

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS  
FACULDADE DE ENGENHARIA ELÉTRICA  
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA BIOMÉDICA

# O PRÉ-TENSIONAMENTO MECÂNICO EM TRANSDUTORES PIEZOELÉTRICOS

Este exemplar corresponde à edição final da tese  
defendida por Francisco José Arnold  
aprovada pela Comissão  
Julgadora em 10 / 07 / 95.

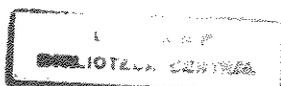
Sérgio Santos Mühlen  
Orientador

**FRANCISCO JOSÉ ARNOLD**

<sup>OK</sup>  
Orientador: Prof. Dr. Sérgio Santos Mühlen

Tese submetida ao  
Departamento de Engenharia Biomédica  
como parte dos requisitos  
para a obtenção do grau de  
Doutor em Engenharia Elétrica na  
Universidade Estadual de Campinas

Julho - 1995



BC
DATA:
Ar64p
25449
433/95
<input type="checkbox"/> <input type="checkbox"/> <input checked="" type="checkbox"/>
R\$ 11,00
14/09/95

CM-00076472-6

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA  
BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA - BAE - UNICAMP

Ar64p

Arnold, Francisco José

O pré-tensionamento mecânico em transdutores piezoelétricos. / Francisco José Arnold.--Campinas, SP: [s.n.], 1995.

Orientador: Sérgio Santos Mühlen.

Tese (doutorado) - Universidade Estadual de Campinas, Faculdade de Engenharia Elétrica.

1. Transdutores piezoelétricos. 2. Piezoelectricidade. 3. Transdutores ultrasônicos. I. Mühlen, Sérgio Santos. II. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Elétrica. III. Título.

**UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS  
FACULDADE DE ENGENHARIA ELÉTRICA  
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA BIOMÉDICA**

# **O PRÉ-TENSIONAMENTO MECÂNICO EM TRANSDUTORES PIEZOELÉTRICOS**

**FRANCISCO JOSÉ ARNOLD**

Orientador: Prof. Dr. Sérgio Santos Mühlen

Banca examinadora:

Prof. Dr. Sérgio Santos Mühlen (UNICAMP)  
Prof. Dr. Carlos Alberto Pelá (USP)  
Prof. Dr. Antônio José Bucalon (UNESP)  
Prof. Dr. Eduardo Tavares Costa (UNICAMP)  
Prof<sup>a</sup>. Dr<sup>a</sup>. Cecília Amélia de Carvalho Zavaglia (UNICAMP)

*Aos meus pais  
que sempre me apoiaram  
e incentivaram e a quem  
devo tudo que sou*

## AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Dr. Sérgio Santos Mühlen pela orientação, pelas dicas na correção da tese e pela amizade.

Ao amigo Joaquim Miguel Maia que com sua boa vontade, inteligência e simpatia colaborou em muito no desenvolvimento do trabalho.

Ao Rogério Marcon e ao Rogério Toledo que sempre demonstraram competência e profissionalismo em todos os serviços que solicitei.

Ao Prof. Dr. Euclides de Mesquita Netto do Departamento de Mecânica Computacional da Faculdade de Engenharia Mecânica da UNICAMP pelas "aulas" de mecânica.

Aos Profs. Drs. Itamar Ferreira e Sérgio Button do Departamento de Materiais da Faculdade de Engenharia Mecânica da UNICAMP e ao Prof. Dr. Levi de Oliveira Bueno da Faculdade de Engenharia de Materiais da UFSCar pelo empréstimo da prensa automática.

À THORNTON-INPEC pela cessão das cerâmicas piezoelétricas.

Aos meus colegas de departamento que sempre fizeram do ambiente de trabalho um misto de companheirismo e alegria.

A todos os professores, funcionários e estagiários do CEB/DEB que de alguma forma contribuíram para a realização deste trabalho.

Ao CNPq pelo apoio financeiro.

# ÍNDICE

	PÁGINA
<b>GLOSSÁRIO</b>	
<b>RESUMO</b>	I
<b>ABSTRACT</b>	II
<b>CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO</b>	1
1.1) AS CERÂMICAS PIEZOELÉTRICAS	2
1.2) O PRÉ-TENSIONAMENTO MECÂNICO	5
1.3) ESTUDO DA PIEZOELETRICIDADE	6
1.4) MODELAGEM	7
1.5) MATERIAIS, MÉTODOS E RESULTADOS	8
1.6) OBJETIVOS	9
<b>CAPÍTULO II - PIEZOELETRICIDADE</b>	11
2.1) INTRODUÇÃO	11
2.2) DEFINIÇÃO DE FERROELÉTRICO	14
2.2.1) CRISTAIS REAIS	17
2.2.2) AS CERÂMICAS	19
2.3) AS EQUAÇÕES PIEZOELÉTRICAS	21
2.4) DEFINIÇÃO dos COEFICIENTES dos EQUAÇÕES PIEZOELÉTRICAS	29

2.4.1) COEFICIENTE ELÁSTICO	30
2.4.2) COEFICIENTE DIELÉTRICO	31
2.4.3) COEFICIENTE PIEZOELÉTRICO	32
2.4.4) FATOR DE ACOPLAMENTO PIEZOELÉTRICO	32
2.4.5) TIPOS DE CERÂMICAS PIEZOELÉTRICAS	36
2.5) PERDAS NAS CERÂMICAS PIEZOELÉTRICAS	38
2.5.1) PERDAS MECÂNICAS	39
2.5.2) PERDAS ELÉTRICAS	40
2.6) MOBILIDADE ELÉTRICA	41
2.7) O PRÉ-TENSIONAMENTO MECÂNICO	42
<b>CAPÍTULO III - MODELAGEM</b>	44
3.1) MODELOS PIEZOELÉTRICOS	44
3.2) MODO ESPESSURA DE PLACAS PIEZOELÉTRICAS	46
3.3) TRANSDUTORES COMPOSTOS	51
3.4) EQUACIONAMENTO DOS TRANSDUTORES	52
3.5) PRÉ-TENSIONAMENTO MECÂNICO	59
<b>CAPÍTULO IV - MATERIAIS E MÉTODOS</b>	60
4.1) INTRODUÇÃO	60
4.2) DESCRIÇÃO DAS CERÂMICAS	61
4.3) AS MEDIDAS	62
4.4) MEDIDA DOS COEFICIENTES DIELÉTRICOS	63
4.5) MEDIDA DO COEFICIENTE ELÁSTICO	65

4.6) MEDIDA DO COEFICIENTE PIEZOELÉTRICO	66
4.7) MEDIDA DO FATOR DE ACOPLAMENTO PIEZOELÉTRICO	68
4.8) MEDIDAS NOS TRANSDUTORES	69
4.9) POLARIZAÇÃO ELÉTRICA	72
4.10) PERDAS	73
4.11) MOBILIDADE ELÉTRICA	74
4.12) METODOLOGIA DAS SIMULAÇÕES	74
<b>CAPÍTULO V - RESULTADOS DAS MEDIDAS</b>	<b>76</b>
5.1) CERÂMICAS PIEZOELÉTRICAS ISOLADAS	76
5.2) MEDIDAS NOS TRANSDUTORES	79
5.2.1) Medidas estáticas	79
5.2.1.1) Coeficiente dielétrico	79
5.2.1.2) Coeficiente elástico	80
5.2.1.3) Coeficiente piezoelétrico	80
5.2.2) Resultados da medidas dinâmicas	81
5.2.2.1) Coeficiente piezoelétrico	81
5.3) PERDAS MECÂNICAS	89
5.4) MOBILIDADE ELÉTRICA	93
<b>CAPÍTULO VI - RESULTADOS DAS SIMULAÇÕES</b>	<b>98</b>
6.1) SIMULAÇÕES PARA A CERÂMICA ISOLADA	99
6.2) SIMULAÇÕES DO MODELO CA (CERÂMICA-ALUMÍNIO)	101
6.3) SIMULAÇÕES COM O MODELO CAP (CERÂMICA,	

ALUMÍNIO E PARAFUSO)	105
<b>CAPÍTULO VII - DISCUSSÕES</b>	112
7.1) INTRODUÇÃO	112
7.2) MEDIDAS E OBSERVAÇÕES EXPERIMENTAIS	113
7.3) MODELOS	116
7.3.1) CARACTERÍSTICAS BÁSICAS	118
7.3.2) OS MODELOS CA E CAP	119
7.3.3) OS PARÂMETROS FÍSICOS DA CERÂMICA	124
<b>CAPÍTULO VIII - CONCLUSÕES</b>	132
8.1) CONCLUSÕES FINAIS	132
8.2) SUGESTÕES PARA OUTROS TRABALHOS	133
<b>APÊNDICE A</b>	136
<b>APÊNDICE B</b>	137
<b>BIBLIOGRAFIA</b>	141

## ÍNDICE DE FIGURAS

<b>Figura</b>	<b>Legenda</b>	<b>Página</b>
2.1a	Representação esquemática de uma molécula dipolar.	12
2.1b	Representação esquemática de um cristal.	13
2.1c	Representação esquemática de um cristal com centro elétrico deslocado.	13
2.2a	Domínios de 90°.	21
2.2b	Domínios de 180°.	21
2.3	A força $dF$ atuando sobre a face de um cubo pequeno.	27
2.4	Ilustração gráfica da conversão de energia de uma fonte mecânica em trabalho elétrico.	34
2.5	Ilustração gráfica da conversão de energia de uma fonte elétrica em trabalho mecânico.	35
2.6	Gráfico mostrando o efeito do pré-tensionamento em cerâmicas piezoelétricas.	43
3.1	Excitação no modo espessura.	46
3.2	Placas piezoelétricas com dimensões laterais infinitas.	47
3.3	Circuito elétrico equivalente de Mason.	50

3.4	O transdutor piezoelétrico composto.	53
3.5	Representação esquemática do transdutor do modelo CAP.	53
3.6	Representação esquemática do transdutor do modelo CA.	58
4.1	Cerâmica piezoelétrica anular.	62
4.2	Dispositivo para a medição do coeficiente piezoelétrico $d_{33}$ .	67
4.3	Capacitor e "buffer"	68
4.4	O transdutor piezoelétrico composto.	70
4.5	Medida da velocidade de propagação de ondas mecânicas em um meio sólido através de um sistema ultra-sônico de pulso-eco.	72
4.6	Montagem usada para a medida da frequência de ressonância com cerâmica submetida a polarização elétrica externa.	73
5.1	Módulo da impedância $\times$ frequência de uma cerâmica livre.	78
5.2	Permissividade elétrica da cerâmica engastada (I) e livre (II) em função do pré-tensionamento.	79
5.3	Tensão elétrica gerada em função do pré-tensionamento.	81

5.4	Freqüências de ressonância e anti-ressonância × pré-tensionamento do transdutor 1 ( $L = 13$ mm).	82
5.5	Freqüências de ressonância e anti-ressonância × pré-tensionamento do transdutor 2 ( $L = 26$ mm).	82
5.6	Freqüências de ressonância e anti-ressonância × pré-tensionamento do transdutor 3 ( $L = 33$ mm).	83
5.7	Freqüências de ressonância e anti-ressonância × pré-tensionamento do transdutor 4 ( $L = 33$ mm).	83
5.8	Freqüências de ressonância e anti-ressonância × pré-tensionamento do transdutor 5 ( $L = 37$ mm).	84
5.9	Freqüências de ressonância e anti-ressonância × pré-tensionamento do transdutor 6 ( $L = 37$ mm).	84
5.10	Freqüências de ressonância e anti-ressonância × pré-tensionamento do transdutor 7 ( $L = 41$ mm).	85
5.11	Fator de acoplamento piezoelétrico $k_{33}$ × pré-tensionamento do transdutor 1 ( $L=13$ mm).	86

5.12	Fator de acoplamento piezoelétrico $k_{33}$ × pré-tensionamento do transdutor 2 ( $L=26\text{mm}$ ).	86
5.13	Fator de acoplamento piezoelétrico $k_{33}$ × pré-tensionamento do transdutor 3 ( $L=33\text{mm}$ ).	87
5.14	Fator de acoplamento piezoelétrico $k_{33}$ × pré-tensionamento do transdutor 4 ( $L=33\text{mm}$ ).	87
5.15	Fator de acoplamento piezoelétrico $k_{33}$ × pré-tensionamento do transdutor 5 ( $L=37\text{mm}$ ).	88
5.16	Fator de acoplamento piezoelétrico $k_{33}$ × pré-tensionamento do transdutor 6 ( $L=37\text{mm}$ ).	88
5.17	Fator de acoplamento piezoelétrico $k_{33}$ × pré-tensionamento do transdutor 7 ( $L=41\text{mm}$ ).	89
5.18	Perdas mecânicas × pré-tensionamento no transdutor 1 ( $L = 13 \text{ mm}$ ).	90
5.19	Perdas mecânicas × pré-tensionamento no transdutor 2 ( $L = 26 \text{ mm}$ ).	90
5.20	Perdas mecânicas × pré-tensionamento no transdutor 3 ( $L = 33 \text{ mm}$ ).	91
5.21	Perdas mecânicas × pré-tensionamento no transdutor 4 ( $L = 33 \text{ mm}$ ).	91
5.22	Perdas mecânicas × pré-tensionamento no transdutor 5 ( $L = 37 \text{ mm}$ ).	92
5.23	Perdas mecânicas × pré-tensionamento no	

	transdutor 6 ( $L = 37$ mm).	92
5.24	Perdas mecânicas $\times$ pré-tensionamento no transdutor 7 ( $L = 41$ mm).	93
5.25	Mobilidade elétrica $\times$ pré-tensionamento no transdutor 1 ( $L = 13$ mm).	94
5.26	Mobilidade elétrica $\times$ pré-tensionamento no transdutor 2 ( $L = 26$ mm).	94
5.27	Mobilidade elétrica $\times$ pré-tensionamento no transdutor 3 ( $L = 33$ mm).	95
5.28	Mobilidade elétrica $\times$ pré-tensionamento no transdutor 4 ( $L = 33$ mm).	95
5.29	Mobilidade elétrica $\times$ pré-tensionamento no transdutor 5 ( $L = 37$ mm).	96
5.30	Mobilidade elétrica $\times$ pré-tensionamento no transdutor 6 ( $L = 37$ mm).	96
5.31	Mobilidade elétrica $\times$ pré-tensionamento no transdutor 7 ( $L = 41$ mm).	97
6.1	Variação das frequências de ressonância e anti-ressonância em função do coeficiente elástico $c_{33}^p$ através da simulação para cerâmicas isoladas.	100
6.2	Variação da frequência de ressonância em função do coeficiente dielétrico $\epsilon_{33}^s$ através	

	da simulação para cerâmicas isoladas.	100
6.3	Variação da frequência de ressonância em função do coeficiente piezoelétrico $h_{33}$ através da simulação para cerâmicas isoladas.	101
6.4	Gráfico das frequências de ressonância e anti-ressonância em função do pré-tensionamento no transdutor 1 ( $L = 13$ mm).	103
6.5	Gráfico do fator de acoplamento $k_{33}$ em função do pré-tensionamento no transdutor 1 ( $L=13$ mm).	104
6.6	Gráfico das frequências de ressonância e anti-ressonância em função do pré-tensionamento no transdutor 2 ( $L = 26$ mm).	104
6.7	Gráfico do fator de acoplamento $k_{33}$ em função do pré-tensionamento no transdutor 2 ( $L=26$ mm).	105
6.8	Gráfico das frequências de ressonância e anti-ressonância em função do pré-tensionamento no transdutor 3 ( $L = 33$ mm).	106
6.9	Gráfico do fator de acoplamento $k_{33}$ em função do pré-tensionamento no transdutor 3 ( $L=33$ mm).	107
6.10	Gráfico das frequências de ressonância e anti-ressonância em função do pré-tensionamento no transdutor 4 ( $L = 33$ mm).	107
6.11	Gráfico do fator de acoplamento $k_{33}$ em função	

	do pré-tensionamento no transdutor 4 ( $L=33\text{mm}$ ).	108
6.12	Gráfico das frequências de ressonância e anti- ressonância em função do pré-tensionamento no transdutor 5 ( $L = 37 \text{ mm}$ ).	108
6.13	Gráfico do fator de acoplamento $k_{33}$ em função do pré-tensionamento no transdutor 5 ( $L=37\text{mm}$ ).	109
6.14	Gráfico das frequências de ressonância e anti- ressonância em função do pré-tensionamento no transdutor 6 ( $L = 37 \text{ mm}$ ).	109
6.15	Gráfico do fator de acoplamento $k_{33}$ em função do pré-tensionamento no transdutor 6 ( $L=37\text{mm}$ ).	110
6.16	Gráfico das frequências de ressonância e anti- ressonância em função do pré-tensionamento no transdutor 7 ( $L = 41 \text{ mm}$ ).	110
6.17	Gráfico do fator de acoplamento $k_{33}$ em função do pré-tensionamento no transdutor 7 ( $L=41\text{mm}$ ).	111
7.1	Curva típica da variação do coeficiente piezo- elétrico em função do pré-tensionamento em condições dinâmicas.	128
7.2	Ângulo de zênite entre o campo aplicado e o eixo polar dos domínios.	129
7.3	Distribuição dos dipolos $W$ em função do ân- gulo do eixo polar dos domínios.	130

# GLOSSÁRIO

## LISTA DE SÍMBOLOS E SUAS UNIDADES

<b>Símbolo</b>	<b>Significado</b>	<b>Unidade (SI)</b>
$a, b$	posição da interface CA	m
$a_c, b_c, c_c$	constantes da equação de $\epsilon$	vários
$A, A1, A2$	constantes de soluções gerais	m
$A_c$	área da cerâmica	m <sup>2</sup>
$A_i$	elemento de área	m <sup>2</sup>
$B, B1, B2$	constantes de soluções gerais	m
$c, c_{ij}$	coeficiente elástico	N/m <sup>2</sup>
$d, d_{ij}$	coeficiente piezoelétrico	C/N
$d_c$	constante da equação de $c$	N/m <sup>2</sup>
$d_h$	constante da equação de $h$	N/m <sup>2</sup>
$D, D_o, D_s$	deslocamento elétrico	C/m <sup>2</sup>
$e$	coeficiente piezoelétrico	C/m <sup>2</sup>
$E, E_3$	campo elétrico	N/C
$f$	freqüência	Hz
$F$	força	N
$g, g_{33}$	coeficiente piezoelétrico	Vm/N
$h, h_{33}$	coeficiente piezoelétrico	N/C

$H$	entalpia	J
$i$	corrente elétrica	A
$j$	$(-1)^{1/2}$	
$k, k_j$	fator de acoplamento piezoelétrico	
$K$	constante	m
$K^S, K^T$	fator dielétrico	
$l$	espessura da cerâmica	m
$L$	espessura do alumínio	m
$L1$	indutância (massa)	H
$m$	massa	kg
$N$	concentração de defeitos	$m^{-3}$
$p$	$\omega/v$	$m^{-1}$
$P$	polarização	$C/m^2$
$q$	$\omega/v_{Al}$	$m^{-1}$
$Q$	carga elétrica	C
$r$	$\omega/v_{aço}$	$m^{-1}$
$r_e, r_i$	raio	m
$R0$	resistência elétrica	$\Omega$
$R1$	resistência elétrica (atrito)	$\Omega$
$s_j$	coeficiente elástico	$m^2/N$
$S$	deformação mecânica	
$t$	tempo	s
$T$	tensão mecânica	$N/m^2$

$T_c$	pré-tensionamento	N/m <sup>2</sup>
$T_f$	tensão mecânica de fratura	N/m <sup>2</sup>
$u$	deslocamento de partícula	m
$v$	velocidade de propagação de ondas longitudinais	m/s
$V$	tensão elétrica	V
$W$	distribuição de dipolos	
$W1, W2$	trabalho	J
$x$	posição	m
$Y$	módulo de Young	N/m <sup>2</sup>
$Z$	impedância elétrica	$\Omega$
$Z_m$	impedância elétrica mínima	$\Omega$
$\beta$	coeficiente dielétrico	m/F
$\gamma, \sigma, \Psi, \Upsilon$	termos da impedância do modelo CAP	
$\delta$	perdas mecânicas	
$\epsilon$	permissividade elétrica	F/m
$\epsilon_0$	permissividade elétrica do vácuo	F/m
$\mu$	momento de dipolo elétrico	Cm
$\rho$	densidade volumétrica	kg/m <sup>3</sup>
$\tau$	mobilidade elétrica	s
$\omega$	freqüência angular	rad/s

## RESUMO

Os transdutores piezoelétricos empregados na geração de ultra-som de alta potência são compostos de cerâmicas piezoelétricas e peças metálicas. Eles são pré-tensionados mecanicamente a fim de que a cerâmica não frature sob forças de tração. O pré-tensionamento mecânico produz modificações nos domínios da cerâmica e, conseqüentemente, as propriedades físicas e o desempenho são afetados. Este trabalho apresenta as variações dos coeficientes das equações piezoelétricas, do fator de acoplamento piezoelétrico e das perdas relacionadas ao pré-tensionamento mecânico. Os resultados experimentais são comparados com as simulações baseadas em um modelo linear, unidimensional e isento de perdas. Através destas comparações é possível explicar alguns efeitos comportamentais da cerâmica e fornecer informações para um futuro projeto de transdutor de ultra-som.

