a laser Field. **Journal of Optics A: Pure and Applied Optics**, Bristol, p.196 -199, 2001.

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

DOGAN, A.; UCHINO, K.; NEWNHAM, R. E. Composite Piezoelectric transducer with truncated conical endcaps “cymbals”. **IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control**, New York, v. 44, n. 3, p. 597-605, 1997.

DRAKE, A. D.; LEINER, D. C. Fiber - optic interferometer for remote subangstron vibration measurement. **Review of Scientific Instruments**, Rochester, v. 52, n. 2, p.162-165, 1984.

DOLFI, D. W.; NAZARATHY, M. 40 GHz electro-optic modulation with 7,5 V drive voltage. **Electronics Letters**, London, v. 24, n. 9, p. 528 – 529, 1988.

FRESCHI, A. A.; CAETANO, N. R.; SANTARINE, G. A.; HESSEL, R. Laser interferometric characterization of a vibrating speaker system. **American Journal of Physics**, New York, v.71, p.1121-1126, 2003.

FRESCHI, A. A. **Controle de fase em experimentos de mistura de duas ondas com cristais fotorefrativos**. 1996. 93 f. Tese (Doutorado em Física) – Universidade Estadual de Campinas, Campinas, 1996.

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

GREABES, T. J.; CURZON, F. L. Simple method of measuring vibration amplitudes at better than nanometer sensitivity. **Review of Scientific Instruments**, Rochester, v. 59, n.12, p. 2226-2628, 1998.

HARIHARAN, P. **Optical interferometry**. Sydney: Academic Press, 1985.

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

KÖGL, M.; SILVA, E. C. N. Topology optimization of smart structures: design of Piezoelectric plate and shell actuators. **Smart Materials and Structures**, New York, v.14, p.387–399, 2005.

KOVALEVSKY, J.; QUINN T. J. The international system of units (SI). **Computes Rendus Physique**, Paris, v. 5, n.8, p. 799-811, 2004.

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

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

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

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

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

MICHELSON, A. A.; MORLEY, E. W. On the relative motion of the earth and the luminiferous ether. **American Journal of Science**, New Haven, v.34, n. 206, p.333-345 1887.

MOLLON, J. D. The origins of the concept of interference. **Philosophical transactions of the Royal Society of London**, London, v.360, n.1794, p. 807-819, 2002.

UNIVERSIDADE DE MUNIQUE. **Michelson interferometer**. Disponível em: http://www.fhmuennen.de/home/fb/fb06/professoren/maier/PraktikumPh4/Anleitungen/MIF_WSO001.pdf. Acesso em: 20 out. 2009.

NADER, G. **Desenvolvimento de técnicas de caracterização de transdutores Piezoelétricos**. 2002. Tese (Doutorado em Engenharia Elétrica) – Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2002.

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

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

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

PHILLIPS, J. R. **Piezoelectric technology primer, CTS application notes**. Disponível em: <http://www.ctscorp.com/components/Datasheets/Piezotechprimer.pdf>. Acesso em: 10 out. 2009.

PIE Speaker application note – CTS Piezoelectric tweeters. Disponível em: www.ctscorp.com/components/Datasheets/PIE_Speaker_Application_Note.pdf. Acesso em: 25 out. 2009.

PINEDA, G. S.; ARGOTE, L. F. **Vibration measurement using laser interferometry**. Sixth International Conference on Education and Training in Optics and Photonics, 2000.

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

SAKAMOTO, J. M. S.; HIGUTI, R. T.; KITANO C.; SILVA, E. C. N. Low cost reflective fiber-optic sensor applied to resonance frequencies measurement of flexensional Piezoelectric actuators. In: ENCONTRO NACIONAL DE FÍSICA DA MATÉRIA CONDENSADA, 30 **Encontro...** São Lourenço: 2007.

SIEGMAN, A. E. Laser beams and resonators: the 1960s. **IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics**, New York, v.6, n.6, p.1380-1388, 2000.

SIZGORIC, S.; GUNDJIAN, A. A. An optical homodyne technique for measurement of amplitude and phase of subangstrom ultrasonic vibration. **Proceedings of the IEEE**, p. 1313-1314, July. 1969.

SILVA, M. C. **Aplicação do método da otimização topológica para projeto de mecanismos flexíveis menos suscetíveis à ocorrência de dobradiças**. 2007 162 f. Dissertação (Mestre em Engenharia) - Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2007.

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

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

UDD, E. **Fiber optic sensors: an introduction for engineers and scientists**. New York: John Wiley & Sons, 1991.

WAGNER, J. W. **Optical detection of ultrasound: physical acoustics**. New York: Academic Press, 1990.

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

YOUNG, M. **Óptica e lasers: fibras e guias de ondas ópticas**. São Paulo: EDUSP, 1998.

APÊNDICE A – TEORIA DOS FEIXES GAUSSIANOS

Os feixes gaussianos são definidos como feixes de luz onde o perfil de campo elétrico, no plano transversal ao seu eixo de propagação, é descrito como uma função gaussiana. O estudo desse tipo de feixe se faz necessário, pois assume-se que o feixe laser tem um perfil de intensidade ideal gaussiano. As primeiras pesquisas que relacionam ressonadores ópticos e funções gaussianas datam da década de 60, sendo o trabalho de BOYD e GORDON os percussores dessa linha de estudo. Eles propuseram, em 1961, que os modos (*eigen-modes*) de um ressonador confocal são formas de ondas esféricas alongadas nas direções dos pólos, aos quais as suas soluções (*eigen- solutions*) se tornam modos gaussianos (SIEGMAN, 2000; BOYD; GORDON, 1961).

Atualmente essa análise já se tornou clássica, sendo então a adotada pelo autor desta dissertação de mestrado para a caracterização dos feixes de um oscilador laser.

A.1 EQUAÇÃO DE ONDA VETORIAL

As equações de Maxwell informam que existe um acoplamento entre os campos elétricos e magnéticos variáveis no tempo. A variação de um deles implica no surgimento do outro, tendo como resultado, uma onda eletromagnética. Na forma diferencial, as equações de Maxwell são apresentadas como:

$$\vec{\nabla} \times \vec{e} = -\frac{\partial \vec{b}}{\partial t}, \quad (\text{A.1a})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{h} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{d}}{\partial t}, \quad (\text{A.1b})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{d} = \rho, \quad (\text{A.1c})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{b} = 0. \quad (\text{A.1d})$$

onde $\vec{e}, \vec{d}, \vec{b}, \vec{h}$ e $\vec{j}$ são grandezas vetoriais correspondentes ao campo elétrico, deslocamento elétrico, indução magnética, campo magnético e densidade de corrente, respectivamente, enquanto que ρ é a densidade de carga elétrica.

Associadas a estas equações, existem as relações constitutivas as quais relacionam os vetores $\vec{e}, \vec{b}$ e $\vec{j}$ com as propriedades eletromagnéticas do meio. Para o caso de meios lineares e isotrópicos, tem-se:

$$\vec{d} = \epsilon \vec{e}, \quad (\text{A.2a})$$

$$\vec{b} = \mu \vec{h}, \quad (\text{A.2b})$$

$$\vec{j} = \sigma \vec{e}, \quad (\text{A.2c})$$

onde ϵ, μ e σ são a permissividade, permeabilidade e condutividade deste meio.

