

UNIVERSIDADE ESTADUAL PAULISTA “JÚLIO DE MESQUITA FILHO”
CAMPUS DE ILHA SOLTEIRA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELÉTRICA

**SENSOR EM FIBRA ÓPTICA APLICADO À CARACTERIZAÇÃO
DE ATUADORES PIEZOELÉTRICOS FLEXTENSIONAIS**

João Marcos Salvi Sakamoto

Dissertação de mestrado submetida à
Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira
da Universidade Estadual Paulista -
UNESP. Como parte dos requisitos
necessários para obtenção do título de
Mestre em Engenharia Elétrica.

Comissão Examinadora:

Prof. Dr. Cláudio Kitano - Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira - Orientador

Prof. Dr. Mauro Henrique de Paula - Universidade Federal de Mato Grosso do Sul

Prof. Dr. Aparecido Augusto de Carvalho - Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira

ILHA SOLTEIRA – SP, ABRIL DE 2006.

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Sakamoto, João Marcos Salvi
S158s Sensor em fibra óptica aplicado à caracterização de atuadores
piezoelétricos
flexensionais / João Marcos Salvi Sakamoto. -- Ilha Solteira :
[s.n.], 2006
xvii, 154 p. : il.
Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual Paulista.
Faculdade de
Engenharia de Ilha Solteira, 2006
Orientador: Cláudio Kitano
Bibliografia: p. 145-154
1. Sensor em fibra óptica. 2. Sensor - Modelos matemáticos.
3. Dispositivos
piezoelétricos.



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

CERTIFICADO DE APROVAÇÃO

TÍTULO: Sensor em Fibra Óptica Aplicado à Caracterização de Atuadores Piezoelétricos Flexensionais

AUTOR: JOÃO MARCOS SALVI SAKAMOTO

ORIENTADOR: Prof. Dr. CLAUDIO KITANO

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

Prof. Dr. CLAUDIO KITANO

Departamento de Engenharia Elétrica / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira

Prof. Dr. APARECIDO AUGUSTO DE CARVALHO

Departamento de Engenharia Elétrica / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira

Prof. Dr. MAURO HENRIQUE DE PAULA

Departamento de Física - Universidade Federal de Mato Grosso do Sul - UFMS - Campo Grande/MS

Data da realização: 28 de abril de 2006.

Presidente da Comissão Examinadora
Prof. Dr. CLAUDIO KITANO

ÍNDICE GERAL

ÍNDICE GERAL	II
ÍNDICE DE FIGURAS	IV
LISTA DE SÍMBOLOS	VI
LISTA DE ABREVIATURAS	XII
SUMÁRIO	XIII
ABSTRACT	XIV
AGRADECIMENTOS	XV
DEDICATÓRIA	XVII
CAPÍTULO 1 INTRODUÇÃO	1
1.1 - O ESTADO DA ARTE DO SENSOR REFLEXIVO EM FIBRA ÓPTICA	3
1.2 - MOTIVAÇÃO PARA A REALIZAÇÃO DO TRABALHO	8
1.3 - ORGANIZAÇÃO DO TEXTO	8
CAPÍTULO 2 FIBRAS ÓPTICAS	9
2.1 - FIBRAS ÓPTICAS	9
2.2 - ANÁLISE DA PROPAGAÇÃO ELETROMAGNÉTICA NA FIBRA ÓPTICA DE ÍNDICE DEGRAU	11
2.2.1 - MODOS MAGNETICAMENTE TRANSVERSAIS (TM) E ELETRICAMENTE TRANSVERSAIS (TE)	19
2.2.2 - MODOS HÍBRIDOS (HE E EH)	20
2.2.3 - CONDIÇÃO DE CORTE	21
2.3 - CURVAS DE DISPERSÃO DA FIBRA ÓPTICA DE ÍNDICE DEGRAU	22
2.3.1 - MODOS LINEARMENTE POLARIZADOS (LP)	25
CAPÍTULO 3 SENSOR REFLEXIVO EM FIBRA ÓPTICA	32
3.1 - SENSORES DE INTENSIDADE EM FIBRA ÓPTICA	32
3.2 - PRINCÍPIO DE FUNCIONAMENTO DO SENSOR REFLEXIVO EM FIBRA ÓPTICA	35
3.3 - MODELO MATEMÁTICO DE FEIXES UNIANGULARES DO SENSOR REFLEXIVO	37
3.3.1 - FUNÇÃO INTENSIDADE INTEGRADA NO PLANO IMAGEM	42
3.4 - MODELO MATEMÁTICO DE RAIOS GAUSSIANOS DO SENSOR REFLEXIVO	53
3.5 - SIMULAÇÃO DO SENSOR REFLEXIVO EM FIBRA ÓPTICA	60

CAPÍTULO 4 PIEZOELETRICIDADE E ATUADORES PIEZOELÉTRICOS 64

4.1 - EFEITO PIEZOELÉTRICO	64
4.2 - DEFORMAÇÃO MECÂNICA OU STRAIN	67
4.3 - TENSÃO MECÂNICA OU STRESS	68
4.4 - LEI DE HOOKE GENERALIZADA	68
4.5 - EQUAÇÕES CONSTITUTIVAS PARA MEIOS PIEZOELÉTRICOS	70
4.6 - ATUADORES PIEZOELÉTRICOS	72
4.6.1 - ATUADOR PIEZOELÉTRICO FLEXTENSIONAL	74
4.7 - ETAPAS DE PROJETO DO ATUADOR PIEZOELÉTRICO FLEXTENSIONAL	77
4.7.1 - DEFINIÇÃO DO DOMÍNIO ESTENDIDO FIXO DO PROJETO	79
4.7.2 - DISCRETIZAÇÃO DO DOMÍNIO	80
4.7.3 - DISTRIBUIÇÃO DE MATERIAL NO DOMÍNIO	81
4.7.4 - INTERPRETAÇÃO DAS ESCALAS DE CINZA	82
4.7.5 - AVALIAÇÃO DO DESEMPENHO	83
4.7.6 - ETAPA DE FABRICAÇÃO	83
4.7.7 - DESCRIÇÃO DO PIEZOATUADOR FLEXTENSIONAL UTILIZADO	84
4.8 - GRANDEZAS RELEVANTES PARA CARACTERIZAÇÃO DO PIEZOATUADOR FLEXTENSIONAL	86

CAPÍTULO 5 MONTAGEM E TESTE DO SENSOR REFLEXIVO EM FIBRA ÓPTICA 88

5.1 - CLIVAGEM DA FIBRA ÓPTICA	88
5.2 - ACOPLAMENTO DE LUZ À FIBRA ÓPTICA	92
5.3 - SELEÇÃO DAS FIBRAS ÓPTICAS	93
5.4 - MONTAGEM DO SENSOR DE DESLOCAMENTO EM FIBRA ÓPTICA	96
5.5 - CARACTERIZAÇÃO ESTATICA DO SENSOR REFLEXIVO	100
5.6 - FATOR DE CALIBRAÇÃO DO SENSOR REFLEXIVO	102
5.7 - VALIDAÇÃO EXPERIMENTAL DO SENSOR REFLEXIVO	105
5.8 - USO DO SENSOR REFLEXIVO COMO PERFILÔMETRO	108

CAPÍTULO 6 RESULTADOS EXPERIMENTAIS OBTIDOS COM PIEZOATUADORES FLEXTENSIONAIS 110

6.1 - SISTEMA DE MEDIÇÃO DE DESLOCAMENTO	110
6.2 - RESPOSTA EM FREQUÊNCIA DO PIEZOATUADOR FLEXTENSIONAL PFX-1	113
6.3 - RESPOSTA EM FREQUÊNCIA DO PIEZOATUADOR FLEXTENSIONAL PFX-2	118
6.4 - INFLUÊNCIA DO FENÔMENO DE ERRO TRAJETÓRIA NO PFX-1	122
6.5 - UMA DISCUSSÃO SOBRE A LINEARIDADE DO PIEZOATUADOR FLEXTENSIONAL	126
6.5.1 - SIMULAÇÃO DO PFX-1 COM MÉTODO DE ELEMENTOS FINITOS	131
6.5.2 - ESTIMATIVA DA DEFLEXÃO ANGULAR DO ESPELHO	136

CAPÍTULO 7 CONCLUSÕES 140

REFERÊNCIAS 145

ÍNDICE DE FIGURAS

Figura 2.1 – Estrutura básica de uma fibra óptica [39].	10
Figura 2.2 – Estrutura da fibra óptica.	11
Figura 2.3 – Carta de modos da fibra óptica com índice degrau.	23
Figura 2.4 – Linhas de campo dos modos próprios da fibra óptica.	25
Figura 2.5 – Carta de modos LP.	27
Figura 2.6 – Modo LP_{01} .	29
Figura 2.7 – Modo LP_{11} .	29
Figura 2.8 – Modo LP_{21} .	30
Figura 2.9 – Modo LP_{02} .	30
Figura 2.10 – Perfis de intensidade: modo LP_{01} e gaussiano.	31
Figura 3.1 – Classificação de sensores em fibra óptica.	33
Figura 3.2 – Diagrama de blocos de um sensor com modulação de intensidade óptica.	34
Figura 3.3 – Configuração fundamental do sensor reflexivo.	35
Figura 3.4 – Curva característica do sensor reflexivo.	36
Figura 3.5 – Fibras ópticas transmissora e receptora.	38
Figura 3.6 – Anel para K entre 1 e 2.	41
Figura 3.7 – Anel para K maior que 2.	42
Figura 3.8 – Elemento de área iluminado por feixes uniangulares.	43
Figura 3.9 – Regiões para a escolha do extremo de integração K' .	44
Figura 3.10 – Geometria de feixes uniangulares separados por $d\theta$.	44
Figura 3.11 – Regiões do cone de abertura.	46
Figura 3.12 – Fluxo de potência nas fibras transmissora e receptora.	49
Figura 3.13 – Geometria para o cálculo da potência P_o .	49
Figura 3.14 – Detalhe mostrando-se o ângulo ξ .	50
Figura 3.15 – Geometria para obtenção do ângulo ξ .	51
Figura 3.16 – Geometria para obtenção dos extremos de integração.	52
Figura 3.17 – Perfil de distribuição de intensidade da fibra óptica transmissora.	53
Figura 3.18 – Diagrama esquemático do sensor reflexivo com perfil de intensidade gaussiano.	55
Figura 3.19 – Geometria para obtenção do ângulo $\xi(r)$ e do elemento diferencial de área dS_R .	56
Figura 3.20 – Geometria para obtenção dos extremos de integração.	57
Figura 3.21 – Curva característica: Modelo de Raios Uniangulares.	61
Figura 3.22 – Curva característica: Modelo Gaussiano Simples.	62
Figura 3.23 – Curva característica: Modelo Gaussiano com Fator de Acoplamento.	62
Figura 3.24 – Comparação entre os modelos matemáticos.	63
Figura 4.1 – Estrutura atômica do quartzo.	65
Figura 4.2 – Estrutura atômica do PZT [50].	66
Figura 4.3 – Polarização do PZT.	67
Figura 4.4 – Piezocerâmica polarizada.	71
Figura 4.5 – Exemplos de aplicações de atuadores piezoelétricos.	74
Figura 4.6 – Piezoatuadores flexensionais típicos.	75
Figura 4.7 – Atuadores piezoelétricos comerciais [54].	75
Figura 4.8 – Atuadores piezoelétricos flexensionais projetados pelo Grupo da EPUSP [64].	77
Figura 4.9 – Esquema do piezoatuador flexensional.	77
Figura 4.10 – Procedimento de otimização topológica [62].	79
Figura 4.11 – Domínio estendido fixo (Ω) .	80

Figura 4.12 - Método de homogeneização.	82
Figura 4.13 - Resultados da otimização topológica e a interpretação correspondente [62].	84
Figura 4.14 - Piezoatuador flextensional com cerâmica de 3 mm de espessura (PFX-1).	85
Figura 4.15 - Piezoatuador flextensional com cerâmica de 1 mm de espessura (PFX-2).	86
Figura 5.1 - Procedimento para remoção do revestimento.	89
Figura 5.2 - Extremidade da fibra óptica.	90
Figura 5.3 - Clivador de fibra óptica.	90
Figura 5.4 - Procedimento de clivagem.	91
Figura 5.5 - Posicionador para ajustes em três dimensões com lente objetiva.	92
Figura 5.6 - Filtro de modos.	94
Figura 5.7 - Distribuições de intensidades ópticas dos modos de propagação da luz na fibra óptica monomodo.	95
Figura 5.8 - Padrão de intensidade óptica projetado pela saída de uma fibra óptica multimodos.	96
Figura 5.9 - Sensor reflexivo com duas fibras ópticas visto com microscópio.	97
Figura 5.10 - Desenho esquemático do sistema sensor.	98
Figura 5.11 - Sistema montado em laboratório.	99
Figura 5.12 - Curva característica: resultado experimental e modelos teóricos.	101
Figura 5.13 - Sensibilidade da curva característica.	103
Figura 5.14 - Disco rotativo.	105
Figura 5.15 - Disco rotativo, peça metálica e sensor reflexivo.	106
Figura 5.16 - Forma de onda obtida para a peça metálica.	107
Figura 5.17 - Disco rotativo, moeda e sensor.	108
Figura 5.18 - Perfil da moeda de 1 centavo de Euro.	109
Figura 6.1 - Configuração utilizada para análise dinâmica.	111
Figura 6.2 - Amplificador <i>lock-in</i>	112
Figura 6.3 - Fotografias do suporte de fixação do piezoatuador.	114
Figura 6.4 - Resposta em frequência do atuador piezoelétrico flextensional, obtida com o sensor reflexivo.	114
Figura 6.5 - Resposta em frequência do atuador piezoelétrico flextensional obtida por interferometria [36].	115
Figura 6.6 - Analisador de impedâncias, HP 4192A.	116
Figura 6.7 - Admitância elétrica do piezoatuador flextensional PFX-1.	117
Figura 6.8 - Micro-ressonâncias.	118
Figura 6.9 - Piezoatuador Flextensional PFX-2 e suporte de fixação.	119
Figura 6.10 - Resposta em frequência do PFX-2.	120
Figura 6.11 - Admitância elétrica do piezoatuador flextensional PFX-2.	121
Figura 6.12 - Gráfico de fase ampliado entre 0 e 10 kHz.	122
Figura 6.13 - Sinais de entrada e saída para forma de onda triangular.	123
Figura 6.14 - Sinal de entrada e saída para forma de onda retangular.	125
Figura 6.15 - Gráfico de linearidade do atuador PFX-1, medido com o sensor reflexivo em fibra óptica.	126
Figura 6.16 - Gráfico de linearidade do atuador PFX-1, medido com interferometria óptica.	127
Figura 6.17 - Formas de onda amostradas no osciloscópio.	128
Figura 6.18 - Diagrama de traçado de raios.	129
Figura 6.19 - Espelho do PFX-1.	130
Figura 6.20 - Um quarto do piezoatuador PFX-1 e detalhe da região de estudo.	132
Figura 6.21 - Simulação em ANSYS da resposta em frequência do piezoatuador PFX-1.	132
Figura 6.22 - Resultado da simulação na frequência de 10 kHz.	133
Figura 6.23 - Resultado obtido na frequência de 19,8 kHz.	134
Figura 6.24 - Movimento do piezoatuador na frequência de 19,8 kHz.	135
Figura 6.25 - Resultado obtido na frequência de 30 k.	135
Figura 6.26 - Resultado da simulação na frequência de 40,8 kHz.	136
Figura 6.27 - Construção geométrica para determinação do ângulo α	137

LISTA DE SÍMBOLOS

n_1	Índice de refração do núcleo da fibra óptica transmissora
n_2	Índice de refração da casca da fibra óptica transmissora
a	Raio do núcleo da fibra óptica transmissora
b	Raio da casca da fibra óptica transmissora
ω	Frequência angular da fonte de luz
$\vec{H}$	Intensidade de campo magnético
σ	Condutividade do material
j	$\sqrt{-1}$
ε	Permissividade absoluta do meio
$\vec{E}$	Intensidade de campo elétrico
μ	Permeabilidade absoluta do meio
$\vec{D}$	Densidade de fluxo elétrico
ρ_c	Densidade de carga
$\vec{B}$	Densidade de fluxo magnético
ε_r	Permissividade relativa do meio
ε_0	Permissividade absoluta do vácuo
μ_r	Permeabilidade relativa do meio
μ_0	Permeabilidade absoluta do vácuo
k_0	Constante de fase no espaço livre
x, y, z	Coordenadas cartesianas
r, ϕ, z	Coordenadas cilíndricas
β	Constante de fase do modo guiado no interior da fibra óptica
E_r, E_ϕ, E_z	Componentes de campo elétrico nas direções r, ϕ, z

H_r, H_ϕ, H_z	Componentes de campo elétrico nas direções r, ϕ, z
k_c	Constante de fase
k	Constante de fase no espaço livre
G, V	Constantes arbitrárias
$F(r)$	Função na variável r
$\Phi(\phi)$	Função na variável ϕ
m	Índice inteiro
J_m	Função de Bessel de 1ª espécie e ordem m
J'_m	Derivada da função de Bessel de 1ª espécie e ordem m
k_1	Constante de fase do meio 1 (núcleo da fibra óptica)
ϵ_{r1}	Permissividade relativa do meio 1 (núcleo da fibra óptica)
C, Q	Constantes arbitrárias
$H_m^{(1)}$	Função de Hankel modificada de 1ª espécie e ordem m
$H_m'^{(1)}$	Derivada da função de Hankel modificada de 1ª espécie e ordem m
γ	Constante de fase
k_2	Constante de fase do meio 2 (casca da fibra óptica)
ϵ_{r2}	Permissividade relativa do meio 2 (casca da fibra óptica)
ϵ_1	Permissividade absoluta do meio 1 (núcleo da fibra óptica)
ϵ_2	Permissividade absoluta do meio 2 (casca da fibra óptica)
K_m	Função de Bessel modificada de ordem m
K'_m	Derivada da função de Bessel modificada de ordem m
U	$U^2 = a^2 k_c^2$
W	$W^2 = a^2 \gamma^2$
v	Índice inteiro
TE_{mv}	Modo eletricamente transversal, $m = 0, 1, 2, \dots$; $v = 1, 2, 3, \dots$
TM_{mv}	Modo magneticamente transversal, $m = 0, 1, 2, \dots$; $v = 1, 2, 3, \dots$
HE_{mv}	Modo híbrido, $m = 0, 1, 2, \dots$; $v = 1, 2, 3, \dots$
EH_{mv}	Modo híbrido, $m = 0, 1, 2, \dots$; $v = 1, 2, 3, \dots$
β_{corte}	Valor de β na condição de corte
$k_{c, corte}$	Valor de k_c na condição de corte

c	velocidade da luz no vácuo
$V\text{-number}$	Valor que indica o ponto de operação da fibra óptica
ω_{corte}	Frequência angular na condição de corte
λ_o	Comprimento de onda da fonte óptica
$n_{\text{eff}} = \beta/k_o$	Índice de refração efetivo
Δ	$\Delta = (n_1 - n_2)/n_1$
LP_{mv}	Modo linearmente polarizado, $m = 0, 1, 2, \dots$; $v = 1, 2, 3, \dots$
$\mathcal{P}$	Estímulo físico
I_o	Intensidade óptica de entrada constante
$I(\mathcal{P})$	Intensidade óptica modulada pelo estímulo físico $\mathcal{P}$
θ_c	Ângulo crítico
θ	Ângulo entre 0 e θ_c
T	Distância entre o elemento sensor e a superfície reflexiva
NA	Abertura numérica
n	Índice de refração do meio circunvizinho
q	Raio do cone no plano imagem para um ângulo θ
K	Coordenada adimensional no espaço K
q_c	Raio do cone de abertura numérica no plano imagem
K_c	Coordenada adimensional no espaço K, relacionada a q_c
L	Intensidade por unidade de ângulo
I_{SN}	Intensidade óptica na área do núcleo
P_f	Potência óptica de um feixe uniangular
P_T	Potência óptica total entregue à superfície transversal da fibra
P_i	Potência óptica total ao emergir da extremidade da fibra transmissora
α	Fator de perdas de potência óptica
I_o	Intensidade total da luz ao emergir da extremidade da fibra transmissora
I_U	Intensidade óptica sobre o plano imagem, associada ao ângulo de abertura de L
I_K	Intensidade integrada
K'	Extremo de integração
Δl	Segmento de reta

A	$A = a/2T$
P_o	Potência óptica captada pela fibra receptora
η	Coeficiente de transferência de potência
c_m	Espessura da casca da fibra transmissora
a_r	Raio do núcleo da fibra receptora
c_{mr}	Espessura da casca da fibra receptora
p	Constante que relaciona os raios dos núcleos da fibra transmissora e receptora
h	Constante que relaciona as espessuras das cascas da fibra transmissora e receptora
M	Distância entre os centros dos núcleos das fibras transmissora e receptora
dS	Elemento diferencial de área
ξ	Ângulo
s	Extremo de integração inferior
t	Extremo de integração superior
dS_K	$dS_K = dS/a^2$
$I(r)$	Distribuição de intensidades que incide no plano de seção transversal à distância z e raio r
I_i	Intensidade óptica no centro do plano de seção transversal à distância z
Λ	Constante relacionada com a distribuição de potência modal na fibra óptica
ρ	Distância de a até r_c
$f(z)$	$f(z) = \rho + a$
r_c	Raio delimitado pelo ângulo crítico
b_r	Raio da casca da fibra óptica receptora
c_{mr}	Espessura da casca da fibra receptora
δ	Espaço entre as cascas das fibras transmissora e receptora
P_R	Potência óptica que incide na face da fibra óptica receptora
dS_R	Elemento diferencial de área
r_1, r_2	Extremos de integração
Γ	Fator de acoplamento
E_I	Distribuição de campo elétrico na seção transversal da fibra transmissora

E_{oI}	Amplitude do campo elétrico na seção transversal da fibra transmissora
E_F	Distribuição de campo elétrico no interior da fibra receptora
E_{oF}	Amplitude do campo elétrico no interior da fibra receptora
X, Y, Z	Eixos do cristal
$\mathcal{S}$	Deformação mecânica ou <i>strain</i>
$\mathcal{T}$	Tensão mecânica ou <i>stress</i>
$\mathcal{C}_{ijkl}$	Tensor de quarta ordem que corresponde às constantes elásticas de rigidez do meio
$\mathcal{S}_{ijkl}$	Tensor de quarta ordem que corresponde às constantes elásticas de flexibilidade do meio
$\mathcal{C}_{ijkl}^E$	Tensor correspondente às constantes elásticas de rigidez com campo elétrico constante ou nulo
$\mathcal{E}_{ij}^{\mathcal{S}}$	Tensor correspondente à permissividade dielétrica com deformação constante ou nula
$\mathcal{Z}_{ijk}$	Tensor piezoelétrico
$\mathcal{S}_{ijkl}$	Tensor correspondente às constantes elásticas de flexibilidade
h_{ijk}	Tensor correspondente relaciona campo com deformação
d_{ijk}	Tensor que relaciona deformação com campo elétrico
$\psi_{ik}^{\mathcal{S}}$	Impermeabilidade dielétrica
Ω	Domínio estendido fixo
$\mathcal{X}(x)$	Função discreta
$\mathcal{C}(x)$	Tensor
$\mathcal{C}_o$	Tensor constitutivo do material base
a, b	Variáveis de projeto
τ	Ângulo
$V_{máx}$	Valor máximo de tensão detectada
T_{BIAS}	Ponto de operação no eixo T
$\mathbb{D}$	$\mathbb{D} = d\eta/dT$
$\mathcal{Q}$	Ponto sobre a curva característica
f_{norm}	$f_{norm} = \Delta\eta/\Delta T$

f	Fator de calibração
f_c	Fator de calibração
T_d	Espessura
ζ	Plano ζ
ED	Segmento de reta
FH	Segmento de reta
FG	Segmento de reta
GH	Segmento de reta
D_o	Distância inicial entre a fibra transmissora e o espelho
d, q, p, m	Segmentos de retas
X	Variável auxiliar
α	Deflexão angular do espelho

LISTA DE ABREVIATURAS

EPUSP	Escola Politécnica da Universidade de São Paulo
FEIS	Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira
UNESP	Universidade Estadual Paulista
PZT	Titanato zirconato de chumbo
PbTiO ₂	Titanato de chumbo
PbZrO ₃	Zirconato de chumbo
BaTiO ₃	Titanato de bário
PFX-1	Piezoatuador Flexensional 1
PFX-2	Piezoatuador Flexensional 2
He-Ne	Hélio-Neônio
ANSYS	<i>Software</i> computacional
FEM	Método de Elementos Finitos
PVDF	Polyvinylidene Fluoride
EMI	Interferência eletromagnética

SUMÁRIO

A interferometria a laser é uma técnica consolidada para a caracterização de atuadores piezoelétricos. No entanto, este método requer um alinhamento óptico preciso e uma operação meticulosa. Há um grande interesse no desenvolvimento de sistemas de medição de deslocamento e vibração usando sensores reflexivos em fibra óptica devido a sua inerente simplicidade, tamanho reduzido, largura de banda ampla, limite de detecção extremamente baixo e capacidade de realizar medições sem contato ou afetar o sistema a ser ensaiado. Neste trabalho apresenta-se um arranjo simples do sensor reflexivo para se atingir resolução sub-micrométrica, utilizando-se fibras e componentes ópticos de baixo custo e circuitos eletrônicos simples. O sistema é constituído por duas fibras ópticas adjacentes (uma transmissora e outra receptora) e com extremidades emparelhadas, posicionadas na frente de uma superfície reflexiva vibratória. A luz proveniente de uma fonte óptica (no caso um laser) é acoplada à fibra transmissora e parte dos raios refletidos pela superfície móvel é capturada pela fibra receptora, que conduz a luz para um fotodetector. A tensão de saída do fotodetector é função da distância entre as extremidades das fibras e a superfície reflexiva. Apresenta-se uma formulação teórica da função de intensidade óptica refletida no plano a uma distância qualquer, juntamente com comparações entre características experimentais e teóricas do sensor reflexivo. Finalmente, atuadores piezoelétricos flexensionais, projetados com o método de otimização topológica, são caracterizados experimentalmente através da medição de seus deslocamentos sub-micrométricos, utilizando o sensor reflexivo. As respostas em frequência dos piezoatuadores flexensionais são levantadas e o fenômeno de erro de trajetória e linearidade são discutidos.

Palavras chave - Atuador piezoelétrico flexensional, sensor reflexivo em fibra óptica, método de otimização topológica.

ABSTRACT

The laser interferometer method is a well-established technique for the characterization of piezoelectric actuators. However, this method requires precise optical alignment and meticulous operation. There is great interest in developing displacement and vibration measurement systems using reflective fiber optic displacement sensors (RFODS) because of their inherent simplicity, small size, wide frequency range, extremely low displacement detection limit, and ability to perform measurements without contact or affecting the vibrating system. This work presents a simple arrangement of RFODS to achieve sub-micrometer resolution, using low-cost fibers and optical components, and simple electronic circuits. The system is composed of two adjacent transmitting and receiving fibers at one end, located in front of a reflecting vibrating surface. The transmitting fiber is connected to a laser source, and part of the reflected rays by the moving surface is captured by the receiving fiber, which is connected to a light detector. The output voltage is a function of the distance between probe and vibrating surface. A theoretical formulation of the reflected light intensity function at distal end plane is presented, together with comparisons of experimental and ideal RFODS characteristics. Finally, piezoelectric flextensional actuators (PFAs), designed with the topology optimization method, are experimentally characterized by the measurement of their sub micrometric displacements using a RFODS. The frequency responses of the PFAs are evaluated, and the tracking error phenomenon and linearity are discussed.

Keywords - Piezoelectric flextensional actuator, reflective fiber optic sensor, topology optimization method.

AGRADECIMENTOS

A parte mais difícil do trabalho é demonstrar quão agradecido me sinto em relação às pessoas que me acompanharam não só neste trabalho, mas também durante os bons ou difíceis momentos da minha vida...

Agradeço ao meu orientador, Prof. Dr. Cláudio Kitano, por me orientar, ensinar e desafiar durante os dois últimos anos, contribuindo muito para a minha formação. Agradeço também pela paciência e dedicação despendidas durante a condução do trabalho. No campo pessoal, agradeço a amizade e os diálogos descontraídos que mantivemos no tempo em que trabalhamos juntos.

Ao meu orientador de graduação e co-orientador de pós-graduação, Prof. Dr. Alexandre César Rodrigues da Silva, pela amizade, paciência, pelo incentivo e por sempre acreditar na minha capacidade.

À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES), que contribuiu por meio de uma bolsa de estudos.

Aos meus pais Arnaldo e Luiza e à minha irmã Domitila que sempre me apoiaram e estiveram ao meu lado.

Ao Everaldo pelo suporte técnico em circuitos eletrônicos e sugestões para arranjos experimentais. Ao Valdemir Chaves que contribuiu com a criação e usinagem de peças essenciais para as montagens experimentais. Ao Adilson, Hidemassa e Aderson por todos esses anos de convivência e serviços prestados.

Ao Dr. Gilder Nader (IPT) que nos auxiliou em discussões sobre os piezoatuadores flexensionais e despendeu seu tempo para realizar simulações computacionais. Ao Prof. Dr. Emílio Neli (EPUSP) Silva que gentilmente cedeu piezoatuadores flexensionais e se mostrou interessado em continuar trabalhando em parceria.

Ao Prof. Dr. Ricardo Tokio Higuti que acompanhou a realização deste trabalho desde o início, contribuindo com sugestões interessantes e também por sempre

disponibilizar equipamentos e informações essenciais para a realização deste trabalho. Ao Prof. Dr. Aparecido Augusto de Carvalho por sempre disponibilizar equipamentos e por sugestões dadas à realização deste trabalho.

Ao Prof. Dr. Cláudio Luiz Carvalho por esses anos de conversas agradáveis e pela contribuição a este trabalho com a disponibilização do equipamento de deposição de prata. Ao Prof. Dr. José Antônio Malmonge que disponibilizou a utilização do analisador de impedâncias e ajudou na sua operação.

Aos técnicos de laboratório da Física Erlon, Levi e Mário que permitiram a utilização de equipamentos sempre que necessário.

Ao Prof. Dr. Celso Riyoitsi Sokei que ajudou com equipamentos de microscopia. Ao Prof. Dr. Antonio de Pádua Lima Filho por se interessar e discutir possíveis aplicações para o nosso trabalho.

Ao Prof. Dr. Edvaldo Assunção pela amizade e ensinamentos desde os tempos de graduação.

Aos funcionários da biblioteca, em especial ao João que contribuiu com informações para a confecção das referências.

Ao grande amigo Wander Wagner Mendes Martins com quem convivi desde o início do mestrado, estudando juntos e compartilhando o mesmo laboratório. Sempre disposto a me auxiliar no laboratório ou na vida pessoal, qualquer que fosse o problema. Agradeço pela recente, porém grande amizade.

Ao grande amigo Carlos César Eguti com quem tive o prazer de conviver desde o início da minha vida acadêmica e que sempre me auxiliou sem hesitar. Agradeço pelo bom convívio e pelos anos em que compartilhamos os estudos, as festas e até o mesmo teto.

Aos amigos José Vital, Antonio Perezi, Wesley Pontes, Sérgio Nazário, Marcelo Sanches, Carlos Antunes, Renato Mendes, Élcio, Tércio, Thiago, Edson, Silvano, Guilherme.

Aos grandes amigos que me acompanham desde o primeiro ano de faculdade Alex Lima Pedro, Renato Sartório Ramos, Francisco Molina, Daniel Luis Cortielha e Vinícius R. Santos.

Aos amigos de infância, praticamente irmãos, Gustavo Kiyoshi, Alexandre Massunari e Laura Akemi.

DEDICATÓRIA

*(in Memoriam) Ao meu padrinho tio
Beto, ao tio Hiroshi e à tia Hideko.*

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

Em engenharia de precisão, a pesquisa e o desenvolvimento estão sendo empreendidos para o desenvolvimento dos atuadores piezoelétricos (ou piezoatuadores). Existem materiais, como as cerâmicas piezoelétricas, que possuem a propriedade de converter energia elétrica em deformação mecânica, sendo este um efeito reversível, isto é, também podem converter deformação mecânica em energia elétrica. Estas cerâmicas piezoelétricas, entretanto, mesmo sob a aplicação de tensões elevadas (da ordem de centenas de volts) sofrem um deslocamento muito pequeno (da ordem de nanômetros) sendo, muitas vezes, necessário amplificar tais deslocamentos. Isto pode ser alcançado através da utilização de estruturas flexíveis acopladas à piezocerâmica para amplificar deslocamentos. Este tipo de estrutura também pode ser utilizada para converter deslocamentos em uma direção para outra direção.

Dentre os vários centros de pesquisa envolvidos nesse assunto, deseja-se destacar o Grupo de Sensores e Atuadores da Escola Politécnica da USP (EPUSP), que vem obtendo êxito no projeto e construção de atuadores piezoelétricos flexensionais. Dentre os atuadores piezoelétricos flexensionais desenvolvidos por este grupo, pode-se citar aqueles que são constituídos por uma cerâmica piezoelétrica acoplada a uma estrutura flexível de alumínio projetada através da utilização de otimização topológica com método de homogeneização. Trata-se de um método de projeto computacional que combina algoritmos de otimização e métodos de elementos finitos (FEM) para encontrar a topologia ótima de partes mecânicas.

Normalmente, algumas características das cerâmicas piezoelétricas (resposta em frequência, linearidade) podem ser determinadas através de modelos matemáticos que

possuem solução analítica. Entretanto, piezoatuadores constituídos por estruturas complexas como o piezoatuador flexensional, não possuem solução analítica. Assim, para a caracterização deste tipo de dispositivo é necessário utilizar métodos de elementos finitos para as simulações, ou então, métodos experimentais. Neste contexto, trabalhos de parceria vêm sendo conduzidos entre o Grupo da EPUSP e o Grupo de Instrumentação da Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira (FEIS) da UNESP para caracterização óptica de piezoatuadores.

A óptica tem sido apontada na engenharia como solução para resolver grande número de problemas. Como exemplos, citam-se as aplicações em sistemas de processamento de informação, memória óptica, chaveamento, etc. Em comunicações inclui a transmissão de dados a longa distância e sob elevadas taxas de transmissão. Na área de instrumentação eletrônica, destacam-se os sensores ópticos que, no caso do presente trabalho, podem constituir uma solução para resolver o problema de caracterização de atuadores piezoelétricos flexensionais desenvolvidos pelo Grupo da EPUSP.

Dentre os sensores ópticos existe uma classe que se deseja destacar que são os sensores em fibra óptica. Estes sensores, dependendo da configuração utilizada, podem ser empregados para medir deslocamentos, deformação mecânica, posição, pressão, aceleração, ângulo, rotação, nível de líquido, radiação ionizante, campo elétrico, campo magnético, campo acústico, corrente elétrica, tensão elétrica, temperatura, etc. [1]-[4].

Pode-se apontar algumas vantagens dos sensores em fibra óptica relativamente aos sensores convencionais. Os sensores ópticos se beneficiam de baixa susceptibilidade a interferência eletromagnética, inércias térmica e mecânica baixas, não produzem centelhamento, possuem altas sensibilidade e faixa dinâmica, suportam altas temperaturas, não sofrem oxidação ou corrosão, etc.[1], [2]. A baixa susceptibilidade a interferência eletromagnética torna este tipo de sensor adequado para aplicações industriais e em linhas de transmissão de energia elétrica. O fato de não produzir centelhamento faz com que sensores ópticos sejam dispositivos seguros para trabalhar em ambientes explosivos (com gases inflamáveis, por exemplo) [3].

Neste trabalho, ênfase especial será dedicada ao estudo de um sensor em fibra óptica para a medição de deslocamentos sub-micrométricos em sólidos. O sistema sensor é constituído por duas fibras ópticas adjacentes (uma transmissora e outra

receptora) e com extremidades emparelhadas, posicionadas na frente de uma superfície reflexiva vibratória. A luz proveniente de uma fonte óptica (no caso um laser) é acoplada à fibra transmissora e parte dos raios refletidos pela superfície móvel é capturada pela fibra receptora, que conduz a luz para um fotodetector. A tensão de saída é função da distância entre as extremidades das fibras e a superfície reflexiva. Uma importante etapa do trabalho consiste em um estudo aprofundado da propagação eletromagnética em fibras ópticas de índice degrau e de modelamentos matemáticos para o sensor reflexivo. De acordo com as fontes de referência, este tipo de sensor pode ser designado por diferentes nomes como, por exemplo: sensor fotônico (*Fotonic Sensor*), sensor de deslocamento com feixe bifurcado de fibras ópticas (*bifurcated optical fiber bundle displacement sensor*), sensor com guia em Y (*Y-guide probe*), transdutor de deslocamento de haste de fibra óptica (*fiber optic lever displacement transducer*), sensor reflexivo de deslocamento em fibra óptica (*reflective fiber optic displacement sensor*). Neste trabalho, adotou-se a última denominação ou, simplesmente, sensor reflexivo.

1.1 - O Estado da Arte do Sensor Reflexivo em Fibra Óptica

O sensor reflexivo em fibra óptica foi proposto e primeiramente relatado em 1967, por Menadier *et al* [5], e foi denominado Sensor Fotônico (*Fotonic Sensor*). O princípio de funcionamento no qual se baseia este dispositivo consiste na utilização de um par de fibras ópticas adjacentes, sendo que uma fibra transporta a luz proveniente de uma fonte localizada remotamente para um objeto alvo (espelho ou membrana refletora), enquanto a outra fibra capta e transmite para um fotodetector a luz refletida pelo objeto. Neste sensor pode-se usar configurações com apenas um par de fibras ou um feixe (*bundle*) de fibras. Além das vantagens inerentes aos sensores ópticos, este sensor apresenta vantagens adicionais como simplicidade, versatilidade, tamanho físico

reduzido, leveza, resposta rápida, ausência de contato físico, não produz efeito de carregamento mecânico (massa), baixo custo, etc. [4], [6].

Há uma ampla gama de aplicações para o sensor em questão encontradas na literatura. Em 1972, Crispi et al [7] descreveram a utilização de uma técnica óptica e uma acústica para a medição de micro-deslocamentos de alta frequência. Na técnica óptica utilizou-se um sensor reflexivo comercial (Micro Technology, Inc.) com dois feixes de fibras ópticas (um transmissor de luz e outro receptor). Em 1975, Bailly-Salins [8] descreveu a utilização deste tipo de sensor para o estudo da resposta dinâmica de um disco metálico exposto a um feixe pulsado de elétrons de 1 MeV. Neste caso, foram utilizados dois feixes de 64 fibras ópticas de plástico, pois se constatou que as fibras de vidro apresentavam muita cintilação. Um resultado teórico interessante mostra que a sensibilidade deste tipo de aparato pode aumentar se o diâmetro das fibras for menor. Em 1980, Grojean e Sousa [9] utilizaram um sensor bifurcado para a medição de luminescência de meios densos ou turvos. Segundo os autores, a melhor distribuição das fibras no feixe, para este caso, é a aleatória. Em 1983, Cuomo [10] propôs um hidrofone para medir pressão e gradiente de pressão que pode fornecer uma sensibilidade acústica ao menos equivalente à de piezocerâmicas e com a mesma faixa de frequências. Neste dispositivo, foi utilizado um feixe de 500 fibras ópticas de vidro distribuídas aleatoriamente. No ano de 1989, Zuckerwar e Cuomo [11] propuseram um sensor com 7 fibras ópticas para medir flutuações de pressão em fluidos hipersônicos. A vantagem principal da utilização deste sensor é que ele pode suportar as altas temperaturas (acima de 1000°C) que este tipo de aplicação exige. Em junho do mesmo ano, Ristic et al [12] desenvolveram um sensor de tato utilizando sensores reflexivos. Os autores realizaram testes experimentais que envolviam a influência de parâmetros como distância e ângulo entre a fibra transmissora e a receptora. Concluiu-se que ângulos menores que 90° (é o normalmente utilizado neste tipo de sensor) produzem sinais de saída de maior amplitude. Ainda em 1989, Harmer e Scheggi [13], descreveram aplicações para medição de concentrações de oxigênio, concentrações de íons hidrogênio (pH) e outras grandezas de interesse em biologia e medicina. Kyuama, na referência [14], denominou este tipo de sensor como sonda com guia em Y (*Y-guide probe*) e confirmou é adequado para aplicações em robótica (medição de posição). O autor também citou a utilização do *Y-guide probe* para a construção de sensores de pressão e de vazão. Udd [4] em 1991,

apresentou um sensor de pressão capaz de medir pressão estática. O dispositivo era formado por um conjunto de fibras e um diafragma que refletia a luz. Em 1995, Ko *et al* [15] descreveram o projeto e teste de um micrômetro a fibra óptica que operava de 50 a 500 μm e utilizava um LED pulsado como fonte de luz. Ainda em 1995, Shimamoto e Tanaka [16] descreveram a utilização de um feixe de fibras para medição de deslocamentos com resolução subnanométrica. Neste aparato, para a redução da influência de variações dos componentes eletrônicos com o tempo, utilizou-se um LED como fonte óptica, excitado por um sinal AC. Além disso, os autores utilizaram uma montagem para monitorar a potência da fonte óptica para a redução de flutuações no ponto de polarização. Em 1996, Goodyer *et al* [17] propuseram um sensor biomédico para medição de pressão em vias aéreas superiores, utilizando uma fibra óptica transmissora e duas fibras ópticas receptoras. Os autores propuseram um sistema de processamento de sinais no qual as duas fibras receptoras são utilizadas para minimizar problemas associados com perda de intensidade óptica devido a variações induzidas por perturbações ambientais. Uma importante vantagem deste sensor é o reduzido tamanho proporcionado pelas fibras, que são introduzidas nas vias aéreas através do nariz do paciente. Em agosto de 1997, Zhang *et al* [18] descreveram um sensor com um feixe de fibras para medir tanto deslocamento como rugosidade de superfícies. O processamento de sinais foi realizado com redes neurais e, segundo os autores, os resultados indicaram que houve 100% de acerto na classificação de superfícies (para 10 superfícies diferentes) e um erro menor que $\pm 5 \mu\text{m}$. Em setembro do mesmo ano, Anghel *et al* [19] relataram a utilização do sensor reflexivo para monitorar a operação dinâmica de contatos durante a ruptura dielétrica em um disjuntor, com a vantagem de possuir imunidade eletromagnética (próximo aos contatos havia elevada concentração de interferência). Em maio de 1998, Bergougnoux *et al* [20] realizaram a caracterização de um sensor formado por um feixe de fibras ópticas para a medição de altas concentrações de volumes sólidos em suspensão. Este feixe compunha-se de 19 fibras ópticas de plástico, sendo uma transmissora (central) e duas coroas concêntricas de fibras receptoras. Em 2000, com o auxílio de um acoplador direcional, Ghosh e Asundi [21] utilizaram uma única fibra óptica, tanto para transmitir quanto para receber a luz proveniente de um LED. Segundo os autores, esta configuração, em relação às configurações com dois feixes, reduz o custo e a possibilidade de erros devido a

desalinhamentos entre as fibras. Bucaro e Lagakos [22] em junho de 2001, divulgaram o desenvolvimento de dois sensores em fibra óptica com peso reduzido (da ordem de 2 g), sendo um microfone e um acelerômetro. Estes sensores foram construídos utilizando-se um diafragma refletor e 7 fibras multimodos, sendo a fibra central transmissora de luz, enquanto as demais eram receptoras. Ainda em 2001, em dezembro, Girão *et al* [23] revisaram métodos ópticos para medição de deslocamentos e apresentaram duas formas de detectar e corrigir erros de posicionamento entre o sensor e a superfície refletora. Em março de 2004, Dib *et al* [24] desenvolveram e caracterizaram um medidor de vibrações capaz de realizar medições tanto em uma única frequência como em banda larga. Os resultados teóricos e experimentais apresentados pelos autores mostraram uma excelente concordância. Na referência [25], acessada em 2005, Dawley *et al*, trataram da medição das propriedades piezoelétricas de materiais ferroelétricos volumétricos (PZT) e de filme fino (PVDF) utilizando um sensor reflexivo constituído por feixes de fibras ópticas. Na referência [6], também acessada em 2005, Kissinger refere-se ao sensor reflexivo como sendo um transdutor de deslocamento por haste de fibra óptica (*fiber optic lever displacement transducer*). Este autor cita algumas aplicações como: análise modal de peças leves e pequenas ou, de mecanismos, como cabeças de leitura de discos rígidos, medições de vibrações de pequena amplitude e frequência muito alta, desenvolvimento de um transdutor de pressão de resposta rápida para uso em tubo de choque e em ambientes com descargas elétricas, avaliação da repetibilidade, histerese e tempo de resposta de mecanismos mecânicos de precisão ou microposicionadores piezoelétricos.

Existem também versões comerciais deste tipo de sensor como o MTI-2000 da empresa *MTI Instruments Inc.* [26], com resolução de $2,5 \text{ \AA}$, e os D6 e D12 da *Philtec Inc.* [27], [28] com sensibilidades de $36 \text{ mV}/\mu\text{m}$ e $40 \text{ mV}/\mu\text{m}$, respectivamente.

Há artigos em que os autores formulam ou utilizam modelamentos matemáticos para diversas configurações do sensor reflexivo. Em 1979, Cook e Hamm [29] utilizaram óptica geométrica e obtiveram equações que envolviam o limite de detecção de deslocamento, resposta em frequência, faixa dinâmica, linearidade, características do fotodetector, etc. Em abril de 1991, He e Cuomo [30] descreveram um modelo matemático no qual se aproximava a distribuição de intensidade da luz de saída da fibra por infinitos feixes uniangulares, cada qual com a mesma intensidade óptica. Em

novembro do mesmo ano, He e Cuomo descreveram, em um outro artigo [31], uma teoria para caracterizar quantitativamente as habilidades de detecção deste tipo de sensor como, por exemplo: resposta ao deslocamento, limite de detecção e faixa dinâmica. Os autores realizaram testes experimentais para confrontar a teoria com resultados práticos. Em 1998, Faria [32] desenvolveu uma análise teórica do sensor reflexivo utilizando dois métodos: o primeiro consistia de uma análise puramente geométrica do sensor e, o segundo, considerava um perfil de intensidade gaussiano. Ambos os métodos foram utilizados para modelar a curva característica do sensor reflexivo. Em 1999, Zheng e Albin [33] propuseram duas interessantes configurações para proporcionar a auto-calibração do sensor reflexivo. Ambas utilizavam 3 fibras ópticas, sendo uma transmissora e duas receptoras. No primeiro caso, utilizou-se fibras receptoras de diâmetros diferentes e, no segundo, as fibras receptoras situavam-se em posições diferentes. Este artifício faz com que as fibras receptoras operem em regiões distintas da curva característica e, obtendo-se a razão entre os respectivos sinais, mostra-se que o sensor fica imune a flutuações da potência óptica ou atenuações das fibras. Além disso, a sensibilidade do sensor torna-se independente das características da superfície refletora. Kleiza *et al* [34] em 2004, apresentaram um novo modelo matemático e o confrontam com medições experimentais, obtendo resultados coincidentes. Em 2005 Kleiza e Verkelis [35] apresentaram um modelamento matemático para o sensor reflexivo com o intuito de investigar os seguintes parâmetros: a influência da distância entre as extremidades das fibras e a superfície reflexiva; a distância entre o ponto central da extremidade de uma fibra transmissora e o ponto central de duas fibras receptoras. Com isso os autores esperavam encontrar meios para maximizar a sensibilidade do sensor.

Como se observa, este tópico de pesquisa mostra-se bastante promissor, com divulgações recentes contemplando tanto o modelamento teórico do sensor reflexivo, quanto aplicações acadêmicas e industriais.

1.2 - Motivação para a Realização do Trabalho

O sensor reflexivo é um sensor óptico adequado para medições de vibrações e deslocamentos em escala submicrométrica. Assim, pode ser aplicado para a caracterização de piezoatuadores flexensionais, que consiste no objetivo principal deste trabalho. Os resultados obtidos com o sensor reflexivo podem ser comparados com aqueles obtidos através de interferometria óptica por Leão [36] e Marçal et al [37], [38], em experimentos realizados no Laboratório de Optoeletrônica da FEIS em 2004 e 2005.