## **ABSTRACT**

The piezoelectric transducers employed in the generation of high power ultrasound are composed of piezoelectric ceramic and metallic parts. They are mechanically pre-stressed in order to avoid ceramic fracture on tensile forces. The mechanical pre-stressing yields changes in the domains of the ceramic and, consequently, their physical properties and performance are affected. This work shows the variations on the piezoelectric equations coefficients, piezoelectric coupling factor and losses related to mechanical pre-stressing. The experimental results are compared with the simulations based in an uni-dimensional, linear and lossless model. This comparisons help in explaining some effects of the ceramic behaviour and provide information for a future design of high power ultrasound transducer.

# CAPÍTULO I

## INTRODUÇÃO

Os transdutores ultra-sônicos de potência são dispositivos capazes de produzir vibrações mecânicas de pequena amplitude (de centésimos a décimos de milímetro), na faixa de 20 a 100 kHz sob potências de centenas ou até milhares de Watts. Encontram uma vasta gama de aplicações tecnológicas pela ausência de partes móveis e pela relativa facilidade de excitação elétrica. São constituídos de partes ativas (cerâmicas piezoelétricas) e partes passivas (metais) e por isso são chamados de transdutores compostos. O desempenho desses transdutores é afetado por vários fatores como: a estequiometria da cerâmica, o posicionamento da cerâmica no transdutor (DING & NIU, 1983; LeMASTER & GRAFF, 1978), as impedâncias adjacentes (ROSENTHAL & MIKUTEIT, 1959; THURSTON, 1959), as dimensões do transdutor e seus modos de vibração (BALABAEV & IVINA, 1988; LAZUTKIN & MIKHAILOV, 1976) e o tipo de excitação (KINGON *et al*, 1981).

## 1.1) AS CERÂMICAS PIEZOELÉTRICAS

O uso de piezocerâmicas em transdutores de ultra-som de potência tem crescido atualmente (ARNOLD & MÜHLEN, 1992; BINDAL *et al*, 1987; BOUCHER, 1987; GONNARD *et al*, 1987; SMITH & GAZEY, 1984; WILSON, 1987; WOOLLETT, 1962). A relação das vantagens deste uso começa com suas propriedades eletromecânicas: as cerâmicas piezoelétricas possuem fatores de acoplamento eletromecânico (em torno de 0,6) superiores à maior parte dos materiais magnetostritivos. As perdas dielétricas dos materiais piezoelétricos são menores que as dos materiais magnetostritivos (em geral menores que 0,5%), e as perdas mecânicas também são pequenas (menores que 1,5%). Todos esses fatores colaboram para que os transdutores piezoelétricos possuam elevada eficiência. A excitação dos materiais piezoelétricos também é mais fácil que a dos magnetostritivos, por exigirem correntes elétricas menores. Além disso, a facilidade de fabricar cerâmicas com as mais diversas geometrias, tais como barras, placas, discos, anéis e cilindros, ajuda na conexão de peças e na excitação de vários modos de vibração. Usualmente, nas aplicações biomédicas de potência, tais como em litotriptores e aparelhos de fisioterapia, empregam-se discos e anéis cerâmicos ladeados por peças metálicas na conformação de um sanduíche.

A desvantagem no emprego de piezocerâmicas reside na sua fragilidade mecânica em relação às forças de tração (ESAKLUL & GERBERICH, 1980; PISARENKO *et al*, 1985). Este problema normalmente é contornado pela aplicação de um pré-tensionamento compressivo que afasta o ponto de operação do transdutor desta condição de fratura, mas que provoca entretanto modificações nas propriedades físicas das cerâmicas. O processo de

fabricação, juntamente com pequenas variações estequiométricas, também produzem efeitos significativos sobre estas propriedades físicas. Isto implica que mesmo em um único lote de fabricação de cerâmicas podem haver diferenças entre elas. O envelhecimento das cerâmicas provoca alterações de algumas propriedades físicas, especialmente a perda de polarização. Além disso, também foi observado que a aplicação de campos elétricos e mecânicos intensos, ou ainda operação sob temperaturas elevadas, pode acelerar este envelhecimento (MASON, 1955).

O estudo experimental das propriedades físicas das cerâmicas em geral (KINGERY *et al.*, 1976) e especialmente das cerâmicas ferroelétricas (LINES & GLASS, 1977) é feito cristalograficamente através do estudo do mecanismo de chaveamento dos domínios (BERLINCOURT & KRUEGER, 1959; LITTLE, 1955; LUCUTA, 1989; MERZ, 1954; MERZ, 1956). Sérias dificuldades são, no entanto, encontradas na explicação do comportamento dinâmico das cerâmicas, pois os métodos cristalográficos podem ser destrutivos, ou então impossibilitam a observação do chaveamento em altas frequências. Por esses motivos a piezoelectricidade não é explicada de modo definitivo, embora já existam alguns modelos teóricos (ARLT, 1990; TURIK & CHERBANOV, 1977).

A excitação das cerâmicas com pequenos valores de tensão elétrica projeta um comportamento linear previsível pelas equações piezoelétricas (BERLINCOURT *et al.*, 1964). Em transdutores que operam em potências elevadas aparecem efeitos não-lineares de ordem elétrica e mecânica (BEIGE & SCHMIDT, 1982; CAO & EVANS, 1993; CHO & YAMANOUCHI, 1987; TANIMOTO *et al.*, 1993; YUSHIN & BEIGE, 1987) que causam aumento nas perdas de conversão. O estudo desses efeitos tem despertado crescente

interesse no projeto de transdutores (EISNER, 1964). Previsões das conseqüências e limites dos efeitos não lineares no projeto de um transdutor de ultra-som são de grande interesse para o projetista.

A previsão dos efeitos não lineares exige um modelo matemático bastante complexo, sendo que a aplicação deste modelo depende da medida dos coeficientes elásticos, elétricos e piezoelétricos, o que não é tarefa simples. Do ponto de vista prático, fica difícil relacionar um rigoroso modelo baseado na mecânica dos meios contínuos com um aparato dedicado a medidas simples, ao alcance do projetista. Surge então a questão: até que ponto um modelo matemático rigoroso deve ser desenvolvido para atender as necessidades de um projetista prático, ou até que ponto o aparato de medidas deve ser refinado e padronizado para obter uma caracterização da não linearidade dos materiais piezoelétricos?

As respostas certamente passam pela teoria linear da piezoeletricidade por se tratar de um procedimento de maior praticidade, visto que tanto o equacionamento (RISTIC, 1983) como o procedimento experimental (MARTIN, 1963) já estão bem desenvolvidos. Admitindo que os coeficientes das equações piezoelétricas, que são constantes no caso linear, tornam-se dependentes do nível do campo externo aplicado (elétrico ou mecânico), sugere-se, para estudar os efeitos do pré-tensionamento mecânico, o emprego de um modelo de superposição onde um sinal de excitação senoidal é aplicado a uma cerâmica já submetida a uma compressão que previne a fratura mecânica.

## 1.2) O PRÉ-TENSIONAMENTO MECÂNICO

A idéia inicial da aplicação do pré-tensionamento mecânico foi sugerida por MILLER em 1963. Na década de 60, estudos experimentais sobre os efeitos do pré-tensionamento mecânico foram bastante estimulados para projetos de sonares, pois vivia-se a "guerra fria" e as cerâmicas de PZT, recém inventadas, criavam grande expectativa no desenvolvimento de sonares mais potentes que os tradicionais magnetostritivos. Um trabalho de grande relevância sobre o tema foi publicado por KRUEGER numa trilogia que aborda o pré-tensionamento paralelo e perpendicular à polarização, os efeitos da aplicação de tensões mecânicas cíclicas, e da temperatura (KRUEGER, 1967, 1968, 1968a). Outro trabalho bastante significativo (KRUEGER & BERLINCOURT, 1961) associa os efeitos do pré-tensionamento ao comportamento dos domínios (SYRKIN & ÉL'GARD, 1965).

BROWN, 1961, estudou os efeitos da compressão sobre as propriedades dielétricas das cerâmicas. O estudo das pressões em várias direções também é importante no caso de transdutores dos sonares, que operam em grandes profundidades (TIMS, 1981; ZALOGA & MIECIELICA, 1987). Nestes, também é relevante a condição de fortes impactos (DICK & VORTHMAN, 1978; ESAKLUL & GERBERICH, 1980; BAUER *et al*, 1980).

O presente trabalho é voltado a transdutores compostos que recebem o pré-tensionamento mecânico através do aperto de um ou mais parafusos ao longo do eixo longitudinal. Dessa forma pode-se considerar que tais transdutores operam sob pressões unidimensionais como nos casos descritos por MEEKS & TIMME, 1975 e por NISHI, 1966. Estes trabalhos entretanto são limitados a análises estáticas ou a experimentos onde a

excitação elétrica ocorre em frequências muito baixas (em torno de 1 kHz) e bem afastadas das frequências de ressonância, e carecem da elaboração de um modelo matemático que possa prever os efeitos do pré-tensionamento.

Neste trabalho procura-se abordar o problema dinamicamente, ou seja, em termos do fator de acoplamento piezoelétrico efetivo, das frequências de ressonância e anti-ressonância (ARNOLD *et al*, 1994a) e das perdas mecânicas, uma vez que estes fatores contribuem significativamente para a avaliação do comportamento dos transdutores (BERLINCOURT *et al*, 1964).

### 1.3) ESTUDO DA PIEZOELETRICIDADE

No capítulo II é feita uma revisão sobre a fenomenologia e a teoria da piezoeletricidade, visto que as variações comportamentais do transdutor com o pré-tensionamento devem ser atribuídas às modificações nas estruturas internas das cerâmicas. Desde a descoberta da piezoeletricidade, e principalmente após o advento das cerâmicas polarizadas nos anos 50, o estudo dos transdutores piezoelétricos tem-se conduzido através da elaboração de modelos simples e do levantamento das características físicas dos diversos tipos de cerâmica sob várias condições de trabalho, especialmente sob regime estático. No estudo da piezoeletricidade duas áreas distintas merecem atenção: a cristalografia (MERZ, 1954; MERZ, 1956) onde interessam as distribuições e os efeitos nos domínios das cerâmicas do ponto de vista microscópico, e os modelos, onde os efeitos macroscópicos podem ser

analisados e previstos baseados nas leis da mecânica e da eletricidade (BERLINCOURT *et al*, 1964, LJAMOV, 1972, BRISSAUD, 1991) ou através de circuitos elétricos equivalentes (MASON, 1948).

#### 1.4) MODELAGEM

O capítulo III trata dos modelos piezoelétricos. Atualmente existem duas correntes para o estudo dos modelos: uma buscando, por interpretação analítica, descrever o comportamento do transdutor em duas ou três dimensões, e outra que, aproveitando a grande evolução dos computadores, leva à análise para o lado mais prático, e através de métodos numéricos poderosos executa projetos de transdutores. O pouco entendimento que existe a respeito dos mecanismos de chaveamento dos domínios nos materiais ferroelétricos e a complexidade da resolução analítica de problemas mecânicos faz com que na maior parte das vezes o comportamento mecânico e elétrico dos cristais piezoelétricos seja descrito com o auxílio de circuitos elétricos equivalentes. A grande vantagem do uso desses circuitos é o avançado estado de desenvolvimento da teoria de malhas, onde grande parte dos problemas já está resolvida. O modelo elétrico de maior aceitação atualmente é o modelo de Mason, que foi proposto nos anos 40 (MASON, 1948), baseado nas equações piezoelétricas lineares e livres de perdas (BERLINCOURT *et al*, 1964; KAZYS, 1976; MASON, 1948; SHUYU, 1994).

No capítulo III, será desenvolvido um modelo matemático que simula o efeito uni-

dimensional do pré-tensionamento com o objetivo de averiguar analiticamente quais são os fatores mais significativos no comportamento dos transdutores. A partir deste modelo foram obtidas algumas leis empíricas que relacionam os coeficientes elétricos, mecânicos e piezoelétricos com o pré-tensionamento visando obter expressões simplificadas que ajudem a estabelecer parâmetros úteis para o projeto dos transdutores de ultra-som submetidos a pré-tensionamentos.

### **1.5) MATERIAIS, MÉTODOS E RESULTADOS**

Nos trabalhos dirigidos a projetos, a avaliação do comportamento macroscópico é da maior importância, e para tal, métodos de medidas devem ser conduzidos dentro do rigor exigido na concepção do modelo. Na maior parte dos casos, estas medidas são feitas estaticamente e apoiadas em modelos uni-dimensionais. No capítulo IV é apresentada uma ampla discussão sobre este tipo de medida e suas metodologias. Maiores detalhes sobre as medidas em piezocerâmicas são encontradas em (IEEE, 1966; IEEE, 1978; IRE, 1958; IRE, 1961; KIM & YU, 1993; MARTIN, 1963; MASON & JAFFE, 1955).

Além das medidas em cerâmicas isoladas, as medições em transdutores submetidos a campos externos (elétricos ou mecânicos) é de grande utilidade para fins tecnológicos. A aplicação de campos elétricos atualmente não apresenta grande interesse em função do encarecimento do projeto dos transdutores, entretanto foi muito estudada nas décadas de 50 e 60 (BAERWALD & BERLINCOURT, 1953; BERLINCOURT & KRUEGER, 1959).

Os resultados experimentais e das simulações encontram-se nos capítulos V e VI respectivamente. Com os resultados apresentados pode-se dizer que a proposta de modelar o transdutor uni-dimensionalmente com equações lineares e isentas de perdas (WOOLLETT & LeBLANC, 1973) é válida com algumas reservas pois certas variações nas frequências de ressonância e anti-ressonância não puderam ser simuladas somente com modificações dos parâmetros do modelo linear. Entretanto, com as simulações pode-se ter uma boa noção das modificações das características físicas que ocorrem nas cerâmicas quando são submetidas a compressões.

No capítulo VII discute-se os resultados comparando-os com os dados das simulações do modelo. Nesta discussão propõe-se uma explicação aos efeitos do pré-tensionamento na cerâmica e avalia-se o modelo proposto.

O capítulo VIII apresenta as conclusões do trabalho. São apresentadas e comentadas as modificações dos parâmetros físicos das cerâmicas relativos ao pré-tensionamento que podem ser úteis no projeto de um transdutor. No final deste capítulo são dadas sugestões para trabalhos futuros.

## **1.6) OBJETIVOS**

Os objetivos deste trabalho são:

- a) investigar o efeito do pré-tensionamento mecânico em transdutores piezoelétricos.
- b) verificar como os coeficientes elástico, dielétrico e piezoelétrico relativos ao eixo

longitudinal das cerâmicas variam com o pré-tensionamento.

c) obter estes coeficientes através de um método experimental rápido e objetivo.

d) desenvolver um modelo uni-dimensional e simples que inclua os efeitos do pré-tensionamento.

e) obter informações acerca do pré-tensionamento que possam ser úteis no projeto de transdutores ultra-sônicos de potência.

## **CAPÍTULO II**

### **PIEZOELÉTRICIDADE**

#### **2.1) INTRODUÇÃO**

Piezoelétricidade é a propriedade que alguns materiais possuem de adquirir polarização elétrica quando submetidos a tensões mecânicas externas ou, o efeito reverso, de deformarem-se quando sujeitos a campos elétricos externos. Estes processos são lineares e portanto diferem da eletrostrição, em que a deformação é proporcional ao quadrado do campo elétrico.

Nem todos os materiais piezoelétricos são ferroelétricos, mas todos os ferroelétricos são piezoelétricos. As cerâmicas piezoelétricas de PZT (uma combinação de óxidos e sais de chumbo, zircônio e titânio) envolvidas neste estudo são ferroelétricas. Logo, o entendimento das propriedades físicas das mesmas é de grande importância para a compreensão do funcionamento de um transdutor.

De maneira simplificada, a piezoelectricidade pode ser explicada com ajuda das figuras 2.1a, 2.1b e 2.1c (RISTIC, 1983): no caso (a) vê-se a representação de uma molécula dipolar componente do material piezoelétrico, onde os círculos representam os átomos com cargas elétricas (+ ou -) e a mola a força elástica de interação; em (b) aparece um agrupamento dessas moléculas constituindo um cristal hipotético. Pode-se observar que a diferença de potencial entre um ponto bem distante e o centro O é nula. Finalmente em (c) tem-se a ação de uma força mecânica  $F$  sobre o cristal, que provoca o deslocamento do centro O e dessa forma gera uma diferença de potencial em relação a um ponto afastado. Também é observado o efeito reverso, a aplicação de uma diferença de potencial produz deformação da célula. A relação entre as forças de Coulomb e elástica determinam a piezoelectricidade numa célula. Em condições macroscópicas, isto é percebido através das medidas de grandezas mecânicas e elétricas, como por exemplo a deformação e a polarização elétrica.

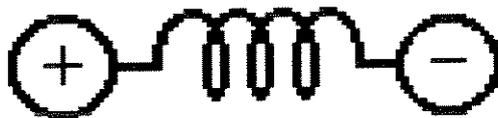


Figura 2.1a. Representação esquemática de uma molécula dipolar.

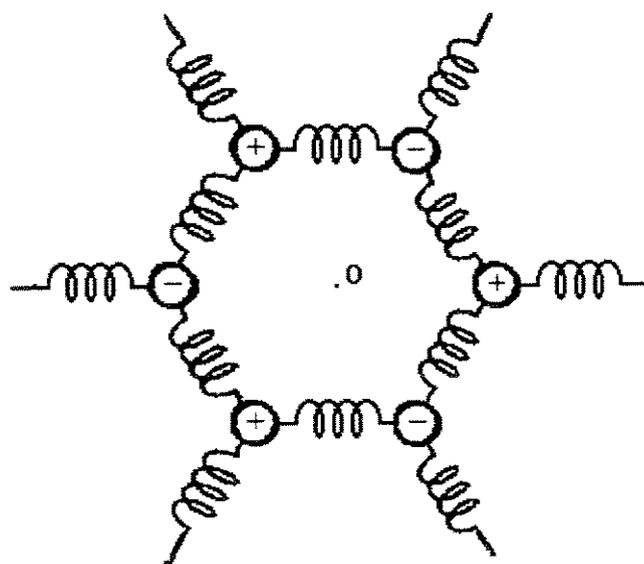


Figura 2.1b. Representação esquemática de um cristal.

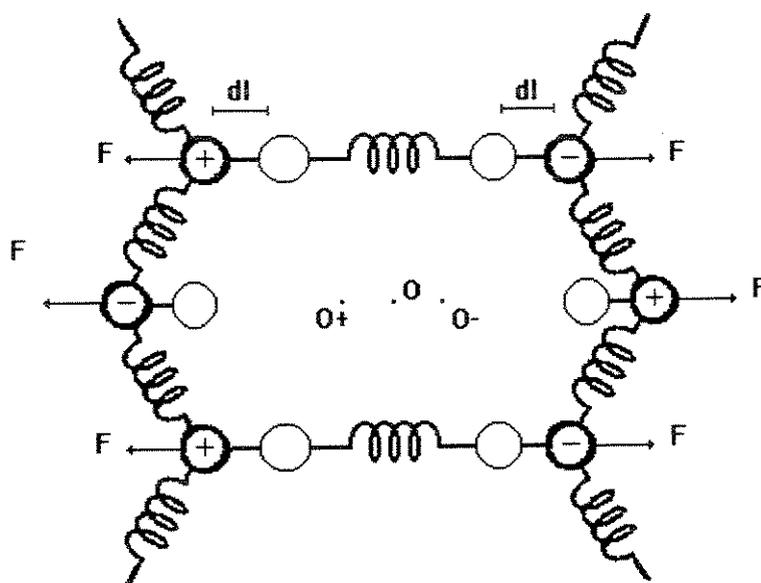


Figura 2.1c. Representação esquemática de um cristal com centro elétrico deslocado.

## 2.2) DEFINIÇÃO DE FERROELETRICIDADE

A ferroeletricidade (LINES & GLASS, 1977) foi descoberta em 1921 por Valasek no sal de Rochelle. Hoje são conhecidos em torno de 100 materiais ferroelétricos. São materiais sólidos e não metálicos que apresentam polarização elétrica espontânea que pode ser revertida pela aplicação de um campo elétrico adequado. Este processo é conhecido como chaveamento e é acompanhado de histerese.