Com isso, no caso de propagação eletromagnética em meios dielétricos sem perdas ôhmicas ($\vec{j} = \vec{0}$) e sem cargas elétricas ($\rho = 0$), como nesta pesquisa, (A.1a) a (A.1d), tornam-se:

$$\vec{\nabla} \times \vec{e} = -\mu \frac{\partial \vec{h}}{\partial t}, \quad (\text{A.3a})$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{h} = \epsilon \frac{\partial \vec{e}}{\partial t}, \quad (\text{A.3b})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{d} = 0, \quad (\text{A.3c})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{b} = 0. \quad (\text{A.3d})$$

nas quais considerou-se que ϵ e μ não variam com o tempo. Calculando o rotacional de (A.3a):

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{e} &= \vec{\nabla} \times \left(-\mu \frac{\partial \vec{h}}{\partial t} \right) \\ &= \vec{\nabla} \mu \times \frac{\partial \vec{h}}{\partial t} - \mu \left(\vec{\nabla} \times \frac{\partial \vec{h}}{\partial t} \right) \\ &= -\mu \frac{\partial \vec{\nabla} \times \vec{h}}{\partial t}, \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

onde considerou-se que o meio é magneticamente homogêneo ($\vec{\nabla}\mu = \vec{0}$). Desenvolvendo o duplo produto vetorial e usando-se (A.3b), obtém-se:

$$\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{e}) - \vec{\nabla}^2 \vec{e} = -\mu\epsilon \frac{\partial \vec{e}}{\partial t}. \quad (\text{A.5})$$

Porém, usando-se (A.3c) em conjunto com (A.2a) e considerando $\vec{\nabla}\epsilon = 0$, tem-se que $\vec{\nabla} \cdot \vec{e} = 0$, e assim, (A.5) torna-se:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{e} - \mu\epsilon \frac{\partial \vec{e}}{\partial t} = \vec{0}. \quad (\text{A.6})$$

Sabe-se também, do eletromagnetismo, que a velocidade da luz no vácuo é (BORN; WOLF, 1980)

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0\epsilon_0}}, \quad (\text{A.7})$$

onde ϵ_0 e μ_0 são as permissividades e permeabilidade do vácuo. Num meio dielétrico, tem-se que $\epsilon = \epsilon_0 n^2$ e $\mu = \mu_0$ (KEISER, 1991) sendo n o índice de refração do meio. Assim, (A.6) torna-se:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{e} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial \vec{e}}{\partial t} = \vec{0}. \quad (\text{A.8})$$

A expressão (A.8) é uma equação de onda vetorial, e se aplica a quaisquer estruturas, guiadas ou não, em meios dielétricos lineares, isotrópicos, homogêneos e sem perdas. Ondas planas, esféricas e cilíndricas são soluções de (A.8), assim como a onda com seção transversal gaussiana, o motivo de estudo deste Apêndice A.

A.2 PROPAGAÇÃO DE FEIXES LASERS

Ao contrário das ondas planas infinitas, o feixe de laser tem extensão finita na direção transversal e diverge (difrata) com a distância z , como desenhado na Figura A-1. Neste texto, a

análise será restrita aos feixes ópticos com pequena divergência angular. Com isso, a equação de onda vetorial (A.8) pode ser simplificada para uma solução de onda escalar (YARIV; YEAH, 1984):

$$\nabla^2 e - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial e}{\partial t} = 0, \quad (\text{A.9})$$

onde e é o módulo do campo elétrico $\vec{e}$.

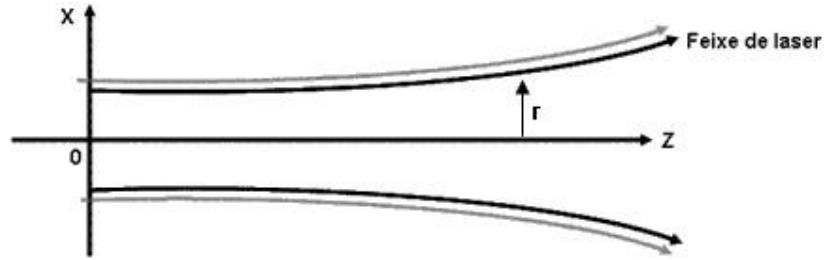


Figura A-1 - Vista lateral de um feixe laser.

Um feixe laser é uma radiação essencialmente monocromática e, portanto, é legítimo assumir que o campo elétrico e se comporta de acordo com:

$$e(x, y, z) = \text{Re}\{E(x, y, z)e^{j\omega t}\}, \quad (\text{A.10})$$

sendo ω a frequência angular da radiação e $E(x, y, z)$ a distribuição de campo elétrico no sistema de coordenadas retangular (x, y, z) , este último, com natureza fasorial. Com isso, a equação escalar (A.9) converte-se na equação de Helmholtz:

$$\nabla^2 E + K^2 E = 0, \quad (\text{A.11})$$

para K definido como a constante de propagação da onda plana, tal que (YARIV; YEAH, 1984):

$$K = \left(\frac{\omega}{c}\right)n = \frac{2\pi n}{\lambda}, \quad (\text{A.12})$$

onde λ é o comprimento de onda no vácuo.

Além disso, assume-se uma solução cuja dependência transversal ocorre apenas com $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, tal que, em (A.11), é possível substituir ∇^2 por:

$$\nabla^2 = \nabla_T^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad (\text{A.13})$$

onde ∇_T^2 é a parte transversal do laplaciano, associada à coordenada radial r . Com isso, será investigada a solução da equação de onda escalar (A.11) que possua simetria cilíndrica ao longo da direção z .

Dito isto, (A.11) pode ser rescrita como:

$$\nabla_T^2 E + \frac{\partial^2}{\partial z^2} E + K^2 E = 0. \quad (\text{A.14})$$

Como foi mencionado anteriormente, o tipo de propagação de interesse corresponde a uma onda aproximadamente plana (somente ao longo da seção transversal), na qual o fluxo de energia ocorre predominantemente ao longo da direção z . Com isso, é possível aplicar a aproximação de onda plana, e associar o fasor E à:

$$E = E(x, y, z) = \psi(x, y, z)e^{-jKz}, \quad (\text{A.15})$$

na qual o interesse agora concentra-se em determinar $\psi(x, y, z)$.

Calculando-se a derivada segunda de E e usando a propriedade $\nabla_T^2 E = \nabla_T^2 (\psi e^{-jKz}) = e^{-jKz} \nabla_T^2 (\psi)$, tem-se que (A.14) converte-se em:

$$\nabla_T^2 \psi - j2K \frac{\partial \psi}{\partial z} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0. \quad (\text{A.16})$$

Assumindo-se que a variação de amplitude de campo com z seja lenta o suficiente, tal que,

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \ll K \frac{\partial \psi}{\partial z} \text{ obtém-se:}$$

$$\nabla_T^2 \psi - 2jK \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0. \quad (\text{A.17})$$

Desde que se esteja trabalhando com uma amplitude de feixe com simetria cilíndrica, é conveniente introduzir duas funções complexas $P(z)$ e $q(z)$, tais que, ψ encontra-se na forma:

$$\psi = \exp \left\{ -j \left[P(z) + \frac{K}{2q(z)} r^2 \right] \right\}. \quad (\text{A.18})$$