1.3 - Organização do Texto

Este relatório divide-se em 7 capítulos. No capítulo 2, analisa-se a propagação eletromagnética na fibra óptica de índice degrau. Os modos de propagação são discutidos e simulações em Matlab são apresentadas.

No capítulo 3 os princípios de funcionamento e modelos teóricos do sensor reflexivo são discutidos em detalhes.

No capítulo 4 aborda-se a piezoeletricidade e os atuadores piezoelétricos flexensionais.

No capítulo 5 descreve-se o conjunto de atividades para implementação e teste do sensor reflexivo em fibra óptica no laboratório de Optoeletrônica da FEIS.

No capítulo 6 apresentam-se os resultados experimentais obtidos, dentre os quais se pode citar a resposta em frequência, linearidade e avaliação de erro de trajetória de dois modelos de atuadores piezoelétricos flexensionais.

Finalmente, no capítulo 7 registram-se as conclusões e considerações finais.

CAPÍTULO 2

FIBRAS ÓPTICAS

Este capítulo inicia-se com uma análise matemática detalhada da fibra óptica, vista como um guia de onda dielétrico, através da teoria eletromagnética. As partes constituintes da fibra óptica são apresentadas e é desenvolvido o modelo matemático clássico para obter a curva de dispersão e a conformação do campo eletromagnético. O conceito de modo é apresentado, objetivando-se uma melhor compreensão do sensor reflexivo a ser discutido nos próximos capítulos.

2.1 - Fibras Ópticas

O termo fibra óptica refere-se a um guia de onda óptico dielétrico, cilíndrico e simétrico, composto fundamentalmente por três elementos: núcleo (*core*), casca (*cladding*) e revestimento (*jacket*). O núcleo normalmente é constituído por vidro e possui um índice de refração ligeiramente maior que o da casca, a qual pode ser composta por vidro ou plástico. Com essa configuração, a luz, uma vez acoplada ao núcleo, neste fica confinada. O revestimento serve para proteger a fibra e para prover uma maior resistência mecânica. Não raro, pode haver também uma camada de tinta para identificação das fibras em um cabo óptico. Na figura 2.1 ilustram-se os elementos da fibra óptica citados [39].

Nesta dissertação, trabalha-se com fibras cujo núcleo tem seção transversal circular, tipicamente usadas em telecomunicações, e que serão adaptadas para operar com sensores de amplitude óptica. Contudo, existem disponíveis no mercado fibras com seção transversal elíptica, as quais preservam o estado de polarização da luz nelas acopladas, sendo mais adequadas para sensores de fase óptica [40].

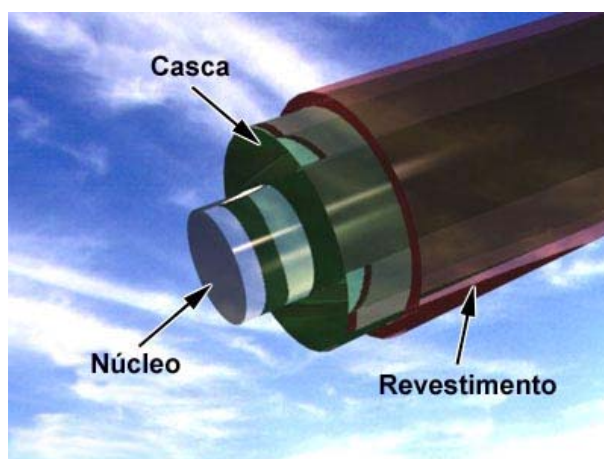


Figura 2.1 – Estrutura básica de uma fibra óptica [39].

As fibras ópticas podem ser classificadas quanto à quantidade de modos suportados em seu núcleo. Fibras que permitem a propagação de apenas um modo, são chamadas monomodo. Fibras que comportam vários modos são ditas multimodos.

As fibras ópticas também podem ser classificadas de acordo com o perfil do índice de refração do núcleo. Este perfil pode ser constante, sendo a fibra denominada de fibra com índice degrau, ou pode ser parabólico, sendo a fibra denominada de fibra com índice gradual. Existem ainda fibras com perfil em W e triangular, para compensar a dispersão modal em sistemas de telecomunicações [41].

A fibra óptica multimodos possui núcleo cujo diâmetro pode variar entre 50 μm a 100 μm , tipicamente. Devido à dimensão elevada do núcleo, se comparado com o comprimento de onda da luz, este tipo de fibra permite a propagação de uma grande quantidade de modos.

O núcleo da fibra monomodo apresenta diâmetro da ordem de 8 μm a 12 μm , comparáveis com o comprimento de onda da luz. As fibras monomodo usadas em

comunicações possuem atenuações menores que 0,5 dB/km para o comprimento de onda de 1550 nm (infravermelho) [41].

A fibra óptica monomodo usada neste trabalho é originalmente projetada para comportar um único modo no comprimento de onda de 1330 nm. No entanto, quando se utiliza o laser de Hélio-Neônio, cujo comprimento de onda é de 633 nm, a fibra passa a comportar quatro modos de propagação, o que será discutido em detalhes nas próximas seções.

2.2 - Análise da Propagação Eletromagnética na Fibra Óptica de Índice Degrau

Em uma fibra óptica de índice degrau existem fundamentalmente duas regiões que são responsáveis pelo fenômeno de guiagem óptica. Estas regiões são chamadas de núcleo e casca e, neste texto, define-se que seus índices de refração são n_1 e n_2 , respectivamente. Podem existir camadas auxiliares, mas estas não participam do efeito de guiagem óptica. Em uma fibra de índice degrau, o núcleo e a casca são concêntricos e para que a guiagem de luz seja possível é necessário que o índice de refração do núcleo seja maior que o índice de refração da casca, ou seja, $n_1 > n_2$. Na figura 2.2 ilustra-se o núcleo e a casca de uma fibra óptica de índice degrau.

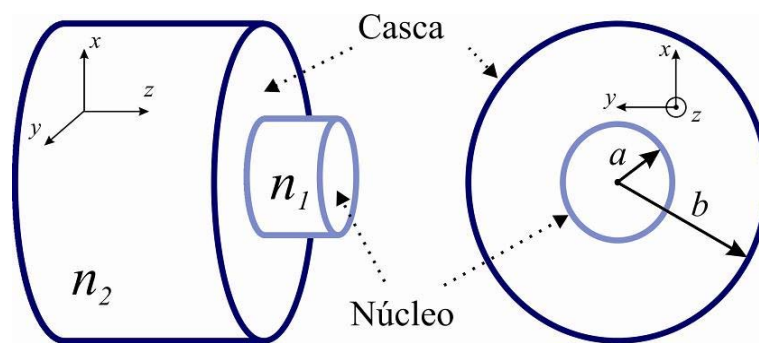


Figura 2.2 – Estrutura da fibra óptica.

Ainda na figura 2.2, os parâmetros a e b correspondem aos raios do núcleo e da casca da fibra, respectivamente, denominação que será utilizada no decorrer do texto.

Para entender como ocorre a propagação eletromagnética na fibra óptica é necessário recorrer às equações de Maxwell. Para campos com variação harmônica no tempo na frequência angular ω , podem-se utilizar as seguintes equações na forma fasorial [41]:

$$\nabla \times \vec{H} = (\sigma + j\omega\epsilon)\vec{E} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H} \quad (2.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho_c \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.4)$$

e as relações constitutivas:

$$\vec{D} = \epsilon\vec{E} \quad (2.5)$$

$$\vec{B} = \mu\vec{H} \quad (2.6)$$

onde $\vec{H}$ é a intensidade de campo magnético [A/m], $\vec{E}$ é a intensidade de campo elétrico [V/m], $\vec{D}$ é a densidade de fluxo elétrico [C/m²], $\vec{B}$ é a densidade de fluxo magnético [Wb/m²], ϵ é a permissividade absoluta do meio [F/m], μ é a permeabilidade absoluta do meio [H/m], σ é a condutividade do material [S/m] e ρ_c é a densidade de carga [C/m³].

A permissividade e a permeabilidade absolutas do meio podem ser escritas em termos das permissividade e permeabilidade relativas, ϵ_r e μ_r , respectivamente, através de $\epsilon = \epsilon_o\epsilon_r$ e $\mu = \mu_o\mu_r$. Nestas igualdades, $\epsilon_o = 8,854 \times 10^{-12}$ [F/m] e $\mu_o = 4\pi \times 10^{-7}$ [H/m] são a permissividade e permeabilidade do vácuo, respectivamente.

Aplicando-se o operador rotacional a ambos os membros da equação (2.2), utilizando-se a identidade matemática $\nabla \times \nabla \times \vec{E} = \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) - \nabla^2 \vec{E}$ [42], substituindo-se as equações (2.1), (2.3) e (2.5) no resultado, e considerando-se que o meio de propagação (fibra óptica) é um material linear, dielétrico, isotrópico e que não possui

correntes ou cargas livres (ou seja, $\sigma = 0$, $\rho_c = 0$, e $\mu_r = 1$), obtém-se a equação de onda vetorial para o campo elétrico [41]. Raciocínio semelhante se aplica na dedução da equação de onda para o campo magnético, partindo-se de (2.1), com auxílio de (2.2), (2.4) e (2.6). As equações de onda obtidas através do procedimento descrito são as seguintes:

$$\nabla^2 \vec{E} + k_o^2 \epsilon_r \vec{E} = 0 \quad (2.7a)$$

$$\nabla^2 \vec{H} + k_o^2 \epsilon_r \vec{H} = 0 \quad (2.7b)$$

onde $k_o^2 = \omega^2 \mu_o \epsilon_o$ [rad/m] é a constante de fase no espaço livre.

Em geral, equações de onda como (2.7a) e (2.7b) não têm solução analítica, a não ser para algumas estruturas particulares em que a simetria permita tal artifício. Este é o caso da fibra óptica de índice degrau, por possuir simetria cilíndrica a qual possibilita desmembrar (2.7a) e (2.7b) em termos de componentes transversais dependentes das componentes longitudinais e resolver as equações resultantes pelo método de separação de variáveis. Dessa forma, é mais adequado utilizar o sistema de coordenadas cilíndricas (r, ϕ, z) para representar as equações de onda e de campo.

Considerando-se uma onda eletromagnética propagando-se na direção coordenada z , paralela ao eixo da fibra óptica (como mostrado na figura 2.2), será postulado que $\vec{E}$ e $\vec{H}$, soluções de (2.7a) e (2.7b), respectivamente, têm a seguinte dependência longitudinal:

$$\vec{E} = \vec{E}_o(r, \phi) e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (2.8a)$$

$$\vec{H} = \vec{H}_o(r, \phi) e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (2.8b)$$

onde β [rad/m] corresponde à constante de fase do modo guiado no interior da fibra, a qual deve ser determinada.

Substituindo-se as equações (2.8a) e (2.8b) nas equações (2.1) e (2.2) e através de manipulações matemáticas e eliminação de variáveis, obtém-se as equações de campo em termos de E_z e H_z :

$$E_r = -\frac{j}{k_c^2} \left(\beta \frac{\partial E_z}{\partial r} + \omega \mu \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} \right) \quad (2.9)$$

$$E_\phi = -\frac{j}{k_c^2} \left(\beta \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} - \omega \mu \frac{\partial H_z}{\partial r} \right) \quad (2.10)$$

$$H_r = -\frac{j}{k_c^2} \left(\beta \frac{\partial H_z}{\partial r} - \omega \varepsilon \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \phi} \right) \quad (2.11)$$

$$H_\phi = -\frac{j}{k_c^2} \left(\beta \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \phi} + \omega \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial r} \right) \quad (2.12)$$

onde

$$k_c^2 = k^2 - \beta^2 \quad (2.13)$$

$$k^2 = \omega^2 \mu \varepsilon = k_o^2 \varepsilon_r. \quad (2.14)$$

As equações de onda (2.7a) e (2.7b) podem ser escritas em coordenadas cilíndricas, em função das componentes E_z e H_z . A demonstração encontra-se no livro do Keiser [43]:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \phi^2} + k_c^2 E_z = 0 \quad (2.15a)$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \phi^2} + k_c^2 H_z = 0. \quad (2.15b)$$

Através das soluções das equações de onda (2.15a) e (2.15b), ou seja, E_z e H_z respectivamente, as demais componentes do campo eletromagnético podem ser calculadas aplicando-se as equações de (2.9) a (2.12). Por outro lado, para encontrar estas soluções, pode-se utilizar a técnica de separação de variáveis, em que se supõem soluções do tipo:

$$E_z(r, \phi) = G F(r) \Phi(\phi) \quad (2.16a)$$

$$H_z(r, \phi) = V F(r) \Phi(\phi) \quad (2.16b)$$

onde $F(r)$ e $\Phi(\phi)$ são funções somente de r e ϕ , respectivamente. Os fatores G e V são constantes arbitrárias.

Devido à simetria circular da fibra, conclui-se que a função Φ deve apresentar uma dependência periódica com ϕ . Uma vez que a função exponencial complexa é 2π -periódica, uma alternativa interessante será $\Phi(\phi) = e^{jm\phi}$, com m inteiro. Assim, as equações (2.16a) e (2.16b) assumem o seguinte formato:

$$E_z(r, \phi) = GF(r)e^{jm\phi} \quad (2.17a)$$

$$H_z(r, \phi) = VF(r)e^{jm\phi}. \quad (2.17b)$$

Substituindo-se as equações (2.17a) e (2.17b) e suas derivadas parciais nas equações (2.15a) e (2.15b), respectivamente, obtêm-se equações semelhantes tanto para o campo elétrico como para o magnético, as quais têm forma geral:

$$\frac{\partial^2 F(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial F(r)}{\partial r} + \left(k_c^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) F(r) = 0 \quad (2.18)$$

a qual corresponde a conhecida Equação de Bessel.

As soluções da equação de Bessel são as funções de Bessel, as quais podem ser de 1ª, 2ª ou 3ª espécies, cada qual com características específicas [42]. Deve-se então escolher as funções de Bessel mais adequadas para cada região da fibra óptica.

Para a região do núcleo ($r < a$), seleciona-se uma solução que seja finita no núcleo e com possibilidade de haver onda estacionária transversalmente ao núcleo. Uma alternativa adequada é a função de Bessel de 1ª espécie e ordem m , $J_m(k_c r)$ [41], [42]. Assim, de (2.17a), (2.17b) e (2.9) a (2.12) obtém-se:

$$E_z = GJ_m(k_c r)e^{jm\phi} \quad (2.19a)$$

$$E_r = \frac{-j}{k_c^2} \left[G\beta k_c J'_m(k_c r) + jVm\omega\mu \frac{1}{r} J_m(k_c r) \right] e^{jm\phi} \quad (2.19b)$$

$$E_\phi = \frac{-j}{k_c^2} \left[jG\beta \frac{m}{r} J_m(k_c r) - Vk_c \omega \mu J'_m(k_c r) \right] e^{jm\phi} \quad (2.19c)$$

$$H_z = VJ_m(k_c r)e^{jm\phi} \quad (2.20a)$$

$$H_r = \frac{-j}{k_c^2} \left[-jG\omega \varepsilon_1 \frac{m}{r} J'_m(k_c r) + V k_c \beta J'_m(k_c r) \right] e^{jm\phi} \quad (2.20b)$$

$$H_\phi = \frac{-j}{k_c^2} \left[G k_c \omega \varepsilon_1 J'_m(k_c r) + jV \frac{m}{r} \beta J_m(k_c r) \right] e^{jm\phi} \quad (2.20c)$$

onde:

$$k_c^2 = k_1^2 - \beta^2 \quad (2.21)$$

$$k_1^2 = k_o^2 n_1^2 \quad (2.22)$$

$$\varepsilon_{r1} = n_1^2 \quad (2.23)$$

no qual n_1 corresponde ao índice de refração do núcleo. Por simplicidade de notação foi empregado $J'_m(k_c r)$ em vez de $\partial J_m(k_c r)/\partial r$.

Para a região da casca ($r > a$), é adequado selecionar a função de Hankel modificada de 1ª espécie e ordem m , $H_m^{(1)}(j\gamma r)$, a qual decai gradativamente em magnitude a medida que se afasta do núcleo, tendendo a zero em $r \rightarrow \infty$. Novamente, de (2.17a), (2.17b) e (2.9) a (2.12) obtém-se:

$$E_z = CH_m^{(1)}(j\gamma r)e^{jm\phi} \quad (2.24a)$$

$$E_r = \frac{-1}{\gamma^2} \left[C\gamma \beta H_m^{(1)}(j\gamma r) + Q\omega \mu_o \frac{m}{r} H_m^{(1)}(j\gamma r) \right] e^{jm\phi} \quad (2.24b)$$

$$E_\phi = \frac{-1}{\gamma^2} \left[C\beta \frac{m}{r} H_m^{(1)}(j\gamma r) - Q\gamma \omega \mu_o H_m^{(1)}(j\gamma r) \right] e^{jm\phi} \quad (2.24c)$$

$$H_z = QH_m^{(1)}(j\gamma r)e^{jm\phi} \quad (2.25a)$$

$$H_r = \frac{-1}{\gamma^2} \left[-C\omega \varepsilon_2 \frac{m}{r} H_m^{(1)}(j\gamma r) + Q\gamma \beta H_m^{(1)}(j\gamma r) \right] e^{jm\phi} \quad (2.25b)$$

$$H_\phi = \frac{-1}{\gamma^2} \left[C\gamma \omega \varepsilon_2 H_m^{(1)}(j\gamma r) + jQ \frac{m}{r} \beta H_m^{(1)}(j\gamma r) \right] e^{jm\phi} \quad (2.25c)$$

onde:

$$\gamma^2 = \beta^2 - k_2^2 \quad (2.26)$$

$$k_2^2 = k_o^2 n_2^2 \quad (2.27)$$

$$\varepsilon_{r2} = n_2^2 \quad (2.28)$$

no qual n_2 é o índice de refração da casca, enquanto que C e Q são constantes arbitrárias.

Neste estágio da análise, deve-se esclarecer que as equações de onda (2.15a) e (2.15b) aplicam-se somente a meios homogêneos: ou ao núcleo ou à casca, independentemente, cujas soluções foram propostas acima. Tornar-se-á necessário, a seguir, aplicar as condições de contorno apropriadas para que as soluções de campo sejam casadas na interface núcleo-casca, para todos os valores de z . As constantes G , V , C e Q constituem graus de liberdade para que isto seja verdadeiro. Um outro procedimento, em que se deduz uma equação de onda para meio não-homogêneo (núcleo-casca), embora possível, não conduz a uma solução analítica, e não será aqui adotada [41].

Aplica-se, portanto, as condições de contorno na interface entre os meios 1 e 2 (núcleo e casca), ou seja, para $r = a$, as quais estabelecem que a transição de campos elétricos e magnéticos tangenciais às interfaces dielétricas ocorre de forma contínua, de acordo com $E_{z1} = E_{z2}$, $E_{\phi 1} = E_{\phi 2}$, $H_{z1} = H_{z2}$ e $H_{\phi 1} = H_{\phi 2}$. A partir dessas quatro condições de contorno, obtém-se um sistema homogêneo 4x4 nas variáveis G , V , C e Q :

$$\begin{bmatrix} J_m(k_c a) & 0 & -H_m^{(1)}(j\gamma a) & 0 \\ \frac{\beta}{k_c} \frac{m}{a} J_m(k_c a) & \frac{j}{k_c} \omega \mu_o J'_m(k_c a) & \frac{\beta}{\gamma^2} \frac{m}{a} H_m^{(1)}(j\gamma a) & -\frac{1}{\gamma} \omega \mu_o H_m^{(1)}(j\gamma a) \\ 0 & J_m(k_c a) & 0 & -H_m^{(1)}(j\gamma a) \\ -\frac{j}{k_c} \omega \varepsilon_1 J'_m(k_c a) & \frac{\beta}{k_c^2} \frac{m}{a} J_m(k_c a) & \frac{1}{\gamma} \omega \varepsilon_2 H_m^{(1)}(j\gamma a) & \frac{\beta}{\gamma^2} \frac{m}{a} H_m^{(1)}(j\gamma a) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} G \\ V \\ C \\ Q \end{bmatrix} = 0. \quad (2.29)$$

Para que este sistema homogêneo corresponda a soluções não triviais, o determinante da matriz deve ser identicamente nulo, e assim obtém-se uma equação determinantal do guia dielétrico cilíndrico. Com isso, é possível deduzir a equação característica:

$$\left[\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \frac{\gamma^2}{k_c^2} a \frac{J'_m(k_c a)}{J_m(k_c a)} + j\gamma a \frac{H_m^{(1)}(j\gamma a)}{H_m^{(1)}(j\gamma a)} \right] \cdot \left[\frac{\gamma^2}{k_c^2} a \frac{J'_m(k_c a)}{J_m(k_c a)} + j\gamma a \frac{H_m^{(1)}(j\gamma a)}{H_m^{(1)}(j\gamma a)} \right] = \left[m \left(\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} - 1 \right) \frac{k_2}{k_c^2} \beta \right]^2 \quad (2.30)$$

O conjunto composto pelas soluções de (2.30) conduz aos valores permitidos para β , a constante de fase do modo guiado. Com isso, será possível calcular k_c e γ , através de (2.21) e (2.26), respectivamente, e daí, as componentes de campo (2.19a) a (2.20c) ou (2.24a) a (2.25c), completando-se a análise. Antes, porém, convém ressaltar que as constantes V , C e Q podem ser escritas em função da constante G , a única remanescente. De fato, a partir das 1ª e 3ª linhas de (2.29), obtém-se:

$$C = \frac{J_m(k_c a)}{H_m^{(1)}(j\gamma a)} G \quad (2.31)$$

$$Q = \frac{J_m(k_c a)}{H_m^{(1)}(j\gamma a)} V. \quad (2.32)$$

Por outro lado, a partir da 4ª linha do sistema (2.29), em conjunto com (2.31) e (2.32) é possível reescrever V como função de G , segundo:

$$V = \frac{j}{m} \frac{a k_c \gamma [\varepsilon_1 \gamma J'_m(k_c a) H_m^{(1)}(j\gamma a) + j \varepsilon_2 k_c J_m(k_c a) H_m^{(1)}(j\gamma a)]}{\omega (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \mu_o \beta J_m(k_c a) H_m^{(1)}(j\gamma a)} G \quad (2.33)$$

ou então, a partir da 2ª linha de (2.29), em conjunto com (2.31) e (2.32), obtém-se

$$V = j m \frac{\omega (\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \beta J_m(k_c a) H_m^{(1)}(j\gamma a)}{a k_c \gamma [\gamma J'_m(k_c a) H_m^{(1)}(j\gamma a) + j k_c J_m(k_c a) H_m^{(1)}(j\gamma a)]} G. \quad (2.34)$$

Portanto, uma vez dado G , podem ser calculadas as constantes V , C e Q . Sabe-se, da teoria eletromagnética, que o valor de G pode ser estabelecido se for conhecida a potência óptica acoplada ao modo de propagação [41]. No entanto, para o interesse deste trabalho, o valor verdadeiro de G não é necessário, sendo suficiente obter a conformação de campo normalizada pela constante G .

Através da mudança de variáveis $U^2 = a^2 k_c^2$ e $W^2 = a^2 \gamma^2$ e com o auxílio da relação $H_m^{(1)}(j\gamma r)/H_m^{(1)}(j\gamma r) = -jK'_m(\gamma r)/K_m(\gamma r)$ [42], que relaciona as funções de Hankel modificadas com as funções de Bessel modificadas de ordem m , $K_m(\gamma r)$, a equação característica (2.30) torna-se:

$$\left[\frac{J'_m(U)}{UJ_m(U)} + \frac{K'_m(W)}{WK_m(W)} \right] \cdot \left[\frac{n_1^2}{n_2^2} \frac{J'_m(U)}{UJ_m(U)} + \frac{K'_m(W)}{WK_m(W)} \right] = m^2 \left(\frac{1}{U^2} + \frac{1}{W^2} \right) \cdot \left(\frac{n_1^2}{n_2^2} \frac{1}{U^2} + \frac{1}{W^2} \right) \quad (2.35)$$

Esta é a equação de dispersão normalizada, equivalente a (2.30), e cujas soluções correspondem aos modos que podem se propagar em uma fibra óptica cilíndrica com índice degrau. A partir da equação de dispersão, é possível deduzir as equações dos modos denominados: modos eletricamente transversais (TE), modos magneticamente transversais (TM) e os modos híbridos (HE e EH).

2.2.1 - Modos Magneticamente Transversais (TM) e Eletricamente Transversais (TE)

Por definição, os modos TM e TE são aqueles que possuem $H_z = 0$ e $E_z = 0$, respectivamente. Os modos TM e TE correspondem às soluções da equação de dispersão quando $m = 0$, ou seja, são obtidos a partir da particularização da equação (2.35), para $m = 0$. De fato, analisando-se (2.34) nota-se que, se m for nulo, V também

será nulo e, conseqüentemente, Q também se anula. Assim, a componente de campo magnético na direção z , H_z em (2.20a), se anula, o que caracteriza o modo TM. Dessa forma, fazendo $V = Q = 0$ no sistema (2.29), obtém-se um sistema 2x2, cuja equação determinantal conduz à:

$$\frac{n_1^2}{n_2^2} \frac{J_1(U)}{UJ_o(U)} + \frac{K_1(W)}{WK_o(W)} = 0 \quad (2.36)$$

a equação de dispersão para o modo TM, e que corresponde ao 2º fator do membro esquerdo de (2.35), quando $m = 0$, e quando se aplica as relações $J'_o(U) = -J_1(U)$ e $K'_o(W) = -K_1(W)$ [42].

Por outro lado, analisando-se (2.33), se $m = 0$, $V \rightarrow \infty$ e, conseqüentemente, $H_z \rightarrow \infty$, a menos que G seja nulo. Assim, para que H_z seja finito, G deve ser nulo bem como a constante C . Com isso, E_z em (2.19a) deve ser nulo, o que caracteriza o modo TE. Desta forma, entrando com $G = C = 0$ no sistema (2.29) e resolvendo a equação determinantal 2x2 resultante, obtém-se:

$$\frac{J_1(U)}{UJ_o(U)} + \frac{K_1(W)}{WK_o(W)} = 0 \quad (2.37)$$

a equação de dispersão para o modo TE, que corresponde ao 1º fator do membro esquerdo de (2.35), quando $m = 0$.

2.2.2 - Modos Híbridos (HE e EH)

Os modos híbridos (HE e EH) são as soluções da equação de dispersão (2.35) no caso geral quando $m \neq 0$. Dessa forma, as componentes E_z e H_z são ambas não nulas

e, assim, há 6 componentes de campo eletromagnético total. Conforme discutido anteriormente, o índice m está associado à dependência azimutal do campo com ϕ , segundo $e^{jm\phi}$, bem como à ordem das funções $J_m(k_c r)$ e $K_m(\gamma r)$. Por outro lado, as funções de Bessel podem apresentar v soluções diferentes para um mesmo índice m . Assim, segundo o eletromagnetismo, os modos podem ser classificados conforme os valores do par de inteiros (m, v) em: TE_{mv} , TM_{mv} , HE_{mv} ou EH_{mv} . Como os modos TE e TM correspondem a $m = 0$, então, só ocorrem modos TE_{0v} e TM_{0v} na fibra óptica.

2.2.3 - Condição de Corte

Os modos de propagação possuem frequências de corte, isto é, sob certas condições geométricas ou de distribuição de índices de refração nem todos os modos se encontram presentes no guia de onda. Este é o caso, por exemplo, da fibra monomodo, em que todos os modos estão cortados exceto o fundamental.

A condição de corte ocorre quando o campo na casca deixa de ser evanescente e passa a se propagar para fora do guia segundo um modo de fuga (*leaky*). Em termos analíticos esse fenômeno pode ser expresso por $\gamma = 0$, ou, usando (2.26), por $\beta = k_2$, ou ainda, usando $W^2 = a^2 \gamma^2$, por $W = 0$. Se, por acaso, β tornar-se menor que k_2 , então γ torna-se imaginário e a função de Hankel modificada de 1ª espécie deixa de ter comportamento assintótico de exponencial real (decrecente) e passa a se comportar como exponencial complexa (irradiando energia para fora da fibra). Com isso, é possível obter as equações de corte para cada modo. Assim, para $W = 0$ em (2.36) ou (2.37), associados aos modos TE_{0v} e TM_{0v} , respectivamente, obtém-se a equação de corte $J_0(k_c a) = 0$. A partir das raízes $(k_c a)$ desta equação, calculam-se as frequências de corte, $\omega = \omega_{corte}$, através de (2.21) e (2.22), para os modos TE e TM (lembrar que $k_o^2 = \omega^2 \mu_o \epsilon_o$). Somente se propagarão na fibra, os modos nos quais a condição $\omega > \omega_{corte}$ for satisfeita.

Para os demais modos, a dedução da equação de corte torna-se mais elaborada, e podem ser encontradas em [41]. Para $m = 1$, ou seja, modos HE_{1v} , obtém-se a condição de corte $J_1(k_c a) = 0$. A solução $U = (k_c a) = 0$ deve ser incluída nesta condição desde que $J_1(0) = 0$, o qual corresponde à característica de corte do modo HE_{11} .

Para $m = 2, 3, 4, \dots$, sendo $k_c a \neq 0$, tem-se os modos EH_{mv} , cuja equação de corte é $J_m(k_c a) = 0$.

Para $m = 2, 3, 4, \dots$, os modos híbridos HE_{mv} apresentam a equação de corte

$$\left(\frac{n_1^2}{n_2^2} + 1 \right) J_{m-1}(k_c a) = \frac{k_c a}{m-1} J_m(k_c a).$$

2.3 - Curvas de Dispersão da Fibra Óptica de Índice Degrau

Nas seções anteriores obteve-se a equação de dispersão e as equações de corte para a fibra óptica de índice degrau. Na sequência, utiliza-se o *software* Matlab para a obtenção das curvas de dispersão. A título de ilustração, uma carta de modos será desenhada utilizando-se valores de índice de refração de núcleo e casca não muito próximos entre si. Este procedimento é interessante, pois nas curvas obtidas pode-se identificar cada modo separadamente e com bastante distinção, o que não ocorre se os índices forem muito próximos. Os índices de refração utilizados foram $n_1 = 2,0$ (núcleo) e $n_2 = 1,5$ (casca). Deve-se ressaltar que os valores utilizados não são normalmente utilizados em fibras ópticas na prática, porém, são os mesmos utilizados por Keiser [43], permitindo-se a comparação de resultados.

A fim de definir um parâmetro mais significativo para avaliar o corte na fibra, considera-se $\beta = \beta_{corte}$ e $\gamma = 0$ nas equações (2.21) e (2.26). Subtraindo-se estas equações, obtém-se que $k_{c,corte}^2 = k_o^2(n_1 - n_2)$, correspondente ao valor da constante de

fase $k_o = k_c$ na condição de corte. Lembrando-se, do eletromagnetismo, que $k_o = \omega/c$, define-se o *V-number* da fibra óptica conforme:

$$V\text{-number} = k_{c,corte} a = \frac{\omega_{corte}}{c} \left(\sqrt{n_1^2 - n_2^2} \right) a = \frac{2\pi}{\lambda_o} a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (2.49)$$

onde ω_{corte} é a frequência de corte e λ_o é o comprimento de onda de corte.

Conforme deduzido anteriormente, $k_{c,corte} a = 0$ para o modo HE_{11} , indicando que não existe frequência de corte ($\omega_{corte} = 0$) para este modo.

Na figura 2.3 encontra-se desenhada a carta de modos calculada, expressando-se a equação de dispersão (2.35) em termos de β/k_o versus *V-number*. Como se observa, abaixo de *V-number* = 2,4, só se propaga o modo HE_{11} , pois os demais estão abaixo do corte. Nesta região, a fibra óptica opera em regime monomodo.

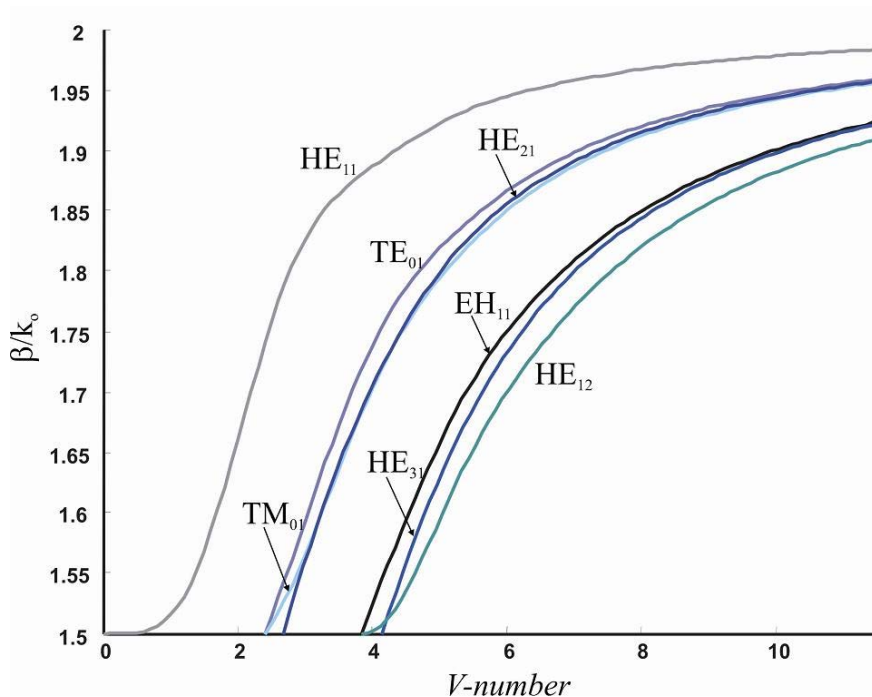
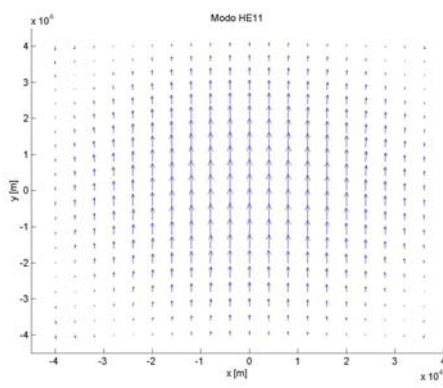
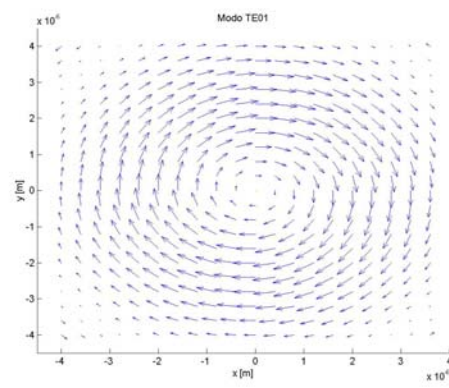


Figura 2.3 – Carta de modos da fibra óptica com índice degrau.

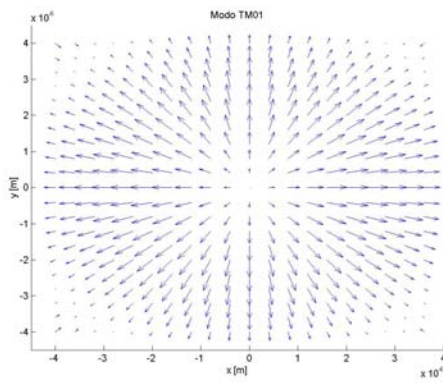
Conforme já foi discutido, uma vez conhecido o valor de β para um dado modo, todas as demais grandezas de campo podem ser calculadas. No próximo exemplo, apresentam-se gráficos obtidos em Matlab para as linhas de campo para os modos HE_{11} , TE_{01} , TM_{01} , HE_{21} , HE_{31} , EH_{11} , HE_{12} , desenhados na figura 2.4. Utilizou-se, neste caso, $n_1 = 1,465$, $n_2 = 1,469$, $a = 4 \mu\text{m}$ e $\lambda_o = 633 \text{ nm}$ em (2.49), o que resulta em $V\text{-number} = 4,8$. Com isso, os valores de índice de refração efetivo n_{eff} (ou β/k_o) correspondentes são: $n_{eff} = 1,4641$ para o HE_{11} ; $n_{eff} = 1,4629$ para o TE_{01} , TM_{01} e HE_{21} ; $n_{eff} = 1,4613$ para o HE_{31} e EH_{11} ; $n_{eff} = 1,4609$ para o HE_{12} .



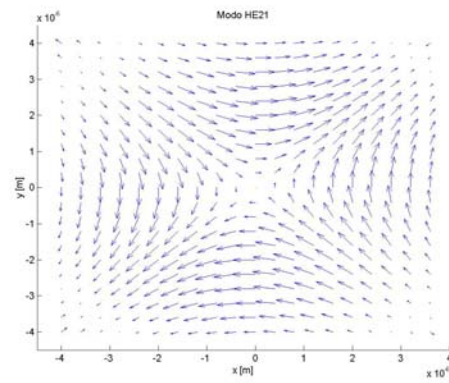
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 2.4 continua...

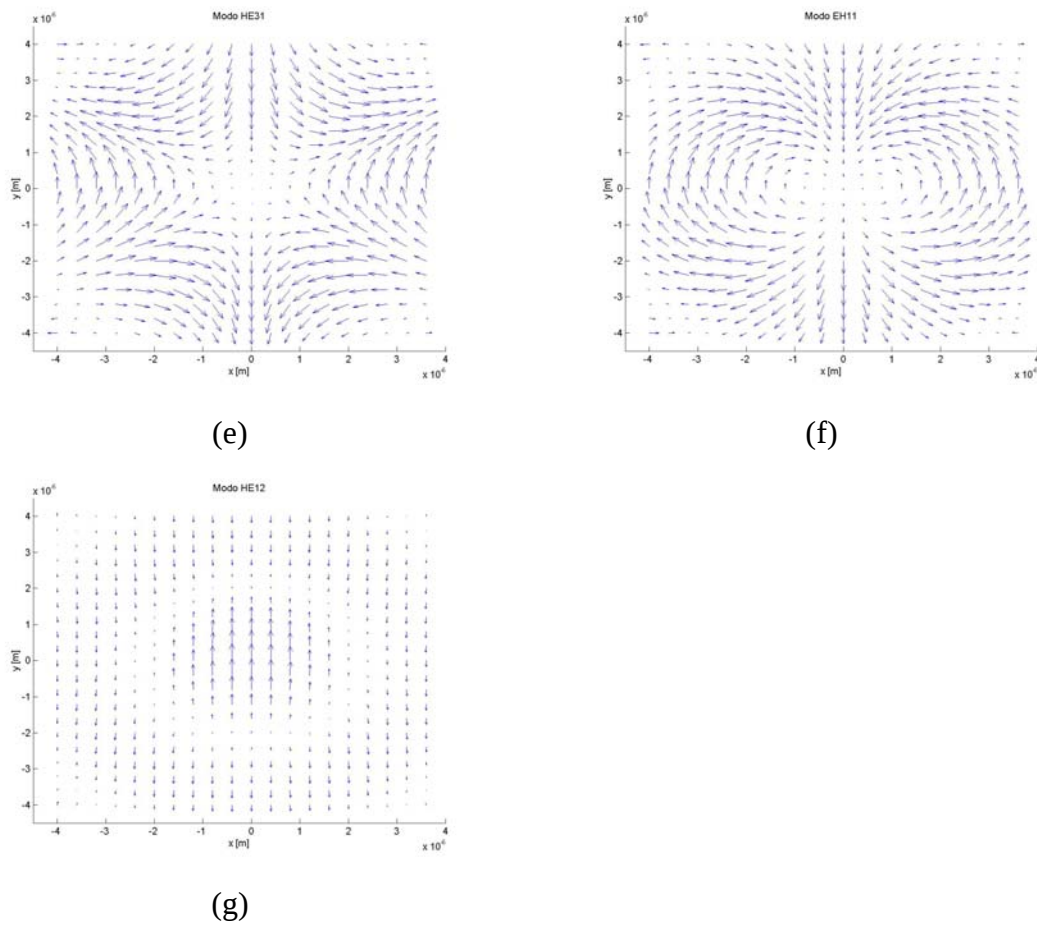


Figura 2.4 – Linhas de campo dos modos próprios da fibra óptica.
 (a) Modo HE_{11} ; (b) Modo TE_{01} ; (c) Modo TM_{01} ; (d) Modo HE_{21} ;
 (e) Modo HE_{31} ; (f) Modo EH_{11} ; (g) Modo HE_{12} .

2.3.1 - Modos Linearmente Polarizados (LP)

Grupos de modos TE, TM, HE e EH, em algumas configurações, podem se apresentar degenerados, ou seja, com velocidades de fase muito próximas na fibra óptica, como ocorre para os modos (TE_{01} , TM_{01} , HE_{21}) e (HE_{31} , EH_{11}) na figura 2.3. Isto é tão mais verdadeiro à medida que se considera a diferença entre os índices de refração do núcleo e da casca muito pequena (da ordem de 10^{-3}). Obtêm-se então os modos denominados de linearmente polarizados, ou modos LP, os quais são discutidos a seguir

[44]. Considera-se que $\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1} \ll 1$ e, assim, $n_1^2/n_2^2 \cong 1$, conforme se observa em

fibras ópticas normalmente usadas em telecomunicações.

Aplicando-se esta aproximação na equação de dispersão (2.35), obtém-se a equação característica para os modos LP:

$$\left[\frac{J'_m(U)}{UJ_m(U)} + \frac{K'_m(W)}{WK_m(W)} \right] = \pm m \left(\frac{1}{U^2} + \frac{1}{W^2} \right). \quad (2.50)$$

A condição $m=0$ corresponde aos modos TE e TM. Dessa maneira, fazendo $m=0$ na equação (2.50) e, através das relações de recorrência $J'_m(U) = -J_{m+1}(U) + \frac{m}{U}J_m(U)$ e $K'_m(W) = -K_{m+1}(W) + \frac{m}{W}K_m(W)$ [42], obtém-se uma equação de dispersão única para os modos TE e TM:

$$\frac{J_1(U)}{UJ_0(U)} + \frac{K_1(W)}{WK_0(W)} = 0. \quad (2.51)$$

Esse resultado mostra que os modos TE e TM são degenerados nesta aproximação, ou seja, possuem velocidades de fase muito próximas na fibra óptica em questão (como se percebe com os modos TE₀₁ e TM₀₁ na figura 2.3).

Para $m \neq 0$, obtém-se os modos híbridos EH e HE. Considerando $m \neq 0$ na equação (2.50) e utilizando as relações de recorrência mencionadas acima [42], obtém-se duas equações:

$$\frac{J_{m+1}(U)}{UJ_m(U)} + \frac{K_{m+1}(W)}{WK_m(W)} = 0 \quad (2.52)$$

$$\frac{J_{m-1}(U)}{UJ_m(U)} - \frac{K_{m-1}(W)}{WK_m(W)} = 0 \quad (2.53)$$

para os sinais (+) e (-) em (2.50), e correspondentes aos modos EH e HE, respectivamente.

As equações (2.51) a (2.53) são mais simples de resolver do que (2.35). No exemplo a seguir, considera-se os parâmetros de uma fibra óptica comercial, utilizada também na montagem do sensor discutido nesta pesquisa. Esta fibra possui índices de refração $n_1 = 1,465$ (núcleo) e $n_2 = 1,460$ (casca), correspondendo a $\Delta = 0,0034$. Assim, obteve-se a carta de modos ilustrada na figura 2.5.

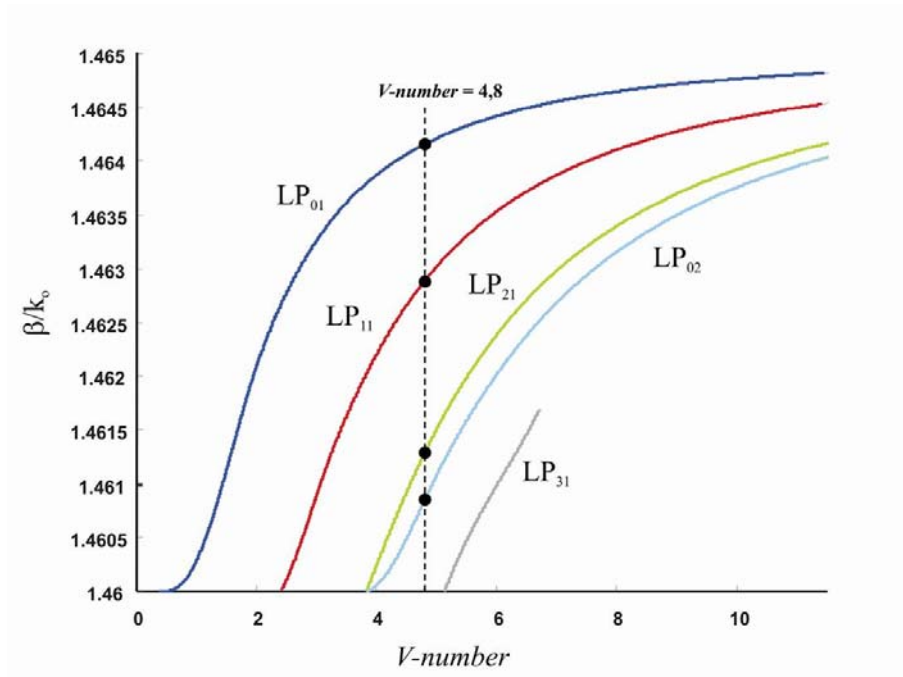


Figura 2.5 – Carta de modos LP.

Segundo a classificação proposta por Gloge [44], [45], e conforme observado na figura 2.3 e na figura 2.5, os modos LP_{mv} são classificados conforme:

- a) LP_{0v} : derivados de um modo HE_{1v}
- b) LP_{1v} : derivados de $TE_{0v} + TM_{0v} + HE_{2v}$
- c) LP_{mv} , para $m \geq 2$: derivados de $HE_{m+1,v} + EH_{m-1,v}$

Com os valores do raio do núcleo ($a = 4 \mu\text{m}$), dos índices de refração ($n_1 = 1,465$ e $n_2 = 1,460$) e do comprimento de onda da fonte óptica ($\lambda_o = 633 \text{ nm}$), calcula-se o *V-number* em que a fibra está operando, obtendo-se *V-number* = 4,8. Assim, com o *V-number* e a carta de modos da figura 2.5, obtém-se os valores de β (ou equivalentemente $n_{\text{eff}} = \beta/k_o$) para cada modo, sendo os seguintes: $n_{\text{eff}} = 1,4641$ para o LP_{01} ; $n_{\text{eff}} = 1,4629$ para o LP_{11} ; $n_{\text{eff}} = 1,4613$ para o LP_{21} ; $n_{\text{eff}} = 1,4609$ para o LP_{02} . Esta fibra óptica admite apenas quatro modos LP de propagação nesta configuração. Usando o Matlab, estes valores de β/k_o foram utilizados para desenhar as conformações dos campos elétricos para cada modo, que são mostrados nas figuras de 2.7 a 2.10.

Estas figuras justificam a designação de modos linearmente polarizados. De fato, o modo LP_{01} correspondente à figura 2.6, é constituído pelo modo HE_{11} , o qual é inerentemente polarizado verticalmente, conforme foi mostrado na figura 2.4 (a). Por sua vez, o modo LP_{11} da figura 2.7 (a), é constituído pela superposição dos modos TM_{01} e HE_{21} , mostrados na figura 2.4 (c) e (d), respectivamente. Como resultado, obtém-se uma polarização vertical mostrada na figura 2.7 (b). Considerando-se a superposição dos modos TE_{01} (figura 2.4 (b)) e HE_{21} (rotacionado de 45°), é obtido o modo LP_{11} com polarização horizontal (figura 2.7 (c)), evidenciando que este modo pode apresentar 2 estados de polarização. A superposição dos modos EH_{11} e HE_{31} , mostrados na figura 2.4 (e) e (f), conduzem ao modo LP_{21} da figura 2.8, sendo que pode haver tanto a polarização vertical como a horizontal, mostradas na figura 2.8 (b) e (c) respectivamente. Finalmente, o modo HE_{12} mostrado na figura 2.4 (g), corresponde ao próprio modo LP_{02} da figura 2.9, com polarização vertical.