As propriedades físicas de um material ferroelétrico estão basicamente relacionadas à composição química do mesmo (EYRAUD, 1987; EYRAUD *et al*, 1984). Dependendo da concentração dos componentes, as propriedades físicas podem variar largamente em função das variações nas classes cristalográficas (RISTIC, 1983). A simetria do cristal também é de grande importância, visto que das 32 classes cristalográficas conhecidas somente algumas podem ser piezoelétricas. Os cristais que possuem simetria central não podem exibir polarização finita, logo não podem ser piezoelétricos. Há 21 classes cristalográficas que não possuem simetria central, das quais 20 são piezoelétricas. O efeito da simetria se traduz também para as condições macroscópicas como estabelece o princípio de Neumann: "Os elementos de simetria de qualquer propriedade física de um cristal devem incluir os elementos de simetria de qualquer classe cristalográfica". Portanto o conhecimento da classe cristalográfica é suficiente para mostrar quais propriedades físicas um cristal pode conceber. Logo, modificações nas classes cristalográficas conduzem a alterações das propriedades físicas do cristal, como por exemplo, a polarização elétrica.

O mecanismo de modificação destas propriedades é baseado na constituição do

material. Os materiais piezoelétricos são constituídos de grãos, que possuem regiões ordenadas de mesma polarização chamadas domínios. A diferença entre os domínios e os grãos é que os domínios não interrompem a rede cristalina. A passagem de um domínio para o outro não modifica a rede do cristal, apenas causa distorção na parede de domínio.

As paredes de domínio são estruturas que delimitam os domínios, logo quando um material ferroelétrico é submetido a algum esforço de ordem elétrica ou mecânica as mesmas se movem. Uma parede de domínio de espessura zero não é uma boa aproximação para algo que tem a habilidade de mover-se dentro de uma estrutura cristalina. Mais aceitável é considerar uma estrutura com volume cuja energia total seria minimizada com respeito às variáveis que determinam a espessura da parede.

O comportamento geral de um cristal é dependente do ordenamento dos domínios, que por sua vez sofrem influência da temperatura e de campos elétricos e mecânicos externos. Este comportamento é descrito pela somatória dos efeitos de cada domínio do cristal.

As modificações nas estruturas dos domínios também ocorrem em função da aplicação de campos elétricos e forças de compressão, pois estes influem na estrutura e na extensão dos domínios. Estes efeitos relacionam-se com os movimentos das paredes de domínio, fazendo com que em corpos anisotrópicos qualquer propriedade possa se modificar.

A condição de equilíbrio das paredes de domínio ocorre em lugares geométricos do cristal em que exista um valor mínimo de energia livre. O cálculo dessas energias livres nas estruturas concebíveis deve incluir variáveis como orientações, tamanhos, contornos e números de domínios, espessuras e orientações das paredes; portanto, com um número tão

grande de variáveis, o cálculo torna-se impraticável. Logo, o arranjo geométrico das paredes de domínio de um cristal submetido a condições externas dadas pode ser de difícil previsão.

Em situações reais, além desses fatores existem também cargas livres que podem criar campos despolarizantes que atuam contrários às cargas de polarização. As cargas móveis são representadas pela mobilidade elétrica definida pelo produto da resistividade pela permissividade, e caracterizam a eletrocondutibilidade do material. Uma parede de domínio que não está na sua posição de equilíbrio pode mover-se para ela devido ao efeito dessas cargas móveis e assim alcançar energia de polarização nula. Outra forma de influência que estas paredes podem sofrer vem do divergente de cargas externas (cargas que se acumulam na face do cristal), que também pode compensar as cargas móveis. Isto facilita a passagem de carga pelo cristal tornando a isolamento elétrica do mesmo imperfeita.

Tanto a polarização como a eletrocondutibilidade estão relacionadas ao movimento de partículas eletricamente carregadas do dielétrico no espaço, e que apresentam algumas diferenças, relacionadas na tabela abaixo:

Polarização	Eletrocondutibilidade
movimento de cargas ligadas a determinadas moléculas do material em pequenas distâncias.	movimento de cargas livres que podem percorrer grandes distâncias.
ocorre em todas as moléculas do material.	ocorre devido à presença de impurezas.
processo elástico.	não é um processo elástico.
só aparece corrente elétrica quando há variações do campo elétrico.	desde que haja um campo elétrico aparece corrente.

Outro fator importante na configuração dos domínios são as forças elásticas entre os domínios. Estas forças influem no agrupamento dos domínios pois a resposta a forças externas depende de como se dá o arranjo geométrico dos mesmos.

Como pode ser visto, o processo de conversão eletromecânica não é simples por causa do grande número de variáveis envolvidas, da complexa organização dos grãos das cerâmicas e da existência de defeitos nos materiais reais (criam regiões diferenciadas no material, contribuindo para o aumento das perdas elétricas e mecânicas). A piezoeletricidade até hoje não é explicada de modo satisfatório, por isso a previsão de modificações das características físicas das cerâmicas nos transdutores é dificultada.

### **2.2.1) CRISTAIS REAIS**

Além dos processos citados anteriormente, os cristais reais apresentam imperfeições que influem nas suas propriedades físicas. Estas imperfeições podem ser pontuais, lineares ou superficiais e são caracterizadas pela ausência de átomos na rede (vacância), pela presença de impurezas e outros defeitos.

Através de alguns modelos de estudo dos defeitos estruturais pode-se descrever de modo simplificado a influência dos defeitos sobre os momentos de dipolo em um material piezoelétrico. Um defeito possui um momento de dipolo  $\mu$  associado a ele por

$$\mu' = \mu_d + K \frac{\Delta \mu'}{\Delta x} \quad (2.1)$$

onde

$\mu_d$  é o momento de dipolo em um sítio sem defeito e

$K \Delta \mu' / \Delta x$  é o efeito do deslocamento das cargas nas vizinhanças do defeito.

Como a polarização macroscópica  $[P]$  é linearmente proporcional ao momento de dipolo,

$$\mu' = NP \quad (2.2)$$

onde  $N$  é a concentração dos defeitos dada pelo número de defeitos por volume.

A equação (2.1) pode ser escrita como

$$P = P_d + NK \frac{\partial P}{\partial x} \quad (2.3)$$

Pela equação (2.3), a polarização em um dado ponto do material depende da polarização em um cristal ideal  $P_d$  e da contribuição dos defeitos ao redor do mesmo. A magnitude destes efeitos é difícil de ser estimada pois não se sabe se as condições são mecanicamente compatíveis e previsíveis, o grau de deformação do cristal dependente da natureza do defeito, da sua posição no cristal e da interação entre os defeitos.

Os processos de mudanças das propriedades dos materiais discutidos até aqui ocorrem em materiais homogêneos, em que todas as alterações ocorrem simultaneamente em todos os pontos. Entretanto, na prática isto não é verificado: o processo de chaveamento dos dipolos quando o cristal ferroelétrico é submetido a um campo elétrico não ocorre homogeneamente, mas sim por nucleação e crescimento. A nucleação é o processo em que

um material tem seus dipolos revertidos em função da presença de alguma irregularidade local que favorece a formação de outros domínios. O crescimento ocorre após a nucleação e caracteriza-se pela reversão dos domínios pelo movimento das paredes de domínio. A ocorrência destes processos não é instantânea: existe um tempo de relaxação, que provoca a histerese, característica dos cristais ferroelétricos.

### 2.2.2) AS CERÂMICAS

Desde a descoberta da piezoelectricidade em cristais naturais de quartzo em 1880, muita pesquisa tem sido dedicada ao crescimento de cristais destinados a aplicações tecnológicas.

As cerâmicas piezoelétricas começaram a ser fabricadas na década de 50 quando foi descoberta a capacidade de polarizar determinados materiais. Até então, os transdutores eram feitos de cristais naturais como o quartzo, que possuem a desvantagem de ter um processo de fabricação mais delicado e capacidade de conversão inferior à das cerâmicas.

As cerâmicas usadas neste estudo e empregadas frequentemente em transdutores de ultra-som são de PZT. Dependendo da aplicação, sua composição é alterada por variações na estequiometria e pela inclusão de dopantes e impurezas. As cerâmicas, após a sinterização, sofrem um processo de polarização que consiste na elevação da temperatura até próximo à temperatura de Curie e da aplicação de um forte campo elétrico CC (20 kV/cm) enquanto a temperatura cai lentamente. Este processo faz com que grande parte

dos domínios se alinhe, tornando a cerâmica ferroelétrica. A temperatura de Curie é característica de cada material, e define o valor a partir do qual ocorre sua despolarização e a consequente perda da piezoeletricidade.

O PZT é material mais usado, pois apresenta temperatura de Curie elevada, da ordem de 400 °C. Esta característica favorece seu uso em aplicações de potência.

Os principais problemas da física das piezocerâmicas de PZT podem ser resumidos em:

#### 1 - Propriedades do cristal de domínio único:

O efeito piezoelétrico no cristal genuíno é determinado pela composição química e pela classe cristalográfica.

#### 2 - Comportamento das paredes de domínio sob a influência de campos elétricos e mecânicos e contribuição do movimento destas paredes para a piezoeletricidade e deformações elásticas;

As composições do tipo do PZT apresentam movimentos de paredes de domínio de 90° e 180° como mostram as figuras 2.2a e 2.2b. O movimento dessas paredes contribuem para alterações nas propriedades físicas da cerâmica. Os movimentos de paredes de 180° produzem modificações somente nas propriedades dielétricas, enquanto que os movimentos de paredes de 90° modificam os parâmetros dielétricos, elásticos e piezoelétricos.

#### 3 - Coexistência de outras classes cristalográficas nos grãos da cerâmica.

Em particular, no PZT, observa-se a presença de fases tetragonais e trigonais em um único grão. Isto pode produzir interferência destrutiva no processo piezoelétrico da cerâmica.

4 - Interação entre os grãos da cerâmica;

5 - Influência de dopantes.

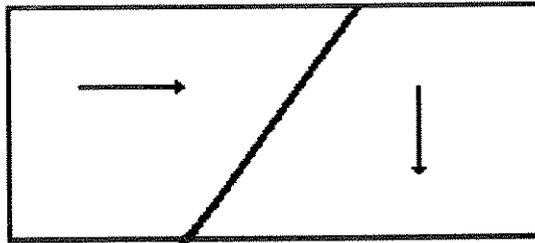


Figura 2.2a. Domínios de 90°.

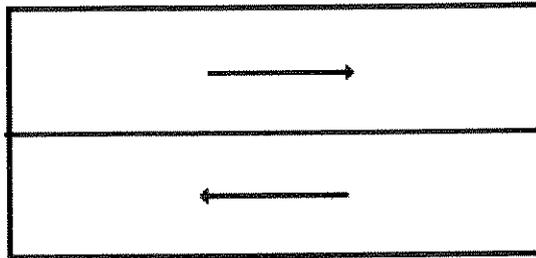


Figura 2.2b. Domínios de 180°.

### 2.3) AS EQUAÇÕES PIEZOELÉTRICAS

As equações piezoelétricas relacionam as grandezas mecânicas e elétricas envolvidas no processo de conversão piezoelétrica do ponto de vista macroscópico. Essas grandezas são a deformação  $S$  (adimensional), a tensão mecânica  $T$  (em  $\text{N/m}^2$ ), o campo elétrico  $E$  (em

$N/C$ ) e o deslocamento elétrico  $D$  (em  $C/m^2$ ). Através das equações piezoelétricas é possível determinar quantitativamente o comportamento das cerâmicas piezoelétricas.

As equações piezoelétricas são obtidas através da primeira lei da termodinâmica. No caso do efeito piezoelétrico costuma-se usar uma grandeza chamada entalpia  $H$  (em J). A entalpia caracteriza o estado de um sistema em função da energia interna  $U$  e do trabalho realizado  $W$ . A equação da entalpia em um processo piezoelétrico é escrita como

$$H = U + TS - ED \quad (2.4)$$

Quando o estado de um sistema é alterado, a entalpia varia em função das grandezas que a determinam. Variações infinitesimais de  $H$  de um processo piezoelétrico são descritas ao derivar a equação (2.4)

$$dH = TdS - EdD \quad (2.5)$$

onde

$$T = \frac{\partial H}{\partial S}$$

e

$$E = \frac{\partial H}{\partial D}$$

A escolha das variáveis dependentes e independentes depende do trabalho que será realizado no sistema. Por exemplo, pode-se assumir que:

$$T = T(S, D) \quad \text{e} \quad E = E(S, D)$$

Para pequenos campos, usa-se a expansão por série de Taylor

$$T = \left(\frac{\partial T}{\partial S}\right)_E S + \left(\frac{\partial T}{\partial E}\right)_S E \quad (2.6)$$

$$D = \left(\frac{\partial D}{\partial S}\right)_E S + \left(\frac{\partial D}{\partial E}\right)_S E \quad (2.7)$$

As derivadas parciais são escritas na forma de coeficientes que são obtidos fixando-se algumas variáveis, isto é mantendo-se certas grandezas nulas. Por exemplo, para campo elétrico nulo ( $E=0$ ) define-se  $c^E$  e  $e^E$  como:

$$c^E = \left(\frac{\partial T}{\partial S}\right)_E \quad (2.8.1)$$

e

$$e^E = \left(\frac{\partial D}{\partial S}\right)_E \quad (2.8.2)$$

ou então, para deformação constante ( $S=0$ ) tem-se  $e^S$  e  $\epsilon^S$ :

$$e^S = \left(\frac{\partial T}{\partial E}\right)_S \quad (2.8.3)$$

e

$$\epsilon^S = \left(\frac{\partial D}{\partial E}\right)_S \quad (2.8.4)$$

Assim, as equações (2.6) e (2.7) podem ser reescritas da seguinte forma:

$$T=c^E S - eE \quad (2.9)$$

$$D=eS + \epsilon^S E \quad (2.10)$$

Usando argumentos similares, mas trocando as variáveis dependentes e independentes, pode-se escrever as equações piezoelétricas em formas alternativas segundo os pares (2.11) e (2.12); (2.13) e (2.14); (2.15) e (2.16):

$$S=s^E T + dE \quad (2.11)$$

onde

$$s^E = \left( \frac{\partial S}{\partial T} \right)_E$$

$$d = \frac{\partial S}{\partial E}$$

$$D=dT + \epsilon^T E \quad (2.12)$$

onde

$$\epsilon^T = \left( \frac{\partial D}{\partial E} \right)_T$$

$$S=s^D T + gD \quad (2.13)$$

onde

$$s^D = \left( \frac{\partial S}{\partial T} \right)_D$$

$$g = \left( \frac{\partial S}{\partial D} \right)$$

$$E = -gT + \beta^T D \quad (2.14)$$

onde

$$\beta^T = \left( \frac{\partial E}{\partial D} \right)_T$$

$$T = c^D S - hD \quad (2.15)$$

onde

$$c^D = \left( \frac{\partial T}{\partial S} \right)_D$$

$$h = \left( \frac{\partial T}{\partial D} \right)$$

$$E = -hS + \beta^S D \quad (2.16)$$

onde

$$\beta^S = \left( \frac{\partial E}{\partial D} \right)_S$$

Embora qualquer par de equações possa descrever o comportamento de uma cerâmica piezoelétrica, na maior parte dos casos é conveniente escolhê-las com base nas condições de operação da cerâmica e das suas características geométricas. Neste estudo serão usadas as equações (2.15) e (2.16) que colocam a tensão mecânica e o campo elétrico como variáveis dependentes. Esta forma, por exemplo, é a mais interessante para o modo

de vibração espessura (descrito no capítulo III) (MEEKER, 1972) onde a tensão mecânica é considerada nula nas superfícies da cerâmica.

Uma vez que as cerâmicas são materiais anisotrópicos, suas propriedades físicas manifestam-se diferentemente dependendo da direção escolhida, logo nem sempre é adequado escrever as equações no modo escalar, como feito em (2.15) e (2.16), mas sim com notação tensorial. As equações piezoelétricas passam agora a ser equações matriciais em que as grandezas  $S$ ,  $T$ ,  $E$  e  $D$  são matrizes colunas e a relação entre elas é estabelecida por uma matriz determinada pelas características da classe cristalográfica do material piezoelétrico (HOLLAND & EERENISSE, 1969).

$$T_{jk} = c_{jklm}^D S_{lm} - h_{jka} E_a \quad (2.17)$$

$$E_i = -h_{ijk} S_{jk} + \beta_{ij}^S D_j \quad (2.18)$$

Os índices  $i, j, k, l$  e  $m$  fazem parte da notação tensorial (RISTIC, 1983; SYMON, 1982) e representam as direções em que uma dada grandeza física se manifesta.

Como exemplo do significado físico de um tensor, a seguir é descrito o tensor tensão mecânica. Considerando uma força  $dF$  atuando não perpendicularmente sobre a superfície um pequeno cubo, ela pode ser dividida em componentes  $dF_x$ ,  $dF_y$  e  $dF_z$  e sua resultante  $dF$  atua no elemento de área  $A_x = yz$  conforme mostra a figura 2.3.

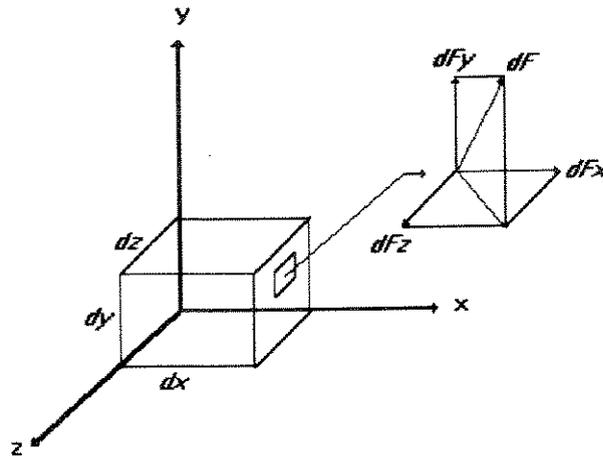


Figura 2.3. A força  $dF$  atuando sobre a face de um cubo pequeno.

Os componentes do tensor de tensão mecânica originados por esta força são escritos como

$$T_{xx} = \frac{dF_x}{dA_x}$$

$$T_{yx} = \frac{dF_y}{dA_x}$$

$$T_{zx} = \frac{dF_z}{dA_x}$$

Por definições similares obtém-se os demais tensores que atuam em  $dA_y = dx dz$  e  $dA_z = dx dy$  como sendo  $T_{xy}$ ,  $T_{yy}$ ,  $T_{zy}$  e  $T_{xz}$ ,  $T_{yz}$ ,  $T_{zz}$  respectivamente. Estes tensores são representados matricialmente por  $[T_{ij}]$ :

As tensões mecânicas podem ser extensionais se  $i=j$  ( $T_{ij} > 0$  (expansão) e  $T_{ij} < 0$  (compressão)) ou de cisalhamento se  $i \neq j$ .

$$[T_{ij}] = \begin{bmatrix} T_{xx} & T_{xy} & T_{xz} \\ T_{yx} & T_{yy} & T_{yz} \\ T_{zx} & T_{zy} & T_{zz} \end{bmatrix} \quad (2.19)$$

Essa notação de tensores normalmente é abreviada segundo a tabela

<i>ij</i> ou <i>kl</i>	<i>I</i> ou <i>J</i>
<i>xx</i>	1
<i>yy</i>	2
<i>zz</i>	3
<i>yz</i> ou <i>zy</i>	4
<i>xz</i> ou <i>zx</i>	5
<i>xy</i> ou <i>yx</i>	6

e a matriz dos tensores para a ser representada por uma matriz coluna  $[T_i]$

$$[T_i] = \begin{bmatrix} T_1 \\ T_2 \\ T_3 \\ T_4 \\ T_5 \\ T_6 \end{bmatrix} \quad (2.20)$$

Neste trabalho será usado somente o tensor  $T_{zz} = \partial F_z / \partial A_z$  pois o interesse é nas forças extensionais ao longo do eixo  $z$ . Este tensor é representado pela notação reduzida por  $T_3$ .

Portanto, o tensor tensão mecânica  $T_3$  é a razão dos componentes da força e da normal da área na direção do eixo  $z$ .

De agora em diante será adotada a notação reduzida; assim os eixos ortogonais  $x, y$  e  $z$  serão representados por  $x_1, x_2$  e  $x_3$  respectivamente.

As outras grandezas físicas envolvidas no efeito piezoelétrico, a deformação  $S$ , o campo elétrico  $E$  e o deslocamento elétrico  $D$  também são descritas por tensores. Maiores detalhes sobre este assunto podem ser encontrados em (RISTIC, 1983). O tensor  $S_3$  é a razão do componente de variação da distância deslocada  $u$  de uma partícula do meio pela sua posição original no eixo  $z$  em relação a um centro de referência. Os tensores  $T_3$  e  $S_3$  são tensores de segunda ordem pois são simétricos ( $T_{ij} = T_{ji}$  e  $S_{ij} = S_{ji}$ ).