Esta expressão é necessária para facilitar a resolução de (A.17). Ela foi proposta por YARIV & YEH mediante as suas experiências com equações semelhantes (YARIV; YEAH, 1984). A partir de (A.18), chega-se aos seguintes resultados:

$$\nabla_r^2 \psi = \left[-j \frac{2K}{q(z)} - \left(\frac{Kr^2}{q(z)} \right)^2 \right] e^{-j \left[P(z) + \frac{Kr^2}{2q(z)} \right]} \quad (\text{A.19a})$$

e

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = \left[-j \frac{\partial P(z)}{\partial z} - j \frac{Kr^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{q(z)} \right) \right] e^{-j \left[P(z) + \frac{Kr^2}{2q(z)} \right]}, \quad (\text{A.19b})$$

os quais, substituídos em (A.17), conduzem a

$$-\left(\frac{K}{q} \right)^2 r^2 - j2 \left(\frac{K}{q} \right) - K^2 r^2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{q} \right) - 2K \frac{\partial P(z)}{\partial z} = 0. \quad (\text{A.20})$$

Como (A.20) é válida para qualquer r , deve-se analisar as partes que possuem a mesma potência em r , assim:

$$\left(\frac{1}{q} \right)^2 + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{q} \right) = 0, \quad (\text{A.21a})$$

$$j \left(\frac{1}{q} \right)^2 + \frac{\partial P(z)}{\partial z} = 0. \quad (\text{A.21b})$$

As expressões (A.21a) e (A.21b) constituem um sistema de equações diferenciais acopladas. Inicialmente aborda-se (A.21a) com o auxílio de uma função $U(z)$ através da relação:

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{U(z)} \frac{dU}{dz}. \quad (\text{A.22})$$

a qual, substituída em (A.22a) conduz a:

$$\left(\frac{1}{U(z)} \frac{dU(z)}{dz} \right)^2 + \frac{dU(z)}{dz} \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{U(z)} \right) + \frac{1}{U(z)} \frac{d^2 U(z)}{dz^2} = 0. \quad (\text{A.23})$$

Utilizando a propriedade da derivada de uma divisão, (A.23) torna-se:

$$\left(\frac{1}{U(z)} \frac{dU(z)}{dz} \right)^2 - \frac{dU(z)}{dz} \frac{\frac{dU(z)}{dz}}{U(z)^2} + \frac{1}{U(z)} \frac{d^2 U(z)}{dz^2} = 0. \quad (\text{A.24})$$

Um solução possível para (A.24) tem a forma

$$U = az + b, \quad (\text{A.25})$$

onde a e b são constantes arbitrárias. Com isso, (A.22) torna-se:

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{a}{az + b}. \quad (\text{A.26})$$

Ao invés de (A.26), é mais adequado escrever $q(z)$ como:

$$q(z) = z + q_0, \quad (\text{A.27})$$

onde $q_0 = q(0) = \frac{b}{a}$ é uma constante complexa arbitrária.

Uma vez determinada a forma geral de $q(z)$, retorna-se ao sistema de equações diferenciais acopladas (A.21a) e (A.21b) a fim de se obter $P(z)$. Assim, substituindo-se (A.27) em (A.21b), tem-se:

$$\frac{\partial P(z)}{\partial z} = -j \left(\frac{1}{q(z)} \right). \quad (\text{A.28})$$

Integra-se (A.28) em relação à z e tem-se

$$\int \partial P(z) = -j \int_{z_1}^z \frac{1}{z + q_0} \partial z. \quad (\text{A.29})$$

na qual z_1 é uma coordenada inicial. Realiza-se a substituição de variáveis, chamando-se $z + q_0 = m$. Com isso, tem-se $\partial m = \partial z$. Então, (A.29) torna-se:

$$\int_{P_1}^P \partial P(z) = -j \int_{m_1}^m \frac{1}{m} \partial m, \quad (\text{A.30})$$

sendo $P_1 = P(z_1)$ e $m_1 = m(z) = z_1 + q_0$.

A integração de (A.30) conduz a uma expressão geral para $P(z)$:

$$P(z) = -j \ln \left(1 + \frac{z}{q_0} \right) + \phi_1, \quad (\text{A.31})$$

na qual ϕ_1 engloba todas as constantes arbitrárias da integração. Embora esta constante de integração apenas modifique a fase da solução de campo (o que equivale a deslocar a origem dos tempos), e seja desconsiderada na maioria dos textos, nesta análise, objetivando a interferência entre raios gaussianos, ela será de grande importância.

Substituindo-se (A.27) e (A.31) em (A.18), obtém-se:

$$\psi = \exp \left\{ -j \left[-j \ln \left(1 + \frac{z}{q_0} \right) + \frac{K}{2(q_0 + z)} r^2 + \phi_1 \right] \right\}. \quad (\text{A.32})$$

Uma solução fisicamente realizável para ψ deve tender a zero quando $r \rightarrow \infty$, a qual depende da escolha adequada da constante complexa arbitrária q_0 . Isto acontece quando q_0 for puramente imaginário. Isto pode ser concluído observando-se que

$\lim_{\substack{r \rightarrow \infty \\ z=0}} \psi = \lim_{r \rightarrow \infty} e^{-\ln 1} e^{-j \frac{Kr^2}{2q_0}} e^{-j\phi_1} = \lim_{r \rightarrow \infty} e^{-j \frac{Kr^2}{2q_0}} e^{-j\phi_1}$ e, portanto, se $q_0 = jQ_0$, Q_0 real, então

$$\lim_{r \rightarrow \infty} e^{-j \frac{Kr^2}{2q_0}} e^{-j\phi_1} = \lim_{r \rightarrow \infty} e^{-\frac{Kr^2}{2Q_0}} e^{-j\phi_1} = 0.$$

Expressa-se, agora, q_0 em termos de uma nova constante w_0 (YARIV; YEAH, 1984):

$$q_0 = j \frac{\pi w_0^2 n}{\lambda}, \quad (\text{A.33})$$

onde λ é o comprimento de onda e é dado por

$$\lambda = \frac{2\pi}{K} \quad (\text{A.34})$$

e n é o índice de refração do meio.

Deseja-se analisar, pormenorizadamente (A.32). Inicialmente recorre-se a uma propriedade dos logaritmos neperianos, apresentada abaixo:

$$\begin{aligned} \ln(a + jb) &= \ln \left[\sqrt{a^2 + b^2} e^{j \arctg \frac{b}{a}} \right], \\ &= \ln \left[\sqrt{a^2 + b^2} \right] + j \arctg \frac{b}{a}. \end{aligned} \quad (\text{A.35})$$

A partir do qual se obtém:

$$e^{-\ln(a + jb)} = \frac{1}{\sqrt{a^2 + b^2}} e^{-j \arctg \frac{b}{a}}. \quad (\text{A.36})$$

Comparando o primeiro fator de (A.32) com (A.36), tem-se:

$$\exp \left[-\ln \left(1 - j \frac{\lambda z}{\pi w_0^2 n} \right) \right] = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2 n} \right)^2}} e^{-j \arctg \frac{\lambda z}{\pi w_0^2 n}}. \quad (\text{A.37})$$

Investiga-se, agora, o segundo fator de (A.32), lembrando-se que $K = \frac{2\pi n}{\lambda}$:

$$\begin{aligned} \exp\left[-j \frac{Kr^2}{2(q_0 + z)}\right] &= \exp\left[-j \frac{Kr^2}{2\left(j \frac{\pi w_0^2 n}{\lambda} + z\right)}\right] \\ &= \exp\left\{\frac{-r^2}{w_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda}{\pi w_0^2}\right)^2\right]} - j \frac{Kr^2}{2z \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2 n}{\lambda}\right)^2\right]}\right\} \end{aligned} \quad (\text{A.38})$$

Define-se, então, os parâmetros:

$$\begin{aligned} w^2(z) &= w_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2 n}\right)^2\right] \\ &= w_0^2 \left[1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right], \end{aligned} \quad (\text{A.39})$$

onde:

$$z_0 = \frac{\pi w_0^2 n}{\lambda}, \quad (\text{A.40})$$

$$\begin{aligned} R(z) &= z \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2 n}{\lambda}\right)^2\right] \\ &= z \left[1 + \left(\frac{z_0^2}{z^2}\right)\right]. \end{aligned} \quad (\text{A.41})$$

os quais serão interpretados adiante.