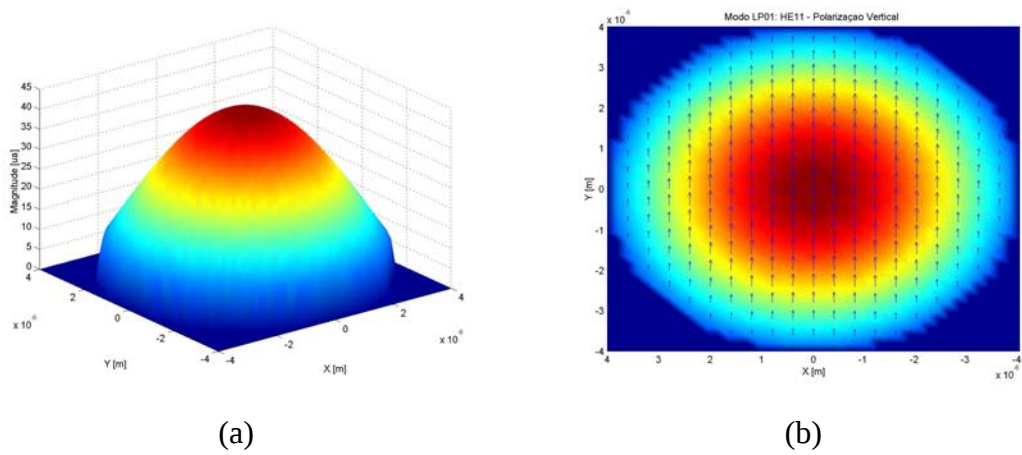


Figura 2.6 – Modo LP_{01} .
(a) Conformação de campo elétrico; (b) Polarização vertical.

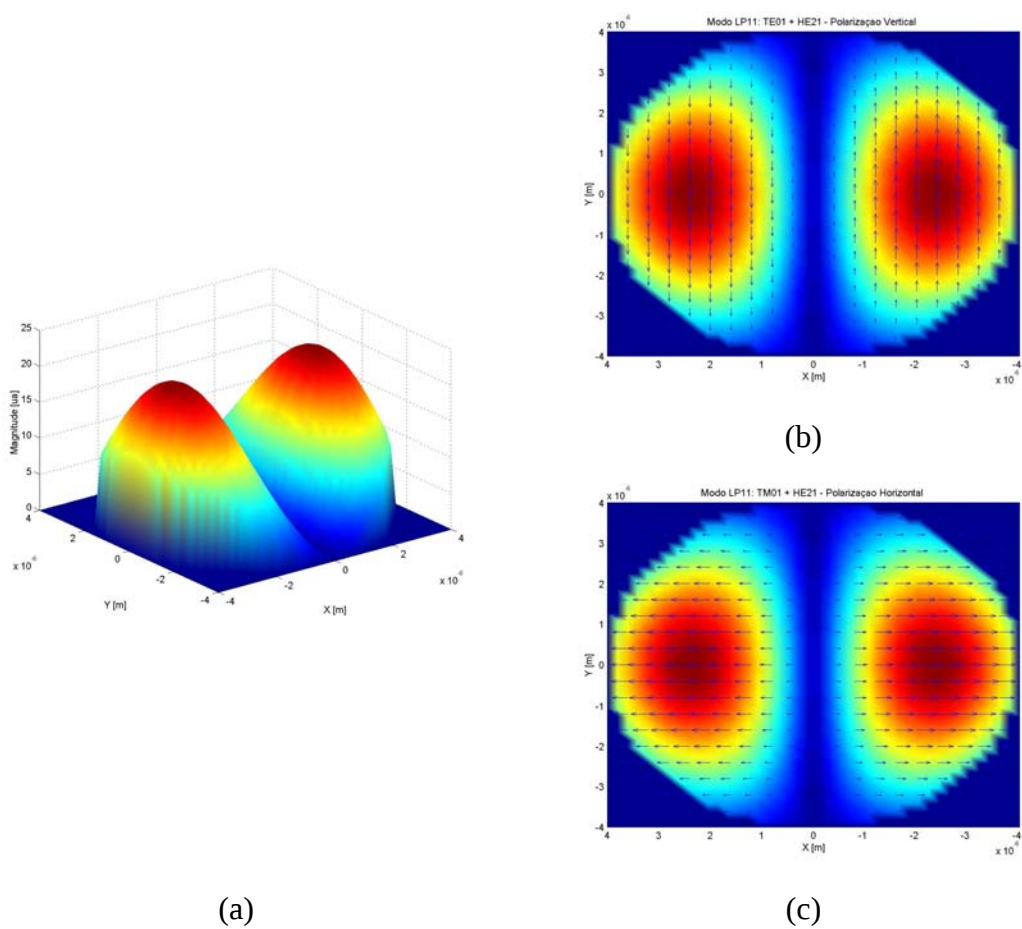
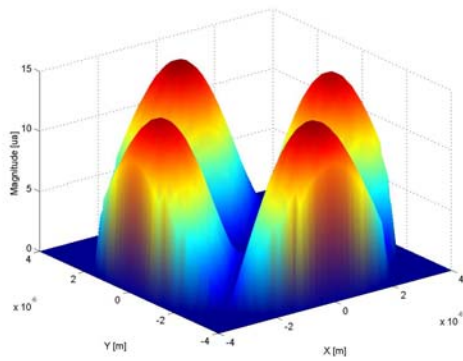
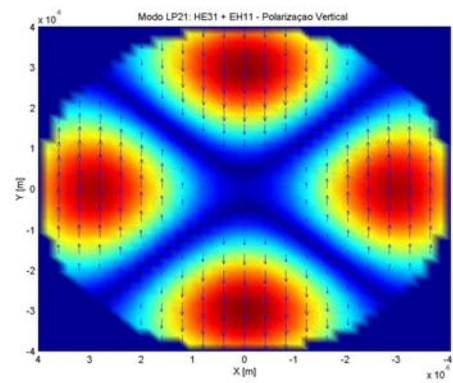


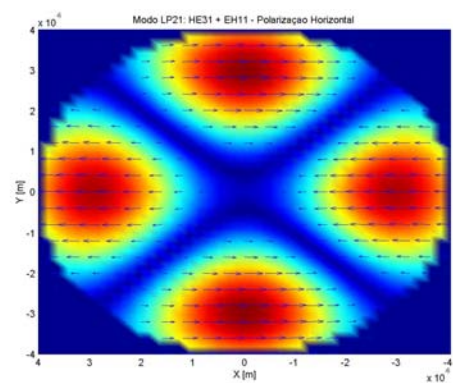
Figura 2.7 – Modo LP_{11} .
(a) Conformação de campo elétrico; (b) Polarização vertical; (c) Polarização horizontal.



(a)



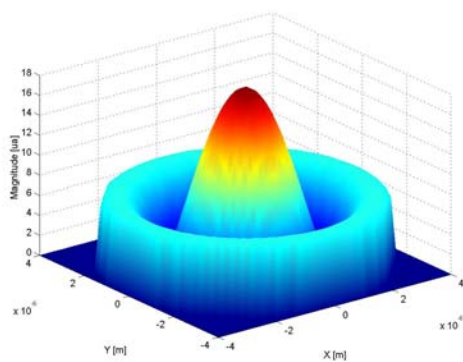
(b)



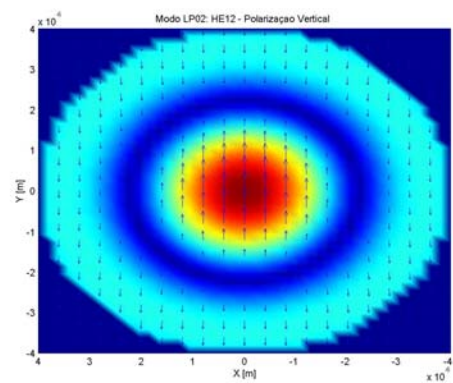
(c)

Figura 2.8 – Modo LP_{21} .

(a) Conformação de campo elétrico; (b) Polarização vertical; (c) Polarização horizontal.



(a)



(b)

Figura 2.9 – Modo LP_{02} .

(a) Conformação de campo elétrico; (b) Polarização vertical.

O perfil de intensidade óptica de saída de uma fibra óptica monomodo, operando no modo LP_{01} , pode ser aproximado por um perfil gaussiano, como mostrado na figura 2.10 (simulada em Matlab). Na referência [32], Faria utilizou um artifício semelhante para um feixe de fibras ópticas.

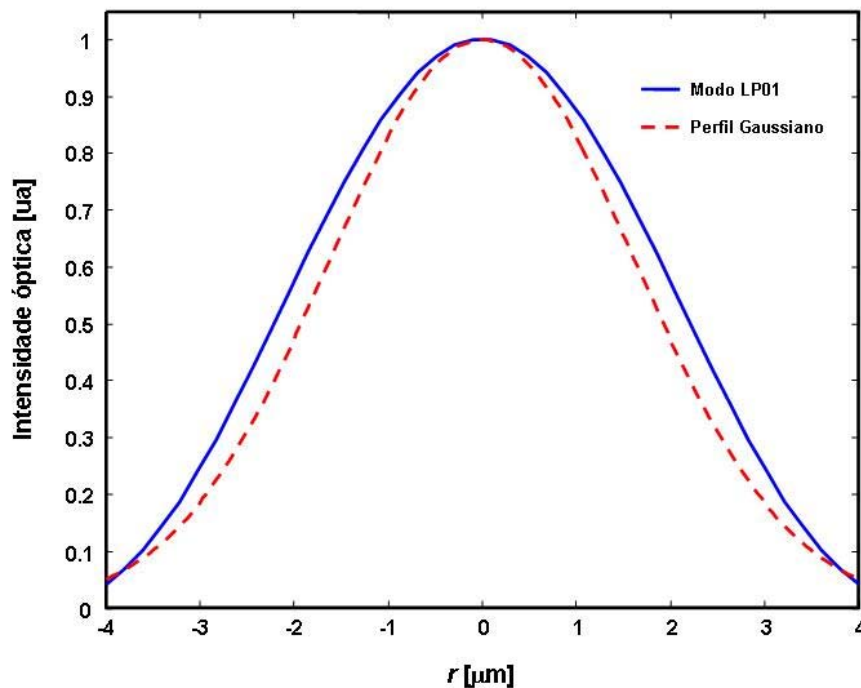


Figura 2.10 - Perfis de intensidade: modo LP_{01} e gaussiano.

De acordo com Wang na referência [46], a função gaussiana também provê uma boa descrição para o perfil de intensidade de uma fibra óptica multimodos. Assim, tanto o perfil da fibra óptica transmissora (monomodo) quanto da receptora (multimodos) pode ser aproximado por um perfil gaussiano. Este fato será utilizado no modelamento do sensor reflexivo em fibra óptica que passa a ser descrito no próximo capítulo.

CAPÍTULO 3

SENSOR REFLEXIVO EM FIBRA ÓPTICA

Neste capítulo, sensores de intensidade em fibra óptica são apresentados e suas aplicações, vantagens e princípio de funcionamento são listados. Dentre os sensores expostos, destaca-se o sensor reflexivo que será implementado e utilizado neste trabalho para a caracterização de um atuador piezoelétrico flexensional. Em seguida, descreve-se em detalhes o princípio de funcionamento do sensor reflexivo através do modelo matemático proposto por He e Cuomo [30], bem como, uma nova proposta desenvolvida pelo autor desta dissertação de mestrado. Finalmente, utiliza-se o software Matlab para simular a curva característica do sensor com base na teoria exposta. Esta curva será um importante meio de comparação com os resultados experimentais, a serem discutidos nos capítulos seguintes.

3.1 - Sensores de Intensidade em Fibra Óptica

O princípio de funcionamento dos sensores em fibra óptica se baseia na modulação de algum parâmetro da luz confinada na fibra, devido ao fenômeno físico que se deseja analisar. A luz pode ser modulada em fase, intensidade, polarização, frequência, dentre outras grandezas ópticas.

Sensores em fibra óptica são capazes de medir: campo acústico, campo magnético, campo elétrico, corrente, tensão, temperatura, pressão, posição, ângulo, deformação, radiação, gradientes, nível de líquido, rotação, aceleração, etc. [4], [13], [14], [47].

Dentre suas vantagens, relativamente aos sensores convencionais, citam-se: sensibilidade elevada, baixa susceptibilidade a interferência eletromagnética (EMI), elevada largura de banda e taxa de dados, compatibilidade com sistemas de comunicação por fibras ópticas, versatilidade geométrica, dentre outras.

Os sensores em fibra óptica podem ser classificados em extrínsecos ou intrínsecos. Os sensores denominados intrínsecos são constituídos por uma ou mais fibras ópticas e a modulação dos parâmetros da luz ocorre no próprio corpo da fibra. Isso significa que a própria fibra é o elemento sensor. Os sensores extrínsecos são constituídos por fibras ópticas, porém, neste caso, a modulação dos parâmetros da luz ocorre por meio de um elemento sensor externo. Dentro dessa categoria enquadram-se ainda os sensores híbridos cuja denominação é mais apropriada para os casos em que as fibras ópticas são utilizadas para transmitir dados de um determinado sensor [4]. Na figura 3.1 ilustram-se os esquemas dos sensores intrínsecos, extrínsecos e híbridos.

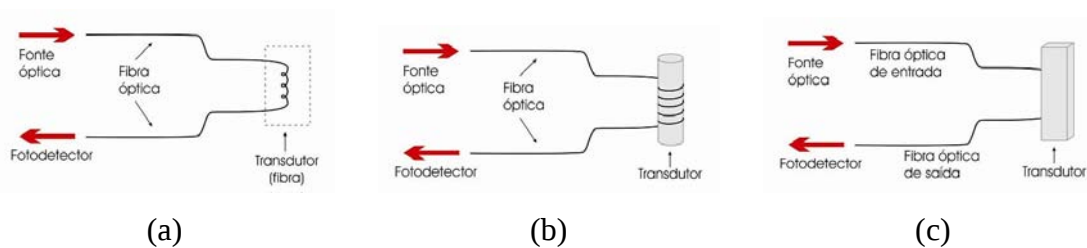


Figura 3.1 – Classificação de sensores em fibra óptica.
(a) Sensor intrínseco; (b) Sensor extrínseco; (c) Sensor híbrido.

Conforme exposto anteriormente, existem sensores em fibra óptica em que há a modulação da luz em intensidade, fase, frequência, polarização, etc. Neste trabalho será dada ênfase à linha de sensores de intensidade óptica, cujo diagrama de blocos geral encontra-se mostrado na figura 3.2.

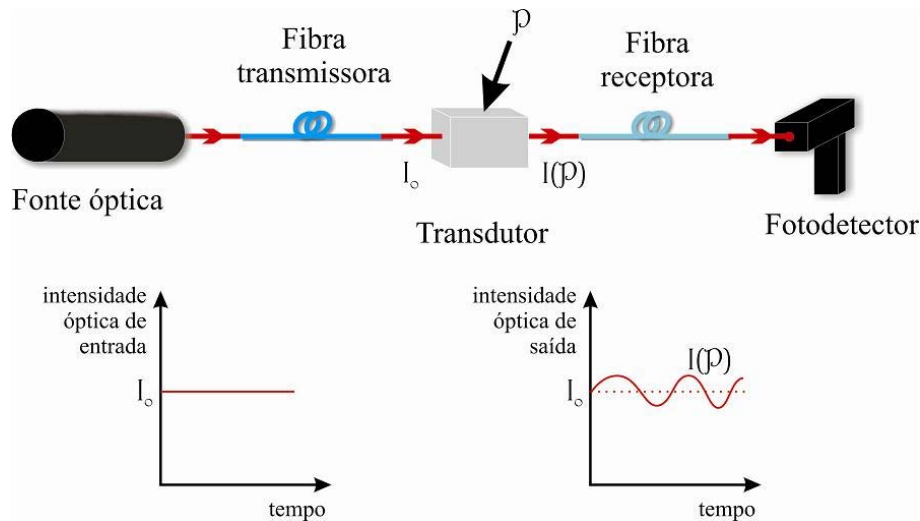


Figura 3.2 – Diagrama de blocos de um sensor com modulação de intensidade óptica.

Na figura, um estímulo físico p causa uma variação na intensidade óptica irradiada pela fibra transmissora (I_0). O sinal óptico modulado, $I(p)$, é captado pela fibra receptora e incide sobre um fotodetector, no qual ocorre a conversão opto-elétrica. No caso onde o fotodetector é um fotodiodo ou fototransistor, o sinal elétrico detectado apresenta dependência direta com a intensidade óptica.

O sensor de intensidade é conveniente, pois conforme visto no capítulo 2, a fibra óptica é também um guia de ondas ópticas, podendo então ser utilizada para transmitir as informações fornecidas pelo próprio sensor óptico para um circuito eletrônico localizado remotamente. Neste caso, o tipo de sensor óptico mais adequado é o sensor de intensidade. Por exemplo, em um trajeto de 1 km de fibra (por exemplo), a variação de fase pode ser da ordem de 10^{10} radianos e aleatória, prejudicando a operação dos sensores de fase [3].

Outras vantagens do sensor de intensidade em relação aos demais tipos de sensores em fibra são: compatibilidade com tecnologia multimodos (a qual é mais simples, barata e pode operar com fontes incoerentes), demanda circuitos ópticos e elétricos mais simples, dentre outras. As desvantagens são: sensibilidade à instabilidade na fonte óptica e às perdas nas fibras; geralmente a resposta é não linear, enquanto que a exatidão e a faixa dinâmica são limitadas (relativamente a sensores de fase óptica).

3.2 - Princípio de Funcionamento do Sensor Reflexivo em Fibra Óptica

O sensor reflexivo trata-se de um sensor em fibra óptica extrínseco em que a luz é modulada em intensidade, de acordo com as características do objeto a partir do qual a luz é refletida.

Este sensor é composto por uma fonte de luz, dois trechos de fibras ópticas, uma superfície refletora e um fotodetector. Uma das fibras é utilizada para enviar a luz proveniente da fonte até o espelho e a outra fibra, para captar a luz refletida pelo espelho. Na figura 3.3 ilustra-se essa configuração.

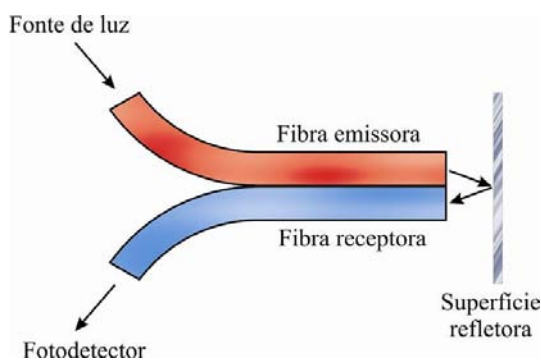


Figura 3.3 – Configuração fundamental do sensor reflexivo.

A distância entre a superfície refletora e as terminações das fibras determina a intensidade de luz que será acoplada à fibra receptora. Isso conduz a uma curva característica deste tipo de sensor, como mostrado na figura 3.4, e que será melhor detalhada adiante.

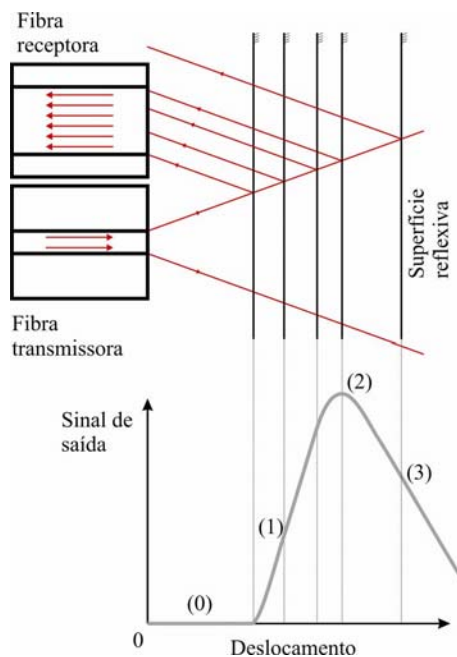


Figura 3.4 – Curva característica do sensor reflexivo.
(0) Zona morta; (1) Inclinação positiva; (2) Pico; (3) Inclinação negativa.

Esta curva característica apresenta duas regiões principais, sendo interessantes pelo fato de serem aproximadamente lineares: a região (1), com inclinação positiva, e a região (3), com inclinação negativa. Contudo, a região (1), além de apresentar uma linearidade maior que a (3), apresenta uma inclinação maior, o que implica numa maior sensibilidade. A região (2) corresponde às proximidades do pico e a região (0) corresponde a um trecho em que não há sinal de saída.

A fim de excursionar sobre a região linear (1) (de preferência) é necessário estabelecer um ponto de operação quiescente próximo ao seu centro, sobre o qual o sinal a ser analisado oscila. Assim, pode-se “polarizar” o sensor, isto é, ajustar a distância entre o espelho e as extremidades das fibras ópticas de forma que estas se encontrem aproximadamente no meio da região (1). Com isso, torna-se possível substituir a superfície refletora por um espelho móvel acoplado, por exemplo, a uma piezocerâmica, para a realização de testes dinâmicos. Dessa forma, na região (1) o sensor irá funcionar como um modulador de intensidade óptica, ou seja, irá converter o deslocamento mecânico exercido pelo espelho móvel, em variação da intensidade óptica.

Neste trabalho, são apresentados dois modelos matemáticos para descrever o funcionamento do sensor reflexivo. No primeiro modelo considera-se que a distribuição de intensidade óptica inserida na fibra possa ser aproximada por infinitos feixes uniangulares. No segundo modelo, considera-se que a distribuição de intensidade óptica pode ser aproximada por uma função Gaussiana. Para o desenvolvimento dos modelos matemáticos, considerou-se, inicialmente, um sensor reflexivo composto por uma única fibra transmissora e uma única fibra receptora, porém, que podem ter características diferentes entre si. Após o desenvolvimento destes modelos com apenas duas fibras, é possível estender os resultados para sensores compostos por um feixe de fibras, se necessário.

3.3 - Modelo Matemático de Feixes Uniangulares do Sensor Reflexivo

O modelo matemático proposto por He e Cuomo em 1991, aproxima a distribuição de intensidade óptica, inserida na fibra, por infinitos feixes uniangulares, cada qual com a mesma intensidade óptica [30].

A luz acoplada à fibra transmissora emerge de sua extremidade com um ângulo máximo θ_c e gera uma distribuição de intensidade no plano receptor, a qual pode ser equivalentemente descrita através de sua imagem no plano imagem. A distância entre cada um destes planos é T . Na figura 3.5 ilustra-se a situação descrita.

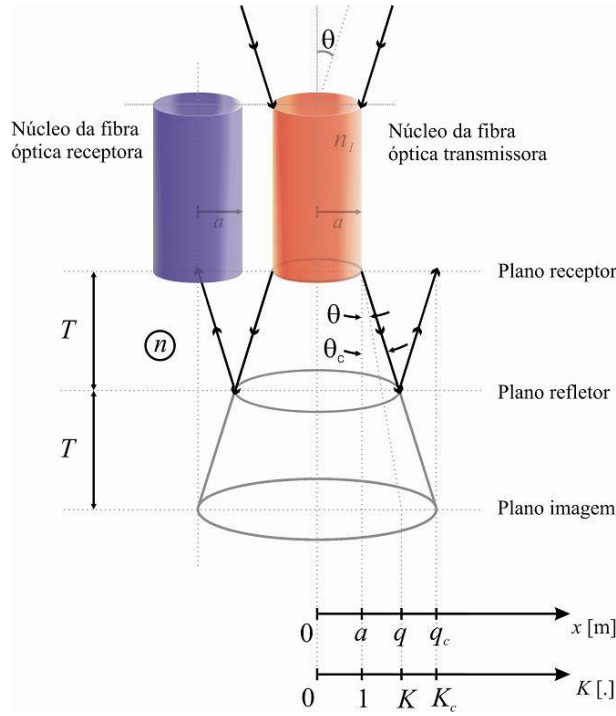


Figura 3.5 – Fibras ópticas transmissora e receptora.

Da Lei de Snell, tem-se que [41]:

$$\theta_c = \text{sen}^{-1} \left(\frac{NA}{n} \right) \quad (3.1)$$

$$NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (3.2)$$

onde NA é a abertura numérica, n_1 é o índice de refração do núcleo da fibra transmissora, n_2 é o índice de refração da casca da fibra transmissora (não mostrada na figura) e n é o índice de refração do meio circunvizinho.

No plano imagem, associado à coordenada q [m], define-se a coordenada adimensional K , como representado na figura 3.5, tal que

$$K = \frac{q}{a} \quad (3.3)$$

$$K_c = \frac{q_c}{a} \quad (3.4)$$

onde a é o raio do núcleo da fibra transmissora e q_c é o raio do cone de abertura numérica no plano imagem. Dessa forma, define-se um sistema de coordenadas auxiliar, onde as distâncias são normalizadas pelo raio do núcleo da fibra transmissora. Este eixo (K) é adimensional e será freqüentemente utilizado no desenvolvimento da teoria. Através da análise geométrica da figura 3.5, obtém-se a seguinte relação:

$$q_c = a + 2T \operatorname{tg} \theta_c. \quad (3.5)$$

Dividindo-se ambos os membros de (3.5) por a , obtém-se:

$$K_c = 1 + \frac{2T}{a} \operatorname{tg} \theta_c. \quad (3.6)$$

Da mesma forma, para um ângulo θ tal que $0 \leq \theta \leq \theta_c$, associado a um cone com raio q , tem-se:

$$K = 1 + \frac{2T}{a} \operatorname{tg} \theta. \quad (3.7)$$

Assume-se que a fonte de luz acopla infinitos feixes uniangulares à fibra transmissora, dentro da faixa $0 \leq \theta \leq \theta_c$, onde cada um destes feixes conduz uma mesma potência no interior da fibra, e daí para a extremidade transmissora. Cada feixe mantém seu ângulo com relação ao eixo da fibra durante a transmissão e contribui para a intensidade integrada sobre o plano imagem.

Seja L , medido em $\text{W/m}^2/\text{rad}$, definido como:

$$L = \frac{I_{SN}}{\theta} \quad (3.8)$$

onde I_{SN} é a intensidade óptica na área do núcleo em W/m^2 e θ o ângulo de abertura em radianos. Um feixe uniangular corresponde a uma intensidade L , por unidade de ângulo, sobre a área do núcleo. Em geral L depende de θ , contudo, como as fibras ópticas

apresentam pequena abertura numérica ($NA < 0,5$) o ângulo crítico, θ_c , será pequeno. Assim, assume-se que os raios incidentes com diferentes ângulos θ acoplarão a mesma quantidade de potência óptica na área do núcleo da fibra óptica, baseado na variação insignificante desta potência dentro de pequenos ângulos de aceitação [30].

A potência óptica entregue à superfície da fibra por um feixe uniangular com ângulo θ é dada por:

$$P_f = \pi a^2 L \theta. \quad (3.9)$$

Assume-se que L seja constante e a variação de potência devido a uma variação $d\theta$ será:

$$dP_f = \pi a^2 L d\theta. \quad (3.10)$$

Assim, para L constante, a potência óptica total entregue à superfície transversal da fibra é obtida integrando-se (3.10):

$$P_T = \int_0^{\theta_c} dP_f = \pi a^2 L \theta_c. \quad (3.11)$$

Uma determinada quantidade de perdas na reflexão e transmissão ocorre quando a potência é entregue à terminação da fibra. Assim, o feixe incidente com potência P_T deixa a extremidade da fibra com uma potência P_i levemente menor. Seja $\alpha \cong 1$ ($\alpha \leq 1$), tal que P_i possa ser escrito como:

$$P_i = \alpha \pi a^2 L \theta_c. \quad (3.12)$$

Define-se I_o , medido em W/m^2 , por:

$$I_o = \frac{P_i}{\pi a^2} = \alpha L \theta_c \quad (3.13)$$

a intensidade total da luz ao emergir da extremidade da fibra transmissora.

Dependendo da posição que se considera o plano imagem, o raio da base do cone de abertura associado a θ_c assume diferentes valores de K_c . O feixe uniangular na direção θ produz um anel no plano imagem, cuja largura é igual ao diâmetro da fibra e a intensidade é uniformemente distribuída sobre o mesmo. Quando no plano imagem o anel tem raio externo $1 \leq K \leq 2$, tem-se a figura 3.6.

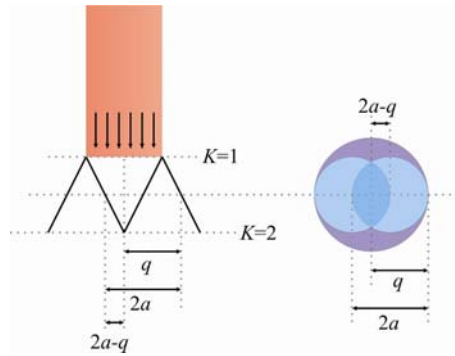
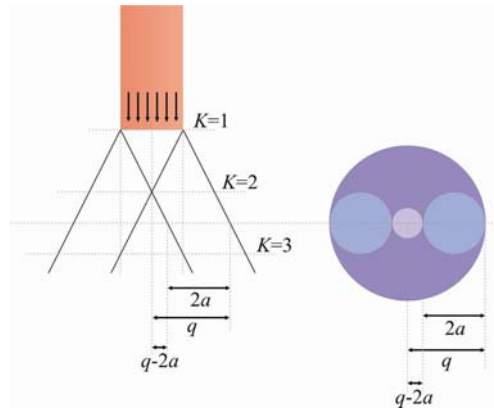


Figura 3.6 – Anel para K entre 1 e 2.

Com o auxílio da figura, mostra-se que a intensidade óptica (medida em $\text{W/m}^2/\text{rad}$) sobre o plano imagem, associada ao ângulo de abertura de L , é calculada por:

$$I_U = \frac{\alpha \pi a^2 L}{\pi q^2 + \pi (2a - q)^2} = \frac{\alpha L}{2(K^2 - 2K + 2)}. \quad (3.14)$$

Quando no plano imagem o anel tem raio externo $K \geq 2$, tem-se a figura 3.7.

Figura 3.7 – Anel para K maior que 2.

Neste caso, a *intensidade/ângulo*, I_U [W/m²/rad], é dada por:

$$I_U = \frac{\alpha \pi a^2 L}{\pi q^2 - \pi (q - 2a)^2} = \frac{\alpha L}{4K - 4}. \quad (3.15)$$

3.3.1 - Função Intensidade Integrada no Plano Imagem

Um número infinito de feixes uniangulares de iguais potências na faixa $0 \leq \theta \leq \theta_c$, produzirá uma distribuição de intensidade axial simétrica no plano imagem. Na figura 3.8 são ilustrados três feixes uniangulares com ângulos $\theta_1, \theta_2 > \theta_1$ e $\theta_c > \theta_2 > \theta_1$. No plano imagem associado a $K_1 = 2$, $K_2 > 2$ e $K_c > K_2$, por exemplo, o elemento diferencial dK , conforme desenhado na figura, é iluminado pelos feixes associados a θ_c e θ_2 , mas não por θ_1 . No caso onde θ varia continuamente, a intensidade I_K [W/m²], sobre o elemento dK , é obtida integrando-se I_U [W/m²/rad] em relação a θ .

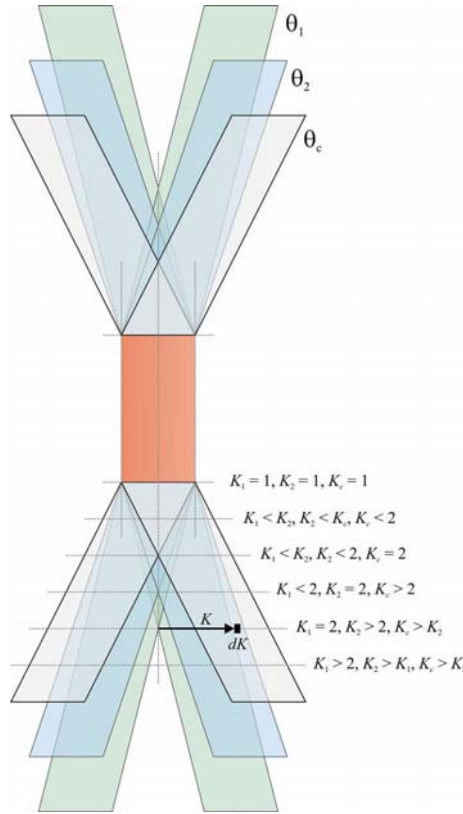


Figura 3.8 – Elemento de área iluminado por feixes uniangulares.

Cada anel uniangular possui largura $2a$ e feixes com coordenadas menores que K não contribuem para a intensidade integrada I_K , medida em $[\text{W/m}^2]$, no ponto de coordenada K :

$$I_K = \int_K^{K'} I_U d\theta \quad (3.16)$$

onde I_U é dado por (3.14) ou (3.15).

Nesta integração, o extremo superior de integração, K' , depende da posição do elemento dK , na coordenada K . Com o auxílio da figura 3.9 fica estabelecido que:

$$K' = \begin{cases} K + 2, & \text{para } K + 2 \leq K_c \\ K_c, & \text{para } K + 2 > K_c \end{cases}$$

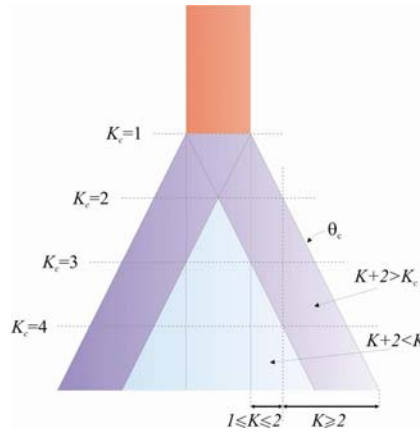


Figura 3.9 - Regiões para a escolha do extremo de integração K' .

Por sua vez, é possível escrever o elemento $d\theta$ em termos da coordenada K . Para isto, considere-se a construção geométrica da figura 3.10, que assume as bordas de dois feixes uniangulares separados por $d\theta$.

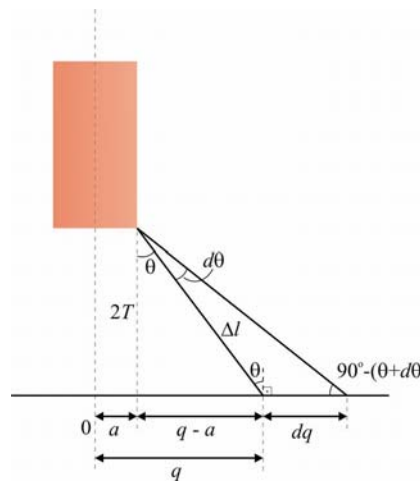


Figura 3.10 – Geometria de feixes uniangulares separados por $d\theta$.

Da figura 3.10, tem-se que:

$$\Delta l = a \sqrt{\left(\frac{q}{a} - 1\right)^2 + \left(\frac{2T}{a}\right)^2} = a \sqrt{(K-1)^2 + \frac{1}{A^2}} = \frac{a}{A} \sqrt{1 + A^2(K-1)^2} \quad (3.17)$$

onde $A = \frac{a}{2T}$.

De acordo com a lei dos senos, tem-se:

$$\frac{dq}{\text{send}\theta} = \frac{\Delta l}{\text{sen}[90 - (\theta + d\theta)]} = \frac{\Delta l}{\cos(\theta + d\theta)}. \quad (3.18)$$

Porém, sabe-se que $\cos(\theta + d\theta) \cong \cos\theta$ e que $\text{send}\theta \cong d\theta$. Então, (3.18) leva ao resultado:

$$\cos\theta dq \cong \Delta l d\theta. \quad (3.19)$$

Por outro lado, verifica-se na figura que $\cos\theta = 2T/\Delta l$, bem como $q = aK \Rightarrow dq = adK$. Com isso, (3.19) conduz a:

$$d\theta = \frac{\cos\theta}{\Delta l} dq = \frac{2T/\Delta l}{\Delta l} adK. \quad (3.20)$$

Substituindo-se (3.17) em (3.20), obtém-se:

$$d\theta = \frac{A}{1 + A^2(K-1)^2} dK. \quad (3.21)$$

Portanto, de (3.16) e (3.21), deduz-se que

$$I_K = \int_K^{K'} I_U \frac{A}{1 + A^2(K-1)^2} dK. \quad (3.22)$$

A integral (3.22) tem solução analítica, porém, deve estar associada às diferentes regiões do cone de abertura, de acordo com a posição do plano imagem. Na figura 3.11 ilustra-se as referidas regiões.

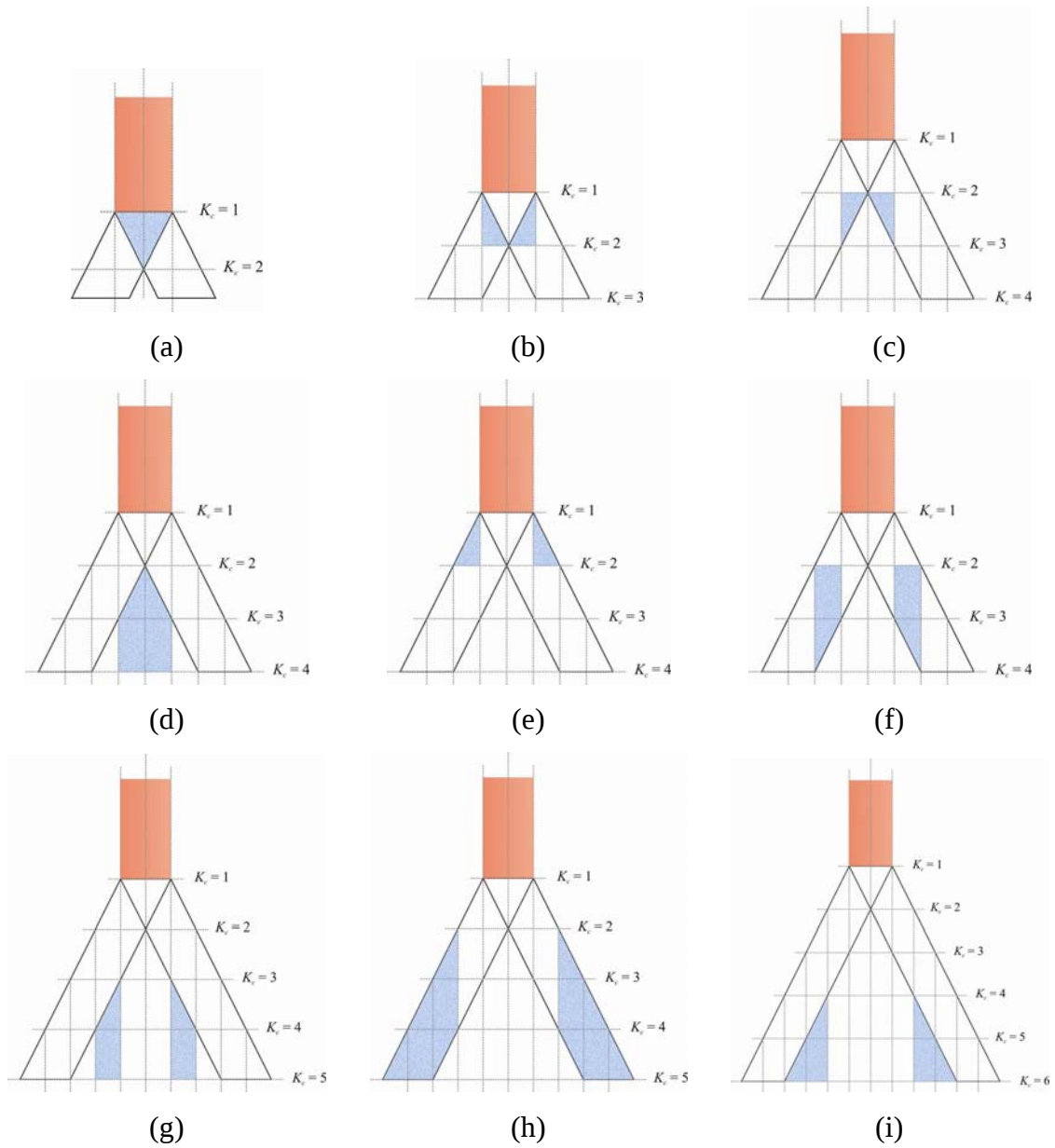


Figura 3.11 - Regiões do cone de abertura.

- (a) Para $1 \leq K_c < 2$ e $0 \leq K \leq 2 - K_c$; (b) Para $1 \leq K_c < 2$ e $2 - K_c < K \leq 1$;
 (c) Para $K_c > 2$, $0 \leq K \leq 1$ e $K_c - K \leq 2$; (d) Para $K_c \geq 2$, $0 \leq K \leq 1$ e $K_c - K > 2$;
 (e) Para $1 \leq K_c \leq 2$ e $1 \leq K \leq K_c$; (f) Para $K_c > 2$, $1 \leq K \leq 2$ e $K_c - K \leq 2$;
 (g) Para $K_c > 2$, $1 \leq K \leq 2$ e $K_c - K > 2$; (h) Para $K_c > 2$, $K > 2$ e $K_c - K \leq 2$;
 (i) Para $K_c > 2$, $K > 2$ e $K_c - K > 2$.

Os resultados para I_K , conforme (3.22) são listados a seguir, com as condições e limites indicados.

Para $1 \leq K_c < 2$ e $0 \leq K \leq 2 - K_c$, correspondente à região hachurada na figura 3.11 (a):

$$I_K = \frac{AI_o}{(1-A^2)\theta_c} \{tg^{-1}(K_c - 1) - Atg^{-1}[A(K_c - 1)]\}. \quad (3.23)$$

Para $1 \leq K_c < 2$ e $2 - K_c < K \leq 1$, correspondente à área hachurada na figura 3.11 (b):

$$I_K = \frac{AI_o}{2(1-A^2)\theta_c} \{tg^{-1}(K_c - 1) - Atg^{-1}[A(K_c - 1)] + tg^{-1}(1 - K) - Atg^{-1}[A(1 - K)]\}. \quad (3.24)$$

Para $K_c \geq 2$, $0 \leq K \leq 1$ e $K_c - K \leq 2$, correspondente à área hachurada na figura 3.11 (c):

$$I_K = \frac{AI_o}{2(1-A^2)\theta_c} \left\{ \frac{\pi}{4} - Atg^{-1}A + tg^{-1}(1 - K) - Atg^{-1}[A(1 - K)] \right\} + \frac{AI_o}{8\theta_c} \ln \left[\frac{(K_c - 1)^2(1 + A^2)}{1 + A^2(K_c - 1)^2} \right]. \quad (3.25)$$

Para $K_c \geq 2$, $0 \leq K \leq 1$ e $K_c - K > 2$, correspondente à área hachurada na figura 3.11 (d):

$$I_K = \frac{AI_o}{2(1-A^2)\theta_c} \left\{ \frac{\pi}{4} - Atg^{-1}A + tg^{-1}(1 - K) - Atg^{-1}[A(1 - K)] \right\} + \frac{AI_o}{8\theta_c} \ln \left[\frac{(K - 1)^2(1 + A^2)}{1 + A^2(K - 1)^2} \right]. \quad (3.26)$$

Para $1 \leq K_c \leq 2$ e $1 \leq K \leq K_c$, correspondente à região hachurada na figura 3.11 (e):

$$I_K = \frac{AI_o}{2(1-A^2)\theta_c} \{tg^{-1}(K_c - 1) - tg^{-1}(K - 1) + Atg^{-1}[A(K - 1)] - Atg^{-1}[A(K_c - 1)]\}. \quad (3.27)$$

Para $K_c > 2$, $1 \leq K \leq 2$ e $K_c - K \leq 2$, correspondente à região hachurada na figura 3.11 (f):

$$I_K = \frac{AI_o}{2(1-A^2)\theta_c} \left\{ \frac{\pi}{4} - A \operatorname{tg}^{-1} A - \operatorname{tg}^{-1}(K-1) + A \operatorname{tg}^{-1}[A(K-1)] \right\} + \frac{AI_o}{8\theta_c} \ln \left[\frac{(K_c-1)^2(1+A^2)}{1+A^2(K_c-1)^2} \right]. \quad (3.28)$$

Para $K_c > 2$, $1 \leq K \leq 2$ e $K_c - K > 2$, correspondente à região hachurada na figura 3.11 (g):

$$I_K = \frac{AI_o}{2(1-A^2)\theta_c} \left\{ \frac{\pi}{4} - A \operatorname{tg}^{-1} A - \operatorname{tg}^{-1}(K-1) + A \operatorname{tg}^{-1}[A(K-1)] \right\} + \frac{AI_o}{8\theta_c} \ln \left[\frac{(K+1)^2(1+A^2)}{1+A^2(K+1)^2} \right]. \quad (3.29)$$

Para $K_c > 2$, $K > 2$ e $K_c - K \leq 2$, correspondente à região hachurada na figura 3.11 (h):

$$I_K = \frac{AI_o}{8\theta_c} \ln \frac{(K_c-1)^2 [1+A^2(K-1)^2]}{(K-1)^2 [1+A^2(K_c-1)^2]}. \quad (3.30)$$

Para $K_c > 2$, $K > 2$ e $K_c - K > 2$, correspondente à região hachurada na figura 3.11 (i):

$$I_K = \frac{AI_o}{8\theta_c} \ln \frac{(K+1)^2 [1+A^2(K-1)^2]}{(K-1)^2 [1+A^2(K+1)^2]}. \quad (3.31)$$

Na figura 3.12, encontram-se esquematizadas uma fibra transmissora, uma fibra receptora e suas respectivas potências de entrada e saída. A potência P_i é a potência total acoplada à fibra transmissora e assume-se que a saída em sua extremidade tenha a mesma potência (assume-se $\alpha = 1$ por simplicidade). A potência P_o é a potência refletida e que incide na fibra receptora, sendo transmitida ao detector.

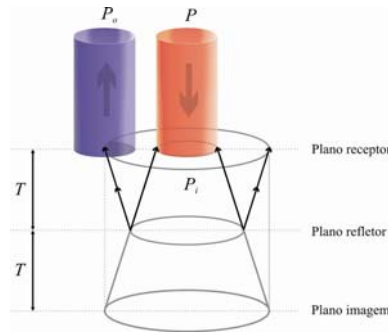


Figura 3.12 – Fluxo de potência nas fibras transmissora e receptora.

Define-se o coeficiente de transferência de potência pela relação:

$$\eta = \frac{P_o}{P_i} \quad (3.32)$$

a qual deve ser variável com a distância T .

Para o cálculo da potência recebida P_o , considera-se uma fibra transmissora e uma receptora com dimensões arbitrárias, e definem-se os parâmetros representados na figura 3.13:

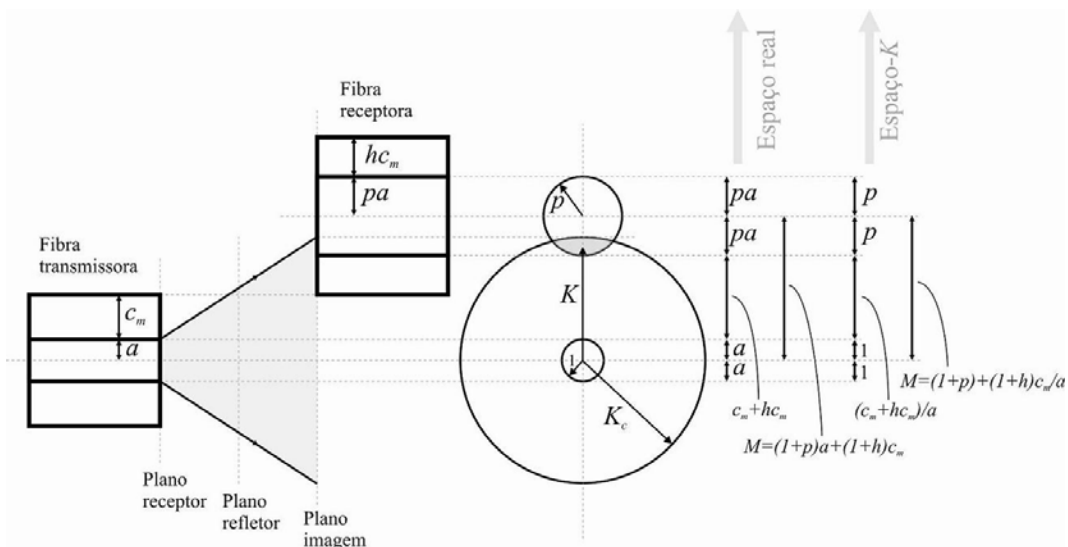


Figura 3.13 – Geometria para o cálculo da potência P_o .