$E_3$  e  $D_3$  são tensores de primeira ordem ou simplesmente componentes dos vetores  $E$  e  $D$  respectivamente, pois trata-se da razão entre uma grandeza vetorial e uma escalar. O tensor  $E_3$  é definido pela razão da componente da força elétrica no eixo  $z$  em relação à carga  $Q$ . O tensor  $D_3$  representa a carga  $Q$  que se desloca na direção da normal à superfície  $xy$ .

#### 2.4) DEFINIÇÃO DOS COEFICIENTES DAS EQUAÇÕES PIEZOELÉTRICAS

A relação entre os tensores definidos na seção 2.3 é feita pelos coeficientes das equações piezoelétricas que também são tensores. As duas matrizes  $6 \times 1$  dos tensores  $T$  e  $S$  são relacionadas através da equação matricial:

$$[T_j] = [c_{ij}][S_j] \quad (2.21)$$

onde

$c_{ij}$  é a matriz dos coeficientes elásticos (tensores de quarta ordem).

Os tensores  $E$  e  $D$  (matrizes  $3 \times 1$ ) são associados através da equação matricial:

$$[E_i] = [\beta_{ij}][D_j] \quad (2.22)$$

onde

$\beta_{ij}$  é a matriz dos coeficientes dielétricos (tensores de segunda ordem).

Entre tensores mecânicos ( $T$  e  $S$ ) e elétricos ( $E$  e  $D$ ) a relação se dá através de matrizes  $3 \times 6$  ou  $6 \times 3$  dependendo da matriz que será multiplicada. Assim te-se:

$$[T_j] = [h_{ji}][D_i] \quad (2.23)$$

ou

$$[E_i] = [h_{ij}][S_j] \quad (2.24)$$

onde

$h_{ij}$  e  $h_{ji}$  são a matriz e a matriz inversa dos coeficientes piezoelétricos respectivamente.

#### 2.4.1) COEFICIENTE ELÁSTICO

Dependendo da classe cristalográfica, um cristal pode apresentar determinados tipos de deformações quando sujeito a tensões mecânicas externas (GERSON, 1960; GERSON

*et al*, 1961). As relações entre tensões e deformações é descrita por um conjunto de coeficientes que formam a matriz elástica do cristal (BERLINCOURT *et al*, 1964; RISTIC, 1983).

Neste estudo, por se estar abordando as vibrações ao longo do eixo longitudinal (habitualmente definido como eixo 3) das cerâmicas, será focalizado um dos elementos da matriz dos coeficientes elásticos,  $c_{33}^D$ , que corresponde à relação entre a tensão mecânica aplicada ao eixo 3 e sua respectiva deformação no mesmo eixo, com deslocamento de cargas constante (nulo).

#### 2.4.2) COEFICIENTE DIELÉTRICO

As mesmas ponderações sobre classe cristalográfica feitas para os coeficientes elásticos também são válidas aqui. O coeficiente dielétrico empregado na equação (2.18),  $\beta_{33}^S$ , corresponde à relação entre o campo elétrico aplicado no material segundo o eixo 3 e o deslocamento elétrico no mesmo eixo com deformação constante. O conjunto dos coeficientes  $\beta$  determina uma matriz dielétrica, cuja matriz inversa resulta na matriz dos coeficientes de permissividade elétrica  $\epsilon$ .

### 2.4.3) COEFICIENTE PIEZOELÉTRICO

Da mesma forma que os coeficientes elásticos e dielétricos, os coeficientes piezoelétricos também dependem das características das células que formam o cristal.

Os coeficientes piezoelétricos são definidos por derivadas parciais de uma grandeza mecânica em relação a uma elétrica, ou vice-versa.

A constante piezoelétrica  $h_{33}$  representa a relação entre a tensão mecânica aplicada e o deslocamento elétrico, ou a relação entre o campo elétrico aplicado e a deformação resultante no eixo 3.

### 2.4.4) FATOR DE ACOPLAMENTO PIEZOELÉTRICO

Os fatores de acoplamento piezoelétrico,  $k_{ij}$ , são coeficientes adimensionais que relacionam a energia convertida e a energia entregue à cerâmica. São o resultado de combinações de coeficientes elásticos, dielétricos e piezoelétricos. Esses fatores descrevem, para um dado material piezoelétrico e em um dado modo de vibração, a conversão de energia elétrica ou mecânica quando ocorre realização de trabalho mecânico ou elétrico no material respectivamente. Por envolver transferência de energia, os fatores de acoplamento são mais frequentemente empregados na prática dos projetos de transdutores, pois podem fornecer informações que levem à determinação do rendimento da cerâmica em um dado modo de vibração.

O significado físico do fator de acoplamento piezoelétrico  $k_{33}$  é mostrado nas figuras 2.4 e 2.5, onde foi usada uma cerâmica com eixo polar perpendicular às faces dos eletrodos. No caso da figura 2.4, essa cerâmica foi submetida a uma tensão mecânica compressiva linearmente crescente em relação ao tempo na direção deste eixo (eixo 3)  $T_3$ , o que provoca a deformação  $S_3$ . Se durante este processo a cerâmica está curto-circuitada, o campo elétrico se mantém nulo, assim a energia  $W1 + W2$  é devida ao trabalho de deformação do material. Antes de remover a tensão compressiva  $T_3$ , é colocada uma carga elétrica entre os eletrodos da cerâmica. Quando a compressão é removida, a deformação cede até a posição inicial realizando trabalho  $W1$  sobre a carga elétrica. Vê-se, portanto, que parte da energia acumulada não foi aproveitada, assim, pode-se estabelecer o fator de acoplamento piezoelétrico que relaciona a energia convertida com o trabalho total que foi realizado no sistema como segue:

$$k_{33}^2 = \frac{W1}{W1+W2} \quad (2.25)$$

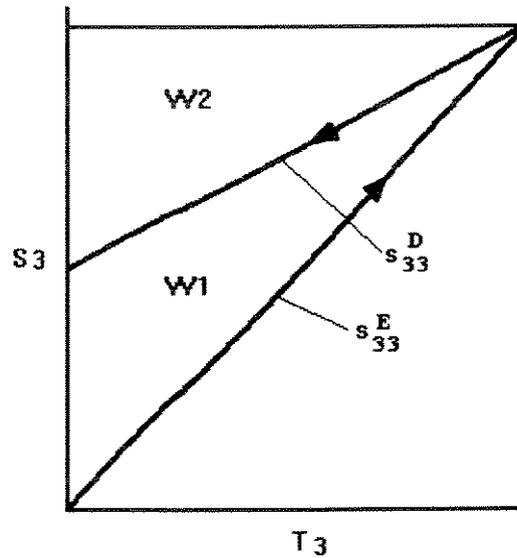


Figura 2.4. Ilustração gráfica da conversão de energia de uma fonte mecânica em trabalho elétrico.

Na figura 2.5, essa razão dos trabalhos realizados também pode ser observada em um sistema onde a cerâmica é excitada eletricamente. Uma cerâmica mecanicamente livre é submetida a um campo elétrico  $E_3$  e desloca cargas realizando trabalho  $W_1 + W_2$ .

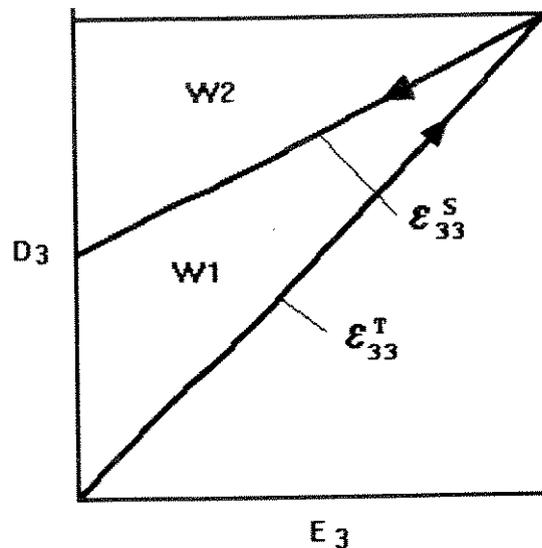


Figura 2.5. Ilustração gráfica da conversão de energia de uma fonte elétrica em trabalho mecânico.

Em seguida a cerâmica é bloqueada mecanicamente e o campo elétrico é removido. Então, sob deformação constante, a cerâmica retorna ao seu estado elétrico inicial realizando o trabalho  $W1$ . Assim, a razão entre os trabalhos é a mesma que a dada pela equação (2.25).

O fator de acoplamento piezoelétrico não deve ser visto como um índice de eficiência da cerâmica, mas como uma razão de conversão de energia. Em situações dinâmicas, quando a cerâmica é submetida a tensões elétricas alternadas e vibra na sua frequência de ressonância mecânica, a capacidade de conversão é menor, pois a energia é distribuída para outros modos de vibração.

A diminuição do fator de acoplamento em situações dinâmicas é atribuída presumivelmente a restrições mecânicas da estrutura da cerâmica que causam diferentes

distribuições dos campos elétricos e mecânicos ao longo do material piezoelétrico. Estas restrições são ainda maiores no caso de transdutores compostos, nos quais as massas e amortecedores adjacentes participam do processo eletromecânico. A incompatibilidade mecânica, devida a defeitos na estrutura da cerâmica, também contribui para a perda no fator de acoplamento piezoelétrico. O fato de se ter diferentes estruturas vibrando no interior da cerâmica provoca interferência de ondas que conduzem a um aproveitamento insatisfatório de energia. Assim, na prática, define-se o fator de acoplamento piezoelétrico efetivo que é tomado dinamicamente através das frequências de ressonância ( $f_r$ ) e anti-ressonância ( $f_a$ ) de um dado modo de vibração (WOOLLETT, 1966). Define-se então, o fator de acoplamento piezoelétrico efetivo:

$$k_e^2 = 1 - \left(\frac{f_r}{f_a}\right)^2 \quad (2.26)$$

O índice  $e$  indica que o fator de acoplamento é efetivo.

Nenhum esforço tem sido feito para conciliar as definições de (2.25) e (2.26). Em uma ampla discussão (TOULIS, 1963) percebe-se que cada autor adota uma expressão diferente para o fator de acoplamento piezoelétrico efetivo. Neste trabalho adotou-se a sugerida no Standard do IEEE de 1978.

#### 2.4.5) TIPOS DE CERÂMICAS PIEZOELÉTRICAS

Existem vários tipos de PZTs no mercado, dentre os quais destaca-se: o PZT4 e o

PZT8 usados como emissores em aplicações de potência elevada e o PZT5 usado em receptores.

A escolha de um determinado tipo de cerâmica piezoelétrica como emissora ou receptora é norteada pela avaliação dos coeficientes piezoelétricos  $d$  e  $g$ . Valores de  $d$  elevados significam grande deformação do material para um dado campo elétrico ( $d=S/E$ ), o que é desejável para a produção de movimento ou vibração. Este é o caso dos transdutores de potência para processamento, usinagem e limpeza ultra-sônica.

A constante  $g$  é definida pela razão do campo elétrico produzido entre os eletrodos pela pressão incidente na superfície da cerâmica, portanto valores elevados de  $g$  são interessantes em materiais destinados à recepção de sinais acústicos. Esta constante pode ser calculada a partir de  $d$ ,  $g=d/\epsilon^T$  (BERLINCOURT *et al*, 1964).

Assim é desejável para transdutores de emissão:

$d$  elevado  $\Rightarrow$  desenvolver maiores deformações,

$K^T$  reduzido  $\Rightarrow$  impedância elevada, reduz perdas;

onde  $K^T$  é a razão das permissividades elétricas da cerâmica e do vácuo ( $K^T=\epsilon^T/\epsilon_0$ ); e para transdutores de recepção:

$g$  elevado  $\Rightarrow$  maior sensibilidade na conversão

$K^T$  elevado  $\Rightarrow$  gera mais cargas, impedância menor como fonte.

Estas características nem sempre são alcançadas, pois muitas vezes a variação de um coeficiente, provocada pela adição de algum dopante na composição da cerâmica, produz a variação de outro coeficiente de modo indesejado. Por isso é preciso, dentro das características levantadas das cerâmicas, adequar qual possui o melhor rendimento para uma

determinada aplicação.

Em relação ao coeficiente  $h_{33}$ , se a cerâmica está operando livremente, então  $T=0$  e a equação (2.15) pode ser escrita como  $c^D S = hD$  e portanto quanto maior for  $h$ , maior será a deformação por carga elétrica deslocada.

## 2.5) PERDAS NAS CERÂMICAS PIEZOELÉTRICAS

As equações piezoelétricas, na forma como foram escritas na seção 2.3, descrevem o comportamento da cerâmica piezoelétrica operando em baixas potências, onde a dissipação de calor é desprezível. Do ponto de vista prático, em potências elevadas a dissipação de calor é considerável e certos cuidados devem ser tomados afim de preservar as características físicas e de rendimento da cerâmica. O aquecimento das cerâmicas atua contra a polarização e pode levar à perda da piezoelectricidade. Nestas condições, a operação da cerâmica passa a apresentar características não-lineares, assim o modelamento e a determinação das características da cerâmica tornam-se mais complexos.

A transformação de energia mecânica ou elétrica em calor em um dado intervalo de tempo é chamada de perda. As perdas são divididas em mecânica (GERSON, 1960) e elétrica (HIROSE *et al*, 1993), embora alguns autores as relacionem (GERTHSEN *et al*, 1990). A existência das perdas é atribuída ao comportamento resultante da interação de grãos e domínios (LEWIS, 1958; IKEDA, 1958).

As equações piezoelétricas que consideram as perdas empregam coeficientes

complexos (HOLLAND, 1967), em que a parte imaginária é difícil de ser medida experimentalmente por ser normalmente muito pequena.

### 2.5.1) PERDAS MECÂNICAS

Na consideração das perdas mecânicas observa-se a relação entre a deformação e a tensão mecânica aplicada a um material. Para um material ideal e segundo a teoria clássica baseada na lei de Hooke, pode-se dizer que:

- a) a deformação em qualquer ponto do corpo é função da tensão neste ponto;
- b) a remoção da tensão produz a completa reconstituição da deformação;
- c) o processo de deformação é reversível e isto implica que não ocorre dissipação de energia.

Em um caso real, mesmo em pequenas deformações, ocorre dissipação de energia que é associada ao comportamento inelástico do material.

Quando uma onda mecânica percorre um material sólido, essa energia pode ser perdida basicamente por duas formas: no redirecionamento e na conversão da energia. Os processos pelos quais estas perdas se manifestam são listados abaixo:

- a) redirecionamento da energia
  - a1) processo de espalhamento quando o meio muda de impedância;
  - a2) difração da onda por um obstáculo;
  - a3) conversão no modo superfície (ondas de superfície).

b) conversão de energia

b1) movimento térmico;

b2) movimento de qualquer constituinte da rede: processo de interação envolvendo fónons (quantização de energia de rede cristalográfica), defeitos pontuais, deslocamentos, elétrons e núcleos.

### 2.5.2) PERDAS ELÉTRICAS

As perdas elétricas decorrem de um retardo na fase da corrente elétrica que percorre a cerâmica quando uma tensão elétrica alternada é aplicada. Este atraso é representado por um ângulo de defasagem de modo que, quanto menor for este ângulo, menores são as perdas elétricas (TARÉIEV, 1976).

As perdas elétricas variam de material para material (GERSON & JAFFE, 1963) podendo ser afetadas pelos efeitos de campos externos.

No caso de cerâmicas piezoelétricas as perdas elétricas são medidas em frequências baixas, bem inferiores às de ressonância, para que sejam separadas das perdas mecânicas. Nestas frequências a cerâmica comporta-se praticamente como um capacitor. Logo, se a corrente adiantar por um ângulo menor que  $90^\circ$ , haverá componente resistivo na cerâmica e, portanto, dissipação de calor por efeito Joule.

## 2.6) MOBILIDADE ELÉTRICA

Nos dielétricos em geral, onde também se incluem os materiais ferroelétricos, define-se a mobilidade elétrica  $\tau$  como o tempo que uma carga elétrica percorre o material sem chocar-se com outra. Isto significa que a capacidade de isolamento elétrico do material pode ser descrita através desta grandeza. Como foi visto, a presença de cargas livres não é favorável à polarização da cerâmica pois cria campos despolarizantes, logo não é desejável que as cerâmicas piezoelétricas possuam cargas livres e que os valores de  $\tau$  sejam reduzidos. A mobilidade elétrica pode ser calculada pelo produto da capacitância pela resistência do material.

$$\tau = RC \quad (2.27)$$

O significado físico deste produto é simples. Considerando o material piezoelétrico como um capacitor de capacitância  $C$  e resistência interna  $R$ , se for conectado a uma fonte de tensão contínua  $V_0$  este capacitor será carregado. Após a desconexão da fonte, ele começa a se descarregar segundo um comportamento exponencial bem conhecido (equação 2.28), onde o tempo dessa descarga depende do produto  $RC$ .

$$V(t) = V_0 \exp\left(-\frac{t}{RC}\right) \quad (2.28)$$

Quanto maior for o valor  $RC$  maior será a capacidade de isolamento do dielétrico e menos cargas livres haverá no material. Pode-se traçar uma comparação entre as perdas elétricas e a mobilidade elétrica: em um capacitor (que pode ser uma cerâmica piezoelétrica operando em frequências baixas) real, que é modelado por um resistor em paralelo com um

capacitor ideal, quanto maior for o valor da resistência elétrica do resistor menores serão as perdas elétricas e mais elevada será a mobilidade elétrica. Dessa forma pode-se dizer que as perdas elétricas são inversamente proporcionais à mobilidade elétrica.

## 2.7) O PRÉ-TENSIONAMENTO MECÂNICO

O uso do pré-tensionamento mecânico em transdutores piezoelétricos (MILLER, 1963) objetiva evitar a fratura da cerâmica. Sabe-se que as cerâmicas em geral suportam elevadas compressões (da ordem de centenas de MPa), mas fraturam facilmente quando submetidas a trações de algumas dezenas de MPa (VAN VLACK, 1973).

Os efeitos das compressões mecânicas sobre as cerâmicas piezoelétricas são tratados normalmente de duas formas:

- a) ao longo do eixo longitudinal, em transdutores compostos empregados em equipamentos biomédicos, industriais, etc (NISHI, 1966).
- b) sob pressão hidrostática, por todo o volume do transdutor, para transdutores usados em sonares (ZALOGA & MIECIELICA, 1987).

Os transdutores piezoelétricos, quando operam em potências elevadas, desenvolvem grandes deformações que podem levar as cerâmicas à fratura. Vê-se no gráfico da figura 2.6 que a tensão mecânica é limitada no valor máximo  $T_f$ , entretanto, aplicando-se o pré-tensionamento  $T_c$ , a amplitude das tensões mecânicas desenvolvidas na cerâmica pode ser aumentada pois ao deslocar o ponto quiescente da cerâmica para um valor negativo  $T_c$  os

valores máximos dessas tensões ficam mais distantes do valor da tensão da fratura  $T_f$ , (VAN RANDERAAT & SETTERINGTON, 1974).

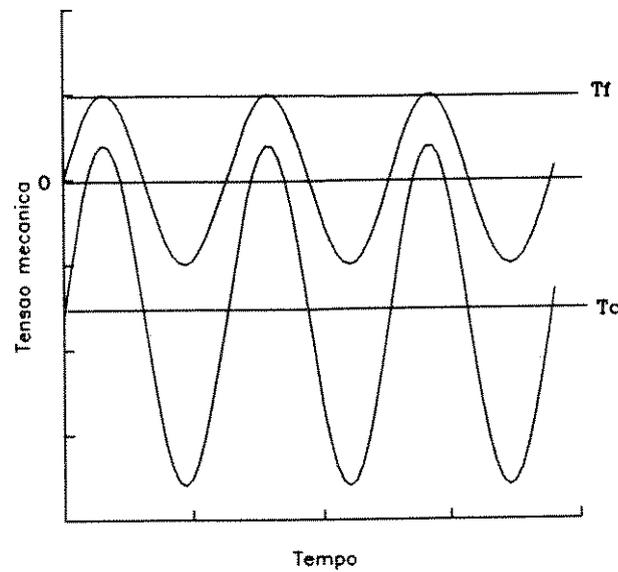


Figura 2.6. Gráfico mostrando o efeito do pré-tensionamento em cerâmicas piezoelétricas.

A atuação do pré-tensionamento pode modificar a disposição e a extensão dos domínios da cerâmica, modificando os parâmetros elásticos, dielétricos e piezoelétricos, e provocando alterações na comportamento do transdutor.

## CAPÍTULO III

### MODELAGEM

#### 3.1) MODELOS PIEZOELÉTRICOS

O comportamento de uma cerâmica piezoelétrica é descrito quantitativamente através da sua modelagem matemática. Essa modelagem é orientada no sentido de obter-se a impedância da cerâmica em função da frequência de excitação. Com a expressão da impedância encontram-se os coeficientes elásticos, dielétricos e piezoelétricos, assim como as frequências de ressonância e anti-ressonância necessários para a descrição do comportamento da cerâmica. Além disso, a obtenção da impedância é experimentalmente simples, podendo ser feita com um impedômetro.