É possível solucionar $q(z)$ com $w(z)$ e $R(z)$, partindo-se de (A.27):

$$\begin{aligned}
 \frac{1}{q} &= \frac{1}{z + q_0} \\
 &= \frac{1}{z + j \frac{\pi w_0^2 n}{\lambda}} \\
 &= \frac{1}{z + j z_0} \\
 &= \frac{z - j z_0}{z^2 + z_0^2} \\
 &= \frac{1}{z \left(1 + \frac{z_0^2}{z^2} \right)} - j \frac{1}{\left(1 + \frac{z^2}{z_0^2} \right)} \\
 &= \frac{1}{R(z)} - j \frac{w_0^2}{z_0 w(z)},
 \end{aligned} \tag{A.42}$$

onde foram utilizadas (A.33), (A.39), (A.40) e (A.41). Concluí-se então, usando (A.40):

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - j \frac{\lambda}{\pi w(z)^2 n}. \tag{A.43}$$

Define-se também o fator de fase, como sendo:

$$\eta(z) = \text{tg}^{-1} \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2 n} \right) = \text{tg}^{-1} \left(\frac{z}{z_0} \right). \tag{A.44}$$

Retornando-se a (A.37), e aplicando-se (A.39) e (A.44), obtém-se:

$$\exp \left[- \ln \left(1 - j \frac{\lambda z}{\pi w_0^2 n} \right) \right] = \frac{w_0}{w(z)} \exp[j\eta(z)]. \tag{A.45}$$

Retornando-se agora à (A.38) e usando (A.39) e (A.41), obtém-se:

$$\exp \left[- j \frac{K r^2}{2(q_0 + z)} \right] = \exp \left[\frac{-r^2}{w_0^2} \frac{w_0^2}{w(z)^2} - j \frac{K r^2}{2R(z)} \right]. \tag{A.46}$$

Neste estágio da análise, já existem condições de se estabelecer uma solução definitiva para ψ em (A.32), e com isso, uma solução para E em (A.15). Assim, substituindo (A.45) e (A.46) em (A.32), e o resultado em (A.15), vem:

$$\begin{aligned}
 E &= e^{-jKz} \frac{w_0}{w(z)} e^{j\eta(z)} e^{-\frac{r^2}{w(z)^2}} e^{-j\frac{Kr^2}{2R(z)}} e^{-j\phi_1} \\
 &= \frac{w_0}{w(z)} \exp \left\{ -j[Kz - \eta(z)] - j\frac{Kr^2}{2} \left(\frac{1}{R(z)} - j\frac{2}{Kw(z)} \right) - j\phi_1 \right\} \\
 &= \frac{w_0}{w(z)} \exp \left\{ -j[Kz - \eta(z)] - j\frac{Kr^2}{2} \left(\frac{1}{R(z)} - j\frac{\lambda}{\pi w(z)n} \right) - j\phi_1 \right\} \\
 &= \frac{w_0}{w(z)} \exp \left\{ -j[Kz - \eta(z)] - j\frac{Kr^2}{2q(z)} - j\phi_1 \right\} \\
 &= \frac{w_0}{w(z)} \exp \left\{ -j[Kz - \eta(z)] - r^2 \left[\frac{1}{w(z)^2} + j\frac{K}{2R(z)} \right] - j\phi_1 \right\}. \quad (A.47)
 \end{aligned}$$

A expressão (A.47) constitui a solução para o feixe gaussiano fundamental TEM_{00} (CHANG, 2005). Foram excluídas as soluções mais complexas, aquelas com variações azimutais correspondentes aos modos de ordem superior. Observa-se que, se o valor e a localização (no plano $z = 0$) de w_0 forem conhecidos, a solução do feixe gaussiano é unicamente determinada.

A.3 INTERPRETAÇÃO DOS PARÂMETROS DA SOLUÇÃO DO FEIXE GAUSSIANO

A solução (A.47), para o modo gaussiano fundamental, pode ser melhor interpretada reescrevendo-a da seguinte forma:

$$E(x, y, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} e^{-\frac{r^2}{w^2(z)}} e^{-j \left[Kz - \eta(z) + \frac{K}{2R(z)} r^2 + \phi_1 \right]}. \quad (A.48)$$

Lembra-se ainda, que esta é uma forma fasorial, não instantânea, da solução temporal (A.10). Porém, é muito adequada para operações matemáticas. A grandeza E_0 em (A.48) foi introduzida *ad hoc* para especificar o valor, diferente da unidade, da magnitude do laser em $z = 0$ e $r = 0$.

O módulo do fasor (A.48) é

$$|E| = E_0 \frac{w_0}{w(z)} e^{\frac{-r^2}{w^2(z)}}, \quad (\text{A.49})$$

e, portanto, corresponde a uma distribuição gaussiana, como a desenhada na Figura A-2, para uma certa distância z .

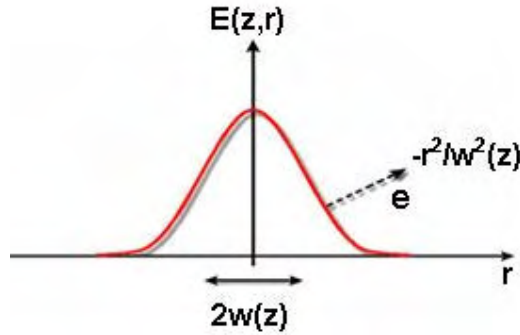


Figura A-2 - Variação da amplitude do campo em função da posição radial.

Em $r = 0$, (A.49) torna-se $|E| = E_0 \frac{w_0}{w(z)}$, para uma dada coordenada z . Chamando-se este valor de $|E(r=0)|$, então, quando $r = w(z)$, ocorre:

$$|E| = E_0 \frac{w_0}{w(z)} e^{-1} = \frac{1}{e} |E(r=0)|. \quad (\text{A.50})$$

O parâmetro $w(z)$ corresponde assim, à distância r na qual o módulo do campo elétrico decai por um fator $1/e$ relativamente ao seu valor sobre o eixo z . Este parâmetro é chamado de *spot size*.

Por outro lado, fazendo-se $z = 0$ em (A.39), obtém-se que $w(z=0) = w_0$. Devido à difração do feixe óptico, $w_0 < w(z)$ para qualquer $z \neq 0$. Assim, w_0 corresponde ao mínimo *spot size*; o valor $2w_0$ é conhecido como cintura do feixe (*beam waist*). Esses parâmetros estão representados esquematicamente na Figura A-3

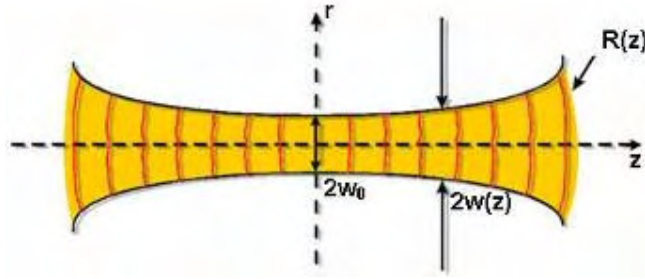


Figura A-3 - Perfil lateral de um feixe gaussiano.