Assim, tem-se que a = raio do núcleo da fibra transmissora; c_m = espessura da casca da fibra transmissora; $a_r = pa$ = raio da fibra receptora; $c_{mr} = hc_m$ = espessura da casca da fibra receptora; $M = a + c_m + c_{mr} + a_r$ = distância entre centros dos núcleos no espaço real; p e h são constantes reais.

Lembrando-se que I_K é função de K , conforme descrito pelas equações (3.23) a (3.31), ou seja, que $I_K = I_K(K)$, então a potência recebida, P_o , é calculada no espaço físico como:

$$P_o = \int_s^t I_K(K) dS \quad (3.33)$$

onde dS é um elemento diferencial de área.

Na figura 3.14, ilustra-se o elemento de área iluminada dS_K (no espaço-K), definido por $dS_K = dS/a^2$, e cujo valor é dado por:

$$dS_K = 2K\xi dK = 2\frac{q}{a}\xi \frac{dq}{a} \quad (3.34)$$

onde ξ é o ângulo descrito na figura 3.14.

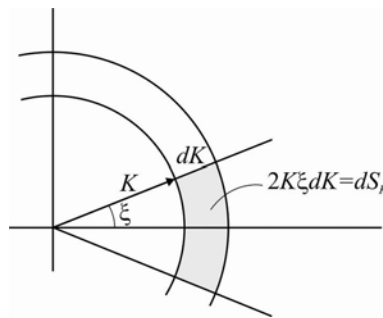
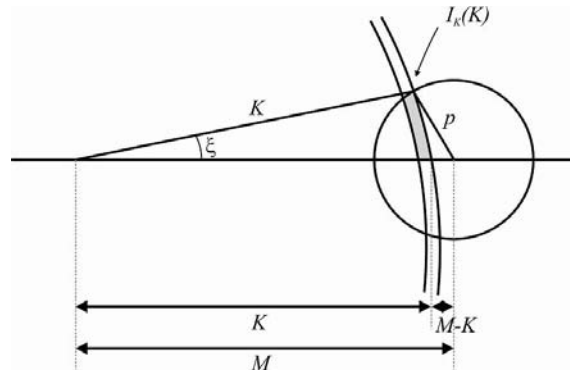


Figura 3.14 – Detalhe mostrando-se o ângulo ξ .

O valor do ângulo ξ pode ser estabelecido com o auxílio da construção geométrica da figura 3.15 (no espaço-K).

Figura 3.15 – Geometria para obtenção do ângulo ξ .

Aplicando-se a lei dos co-senos, mostra-se que:

$$\cos \xi = \frac{M^2 + K^2 - p^2}{2MK} \quad (3.35)$$

a partir da qual pode-se calcular ξ , que depende de K .

Portanto, a partir de $dS = a^2 dS_K$ e das expressões (3.34) e (3.35), a potência P_o dada em (3.33) pode ser calculada executando-se a integração no espaço- K :

$$P_o = 2a^2 \int_s^t I_K(K) \xi(K) K dK \quad (3.36)$$

onde

$$\xi(K) = \cos^{-1} \left[\frac{M^2 + K^2 - p^2}{2MK} \right]$$

sendo que K depende de T , segundo (3.7) e, portanto, P_o também depende do valor de T . A seguir, serão estabelecidos os extremos de integração s e t indicados em (3.36):

- a) Quando $q_c \leq a(2p+1) + c_m(h+1)$ ou $K_c \leq M + p$, tem-se a situação descrita na figura 3.16 (a). Neste caso, os extremos são: $s = a + c_m(h+1)$ e $t = q_c$. Ou então, no espaço-K, são: $s = 1 + \frac{c_m(h+1)}{a} = M - p$ e $t = \frac{q_c}{a} = K_c$.
- b) Quando $q_c > a(2p+1) + c_m(h+1)$ ou $K_c > M + p$, tem-se a situação mostrada na figura 3.16 (b). Neste caso, os extremos de integração são: $s = a + c_m(h+1)$ e $t = a(2p+1) + c_m(h+1)$. Ou então, no espaço-K, são: $s = M - p$ e $t = M + p$.

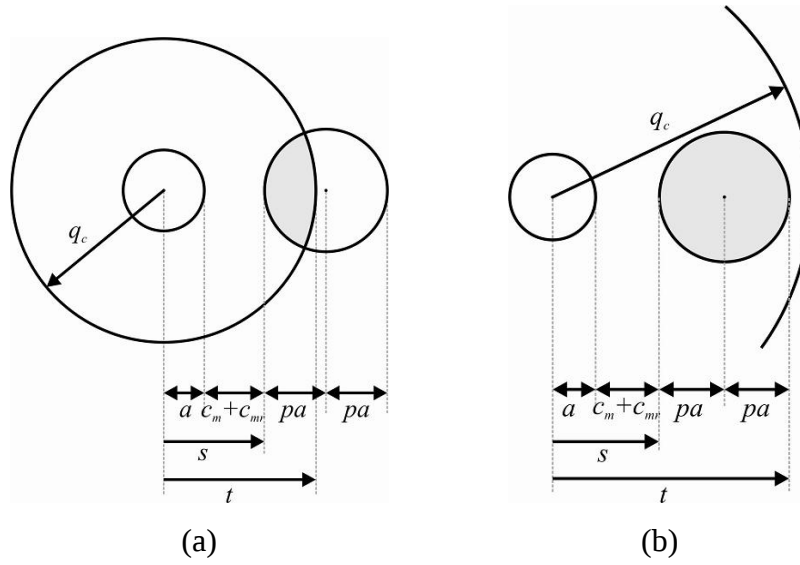


Figura 3.16 - Geometria para obtenção dos extremos de integração.
(a) $K_c \leq M + p$; (b) $K_c > M + p$.

Combinando-se as relações (3.12), para P_i , e (3.13), para I_o , com (3.32), (3.35) e (3.36), obtém-se, para o coeficiente de transferência η , finalmente:

$$\eta = \frac{P_o}{P_i} = \frac{2}{\pi I_o} \int_{M-p}^t I_K \xi K dK. \quad (3.37)$$

Nas seções seguintes o cálculo de η será executado para sensores práticos.

3.4 - Modelo Matemático de Raios Gaussianos do Sensor Reflexivo

Nesta seção, propõe-se um modelo matemático no qual o perfil de intensidades emitido por uma fibra óptica monomodo no modo LP_{01} é aproximado por uma função Gaussiana, de acordo com a discussão do capítulo 2. Conforme esquematizado na figura 3.17, assume-se que a distribuição de intensidades que incide no plano de seção transversal à distância z e raio r pode ser expressa por (coordenadas cilíndricas):

$$I(r) = I_i e^{\frac{-\Lambda r^2}{[f(z)]^2}} \quad (3.38)$$

onde

r = coordenada radial;

I_i = intensidade óptica no centro do plano de seção transversal à distância z ;

Λ = constante relacionada com a distribuição de potência modal na fibra óptica;

A função $f(z)$ é definida como $f(z) = \rho + a$, na posição z .

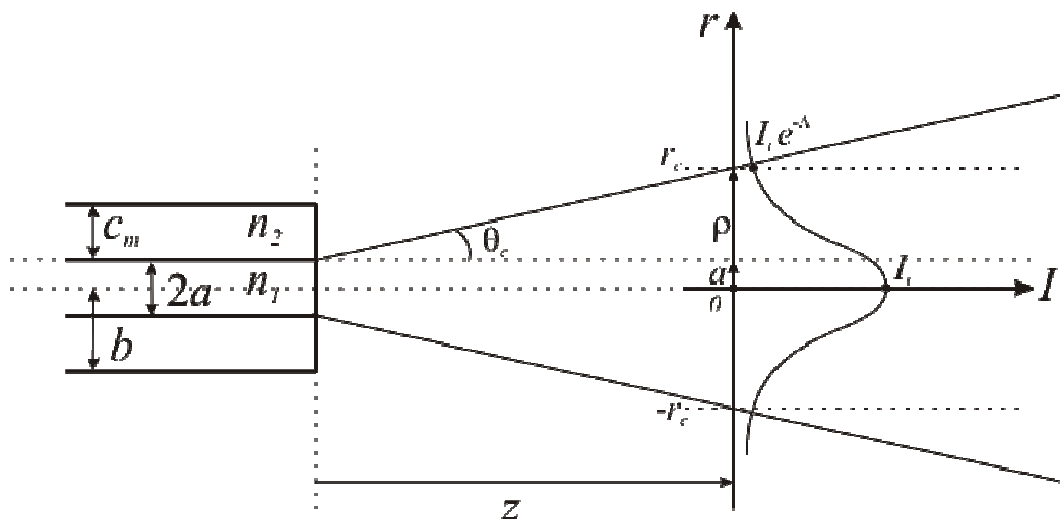


Figura 3.17 - Perfil de distribuição de intensidade da fibra óptica transmissora.

Ainda na figura 3.17, ilustra-se a fibra óptica transmissora monomodo em que a é o raio do núcleo, b o raio da casca, $c_m = b - a$ é a espessura da casca, n_1 é o índice de refração do núcleo, n_2 é o índice de refração da casca e θ_c é o ângulo crítico.

Para uma distância arbitrária z e $r = 0$, da equação (3.38), tem-se que $I(0) = I_i$ como esquematizado na figura 3.17. Para $r = r_c = \rho + a = f(z)$, obtém-se que $I(r_c) = I_i e^{-\Lambda}$ e, dessa forma,

$$\Lambda = -\ln\left(\frac{I}{I_i}\right). \quad (3.39)$$

A equação de Λ informa sobre o decaimento da intensidade óptica na região limite do feixe óptico com seção transversal finita, que é delimitada pelo ângulo crítico θ_c . De acordo com a figura 2.10 do capítulo 2, foi escolhido um valor de $I/I_i = 0,05$, ou seja, considerou-se que a seção transversal do feixe termina quando o valor da intensidade óptica I for 5% de I_i . Consequentemente, considera-se $\Lambda = 3$, aplicando-se (3.39).

A potência de saída da fibra óptica transmissora, P_i , é obtida integrando-se a intensidade $I(r)$ na área do cone de abertura e deve ser constante a uma distância z e raio r :

$$P_i = \iint I(r) dS_z = \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\infty I(r) r dr. \quad (3.40)$$

A integração em (3.40) tem solução analítica, e resulta em:

$$P_i = \frac{\pi I_o [f(z)]^2}{\Lambda}. \quad (3.41)$$

Da equação (3.41) segue que a intensidade óptica $[W/m^2]$ no centro do plano de seção transversal à distância z é a seguinte:

$$I_i = \frac{\Lambda P_i}{\pi [f(z)]^2}. \quad (3.42)$$

Assim, substituindo-se a equação (3.42) na equação (3.38), obtém-se a equação da intensidade óptica, em termos de P_i :

$$I(r) = \frac{\Lambda P_i}{\pi [f(z)]^2} e^{\frac{-\Lambda r^2}{[f(z)]^2}}. \quad (3.43)$$

Na figura 3.18, ilustra-se a fibra óptica receptora em que a_r é o raio do núcleo, b_r o raio da casca e $c_{mr} = b_r - a_r$ é a espessura da casca; M é a distância entre os centros dos núcleos das fibras, considerando um espaço vazio, δ , entre as cascas:

$$M = a + a_r + c_m + c_{mr} + \delta. \quad (3.44)$$

O parâmetro δ pode ser utilizado para adicionar um eventual erro de montagem do sensor ou pode ser considerado desprezível, fazendo $\delta = 0$, no caso de colagem perfeita entre as fibras.

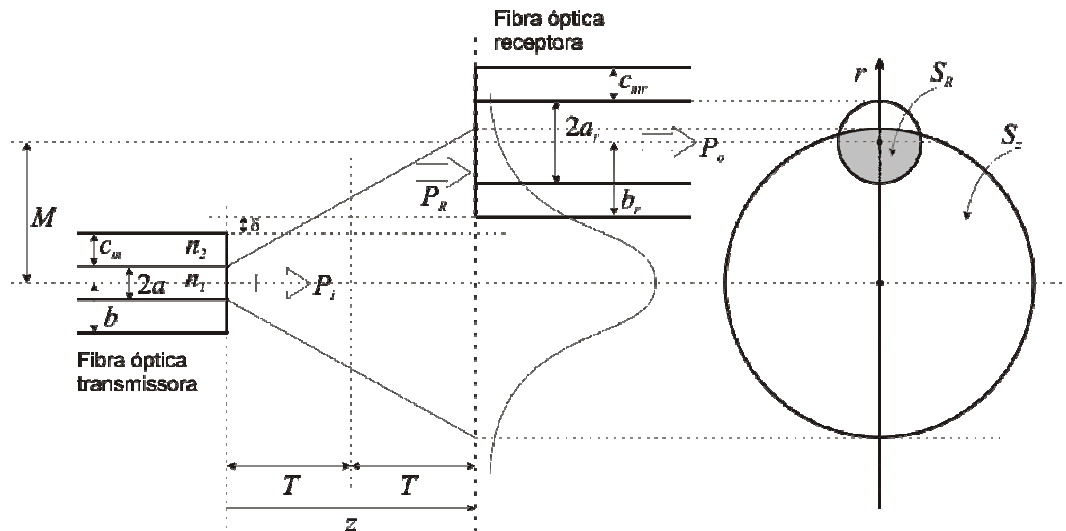


Figura 3.18 - Diagrama esquemático do sensor reflexivo com perfil de intensidade gaussiano.

A potência que incide na face da fibra óptica receptora pode ser calculada através da integral da intensidade $I(r)$ na área da face da fibra receptora:

$$P_R = \iint I(r) dS_R . \quad (3.45)$$

Com o auxílio da construção geométrica mostrada na figura 3.19, pode-se deduzir as equações para o elemento diferencial de área dS_R e para o ângulo ξ em função da variável r :

$$dS_R = 2r\xi(r)dr \quad (3.46)$$

$$\xi(r) = \cos^{-1} \left[\frac{M^2 + r^2 - a_r^2}{2Mr} \right]. \quad (3.47)$$

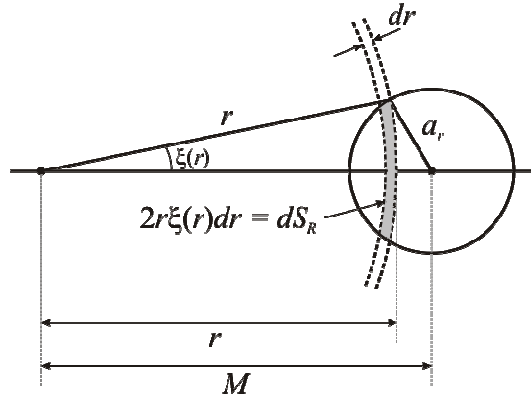


Figura 3.19 - Geometria para obtenção do ângulo $\xi(r)$ e do elemento diferencial de área dS_R .

Substituindo-se as equações (3.43) e (3.46) na equação (3.45), obtém-se:

$$P_R = 2 \int_{r_1}^{r_2} \frac{\Lambda P_i}{\pi [f(z)]^2} e^{\frac{-\Lambda r^2}{[f(z)]^2}} \xi(r) r dr \quad (3.48)$$

que depende apenas da variável r e torna-se uma integral numa única variável.

Para determinar os limites de integração da equação (3.48) recorre-se à figura 3.20 na qual se apresentam as duas situações possíveis para o raio limitado pelo cone de abertura, r_c .

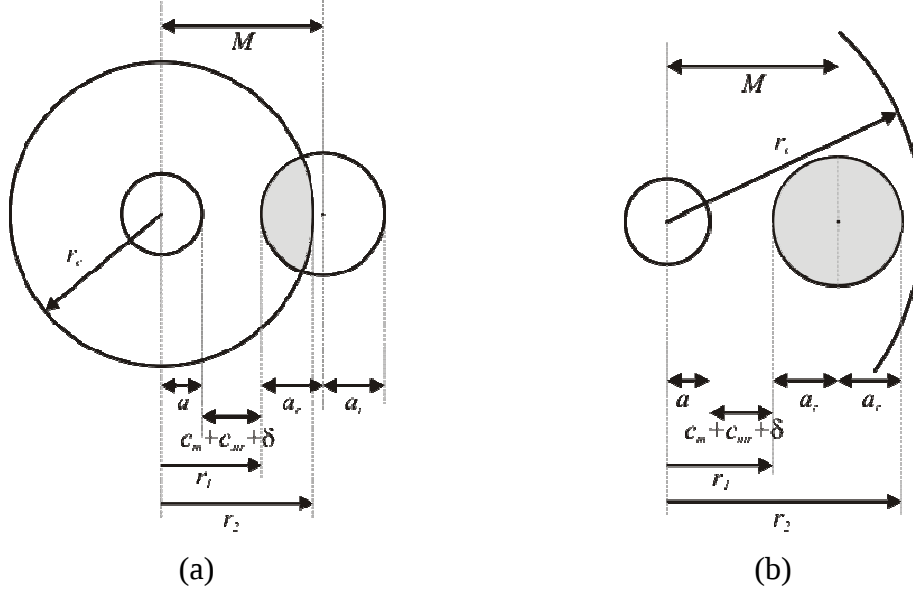


Figura 3.20 - Geometria para obtenção dos extremos de integração.
(a) $r_c \leq M + a_r$; (b) $r_c > M + a_r$.

Dessa maneira, é possível concluir que os limites de integração obtidos são:

$$r_1 = M - a_r \quad (3.49)$$

$$r_2 = \begin{cases} r_c, & r_c \leq M + a_r \\ M + a_r, & r_c > M + a_r \end{cases} \quad (3.50)$$

O modelamento matemático apresentado até este ponto pode ser chamado de Modelo Gaussiano Simples e, por meio da equação (3.51), pode-se traçar uma curva do coeficiente de transferência de potência η versus a distância T , sabendo-se que $z = 2T$:

$$\eta = \frac{P_R}{P_i} = 2 \int_{r_1}^{r_2} \frac{\Lambda}{\pi [f(z)]^2} e^{\frac{-\Lambda r^2}{[f(z)]^2}} \xi(r) r dr. \quad (3.51)$$

Entretanto, no Modelo Gaussiano Simples considera-se que toda a potência óptica que incide na face da fibra receptora é acoplada para o seu interior. Na verdade, há um descasamento modal entre as conformações de campo elétrico de ambas as fibras, que faz com que a potência efetivamente acoplada seja menor que a potência incidente na face. Para calcular a potência que efetivamente é acoplada à fibra receptora é necessário determinar um fator de acoplamento Γ [48]. Assim, a potência efetivamente captada pela fibra receptora será:

$$P_o = \Gamma P_R \quad (3.52)$$

onde P_R é a potência que incide na face da fibra receptora, dada pela equação (3.48) e $0 \leq \Gamma \leq 1$.

O fator de acoplamento Γ é uma medida do grau de similaridade entre os perfis dos modos que se propagam nas fibras transmissora e receptora. Conforme foi discutido no capítulo 2 (e inclusive foi citado no início desta seção), o modo fundamental LP_{01} na fibra transmissora monomodo tem um perfil aproximadamente Gaussiano. Assim, se E_I for a distribuição de campo elétrico na seção transversal da fibra transmissora, postula-se que

$$E_I = E_{oI} e^{-\frac{\Lambda(x^2+y^2)}{2[f(z)]^2}} \quad (3.53)$$

onde E_{oI} é a amplitude do campo. Esta distribuição de campo está relacionada à distribuição de intensidade óptica (3.38).

No caso desta pesquisa, a fibra óptica receptora é multimodos e, portanto, acomoda um grande número de modos próprios em seu interior. Segundo as referências [32] e [46], na média, o perfil de intensidade óptica numa fibra multimodos também pode ser aproximada por uma gaussiana, sendo tanto mais verdadeiro quanto maior o número de modos que a fibra permite. Desta forma, o campo elétrico no interior da fibra será postulado como sendo:

$$E_F = E_{oF} e^{-\frac{[x^2 + (y-M)^2]}{a_r^2}} \quad (3.54)$$

onde E_{oF} é a amplitude do campo. Observe-se que o centro da fibra encontra-se deslocado de M unidades do centro da fibra transmissora.

O fator de acoplamento Γ pode ser calculado utilizando-se a integral de superposição (*overlap*) [48]:

$$\Gamma = \frac{\left| \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E_I(x, y) E_F(x, y) dx dy \right|^2}{\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |E_I(x, y)|^2 dx dy \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} |E_F(x, y)|^2 dx dy} \quad (3.55)$$

Observa-se que, quanto maior a similaridade entre E_I e E_F , maior é a superposição entre os seus perfis de campo e, portanto, maior será o valor da integral no numerador de (3.55). Distribuições de campo cujos perfis são muito distintos, conduzem a uma baixa superposição e, conseqüentemente, a valores reduzidos de Γ .

Substituindo-se as aproximações (3.53) e (3.54) em (3.55) obtém-se que:

$$\Gamma = \frac{2\Lambda/\pi}{\Lambda a_r^2 + 2[f(z)]^2} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{\Lambda y^2}{2[f(z)]^2} - \frac{(y-M)^2}{a_r^2}} dy \right|^2 \quad (3.56)$$

A integral (3.56) não tem solução analítica e deve ser resolvida numericamente. O fator Γ pode ser calculado numericamente através de *softwares* matemáticos e resultará em um valor numérico entre 0 e 1 (independente de y), dependendo da distância z considerada.

Substituindo-se as equações (3.48) e (3.56) na equação (3.52), obtém-se:

$$P_o = \frac{2\Lambda/\pi}{\Lambda a_r^2 + 2[f(z)]^2} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{\Lambda y^2}{2[f(z)]^2} - \frac{(y-M)^2}{a_r^2}} dy \right|^2 \int_{r_1}^{r_2} \frac{\Lambda P_i}{\pi [f(z)]^2} e^{-\frac{\Lambda r^2}{[f(z)]^2}} \xi(r) r dr \quad (3.57)$$

Dividindo-se ambos os membros da equação (3.57) por P_i , obtém-se o coeficiente de transferência η :

$$\eta = \frac{P_o}{P_i} = \frac{2\Lambda/\pi}{\Lambda a_r^2 + 2[f(z)]^2} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{\Lambda y^2}{2[f(z)]^2} - \frac{(y-M)^2}{a_r^2}} dy \right|^2 \int_{r_1}^{r_2} \frac{\Lambda}{\pi[f(z)]^2} e^{\frac{-\Lambda r^2}{[f(z)]^2}} \xi(r) r dr. \quad (3.58)$$

O modelo matemático que apresentou como resultado a equação (3.58) será chamado, neste texto, por Modelo Gaussiano com Fator de Acoplamento, para diferenciá-lo do Modelo Gaussiano Simples.

Na seção 3.5 os modelos matemáticos serão simulados utilizando-se as equações do coeficiente de transferência η (3.37), (3.51) e (3.58), obtidas do Modelo de Raios Uniangulares, Modelo Gaussiano Simples e Modelo Gaussiano com Fator de Acoplamento, respectivamente.

3.5 - Simulação do Sensor Reflexivo em Fibra Óptica

A simulação do sensor foi realizada computacionalmente utilizando-se o software Matlab, com o objetivo de se obter o gráfico do coeficiente de transmissão η em função da distância T para cada modelo matemático. A distância entre o plano refletor e as terminações das fibras foi variada entre 0 e 10 mm. A magnitude de saída está normalizada pelo valor máximo. Considera-se que a fibra transmissora seja monomodo com parâmetros $n_1 = 1,465$, $n_2 = 1,460$, $a = 4 \mu\text{m}$ e $c_m = 58,5 \mu\text{m}$. A fibra receptora possui $a_r = 31,25 \mu\text{m}$ e $c_{mr} = 31,25 \mu\text{m}$.

No caso do Modelo de Raios Uniangulares, através de uma análise criteriosa do sensor para a geometria aqui considerada, pode-se concluir que serão usadas somente as distribuições $I_K(K)$ dadas por (3.30) e (3.31), sendo que as distribuições das demais regiões nunca ocorrem. O resultado da simulação é apresentado na figura 3.21. Para

distâncias $T < 347,8 \mu\text{m}$, o valor de η é nulo (ver a região zona morta (0) na figura 3.4) e ocorre o valor de pico em torno de $T = 609,3 \mu\text{m}$.

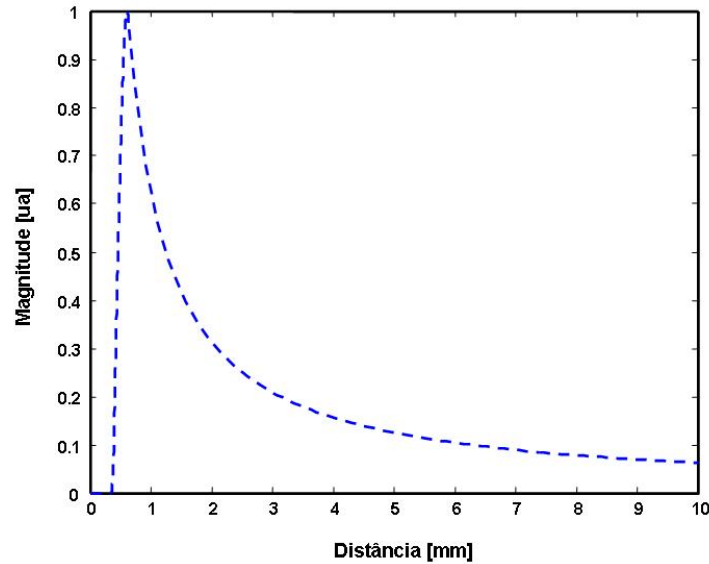


Figura 3.21 – Curva característica: Modelo de Raios Uniangulares.

No Modelo Gaussiano Simples, por meio da equação do coeficiente de transmissão η (3.51), obtém-se a potência que incide na face da fibra receptora em função da distância T . Com isso, pode-se simular o gráfico da curva característica, cujo resultado é mostrado na figura 3.22. Para distâncias $T < 347,8 \mu\text{m}$, o valor de η é nulo e o valor de pico ocorre em torno de $T = 1168,1 \mu\text{m}$.

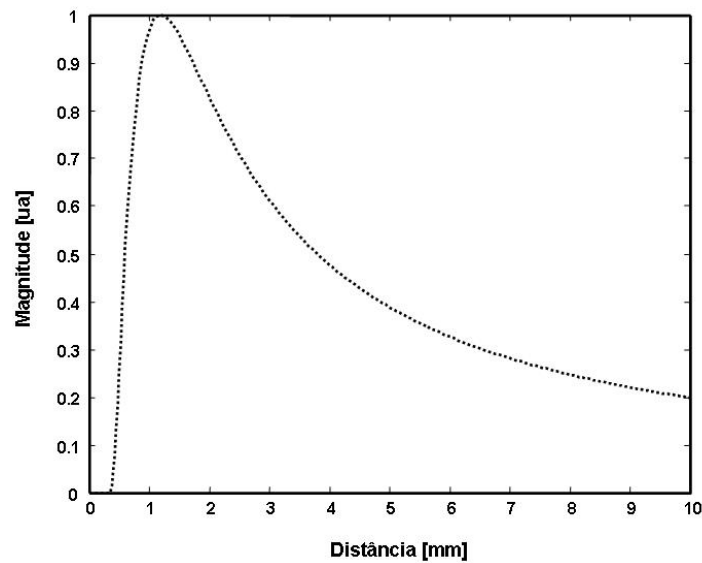


Figura 3.22 - Curva característica: Modelo Gaussiano Simples.

Utilizando-se o Modelo Gaussiano com Fator de Acoplamento e a equação (3.58) pode-se simular novamente a curva característica do sensor reflexivo, mostrada na figura 3.23. Neste caso, para distâncias $T < 347,8 \mu\text{m}$, o valor de η é nulo e o valor de pico ocorre em torno de $T = 980,2 \mu\text{m}$.

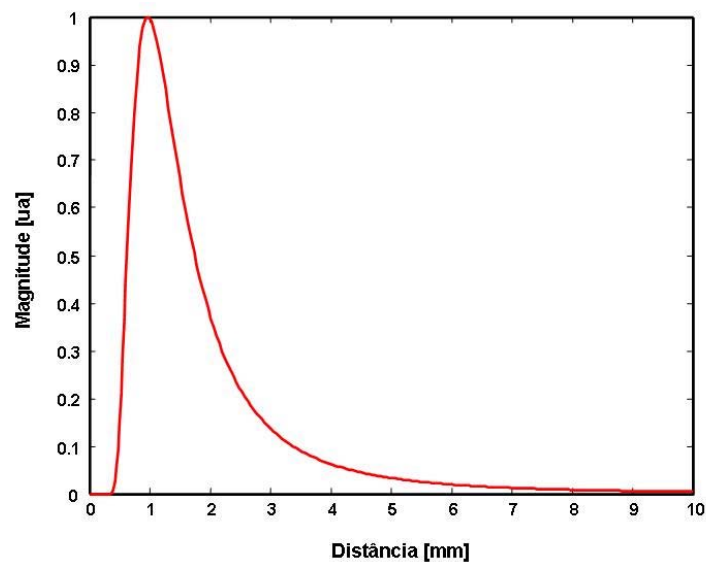


Figura 3.23 - Curva característica: Modelo Gaussiano com Fator de Acoplamento.

Finalmente, realiza-se uma comparação entre as curvas obtidas com os três modelos matemáticos cujas teorias foram aqui desenvolvidas, desenhando as mesmas na figura 3.24. As simulações apresentadas serão úteis no capítulo de resultados em que será possível realizar uma comparação dos resultados experimentais com as simulações apresentadas.

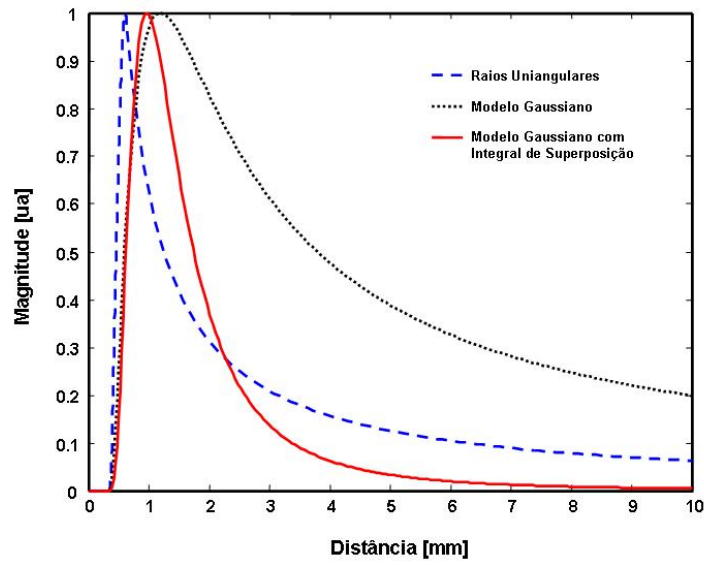


Figura 3.24 - Comparação entre os modelos matemáticos.

A montagem do sensor reflexivo será apresentada no capítulo 5, o qual será testado e empregado no capítulo 6 para avaliar o desempenho de atuadores piezoelétricos. Antes, porém, realiza-se um estudo sobre atuadores piezoelétricos flexensionais, no próximo capítulo.

CAPÍTULO 4

PIEZOELETRICIDADE E ATUADORES PIEZOELÉTRICOS

Neste capítulo estuda-se inicialmente o efeito piezoelétrico e a polarização de materiais como o PZT. Os tensores *stress* e *strain* são introduzidos e suas formas matriciais são apresentadas. A lei de Hooke generalizada é estudada e também as relações constitutivas para meios piezoelétricos. Os atuadores piezoelétricos são apresentados, bem como suas aplicações e vantagens. Em seguida, discute-se o método de otimização topológica para o projeto de atuadores piezoelétricos flexensionais. Finalmente, aborda-se o problema de caracterização dos piezoatuadores e o fenômeno de erro de trajetória (*tracking error*).

4.1 - Efeito Piezoelétrico

Existem materiais que, sob pressão ou tensão mecânica, geram cargas elétricas em sua superfície. Este fenômeno, descoberto em 1880, foi denominado efeito piezoelétrico e é reversível, ou seja, a aplicação de um campo elétrico causa a deformação do material. Cristais de quartzo, turmalina, sal de Rochelle, topázio, etc. exibem efeito piezoelétrico em seu estado natural. A estrutura atômica do quartzo, por exemplo, é constituída por uma hélice que se estende ao longo do eixo Z conforme

esquematizado na figura 4.1, com dois átomos de oxigênio (cargas negativas) e um de silício (carga positiva). No plano XY os átomos formam um hexágono que, no estado natural (ausência de *stress*) tem carga total nula. A aplicação de forças de tração ou compressão na direção X ou Y do cristal faz com que haja um desbalanceamento de cargas e gera cargas elétricas externas. A aplicação de forças no eixo Z não gera cargas elétricas. O efeito inverso, isto é, a aplicação campos elétricos externos nas direções X ou Y faz com que o material se deforme, sendo que a magnitude dessa deformação é proporcional a este campo [49].

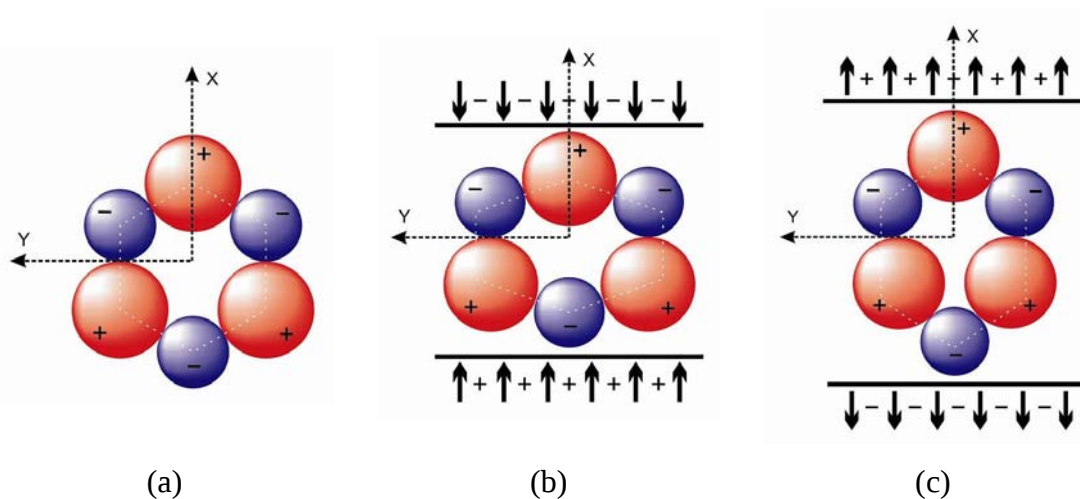


Figura 4.1 – Estrutura atômica do quartzo.
(a) Estado natural; (b) Efeito da compressão; (c) Efeito da tração.

Existem materiais piezoelétricos sintéticos, isto é, que não exibem o efeito piezoelétrico no estado natural. Estes materiais passam por um processo denominado polarização (*poling*) para adquirirem uma característica piezoelétrica. Pode-se citar como exemplos o titanato-zirconato de chumbo (PZT), titanato de chumbo (PbTiO_2), zirconato de chumbo (PbZrO_3) e titanato de bário (BaTiO_3) [49].

O PZT, por exemplo, é formado por blocos microscópicos chamados domínios que, por sua vez, são formados por células unitárias tetragonais distorcidas quando se encontram abaixo da temperatura Curie (figura 4.2 (a)). A célula unitária forma um dipolo elétrico devido à posição deslocada do íon de titânio ou zircônio e, dentro de um

domínio, as células apresentam polarização e orientação na mesma direção [50]. Como os domínios encontram-se distribuídos aleatoriamente, o PZT não apresenta propriedades piezoelétricas macroscópicas (figura 4.3 (a)). Entretanto, é possível polarizar o PZT de maneira que este passe a proporcionar o efeito piezoelétrico. Este procedimento é realizado aquecendo-se o material acima da temperatura Curie, de forma que o estado das células unitárias do material passa a apresentar simetria cúbica, como ilustrado na figura 4.2 (b).

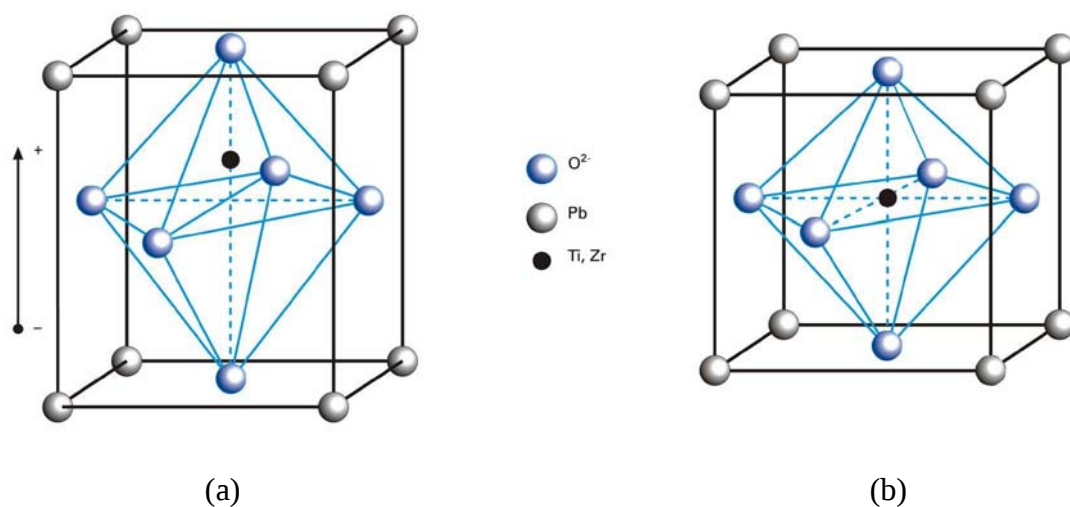


Figura 4.2 - Estrutura atômica do PZT [50].
(a) Estado tetragonal distorcido; (b) Estado cúbico.

Com o material aquecido, aplica-se um campo elétrico intenso (acima de 2 kV/mm) e as células unitárias se expandem na direção deste campo, como mostrado na figura 4.3 (b). Após o resfriamento do material e a retirada do campo elétrico, as células unitárias mantêm o alinhamento, porém não completamente (figura 4.3 (c)). Contudo o alinhamento remanescente é suficiente para que PZT passe a exibir o efeito piezoelétrico.

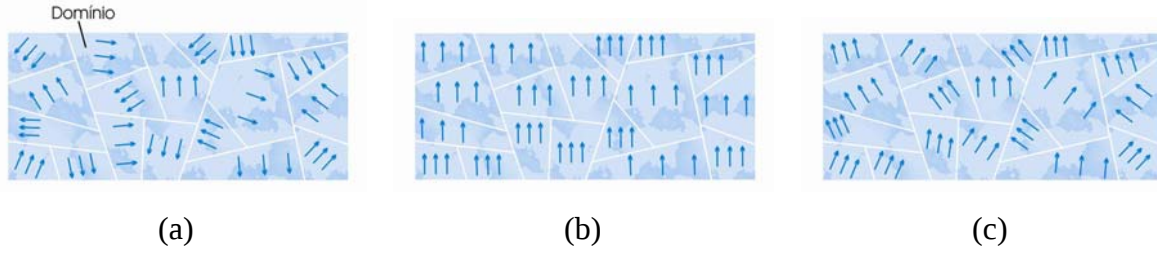


Figura 4.3 - Polarização do PZT.

(a) Material sem polarização; (b) Aplicação de campo elétrico; (c) Após a polarização.

No presente trabalho utilizou-se uma cerâmica piezoelétrica PZT-5A da empresa *American Piezoceramics*. A temperatura Curie deste tipo de material varia entre 200 e 360°C.

4.2 - Deformação Mecânica ou Strain

A deformação mecânica, ou *strain*, é uma medida do deslocamento relativo de partículas em um meio material; sendo assim, é uma grandeza adimensional. A deformação mecânica é um tensor de segunda ordem simétrico e pode ser representado em forma matricial segundo [49]:

$$[\mathcal{S}_{ij}] = \begin{bmatrix} \mathcal{S}_{11} & \mathcal{S}_{12} & \mathcal{S}_{13} \\ \mathcal{S}_{12} & \mathcal{S}_{22} & \mathcal{S}_{23} \\ \mathcal{S}_{13} & \mathcal{S}_{23} & \mathcal{S}_{33} \end{bmatrix}. \quad (4.1)$$

Utilizando-se a notação de índices reduzidos, em que associam-se os índices (11) → 1, (22) → 2, (33) → 3, (23) → 4, (13) → 5, (12) → 6, tem-se que $\mathcal{S}_{11} = \mathcal{S}_1$, $\mathcal{S}_{22} = \mathcal{S}_2$, $\mathcal{S}_{33} = \mathcal{S}_3$, $\mathcal{S}_{23} = \mathcal{S}_4$, $\mathcal{S}_{13} = \mathcal{S}_5$, e $\mathcal{S}_{12} = \mathcal{S}_6$. Assim, pode-se reescrever a matriz de *strain* $[\mathcal{S}]$ na notação matricial reduzida:

$$[\mathcal{S}] = \begin{bmatrix} \mathcal{S}_1 \\ \mathcal{S}_2 \\ \mathcal{S}_3 \\ \mathcal{S}_4 \\ \mathcal{S}_5 \\ \mathcal{S}_6 \end{bmatrix}. \quad (4.2)$$

4.3 - Tensão Mecânica ou Stress

A tensão mecânica ou *stress* trata-se de um tensor de segunda ordem, cuja dimensão é de força por unidade de área (N/m²). Pode-se demonstrar que, quando o meio está em equilíbrio de rotação, ou seja, com torque externo nulo, o tensor é simétrico. Este tensor, assim como o tensor *strain*, pode ser representado em sua forma matricial de índices reduzidos conforme [49]:

$$[\mathcal{T}] = \begin{bmatrix} \mathcal{T}_1 \\ \mathcal{T}_2 \\ \mathcal{T}_3 \\ \mathcal{T}_4 \\ \mathcal{T}_5 \\ \mathcal{T}_6 \end{bmatrix}. \quad (4.3)$$

4.4 - Lei de Hooke Generalizada

A lei de Hooke estabelece a relação entre a tensão mecânica (*stress*) e a deformação mecânica (*strain*) para materiais com anisotropia mecânica arbitrária. Neste

caso, será considerado também que o meio material comporta-se linearmente sob o ponto de vista elástico [49]. No caso de materiais não piezoelétricos tem-se que:

$$\mathcal{T}_{ij} = c_{ijkl} \mathcal{S}_{kl} \quad (4.4)$$

onde c_{ijkl} é um tensor de quarta ordem que corresponde às constantes elásticas de rigidez do meio, cuja unidade é N/m^2 . A rigidez corresponde à força capaz de produzir uma unidade de deformação na direção especificada e os valores da matriz a ela associada dependem do material utilizado.

O tensor c_{ijkl} apresenta originalmente, $3^4 = 81$ elementos, porém, através de considerações de simetria molecular e utilizando-se a notação de índices reduzidos, este número pode ser reduzido. Assim, por exemplo, no caso de materiais isotrópicos tem-se a lei de Hooke generalizada na forma matricial [49]:

$$\begin{bmatrix} \mathcal{T}_1 \\ \mathcal{T}_2 \\ \mathcal{T}_3 \\ \mathcal{T}_4 \\ \mathcal{T}_5 \\ \mathcal{T}_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{11} & c_{12} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{12} & c_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \mathcal{S}_1 \\ \mathcal{S}_2 \\ \mathcal{S}_3 \\ \mathcal{S}_4 \\ \mathcal{S}_5 \\ \mathcal{S}_6 \end{bmatrix} \quad (4.5)$$

onde $c_{44} = \frac{1}{2}(c_{11} - c_{12})$.

A lei de Hooke pode também ser representada em sua forma inversa:

$$\mathcal{S}_{ij} = s_{ijkl} \mathcal{T}_{kl} \quad (4.6)$$

onde s_{ijkl} corresponde às constantes elásticas de flexibilidade, sendo a inversa da matriz de rigidez.

A lei de Hooke não é suficiente para descrever as propriedades de deformação de um material piezoelétrico, pois não leva em consideração o campo elétrico aplicado. Assim, é necessário incluir as contribuições do campo elétrico, $\vec{E}$, e do deslocamento elétrico, $\vec{D}$.

4.5 - Equações Constitutivas para Meios Piezoelétricos

Nesta seção analisa-se a lei de Hooke e relações constitutivas generalizadas, válidas para meios piezoelétricos, e que são das por [49], [51]:

$$\mathcal{T}_{ij} = c_{ijkl}^E \mathcal{S}_{kl} - \varrho_{ijk} E_k \quad (4.7)$$

$$D_i = \varrho_{ijk} \mathcal{S}_{jk} + \varepsilon_{ij}^S E_j \quad (4.8)$$

onde c_{ijkl}^E refere-se às constantes elásticas de rigidez com campo elétrico constante ou nulo, ε_{ij}^S corresponde à permissividade dielétrica com deformação constante ou nula e ϱ_{ijk} é o tensor piezoelétrico.

Pode-se utilizar também as equações inversas de (4.7) e (4.8):

$$\mathcal{S}_{ij} = s_{ijkl}^E \mathcal{T}_{kl} + d_{ijk} E_k \quad (4.9)$$

$$E_i = -h_{ikl} \mathcal{S}_{kl} + \psi_{ik}^S D_k \quad (4.10)$$

onde s_{ijkl}^E refere-se às constantes elásticas de flexibilidade (inversa da rigidez), h_{ijk} relaciona campo com deformação, d_{ijk} relaciona deformação com campo elétrico e ψ_{ik}^S é a impermeabilidade dielétrica (inversa da permissividade).

A equação (4.9) é útil para relacionar a deformação mecânica (*strain*), $\mathcal{S}$, com o campo elétrico, E . Sua forma matricial, para o PZT, é a seguinte:

$$\begin{bmatrix} \mathcal{S}_1 \\ \mathcal{S}_2 \\ \mathcal{S}_3 \\ \mathcal{S}_4 \\ \mathcal{S}_5 \\ \mathcal{S}_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{13} & 0 & 0 & 0 \\ s_{12} & s_{11} & s_{13} & 0 & 0 & 0 \\ s_{13} & s_{13} & s_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & s_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & s_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & s_{66} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \mathcal{T}_1 \\ \mathcal{T}_2 \\ \mathcal{T}_3 \\ \mathcal{T}_4 \\ \mathcal{T}_5 \\ \mathcal{T}_6 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & 0 & d_{31} \\ 0 & 0 & d_{31} \\ 0 & 0 & d_{33} \\ 0 & d_{15} & 0 \\ d_{15} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{bmatrix} \quad (4.11)$$

onde as matrizes s_{ijkl}^E e d_{ijk} para o PZT foram extraídas de [51].

Considerando-se o caso em que o material não sofre tensões mecânicas externas, ou seja, $\bar{T}_1 = \bar{T}_2 = \bar{T}_3 = \bar{T}_4 = \bar{T}_5 = \bar{T}_6 = 0$ a equação (4.11) reduz-se a:

$$\begin{bmatrix} \mathcal{S}_1 \\ \mathcal{S}_2 \\ \mathcal{S}_3 \\ \mathcal{S}_4 \\ \mathcal{S}_5 \\ \mathcal{S}_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & d_{31} \\ 0 & 0 & d_{31} \\ 0 & 0 & d_{33} \\ 0 & d_{15} & 0 \\ d_{15} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{bmatrix}. \quad (4.12)$$

Assim, com a equação (4.12) pode-se obter informações sobre o comportamento mecânico do PZT devido as direções em que o campo é aplicado. Na figura 4.4 ilustra-se uma piezocerâmica, os eixos coordenados e a polarização elétrica. Por convenção, o eixo paralelo à polarização elétrica recebe o índice 3.