A modelagem de transdutores piezoelétricos é feita através das equações piezoelétricas e das leis básicas da mecânica e da eletricidade (TIERSTEN, 1981). Esta modelagem pode ser conduzida em uma, duas ou três dimensões, dependendo da precisão

da análise, dos modos de vibração estudados e da geometria do transdutor.

Das modelagens em duas (BUGDAYCI & BOGY, 1981, 1981a) e três dimensões (BRISSAUD, 1990, 1991) obtêm-se expressões bastante complexas e de difícil interpretação física. Nos trabalhos desenvolvidos por Brissaud foram obtidas as expressões para a impedância e as deformações ao longo dos três eixos cartesianos para cerâmicas piezoelétricas circulares, anulares e paralelepipedais excluindo-se as perdas e os modos de cisalhamento.

Para cerâmicas que possuem geometrias que levem à anulação de algum modo de vibração, o equacionamento uni-dimensional (BERLINCOURT *et al*, 1964) é o mais adequado em razão de sua simplicidade. Por exemplo, o modo de vibração em espessura (MEEKER, 1972) é melhor aplicado onde as dimensões laterais são bem maiores que a espessura da cerâmica. Em transdutores compostos, o tratamento uni-dimensional consiste em resolver as equações de onda em cada um dos meios que compõem o transdutor e relacioná-las através das condições de continuidade entre os meios (HILL & EL-DARDIRY, 1980, 1981; JAYET *et al*, 1983). Este tratamento é bastante prático pois o sistema de equações resultantes pode ser resolvido matricialmente (SITTIG, 1967, 1969), o que facilita em muito o emprego de computadores.

Na tentativa de explicar os efeitos não lineares que ocorrem em situações de elevadas solicitações (mecânicas ou elétricas) empregam-se termos de ordens superiores nas equações piezoelétricas (LJAMOV, 1972; McMAHON, 1968), que são difíceis de serem medidos e que conduzem a modelos complexos.

Certas irregularidades no comportamento das cerâmicas podem ser atribuídas a uma

distribuição não uniforme dos domínios. A inclusão desta característica em um equacionamento uni-dimensional foi tratada por KAZYS (1976) usando a variação do coeficiente piezoelétrico  $h_{33}$  em função da espessura da cerâmica.

### 3.2) MODO ESPESSURA DE PLACAS PIEZOELÉTRICAS

Nesta seção é desenvolvido um modelo uni-dimensional que descreve a vibração de uma placa piezoelétrica no modo espessura (figura 3.1). Esta descrição é importante para isolar os coeficientes elástico, dielétrico e piezoelétrico relativos ao eixo longitudinal (eixo 3) da placa.

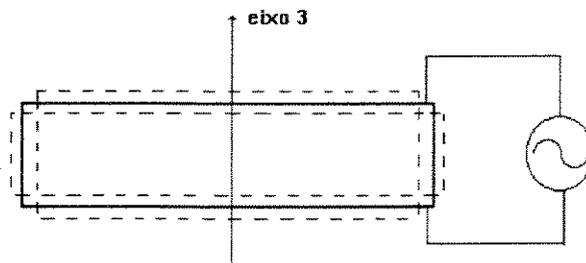


Figura 3.1. Excitação no modo espessura.

Seja uma cerâmica piezoelétrica com o formato de uma placa fina em que a dimensão da espessura  $l$  seja bem menor que as dimensões laterais, conforme mostra a figura 3.2. Os eletrodos são metalizações das faces perpendiculares ao eixo  $x_3$  (eixo 3). Nestas condições, a placa pode ser considerada engastada lateralmente ( $S_1 = S_2 = 0$ ) e sem cisalhamento ( $S_4 = S_5 = S_6 = 0$ ) para a propagação de onda na direção do eixo 3. Admite-se também que  $D_3 = D_0$  é constante ao longo do eixo 3.

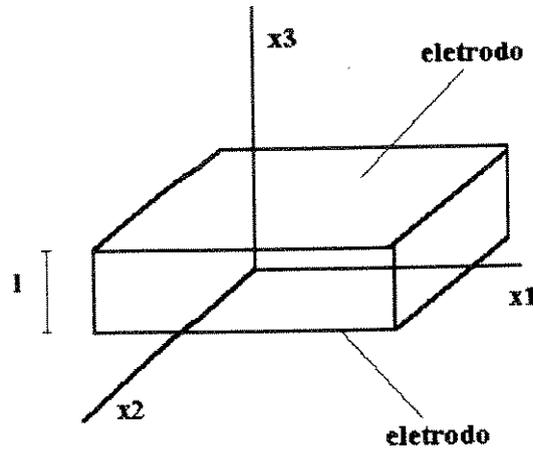


Figura 3.2. Placa piezoelétrica com dimensões laterais infinitas.

As equações piezoelétricas são escritas como:

$$T_3 = c_{33}^D S_3 - h_{33} D_3 \quad (3.1)$$

$$E_3 = -h_{33} S_3 + \beta_{33}^S D_3 \quad (3.2)$$

Em um modelo uni-dimensional considera-se que as ondas mecânicas decorrentes da vibração no modo espessura se propagam em uma única direção (ao longo de  $x_3$ ).

A equação de ondas, que descreve a propagação das ondas mecânicas em um meio homogêneo, é dada por

$$\rho \frac{\partial^2 u_3}{\partial t^2} = c_{33}^D \frac{\partial^2 u_3}{\partial x^2} \quad (3.3)$$

onde  $u_3$  é o deslocamento mecânico das partículas do material ao longo do eixo 3.

A solução geral da equação (3.3) é

$$u_3(x_3, t) = [A \sin(\frac{\omega}{v} x_3) + B \cos(\frac{\omega}{v} x_3)] \exp(j\omega t) \quad (3.4)$$

onde  $v$  é a velocidade de propagação de ondas longitudinais através do eixo 3 e dada por

$$v = \sqrt{\frac{c_{33}^D}{\rho}} \quad (3.5)$$

e  $A$  e  $B$  são constantes a serem determinadas pelas condições de contorno.

A parte temporal da solução geral ( $\exp(j\omega t)$ ) pode ser ignorada neste equacionamento, pois o problema é harmônico, ou seja, a energia entregue à cerâmica não é função do tempo.

Para que a cerâmica vibre livremente no modo espessura, nenhuma força deve atuar nas superfícies paralelas ao eixo 3, portanto as condições de contorno são  $T_3 = 0$  para  $x_3 = 0$  e  $x_3 = l$  e devem ser aplicadas na equação (3.1). Para tal, a equação (3.4) é derivada em relação a  $x_3$  para ser substituída em (3.1) pois, sendo  $S_3 = \partial u_3 / \partial x_3$ , tem-se:

$$S_3 = \frac{\omega}{v} [A \cos(\frac{\omega}{v} x_3) - B \sin(\frac{\omega}{v} x_3)] \quad (3.6)$$

Substituindo (3.6) em (3.1) obtém-se:

$$T_3 = c_{33}^D (\frac{\omega}{v}) [A \cos(\frac{\omega}{v} x_3) - B \sin(\frac{\omega}{v} x_3)] - h_{33} D_3 \quad (3.7)$$

A substituição das condições de contorno na equação (3.7) torna possível o cálculo das constantes  $A$  e  $B$ . A solução do problema será

$$S_3 = \frac{h_{33} D_3}{c_{33}^D} \left[ \cos\left(\frac{\omega}{v} x_3\right) + \tan\left(\frac{\omega}{v} \frac{l}{2}\right) \sin\left(\frac{\omega}{v} x_3\right) \right] \quad (3.8)$$

A substituição de (3.8) em (3.2) resulta na equação do campo elétrico  $E_3$ . Sabendo-se que a tensão elétrica  $V$  é dada por

$$V = \int_0^l E_3 dx_3 \quad (3.9)$$

e que a corrente elétrica  $i$  é obtida de  $i = \partial D_3 / \partial t$ , onde  $D_3 = D_0 \exp(j\omega t)$ , aparece:

$$i = j\omega A_c D_0 \quad (3.10)$$

onde  $A_c$  é a área da cerâmica perpendicular ao eixo 3.

A impedância elétrica  $Z = V/i$  é dada por:

$$Z = \frac{1}{j\omega C_o} \left[ 1 - k_t^2 \frac{\tan\left(\frac{\omega}{v} \frac{l}{2}\right)}{\left(\frac{\omega}{v} \frac{l}{2}\right)} \right] \quad (3.11)$$

onde:

$$k_t^2 = h_{33}^2 \frac{\epsilon_{33}^S}{c_{33}^D} \quad (3.12)$$

é o fator de acoplamento piezoelétrico no modo de vibração espessura e

$$C_o = \frac{A_c}{\beta_{33}^S l} \quad (3.13)$$

é a capacitância intrínseca da cerâmica.

Alternativamente, a modelagem de transdutores piezoelétricos pode ser feita através de circuitos elétricos, pois as técnicas de análise de malhas elétricas estão mais desenvolvidas que as de resolução de problemas mecânicos. O circuito elétrico equivalente mais conhecido foi proposto por MASON em 1948 e é mostrado na figura 3.3.

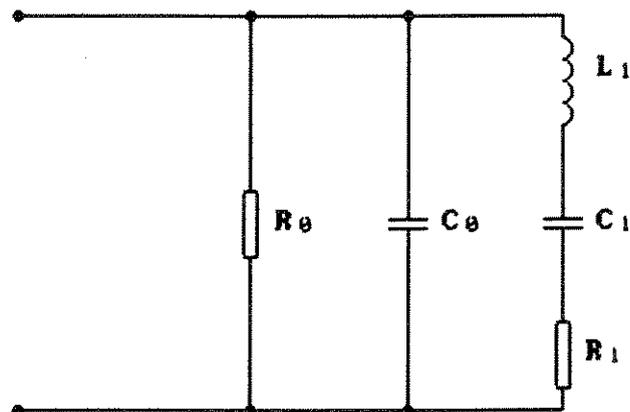


Figura 3.3. Circuito elétrico equivalente de Mason.

Este circuito é dividido em duas partes: uma elétrica, constituída por  $R_0$  e  $C_0$  que representam, respectivamente, as perdas elétricas e a capacitância intrínseca da cerâmica, e uma parte mecânica formada por  $R_1$ ,  $C_1$  e  $L_1$  que representam os efeitos de atrito, da elasticidade e inerciais, respectivamente. A concepção deste circuito, excluindo-se as perdas  $R_0$  e  $R_1$ , é baseada em aproximações do equacionamento uni-dimensional e, mesmo sendo bastante simples, apresenta boa correspondência em resultados experimentais quando a operação da cerâmica é em frequências próximas às frequências de ressonância e anti-ressonância. A inclusão de  $R_0$  e  $R_1$  permite que a cerâmica seja analisada considerando-se as perdas elétricas e mecânicas. A determinação dessas perdas fica facilitada pois basta medir os valores dos resistores. A variação dos parâmetros físicos da cerâmica com a

freqüência representa a maior deficiência deste modelo. Em 1989, GONNARD & BRIOT elaboraram um modelo elétrico incluindo as perdas elétricas e mecânicas que ocorrem nos interstícios dos domínios e dos grãos da cerâmica. A inclusão de componentes elétricos que variam com a freqüência foi proposta por TOKI *et al* em 1980.

A modelagem em mais de uma dimensão com circuitos elétricos (KAZYS & MAZÁK, 1973) é feita ligando-se em paralelo circuitos equivalentes dos diversos modos de vibração. Recentemente, um trabalho de modelagem em três dimensões com circuitos elétricos foi proposto (SHUYU, 1994). Neste trabalho foram incorporados os modos de vibração nas três direções de uma cerâmica na forma de paralelepípedo.

Como foi observado nos objetivos (capítulo I), a intenção deste trabalho foi desenvolver um modelo simples e, portanto, o modelo uni-dimensional é o mais adequado, pois além de ter um equacionamento simplificado, os coeficientes que compõem a equação do modelo podem ser obtidos experimentalmente facilmente.

### 3.3) TRANSDUTORES COMPOSTOS

Transdutores compostos são constituídos de cerâmicas piezoelétricas e peças adjacentes de metal, como é mostrado na figura 3.4. A inclusão de diferentes materiais em uma linha de propagação de ondas ultra-sônicas implica na determinação das condições de continuidade nas interfaces dos meios. A condição básica no estudo das fronteiras entre dois meios acústicos em contato é a de que a tensão mecânica  $T$  e a velocidade de vibração das

partículas  $u'$  sejam contínuas na interface (RISTIC, 1983).

A modelagem de transdutores compostos através de circuitos equivalentes elétricos também é possível com a determinação de um circuito equivalente para cada parte e suas interligações (MARTIN, 1964). Isto é feito agregando-se circuitos  $RLC$  em série com o ramo  $RLC1$  do circuito da figura 3.3. Dessa forma, adicionam-se os componentes das forças de atrito, inerciais e elásticas das peças metálicas à parte que representa o comportamento mecânico da cerâmica.

### 3.4) EQUACIONAMENTO DOS TRANSDUTORES

O desenvolvimento da seção 3.2 foi aplicado a transdutores compostos, ou seja, foi obtida a impedância em função da frequência de operação levando-se em conta a influência das peças metálicas. Através da função  $Z(f)$  e das características mecânicas das peças metálicas (módulo de Young e velocidade de propagação do meio) é possível efetuar medidas rápidas e objetivas que levem à identificação dos coeficientes elástico, dielétrico e piezoelétrico da cerâmica.

A modelagem do transdutor composto da figura 3.4 pode ser feita a partir do esquema da figura 3.5 e será denominado modelo CAP (cerâmica, alumínio e parafuso). Este esquema apresenta somente metade do transdutor, já que o mesmo é simétrico em relação ao plano central da cerâmica.

O equacionamento desse transdutor é feito por partes. As condições elétricas ( $D_3$ ,

=  $D_3$ ) e mecânicas ( $S_1 = S_2 = S_4 = S_5 = S_6 = 0$ ) empregadas na seção 3.2 para as cerâmicas são as mesmas.

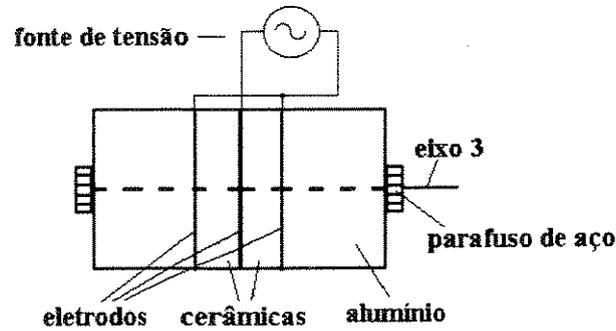


Figura 3.4. O transdutor piezoelétrico composto.

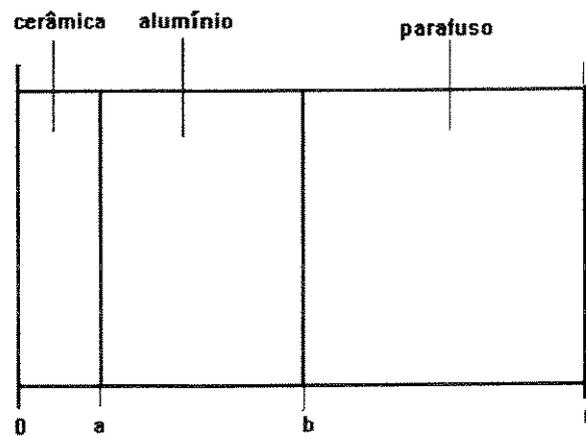


Figura 3.5. Representação esquemática do transdutor do modelo CAP.

Assim, as equações para cada parte do transdutor são dadas por:

a) cerâmica: equações piezoelétricas (3.1 e 3.2);

b) alumínio:

onde  $YAl$  é módulo de Young do alumínio;

$$\rho \frac{\partial^2 u_3}{\partial t^2} = Y_{Al} \frac{\partial^2 u_3}{\partial x^2} \quad (3.14)$$

c) parafuso de aço:

$$\rho \frac{\partial^2 u_3}{\partial t^2} = Y_{aço} \frac{\partial^2 u_3}{\partial x^2} \quad (3.15)$$

onde  $Y_{aço}$  é módulo de Young do aço.

Sabe-se que as soluções das equações de onda para cada material são:

a) cerâmica

$$u_c = A \sin(px) + B \cos(px) \quad (3.16)$$

$$T_c = pc[A \cos(px) - B \sin(px)] - h_{33} D \quad (3.17)$$

b) alumínio

$$u_{Al} = A \sin(qx) + B \cos(qx) \quad (3.18)$$

$$T_{Al} = q Y_{Al} [A \cos(qx) - B \sin(qx)] \quad (3.19)$$

c) parafuso de aço

$$u_p = A2\sin(rx) + B2\cos(rx) \quad (3.20)$$

$$T_p = rY_{aço}[A2\cos(rx) - B2\sin(rx)] \quad (3.21)$$

onde

$$p = \omega/v$$

$$q = \omega/v_{Al}$$

$$r = \omega/v_{aço}$$

$$v = (c_{33}^D/\rho)^{1/2}$$

$$v_{Al} = (Y_{Al}/\rho_{Al})^{1/2}$$

$$v_{aço} = (Y_{aço}/\rho_{aço})^{1/2},$$

sendo

$v$  a velocidade de propagação de ondas longitudinais na cerâmica,

$v_{Al}$  a velocidade de propagação de ondas longitudinais no alumínio,

$v_{aço}$  a velocidade de propagação de ondas longitudinais no aço,

$\rho$  a densidade volumétrica da cerâmica,

$\rho_{Al}$  a densidade volumétrica do alumínio e

$\rho_{aço}$  a densidade volumétrica do aço.

As condições de continuidade do problema são:

$$u_c(0) = 0$$

$$u_c(a) = u_{Al}(a),$$

$$u_{Al}(b) = u_p(b),$$

$$u_p(0) = 0,$$

$$T_c(a) = T_{A1}(a),$$

$$T_{A1}(b) + T_p(b) = 0.$$

Substituindo as condições de continuidade do problema nas soluções gerais obtém-se um sistema linear de 6 equações e 6 variáveis que, resolvido, permite encontrar as constantes  $A$ ,  $B$ ,  $A1$ ,  $B1$ ,  $A2$  e  $B2$ .

O cálculo da impedância é feito adotando-se o mesmo procedimento ao realizado no caso da cerâmica livre no modo espessura.

A impedância  $Z$  é dada por

$$Z = \frac{1}{j\omega C_o} \left\{ 1 - \frac{h_{33}^2}{\beta_{33}^s a} [A \sin(pa) - B(1 - \cos(pa))] \right\} \quad (3.22)$$

onde

$$B = 0$$

$$A = \frac{1}{\sin(pa)} (B1 \cos(qa) + A1 \sin(qa))$$

$$B1 = (\sin(rb) \cos(qb) + \frac{rY_{aco}}{qY_{A1}} \cos(rb) \sin(qb)) A_2$$

$$A1 = \frac{\sin(rb)}{\sin(qb)} A_2 - \cot(qb) B1$$

$$A_2 = \frac{1}{\Psi_{pcc} \cos(pa)}$$

$$\Psi = \Upsilon(\sigma - \gamma \cot(qb)) + \gamma \frac{\sin(rb)}{\sin(qb)}$$

$$\Upsilon = \sin(rb)\cos(qb) + \frac{rY_{aco}}{qY_{Al}} \cos(rb)\sin(qb)$$

$$\gamma = \frac{\sin(qa)}{\sin(pa)} - \frac{qY_{Al} \cos(qa)}{pc_{33}^D \cos(pa)}$$

$$\sigma = \frac{\cos(qa)}{\sin(pa)} + \frac{qY_{Al} \sin(qa)}{pc_{33}^D \cos(pa)}$$

Como se pode ver, a expressão da impedância (3.22) é de interpretação analítica não trivial. O comportamento da impedância deve então ser estudado variando-se um dos parâmetros elástico, dielétrico ou piezoelétrico e fixando-se os demais.

Neste modelo considera-se o parafuso de aço com as mesmas dimensões laterais dos demais componentes do transdutor, o que não corresponde à realidade. O parafuso em geral possui diâmetro bem menor que o das outras peças. Com isso a taxa de interferência dos efeitos vibracionais do parafuso no modelo do transdutor passa a ser maior do que na realidade.