Analisa-se agora o termo associado à fase do fasor E em (A.48), $e^{-j\left[Kz - \eta(z) + \frac{K}{2R(z)}r^2 + \phi\right]}$. Em particular será interpretado o significado do termo $R(z)$, dado por (A.41). Sabe-se, do eletromagnetismo, que uma onda esférica emitida por um radiador pontual posicionado em $z = 0$ tem a forma (YARIV; YEH, 1984).

$$\begin{aligned} E &\propto \frac{1}{R} e^{-jKR}, \\ &\propto \frac{1}{R} e^{-jK\sqrt{x^2+y^2+z^2}}. \end{aligned} \quad (\text{A.51})$$

sendo R o raio de curvatura da frente de onda. Isto encontra-se esquematizado na Figura A-4:

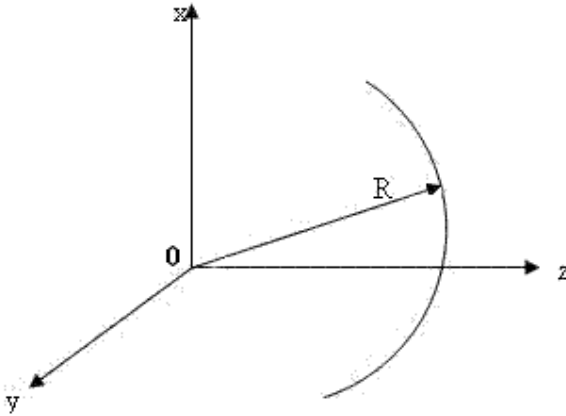


Figura A-4 - Representação espacial do campo elétrico na forma esférica.

Chamando-se $r^2 = x^2 + y^2$, então, o raio da onda esférica torna-se:

$$R = \sqrt{r^2 + z^2} = z\sqrt{1 + \frac{r^2}{z^2}}. \quad (\text{A.52})$$

Além disso, para pontos distantes da origem, $R \cong z$, e assim,

$$R \cong z \sqrt{1 + \frac{r^2}{R^2}}. \quad (\text{A.53})$$

Recorrendo-se à série binomial $\sqrt{1+x} = 1 + \frac{1}{2}x + \frac{1}{2 \cdot 4}x^2 + \dots$, $|x| \ll 1$, (A.53) pode ser linearizada, para pontos onde $r \ll R$, como:

$$R \cong z \left(1 + \frac{1}{2} \frac{r^2}{R^2} \right) \cong z + \frac{r^2}{2R}. \quad (\text{A.54})$$

Nesta situação, (A.51) é aproximada por:

$$\begin{aligned} E &\propto \left(\frac{1}{R} \right) e^{-jKz} e^{-jK \frac{r^2}{2R}}, \\ &\propto \left(\frac{1}{R} \right) e^{-jKz} e^{-jK \left(\frac{x^2+y^2}{2R} \right)}. \end{aligned} \quad (\text{A.55})$$

válida para pontos da onda esférica próximos ao eixo z.

Por outro lado, aglutinando-se os fatores de (A.48) da seguinte forma:

$$E(x, y, z) = \left\{ E_0 \frac{w_0}{w(z)} e^{\frac{-r^2}{w(z)^2}} e^{-j[l\phi_1 - \eta(z)]} \right\} e^{-j \left[Kz + \frac{K}{2R(z)} r^2 \right]}. \quad (\text{A.56})$$

e efetuando-se uma comparação com (A.55), pode-se concluir que $R(z)$ se comporta como o raio de curvatura da frente de onda aproximadamente esférica do raio gaussiano. Para várias frentes de onda, obtém-se a Figura A-5:

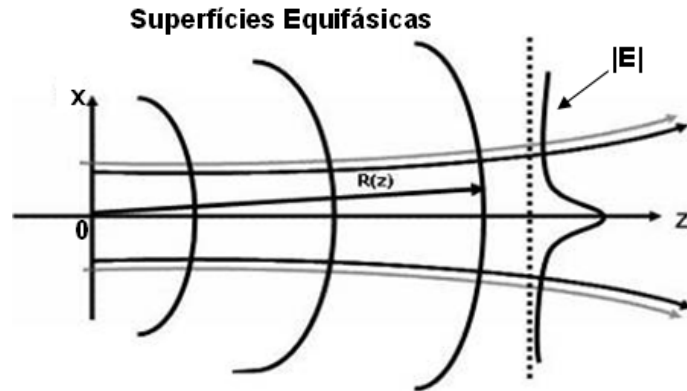


Figura A-5 - Feixe gaussiano com várias frentes de onda representadas.

Ato que merece destaque é que o perfil lateral do feixe gaussiano diverge a medida que z aumenta, por causa da difração. As intersecções deste perfil com planos que incluem o eixo z são hipérboles, e assim, o feixe gaussiano constitui um hiperbolóide de revolução em torno do eixo z . Isto pode ser confirmado lembrando-se do conceito de *spot size*, $w(z)$, isto é, a distância r a partir do eixo z , na qual o módulo do campo elétrico cai a $1/e$ do valor sobre o eixo. Então, no caso geral:

$$r^2 = x^2 + y^2 = \mathcal{M}w^2(z), \quad (\text{A.57})$$

onde $\mathcal{M}$ é uma constante. No plano $y = 0$ tem-se, recorrendo-se a (A.39):

$$\begin{aligned} x^2 &= \mathcal{M}w^2(z) \\ &= \mathcal{M}w_0^2 \left(1 + \frac{z^2}{z_0^2} \right). \end{aligned} \quad (\text{A.58})$$

Para grandes valores de z , as hipérboles (A.58) tendem assintoticamente para a superfície de um cone de revolução em torno do eixo z , como esquematizado na Figura A-6:

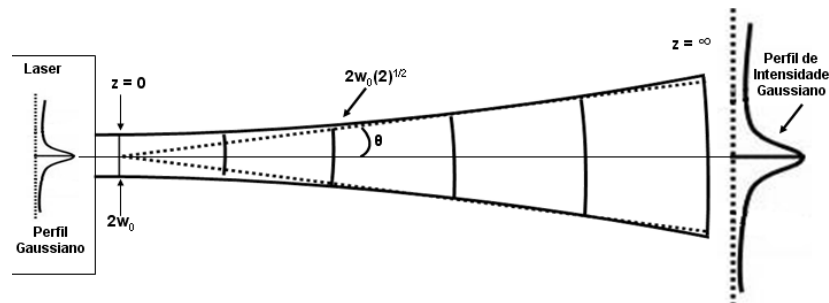


Figura A-6 - Cone assintótico com ângulo de raio angular θ .