Considerando-se um campo elétrico aplicado no eixo de polarização 3, tem-se que $E_1 = E_2 = 0$ e apenas E_3 é não nulo. Assim, de (4.12), obtém-se:

$$\mathcal{S}_1 = d_{31}E_3 \quad (4.13)$$

$$\mathcal{S}_2 = d_{31}E_3 \quad (4.14)$$

$$\mathcal{S}_3 = d_{33}E_3 \quad (4.15)$$

$$\mathcal{S}_4 = \mathcal{S}_5 = \mathcal{S}_6 = 0. \quad (4.16)$$

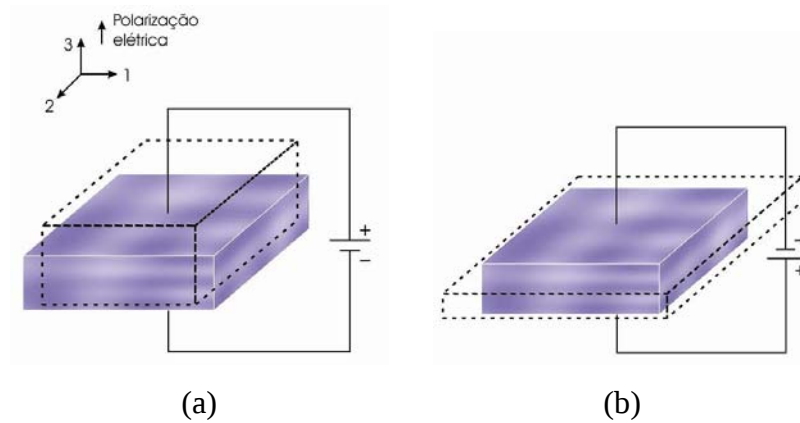


Figura 4.4 – Piezocerâmica polarizada.

(a) Campo elétrico com sentido oposto à polarização elétrica; (b) Campo elétrico com o mesmo sentido da polarização elétrica.

Segundo a literatura, para PZT's comerciais, o coeficiente d_{33} varia entre 450×10^{-12} e 650×10^{-12} m/V, enquanto que o coeficiente d_{31} é negativo e varia entre -200×10^{-12} e -300×10^{-12} m/V. Assim, a equação (4.15) mostra que, com o aumento do campo elétrico na direção 3, ocorre uma expansão na mesma direção de $\mathcal{S}_3$, como ilustra a figura 4.4 (a). As equações (4.13) e (4.14) mostram que, simultaneamente, há contrações nas direções 1 e 2. A figura 4.4 (b) mostra o resultado quando se aplica um campo negativo no eixo 3.

Considerando-se agora o campo elétrico aplicado na direção 1 ou 2 individualmente, obtém-se:

$$\mathcal{S}_1 = \mathcal{S}_2 = \mathcal{S}_3 = 0 \quad (4.17)$$

$$\mathcal{S}_4 = d_{15}E_2 \quad (4.18)$$

$$\mathcal{S}_5 = d_{15}E_1 \quad (4.19)$$

$$\mathcal{S}_6 = 0. \quad (4.20)$$

Neste caso, a aplicação de um campo elétrico na direção 1, tem como consequência $\mathcal{S}_5$ que, mecanicamente, se assemelha a uma torção em torno do eixo 2 [49].

Na presente pesquisa, trabalha-se somente com campo elétrico aplicado na direção 3.

4.6 - Atuadores Piezoelétricos

Cerâmicas piezoelétricas proporcionam deslocamentos extremamente pequenos, tipicamente da ordem de alguns nanômetros, mesmo para campos elétricos intensos. Dessa maneira, em determinadas aplicações práticas, normalmente não se utiliza as cerâmicas isoladamente, sendo necessário amplificar seus deslocamentos [52]. Em outras aplicações pode ser preciso amplificar a força exercida pela piezocerâmica, ou então, mudar a direção dos deslocamentos. Neste contexto se insere o atuador

piezoelétrico ou piezoatuador definido neste trabalho, como o constituído pela cerâmica piezoelétrica e elementos adicionais usados para amplificar o deslocamento ou a força desenvolvida pela estrutura. Existem diversos tipos de piezoatuadores como o unilaminar (*unimorph*), pilha (*stack*), bilaminar (*bimorph*), flexensional, etc. [52], [53].

Os atuadores piezoelétricos podem produzir deslocamentos com uma alta resolução em escala nanométrica ou micrométrica, podem possuir tempo de resposta rápido, não apresentam desgaste (por não possuírem engrenagens ou eixos de rotação), podem gerar forças elevadas (da ordem de 1300 N), possuem baixa susceptibilidade a campos magnéticos, consumo de potência reduzido, elevado tempo de vida, compatibilidade com salas limpas e ambientes à vácuo, podem operar em temperaturas criogênicas, etc. [53], [54].

Em todo o mundo, há diversas empresas que produzem atuadores piezoelétricos em escala industrial. Nos Estados Unidos pode-se citar: *Burleigh Instruments Inc.*, *EDO Corporation*, *Polytec PI Inc.*, *Morgan Matroc Inc.*, *Dynamic Structures and Materials LCC (DSM)*, etc; na Europa: *Marco Systemanalyse und Entwicklung GmbH*, *Cedrat*, *MIDE Technology Corporation*, etc.; no Canadá: *Sensor Technology Ltd.*, etc; no Japão: *NEC*, *TOTO Corporation*, *Matsushita Electric*, *Toyota Motors*, *Hitachi Metal*, *Toshiba*, etc.

As aplicações dos piezoatuadores abrangem três campos principais: posicionadores, motores e supressores de vibração [55]. Neste trabalho enfatiza-se somente o primeiro. Os piezoatuadores podem ser aplicados a instrumentos ópticos como interferômetros, no alinhamento e deformação de fibras ópticas, sintonia de cavidade laser, na fabricação de circuitos integrados, em microscopia atômica, robótica, micro-manipulação de agulhas ou micro-pipetas, obturadores e mecanismos de foco de máquinas fotográficas, posicionamento de espelhos de telescópios, impressoras, cabeça de leitura em discos rígidos, controle ativo de estruturas, amortecimento ativo de vibrações, freio aerodinâmico etc. [53]-[61]. Na figura 4.5 ilustram-se alguns dos exemplos citados [60], [61].

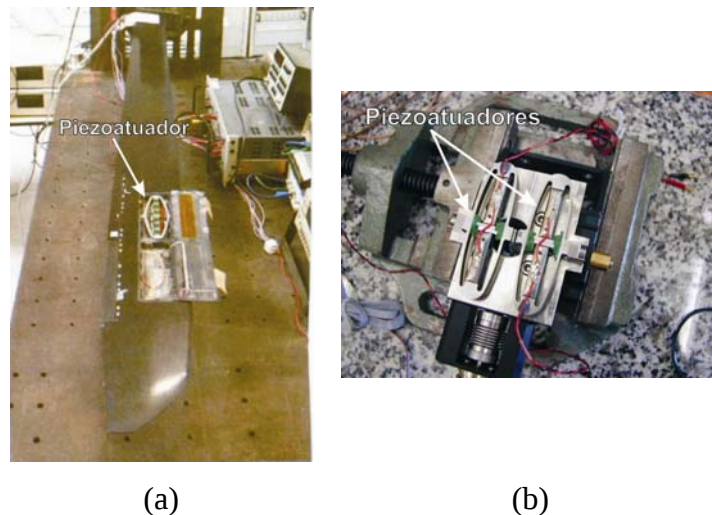


Figura 4.5 – Exemplos de aplicações de atuadores piezoelétricos.
(a) Freio aerodinâmico (*flap*) ativo para hélice de helicóptero [60]; (b) Obturador para raio X ou laser [61].

Com o emprego dos piezoatuadores, pode-se substituir os sistemas de posicionamento eletromecânicos convencionais e, assim, aumentar a resolução, a precisão e miniaturizar o sistema.

Neste trabalho, discutir-se-á com maior ênfase os piezoatuadores do tipo flexensional. Estes dispositivos são amplamente utilizados em sistemas que exigem posicionamentos com alta precisão e resolução.

4.6.1 - Atuador Piezoelétrico Flexensional

A designação original para o atuador piezoelétrico flexensional é *Flexural-Extensional Electromechanical Transducer*. O atuador piezoelétrico flexensional é constituído por uma piezocerâmica na qual é colada uma estrutura metálica flexível que tem por objetivo amplificar e mudar a direção dos deslocamentos mecânicos [52], [55], [57]. Dois exemplos típicos de atuadores flexensionais são o *moonie*TM e *cymbal*TM,

que consistem em discos de piezocerâmicas colados entre duas estruturas metálicas [52], como mostrados na figura 4.6.

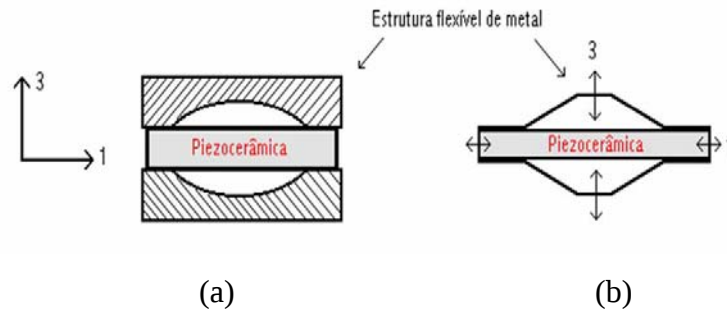


Figura 4.6 – Piezoatuadores flexionais típicos.
(a) Moonie; (b) Cymbal.

Atualmente, os atuadores piezoelétricos flexionais têm sido fabricados por empresas internacionais como: *Dynamic Structures and Materials LCC* (Franklin, TN), *EDO Corporation* (Salt Lake City, UT) e *Cedrat* (Meylan, França).

Na referência [54] apresentam-se alguns exemplos de atuadores piezoelétricos flexionais comerciais da empresa *Dynamic Structures and Materials LCC (DSM)*, como os mostrados na figura 4.7.

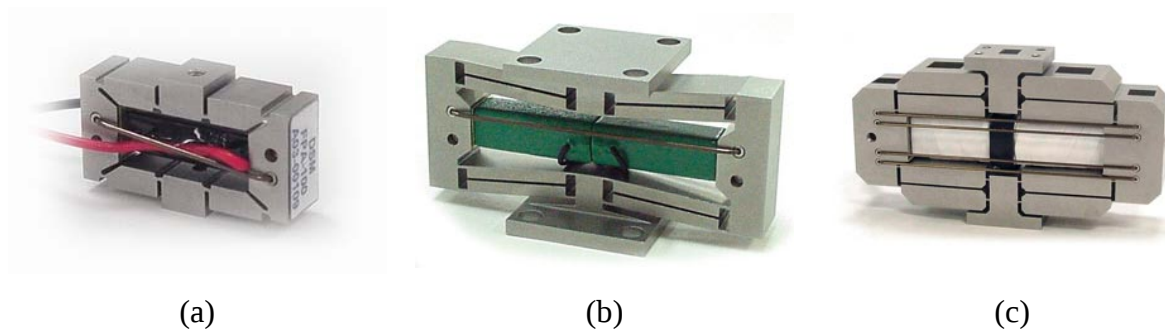


Figura 4.7 – Atuadores piezoelétricos comerciais [54].
(a) FPA-100; (b) FPA-500; (c) FPA-900.

Os atuadores piezoelétricos flexionais, apresentados na figura 4.7, foram projetados para diversas aplicações de posicionamento em escala micrométrica ou

nanométrica, com estruturas externas que podem ser adaptadas para aplicações específicas. Podem ser constituídos de titânio, alumínio, aço inoxidável e materiais não ferromagnéticos. Podem funcionar no vácuo, com estruturas não magnéticas, normalmente são alimentados com baixa tensão (da ordem de 150 V) e fornecem posicionamentos precisos sem atrito ou folga. Na figura 4.7 (a), tem-se o FPA-100 utilizado em aplicações onde se necessita de posicionamentos precisos e exatos, podendo trabalhar em regime estático ou dinâmico. Possui curso de 145 μm . Na figura 4.7 (b), ilustra-se o FPA-500 que pode ser utilizado em estágios de posicionamento XYZ. Fornece deslocamentos da ordem de 500 μm . Na figura 4.7 (c), ilustra-se o FPA-900 que provê deslocamentos da ordem de 900 μm e pode ser fabricado em uma versão que puxa o objeto ao invés de empurrá-lo.

No Brasil são encontrados grupos de pesquisa em transdutores piezoelétricos em Universidades. Em particular, destaca-se o Grupo de Sensores e Atuadores da EPUSP/Mecatrônica, com vários resultados no projeto e construção de estruturas metálicas flexíveis para atuadores piezoelétricos flexensionais [62], [63]. Alguns exemplos são ilustrados na figura 4.8, os quais serão discutidos em maiores detalhes nas próximas seções.

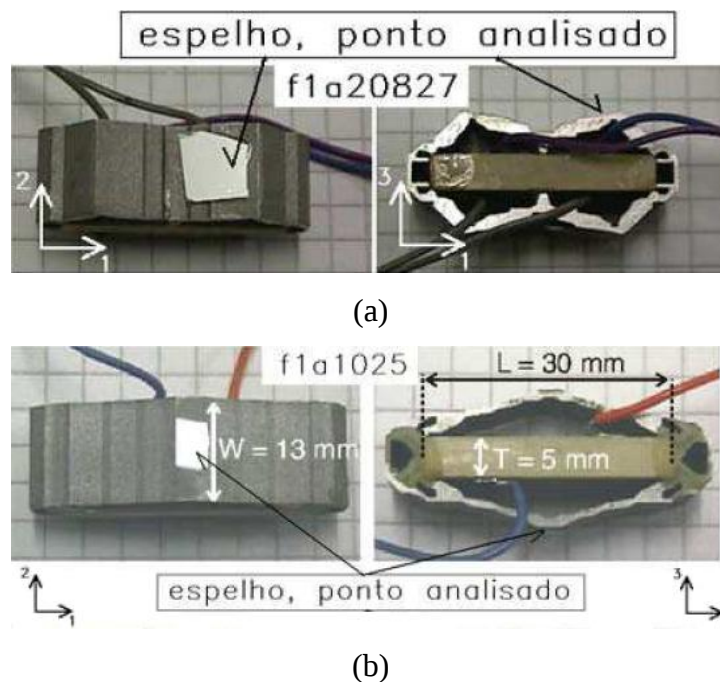


Figura 4.8 continua...

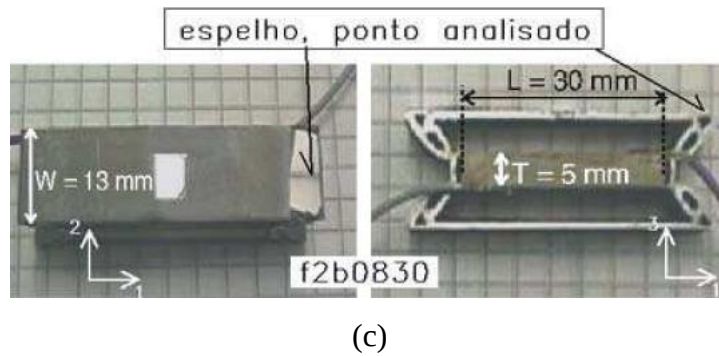


Figura 4.8 - Atuadores piezoelétricos flexionais projetados pelo Grupo da EPUSP [64].
(a) f1a20827; (b) f1a1025; (c) f2b0830.

4.7 - Etapas de Projeto do Atuador Piezoelétrico Flexensional

O projeto de uma estrutura flexível que, acoplada à piezocerâmica, atenda às especificações desejadas não é uma tarefa trivial. Inicialmente, nos primeiros trabalhos que foram divulgados na literatura, utilizavam-se métodos empíricos de otimização [62]. Neste trabalho, utilizou-se um piezoatuador flexensional projetado através do método de otimização topológica pelo Grupo de Sensores e Atuadores da EPUSP / Mecatrônica, e consiste em uma piezocerâmica retangular colada a uma estrutura de alumínio como ilustrado esquematicamente na figura 4.9 [64]-[67].

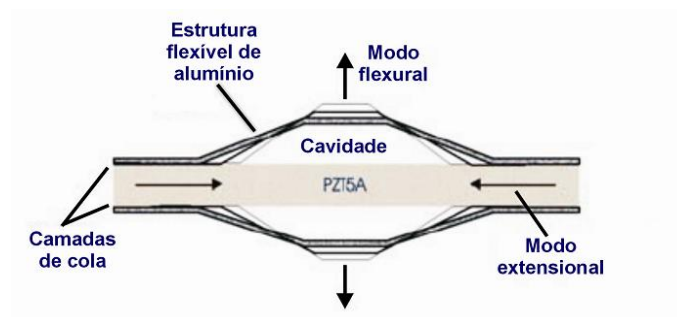


Figura 4.9 – Esquema do piezoatuador flexensional.

Em uma tecnologia de mecanismo complacente (*compliant*) o movimento é dado pela flexibilidade da estrutura, ao invés de pinos e junções. A estrutura flexível de metal funciona como um transformador mecânico, para conversão e amplificação do movimento lateral da cerâmica (devido a d_{31}) em um grande deslocamento normal à estrutura. Na verdade, ambos os coeficientes d_{31} e d_{33} da cerâmica piezoelétrica contribuem para o deslocamento axial da estrutura composta.

A otimização topológica com método de homogeneização é aplicada para projetar mecanismos complacentes e materiais compostos [65], [66]. Este é um método de projeto computacional que combina algoritmos de otimização e métodos de elementos finitos (FEM) para encontrar a topologia ótima de partes mecânicas, considerando-se uma função objetivo desejada e algumas condições restritivas. Como a parte mecânica do atuador piezoelétrico é um mecanismo complacente, piezoatuadores flexensionais também têm sido projetados usando a técnica de otimização topológica. O desempenho dos piezoatuadores flexensionais depende da distribuição de rigidez e flexibilidade no acoplamento da estrutura colada à piezocerâmica, que se relaciona com a topologia de acoplamento de estruturas. Portanto, o problema de projeto de um piezoatuador flexensional é, na verdade, o projeto de uma estrutura flexível que, acoplada à piezocerâmica, maximize o deslocamento de saída e forças geradas em uma direção específica.

Mesmo que a estrutura acoplada atue como um mecanismo complacente, ela precisa ser projetada acoplada à piezocerâmica. Isso porque a força aplicada pela piezocerâmica à estrutura depende das características desta (rigidez e massa). Isso significa que se a topologia da estrutura flexível mudar, a força piezoelétrica aplicada a ela pode mudar consideravelmente com uma mesma carga elétrica aplicada. Isto pode comprometer a otimização do projeto da estrutura flexível que seria obtida separada da piezocerâmica. Assim, a estrutura flexível deve ser projetada em conjunto com a piezocerâmica para obter um projeto otimizado no caso do atuador flexensional.

Na figura 4.10 ilustra-se o procedimento de otimização topológica para o projeto de um atuador flexensional, o qual consiste essencialmente por seis etapas, descritas a seguir. Como no processo de solução do problema o domínio da estrutura é discretizado, torna-se necessária a utilização de métodos numéricos, como o método de elementos finitos.

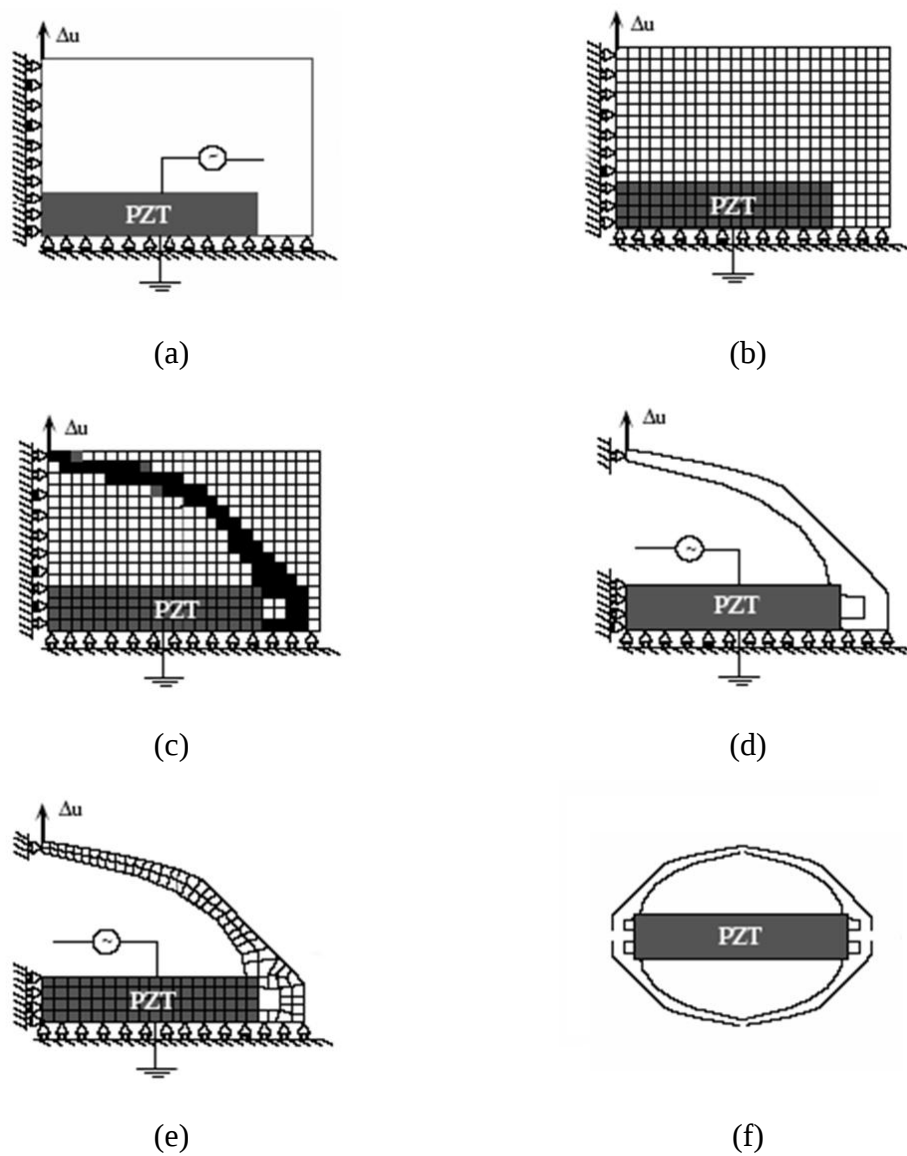


Figura 4.10 – Procedimento de otimização topológica [62].
 (a) Domínio inicial; (b) Domínio discretizado; (c) Topologia obtida; (d) Interpretação; (e) Verificação; (f) Manufatura.

4.7.1 - Definição do Domínio Estendido Fixo do Projeto

Esta etapa corresponde a figura 4.10 (a) e consiste em definir o domínio estendido fixo de projeto, ou seja, o espaço no qual o algoritmo de otimização

topológica pode construir a estrutura. Na figura 4.11 ilustra-se o esquema geral de um domínio estendido fixo (Ω), o qual possui forma fixa e é limitado pelos pontos de apoio da estrutura e pontos de aplicação de carregamento ($\mathcal{T}$).

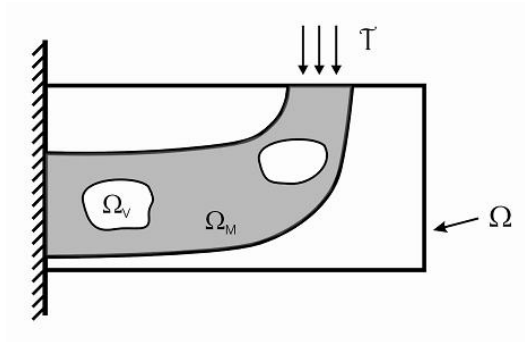


Figura 4.11 - Domínio estendido fixo (Ω).

No problema de otimização topológica a forma ótima é determinada sem qualquer especificação geométrica, sendo influenciada pela quantidade de material utilizado, os pontos de fixação (restrição a deslocamento) e aplicação de carga. O objetivo da otimização é determinar os espaços sem material e a conectividade da estrutura através da remoção e adição de material nesse domínio, de forma a maximizar (ou minimizar) alguma função objetivo.

O problema de otimização consiste, portanto, em se encontrar a distribuição ótima de propriedades de materiais no domínio estendido fixo.

4.7.2 - Discretização do Domínio

Esta etapa corresponde à figura 4.10 (b), na qual o domínio é discretizado em elementos finitos e são aplicadas as condições de contorno.

Na implementação numérica, como o domínio discretizado é fixo, o modelo de elementos finitos do domínio não é alterado durante o processo de otimização, sendo alterada somente a sua distribuição de material nos elementos [66].

4.7.3 - Distribuição de Material no Domínio

Nesta etapa (figura 4.10 (c)) os dados do domínio são inseridos no algoritmo de otimização topológica que, num processo iterativo, distribui o material no domínio de forma a minimizar (ou maximizar) a função objetivo especificada. A cor escura indica a presença de material no ponto do domínio, enquanto a branca indica a ausência de material (lacuna).

O modelo do material é uma relação que define a mistura, em micro-escala, de dois ou mais materiais (um deles pode ser o ar - a lacuna), permitindo que hajam estágios intermediários ao se passar da condição de lacuna à sólido em cada ponto do domínio.

No caso de uma função discreta $\chi(x)$, definida em cada ponto (x) do domínio Ω mostrado na figura 4.11, define-se $\chi(x)=1$ se $x \in \Omega_M$, ou, $\chi(x)=0$ se $x \in \Omega_V$. No final do processo, a estrutura resultante será associada ao tensor $C(x)=\chi(x)C_o(x)$, onde C_o é o tensor constitutivo do material base. Entretanto, o uso de variáveis binárias pode conduzir a instabilidades numéricas causadas por múltiplos mínimos locais e, portanto, deve ser evitado [68].

Uma maneira de relaxar o problema, ou seja, permitir que as variáveis de projeto assumam valores intermediários entre 0 e 1, é definir um modelo de material que substitui a função discreta por uma contínua. Em princípio, os estágios intermediários não têm significado físico, sendo apenas decorrentes de um recurso matemático para relaxação do problema. Um desses métodos de relaxação é o método de homogeneização.

O método de homogeneização foi proposto por Bendsoe e Kikuchi para relaxar o problema de otimização [69]: uma microestrutura é definida em cada ponto do domínio, constituída por uma célula unitária com orifício retangular em seu interior, cujas dimensões são definidas pelas variáveis de projeto a e b , e cuja orientação é τ . Na figura 4.12, ilustra-se o método de homogeneização.

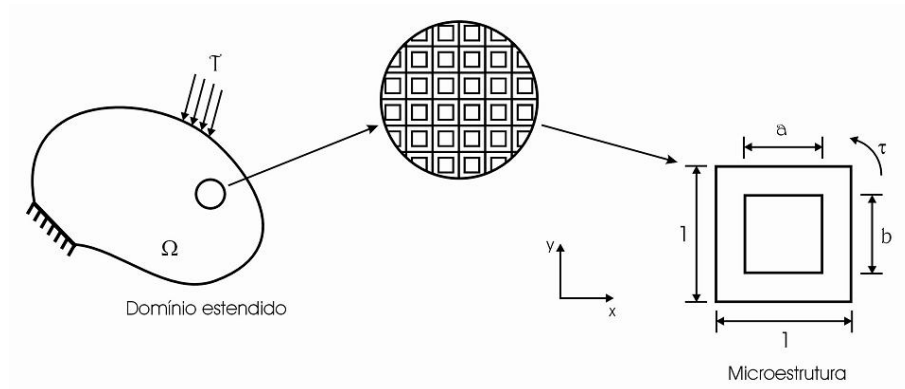


Figura 4.12 - Método de homogeneização.

O método de microestruturas permite materiais intermediários, em vez de somente lacunas ($a = b = 1$) e sólidos ($a = b = 0$). Neste sentido, o problema é otimizar a distribuição de material em um domínio procurado com infinitas lacunas em escala microscópica. As propriedades efetivas do material poroso são calculadas usando os métodos de homogeneização.

4.7.4 - Interpretação das Escalas de Cinza

Os pontos em escala de cinza são difíceis de se implementar na prática, no entanto, são inerentes a problemas de otimização topológica. Outro problema, é a

instabilidade xadrez, que surge devido as regiões com elementos de cor escura e cor branca dispostos em forma de tabuleiro [67], [68].

A fase de interpretação, mostrada na figura 4.10 (d), consiste na remoção dos elementos indesejáveis e a suavização do contorno da topologia, ajustando-a de forma que possa ser fabricada na prática.

4.7.5 - Avaliação do Desempenho

A etapa de verificação do resultado final (figura 4.10 (e)), tem o objetivo de avaliar a alteração da função objetivo devido às pequenas alterações da interpretação. Também, serve para uma avaliação global do desempenho da estrutura resultante.

4.7.6 - Etapa de Fabricação

A fabricação da estrutura (figura 4.10 (f)) pode ocorrer segundo diferentes processos: prototipagem rápida, eletroerosão a fio, corrosão química pelo método de litografia, entre outras [67].

O modelamento de piezoatuadores flexensionais tem sido desenvolvido com sucesso pelo Grupo de Sensores e Atuadores da EPUSP, utilizando o método de elementos finitos através do software ANSYSTM [62]-[67]. Devido a simetria dos dispositivos, as simulações podem ser realizadas em duas dimensões, considerando apenas 1/4 da estrutura, a fim de reduzir o custo computacional.

Diferentes estruturas de piezoatuadores flexensionais podem ser obtidas, objetivando a realização de tarefas variadas com a maior eficiência. Na figura 4.13 são mostrados dois resultados, projetados para utilizarem a mesma piezocerâmica [64]. O

resultado (a) é projetado para obter um deslocamento máximo no centro, enquanto o resultado (b) é projetado para proporcionar deslocamento máximo nas extremidades.

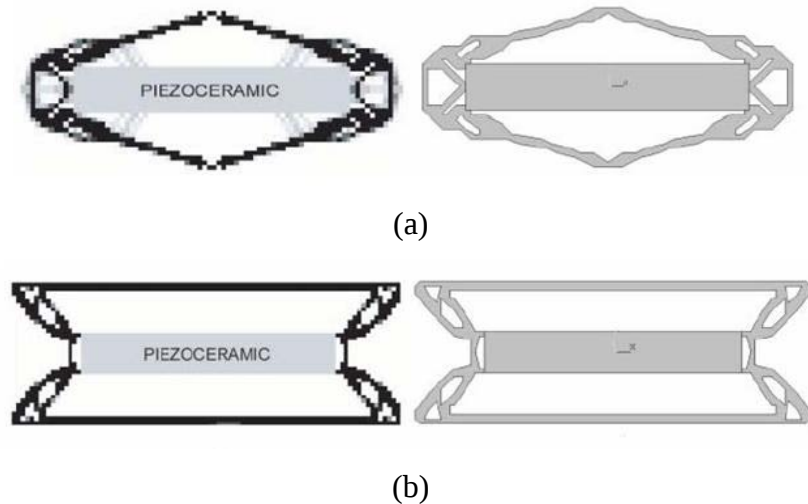


Figura 4.13 - Resultados da otimização topológica e a interpretação correspondente [62].
(a) Deslocamento máximo no centro da estrutura; (b) Deslocamento máximo na extremidade da estrutura.

4.7.7 - Descrição do Piezoatuador Flexensional Utilizado

Neste estágio do trabalho, deve-se esclarecer que não constitui objetivo desta dissertação o desenvolvimento de métodos numéricos para otimização topológica, mas sim, registrar aspectos gerais do projeto do piezoatuador flexensional que será empregado na parte experimental da pesquisa.

Neste trabalho, foram utilizados dois dos dispositivos projetados pelo grupo da EPUSP, sendo que o primeiro é mostrado na figura 4.14, e consiste essencialmente de uma piezocerâmica PZT-5A colada com resina epóxi a uma estrutura flexível de alumínio manufaturada usando eletro-erosão a fio (*EDM- Electrical Discharge Machining*). A piezocerâmica (PZT-5A, *American Piezoceramics*, 30 mm x 13 mm x 3 mm nas direções 1, 2 e 3, respectivamente) é polarizada na direção 3 e os eletrodos são

depositados no plano 1-2. Assim, através de uma excitação com campo elétrico na direção 3 (E_3) ocorrerá, como consequência, deslocamentos mecânicos nas direções 3 e 1 através dos coeficientes d_{33} e d_{31} , respectivamente. Este atuador piezoelétrico flexensional foi denominado f1b0820 por Nader em [64]. Entretanto, neste trabalho, este piezoatuador será denominado PFX-1 (Piezoatuador Flexensional 1).

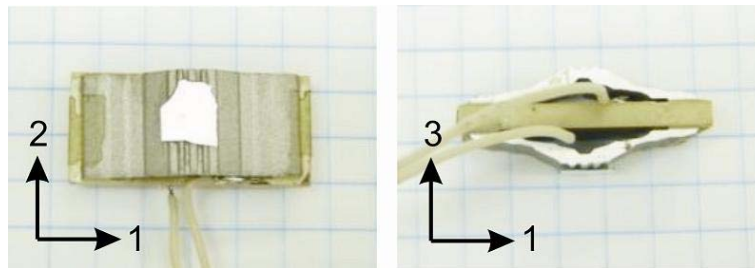


Figura 4.14 – Piezoatuador flexensional com cerâmica de 3 mm de espessura (PFX-1).

Os deslocamentos do piezoatuador da figura 4.14, decrescem do centro das estruturas de alumínio, onde o deslocamento máximo é observado, para as bordas, onde o deslocamento é igual ao do PZT-5A. Devido a dificuldades de polimento da superfície irregular do atuador com qualidade óptica, um espelho de 200 μm de espessura, obtido por vaporização de alumínio sobre uma lâmina de vidro, foi colado à superfície do atuador com resina epóxi (figura 4.14). Como a rigidez da resina epóxi é da ordem de 10^{10} N/m^2 , o efeito de um oscilador adicional, constituído pelo espelho e resina epóxi, é minimizado [64].

O PFX-1 é fixado a um suporte (não mostrado nas figuras) por quatro pontos, perpendicular ao deslocamento a ser medido. Assim, o atuador fica livre para vibrar nas direções 1 e 3.

O segundo piezoatuador flexensional utilizado nesta dissertação é mostrado na figura 4.15, e também é constituído por uma piezocerâmica PZT-5A (*American Piezoceramics*) colada com resina epóxi a uma estrutura flexível de alumínio. Ao contrário do PFX-1, a estrutura de alumínio deste piezoatuador não é bipartida, mas trata-se de uma peça única, como pode ser observado na figura 4.15. A piezocerâmica possui dimensões 30 mm x 14 mm x 1 mm nas direções 1, 2 e 3, respectivamente. A

polarização é na direção 3 e os eletrodos são depositados no plano 1-2, tais como no PFX-1. Este piezoatuador será denominado PFX-2 (Piezoatuador Flexensional 2).

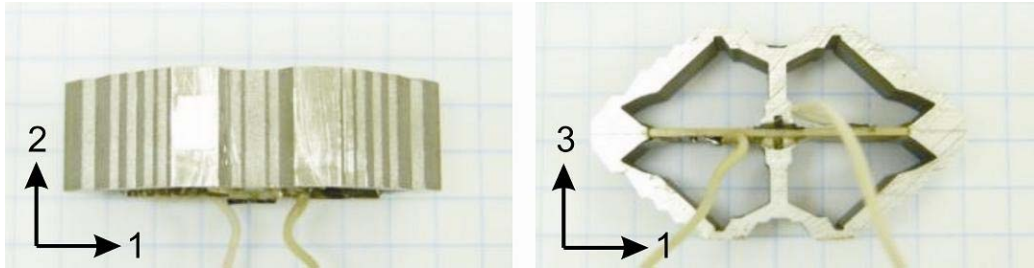


Figura 4.15 - Piezoatuador flexensional com cerâmica de 1 mm de espessura (PFX-2).

No atual estágio da pesquisa, os atuadores implementados na EPUSP são projetados para operar em regime estático ou quase-estático, ou seja, em frequências abaixo da primeira ressonância significativa da estrutura.

4.8 - Grandezas Relevantes para Caracterização do Piezoatuador Flexensional

Modelos analíticos são disponíveis para avaliar o comportamento de piezocerâmicas isoladas: determinação da taxa de conversão entre a tensão elétrica e o deslocamento (fator de linearidade), da faixa dinâmica de deslocamento, as propriedades dinâmicas (velocidade, força, impedância acústica), os modos de vibração, as frequências de ressonância, etc. [49], [51].

Contudo, o atuador piezoelétrico flexensional pode ter suas características alteradas em relação à piezocerâmica isolada, devido à influência no amortecimento dos deslocamentos por consequência do acréscimo da estrutura flexível, influência da resina epóxi, etc. [64].

Os elementos piezoelétricos podem apresentar frequências de ressonância em diversas regiões do espectro. Em geral, o comportamento eletromecânico de uma cerâmica piezoelétrica pode ser modelado por um circuito elétrico RLC equivalente [49], [51]. Esse artifício é muito útil para calcular e entender a resposta em frequência e as frequências de ressonância. No entanto, quando estruturas são adicionadas ao seu corpo, como as estruturas metálicas flexíveis, podem surgir frequências de ressonância adicionais. O cálculo das ressonâncias dessa estrutura complexa não é uma tarefa trivial e exige, como visto anteriormente, o uso de métodos numéricos. Uma outra alternativa é a realização da medição direta dessas frequências de ressonâncias utilizando analisadores de impedância, ou então, interferometria óptica [36], [64].

O conhecimento da resposta em frequência de um atuador piezoelétrico é importante quando se deseja realizar aplicações práticas de precisão. Para operação com sinais elétricos arbitrários, pode-se excitar, inadvertidamente, uma componente de frequência que coincida com uma ressonância do piezoatuador. Assim, ao invés de se obter uma trajetória proporcional ao sinal de controle, obtém-se uma trajetória errática, dando origem ao fenômeno conhecido como erro de trajetória ou *tracking error* [58]. Dessa forma, um parâmetro importante dos atuadores piezoelétricos é a localização da primeira frequência de ressonância, de modo que a operação do atuador fique restrita a frequências abaixo dessa.

Medições de linearidade, histerese, amplificação e faixa dinâmica do piezoatuador PFX-1, foram realizadas em baixa frequência (1 Hz), na referência [64] usando o sensor óptico MTI-2000. Por outro lado, medições de resposta em frequência, linearidade e avaliação de erro de trajetória foram realizadas em frequências superiores (dezenas de kHz) nas referências [36]-[38], usando um interferômetro de Michelson. Neste trabalho, serão realizadas algumas dessas medições usando o sensor reflexivo em fibra óptica discutido no capítulo 3.

CAPÍTULO 5

MONTAGEM E TESTE DO SENSOR REFLEXIVO EM FIBRA ÓPTICA

Neste capítulo descreve-se em detalhes a montagem do sensor reflexivo em fibra óptica para fins de caracterização de atuadores piezoelétricos. Apresenta-se o procedimento para calibração do sensor e realizam-se testes preliminares para avaliar o seu desempenho.

5.1 - Clivagem da Fibra Óptica

O procedimento de clivagem consiste em um importante expediente para a utilização da fibra óptica como elemento sensor ou para a transmissão de dados. Este procedimento é utilizado para que a face da fibra fique plana e à 90° do eixo óptico (eixo longitudinal). Assim, se a fibra for clivada adequadamente, tanto na entrada como na saída, haverá um bom acoplamento de luz para o seu interior e uma distribuição circular simétrica de luz na sua saída, isto é, a luz emerge da fibra em formato de cone.

Existem disponíveis no mercado, ferramentas sofisticadas que realizam a clivagem automática da fibra óptica. Entretanto, não são obrigatoriamente essenciais ao procedimento, a menos que as clivagens sejam em grande número, em escala industrial,

a fim de justificar o investimento. A seguir, descreve-se um procedimento simples, capaz de proporcionar boa clivagem de forma artesanal.

Para realizar a clivagem deve-se, inicialmente, retirar um trecho do revestimento da fibra óptica, de aproximadamente 20 cm. Para tanto, deve-se inserir o trecho da fibra em solução de acetona ou diclorometano a fim de amolecer o revestimento de acrilato. Após alguns minutos, o revestimento pode ser removido com o auxílio de um alicate de decapagem de fibra óptica, como o mostrado na figura 5.1.



Figura 5.1 – Procedimento para remoção do revestimento.
(a) Alicate de decapagem; (b) Retirada do revestimento.

Ao remover o revestimento plástico, a fibra óptica propriamente dita fica exposta, e deixa patente sua fragilidade (como é constituída por vidro, é extremamente quebradiça). O expediente de puro e simplesmente flexionar a região decapada da fibra a fim de rompê-la, normalmente não proporciona seções transversais planas e perpendiculares ao seu eixo. Invariavelmente, a extremidade da fibra resulta em planicidade insatisfatória e angularmente inadequada.

Na Figura 5.2 (a) mostra-se uma fotografia da extremidade de uma fibra óptica mal clivada ou rompida através de forças transversais. Pode-se perceber que a casca apresenta um formato típico, quase triangular. Na Figura 5.2 (b) mostra-se uma fibra óptica com uma clivagem satisfatória. Estas fotografias foram obtidas com o auxílio de um microscópio óptico convencional.

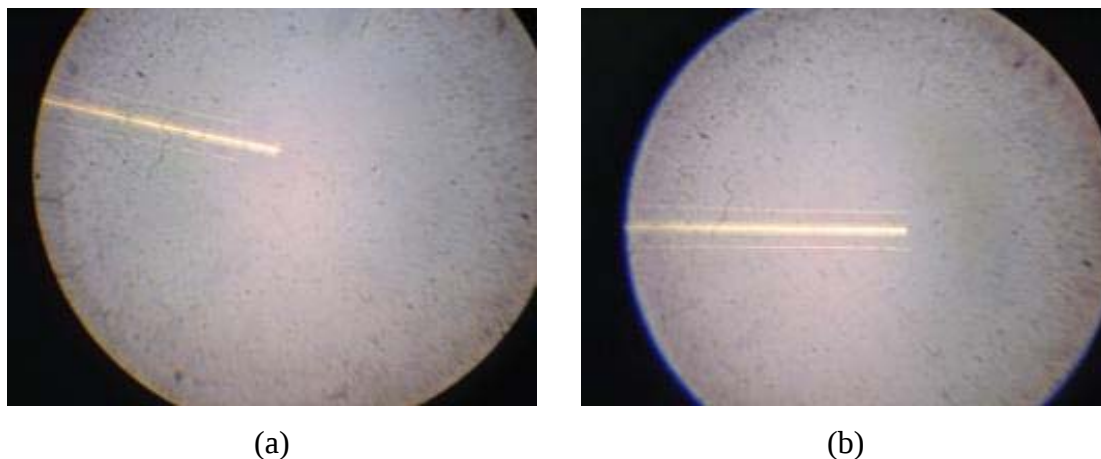


Figura 5.2 - Extremidade da fibra óptica.
(a) Clivagem inadequada; (b) Clivagem adequada.

A clivagem adequada exige que a fibra seja rompida através de forças de tração longitudinais. Antes, porém, é necessário induzir uma região (um ponto) no qual a fibra apresente baixa resistência mecânica à tração. Isto pode ser providenciado com o auxílio de um clivador (*cleaver*), como o mostrado na figura 5.3.



Figura 5.3 – Clivador de fibra óptica.

Deve-se, então, fixar a fibra em uma plataforma de acrílico (material rígido, porém, com alguma flexibilidade) como ilustrado na figura 5.4 (a). O uso de fita adesiva permite obter boa adesão da fibra ao acrílico (neste caso utilizou-se fita adesiva da marca 3M). Como se observa na figura 5.4 (a), somente as extremidades da fibra são fixadas; a região de clivagem deve ficar exposta ao clivador.

Com um leve golpe do clivador (a lâmina deve estar a 90° do eixo da fibra), induz-se uma fratura na superfície da fibra, a qual perde resistência às forças de tração,

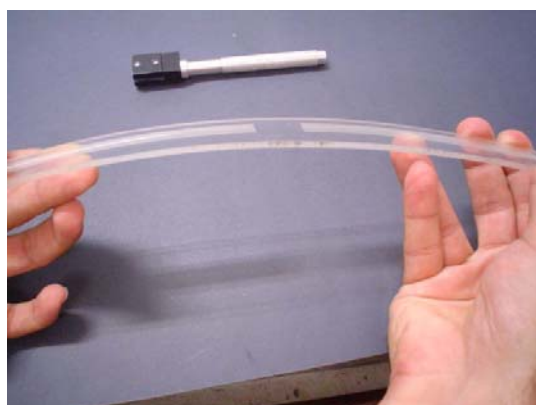
como ilustrado na figura 5.4 (b). Em seguida, deve-se flexionar a plataforma de acrílico como mostrado na figura 5.4 (c). Quanto mais rígida for a plataforma de acrílico, menor será a sua curvatura e, com isso, aproxima-se cada vez mais do esforço de tração longitudinal (sem esforço transversal, de cisalhamento).



(a)



(b)



(c)

Figura 5.4 – Procedimento de clivagem.

(a) Fixação da fibra; (b) Golpe com o clivador; (c) Aplicação de força de tração.

A inspeção da clivagem deve ser realizada através de um microscópio e, caso o resultado não tenha sido satisfatório, dever-se-á realizar uma nova tentativa de clivagem. As duas extremidades da fibra (entrada e saída) precisam de clivagem. Após a verificação da clivagem, deve-se proteger as extremidades da fibra contra choques mecânicos a fim de não danificá-las.

5.2 - Acoplamento de Luz à Fibra Óptica

As fontes de luz normalmente empregadas são o laser de Hélio-Neônio (He-Ne) ou o diodo laser. Como um feixe de laser geralmente possui 1 mm ou mais de diâmetro e o núcleo da fibra tem diâmetro 100 vezes menor (aproximadamente), torna-se necessário colimar o feixe óptico de entrada.

O acoplamento de luz na fibra óptica é um procedimento delicado, no qual deve-se posicioná-la de maneira que se insira (acople) uma quantidade de luz satisfatória no seu interior. A luz pode ser acoplada à fibra multimodos por incidência direta, porém, para se evitar excessiva perda de luz, recomenda-se a utilização de uma lente objetiva de (8 x) a (10 x). Para a fibra monomodo é essencial a utilização de lentes de (20 x) a (40 x) e de um posicionador com ajustes micrométricos nas três dimensões, devido ao tamanho reduzido do núcleo (em torno de 4 μm de raio) [70]. O posicionador utilizado nos experimentos foi adquirido da Newport e é mostrado na figura 5.5. Este posicionador possui uma lente objetiva de (20 x) já acoplada à sua estrutura, tem um *holder* para fibra óptica e permite deslocamentos micrométricos (de translação e *tilt*) para o ajuste da máxima intensidade de luz acoplada.

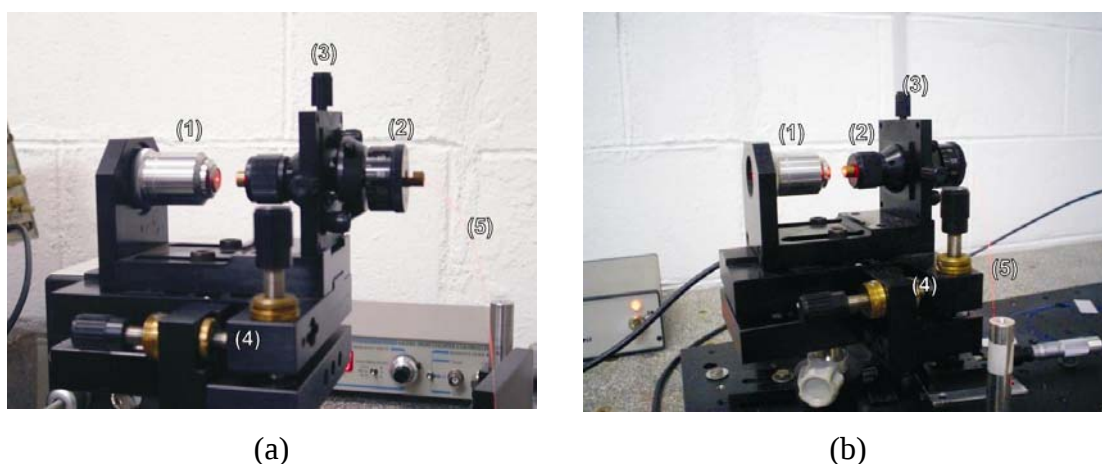


Figura 5.5 – Posicionador para ajustes em três dimensões com lente objetiva.

(a) Vista frontal; (b) Vista de fundo.

(1) Lente objetiva; (2) *Holder*; (3) Estágios de translação X e Y; (4) *Tilts* θ e Φ ; (5) Fibra óptica.