Com o objetivo de verificar o quão intensa é a influência do parafuso, desenvolveu-se um modelo, denominado CA (cerâmica, alumínio) que corresponde a um transdutor composto sem o parafuso. A esquematização deste modelo encontra-se na figura 3.6. A solução das equações das diversas partes do transdutor são dadas pelas equações 3.16, 3.17, 3.18 e 3.19. As condições de continuidade são dadas por:

$$u_c(0) = 0$$

$$u_c(a) = u_{Al}(a)$$

$$T_c(a) = T_{Al}(a)$$

$$T_{Al}(a) = 0$$

Ao adotar o mesmo procedimento do caso anterior, obtém-se um sistema de equações lineares de 4 equações e 4 variáveis, que permite determinar os coeficientes  $A$ ,  $B$ ,  $A1$  e  $B1$ .

A impedância  $Z$  é dada por:

$$Z = \frac{1}{j\omega C_o} \left\{ 1 - \frac{h_{33}^2}{\beta_{33}^s a} \left[ \frac{\cos(q(a-b))}{c_{33}^D \cot(pa) \cos(q(a-b)) + Y_{Al} q \sin(q(a-b))} \right] \right\}$$

(3.23)

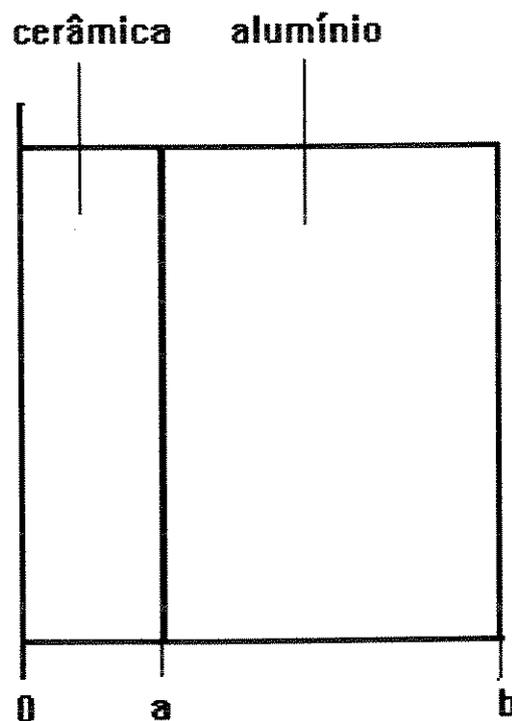


Figura 3.6. Representação esquemática do transdutor do modelo CA.

### 3.5) PRÉ-TENSIONAMENTO MECÂNICO

No equacionamento e nas expressões de impedância apresentados em ambos os modelos, o pré-tensionamento mecânico não é considerado. Isto já era esperado, visto que o equacionamento é baseado nas equações de onda, cuja determinação em um elemento infinitesimal de volume do meio de propagação impõe a anulação das forças nas superfícies perpendiculares à direção de propagação das ondas (SYMON, 1982). Assim, os efeitos dessas forças não devem influir nas frequências de ressonância dos corpos vibrantes.

Como o pré-tensionamento mecânico produz modificações na disposição e na extensão dos domínios da cerâmica, os parâmetros elásticos, dielétricos e piezoelétricos no modelo CA serão tratados como funções do pré-tensionamento ( $T_c$ ). Daí tem-se:

$$c_{33}^D = c_{33}^D(T_c)$$

$$\epsilon_{33}^S = \epsilon_{33}^S(T_c)$$

$$h_{33} = h_{33}(T_c)$$

Propôs-se então introduzir nos modelos CA e CAP as funções acima para verificar se a modificação desses parâmetros levariam a resultados simulados semelhantes aos experimentais.

## CAPÍTULO IV

### MATERIAIS E MÉTODOS

#### 4.1) INTRODUÇÃO

As medidas em cerâmicas piezoelétricas devem ser feitas considerando um dado modo de vibração. A metodologia para a determinação dos coeficientes elásticos, dielétricos e piezoelétricos tem sido aperfeiçoada com o desenvolvimento da eletrônica e é periodicamente revisada e publicada (MASON, 1954; IRE, 1961; IRE, 1958; MARTIN, 1963; IEEE, 1966; IEEE, 1978).

Para a medida de um coeficiente deve-se fixar (ou considerar fixos) os outros coeficientes; isto constitui o maior problema das medições, pois a cerâmica, por ter volume, se deforma em todas as direções, mesmo para um único modo de vibração.

Mais recentemente, alguns trabalhos têm relatado a medição de certos parâmetros em condições dinâmicas. O trabalho de medida da velocidade de propagação do som em

cerâmicas piezoelétricas com um campo elétrico alternado (CHO & MATSUNO, 1993) e o método de comparação, através de um programa de computador, de dados experimentais e da simulação de um modelo para obter o conjunto de parâmetros da cerâmica (NACHEF *et al*, 1992) são exemplos dessa tendência.

As medidas para obtenção dos parâmetros físicos das cerâmicas, assim como dos componentes do circuito elétrico equivalente são feitas neste trabalho, com o auxílio de um impedômetro fasorial. Recentemente outro método, aplicando ressonância magnética nuclear (KIM & YU, 1993) foi desenvolvido, mas seu alto custo o torna impraticável em um laboratório de projetos.

#### 4.2) DESCRIÇÃO DAS CERÂMICAS

As medidas descritas aqui foram feitas num conjunto de 20 cerâmicas fabricadas e gentilmente cedidas pela THORNTON-INPEC (Vinhedo - SP, Brasil).

Estas cerâmicas de PZT têm forma anular com 6,3 mm de espessura e 12,6 e 38,0 mm de diâmetro interno e externo respectivamente. Os eletrodos, prateados, foram depositados nas faces paralelas ao plano radial e o eixo de polarização é perpendicular ao mesmo conforme mostra a figura 4.1.

Os parâmetros elásticos, dielétricos e piezoelétricos não foram fornecidos pelo fabricante, sendo informado apenas que tais cerâmicas destinam-se a aplicações em potências elevadas.

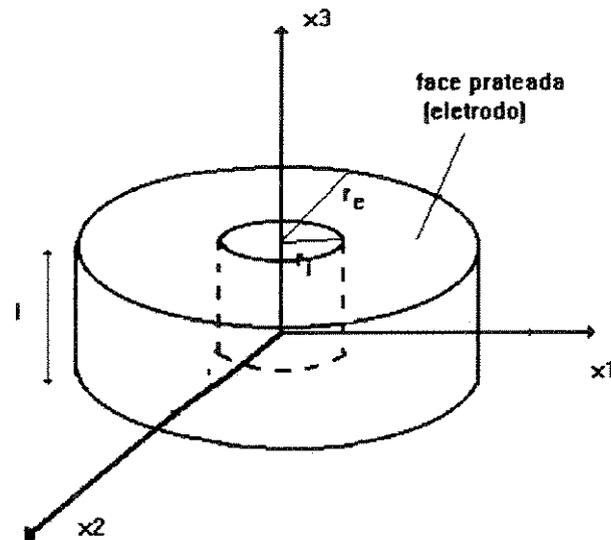


Figura 4.1. Cerâmica piezoelétrica anular.

### 4.3) AS MEDIDAS

As medidas foram feitas em duas etapas: diretamente na cerâmica livre (seções 4.4, 4.5, 4.6, 4.7 e 4.9) e no transdutor pré-tensionado (seções 4.8, 4.10 e 4.11) e seguiram as normas do IEEE Standard on Piezoelectricity (ANSI/IEEE Std 176-1978).

No caso das cerâmicas, as medidas são referentes ao modo de vibração espessura (eixo 3) e foram realizadas adotando-se o modelo unidimensional, ou seja, desprezando os efeitos de outros modos de vibração.

Nem todos os coeficientes das equações piezoelétricas podem ser determinados na cerâmica por causa da sua geometria. Em cerâmicas anulares somente os componentes responsáveis pelos modos de vibração espessura e radial podem ser determinados. Para

investigar os outros coeficientes são necessárias cerâmicas com outras formas. Como descrito nos objetivos deste trabalho, somente os coeficientes relativos ao eixo 3 são de interesse.

Assim foram medidos os coeficientes piezoelétrico  $d_{33}$ , dielétrico  $\epsilon_{33}$  ( $\epsilon_{33}^T$ : cerâmica livre e  $\epsilon_{33}^S$ : cerâmica engastada) e elástico  $c_{33}$  ( $c_{33}^D$ : deslocamento elétrico constante), que permitem uma identificação das características físicas da cerâmica para o modo de vibração ao longo do eixo 3 (espessura).

As medidas foram feitas utilizando-se um impedômetro fasorial disponível no laboratório, modelo HP4192A. Este aparelho fornece a impedância (módulo e suas componentes resistiva e reativa) para qualquer dispositivo dipolar em uma larga faixa de frequências.

A identificação dos modos de vibração foi feita com este impedômetro. Este equipamento aplica um sinal elétrico senoidal de 1,0 V nos eletrodos da cerâmica e, através da variação da frequência entre 5 e 400 kHz com passos de 10 Hz, obteve-se um gráfico do módulo da impedância em função da frequência. O resultado deste gráfico é comparado com os resultados das simulações do modelo de (BRISAUD, 1990), e os modos de vibração são identificados.

#### 4.4) MEDIDA DOS COEFICIENTES DIELÉTRICOS

O valor de  $\epsilon$  aparece na equação geral do capacitor (equação 4.1).

Através da medida da capacitância  $C$  com um sinal de baixa frequência (800 Hz),

$$C = \epsilon \frac{A}{l} \quad (4.1)$$

bem inferior à ressonância natural da amostra, e considerando também as dimensões de área  $A$  e espessura da cerâmica  $l$  pode-se obter  $\epsilon_{33}^T$  conforme a equação (4.1).

Os dipolos da cerâmica sujeitos a um sinal de baixa frequência apresentam energia preferencialmente elástica (SYMON, 1982), o que torna o material "macio" e reduz as tensões mecânicas de superfície, aproximando-o da condição de trabalho livre. Esta condição é difícil de ser obtida completamente. Entretanto, uma aproximação bastante razoável pode ser conseguida na montagem para as medições, com uso de material com baixa densidade (ar ou espuma plástica, por exemplo) na construção do suporte das cerâmicas.

A medição de  $\epsilon_{33}^S$  é mais crítica pois tem que ser realizada sob frequências de ao menos o dobro da ressonância (foi adotado 800 kHz). Sob frequências dessa ordem, a energia acumulada nos dipolos é essencialmente cinética, o que torna o material mais "duro" e dificulta sua deformação (situação de cerâmica engastada). As dificuldades destas medidas decorrem da completa neutralização das deformações e do fato de que as frequências podem coincidir com outros modos de vibração, o que altera sensivelmente o valor da permissividade elétrica do material.

Muitas vezes o parâmetro elétrico é apresentado como uma razão entre as permissividades do material e do vácuo designado por  $K$ :

$$K^T = \frac{\epsilon_{33}^T}{\epsilon_0}$$

para a cerâmica livre e

$$K^S = \frac{\epsilon_{33}^S}{\epsilon_0}$$

para a cerâmica engastada, onde  $\epsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12}$  F/m é a permissividade elétrica do vácuo.

As medidas das capacitâncias foram feitas igualmente com o impedômetro fasorial (HP4192A).

#### 4.5) MEDIDA DO COEFICIENTE ELÁSTICO

O coeficiente  $c_{33}^D$  pode ser obtido através da equação 4.2 medindo-se a frequência de anti-ressonância e a densidade volumétrica da cerâmica.

$$c_{33}^D = 4\rho f_a^2 l^2 \quad (4.2)$$

onde  $\rho$  é a densidade volumétrica da cerâmica [ $\text{kg/m}^3$ ] (medida com auxílio de uma balança analítica e o deslocamento de um volume de água),

$f_a$  é a frequência de anti-ressonância [Hz],

$l$  é a espessura da cerâmica [m].

Esta equação é obtida com auxílio da equação 3.5 impondo-se a condição de impedância infinita na equação 3.11, (BERLINCOURT *et al*, 1964), ou seja,

$$\frac{\omega l}{v} = \frac{\pi}{2}$$

A frequência que corresponde a um valor máximo de impedância é a de anti-

ressonância e pode ser medida com o impedômetro fasorial.

Pode-se, então, determinar a velocidade de propagação das ondas longitudinais ao longo do eixo 3 da cerâmica,  $v_c$ , através da equação

$$v_c = \sqrt{\frac{c_{33}^D}{\rho}} \quad (4.3)$$

#### 4.6) MEDIDA DO COEFICIENTE PIEZOELÉTRICO

O coeficiente piezoelétrico  $d_{33}$  é obtido através de uma medida estática da taxa de deslocamento elétrico por tensão mecânica quando o campo elétrico for mantido nulo, ou seja,  $d_{33} = (\partial D_3 / \partial T_3)$ . Na figura 4.2 vê-se que duas cerâmicas são submetidas à tensão mecânica de compressão exercida com auxílio de uma prensa automática (MTS180). A medida da força aplicada é feita usando-se uma célula de carga. Esta compressão aumenta linearmente com o tempo produzindo deslocamento de cargas elétricas para as superfícies das cerâmicas, de onde podem ser armazenadas em um capacitor e desta forma produzir uma diferença de potencial detectável por um voltímetro eletrônico. Obtém-se assim uma relação de proporcionalidade entre as tensões elétrica e mecânica que possibilita o cálculo de  $d_{33}$  através da equação

$$d_{33} = \frac{CV}{TA_c} \quad (4.4)$$

onde  $C$  e  $V$  são a capacitância (em F) e a tensão elétrica no capacitor (em V),  $T$  é a tensão

mecânica fornecida pela prensa (em  $N/m^2$ ) e  $A_c$  é a área da cerâmica que é comprimida (em  $m^2$ ).

Foram usadas duas cerâmicas ligadas eletricamente em paralelo, para evitar curto-circuito entre os eletrodos da cerâmica através das partes metálicas da prensa e a consequente perda das cargas. O capacitor ligado em paralelo com as cerâmicas possui uma capacitância bem superior à das cerâmicas (que é de alguns nF), para que as cargas geradas pelas cerâmicas sejam armazenadas em sua totalidade neste capacitor. Foi empregado um capacitor de  $1,5 \mu F$  com dielétrico de poliéster. O capacitor é ligado à entrada de um "buffer" (figura 4.3) de alta impedância concebido a partir de um amplificador operacional CA3140 de ganho 1 (que evita a descarga do capacitor), e conectado a um voltímetro eletrônico na sua saída que mede o valor de  $V$ .

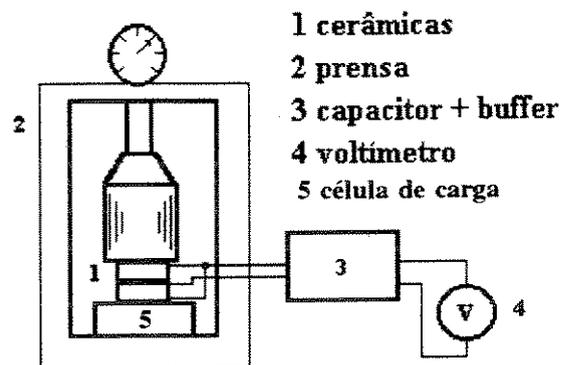


Figura 4.2. Dispositivo para a medição do coeficiente piezoelétrico  $d_{33}$ .

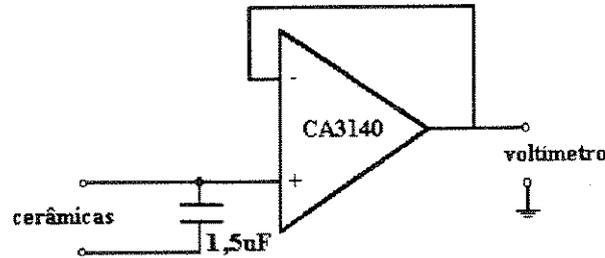


Figura 4.3. Capacitor e "buffer".

#### 4.7) MEDIDA DO FATOR DE ACOPLAMENTO PIEZOELÉTRICO

A medida do coeficiente de acoplamento piezoelétrico  $k_{33}$  é obtida dinamicamente. Aplica-se à cerâmica um sinal de 1,0 V produzido pelo impedômetro fasorial (HP4182A), que identifica os valores de mínimos e máximos da impedância. A frequência onde se estabelece o valor de mínima impedância é a frequência de ressonância, enquanto que o valor de máximo está associado à anti-ressonância.

O fator de acoplamento piezoelétrico efetivo para o modo espessura  $k_t$ , pode ser calculado pela equação 4.5 (TOULIS, 1963)

$$k_t^2 = 1 - \left(\frac{f_r}{f_a}\right)^2 \quad (4.5)$$

Através de  $k_t$ ,  $c_{33}^D$  e  $\epsilon_{33}^S$  pode-se determinar o valor do coeficiente piezoelétrico  $h_{33}$  com auxílio da equação (3.12).

#### 4.8) MEDIDAS NOS TRANSDUTORES

A segunda etapa das medidas envolve os transdutores compostos. Foram montados sete transdutores compostos simétricos ao plano central semelhantes ao mostrado na figura 4.4, onde são empregadas duas cerâmicas ligadas eletricamente em paralelo e mecanicamente em série, partes metálicas de alumínio (velocidade de propagação,  $v_{Al} = 6150$  m/s e módulo de Young,  $Y_{Al} = 1,1 \times 10^{11}$  N/m<sup>2</sup>), apertados por intermédio de um parafuso central de aço (velocidade de propagação,  $v_{aço} = 5900$  m/s e módulo de Young,  $Y_{aço} = 2,0 \times 10^{11}$  N/m<sup>2</sup>) com 100 mm de comprimento. Os transdutores montados são descritos pela tabela abaixo:

Tr	1	2	3	4	5	6	7
$L(\text{mm})$	13*	26*	33*	33**	37**#	37**	41**

onde Tr é o número do transdutor investigado,  $L(\text{mm})$  é a espessura das peças de alumínio empregadas em cada lado das cerâmicas, \* e \*\* indicam que foram usados parafusos comerciais de aços e cabeças diferentes (Allen e sextavado, respectivamente) e # indica que foram usadas cerâmicas da mesma amostragem mas com coeficiente elástico maior.

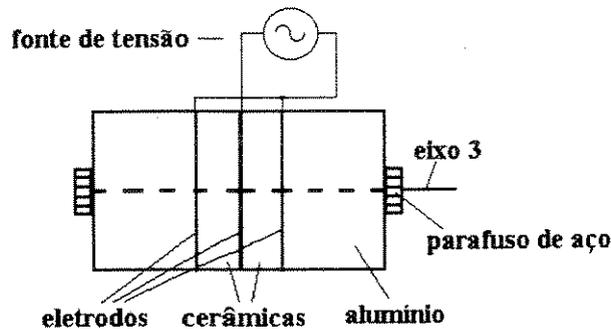


Figura 4.4. O transdutor piezoelétrico composto.

Os transdutores compostos foram pré-tensionados com valores de compressão na faixa de 10,0 a 50,0 MPa. A compressão foi realizada manualmente através do aperto do parafuso central com velocidade angular contínua e uniforme. O valor dessa compressão é determinado indiretamente usando os resultados de montagem mostrada na figura 4.2. Conhecendo-se a constante piezoelétrica  $d_{33}$  e obtendo-se a tensão elétrica produzida pelo acúmulo de cargas no capacitor no momento do aperto do parafuso recorre-se à curva de calibração (capítulo V) de onde obtém-se o valor da compressão aplicada.

Cada um dos 7 transdutores é submetido a valores de pré-tensionamento entre 10 e 50 MPa. Em cada uma destas situações, os transdutores são submetidos a um sinal de excitação de 1,0 V, com frequências excursionando na faixa de 10 a 90 kHz e passo de 10 Hz, geradas pelo impedômetro fasorial (HP4192A) que, ligado a um "plotter", traça a curva do módulo da impedância em relação à frequência. Identificando-se as frequências de ressonância e anti-ressonância pode-se calcular o fator de acoplamento piezoelétrico do transdutor composto e fazer os gráficos de  $f_r$ ,  $f_a$  e  $k_{33}$  em função do pré-tensionamento  $T_c$ . Estes resultados foram lançados no programa gráfico Sigma-Plot que realizou regressões

(método dos mínimos quadrados) para determinar a melhor curva entre os pontos.

Através de medidas das capacitâncias nas frequências de 800 Hz e 800 kHz também foi possível determinar as permissividades elétricas  $\epsilon_{33}^T$  e  $\epsilon_{33}^S$  e obter gráficos das permissividades em função do pré-tensionamento.