O valor do ângulo de abertura θ pode ser determinado recorrendo-se a (A.57) para $\mathcal{M} = 1$, isto é, à definição de $w(z)$. Assim, quando o módulo de E cai a $1/e$ do valor sobre o eixo, tem-se [usando-se (A.40)]:

$$\begin{aligned}
 r &= \sqrt{w(z)^2} \\
 &\cong w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_0^2}} \\
 &\cong w_0 \left(\frac{z}{z_0} \right) \\
 &\cong w_0 \left(\frac{z}{\pi w_0^2 n / \lambda} \right) \\
 &\cong \frac{\lambda z}{\pi w_0},
 \end{aligned} \tag{A.59}$$

válido para $z \gg z_0$

Por outro lado, observando-se o cone (linha tracejada) da Figura A-6, tem-se que:

$$tg \theta = \frac{r}{z}. \tag{A.60}$$

Agora, substituindo (A.59) em (A.60), obtém-se:

$$\theta \cong tg^{-1} \frac{\lambda}{\pi w_0 n}. \tag{A.61}$$

Esse resultado é uma manifestação da teoria de difração, de acordo com a qual uma onda confinada na direção transversal por uma abertura de raio w_0 , divergirá (difratará) no campo

distante $\left(z \gg z_0 = \frac{\pi w_0^2 n}{\lambda} \right)$ (YOUNG, 1998).

A.4 INTENSIDADE ÓPTICA DO FEIXE GAUSSIANO

A intensidade óptica é um termo proporcional a uma grandeza chamada irradiância. A irradiância é medida por fotodetectores, tendo W/m^2 como unidade, e corresponde ao valor médio do vetor de Poynting, sendo definida por (BORN; WOLF, 1999):

$$I(t) = \frac{\vec{E}(t) \bullet \vec{E}(t)^*}{2Z_0}, \quad (\text{A.62})$$

com * representando o complexo conjugado de $\vec{E}(t)$, e, Z_0 , em ohms, a impedância intrínseca de um meio ilimitado, linear e isotrópico. Em muitas aplicações práticas, o interesse concentra-se apenas em comparar diferentes valores de irradiância de feixes propagando-se num mesmo meio. Em particular, no caso da detecção de fase óptica realizada por interferômetros, a relação entre as irradiâncias na entrada e saída do sistema é o que basta. Por isso, a intensidade óptica pode ser definida como uma irradiância relativa, normalizada em relação ao fator $Z_0 = 1 \, \Omega$, de forma:

$$I(t) = \frac{\vec{E}(t) \bullet \vec{E}(t)^*}{2}. \quad (\text{A.63})$$

A partir de (A.63), será calculada a intensidade óptica do feixe gaussiano (A.48). Considerando:

$$E = E_0 \frac{w_0}{w(z)} e^{-\left(\frac{r^2}{w(z)^2}\right)} e^{-j\phi}. \quad (\text{A.64})$$

sendo $\phi = Kz - \eta(z) + \frac{K}{2R(z)} r^2 + \phi_1$, procede-se ao cálculo de (A.63), obtendo-se como resultado:

$$I = \frac{E_0}{2} \left[\frac{w_0}{w(z)} \right]^2 e^{-2\left(\frac{r^2}{w(z)^2}\right)}. \quad (\text{A.65})$$

Como se observa em (A.65), é necessário conhecer $w(z)$ para calcular I . Entretanto, isto pode ser facilitado se o cálculo for feito na origem $z = 0$, quando ocorre:

$$w(z)^2 = w_0^2 \left(1 + \frac{z^2}{z_0^2} \right) = w_0^2. \quad (\text{A.66})$$

Substituindo (A.66) em (A.65), tem-se:

$$I = \frac{E_0^2}{2} e^{-2 \left(\frac{r^2}{w_0^2} \right)}. \quad (\text{A.67})$$

Obtém-se assim, o perfil da intensidade óptica de um feixe gaussiano. Fazendo com que $I_0 = \frac{E_0^2}{2}$, a intensidade óptica de um laser em $r = 0$, então, (A.67) converte-se em:

$$I = I_0 e^{-2 \left(\frac{r^2}{w_0^2} \right)}, \quad (\text{A.68})$$

confirmando-se o que foi discutido anteriormente, isto é, obteve-se uma relação entre intensidades.

A Figura A-7 apresenta a intensidade óptica na forma normalizada, I/I_0 versus r/w_0 :

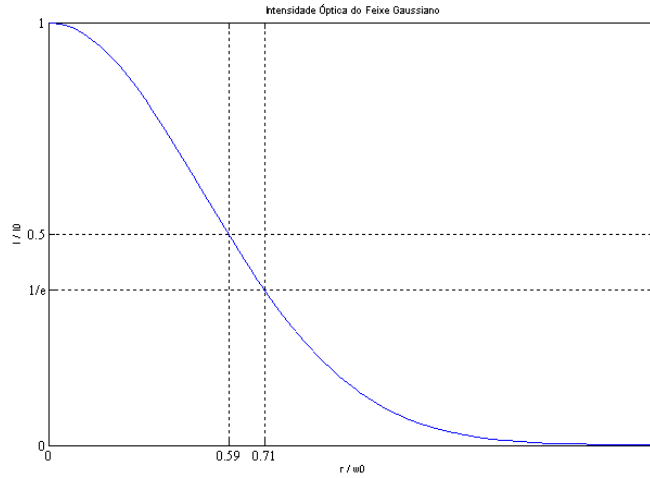


Figura A-7 - Perfil de intensidade óptica de um feixe laser.

Observa-se que o valor que representa a metade da intensidade óptica normalizada, encontra-se no ponto onde a relação $\frac{r}{w_0}$ vale 0,59, enquanto que, se $\frac{r}{w_0} = 0,71$, a intensidade óptica decai a 1/e do valor central.

APÊNDICE B – PIEZOELETRICIDADE

A piezoeletricidade, palavra grega que significa “pressão por eletricidade”, é uma propriedade presente em certos cristais naturais e/ou em materiais artificiais. Caracteriza-se pela interação entre a força mecânica e a polarização elétrica, tendo seus primeiros estudos realizados no final do século XIX por Jacque e Pierre Curie. A principal forma de se visualizar a ação da piezoeletricidade é através do efeito piezoelétrico, que se manifesta em materiais (naturais ou não) propensos à sua ação. Os irmãos Curie descobriram, em 1880, que certos cristais naturais, como o quartzo, geravam dipolos elétricos quando submetidos a tensões mecânicas. O surgimento de dipolos desencadeava então um desbalanceamento de cargas no material e a conseqüente formação de um campo elétrico. Surgia, então, o efeito piezoelétrico direto. Inversamente, descobriu-se que, através da aplicação de um campo elétrico no mesmo material haveria uma variação em suas dimensões. Definia-se então o efeito piezoelétrico inverso (PIE, 2007).

O avanço das pesquisas sobre o efeito piezoelétrico mostrou que certos materiais sintéticos tinham excelentes rendimentos na conversão de tensão mecânica em campo elétrico e vice-versa, além de serem mais estáveis em variados níveis de temperatura e umidade. Dentre os materiais sintéticos, citam-se as cerâmicas de titanato-zirconato de chumbo (PZT), titanato de chumbo (PbTiO_2), zirconato de chumbo (PbZrO_3) e titanato de bário (BaTiO_3).

Essas cerâmicas, em seu estado natural, não exibem características piezoelétricas. Elas são formadas por micro cristais polarizados aleatoriamente fazendo com que a polarização líquida seja cancelada. Para que elas passem a exibir características piezoelétricas é necessário um tratamento prévio onde, para o caso do PZT, é aplicado um campo elétrico DC originado por uma tensão de aproximadamente 2000 V/mm por alguns segundos. Essa técnica recebe o nome de *poling* (PHILLIPS, 2007). Após esse processo, os domínios de Weiss (regiões de dipolos elétricos com características similares) serão orientados na direção do campo aplicado e o material estará polarizado permanentemente. Neste momento, a cerâmica já passa a exibir o efeito piezoelétrico, tendo suas dimensões alteradas quando for submetida a um campo elétrico externo.