5.3 - Seleção das Fibras Ópticas

Neste trabalho, optou-se por utilizar fibras monomodo e multimodos comumente utilizadas em comunicações, devido ao custo relativamente baixo e por serem facilmente encontradas no mercado.

Empregou-se fibras ópticas comercializadas pela empresa ABC Xtal, cujo comprimento de onda de operação é 1330 nm. A fibra monomodo (índice degrau) utilizada possui diâmetros de núcleo e casca iguais a 8 μm e 125 μm , respectivamente. O índice de refração do núcleo é $n_1 = 1,465$ e o da casca é $n_2 = 1,460$. Por outro lado, a fibra multimodos (índice gradual) utilizada possui 62,5 μm e 125 μm para os diâmetros de núcleo e casca, respectivamente.

Inicialmente, procedeu-se à avaliação do perfil de intensidade óptica (projetada sobre um anteparo) dos modos próprios da fibra monomodo para $\lambda_o = 1330$ nm, porém, usando o laser de He-Ne, em $\lambda_o = 633$ nm.

Para a realização de tal experimento, utilizou-se um laser de Hélio-Neônio com potência de 15 mW, o posicionador para ajustes nas três dimensões, lente objetiva de (20 x) e um anteparo. Realizou-se então a clivagem das duas extremidades da fibra e, em uma delas, acoplou-se a luz proveniente do laser com o auxílio da lente e do posicionador. A outra extremidade foi direcionada para o anteparo, e a distribuição de intensidade óptica foi registrada por fotografia.

Conforme discutido no capítulo 2, uma fibra especificada para ser monomodo em $\lambda_o = 1330$ nm, pode acomodar até quatro modos linearmente polarizados, quando se opera com $\lambda_o = 633$ nm, ou seja, os modos LP_{01} , LP_{11} , LP_{21} e LP_{02} . O modo fundamental sem frequência de corte é o LP_{01} , sendo os demais, os modos superiores com frequência de corte.

A partir da teoria eletromagnética sabe-se que, diante de perturbações externas, os modos de ordem superior podem ser irradiados para fora do guia óptico mais facilmente que os modos de ordem inferior. Sabe-se também que perturbações externas como curvaturas [41], [43], fazem com que os modos de ordem mais elevada sejam irradiados, do núcleo para fora do guia. Com essas informações pode-se concluir que

pequenos laços na fibra (da ordem de 1 cm de diâmetro), como mostrado nas figura 5.6 (a) e (b), podem funcionar como filtros de modos.

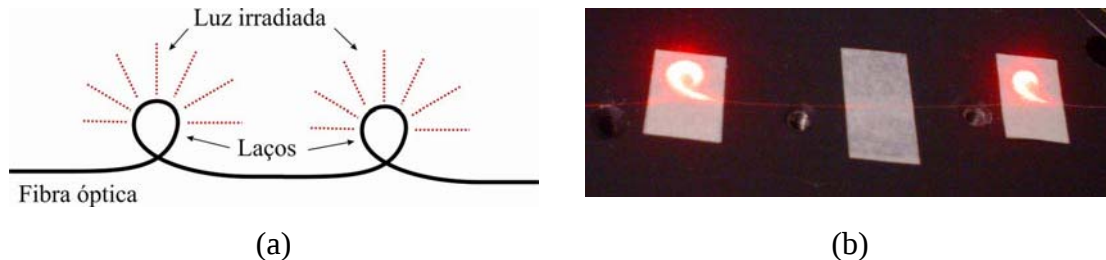


Figura 5.6 – Filtro de modos.
(a) Desenho esquemático; (b) Fotografia.

Finalmente, sabe-se que a excitação de um ou outro modo na fibra está diretamente relacionada com o ângulo que o feixe óptico de entrada forma com o eixo da fibra. Assim, para incidência rasante, isto é, com o feixe óptico paralelo ao eixo da fibra, acopla-se somente o modo LP_{01} . Para incidência angularmente deslocada do eixo, também poderão ser excitados os modos superiores. Como o acoplamento de luz na fibra usualmente ocorre através de lentes colimadoras, a excitação é sempre angularmente deslocada (o feixe incide em forma de cone), estabelecendo-se vários modos na fibra.

Assim, para selecionar o modo fundamental LP_{01} , realizam-se dois laços na fibra, de aproximadamente 0,5 cm de diâmetro. Dessa forma, os outros três modos são irradiados para fora da fibra, restando apenas o modo LP_{01} . Para a seleção do modo LP_{11} , aumentou-se o diâmetro de um dos laços e, através do posicionador para ajustes em três dimensões, ajustou-se cuidadosamente o ângulo de entrada da luz na fibra. O modo LP_{21} foi selecionado através do ajuste adequado do posicionamento da luz na entrada da fibra e sem os laços. O modo LP_{02} foi o mais difícil de ser selecionado por ser o de maior ordem. No entanto, após adquirir certa habilidade e com algumas tentativas foi possível isolar o seu perfil de intensidade óptica. Na figura 5.7 encontram-se ilustradas fotografias das distribuições de intensidade óptica desses modos, projetadas sobre o anteparo. Verifica-se boa concordância com os perfis previstos no capítulo 2.

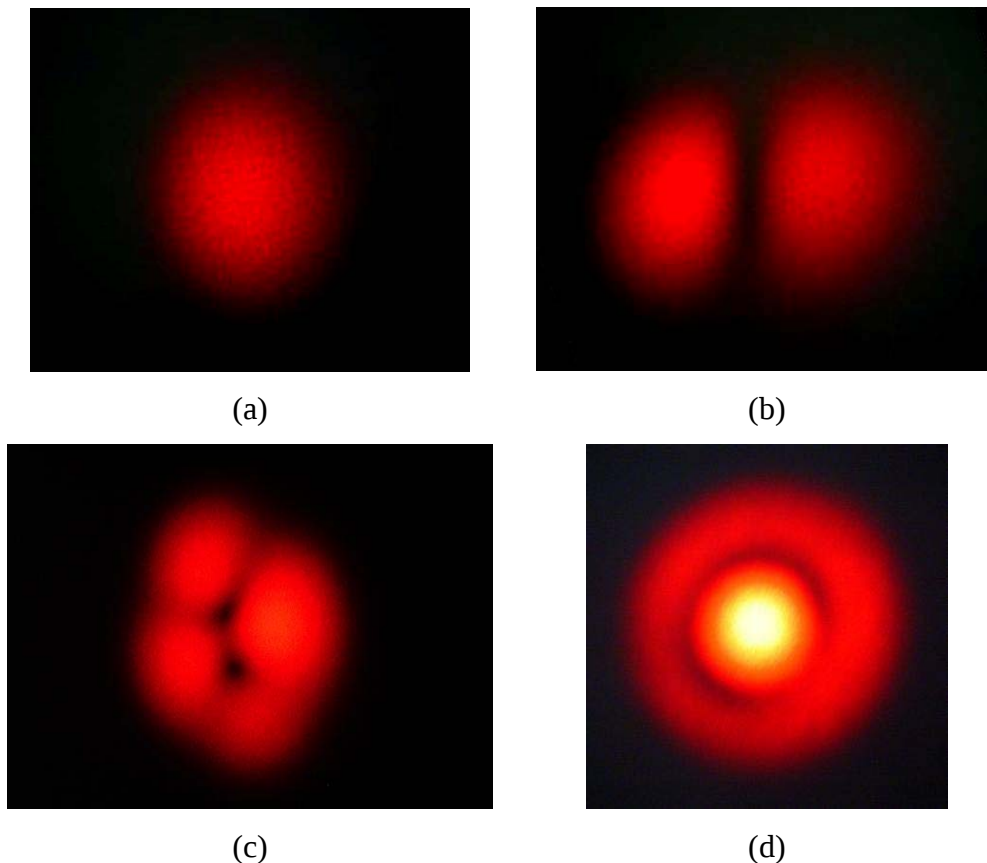


Figura 5.7 – Distribuições de intensidades ópticas dos modos de propagação da luz na fibra óptica monomodo.
(a) Modo LP_{01} ; (b) Modo LP_{11} ; (c) Modo LP_{21} ; (d) Modo LP_{02} .

Para implementação do sensor em fibra óptica deste trabalho, torna-se interessante excitar a fibra óptica transmissora com apenas o modo LP_{01} , o qual exibe uma distribuição de intensidade circular e simétrica. Neste caso, o feixe óptico emerge da fibra transmissora na forma de um cone de revolução em torno do seu eixo.

No caso da fibra receptora multimodos, podem ser excitados entre centenas a milhares de modos e, com isso, o processo de seleção de um dado modo em particular torna-se impraticável. Contudo, este tipo de fibra tem a vantagem de captar grande quantidade de potência óptica, melhorando a relação sinal-ruído do sensor. Por isso, a fibra multimodos é bastante adequada para implementação de sensores no qual o fenômeno a ser caracterizado modula a intensidade óptica.

Na figura 5.8 mostra-se a distribuição de intensidade do feixe de saída de uma fibra multimodos projetada sobre um anteparo. O padrão de intensidade óptica

granulado é resultado da interferência óptica entre os diversos modos no interior da fibra.

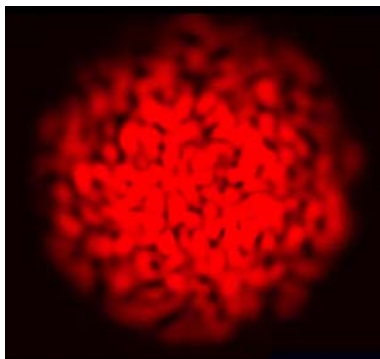


Figura 5.8 – Padrão de intensidade óptica projetado pela saída de uma fibra óptica multimodos.

5.4 - Montagem do Sensor de Deslocamento em Fibra Óptica

O sensor de deslocamento estudado foi construído com base na teoria exposta no capítulo 3, ou seja, consiste de duas fibras ópticas emparelhadas na extremidade, sendo que uma emite luz (fibra transmissora) e a outra recebe a luz (fibra receptora) refletida por um espelho.

O elemento sensor (haste de fibra óptica - *lever*) também pode ser constituído por um feixe (*bundle*) de várias fibras, como discutido no capítulo 1. No entanto, utilizou-se uma configuração com duas fibras ópticas, sendo uma fibra transmissora monomodo e uma fibra receptora multimodos.

A construção dos elementos sensores foi realizada de maneira artesanal. Inicialmente, realizou-se a clivagem das extremidades de duas fibras ópticas (uma monomodo e outra multimodos) com aproximadamente 1,5 m de comprimento. Com a ajuda de um microscópio, as extremidades das duas fibras foram posicionadas e coladas com uma cola de secagem rápida, como o éster de cianoacrilato (neste caso foi utilizada a cola da marca Loctite, comercialmente conhecida como *Super Bonder*). Na figura 5.9

(a) ilustra-se o posicionamento das fibras visualizado através do microscópio e, na figura 5.9 (b), a imagem do sensor com duas fibras após a colagem, com escala graduada. Cada divisão da escala equivale a $62,5\ \mu\text{m}$.

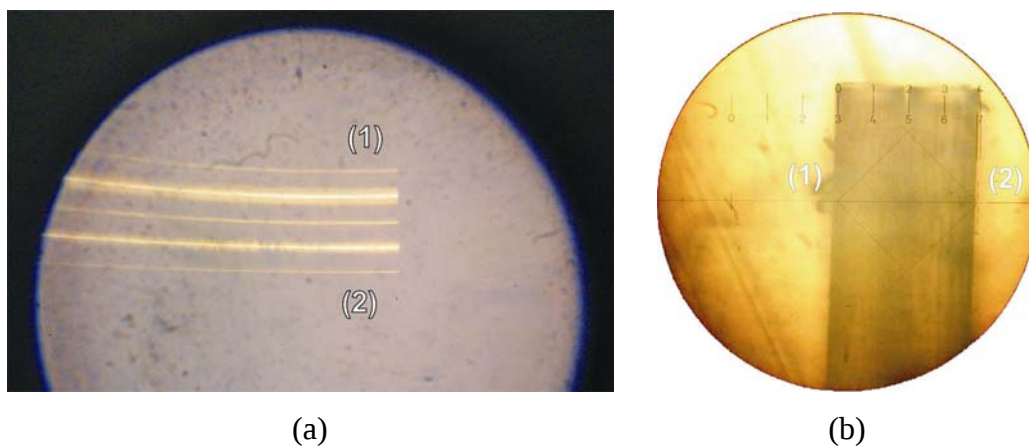


Figura 5.9 – Sensor reflexivo com duas fibras ópticas visto com microscópio.
(a) Posicionamento das fibras para colagem; (b) Sensor após colagem (com escala).
(1) Fibra transmissora; (2) Fibra receptora.

Na figura 5.10 mostra-se um diagrama esquemático do sistema de medição de deslocamentos implementado no laboratório.

Além do elemento sensor propriamente dito, o sistema de medição conta com um laser de Hélio-Neônio (com potência de 15 mW e comprimento de onda de 633 nm), o módulo para acoplamento de sinal na fibra óptica com ajustes em três dimensões e com lente objetiva de 20 x, dois estágios de translação micrométricos e um de rotação de precisão, um *holder* para fibra óptica, um espelho fixo (com filme de alumínio) e um fotodiodo tipo PIN de silício (BPX65 da *Siemens*). Este sistema foi implementado sobre uma mesa de granito para montagens ópticas, adequada para minimizar o efeito das vibrações oriundas do meio ambiente.

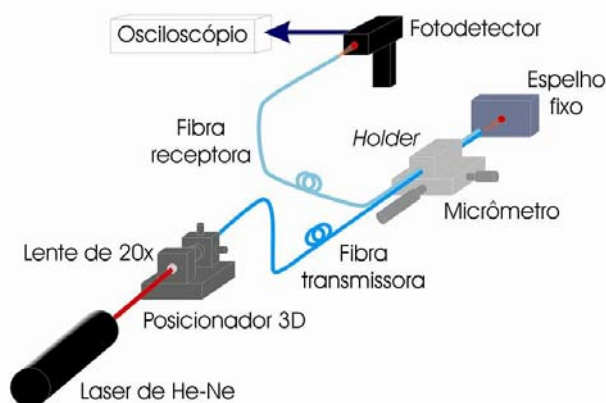


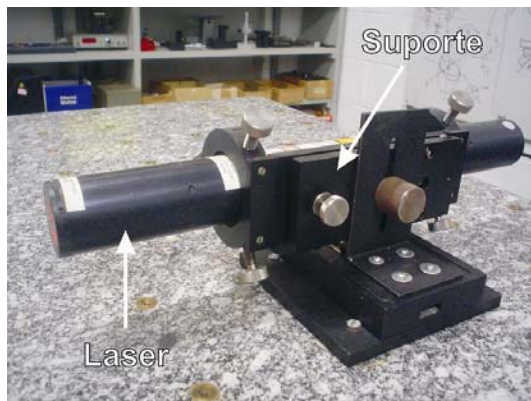
Figura 5.10 – Desenho esquemático do sistema sensor.

No decorrer dos experimentos, percebeu-se que o perfil de intensidade do feixe de saída da fibra óptica multimodos (projetado sobre um anteparo) apresentava um certo cintilamento causando, conseqüentemente, flutuações aleatórias no sinal detectado. Este cintilamento provém do fato da fibra multimodos comportar grande número de modos e, portanto, pequenas perturbações externas podem fazer com que haja acoplamento de energia entre modos, ou mesmo, sua irradiação para o exterior da fibra. Com isso, preferiu-se utilizar como fibra óptica transmissora, a fibra monomodo, operando com o modo LP_{01} , por este apresentar um perfil de distribuição de intensidade óptica mais homogêneo e sem flutuações aleatórias no tempo. No entanto, o acoplamento de luz nesse tipo de fibra é mais difícil e ocorre às custas de perdas por inserção elevadas. Em resumo, utilizou-se uma fibra monomodo como elemento transmissor e uma fibra multimodos como elemento receptor.

Na figura 5.11 apresentam-se fotografias do sistema sensor montado no laboratório e seus detalhes. Em (a) tem-se o sistema completo; em (b), ilustra-se o laser de He-Ne; em (c) mostra-se o módulo para acoplamento de luz na fibra óptica monomodo; em (d) ilustra-se a haste do elemento sensor (presa pelo *holder* e vinculado a um estágio de translação micrométrica) e o espelho fixo (em filme de alumínio); em (e) tem-se a extremidade da fibra receptora e um fotodetector com fotodiodo tipo PIN.



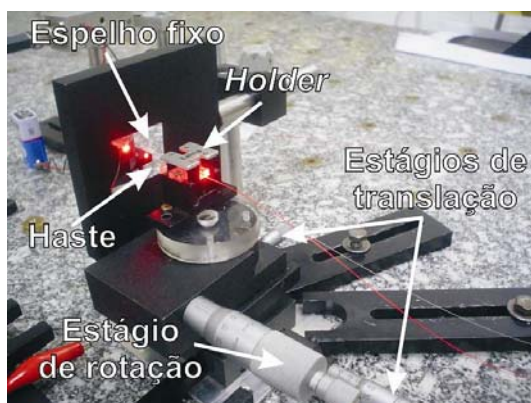
(a)



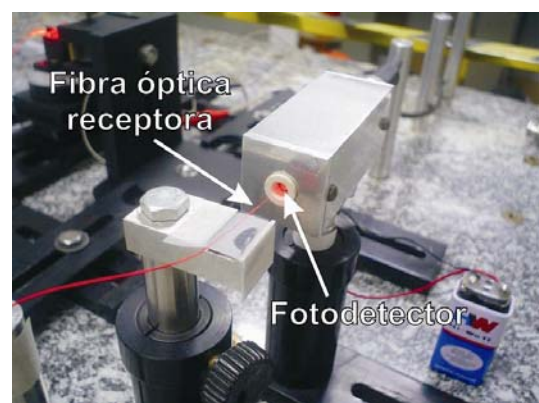
(b)



(c)



(d)



(e)

Figura 5.11 – Sistema montado em laboratório.

- (a) Sistema completo; (b) Laser; (c) Posicionador 3-D com lente, fibra transmissora; (d) Estágios de translação e rotação, holder, espelho fixo e haste do elemento sensor; (e) Fibra receptora e fotodiodo.

O espelho fixo é utilizado como elemento auxiliar para levantar a curva característica do sensor, que corresponde ao gráfico da intensidade óptica captada pela fibra óptica receptora em função da distância entre sua extremidade de entrada e o espelho fixo. Na etapa seguinte, o espelho fixo será substituído pelas superfícies vibrantes dos atuadores piezoelétricos PFX-1 ou PFX-2, com um pequeno espelho colado à sua estrutura (ver figuras 4.14 e 4.15).

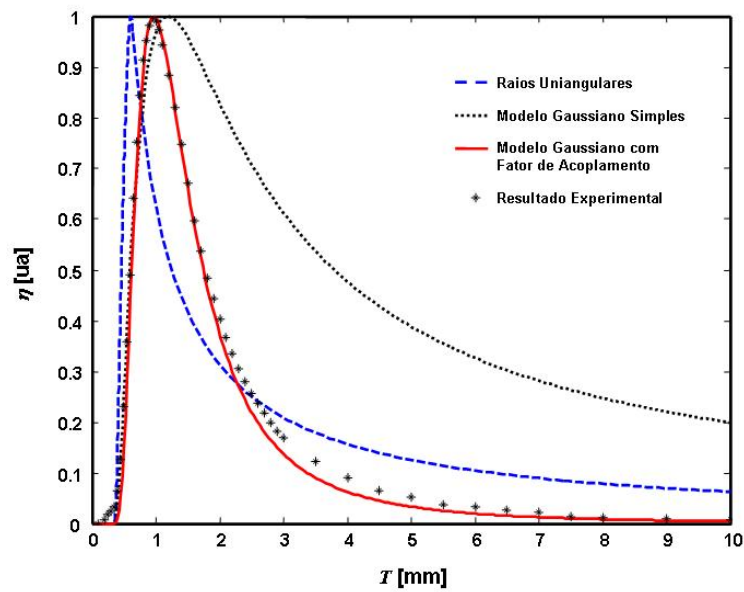
5.5 - Caracterização Estática do Sensor Reflexivo

De acordo com o exposto no capítulo 3, a curva característica do sensor reflexivo em fibra óptica corresponde ao gráfico do coeficiente de transmissão, η , em função da distância entre a fibra óptica transmissora e a superfície reflexiva, T , como foi desenhado na figura 3.4.

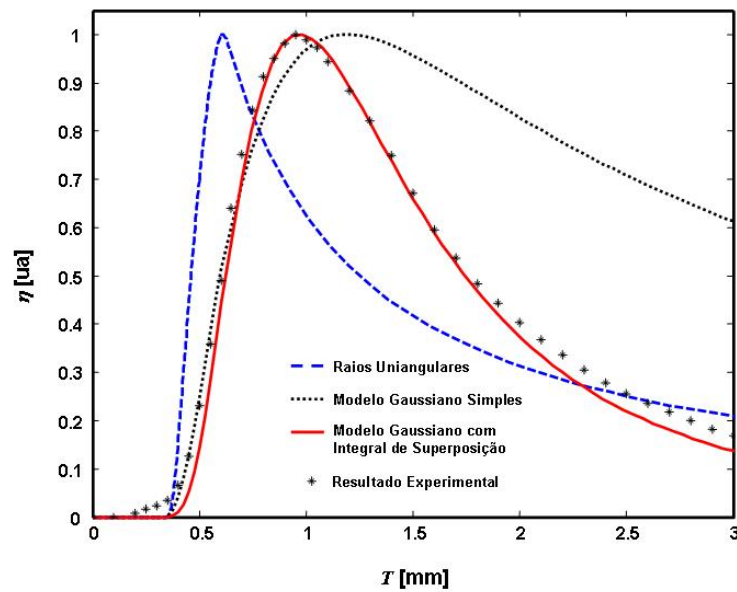
Na prática, obtém-se a curva característica variando-se a distância entre o espelho e as extremidades das fibras ópticas transmissora e receptora, com o auxílio de um estágio de translação micrométrico longitudinal (ver figura 5.11 (d)). Estágios de translação transversal e de rotação também são utilizados para proporcionar os ajustes necessários à maximização da magnitude do sinal detectado.

Desta forma, procedeu-se ao experimento, variando-se gradualmente a distância T entre os elementos do sistema, na faixa entre 0 e 10 mm, lida diretamente na escala do micrômetro (*Starrett*, resolução 0,01 mm). O sinal de saída (DC) do fotodetector para cada ajuste de T foi medido com um osciloscópio convencional.

A curva característica experimental é mostrada na figura 5.12 juntamente com as simulações teóricas (obtidas de acordo com os modelos teóricos expostos no capítulo 3). Os valores de η de cada curva (inclusive a experimental) foram normalizados pelos respectivos valores máximos de tensão detectada ($V_{máx}$ em volts).



(a)



(b)

Figura 5.12 – Curva característica: resultado experimental e modelos teóricos.
(a) Região entre 0 e 10 mm; (b) Região entre 0 e 3 mm.

O modelo teórico que mais se ajustou ao resultado experimental foi o Modelo Gaussiano com Fator de Acoplamento desenvolvido pelo autor dessa dissertação de mestrado. O Modelo Gaussiano Simples apresentou uma boa concordância na região de inclinação positiva, porém a região de inclinação negativa apresentou uma grande

discrepância. De acordo com o discutido no capítulo 3, pode-se concluir que a potência que incide na face da fibra óptica receptora é bem maior que a potência que realmente consegue ser acoplada para o interior da mesma. Isso mostra que o fator de acoplamento Γ é um parâmetro relevante e deve ser considerado nas simulações teóricas. Apesar de muito bem divulgado na literatura, o Modelo de Raios Uniangulares mostrou-se pouco adequado para representar a curva característica deste sensor, pois tanto a região de inclinação positiva como a de inclinação negativa apresentaram-se em discordância com o resultado prático. Acredita-se que este modelo seja mais adequado para modelar um feixe (*bundle*) de fibras ópticas.

Portanto, o modelo matemático mais adequado para representar a curva característica do sensor reflexivo é o Modelo Gaussiano com Fator de Acoplamento o qual será adotado no restante deste trabalho. Nesta curva, pode-se observar que há duas regiões em que o sensor pode operar: a região com inclinação positiva e a região com inclinação negativa. No entanto, a fim de se beneficiar de um valor mais elevado do fator de transdução entre deslocamento e intensidade óptica de saída, opera-se sobre a região de inclinação positiva, a qual proporciona uma maior sensibilidade.

5.6 - Fator de Calibração do Sensor Reflexivo

Após o levantamento da curva característica do sensor reflexivo, deve-se estabelecer um ponto de operação quiescente apropriado, em torno do qual sinais de deslocamento dinâmico oscilam em regime de pequenos sinais. Isto pode ser realizado ajustando-se a distância T com o auxílio do micrômetro, estabelecendo-se um *bias* DC, T_{BIAS} . Uma forma de se determinar tal ponto de operação é através da curva correspondente à derivada da curva característica em relação a T , isto é, $\mathcal{D} = d\eta/dT$. Esta curva corresponde à sensibilidade da curva característica e assim, quanto maior o valor da derivada, maior a amplitude do sinal de saída do sensor. Na figura 5.13 ilustra-se a curva característica normalizada e sua derivada normalizada.

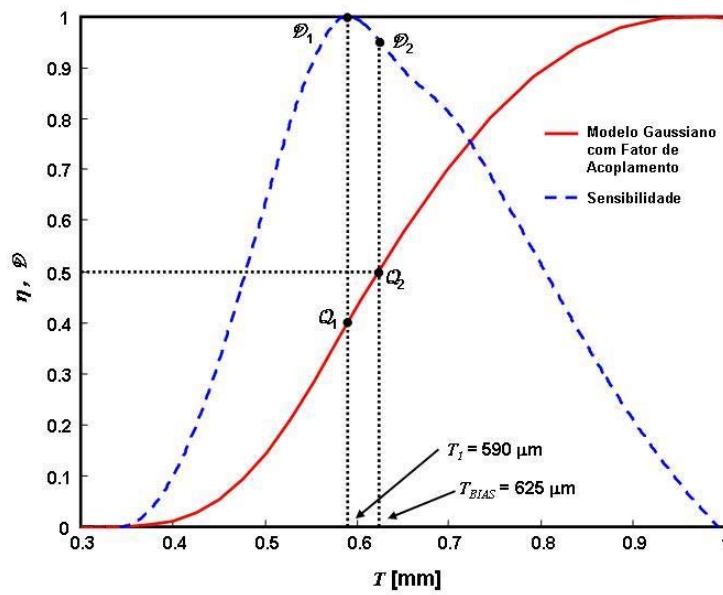


Figura 5.13 – Sensibilidade da curva característica.

O ponto em que a sensibilidade é máxima corresponde a $T_1 = 590 \mu\text{m}$, segundo o gráfico da figura 5.13. Em princípio, este ponto deve ser escolhido como ponto de operação para o sensor, o qual é denominado Q_1 , sobre a curva característica, e está associado a $D_1 = 1$, sobre a curva da derivada. No entanto, por uma questão de simplicidade prática, utilizou-se nos experimentos o ponto de operação associado à metade do valor máximo de η , ou seja, $\eta = 0,5$, obtendo-se $T_{BIAS} = 625 \mu\text{m}$. Este ponto corresponde à Q_2 , sobre a curva característica, e $D_2 = 0,9542$, sobre a curva da derivada. A diferença entre as inclinações associadas a D_1 e D_2 não é grande, da ordem de 5% e, portanto, tolerável para a finalidade deste trabalho. Além disso, com o ajuste de T_{BIAS} sobre o ponto Q_2 , permite-se haver uma maior excursão do sinal de deslocamento sem que haja distorção ou saturação do sinal de saída do fotodetector, ou seja, aumenta-se a faixa dinâmica do sensor reflexivo.

Através da curva teórica normalizada é possível obter um fator de calibração para o sensor baseado na inclinação desta. Assim, para operação em regime de pequenos sinais, pode-se calcular a inclinação da região positiva, aproximando-a por uma reta. Dessa forma, define-se um fator de calibração f_{norm} , escolhendo-se dois pontos de acordo com:

$$f_{norm} = \frac{\Delta\eta}{\Delta T} = \frac{\eta_2 - \eta_1}{T_2 - T_1} \left[\frac{1}{\text{mm}} \right]. \quad (5.1)$$

Os pontos escolhidos foram: $\eta_2 = 0,8919$; $T_2 = 0,8$ mm; $\eta_1 = 0,2703$; $T_1 = 0,55$ mm. Assim, f_{norm} tem valor:

$$f_{norm} = \frac{0,8919 - 0,2703}{0,8 - 0,55} = 2,4864 \left[\frac{1}{\text{mm}} \right].$$

Para que o fator de calibração tenha unidades de V/m deve-se retirar a normalização da curva característica, multiplicando-se a equação (5.1) pelo valor de pico ($V_{m\acute{a}x}$ em volts) que é obtido no levantamento da curva experimental. Além disso, para converter os deslocamentos medidos em milímetros para nanômetros, deve-se dividir a equação (5.1) por 10^6 . Assim, obtém-se que o fator de calibração em unidades absolutas é dado por:

$$f = f_{norm} \cdot V_{m\acute{a}x} \cdot \frac{1}{10^6} \left[\frac{\text{V}}{\text{nm}} \right]. \quad (5.2)$$

Finalmente, invertendo a equação (5.2), obtém-se o fator de calibração f_c em unidades de nm/V:

$$f_c = \frac{1}{f} = \frac{1}{2,4864 \cdot V_{m\acute{a}x}} \cdot 10^6 \left[\frac{\text{nm}}{\text{V}} \right] \quad (5.3)$$

a qual informa que o valor do deslocamento, ΔT , medido em nanômetros, é igual à tensão de saída do fotodiodo (medida em volts) multiplicada por f_c .

Conclui-se que a calibração experimental do sensor pode ser realizada através da medição de um único parâmetro: a máxima tensão de saída do sensor medida com o fotodiodo, $V_{m\acute{a}x}$ (em volts). Deve ser lembrado que é preciso medir este parâmetro para cada tipo de superfície utilizada, uma vez que cada uma possuirá um fator de reflexão (refletância) diferente.

5.7 - Validação Experimental do Sensor Reflexivo

Superfícies com refletâncias diferentes fornecem níveis de tensão diferentes na saída do sensor reflexivo. Como este sensor funciona através da modulação da amplitude da intensidade óptica, a fim de se manter o fator de calibração, as medições devem ser realizadas com superfícies que tenham a mesma refletância. Dessa forma, a variação da tensão de saída (modulação em amplitude) corresponderá apenas ao deslocamento medido e não a variações de refletância das superfícies sob teste.

Com o intuito de validar o procedimento de calibração, realizou-se a medição do perfil de uma peça utilizando-se o sensor reflexivo. A superfície da peça utilizada era de aço polido para que apresentasse uma reflexão razoável da luz. A peça foi fixada em um disco rotativo (mostrado na figura 5.14) para que a forma de onda pudesse ser adquirida com um osciloscópio. A velocidade de rotação do disco rotativo é de aproximadamente 800 ciclos por segundo.



Figura 5.14 - Disco rotativo.

No disco mostrado na figura, existem marcas escuras (baixa refletância) que servem como marcas de sincronia para o osciloscópio. Entre essas marcas foi colada a peça de metal, como é mostrado esquematicamente na figura 5.15.

Esta peça é constituída por dois patamares com um pequeno degrau de espessura T_d entre eles. Tomou-se o cuidado para que as refletâncias de ambas as superfícies dos patamares fossem iguais.

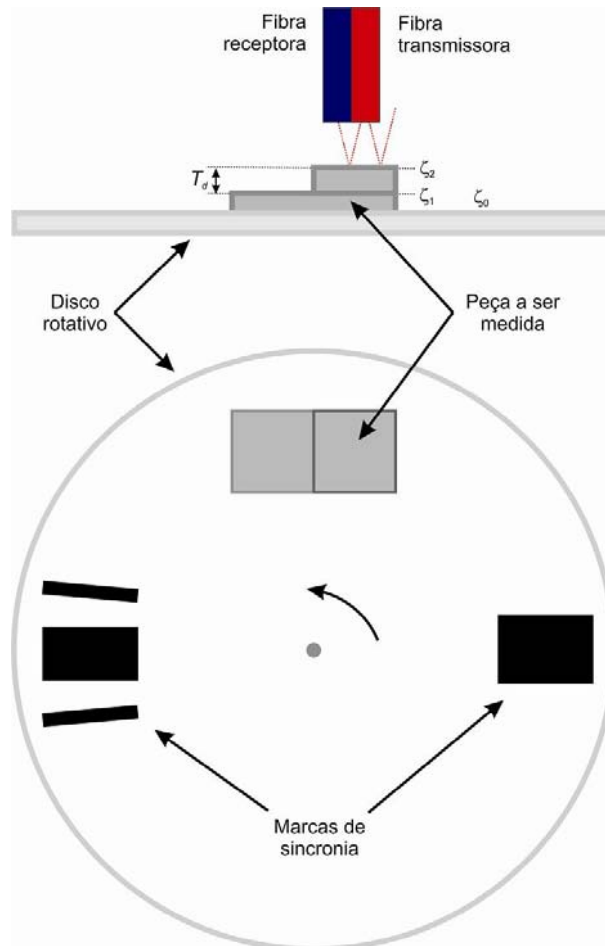


Figura 5.15 - Disco rotativo, peça metálica e sensor reflexivo.

O procedimento de calibração estática estabelecido na seção 5.6 foi realizado, tomando como base a região do plano ζ_1 mostrado na figura 5.15, ou seja, esta região foi utilizada como referência para obter a curva característica. Dessa forma, obteve-se uma tensão $V_{m\acute{a}x} = 3,7$ V, correspondente ao pico da curva característica (região (2) da figura 3.4). Assim, o fator de calibração (5.3) resultou em $f_c = 1,087 \cdot 10^5$ [nm/V]. Em seguida, ajustou-se o sensor na posição correspondente à metade de $V_{m\acute{a}x}$ (região de inclinação positiva (1) da figura 3.4) com o auxílio do estágio de translação micrométrico. Para

finalmente se obter a forma de onda correspondente à superfície da peça, o disco foi ligado e obteve-se forma de onda mostrada na figura 5.16.

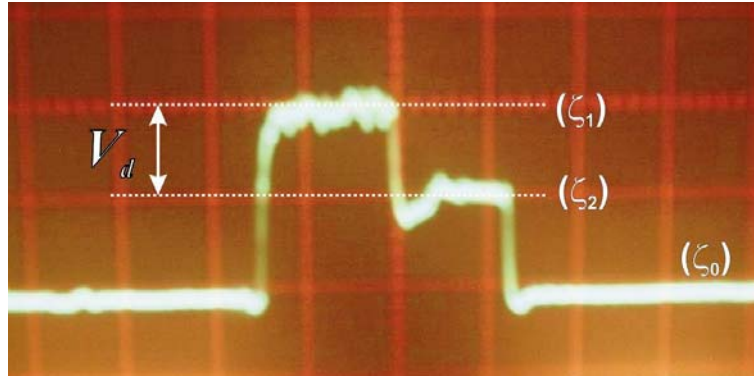


Figura 5.16 - Forma de onda obtida para a peça metálica.

A diferença de espessura, T_d , entre as superfícies dos planos ζ_1 e ζ_2 mostrada na figura 5.15 pode ser medida através da medição da tensão elétrica equivalente e do fator de calibração. A diferença de tensão elétrica obtida foi $V_d = 1,0V$. Dessa forma, obtém-se a diferença de espessura multiplicando-se a tensão medida pelo fator de calibração:

$$T_d = f_c \cdot V_d = 1,087 \cdot 10^5 \text{ nm} = 108,7 \text{ } \mu\text{m}.$$

A fim de validar este resultado, mediu-se a espessura T_d com um micrômetro, obtendo-se $105 \text{ } \mu\text{m}$, o que significa um erro menor que 4%. A tensão entre o plano ζ_0 e o plano ζ_1 ou ζ_2 não traz informação sobre a distância física entre elas. Isso ocorre porque no plano ζ_0 foi colada uma fita adesiva de baixa refletância, que era diferente da refletância das regiões ζ_1 e ζ_2 . Na figura 5.16 observa-se ainda que a tensão na região ζ_1 é maior que na região ζ_2 . Isso se deve ao fato que, como a região ζ_2 fica mais próxima ao sensor (em relação à região ζ_1), a tensão diminui. Assim, a forma de onda (tensão elétrica) apresenta-se invertida em relação ao perfil (físico) da peça.

5.8 - Uso do Sensor Reflexivo como Perfilômetro

O sensor reflexivo pode ser utilizado para levantar o perfil submilimétrico de superfícies, lembrando apenas que a refletância ao longo da superfície não pode mudar. Dessa forma, o sensor reflexivo foi utilizado para determinar o perfil de uma moeda de 0,01 € (1 centavo de Euro). A moeda é um objeto adequado para este tipo de medição porque possui uma superfície fabricada por um processo industrial fino [71] e apresenta uma refletância homogênea por ser composta por um único tipo de material. No artigo de Pavlíček [71] utilizou-se um interferômetro de luz branca para levantar o perfil de uma moeda de 0,01 €. A fim de executar a medição usando-se um sistema bem mais simples, empregou-se o sensor reflexivo desenvolvido nesta pesquisa. Na figura 5.17 ilustra-se uma fotografia do sistema montado para a medição do perfil. Neste sistema utiliza-se um disco rotativo de maneira semelhante à ilustrada na figura 5.15, sendo que, neste caso, a moeda foi colada ao disco.



Figura 5.17 - Disco rotativo, moeda e sensor.

A determinação do perfil da moeda forneceu como resultado o sinal obtido através de fotografia do osciloscópio, mostrado na figura 5.18.

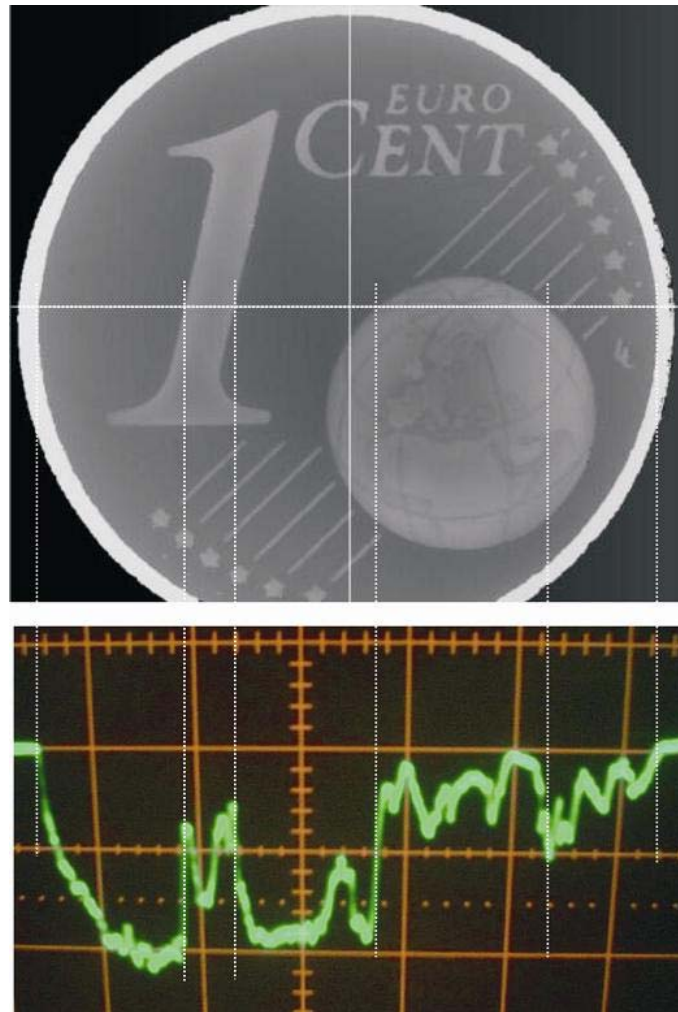


Figura 5.18 - Perfil da moeda de 1 centavo de Euro.

Como discutido anteriormente, para o caso da peça metálica, o sinal elétrico apresenta-se invertido em relação ao seu perfil físico. Dessa forma, o sinal elétrico obtido na figura 5.18 foi invertido, usando-se um ajuste do próprio osciloscópio, para representar o perfil físico da moeda.

Uma vez testada a eficiência do sensor reflexivo em fibra óptica aqui implementado, o mesmo será aplicado na análise de atuadores piezoelétricos, conforme será abordado no próximo capítulo.

CAPÍTULO 6

RESULTADOS EXPERIMENTAIS OBTIDOS COM PIEZOATUADORES FLEXENSIONAIS

Com o sensor reflexivo em fibra óptica implementado procede-se, neste capítulo, à montagem do aparato experimental para medição de deslocamentos submicrométricos em atuadores piezoelétricos flexensionais. Com isto, tornar-se-á possível avaliar características dos piezoatuadores como por exemplo: resposta em frequência de deslocamento e influência do fenômeno do erro de trajetória. Ambos os dispositivos, o PFX-1 e PFX-2 discutidos no capítulo 4, são caracterizados.

6.1 - Sistema de Medição de Deslocamento

A título de ilustração, cita-se que as amplitudes dos deslocamentos de piezoatuadores que se deseja medir variam de centenas de nm a alguns μm [36]-[38]. Na sequência, demonstra-se que o sensor reflexivo em fibra óptica é suficiente para atender a esta exigência. Na figura 6.1 ilustra-se o diagrama do aparato experimental empregado para realizar a análise dinâmica dos piezoatuadores. Em todas as medições,

operou-se na região linear com inclinação positiva da curva característica do sensor reflexivo. A cada medição, aplica-se o procedimento de calibração do sensor óptico discutido no capítulo 5.

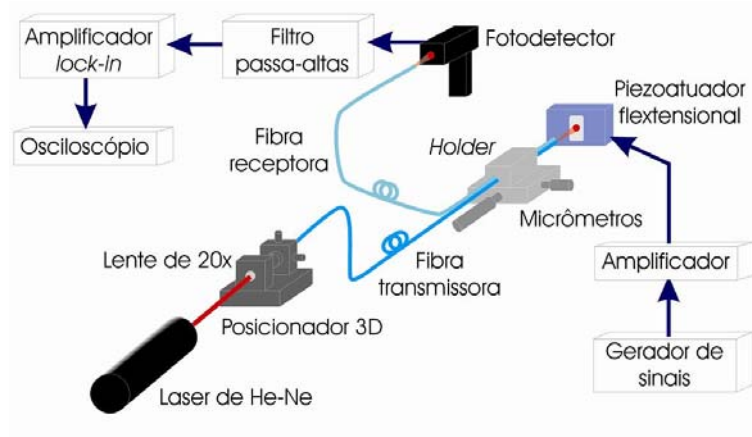


Figura 6.1 – Configuração utilizada para análise dinâmica.

Deve ser lembrado que a variação de deslocamento da superfície do piezoatuador causa variação na intensidade óptica acoplada à fibra receptora do sensor óptico. Porém, perturbações ambientais como vibração mecânica e turbulências de ar podem causar trepidação no sistema de acoplamento de luz na fibra transmissora, desalinhamento entre a fibra transmissora e o fotodetector, oscilações nos trechos da fibra que servem como guias de ondas, etc. Estas perturbações externas podem estimular sinais espúrios que variam aleatoriamente com o tempo e prejudicam a leitura dos sinais de interesse. Contudo, as frequências desses sinais espúrios ocupam bandas tipicamente inferiores a 100 Hz e, assim, podem ser filtradas, desde que os sinais de interesse estejam em frequências superiores, utilizando-se técnicas de filtragem pós-deteção [72].

Desta forma, para realizar medições das características dinâmicas dos piezoatuadores diante da excitação com sinais arbitrários (não senoidais) utilizou-se na saída do fotodetector, um filtro passa-altas para eliminar os efeitos das perturbações de baixa frequência. Mais especificamente, utilizou-se o circuito integrado UAF42 da *Burr-Brown*, ajustado para fornecer uma frequência de corte de 500 Hz, sendo que o

circuito externo foi projetado com o auxílio do programa *Filter42* e do tutorial publicado na referência [73]. Como o filtro UAF42 não proporciona ganho, empregou-se também um amplificador operacional na configuração inversora com ganho 10.

Um amplificador *lock-in* é utilizado para a medição de sinais elétricos AC muito pequenos, mesmo que sejam da ordem de nano volts. Com o *lock-in*, em princípio, é possível medir sinais com amplitudes 20000 vezes menores que o ruído [74]. O princípio de funcionamento deste dispositivo baseia-se na técnica de detecção sensível à fase, em que apenas a componente de frequência do sinal que coincidir com a frequência de referência será detectada. Na figura 6.2 mostra-se o *lock-in* utilizado neste trabalho, modelo 5209, da EG&G Princeton Applied Research.



Figura 6.2 – Amplificador *lock-in*.

Para a medição da resposta em frequência e da linearidade, o amplificador *lock-in* mostrou-se útil, pois o sinal de excitação do piezoatuador flexensional utilizado era estritamente senoidal. Assim, é possível sintonizar o *lock-in* através do sinal de referência síncrona do gerador de sinais. O sistema de detecção sensível à fase, em conjunto com filtros ajustáveis e intrínsecos ao *lock-in*, detectam somente os sinais cujas frequências estejam muito próximas à frequência de referência. Componentes de ruído e tensões oriundas de perturbações ambientais são sensivelmente atenuadas na saída do *lock-in*.

6.2 - Resposta em Frequência do Piezoatuador Flexensional PFX-1

Conforme discutido no capítulo 4, o piezoatuador flexensional designado por PFX-1, é constituído por duas estruturas metálicas bipartidas coladas a uma piezocerâmica através de resina epóxi.

Deslocamentos nas direções 1 e 3 da piezocerâmica são transferidos para a estrutura flexível de alumínio, sendo que o deslocamento na direção 1 é transferido através de cisalhamento na resina epóxi. Por isso, é importante utilizar uma estrutura de sustentação do piezoatuador que não restrinja (ou influencie) os movimentos nestas direções. Na figura 6.3 ilustra-se uma fotografia do suporte que sustenta o atuador flexensional usado no laboratório. A piezocerâmica é presa apoiada por quatro pontos; um parafuso regula a força aplicada às bases inferior e superior. Com isso, a piezocerâmica tem liberdade para vibrar nas direções 1 e 3, associadas aos coeficientes d_{31} e d_{33} , respectivamente. O deslocamento na direção 2 é praticamente nulo.

Na face do piezoatuador mostrado na figura 6.3, encontra-se fixado um espelho de 200 μm de espessura composto por uma lamínula de microscópio com um filme de alumínio depositado por vaporização, o qual constitui a nova superfície refletora do sistema sensor.

Discutiu-se no capítulo 4, que o piezoatuador PFX-1 foi projetado para operação estática ou quase-estática, isto é, para atuar com frequências de excitação abaixo da primeira frequência de ressonância. O objetivo do levantamento da resposta em frequência do piezoatuador é estabelecer onde ocorrem estas ressonâncias e, assim, determinar a largura de faixa de operação do dispositivo.

Nas medições a seguir, ajustou-se o sensor reflexivo para operar em torno de $T_{BIAS} \approx 625 \mu\text{m}$, o qual está associado à tensão detectada igual a $V_{m\acute{a}x}/2$.

Desta forma, utilizando um gerador de sinais (*Degem Systems* modelo 141B1) e um amplificador de potência, aplicou-se sinais de tensão senoidal ao piezoatuador PFX-1, varrendo frequências na faixa de 1 kHz até 45 kHz. Concomitantemente, registrou-se o sinal de saída do fotodetector (o qual é proporcional à intensidade óptica que emerge da fibra receptora). O resultado é mostrado na figura 6.4.