Para determinar  $v_3$  (velocidade de propagação na cerâmica) e  $c_{33}^D$  como função do pré-tensionamento mecânico foi usado um sistema de ultra-som pulso-eco (BRISAUD *et al*, 1984) desenvolvido no próprio laboratório (CEB). Neste sistema, através da medida do tempo de percurso de um pulso ultra-sônico excursionando pelo meio investigado pode-se calcular a velocidade de propagação do som neste meio (IEEE, 1976). A montagem utilizada neste experimento está esquematizada na figura 4.5. Para cada valor de pré-tensionamento dos transdutores mediu-se a velocidade de propagação  $v$  em cada transdutor. Através desta medida, foi possível calcular o coeficiente elástico da cerâmica por meio da equação (4.6)

$$c_{33}^D = \rho v_c^2 \quad (4.6)$$

pois pode-se determinar  $v_c$  (a velocidade de propagação do som na cerâmica piezoelétrica, em m/s) através de uma média aritmética ponderada (equação 4.7).

$$v = \frac{v_c l_c + v_{Al} l_{Al}}{l_t} \quad (4.7)$$

onde

$l_c$  é a espessura total das cerâmicas;

$l_{Al}$  é a espessura total das peças de alumínio;

$l_t$  é a espessura total do transdutor;

$v$  é velocidade de propagação do som no transdutor em m/s;

$v_{Al}$ , a velocidade de propagação do som no alumínio em m/s.

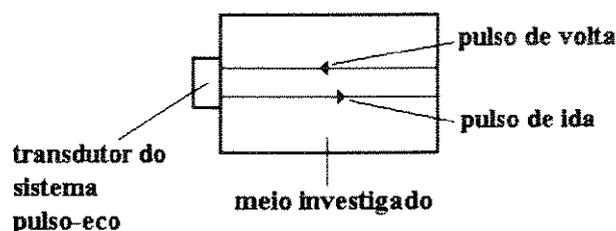


Figura 4.5. Medida da velocidade de propagação de ondas mecânicas em um meio sólido através de um sistema ultra-sônico de pulso-eco.

#### 4.9) POLARIZAÇÃO ELÉTRICA

Com o objetivo de verificar se os efeitos de uma polarização elétrica externa são semelhantes aos do pré-tensionamento, foram medidas as frequências de ressonância e anti-ressonância de uma cerâmica vibrando no modo espessura com um sinal de excitação CA de 20 V somado a um potencial elétrico DC ajustável entre 0 e 450 V. A montagem usada neste experimento é mostrada na figura 4.6.

Este método é uma variante do conhecido método usado para encontrar as frequências de ressonância e anti-ressonância, que consiste em medir as tensões da fonte e de um resistor em série com a cerâmica sob diversas frequências. Quando a tensão em R2 atingir um valor máximo e estiver em fase com a tensão do gerador, esta é a frequência de ressonância da cerâmica; o valor mínimo define a frequência de anti-ressonância.

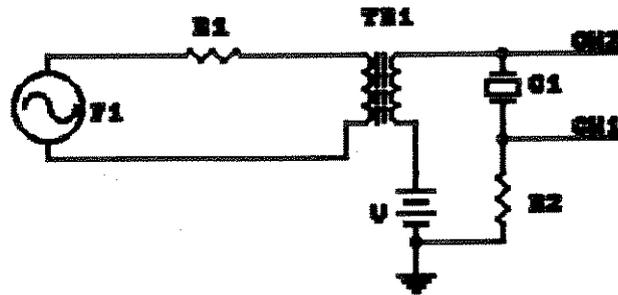


Figura 4.6. Montagem usada para a medida da frequência de ressonância com cerâmica submetida a polarização elétrica externa.

Neste experimento F1 é um gerador de sinais senoidais da HP, R1 é um resistor de limitação de corrente de 47  $\Omega$ , TR1 é um transformador com núcleo de ferrite e relação de espiras de 1:1 que isola o gerador da fonte V ajustável (de 0 a 450 V), R2 é o resistor onde é medida a corrente na cerâmica (foi usado R2 de 1,8  $\Omega$  para a ressonância e 470  $\Omega$  para a anti-ressonância) e C1 é a cerâmica investigada. As medidas das tensões são feitas em CH1 e CH2 ligadas a um osciloscópio de 2 canais. As situações de ressonância e anti-ressonância são detectadas quando não há diferença de fase entre os sinais.

#### 4.10) PERDAS

As perdas mecânicas foram calculadas para cada transdutor composto através da equação 4.8 (PRIETO, 1993).

$$\tan \delta = k_{33}^2 2\pi f_r |Z_m| C_o^T \quad (4.7)$$

onde

$\delta$  é o ângulo de defasagem entre a deformação e a tensão mecânica que define as perdas;

$Z_m$  é a impedância do transdutor na frequência de ressonância;

$C_o^T$  é a capacitância do transdutor livre.

O valor das perdas geralmente é expresso em porcentagem.

#### 4.11) MOBILIDADE ELÉTRICA

A mobilidade elétrica  $[\tau]$  foi calculada através do produto de  $R$  e  $C_o^T$ . O valor de  $R$  é a componente resistiva da impedância elétrica na frequência de 800 Hz.

#### 4.12) METODOLOGIA DAS SIMULAÇÕES

Os modelos da cerâmica vibrante no modo espessura e dos transdutores compostos (CA e CAP) foram simulados através de programas de computador escritos em FORTRAN 77. Estes programas (ver os fluxogramas no apêndice A) produzem arquivos de dados das frequências e suas respectivas impedâncias. Cada um dos dados é gerado a cada ciclo de uma estrutura "DO-CONTINUE" com a variável da frequência na expressão de  $Z$ . As frequências correspondentes aos valores de mínimas e máximas impedâncias foram usadas para confeccionar os gráficos das frequências de ressonância e anti-ressonância e do fator de acoplamento piezoelétrico em função do pré-tensionamento (capítulo VII).

A simulação do modelo da cerâmica vibrante no modo espessura é feita da seguinte forma: na expressão (3.11), dos três coeficientes implícitos ( $\epsilon_{33}^S$ ,  $c_{33}^D$  e  $h_{33}$ ), dois são fixados com valores obtidos experimentalmente e um é variado, de modo que ao revezar-se estes coeficientes são produzidos três gráficos das frequências de ressonância e anti-ressonância em função do coeficiente variado.

Nas simulações dos modelos CA e CAP, os coeficientes presentes nas expressões de  $Z$  (3.22 e 3.23) foram substituídos por coeficientes dependentes do pré-tensionamento.

## **CAPÍTULO V**

### **RESULTADOS DAS MEDIDAS**

Neste capítulo são apresentados os resultados dos experimentos descritos no capítulo anterior. Na seção 5.1 são apresentados resultados referentes às medidas com as cerâmicas isoladas e na seção 5.2 os resultados com os transdutores pré-tensionados. Nas seções 5.3 e 5.4 são apresentados os resultados relativos às perdas mecânicas e à mobilidade das cargas elétricas nas cerâmicas.

#### **5.1) CERÂMICAS PIEZOELÉTRICAS ISOLADAS**

Os resultados das medidas e cálculos dos coeficientes relativos às cerâmicas isoladas são apresentados na tabela a seguir juntamente com as características de outras composições de PZT comerciais já conhecidas e tabeladas. São apresentados os valores de  $d_{33}$ ,  $g_{33}$

( $g_{33} = d_{33}/\epsilon_{33}^T$ ),  $c_{33}^D$ ,  $K^T = \epsilon_{33}^T/\epsilon_0$ , e  $K^S = \epsilon_{33}^S/\epsilon_0$  (onde  $\epsilon_0$  é a permissividade elétrica do vácuo).

Os valores apresentados da amostragem nacional (X) referem-se à média das 20 peças medidas através dos métodos experimentais descritos no capítulo IV, exceto  $g_{33}$  que foi calculado. No caso dos outros materiais, os valores foram obtidos de tabelas (BERLINCOURT *et al*, 1964).

	$d_{33}$ [C/N] $\times 10^{-12}$	$g_{33}$ [Vm/N] $\times 10^{-3}$	$c_{33}^D$ [N/m <sup>2</sup> ] $\times 10^{10}$	$K^T$	$K^S$	$k_t$
PZT4	289	25,1	15,9	1300	635	0,51
PZT5A	374	24,9	14,7	1700	830	0,49
PZT5H	593	19,1	15,7	3400	1470	0,505
PZT8	225	25,0	16,1	1000	580	0,48
X	366	17,1	13,9	2225	1260	0,40

A determinação de  $h_{33}$  foi feita como descrito na seção 4.7. Obteve-se  $h_{33} = 14,1 \times 10^8$  N/C. As frequências de ressonância e anti-ressonância encontradas foram de 314 e 343 kHz respectivamente para o modo espessura. A densidade volumétrica e a velocidade de propagação longitudinal foram obtidos como é descrito na seção 4.5. Os valores médios obtidos foram 7750 kg/m<sup>3</sup> e 4330 m/s respectivamente.

Nas 20 cerâmicas analisadas foram constatados os seguintes desvios médios:

$f_r$	$f_a$	$k_t$	$c_{33}^D$	$v$	$K^T$	$K^S$
7,2 kHz	7,2 kHz	0,03	$4,6 \times 10^9 \text{N/m}^2$	87,33m/s	723	704

O gráfico da figura 5.1 foi levantado com a metodologia descrita na seção 4.3, com o objetivo de analisar a variação do módulo de impedância de uma cerâmica isolada em relação à frequência de excitação. Um resultado típico é dado por:

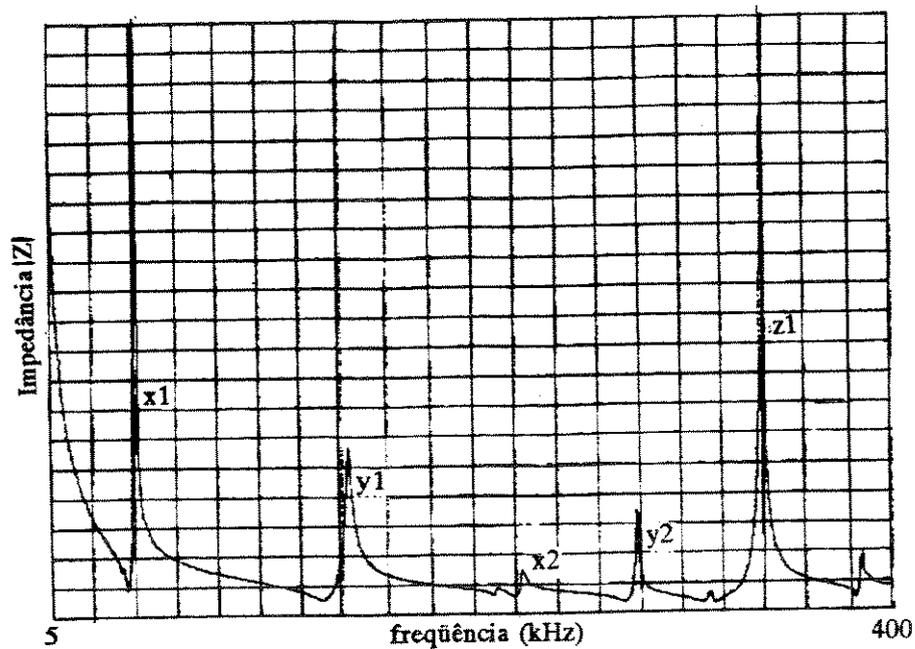


Figura 5.1. Módulo da impedância versus frequência de uma cerâmica livre.

Pelo modelo de Brissaud (1991), pode-se afirmar que os picos denotados por x1 e x2 e por y1 e y2 correspondem respectivamente ao modo fundamental e à primeira harmônica dos modos radiais de vibração de cerâmica livre. O pico denotado por z1 corresponde ao modo de vibração espessura.

## 5.2) MEDIDAS NOS TRANSDUTORES

### 5.2.1) Resultados das medidas estáticas

#### 5.2.1.1) Coeficiente dielétrico

Para o caso da cerâmica isolada foi obtido:

$$\epsilon_{33}^S = 1,1 \cdot 10^{-8} \text{F/m}$$

$$\epsilon_{33}^T = 1,9 \cdot 10^{-8} \text{F/m}$$

No caso do transdutor composto, a permissividade elétrica foi medida após cada pré-tensionamento, produzindo um gráfico de permissividade elétrica em função do pré-tensionamento que é mostrado na figura 5.2.

Em ambas as situações (cerâmica engastada (I) ou livre (II)) ocorre aumento de permissividade elétrica com o aumento do pré-tensionamento, de modo aproximadamente linear.

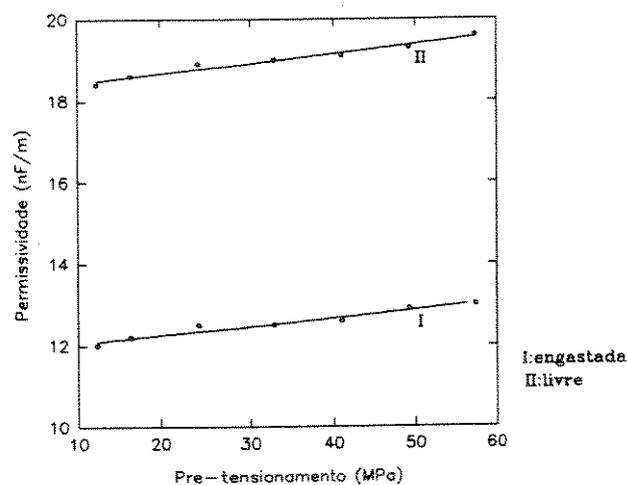


Figura 5.2. Permissividade elétrica da cerâmica engastada (I) e livre (II) em função do pré-tensionamento.

### 5.2.1.2) Coeficiente elástico

O coeficiente elástico  $c_{33}^D$  foi determinado de modo estático somente no transdutor composto. Foi observado que o pré-tensionamento não modifica a velocidade de propagação de ondas longitudinais, portanto pode-se dizer que o coeficiente elástico não sofre alterações com o pré-tensionamento em condições estáticas.

As peças passivas dos transdutores (alumínio e parafuso de aço) quando submetidas a compressões entre 10 e 50 MPa não perdem seu caráter linear em relação à deformação, o que permite adotar os valores tabelados do módulo de Young e da velocidade de propagação longitudinal como sendo  $1,11 \times 10^{11}$  N/m<sup>2</sup> e 6150 m/s para o alumínio e  $2,0 \times 10^{11}$  N/m<sup>2</sup> e 5900 m/s para o aço, respectivamente.

### 5.2.1.3) Coeficiente piezoelétrico

A medida do coeficiente piezoelétrico  $d_{33}$ , foi feita como descrito no capítulo IV. O resultado é expresso pelo gráfico da figura 5.2, que será usado como curva de calibração para a determinação do valor do pré-tensionamento.

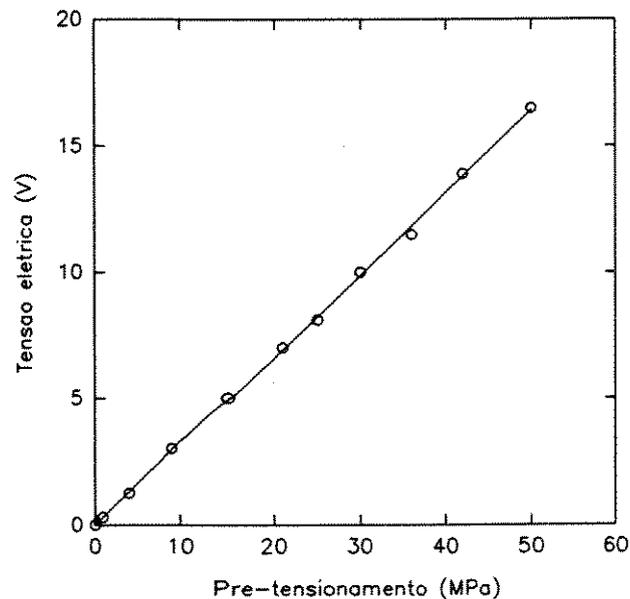


Figura 5.3. Tensão elétrica gerada em função do pré-tensionamento.

Pode-se notar pelo gráfico que o aumento das cargas acumuladas é linear e diretamente proporcional à compressão aplicada, o que permite adotar um valor constante para  $d_{33} = 366 \times 10^{-12} \text{C/N}$ .

## 5.2.2) Resultados das Medidas Dinâmicas

### 5.2.2.1) Coeficiente piezoelétrico

Como foi visto no capítulo IV, o cálculo do coeficiente piezoelétrico  $h_{33}$  depende da medida das frequências de ressonância e anti-ressonância, e da aplicação desses resultados nas equações 4.5 e 3.12. Os resultados a seguir, nos gráficos das figuras 5.4 a 5.10 mostram o comportamento dessas frequências nos 7 transdutores descritos na seção 4.8.

Cada um desses gráficos apresenta duas curvas: a inferior corresponde à frequência

de ressonância e a superior à de anti-ressonância.

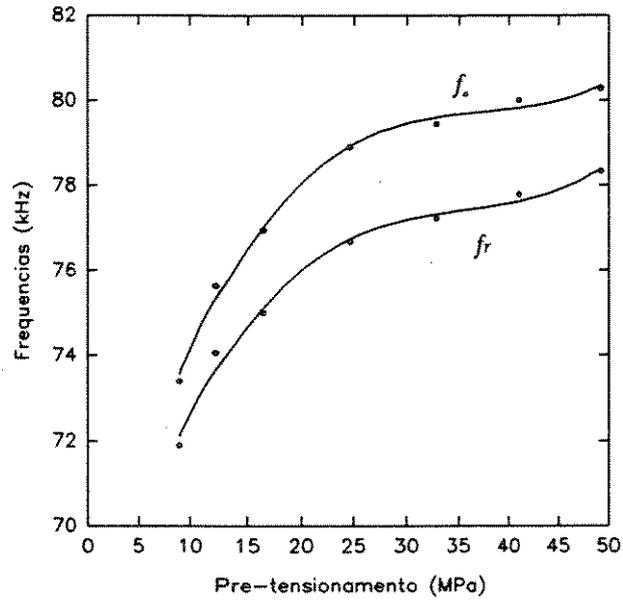


Figura 5.4. Frequências de ressonância e anti-ressonância  $\times$  pré-tensionamento do transdutor 1 ( $L = 13$  mm).

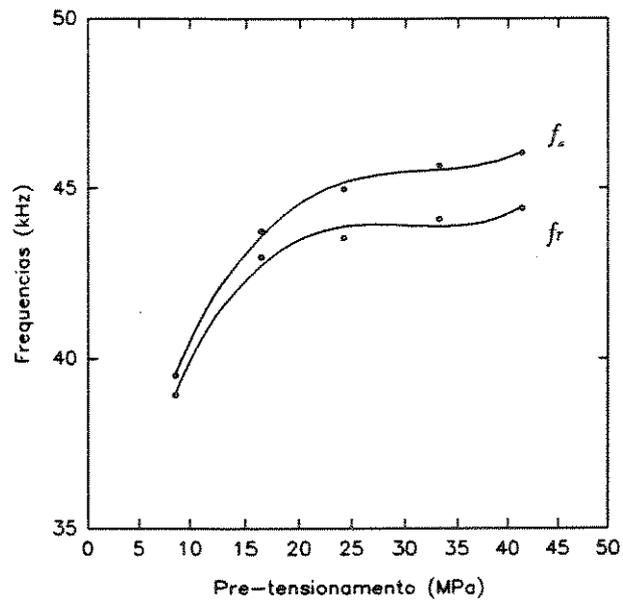


Figura 5.5. Frequências de ressonância e anti-ressonância  $\times$  pré-tensionamento do transdutor 2 ( $L = 26$  mm).

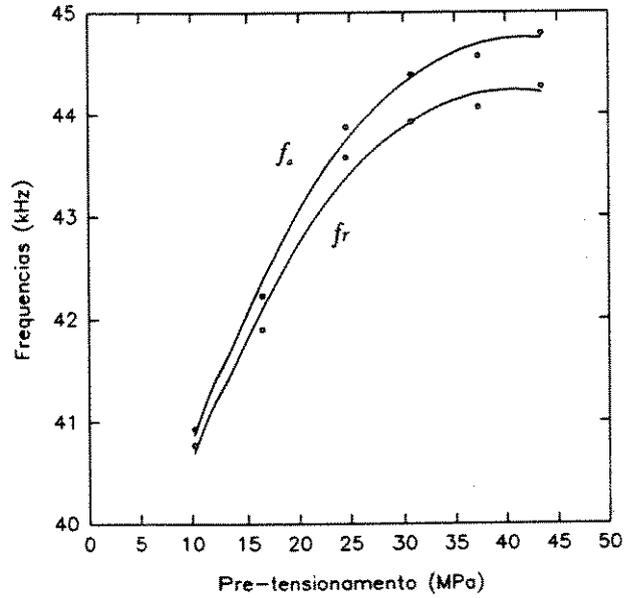


Figura 5.6. Frequências de ressonância e anti-ressonância  $\times$  pré-tensionamento do transdutor 3 ( $L = 33$  mm).