Ressalta-se que se essas cerâmicas forem expostas a campos elétricos e/ou temperaturas extremamente altas (acima da temperatura de Curie), a energia inserida nos domínios de Weiss será,

em relação à energia que mantém as ligações polarizadas, bem maior. Isso faz com que a cerâmica seja despolarizada passando a não mais exibir o efeito piezoelétrico desejado.

A Figura B-1 apresenta os modos aos quais uma cerâmica piezoelétrica sofre deformação. Como já citado, a deformação depende da direção em que o campo elétrico é aplicado em relação à polarização da pastilha. Em todas as figuras, a polarização segue a orientação da seta, sendo que em (a), a cerâmica sofre expansão em sua espessura, caracterizando o Modo de Expansão em Espessura. Em (b) a expansão ocorre de forma transversal à espessura, caracterizando o Modo Transversal à Espessura. Já em (c), o modo característico é o Modo Transversal à Face.

O PZT será o tipo de cerâmica presente nos experimentos realizados e reportados nesta dissertação

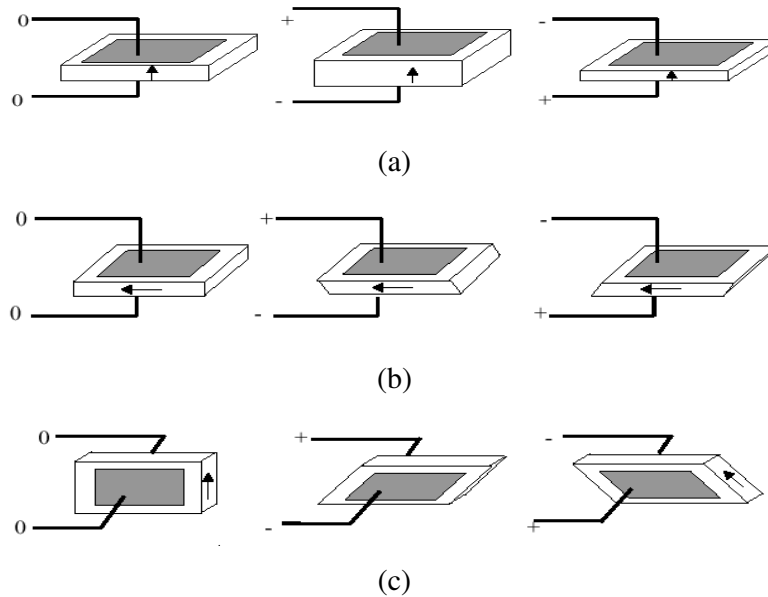


Figura B-1 – Modos de expansão de uma cerâmica que exibe o efeito piezoelétrico. (a) modo de expansão em espessura. (b) modo transversal à espessura. (c) modo transversal à face (LEÃO, 2004).

B.1 EQUAÇÕES CONSTITUTIVAS DOS MATERIAIS PIEZOELÉTRICOS

Os materiais piezoelétricos produzem polarização elétrica quando submetidos a tensões mecânicas. Inversamente, podem gerar campo elétrico quando sofrem deformação.

A deformação mecânica ou *strain* é uma variação do deslocamento relativo das dimensões de um meio material numa determinada direção, ou ainda, a variação relativa entre as posições das moléculas ou partículas de um meio material. Na maioria das vezes, esse deslocamento pode ser descrito por um vetor $\vec{u}$ com três componentes cartesianas u_i , com $i = 1, 2, 3$, conforme o sistema de coordenadas mostrado na Figura B-2.

As deformações podem ser longitudinais ou de cisalhamento, sendo que para o primeiro caso, a componente de deformação mecânica é dada por:

$$S_{ii} = \frac{\partial u_i}{\partial x_i}. \quad (\text{B.1})$$

O caso da Figura B-2(a) refere-se a este tipo de deformação. Por outro lado a deformação de cisalhamento será:

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right). \quad (\text{B.2})$$

referindo-se, por exemplo, ao caso da Figura B-2(b).

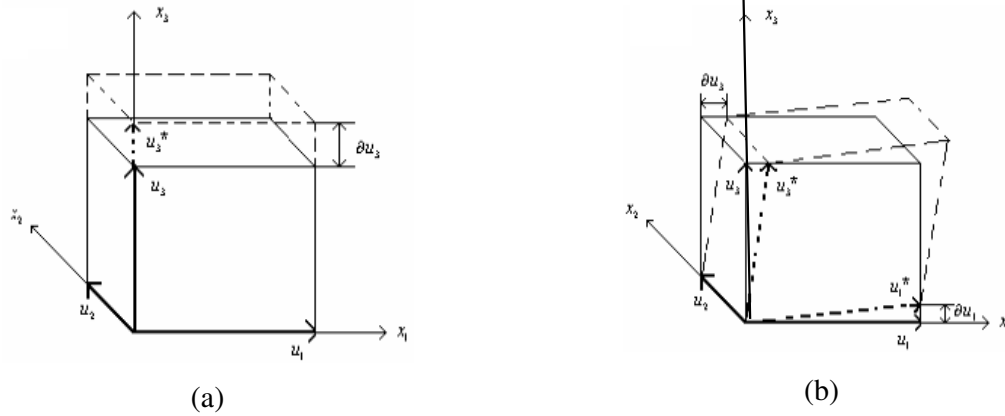


Figura B-2 - Componentes de deformação longitudinal (a) e de cisalhamento (b) (LEÃO, 2004).

Na realidade, observa-se que (B.2) corresponde ao caso geral, pois quando $i = j$, ocorre deformação longitudinal, enquanto que quando $i \neq j$ há a presença de uma deformação por cisalhamento.

Observa-se que na Figura B-2(a), a deformação ocorre ao longo do eixo X_3 , então $i = j = 3$. Na Figura B-2(b) a deformação ocorre tanto ao longo do eixo X_3 quanto do X_1 , então, $i = 3$ e $j = 1$. Com isso, as equações (B.1) e (B.2) resultam em:

$$S_{33} = \frac{\partial u_3}{\partial x_3}, \quad (\text{B.3})$$

$$S_{31} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_3}{\partial x_1} + \frac{\partial u_1}{\partial x_3} \right). \quad (\text{B.4})$$

A deformação mecânica é uma grandeza adimensional e é caracterizada por ser um tensor de segunda ordem. Então, para o caso onde haja deformação nas direções X_1 , X_2 e X_3 de um corpo, o tensor deformação mecânica será dada pela matriz:

$$[S_{ij}] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{21} & S_{22} & S_{23} \\ S_{31} & S_{32} & S_{33} \end{bmatrix}, \quad (\text{B.5})$$

onde $[S_{ij}]$ representa o tensor deformação mecânica.

Usando a termodinâmica, é possível demonstrar que a matriz (B.5) é simétrica, ou seja, que $S_{12} = S_{21}$, $S_{13} = S_{31}$ e $S_{23} = S_{32}$ (NYE, 1957). Assim, utilizando a notação de índices reduzidos, na qual associa-se $11 \rightarrow 1$, $22 \rightarrow 2$, $33 \rightarrow 3$, $23 \rightarrow 4$, $13 \rightarrow 5$ e $12 \rightarrow 6$, (B.5) pode ser representada numa forma compacta como:

$$[S] = \begin{bmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \\ S_4 \\ S_5 \\ S_6 \end{bmatrix}. \quad (\text{B.6})$$

Outra grandeza de interesse é a tensão mecânica ou *stress*, definida como sendo a força aplicada a um sólido em certa unidade de área. Quando há a aplicação de uma força na superfície de um corpo, ocorre o surgimento de três componentes de tensão mecânica. Se a força for aplicada na direção 1 normal à superfície, essas componentes serão T_{11} , T_{12} , T_{13} . O termo T_{11} refere-se à tensão mecânica longitudinal e corresponde à deformação longitudinal do corpo. Os termos T_{12} , T_{13} são as tensão de cisalhamento e representam a deformação superficial do corpo.