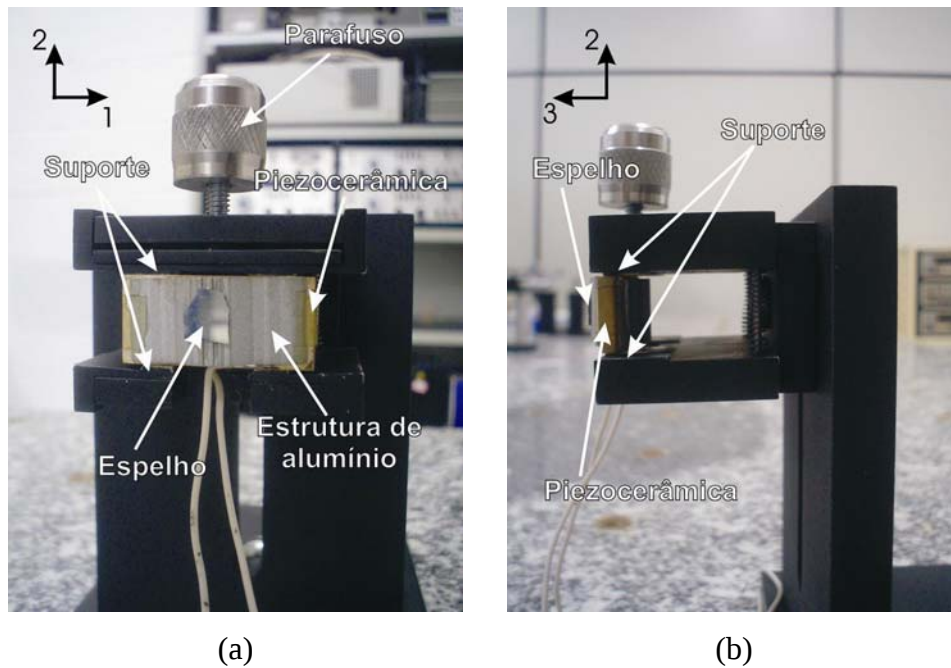


Figura 6.3 - Fotografias do suporte de fixação do piezoatuador.
(a) Vista frontal; (b) Vista lateral.

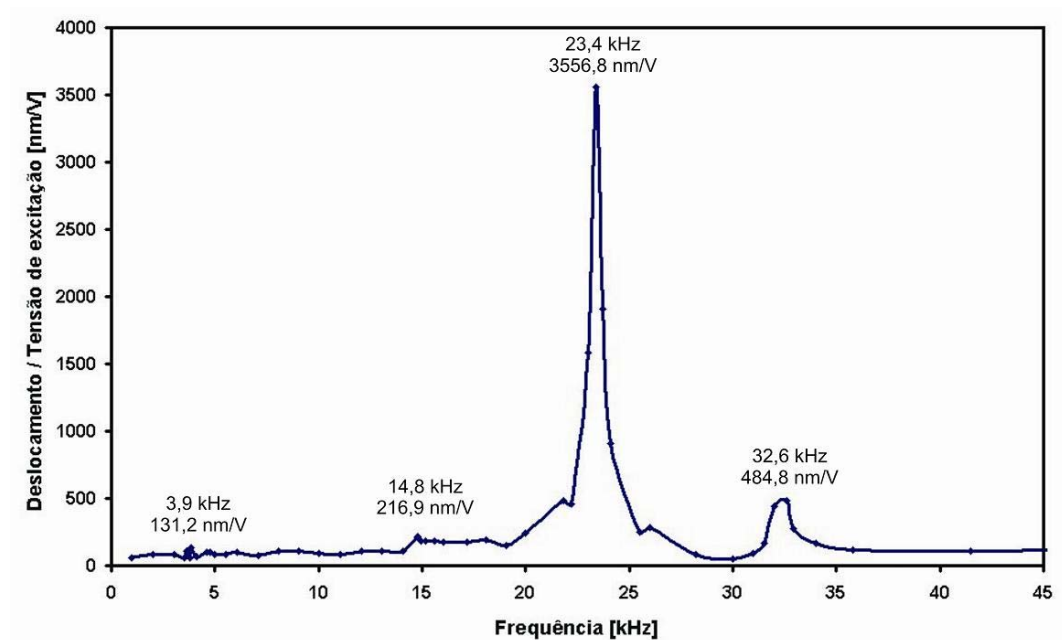


Figura 6.4 – Resposta em frequência do atuador piezoelétrico flexensional, obtida com o sensor reflexivo.

O gráfico da figura 6.4 evidencia a existência de frequências de ressonância em 3,9, 14,8, 23,4 e 32,6 kHz. Essas ressonâncias, porém, situam-se acima da faixa de operação típica do dispositivo, que vai de 0 a 10 Hz. Desde DC a aproximadamente 3,8 kHz a resposta em frequência do PFX-1 é aproximadamente plana. Esses resultados concordam com os resultados de Leão [36] e Marçal *et al* em [37] e [38], em que caracterizou-se o piezoatuador (PFX-1) através de um interferômetro de Michelson homodino, e cujo gráfico de resposta em frequência encontra-se reproduzido na figura 6.5 (ocorre apenas uma discrepância relativamente à menor frequência de ressonância).

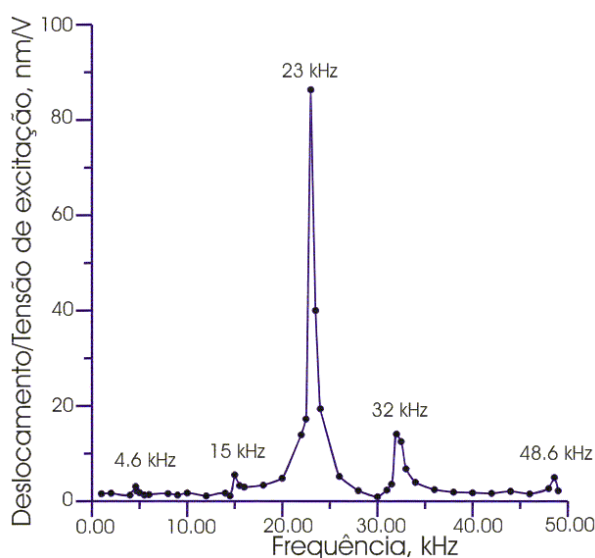


Figura 6.5 - Resposta em frequência do atuador piezoelétrico flexensional obtida por interferometria [36].

O resultado obtido nesta seção revela que o sensor reflexivo em fibra óptica, é suficiente para medir as frequências de ressonância de atuadores dessa natureza, com a vantagem da simplicidade, tanto do aparato experimental quanto na demodulação do sinal detectado.

Um outro teste que permite verificar se as frequências de ressonância medidas estão coerentes, corresponde ao levantamento da resposta em frequência da admitância elétrica de entrada do piezoatuador flexensional PFX-1, usando um analisador de impedâncias.

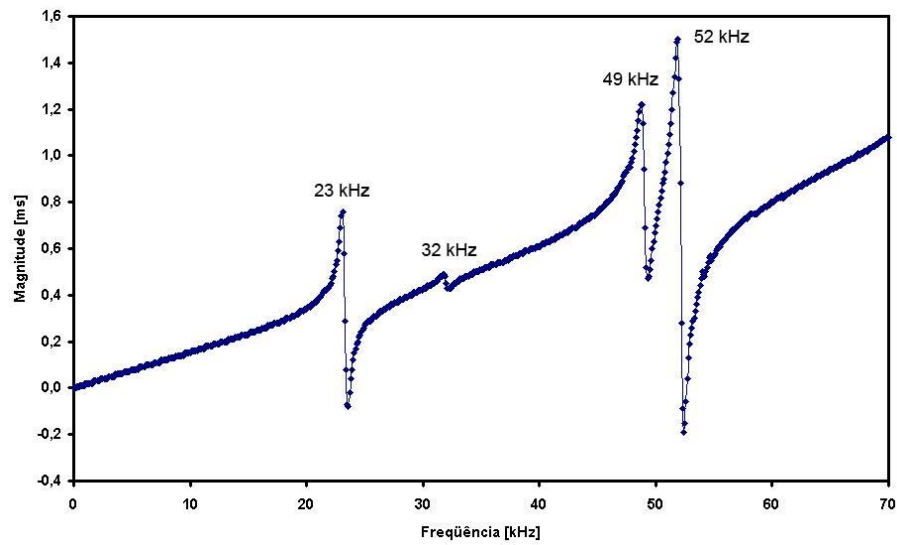
O analisador de impedâncias é um equipamento que permite medir tanto a impedância quanto a admitância de um circuito elétrico em uma ampla faixa de frequências. O modelo utilizado foi o HP 4192A em conjunto com um programa de aquisição de dados por computador. As medições foram realizadas no Laboratório de Polímeros da Unesp de Ilha Solteira. Na figura 6.6 mostra-se o painel frontal deste equipamento.



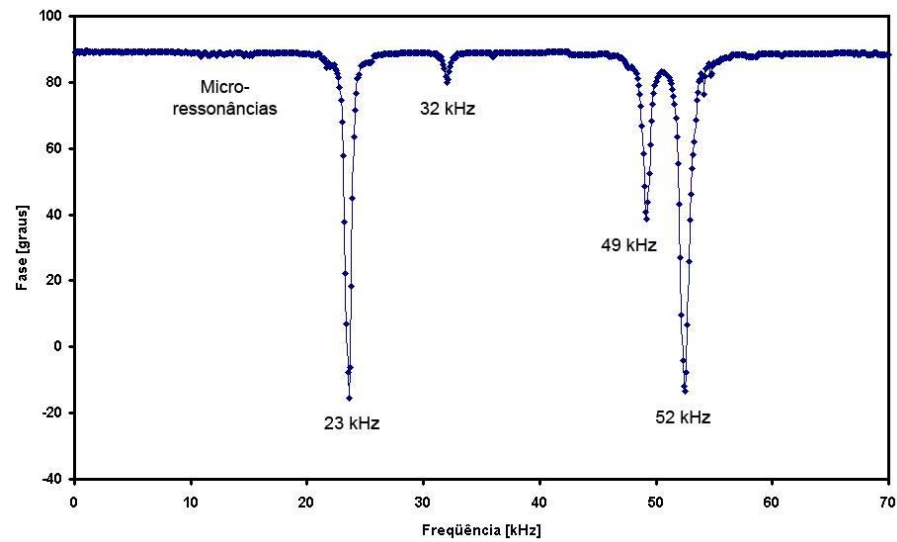
Figura 6.6 - Analisador de impedâncias, HP 4192A.

Na figura 6.7 encontram-se as medições realizadas com o analisador de impedâncias, em termos de resposta em frequência das magnitude e fase da admitância do PFX-1, abrangendo-se a faixa entre DC e 70 kHz.

Comparando-se os gráficos da figura 6.7 com o gráfico da resposta em frequência na figura 6.4, fica muito evidente que há uma concordância nas frequências de ressonância em torno de 23 e 32 kHz. As ressonâncias em 3,9 e 15 kHz não aparecem tão evidentes nos gráficos de admitância, porém, o que se observa é um conjunto de pequenas ressonâncias, ou micro-ressonâncias que só podem ser avaliadas se a faixa entre DC e 20 kHz for ampliada, como na figura 6.8. Estas micro-ressonâncias podem causar picos na resposta em frequência de deslocamento, como foi observado através da leitura do sensor reflexivo (e pelo interferômetro).



(a)



(b)

Figura 6.7 – Admitância elétrica do piezoatuador flexensional PFX-1.
(a) Gráfico de magnitude; (b) Gráfico de fase.

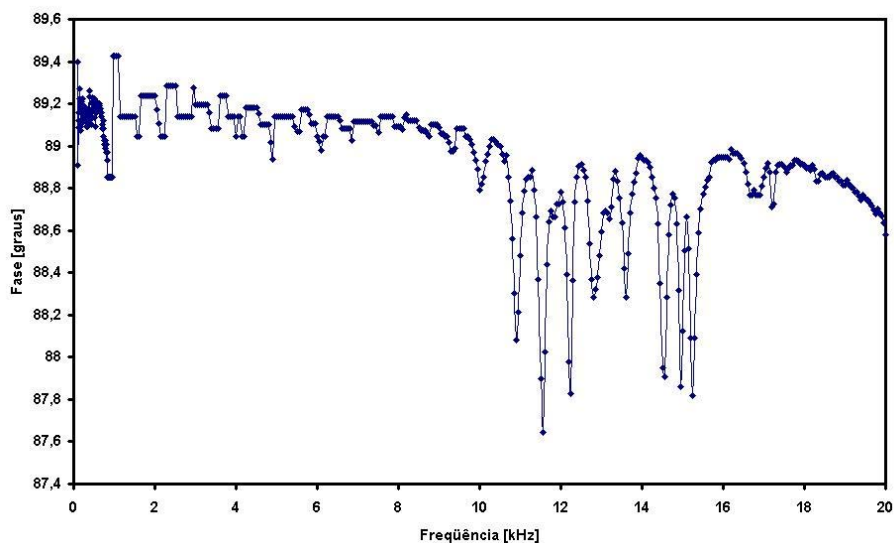


Figura 6.8 – Micro-ressonâncias.

Antes de prosseguir, não poderia se deixar de constatar a discrepância entre as escalas verticais dos gráficos da figura 6.4 e 6.5. Embora tenha sido comprovado que o sensor reflexivo é capaz de medir com exatidão as frequências de ressonâncias do piezoatuador flexensional, observou-se que as amplitudes dos deslocamentos são em média 40 vezes superiores àquelas medidas com o interferômetro. Nas próximas seções, será discutido esse resultado.

6.3 - Resposta em Frequência do Piezoatuador Flexensional PFX-2

O piezoatuador flexensional PFX-2, como mencionado no capítulo 4, é constituído por uma piezocerâmica de 1 mm de espessura colada com resina epóxi a uma estrutura flexível de alumínio. Da mesma forma que o PFX-1, este piezoatuador é

apoiado em quatro pontos por uma estrutura de sustentação que não restringe os movimentos nas direções 1 e 3; o deslocamento na direção 2 é praticamente nulo.

Neste atuador, a transferência do deslocamento longitudinal da piezocerâmica (direção 1) ocorre através de compressão da cerâmica na parede interna da estrutura metálica flexível. Por esse motivo, a resina epóxi tem pouca influência no comportamento do piezoatuador.

O PFX-2 apresenta duas saliências onde o deslocamento é máximo, sendo que um espelho de 200 μm (composto por uma lamínula de microscópio com prata depositada por vaporização) foi colado em uma delas. Na figura 6.9 ilustra-se o suporte com o PFX-2.

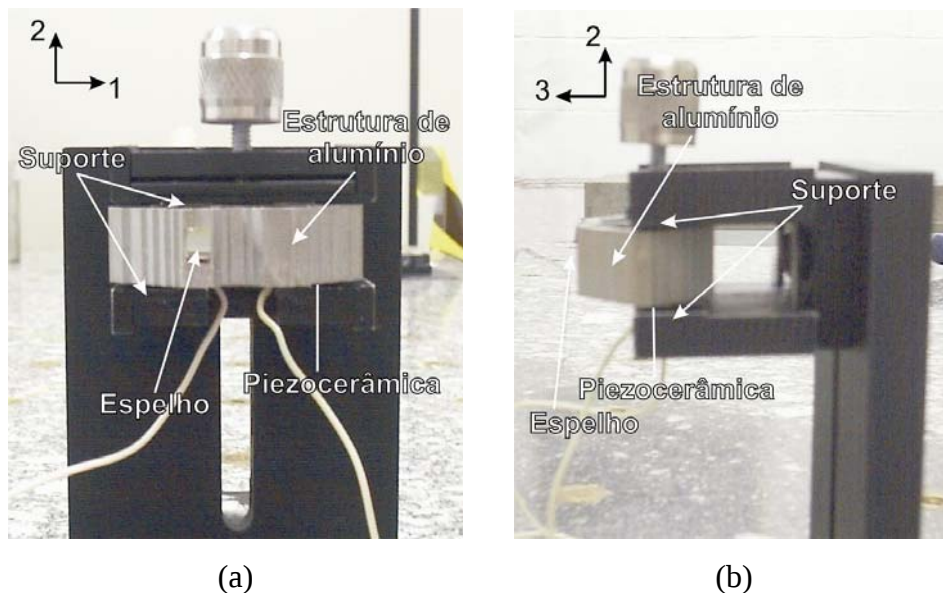


Figura 6.9 - Piezoatuador Flexensional PFX-2 e suporte de fixação.
(a) Vista Frontal; (b) Vista lateral.

As frequências de ressonância do PFX-2 foram determinadas utilizando-se os mesmos procedimentos e equipamentos empregados para a análise do piezoatuador PFX-1.

Dessa forma, ajustou-se o sensor reflexivo para operar em torno de $T_{BIAS} \approx 625 \mu\text{m}$, equivalente a $V_{m\acute{a}x}/2$. Utilizando-se o gerador de sinais e o amplificador de potência, aplicou-se sinais de tensão senoidal ao piezoatuador PFX-2, varrendo

freqüências na faixa de 1 kHz até 25 kHz. Concomitantemente, registrou-se o sinal de saída do fotodetector e o resultado é mostrado na figura 6.10. Neste gráfico fica evidente a presença de uma ressonância predominante em 20,5 kHz, sendo também observadas pequenas ressonâncias abaixo de 5 kHz. As amplitudes de vibração são inferiores àquelas geradas pelo PFX-1. Não foi realizada a caracterização do PFX-2 por interferometria óptica, por isso, não foi possível proceder a comparações entre resultados. Contudo, medições da admitância elétrica do dispositivo foram executadas pelo autor, e são apresentadas a seguir.

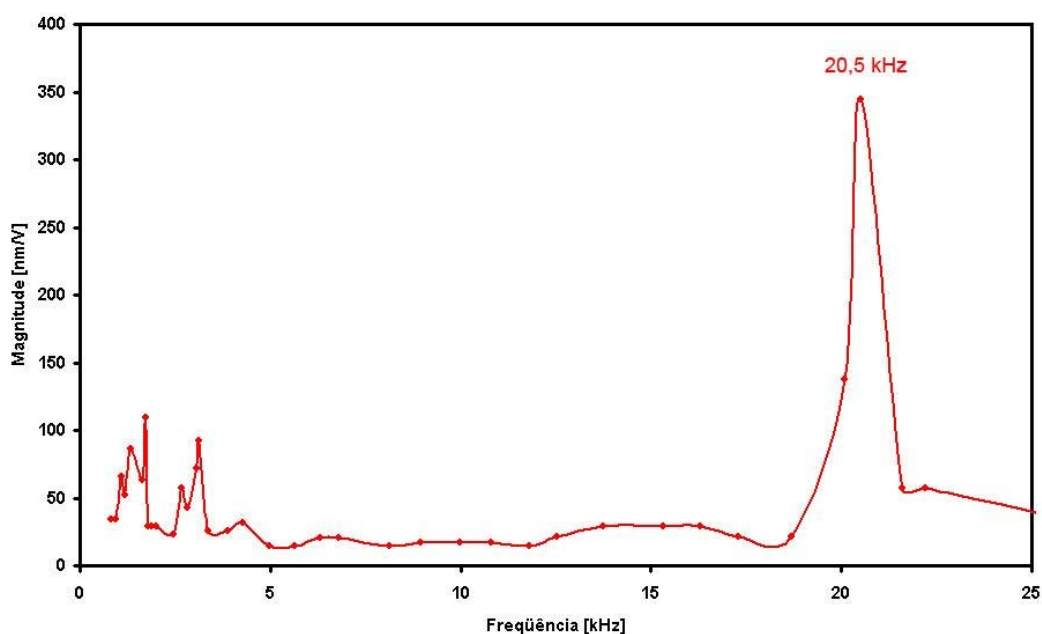
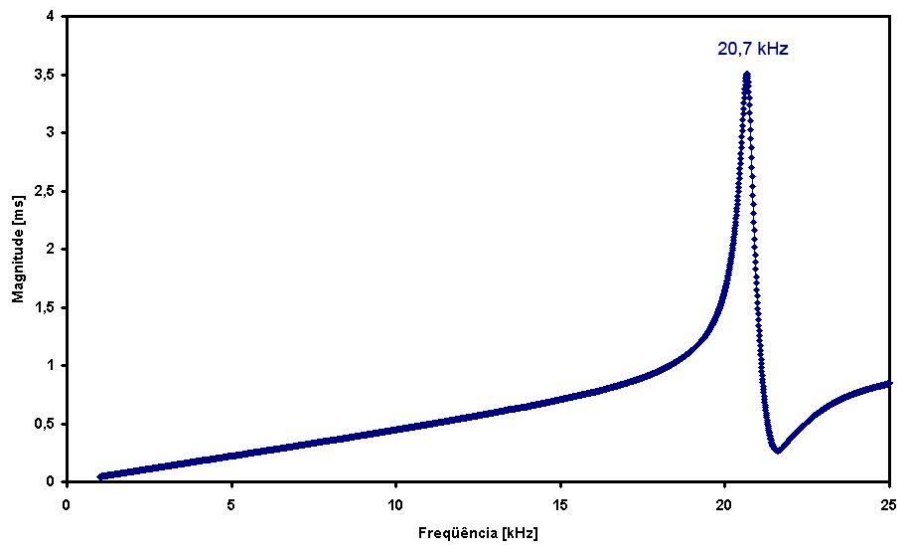
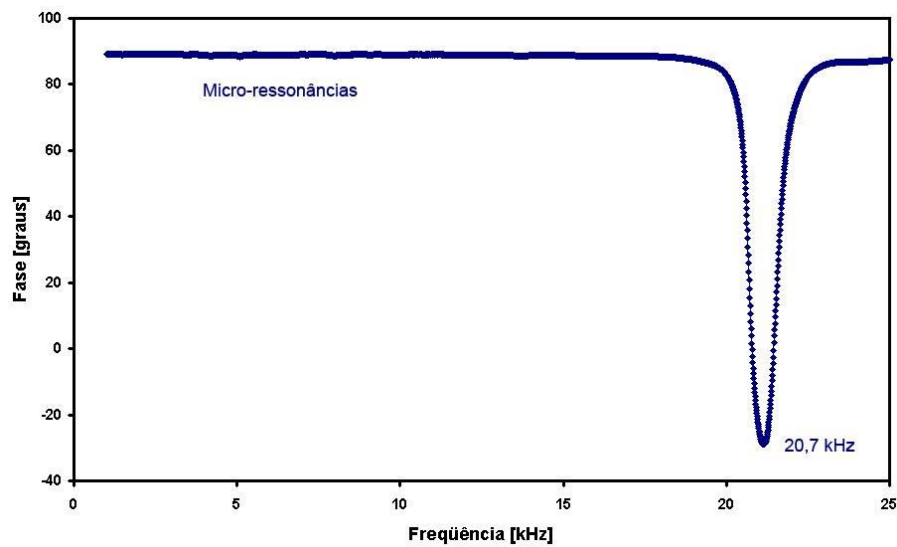


Figura 6.10 - Resposta em frequência do PFX-2.

Utilizando-se o analisador de impedâncias HP 4192A registraram-se os gráficos da magnitude e fase da admitância elétrica do PFX-2, nos quais fica evidente uma ressonância predominante em torno de 20,7 kHz. Estes gráficos encontram-se na figura 6.13.



(a)



(b)

Figura 6.11 - Admitância elétrica do piezoatuador flexensional PFX-2.
(a) Gráfico de magnitude; (b) Gráfico de fase.

Entretanto, no gráfico de fase da admitância elétrica da figura 6.11, observa-se a presença de micro-ressonâncias na faixa entre 1 e 10 kHz, as quais foram ampliadas e mostradas na figura 6.12.

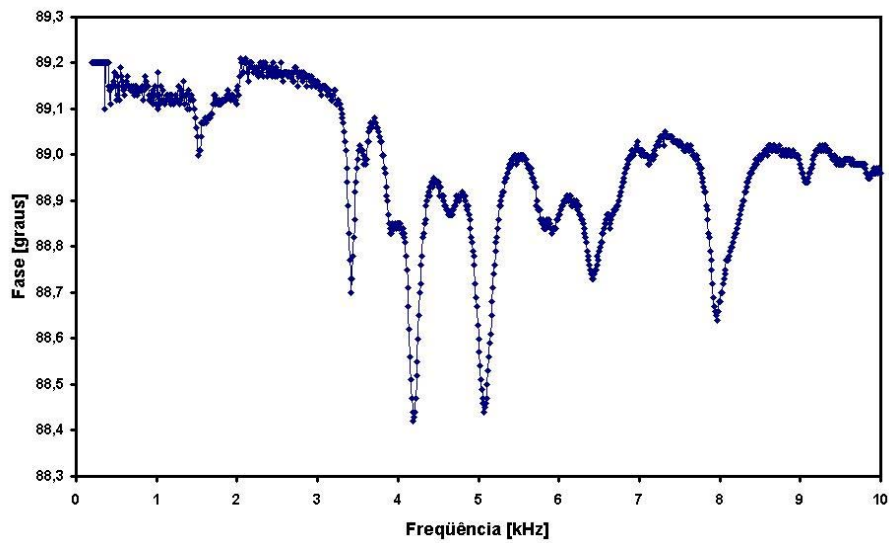


Figura 6.12 - Gráfico de fase ampliado entre 0 e 10 kHz.

Com o sensor reflexivo obteve-se o valor da ressonância predominante em torno de 20,5 kHz e com o analisador de impedâncias o valor encontrado foi de 20,7 kHz, o que mostra uma concordância considerável entre os resultados.

6.4 - Influência do Fenômeno de Erro Trajetória no PFX-1

De forma geral, a atuação de um piezoatuador flexensional não se restringe a laboratórios de pesquisa. Este dispositivo pode ser solicitado em aplicações práticas como, por exemplo: chaveamento de válvulas ou obturadores, geração de ondas de choque, cancelamento de vibrações, micro-manipuladores, etc. Nestes tipos de aplicações, exige-se do piezoatuador uma variação rápida da posição em resposta ao sinal de controle. Com o intuito de avaliar esse tipo de comportamento, foram aplicadas formas de onda não senoidais, e que exibiam transições não suaves ou abruptas. As respostas a essas excitações foram medidas com um osciloscópio *Tektronix* (modelo

TDS 3012) que permitia a captura de imagens através de um disquete. Na figura 6.13 (a), mostra-se um sinal triangular na frequência de 102,5 Hz e amplitude de 15 V que foi aplicado no piezoatuador, bem como o sinal de resposta do dispositivo, detectado com o sensor reflexivo em fibra óptica. O sinal de entrada encontra-se na parte superior da figura, enquanto que o sinal de saída encontra-se na parte inferior.

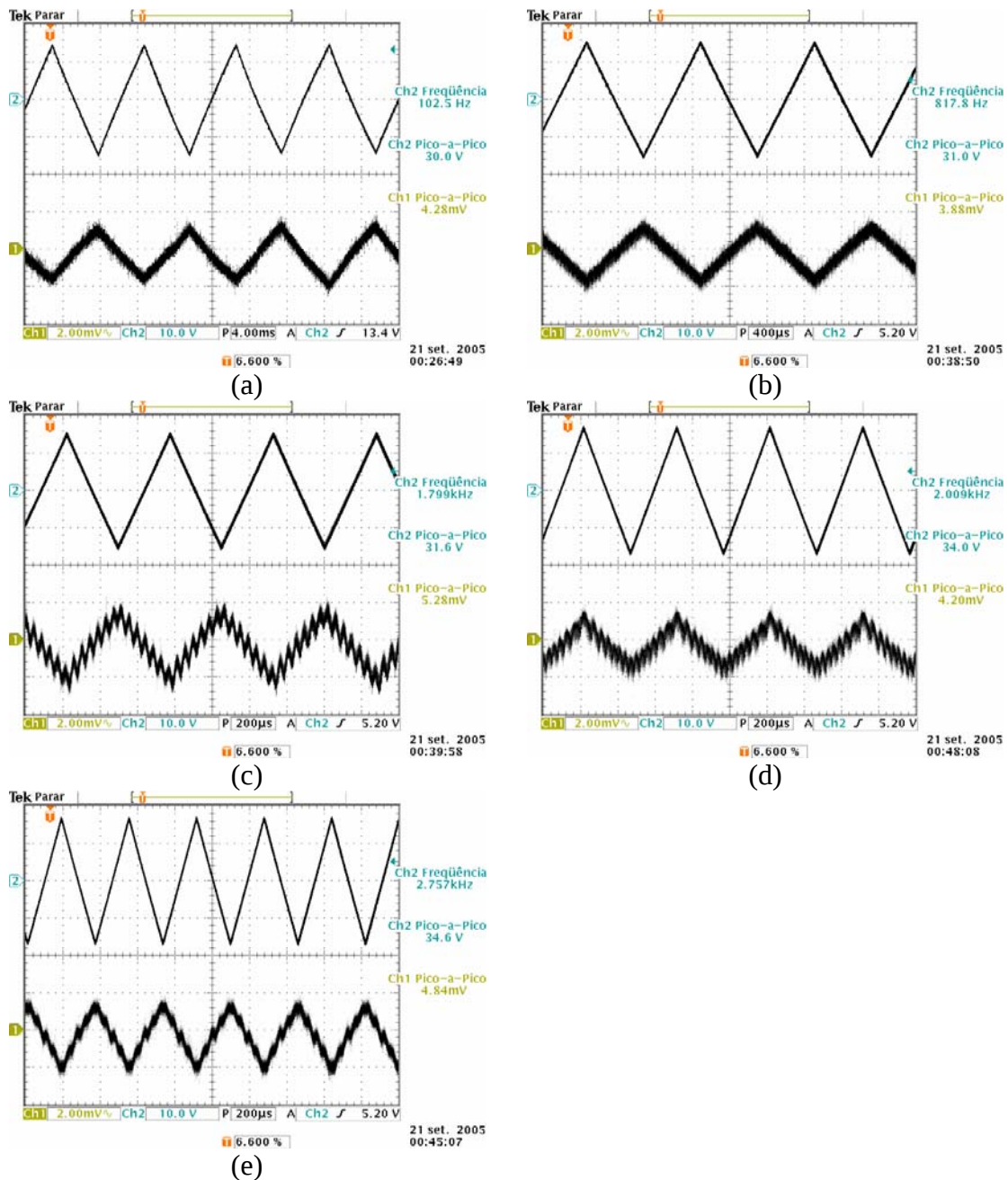


Figura 6.13 – Sinais de entrada e saída para forma de onda triangular.
(a) Frequência de 100 Hz; (b) Frequência de 817,8 Hz; (c) Frequência de 1799 Hz; (d) Frequência de 2009 Hz; (e) Frequência de 2757 Hz.

Como se observa, o sinal de resposta segue fielmente (a menos do ruído) o sinal de controle. Este sinal de controle corresponde a um movimento linear de “ida e volta” da superfície do piezoatuador no ponto de medição de deslocamento. Um desempenho semelhante ocorreu na aplicação de uma onda triangular na frequência de 817,8 Hz e 15,5 V de amplitude, como mostrado na figura 6.13 (b). A seguir, aplicou-se ondas triangulares nas frequências de 1799, 2009 e 2757 Hz com 15,8, 17,0 e 17,3 V de amplitude, mostradas na Figura 6.13 (c), (d) e (e), respectivamente.

A primeira vista, estas figuras podem sugerir que (somado ao ruído) o sinal de saída contém alguma componente de interferência elétrica, devido a pequenas oscilações que aparecem superpostas ao sinal triangular detectado. Na realidade, estas oscilações (indesejáveis) são resultantes da própria dinâmica do piezoatuador, conforme se discute a seguir.

Este fenômeno é chamado erro de trajetória e suas causas estão relacionadas com o elevado conteúdo espectral do sinal de entrada e às frequências de ressonância intrínsecas do piezoatuador. Uma onda senoidal obviamente apresenta apenas a componente fundamental no seu espectro de frequências. Por outro lado, a forma de onda triangular apresenta, além da fundamental, componentes harmônicas que são múltiplas desta frequência. Dessa forma, uma harmônica de ordem elevada, mesmo que tenha baixa amplitude em relação à fundamental, pode excitar alguma ressonância do piezoatuador ocasionando o erro de trajetória.

Na prática, isso pode provocar uma resposta indesejada, com muita trepidação, proporcionando um mau desempenho do piezoatuador.

Além dos sinais com formato triangular, aplicou-se ao piezoatuador sinais com forma de onda retangular. Utilizou-se as frequências de 293,4 e 1004 Hz com amplitudes de 6,25 e 6,55 V, respectivamente. Na figura 6.14 estes resultados são mostrados.

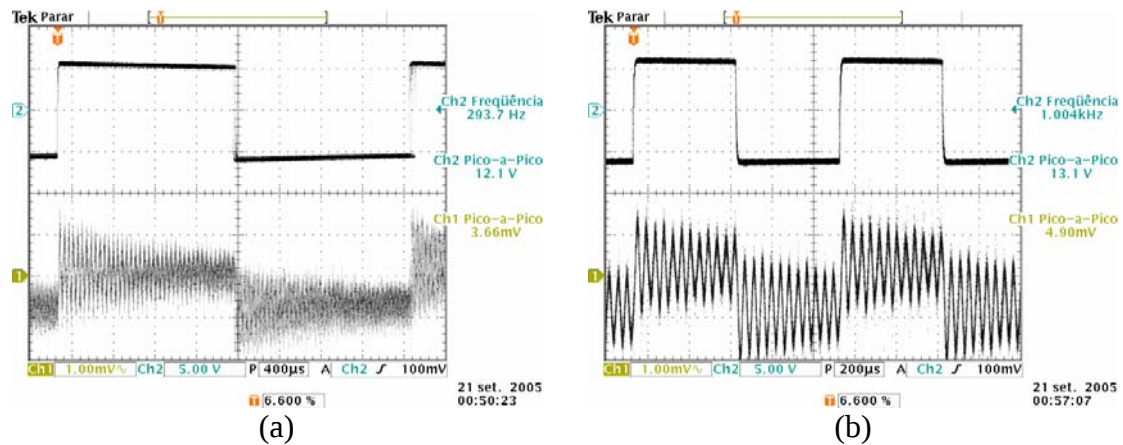


Figura 6.14 - Sinal de entrada e saída para forma de onda retangular.
(a) Frequência de 293,7 Hz; (b) Frequência de 1004 Hz.

Novamente, observa-se que o deslocamento não acompanha o sinal de entrada. Por exemplo, na figura 6.14 (b), a resposta do piezoatuador apresentou 23 ciclos por período do sinal de entrada. Isso revela que a ressonância em 23 kHz foi excitada de maneira indesejada. Exatamente o mesmo fenômeno se manifestou na figura 6.13 (c), (d) e (e), no caso de forma de onda triangular. Tais comportamentos são justificados lembrando-se que o atuador PFX-1 exibe uma frequência de ressonância muito intensa em aproximadamente 23 kHz, conforme mostram os gráficos nas figuras 6.4 e 6.5.

Intuitivamente, poder-se-ia pensar que se as frequências de ressonância estivessem acima de 3,5 kHz não haveriam problemas de erros de trajetória, quando se opera com sinais de controle nas frequências consideradas nas figuras 6.13 e 6.14. Porém, isto só é verdadeiro se a excitação for senoidal pura. No caso de outros tipos de excitação, mesmo que a frequência fundamental não seja elevada, corre-se o risco de erro de trajetória, se a largura de banda dos sinais for elevada, com componentes espectrais capazes de excitar as ressonâncias do piezoatuador. Uma forma clássica de se solucionar este problema envolve a utilização de métodos chamados “*input shaping*” ou “*comand shaping*”, que consistem em particionar a entrada degrau em formato de escada [58]. É de interesse do Grupo de Instrumentação da FEIS, abordar este tipo de solução em trabalhos futuros.

O fenômeno de erro de trajetória no PFX-2 também se manifesta de forma similar ao discutido para o piezoatuador PFX-1, porém, com superposição de componentes espúrias na frequência de ressonância igual a 20,7 kHz.

6.5 - Uma Discussão sobre a Linearidade do Piezoatuador Flexensional

Para testar a linearidade do piezoatuador flexensional PFX-1 aplicou-se diversos valores de tensão de excitação senoidal, nas frequências correspondentes as ressonâncias em 14,77 e 23,4 kHz, e mediu-se os sinais de tensão detectada na saída do sensor reflexivo em fibra óptica. Aplicou-se o procedimento de calibração do sensor óptico, o qual permite converter a tensão detectada em unidades de deslocamento mecânico (nm). Os resultados obtidos são mostrados na figura 6.15.

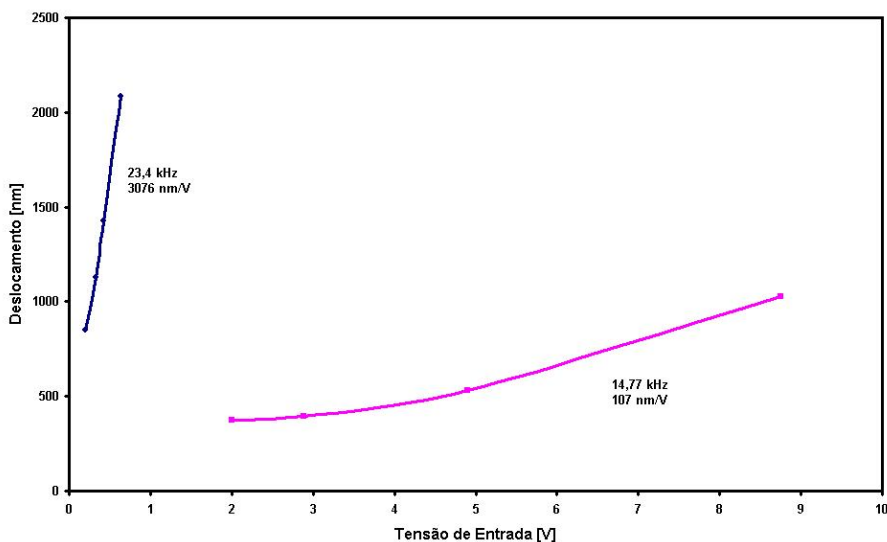


Figura 6.15 - Gráfico de linearidade do atuador PFX-1, medido com o sensor reflexivo em fibra óptica.

Na execução das medições, tomou-se o cuidado de verificar que o sinal detectado permanecesse senoidal, sem distorção, como é esperado quando se trabalha na região linear do sensor óptico e em regime de pequenos sinais.

A análise de linearidade do piezoatuador PFX-1 também foi realizada por Nader [64], por Leão [36] e por Marçal et al [38], usando-se interferometria óptica, concluindo-se que o dispositivo permanece dentro do regime linear, para intensidades de campos elétricos de excitação de até 100 V/mm. Na figura 6.16, foi reproduzido o resultado obtido por Marçal et al, trabalhando-se nas mesmas frequências de ressonância anteriores. Conforme se observa, os deslocamentos detectados são extremamente pequenos, da ordem de dezenas a centenas de nanômetros, quando se trabalha com tensões de excitação de até 30 V_{pico}.

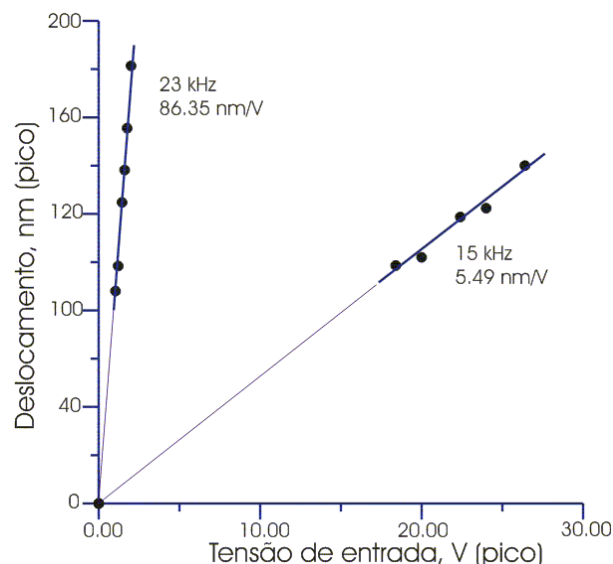


Figura 6.16 - Gráfico de linearidade do atuador PFX-1, medido com interferometria óptica.

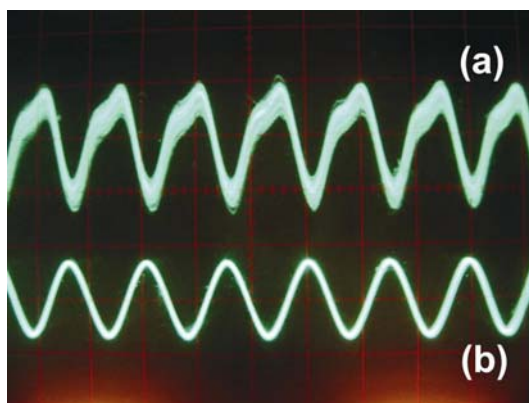
Entretanto, as declividades das retas (medidas em nm/V) obtidas através dos dois métodos são diferentes. Os valores medidos com o sensor reflexivo são, em média, 40 vezes superiores àqueles medidos com o interferômetro de Michelson.

Ressalta-se, contudo, que os resultados obtidos com o interferômetro, foram confirmados com os obtidos usando-se o sensor óptico comercial MTI-2000 (Fotonic

Sensor), e com os obtidos usando-se simulação com o *software* ANSYS [64]. Estas informações foram geradas por análises realizadas pelo Grupo da EPUSP.

Testes exaustivos foram realizados pelo autor desta dissertação, os quais revelaram que:

- As inclinações das curvas variam com o ponto (sobre o espelho) no qual é feita a medição;
- Ocorre baixa reprodutibilidade de resultados, com a incidência de ruído elétrico e oscilações oriundas de perturbações mecânicas ambientais;
- Dependendo do ponto de observação, da frequência do sinal de excitação, ou da sua amplitude, pode ocorrer deformação na forma de onda detectada, tal qual a mostrada na figura 6.17.



**Figura 6.17 - Formas de onda amostradas no osciloscópio.
(a) Sinal detectado; (b) Sinal de excitação.**

Um sinal como o da figura 6.17 só seria obtido se a amplitude do deslocamento do espelho fosse tão grande que se ultrapassasse o pico da curva característica do sensor reflexivo, mostrada na figura 5.12 (a). Entretanto, para os valores de tensão de excitação aplicados ao piezoatuador PFX-1, a interferometria informa que isto não é verdadeiro.

No julgamento do autor, os valores elevados de amplitude de deslocamento detectados com o sensor reflexivo se devem ao fato da superfície do espelho não permanecer plana durante as medições, principalmente, durante as ressonâncias mecânicas do PFX-1 em frequências mais elevadas. Na seqüência, justifica-se essa hipótese.

Empregando-se uma análise aproximada, através de óptica de raios, representam-se na figura 6.18 os casos obtidos a partir de duas distâncias do espelho às fibras: (a) Quando nenhuma luz incide na fibra óptica receptora; (b) Quando o feixe refletido ilumina completamente a face da fibra receptora.

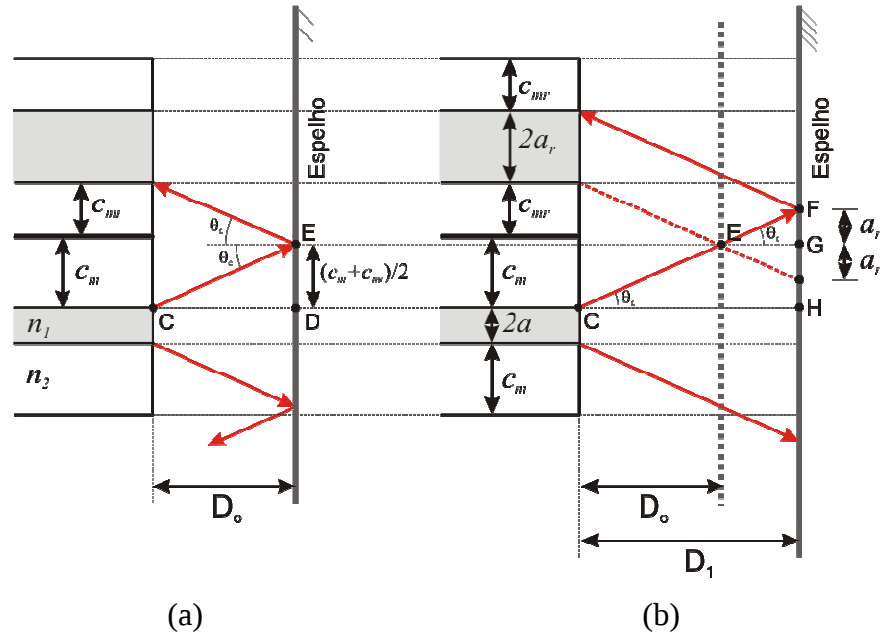


Figura 6.18 - Diagrama de traçado de raios.
(a) Nenhuma luz incide no núcleo da fibra receptora; (b) O núcleo da fibra receptora é completamente iluminado.

Por inspeção da construção geométrica (a), triângulo CDE, conclui-se que:

$$ED = (c_{mr} + c_m)/2$$

enquanto que do caso (b),

$$FH = FG + GH = a_r + ED = a_r + (c_{mr} + c_m)/2$$

Portanto, o diâmetro do feixe cônico que incide no espelho no caso (b), é igual à:

$$FH + 2a + FH = 2a + a_r + (c_{mr} + c_m)/2.$$

Para as fibras ópticas usadas neste trabalho, tem-se aproximadamente: $a = 4 \mu\text{m}$, $c_m = 60 \mu\text{m}$, $a_r = 30 \mu\text{m}$ e $c_{mr} = 30 \mu\text{m}$. Com isso, o diâmetro do feixe óptico que incide no espelho no caso (b), é igual a aproximadamente $83 \mu\text{m}$. Este é um valor muito pequeno, comparado ao diâmetro do feixe de Laser, igual a $1000 \mu\text{m}$ aproximadamente (é cerca de 12 vezes menor).

Assim, ao contrário do que ocorre com a interferometria, na qual se usou feixes com $1000 \mu\text{m}$ de diâmetro, o sensor reflexivo se comporta como uma sonda extremamente pontual sendo, portanto, bastante influenciada por curvaturas na superfície do espelho (induzidas pelo piezoatuador propriamente dito).

Na figura 6.19, ilustra-se um detalhe informando como o espelho é colado sobre o piezoatuador. De acordo com o modo de vibração mecânica excitado no piezoatuador flexensional, a superfície do espelho sofre, além do deslocamento longitudinal, curvaturas características à natureza do modo. Por causa disso, o feixe óptico refletido sofre modulação de amplitude, tanto pelo deslocamento longitudinal, quanto pelo efeito de deflexão angular sobre a superfície curva em vibração. O resultado global, é que a fibra receptora capta mais luz que o esperado.

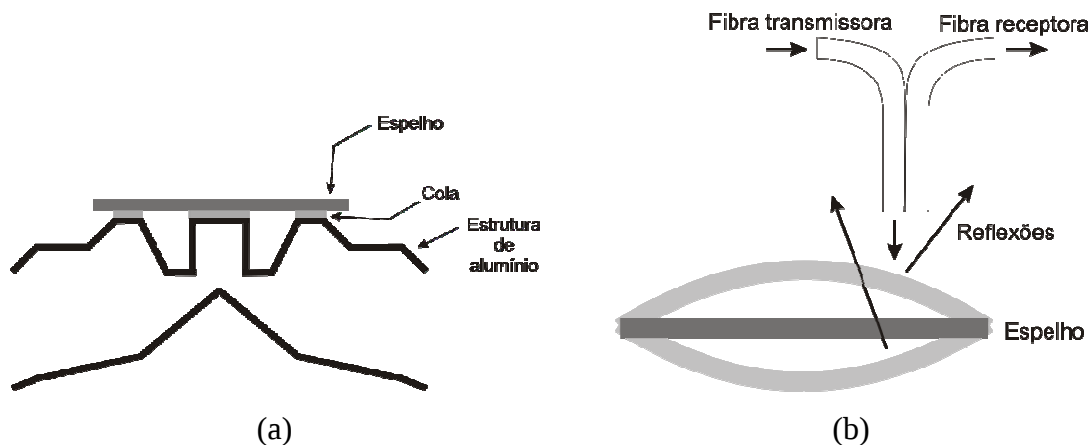


Figura 6.19 - Espelho do PFX-1.
(a) Colagem do espelho; (b) Deflexão angular do feixe refletido
no caso em que o espelho vibra com curvaturas.

Não é possível estudar este problema analiticamente devido à complexidade da estrutura do piezoatuador PFX-1. A confirmação de que ocorrem curvaturas na

superfície do espelho será realizada a partir da análise numérica do atuador, no item a seguir.

6.5.1 - Simulação do PFX-1 com Método de Elementos Finitos

Neste item apresentam-se simulações do piezoatuador flexensional PFX-1 utilizando-se o programa computacional ANSYS. Através desta ferramenta é possível discretizar o piezoatuador em elementos finitos e simular seu comportamento mecânico.

Para a formulação da simulação em ANSYS utiliza-se um quarto da estrutura, devido à simetria do piezoatuador PFX-1 e, dessa forma, se reduz o esforço computacional. No programa são também inseridas informações sobre as características piezoelétricas da cerâmica como os coeficientes d_{33} e d_{31} .

O programa foi desenvolvido pelo Grupo de Sensores e Atuadores da EPUSP, e foi gentilmente disponibilizado para esta dissertação. Informações adicionais sobre o *software* podem ser obtidas na referência [64].

Inicialmente, realizou-se uma simulação da resposta em frequência do dispositivo aplicando-se tensão com amplitude de 1V e frequências de 1 kHz a 50 kHz. Na figura 6.20 ilustra-se um quarto do piezoatuador (visto de cima) e, em detalhe, os nós selecionados: 560, 554, 552 e 548.

Convém lembrar que na prática há também um pequeno espelho colado na estrutura, que abranje os pontos 560, 554 e 552.

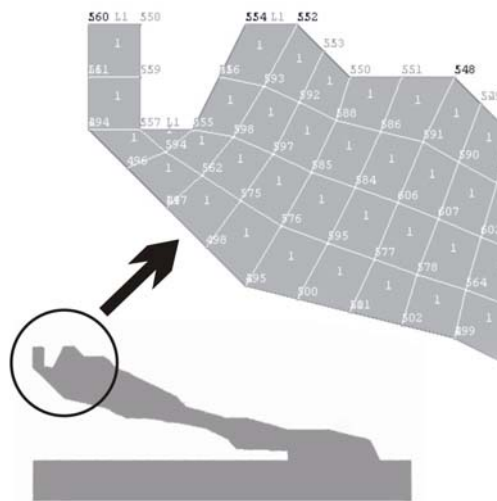


Figura 6.20 - Um quarto do piezoatuador PFX-1 e detalhe da região de estudo.

Com o programa ANSYS é possível obter a resposta em frequência do deslocamento de cada um desses pontos. Na figura 6.21 ilustra-se o resultado para os pontos selecionados.

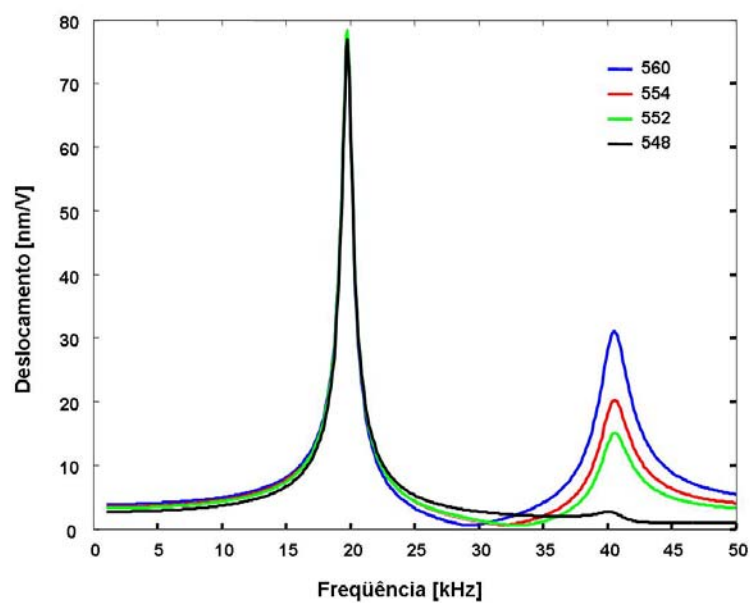


Figura 6.21 - Simulação em ANSYS da resposta em frequência do piezoatuador PFX-1.

Nesta simulação obteve-se ressonâncias em 19,8 e 40,8 kHz. Houve uma diferença entre as ressonâncias obtidas experimentalmente, tanto pelo interferômetro como pelo sensor reflexivo, que se encontram em 23 e 32 kHz. Alguns parâmetros podem causar esta diferença, como: a quantidade, qualidade e envelhecimento da resina epóxi utilizada para a colagem da estrutura de alumínio, influência do espelho e sua fixação à estrutura, valores exatos dos coeficientes d_{33} e d_{31} que foram utilizados no ANSYS, etc. Entretanto, esse fato não compromete a visualização do tipo de deformação que ocorre na estrutura do piezoatuador flexensional.

Selecionou-se então quatro frequências (dentre as quais duas correspondem a ressonâncias) para realizar simulações de deformação do piezoatuador PFX-1, que são: 10 kHz, 19,8 kHz, 30 kHz e 40,8 kHz. Na sequência, realizou-se uma simulação aplicando-se 1 V de pico na frequência de 10 kHz e obteve-se a figura 6.22. Nesta figura o contorno tracejado indica a posição original do piezoatuador, sem tensão elétrica aplicada. A região preenchida com cores indica a posição em que ocorre a máxima deformação sofrida pela estrutura com a aplicação de tensão.

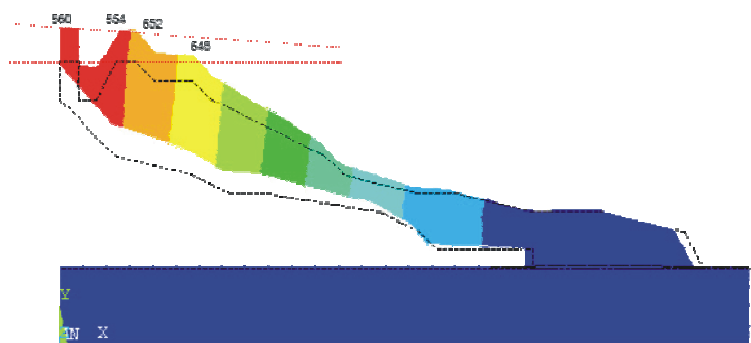


Figura 6.22 - Resultado da simulação na frequência de 10 kHz.

Na figura 6.22 percebe-se que há diferença entre as alturas dos pontos 554 e 552, o que causa uma inclinação quando a estrutura passa do estado com tensão de alimentação nula ao estado de máxima deformação.

Ajustando-se a frequência em 19,8 kHz, na qual ocorre uma ressonância, e realizando-se uma nova simulação, obteve-se a figura 6.23.

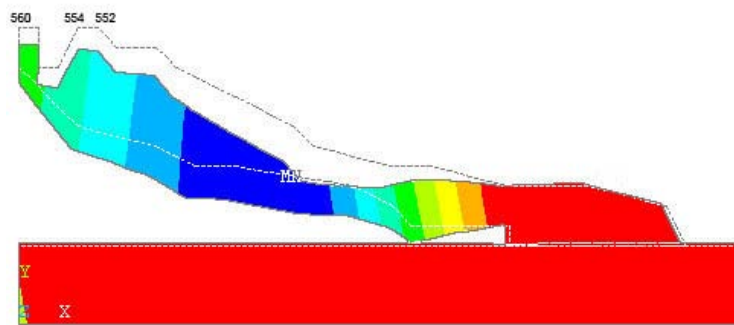


Figura 6.23 - Resultado obtido na frequência de 19,8 kHz.

Na figura 6.23 observa-se que houve um deslocamento relativo entre os pontos 560, 554 e 552, gerando novamente uma inclinação. Nesta frequência, apresenta-se a seguir uma sequência de figuras para ilustrar o movimento da estrutura, conforme mostrado na figura 6.24.

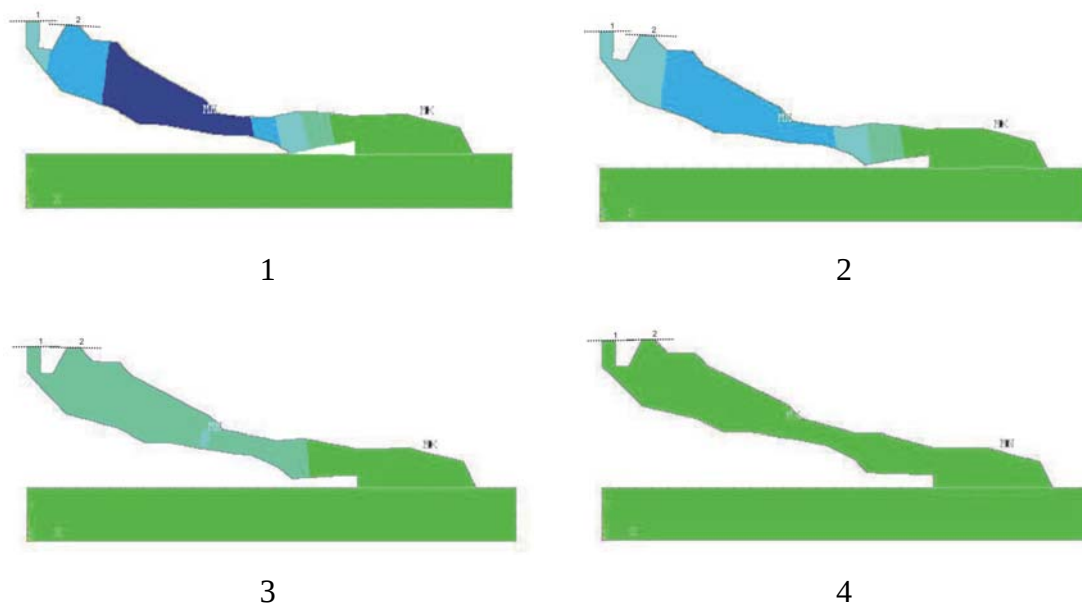
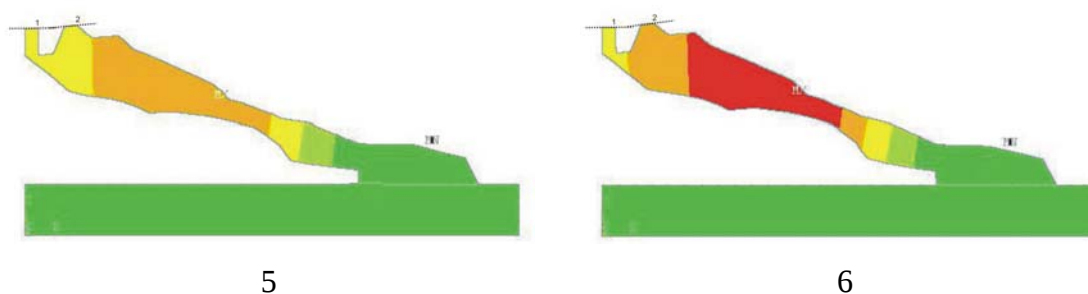


Figura 6.24 continua...



**Figura 6.24 - Movimento do piezoatuador na frequência de 19,8 kHz.
Seqüência temporal: de 1 a 6.**

Na figura 6.24 as linhas tracejadas indicam as inclinações nos planos 1 e 2 da estrutura. Pode-se perceber que, conforme o atuador se deforma, ocorre uma diferença entre as inclinações dos planos 1 e 2. Este fato evidencia que não há apenas deslocamento transversal como pressuposto. Dessa forma, um espelho (não mostrado na figura) colado aos pontos 1 e 2, além de transladar, pode sofrer torção, não se comportando como espelho plano.

Aplicando-se tensão nas frequências de 30 kHz (ressonância) e 40,8 kHz, obtiveram-se as figuras 6.25 e 6.26, respectivamente, nas quais também observa-se que ocorre uma inclinação do plano contido entre os pontos 554 e 552.

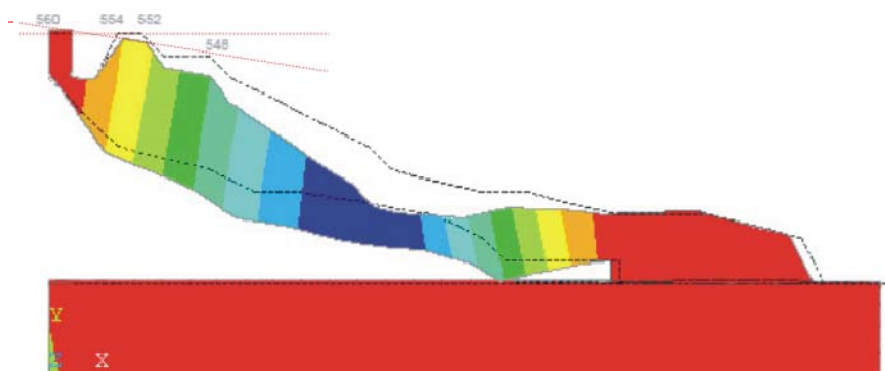


Figura 6.25 - Resultado obtido na frequência de 30 k

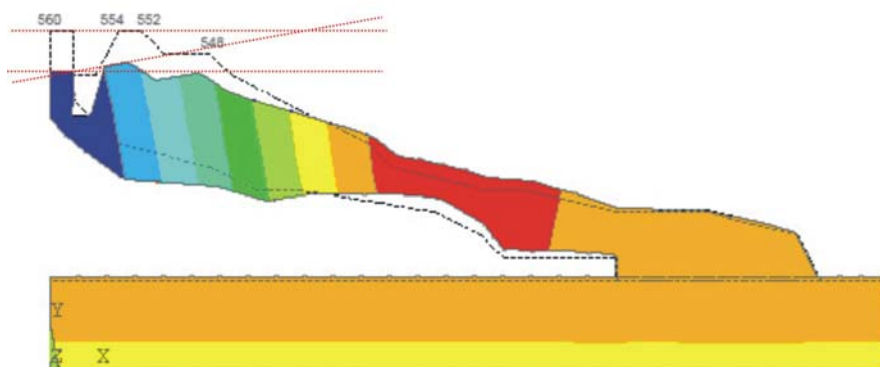


Figura 6.26 - Resultado da simulação na frequência de 40,8 kHz.

Estes resultados indicam que um espelho colado nos pontos 560, 554, e 552 também pode sofrer curvaturas, e não apenas translação como suposto inicialmente. Dessa forma, o espelho não se comportará como um espelho plano e, portanto, o modelo matemático desenvolvido no capítulo 3 para o sensor reflexivo não mais se aplica. Ou seja, o fator de calibração (5.3) perde o significado, justificando o porquê de se obter valores tão elevados para as amplitudes de vibração (utilizando o sensor reflexivo) do piezoatuador PFX-1. O mesmo deve-se aplicar ao caso do piezoatuador PFX-2.

No entanto, deseja-se enfatizar que a detecção das frequências de ressonância utilizando-se o sensor reflexivo não sofre qualquer prejuízo. Inclusive, se a superfície vibrar em curvatura, causando deflexão angular do feixe refletido, fará com que as frequências de ressonância sejam reconhecidas com sensibilidade ainda maior.

6.5.2 - Estimativa da Deflexão Angular do Espelho

Efetua-se neste item uma estimativa do ângulo de deflexão do espelho necessário para levar o sensor reflexivo do caso (a) para o caso (b) na figura 6.18. Trata-

se de uma aproximação em primeira ordem, utilizando a teoria de raios. Na figura 6.27, apresenta-se a construção geométrica a ser considerada, onde o espelho gira de α graus em torno do ponto E situado sobre o plano original do espelho (quando nenhum raio refletido incide no núcleo da fibra receptora).

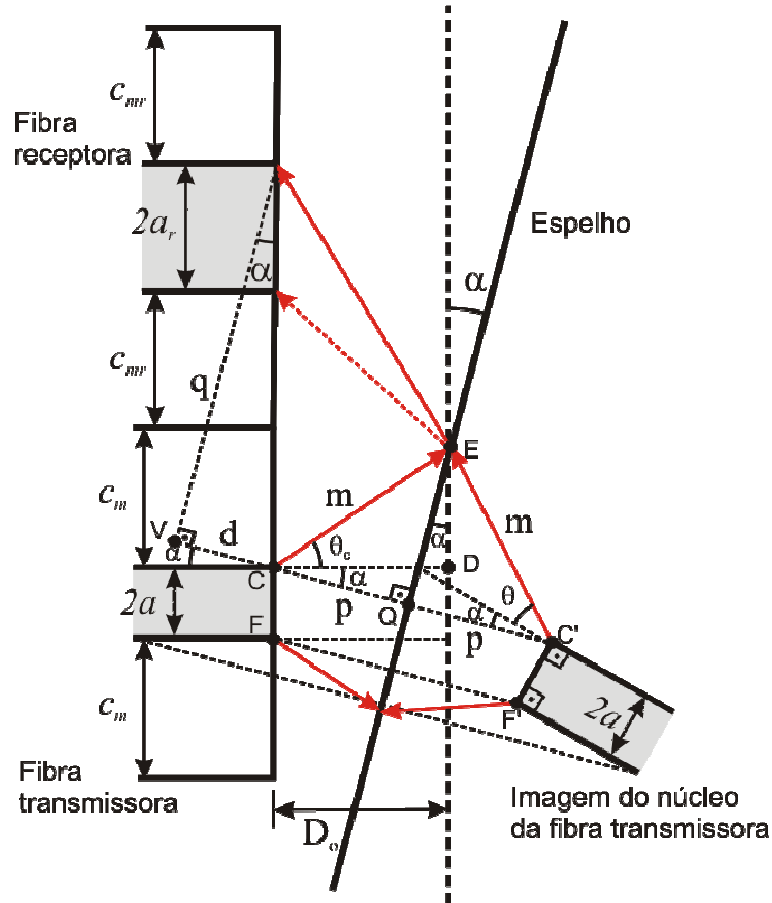


Figura 6.27 - Construção geométrica para determinação do ângulo α .

Observando-se o triângulo CDE conclui-se que:

$$D_o = \frac{(c_{mr} + c_m)/2}{\tan \theta_c} \quad (6.1)$$

onde D_o é a distância inicial entre a fibra transmissora e o espelho. Pelo triângulo VCP, deduz-se que:

$$d = (2a + c_{mr} + c_m) \operatorname{sen} \alpha \quad (6.2)$$

$$q = (2a + c_{mr} + c_m) \cos \alpha \quad (6.3)$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{d}{q} \quad (6.4)$$

O triângulo CDE permite concluir que:

$$m = \frac{(c_{mr} + c_m)/2}{\operatorname{sen} \theta} \quad (6.5)$$

e, do triângulo QEC', vem:

$$p = m \cos(\theta + \alpha) = \frac{(c_{mr} + c_m) \cos(\theta + \alpha)}{2 \operatorname{sen} \theta} \quad (6.6)$$

Com o triângulo VCP' obtém-se

$$\operatorname{tg}(\theta + \alpha) = \frac{1}{\operatorname{tg} \alpha + 2 \frac{p}{q}} \quad (6.7)$$

onde foi aplicada (6.4).

Substituindo-se $\operatorname{sen} \alpha$ e $\cos \alpha$ de (6.2) e (6.3), respectivamente, em (6.6), mostra-se que:

$$\frac{p}{q} = \frac{c_{mr} + c_m}{2(2a + c_{mr} + c_m)} (\cot g \theta - \operatorname{tg} \alpha) \quad (6.8)$$

Substituindo (6.8) em (6.7), obtém-se:

$$\operatorname{tg}(\alpha + \theta) = \frac{2a + c_{mr} + c_m}{2a \operatorname{tg} \alpha + (c_{mr} + c_m) \cot g \theta} \quad (6.9)$$

Por outro lado, desenvolvendo a tangente do arco soma em (6.9), e resolvendo para $tg\alpha$, deduz-se a equação:

$$X^2 + \frac{[(c_{mr} + c_m) + (4a + c_{mr} + c_m)tg^2\theta]X}{2a tg\theta} - 1 = 0 \quad (6.10)$$

onde $\alpha = tg^{-1}X$.

Usando-se $n_1 = 1,465$, $n_2 = 1,460$, $a_r \cong 30 \mu m$, $c_{mr} \cong 30 \mu m$ e $c_m \cong 60 \mu m$, obtém-se que $D_o \cong 370 \mu m$, aplicando-se (6.1). Este valor é próximo àquele associado à figura 3.23 ($347,8 \mu m$) Resolvendo-se (6.10), calcula-se que $X \cong 0,01$, o que conduz a $\alpha \cong 0,57^\circ$.

Portanto, estima-se que para o sensor reflexivo excursionar entre 0 até $V_{m\acute{a}x}$ sobre a curva característica, basta uma deflexão angular do espelho da ordem de $0,57^\circ$. Esta pequena deflexão é compatível com os resultados obtidos com a simulação em ANSYS.

CAPÍTULO 7

CONCLUSÕES

Neste trabalho, um sensor reflexivo em fibra óptica com modulação em amplitude, foi detalhadamente analisado sob os pontos de vista teórico e experimental, com vistas para aplicação na caracterização de atuadores piezoelétricos flexensionais, projetados pelo Grupo de Sensores e Atuadores da EPUSP.

Inicialmente, realizou-se uma revisão bibliográfica com a intenção de avaliar o estágio em que se encontram as pesquisas relacionadas a este sensor, suas aplicações e a possibilidade de sua utilização para análise de piezoatuadores. Observou-se que pesquisas das décadas de 1990 e 2000 ainda apontam para uma discussão teórica do seu funcionamento, em que se procura modelar matematicamente sua curva característica, para fins de se propor procedimentos de calibração e compensação de deriva térmica. Ou seja, ficou evidenciado que este ainda é um tópico de pesquisa atual, conduzido por vários grupos, e que seu potencial de aplicação ainda não foi totalmente explorado, mesmo que seja uma tecnologia proposta no final da década de 1960. Em particular, constitui uma técnica que compete com a interferometria óptica na medição de deslocamentos micrométricos, com a vantagem da simplicidade de montagem e operação.

O estudo teórico do sensor reflexivo se iniciou com a análise da teoria da propagação eletromagnética na fibra óptica de índice degrau. Com isso, tornou-se possível prever que os modos LP_{01} , LP_{11} , LP_{21} e LP_{02} estariam presentes em uma fibra óptica monomodo para $\lambda_o = 1330$ nm, quando operada com um Laser de He-Ne ($\lambda_o = 633$ nm). Isto significa que a fibra, especificada originalmente para suportar um único modo de propagação (monomodo), passaria a suportar 4 modos de propagação. Dentre

os 4 modos possíveis, o que desperta interesse nesta pesquisa é o modo LP_{01} por apresentar uma distribuição de intensidade óptica transversal mais homogênea e circular. Através de simulações em Matlab, gráficos dos perfis de campo elétrico para os modos LP foram obtidos, permitindo-se comparar a distribuição de campo do modo LP_{01} com um perfil gaussiano. Assim, assumindo-se que o feixe emitido pela fibra transmissora é aproximadamente gaussiano (bem como o da receptora), pôde-se propor um modelo matemático simples para o sensor reflexivo, que se adequou melhor aos dados experimentais que, por exemplo, o modelo consagrado de feixes uniangulares proposto por He e Cuomo (1991). Nesta aproximação, a qual foi denominada de Modelo Gaussiano com Fator de Acoplamento, mostrou-se que é essencial usar o conceito de casamento modal, ou seja, para levar em consideração o grau de similaridade entre as conformações de campo elétrico do feixe gaussiano emitido e o da fibra óptica receptora.

Identificando-se o modelo mais adequado para o sensor reflexivo, foi proposto um procedimento simples para se determinar o fator de calibração do sensor, no qual é necessário medir um único parâmetro: a tensão correspondente ao máximo da curva característica ($V_{máx}$). Para validar este procedimento, realizou-se um experimento de determinação da espessura micrométrica de uma peça metálica com o sensor reflexivo e obteve-se uma excelente concordância com o valor medido com um micrômetro de precisão, mostrando que o sensor pode ser utilizado para a medição de deslocamentos de superfícies.

Na sequência, procedeu-se à caracterização dos atuadores piezoelétricos flexensionais PFX-1 e PFX-2. A resposta em frequência de deslocamento do piezoatuador flexensional PFX-1 (constituído por uma estrutura flexível de alumínio bipartida e uma piezocerâmica de 30 x 13 x 3 mm nas direções 1, 2 e 3, respectivamente) revelou que a primeira ressonância ocorre em torno de 4 kHz, um valor adequado pois está bem acima da faixa de operação típica do dispositivo, que vai de 0 a 10 Hz. A medição revelou ainda ressonâncias em torno de 15, 23 e 32 kHz dentro da banda analisada, observando-se que a ressonância em 23 kHz apresentou uma grande magnitude em relação às demais. Esses resultados mostraram-se coerentes com medições realizadas com um interferômetro de Michelson homodino, executadas por Leão [36] e Marçal *et al* [37], [38]. A medição da admitância elétrica na entrada do piezoatuador também corroborou os resultados obtidos pelos métodos ópticos. A

medição da resposta em frequência de deslocamento do piezoatuador flexensional PFX-2 (constituído por uma estrutura flexível de alumínio em monobloco e uma piezocerâmica de 30 x 14 x 1 mm nas direções 1, 2 e 3, respectivamente) revelou que há uma ressonância de grande magnitude em torno da frequência de 20,5 kHz, e micro-ressonâncias na faixa entre 1 e 10 kHz. No caso do PFX-2, a interferometria não foi utilizada, entretanto, este resultado foi confirmado com o auxílio do analisador de impedâncias.

A resposta do piezoatuador PFX-1 para sinais com formas de onda triangular ou retangular, as quais exibem elevada largura de banda, mostrou que se uma das componentes harmônicas de um sinal arbitrário (mesmo para uma amplitude pequena) coincidir com alguma de suas frequências de ressonância mecânicas, poderá induzir oscilações superpostas ao sinal na saída conduzindo ao fenômeno de erro de trajetória. Esse resultado alerta que, se as frequências de ressonância não forem conhecidas, corre-se o risco de excitá-las de forma indesejada e, com isso, o elemento manipulado pelo piezoatuador não mais seguiria fielmente o comando do sinal de entrada, podendo causar problemas à execução de sua função. O piezoatuador PFX-2 também corre o risco de fornecer uma trajetória errática, caso a ressonância na frequência de aproximadamente 20,5 kHz seja excitada de maneira indesejada (este caso não foi testado experimentalmente).

Técnicas clássicas como “input shaping” ou “command shaping”, que consistem em sub-dividir uma transição abrupta de sinal de excitação em uma sucessão de pequenos degraus, podem constituir soluções para o problema de erro de trajetória dos piezoatuadores e são sugeridos como tópico de pesquisa para trabalhos futuros.

Uma discussão importante refere-se à não concordância entre as magnitudes dos deslocamentos medidos com o interferômetro e com o sensor reflexivo, para o caso do piezoatuador PFX-1. Medições realizadas pelo Grupo da EPUSP utilizando-se o sensor óptico MTI-2000, bem como simulações realizadas com um programa de elementos finitos (ANSYS), confirmaram os valores obtidos com o interferômetro e estabelecem valores aproximadamente 40 vezes menores que os obtidos com o sensor reflexivo.

No julgamento do autor, isto ocorre devido à característica extremamente pontual do sensor reflexivo, que demanda que a superfície a ser analisada permaneça perfeitamente plana. Ou seja, o sensor é projetado para detectar vibração longitudinal da

superfície refletora, desde que não hajam quaisquer deflexões angulares ou curvaturas. Através de simulações em ASNYS ficou clara a ocorrência de curvaturas durante o movimento da superfície analisada. Por meio de uma estimativa matemática (com óptica de raios), pôde-se concluir que ângulos de rotação da ordem de $0,5^\circ$ ou menores seriam suficientes para conduzir o ponto de operação do sensor, desde a região nula da curva característica, até o seu máximo, mesmo na ausência de deslocamento longitudinal.

Acredita-se que este problema poderia ser resolvido encontrando-se um ponto sobre o espelho onde a amplitude de vibração é máxima, uma vez que nesta região o movimento é aproximadamente longitudinal puro. Entretanto, na prática, encontrou-se dificuldades em se localizar este ponto, o qual depende da natureza do modo de vibração do piezoatuador, bem como, em distinguir no sinal detectado, qual parcela se deve ao deslocamento longitudinal e qual se deve à deflexão angular. No caso do interferômetro esta distinção é inerente ao seu funcionamento: além de feixe de laser utilizado apresentar um diâmetro aproximadamente 12 vezes maior, o que o torna menos pontual (sem no entanto perder em resolução), possibilita-se localizar os pontos de máximo da superfície vibratória através de varredura com o auxílio de estágios de translação. A formação de franjas de interferência só ocorre quando a reflexão do feixe não contiver deflexão angular. Isto é, o interferômetro simplesmente não funciona, se o ponto analisado vibrar angularmente, causando automaticamente o seu desalinhamento. Entretanto, este fato não impede a utilização do sensor reflexivo para determinação das frequências de ressonância, como foi mostrado neste trabalho. Mesmo que haja vibração em curvatura na superfície reflexiva, as frequências de ressonância ainda serão reconhecidas, inclusive, com sensibilidade ainda maior.

Uma vantagem observada pelo autor desta dissertação, do sensor reflexivo sobre o interferômetro, é a possibilidade de retirada do espelho colado à superfície do piezoatuador. Testes preliminares foram realizados e evidenciou-se a possibilidade de retirada do espelho, usando a própria face da estrutura de alumínio (não polida) do piezoatuador como superfície refletora. Este espelho, mesmo sendo pequeno em relação à estrutura do piezoatuador, poderia causar um efeito de carregamento no mesmo. Dessa forma, poderia haver deslocamentos das frequências de ressonância e surgimento e/ou desaparecimento de outras ressonâncias. A retirada do espelho é possível com o sensor reflexivo porque a luz proveniente da fibra, apesar de abrir em formato de cone, ainda

encontra-se concentrada em uma pequena região por estar muito próxima ao objeto alvo. Assim, pode-se avaliar a influência do espelho em um trabalho futuro a ser realizado pelo Grupo de Instrumentação da FEIS.

Além disso, o Grupo da EPUSP manifestou interesse em que sejam realizados ensaios de caracterização de micro-manipuladores piezoelétricos com dois graus de liberdade independentes. Estes dispositivos são minúsculos e não admitem a colagem de espelhos [68].

Um problema do sensor reflexivo (bem como de qualquer sensor de intensidade óptica) é a susceptibilidade a perturbações externas como flutuações de potência óptica da fonte laser, vibrações ambientais que prejudicam o acoplamento de luz nas fibras, dentre outras. Uma proposta interessante para minimizar essas perturbações encontra-se na referência [20], onde Bergougnoux *et al* sugerem a utilização de uma fibra transmissora central e duas coroas concêntricas de fibras receptoras para implementar o sensor reflexivo e trabalhar com o logaritmo da razão entre as duas tensões de saída correspondentes. Com isso, distúrbios devido a flutuações da fonte e da luz ambiente são eliminados automaticamente. Goodyer em [17] e Zheng e Albin em [33], propõem a rejeição de modo comum com um sensor constituído por uma fibra transmissora e duas receptoras. Um dos artifícios utilizados é posicionar uma das fibras receptoras na região de inclinação positiva e a outra, na região de inclinação negativa da curva característica do sensor reflexivo, e medir-se a razão entre os sinais. A proposta de Zheng e Albin, além de minimizar os problemas de perturbações externas, faz com que a sensibilidade do sensor torne-se independente das características da superfície refletora, sendo essa uma proposta promissora para os trabalhos futuros na FEIS.

Finalmente, deseja-se registrar que um dos resultados positivos desta pesquisa foi a aprovação para apresentação e publicação, de artigo sobre utilização do sensor reflexivo em fibra óptica para caracterização de atuadores piezoelétricos flexensionais, no VII Induscon [75].

REFERÊNCIAS

- [1] DOEBELIN, E. O. **Measurement systems:** application and design. 4th ed. New York: McGraw-Hill Companies Inc., 1990. 960p.
- [2] PALLÁS-ARENY, R.; WEBSTER, J. G. **Sensors and signal conditioning.** New York: John Wiley & Sons Inc., 1991. 398p.
- [3] YAO, S.; ASAWA, C. K. Fiber optical intensity sensors. **IEEE Journal on Selected Areas in Communications**, New York, v. sac-1, n. 3, p. 562-575, Apr., 1983.
- [4] UDD, E. **Fiber optic sensors:** an introduction for engineers and scientists. New York: John Wiley & Sons, Inc. 1991. 476p.
- [5] MENADIER, C.; KISSINGER, C.; ADKINS, H. The fotonic sensor. **Instruments & Control Systems**, Pittsburgh, v. 40, n. 6, p. 114-120, June, 1967.
- [6] KISSINGER, C. Fiber optic lever displacement transducers: principles, improvements, and applications, MTI Instruments Inc. Disponível em: <<http://www.mtiinstruments.com/gaging/appnotes-optic.html>>. Acesso em: 15 fev. 2005.
- [7] CRISPI, F. J.; MALING Jr, G. C.; RZANT, A. W. Monitoring Microinch displacements in ultrasonic welding equipment. p. 307-312, May, 1972.

-
- [8] BAILLY-SALINS, R. Plastic optical fiber displacement sensor for study of the dynamic response of a solid exposed to an intense pulsed electron beam. **Review of Scientific Instruments**, Rochester, v. 46, n. 7, p. 879-882, July, 1975.
- [9] GROJEAN, R. E.; SOUSA, J. A. Bifurcated fiber luminometer. **Review of Scientific Instruments**, v. 51, n. 3, p. 377-378, Mar., 1980.
- [10] CUOMO, F. W. Pressure and pressure gradient fiber-optic lever hydrophones. **Journal of Acoustical Society of America**, New York, v. 73, n. 5, p. 1848-1857, May, 1983.
- [11] ZUCKERWAR, A. J.; CUOMO, F. W. Fiber optic sensor for measurement of pressure fluctuations at high temperatures. In: INTERNATIONAL CONGRESS ON INSTRUMENTATION IN AEROSPACE SIMULATION FACILITIES (ICIASF '89), 13, 1989, Goettingen. **International...** New York: Institute of Electrical and Electronics Engineers, Inc., 1989. p. 503-509.
- [12] RISTIC, R.; BENHABIB, B.; GOLDENBERG, A. A. Analysis and design of a modular electrooptical tactile sensor. **IEEE Transactions on Robotics and Automation**, v. 5, n. 3, p. 362-368, Jun., 1989.
- [13] HARMER, A.; SCHEGGI, A. Chemical, Biochemical, and medical sensors. In: CULSHAW, B.; DAKIN J., (Ed.). **Optical fiber sensors: systems and applications**. Norwood: Artech House, 1989. v. 2, p. 599-651.
- [14] KYUMA, K. Physical and chemical sensors for process control. In: CULSHAW, B.; DAKIN J., (Ed.). **Optical fiber sensors: systems and applications**. Norwood: Artech House, 1989. v. 2, p. 653-699.
- [15] KO, W. H.; CHANG, K.-M., HWANG, G.-J. A fiber-optic reflective displacement micrometer. **Sensors & Actuators**, Lausanne, A49, p. 51-55, 1995.

-
- [16] SHIMAMOTO, A.; TANAKA, K. Optical fiber bundle displacement sensor using an ac-modulated light source with subnanometer resolution and low thermal drift. **Applied Optics**, v. 34, n. 25, p. 5854-5860, Sep., 1995.
- [17] GOODYER, P. D.; FOTHERGILL J. C.; JONES N. B. et al. The design of an optical fiber pressure transducer for use in the upper airways. **IEEE Transactions on Biomedical Engineering**, New York, v. 43, n. 6, p. 600-606, June 1996.
- [18] ZHANG, K.; BUTLER, C.; YANG, Q.; LU, Y. A fiber optic sensor for the measurement of surface roughness and displacement using artificial neural networks. **IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement**, v. 46, n. 4, p. 899-902, Aug., 1997.
- [19] ANGHEL, F.; PAVELESCU, D.; GRATAN, K. T. V. et al. Contact dynamics recording and analysis system using an optical fiber sensor approach. **Review of Scientific Instruments**, Rochester, v. 68, n. 9, p.3583-3589, Sep., 1997.
- [20] BERGOUGNOUX, L; MISGUICH-RIPAULT, J.; FIRPO, J. Characterization of an optical fiber bundle sensor. **Review of Scientific Instruments**, Rochester, v. 69, n. 5, p. 1985-1990, May, 1998.
- [21] GHOSH, A. K.; ASUNDI, A. K. Packaging Single Fiber Probe Based Reflective Sensors. In: ELECTRONIC COMPONENTS AND TECHNOLOGY CONFERENCE, 50, 2000, Las Vegas. **Proceedings....** Las Vegas: S.n., p. 1483-1485.
- [22] BUCARO, J. A.; LAGAKOS, N. Lightweight fiber optic microphones and accelerometers. **Review of Scientific Instruments**, Rochester, v. 72, n. 6, p. 2816-2821, June 2001.

-
- [23] GIRÃO, P. M. B. S.; POSTOLACHE, O. A.; FARIA, J. A. B. et al. An overview and a contribution to the optical measurement of linear displacement. **IEEE Sensors Journal**, New York, v. 1, n. 4, p. 322-331, Dec., 2001.
- [24] DIB, R.; ALAYLI, Y.; WAGSTAFF, P. A broadband amplitude-modulated fibre optic vibrometer with nanometric accuracy. **Measurement**, Amsterdam, v. 35, n. 2, p. 211-219, Mar., 2004.
- [25] DAWLEY, J. T.; TEOWEE, G.; ZELINSKI, B. J. J. et al. Piezoelectric characterization of bulk and thin film ferroelectric materials using fiber optics. Disponível em: <<http://www.mtiinstruments.com/gaging/appnotes-piezo.html>>. Acesso em: 12 fev. 2005.
- [26] MTI INSTRUMENTS INC.. MTI-2000: fotonic sensor. Disponível em: <<http://www.mtiinstruments.com/pdf/mti2000.pdf>>. Acesso em: 29 ago. 2005.
- [27] PHILTEC. Fiberoptic Sensor - Reflectance Dependent Model D6. Disponível em: <www.philtec.com> . Acesso em: 29 ago. 2005.
- [28] PHILTEC. Fiberoptic Sensor - Reflectance Dependent Model D12. Disponível em: <www.philtec.com> . Acesso em: 29 ago. 2005.
- [29] COOK, R. O.; HAMM, C. W. Fiber optic lever displacement transducer. **Applied Optics**, v. 18, n. 10, p. 3230-3241, Oct., 1979.
- [30] HE, G.; CUOMO, F. W. A light function suitable for multimode fiber-optic sensors. **Journal of Lightwave Technology**, New York, v. 9, n. 4, p. 545-551, Apr., 1991.

-
- [31] HE, G.; CUOMO, F. W. Displacement response, detection limit, and dynamic range of fiber-optic lever sensors. **Journal of Lightwave Technology**, New York, v. 9, n. 11, p.1618-1625, Nov., 1991.
- [32] FARIA, J. B. A theoretical analysis of the bifurcated fiber bundle displacement sensor. **IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement**, New York, v. 47, n. 3, p. 742-747, June, 1998.
- [33] ZHENG, J.; ALBIN, S. Self-referenced reflective intensity modulated fiber optic displacement sensor. **Optical Engineering**, Redondo Beach, v. 38, n. 2, p. 227-232, Feb., 1999.
- [34] KLEIZA, V.; PAUKŠTĖ, J.; VERKELIS, J. Modelling light transmission in a fiber-optical reflection system. **Nonlinear Analysis: Modelling and Control**, v. 9, n. 1, p. 55-63, Mar. 2004.
- [35] KLEIZA, V.; VERKELIS, J. An analytical Analysis of a fiber-optic reflective sensor. **Automatizavimas, Robototechnika**, v. 62, n. 6, p. 77-81, 2005.
- [36] LEÃO, J. V. F. **Interferometria óptica aplicada à medição de amplitudes de vibração nanométricas em piezoatuadores flexensionais**. 2004. 157f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) - Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2004.
- [37] MARÇAL, L. A. P.; LEÃO, J. V. F.; NADER, G. et al. Analysis of linearity and frequency response of a new piezoelectric flextensional actuator using a homodyne interferometer and the J1-J4 method. In: INSTRUMENTATION AND MEASUREMENT TECHNOLOGY CONFERENCE (IMCT 2005), 2005, Ottawa. **Conference...** Ottawa: S.n., 2005.
- [38] MARÇAL, L. A. P.; LEÃO, J. V. F.; NADER, G. et al. Dynamic analysis of a new piezoelectric flextensional actuator using the J1-J4 optical interferometric

- method, In: CONGRESS AND EXPOSITION ON NOISE CONTROL ENGINEERING, 2005, Rio de Janeiro. **Anais...** Rio de Janeiro:
- [39] FREUDENRICH, C. C. How Fiber Optics Work. Disponível em: <<http://electronics.howstuffworks.com/fiber-optic1.htm>>. Acesso em: fev. 2005.
- [40] MACHADO, R. **Análise da propagação de luz na fibra óptica**. 2001. 78f. (Trabalho de Formatura) - Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 2001.
- [41] CHERIN, A. H. **An introduction to optical fibers**. New York: McGraw-Hill Companies Inc., 1983. 326p.
- [42] SPIEGEL, M. R. Funções de Bessel. In: _____. **Manual de fórmulas e tabelas matemáticas**. São Paulo: McGraw-Hill do Brasil, 1974. p. 136-145.
- [43] KEISER, G. Optical fibers: structures, waveguiding, and fabrication. In: _____. **Optical fiber communications**. 2. ed. Singapore: McGraw-Hill Book Co., 1991. p. 16-85.
- [44] GLOGE, D. Weakly guiding fibers. **Applied Optics**, New York, v. 10, n. 10, p. 2252-2258, Oct., 1971.
- [45] GLOGE, D. Dispersion in weakly guiding fibers. **Applied Optics**, New York, v. 10, n. 11, p. 2442-2445, Nov., 1971.
- [46] WANG, A.; MILLER, M. S.; PLANTE, A. J., et al. Split-spectrum intensity-based optical fiber sensors for measurement of microdisplacement, strain, and pressure. **Applied Optics**, New York, v. 35, n. 15, p. 2595-2601, May, 1996.

-
- [47] GIALLORENZI, T. G.; BUCARO, J. A.; DANDRIDGE, A. et al. Optical fiber sensor technology. **IEEE Journal of Quantum Electronics**, New York, v. QE-18, n. 4, p. 626-683, Apr., 1982.
- [48] NISHIHARA, H.; HARUNA, M.; SUHARA, T. Guided-wave excitation and waveguide evaluation. In: _____. **Optical integrated circuits**. McGraw-Hill Book Co., 1989. p. 224-244.
- [49] KINO, G. S. **Acoustic waves: devices, imaging and analog signal processing**. Englewood Cliffs: Prentice-Hall, 1987. 601p.
- [50] PHYSIK INSTRUMENTE. Fundamentals of piezoelectricity and piezoactuators. Disponível em: <<http://www.physikinstrumente.de/products/prdetail.php?secid=4-15>>. Acesso em: 27 nov. 2005.
- [51] ROSEMBAUM, J. F. **Bulk acoustic wave theory and devices**. London: Artech House, 1988.
- [52] NIEZRECKI, C.; BREI, D.; BALAKRISHNAN, S. et al. Piezoelectric actuation: state of the art. **Shock and Vibration Digest**, Washington, v. 33, n. 4, p 269-280, July, 2001.
- [53] Theory, applications and product selection guides of piezo actuators, PZT nan positioning systems, piezo motors and ultrafast steering mirrors. Disponível em: <www.physikinstrumente.com/tutorial/index.html>. Acesso em: jun. 2004.
- [54] DYNAMIC STRUCTURES AND MATERIALS LCC. Piezoelectric actuators and stages for micropositioning and nan positioning applications. Disponível em: <http://www.dynamic-structures.com/piezo_actuators.html>. Acesso em: 22 nov. 2005.

-
- [55] UCHINO, K. Recent trend of piezoelectric actuator developments. In: INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON MICROMECHATRONICS AND HUMAN SCIENCE, 1999, Nagoya. **Proceedings....** Nagoya: S.n., 1999. p. 3-9.
- [56] UCHINO, K. Piezoelectric actuators/ ultrasonic motors: their developments and markets. p. 319-324, 1995.
- [57] LE LETTY, R.; CLAEYSSSEN, F. BARILLOT, F. *et al.* Amplified piezoelectric actuators for aerospace applications. In: AMAS WORKSHOP ON SMART MATERIALS AND STRUCTURES – SMART'03, 2003, Jadwisin. **Proceedings...** Jadwisin: S.n., 2003. p. 51-62.
- [58] BERGANDER, A.; DRIESEN, W.; VARIDEL, T. *et al.* Development of miniature manipulators for applications in biology and nanotechnologies. In: MICROROBOTICS FOR BIOMANIPULATION WORKSHOP, IEEE/RSJ INT. CONF. ON INTELLIGENT ROBOTS AND SYSTEMS (IROS'03). 2003, Las Vegas. **Proceedings...** Las Vegas: S.n., p. 11-35.
- [59] CEDRAT TECHNOLOGIES. Piezoelectric actuators & mechanisms. Disponível em: <<http://www.cedrat.com/>>. Acesso em: 23 nov. 2005.
- [60] CEDRAT TECHNOLOGIES. Actuators: active materials applications. Disponível em: <http://www.cedrat.com/engineering/Active_materials_applications/Actuators/Actuators.htm>. Acesso em: 27 nov. 2005.
- [61] CEDRAT TECHNOLOGIES. Mechanisms: active materials applications. Disponível em: <http://www.cedrat.com/engineering/Active_materials_applications/Mechanisms/Mechanisms.htm>. Acesso em: 27 nov. 2005.
- [62] SILVA, E. C. N.; NADER, G.; SHIRAHIGE, A. B. *et al.* Characterization of novel flextensional actuators designed by using topology optimization method.

- Journal of Intelligent Material Systems and Structures**, Lancaster, v. 14, n. 4-5, p.297-308, Apr./May, 2003.
- [63] NADER, G.; SILVA, E. C. N.; ADAMOWSKI, J. C. Characterization of novel flextensional transducers designed by using topology optimization method. In: IEEE ULTRASONICS SYMPOSIUM, 2001, Atlanta. **Proceedings...** Atlanta: S.n., 2001. p. 981-984.
- [64] NADER, G. **Desenvolvimento de técnicas de caracterização de transdutores piezoelétricos**. 2002. 160f. Tese (Doutorado em Engenharia Mecatrônica) - Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2002.
- [65] SILVA, E. C. N.; KIKUCHI, N. Design of piezoelectric transducers using topology optimization. **Smart Materials Structures**, New York, v. 8, p. 350-364, 1999.
- [66] LI, Y.; XIN, X.; KIKUCHI, N.; SAITOU, K. Optimal shape and location of piezoelectric materials for topology optimization of flextensional actuators. In: GENETIC AND EVOLUTIONARY COMPUTATION CONFERENCE (GECCO-2001), 2001, San Francisco. **Proceedings...** San Francisco: Morgan Kaufmann Publishers, 2001. p. 1085-1089.
- [67] SILVA, E. C. N.; KIKUCHI, N. Topology optimization design of flextensional actuators. **IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control**, New York, v. 47, n. 3, p. 587-605, May, 2000.
- [68] CARBONARI, R. C. **Projeto de atuadores piezoelétricos flexensionais usando o método de otimização topológica**. 2003. 168f. Dissertação (Mestrado em Engenharia Mecatrônica) - Escola Politécnica, Universidade de São Paulo, São Paulo, 2003.

-
- [69] BENDSOE, M. P.; KIKUCHI, N. Generating optimal topologies in structural design using a homogenization method. **Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering**, Amsterdam, v. 71, p. 197-224, 1988.
- [70] MATA, R. S. **Introdução à tecnologia de sensores à fibra óptica (sensor de deslocamento por intensidade da luz modulada)**. 1999. (Trabalho de Formatura) - Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira, Universidade Estadual Paulista, Ilha Solteira, 1999.
- [71] PAVLÍČEK, P. White light interferometry - a method for height profile measurement of technical surface. Disponível em: <http://rco.upol.cz/optics/research/witelite/wli_2.htm>. Acesso em: 24 jan. 2006.
- [72] MEADE, M. L. **Lock-in amplifiers: principle and applications**. New York: Institution of Electrical Engineers (IEE), 1983.
- [73] MOLINA, J.; STITT, R. M. **Filter deign program for the UAF42 universal active filter**, Burr-Brown Application Bulletin, 1993. 14p.
- [74] STANFORD RESEARCH SYSTEMS - SRS. **About Lock-in Amplifiers, Application Note 3**, Disponível em: <www.thinksrs.com>. Acesso em: 21 dez. 2004.
- [75] SAKAMOTO, J. M. S.; SILVA, A. C. R.; HIGUTI, R. T. et al. Reflective fiber optic displacement sensor applied to characterization of piezoelectric flextensional actuators. **VII Induscon**, 2006.