Tal como no caso da deformação mecânica, a tensão mecânica também é um tensor de segunda ordem T_{ij} . Com o auxílio da Figura B-3, define-se:

$$T_{ij} = \lim_{\Delta A_j \rightarrow 0} \left(\frac{F_i}{\Delta A_j} \right), \quad (\text{B.7})$$

onde F_i é a força que atua na direção i , sobre a face cuja normal está na direção j e tem área ΔA_j . No exemplo da Figura B-3, tem-se ilustrada a componente de cisalhamento T_{32} . A unidade de tensão mecânica é $[\text{N/m}^2]$.

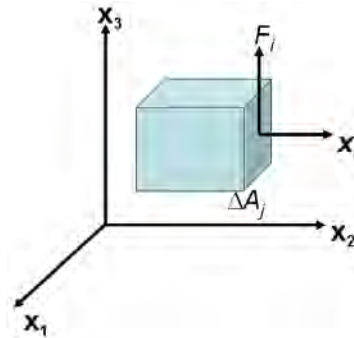


Figura B-3 – Representação das forças e efeitos inerentes à presença de uma tensão mecânica.

Existe semelhança entre as matrizes da deformação mecânica e da tensão mecânica uma vez que ambas são simétricas. Utilizando a notação de índices reduzidos, a matriz característica da tensão mecânica torna-se:

$$[T] = \begin{bmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \\ T_4 \\ T_5 \\ T_6 \end{bmatrix}. \quad (\text{B.8})$$

A relação constitutiva da piezoeletricidade estabelece o seguinte acoplamento entre o campo elétrico aplicado em um material piezoelétrico, a tensão mecânica e a deformação mecânica obtidos:

$$S_{ij} = s_{ijkl}^E T_{kl} + d_{kij} E_k, \quad (\text{B.9})$$

que representa a deformação mecânica (S_{ij}) sofrida por um material piezoelétrico na presença de campos elétrico (E_k) e de tensões mecânicas (T_{kl}). As grandezas s_{ijkl}^E e d_{kij} são tensores de quarta e terceira ordens, respectivamente. O termo s_{ijkl}^E corresponde ao tensor das constantes elásticas de flexibilidade, medidas quando o campo elétrico é constante (sobrescrito E). Por sua vez, d_{kij} corresponde ao tensor de constantes que relacionam a quantidade de deformação obtida quando o campo elétrico é aplicado sobre ele.

Ressalta-se que a expressão (B.9) refere-se ao chamado efeito piezoelétrico inverso, no qual um campo elétrico deforma o material. No caso desta dissertação, é o caso que interessa (ao contrário do efeito piezoelétrico direto, no qual uma deformação gera um campo elétrico).

Em (B.9), os tensores s_{ijkl} e d_{kij} podem ser associados a matrizes segundo a notação de índices reduzidos, na qual $s_{ijkl} \rightarrow s_{mn}$ (onde $ij \rightarrow m$ e $kl \rightarrow n$), enquanto $d_{kij} \rightarrow d_{km}$. Especificamente no caso da cerâmica PZT, essas grandezas são representadas por:

$$[s] = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{12} & 0 & 0 & 0 \\ s_{12} & s_{11} & s_{12} & 0 & 0 & 0 \\ s_{12} & s_{12} & s_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & s_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & s_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & s_{44} \end{bmatrix}, \quad (\text{B.10})$$

onde $s_{44} = \frac{(s_{11} + s_{22})}{2}$, e:

$$[d] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (\text{B.11})$$

Desta forma, aplicando-se (B.6), (B.8), (B.10) e (B.11) em (B.9), obtém-se:

$$\begin{bmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \\ S_4 \\ S_5 \\ S_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{12} & 0 & 0 & 0 \\ s_{12} & s_{11} & s_{12} & 0 & 0 & 0 \\ s_{12} & s_{12} & s_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & s_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & s_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & s_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \\ T_4 \\ T_5 \\ T_6 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}^T \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{bmatrix},$$

(B.12)

que representa a deformação mecânica sofrida por um material piezoelétrico quando este é submetido a uma campo elétrico externo.

Investiga-se, agora, o comportamento das deformações em uma pastilha de PZT quando não há tensões mecânicas externas aplicadas sobre a mesma. Neste caso, a matriz coluna em (B.12) que representa as tensões externas será igual a zero. Para a situação apresentada na Figura B-4 em que a única componente de campo elétrico presente é a E_3 , e está é aplicada no sentido contrário ao sentido de polarização do PZT, (B.12) conduz a:

$$\begin{aligned} S_1 &= d_{31}E_3, \\ S_2 &= d_{31}E_3, \\ S_3 &= d_{33}E_3, \\ S_4 &= S_5 = S_6 = 0. \end{aligned} \quad (\text{B.13})$$

O valor de d_{33} , tipicamente varia entre 450×10^{-12} e 650×10^{-12} e sua unidade é [m/V]. A constante d_{31} varia entre -200×10^{-12} e -300×10^{-12} , tendo a mesma unidade de d_{33} .

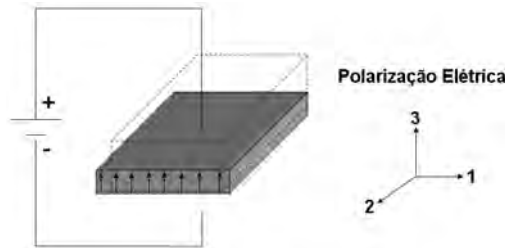


Figura B-4 - Campo elétrico aplicado na direção 3 de uma pastilha de PZT.

Analisando o conjunto de expressões dadas por (B.13) conclui-se que, quando o campo é aplicado somente na direção 3 do PZT, haverá apenas as deformações S_1 , S_2 , e S_3 . Relativamente as deformações S_1 , S_2 , como o valor de d_{31} é negativo, haverá uma diminuição das dimensões da pastilha dessas componentes quando se aumenta a intensidade de campo E_3 . Em relação à S_3 ,

quando o campo E_3 aumentar, haverá deformação crescente ao longo do eixo 3. Este modo de deformação é o modo de expansão em espessura, mostrado na Figura B-1(a). Conclui-se que, se a pastilha se expandir na direção 3, ela se comprimirá na direção 1 e 2, e vice-versa.

Se o campo for aplicado na direção 1 ou 2 (na ausência de *stress* externo), recorrendo-se a (B.12) obtém-se:

$$\begin{aligned} S_1 &= S_2 = S_3 = 0, \\ S_4 &= d_{15}E_2, \\ S_5 &= d_{15}E_1, \\ S_6 &= 0. \end{aligned} \tag{B.14}$$

Nesta configuração, haverá solicitação do coeficiente d_{15} através da ação do campo elétrico na direção 1, causando uma deformação de componente S_4 . Essa deformação é de cisalhamento e também ocorre para o eixo 2, caracterizando o modo transversal à espessura, mostrado na Figura B-1(b).