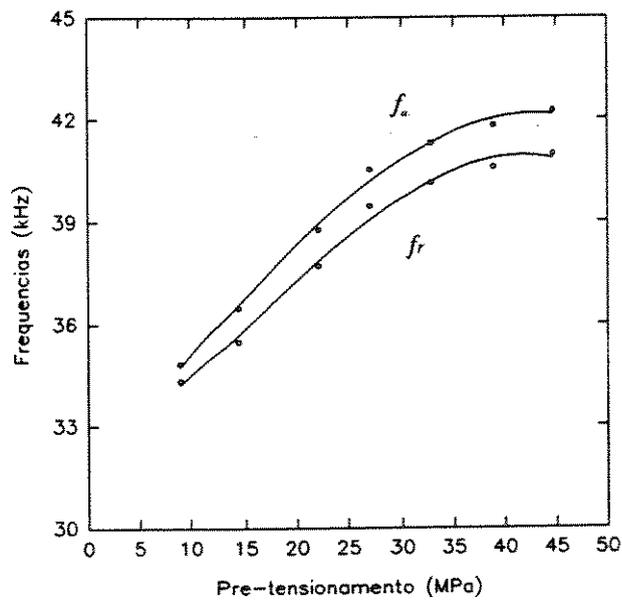


Figura 5.7. Frequências de ressonância e anti-ressonância  $\times$  pré-tensionamento do transdutor 4 ( $L = 33$  mm).

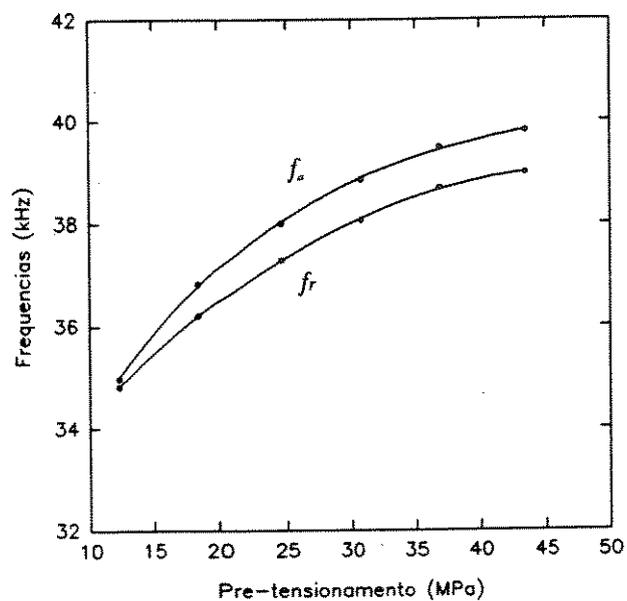


Figura 5.8. Frequências de ressonância e anti-ressonância  $\times$  pré-tensionamento do transdutor 5 ( $L = 37$  mm).

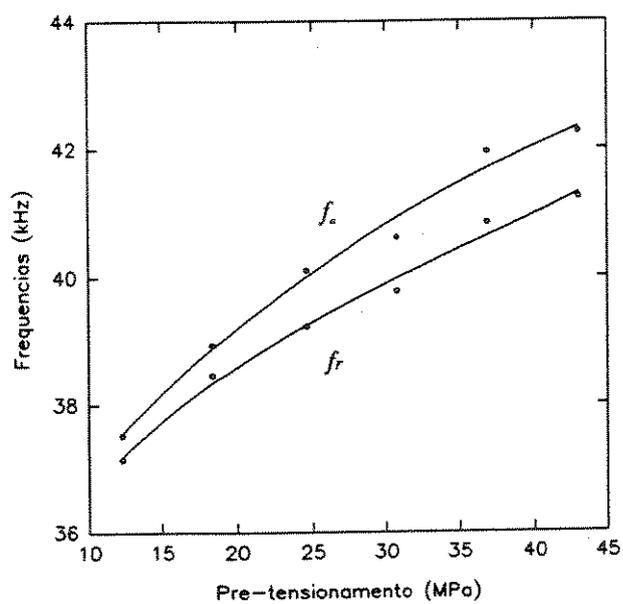


Figura 5.9. Frequências de ressonância e anti-ressonância  $\times$  pré-tensionamento do transdutor 6 ( $L = 37$  mm).

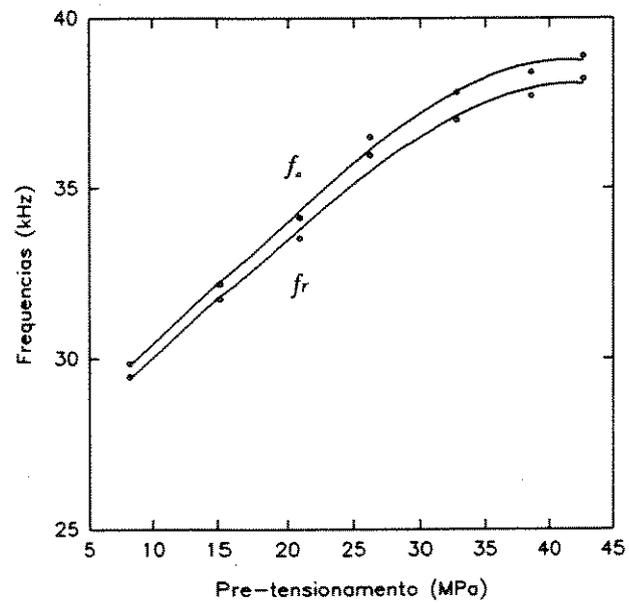


Figura 5.10. Frequências de ressonância e anti-ressonância  $\times$  pré-tensionamento do transdutor 7 ( $L = 41$  mm).

As figuras 5.11 a 5.17 mostram os valores dos fatores de acoplamento piezoelétrico efetivos  $k_{33}$  em função do pré-tensionamento.

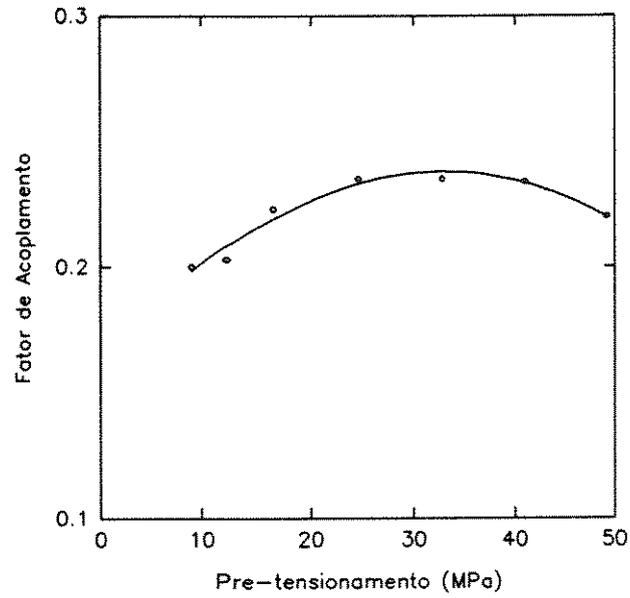


Figura 5.11. Fator de acoplamento  $k_{33} \times$  pré-tensionamento do transdutor 1 ( $L = 13$  mm).

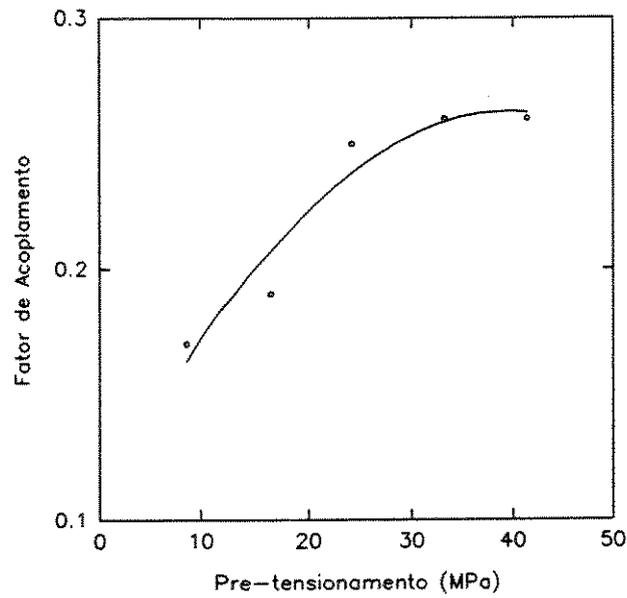


Figura 5.12. Fator de acoplamento  $k_{33} \times$  pré-tensionamento do transdutor 2 ( $L = 26$  mm).

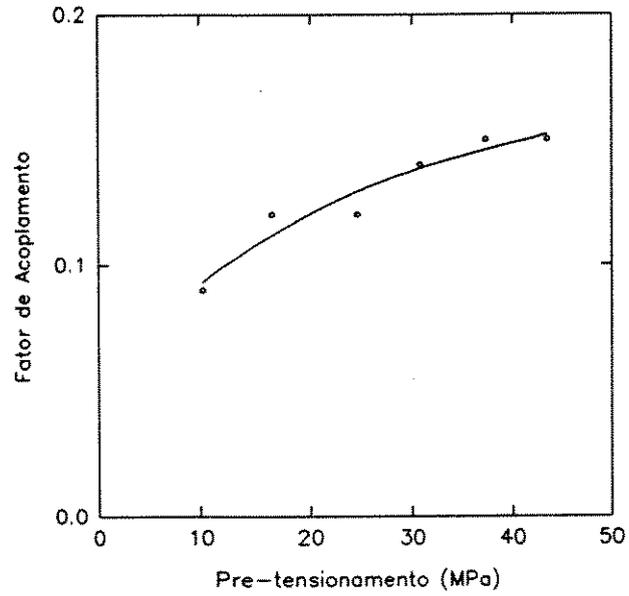


Figura 5.13. Fator de acoplamento  $k_{33} \times$  pré-tensionamento do transdutor 3 ( $L = 33$  mm).

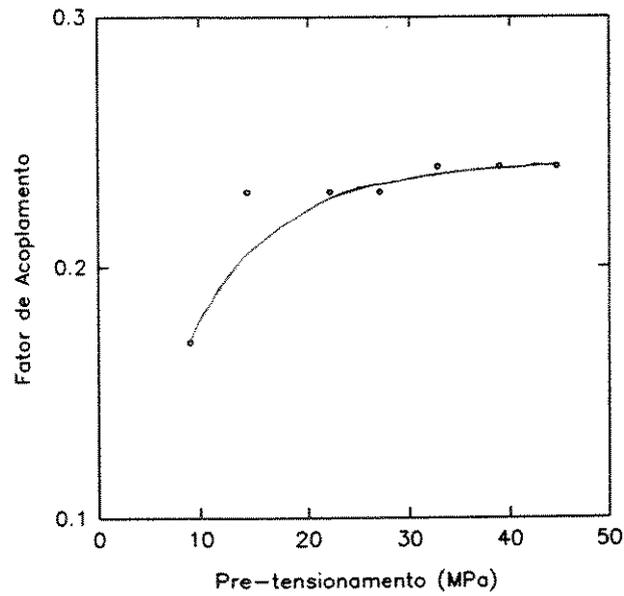


Figura 5.14. Fator de acoplamento  $k_{33} \times$  pré-tensionamento do transdutor 4 ( $L = 33$  mm).

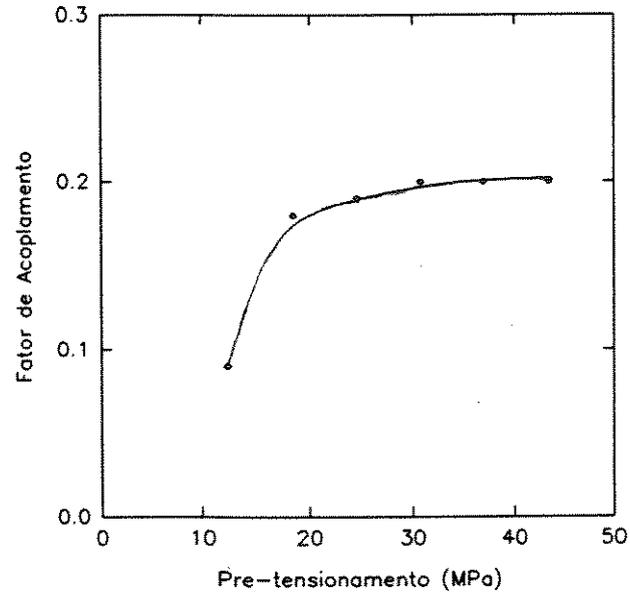


Figura 5.15. Fator de acoplamento  $k_{33} \times$  pré-tensionamento do transdutor 5 ( $L = 37$  mm).

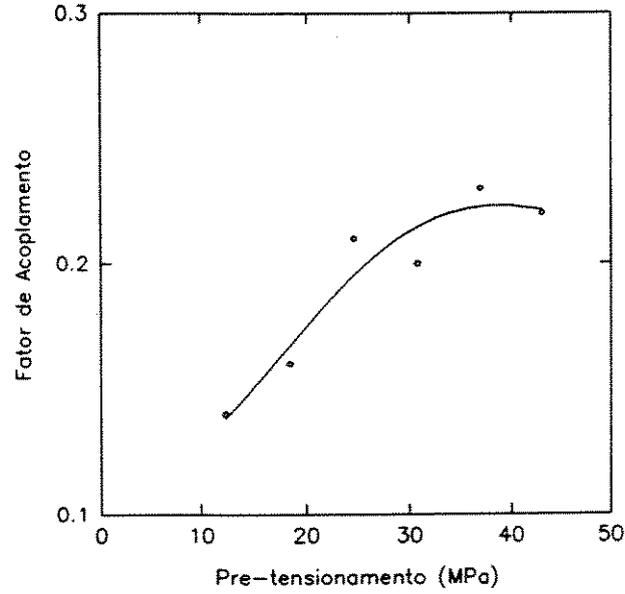


Figura 5.16. Fator de acoplamento  $k_{33} \times$  pré-tensionamento do transdutor 6 ( $L = 37$  mm)

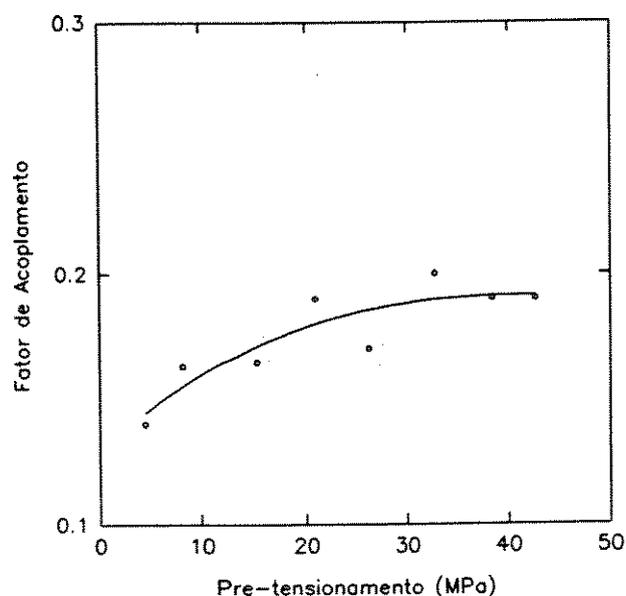


Figura 5.17. Fator de acoplamento  $k_{33} \times$  pré-tensionamento do transdutor 7 ( $L = 41$  mm).

Os resultados apresentados nas figuras 5.4 a 5.18 aparecem na forma de tabela no apêndice B.

### 5.3) PERDAS MECÂNICAS

As figuras 5.18 a 5.24 apresentam os resultados obtidos do cálculo das perdas mecânicas ( $\tan \delta$ ) em função do pré-tensionamento. As perdas foram calculadas através da equação (4.7).

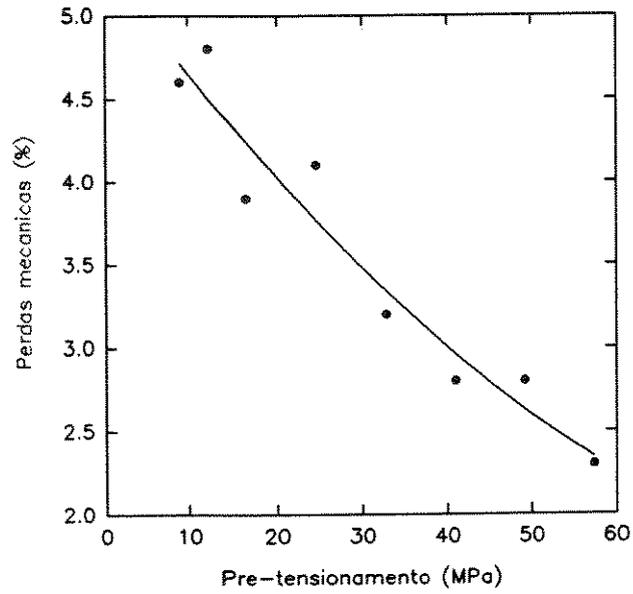


Figura 5.18. Perdas mecânicas  $\times$  pré-tensionamento no transdutor 1 ( $L = 13$  mm).

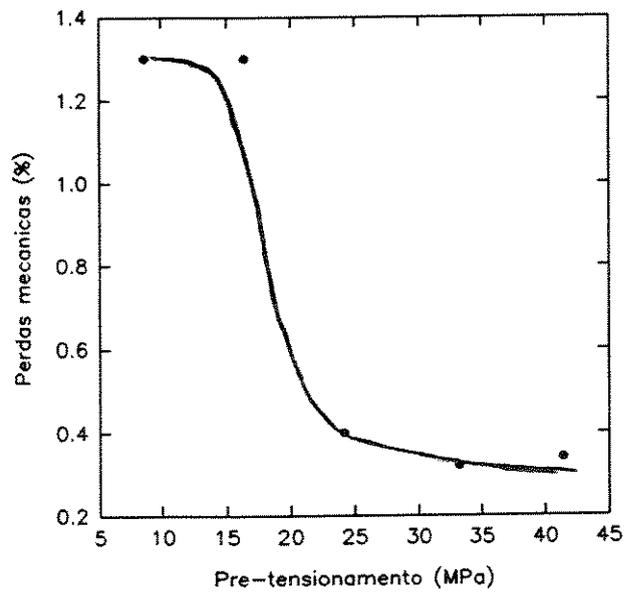


Figura 5.19. Perdas mecânicas  $\times$  pré-tensionamento no transdutor 2 ( $L = 26$  mm).

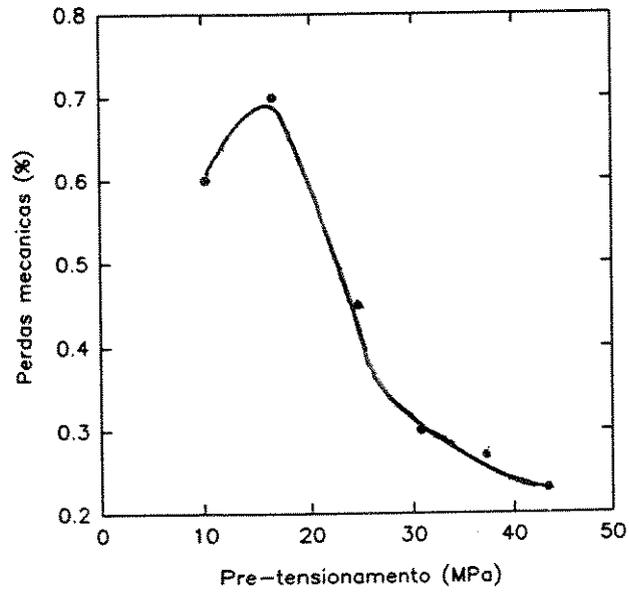


Figura 5.20. Perdas mecânicas  $\times$  pré-tensionamento no transdutor 3 ( $L = 33$  mm).

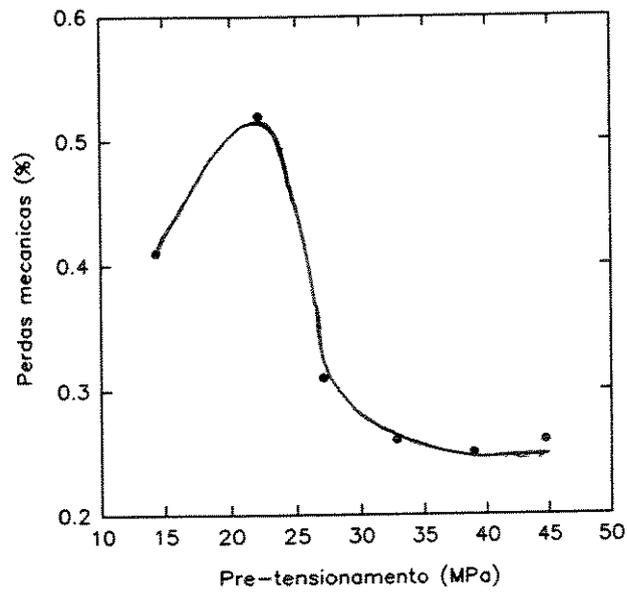


Figura 5.21. Perdas mecânicas  $\times$  pré-tensionamento no transdutor 4 ( $L = 33$  mm).

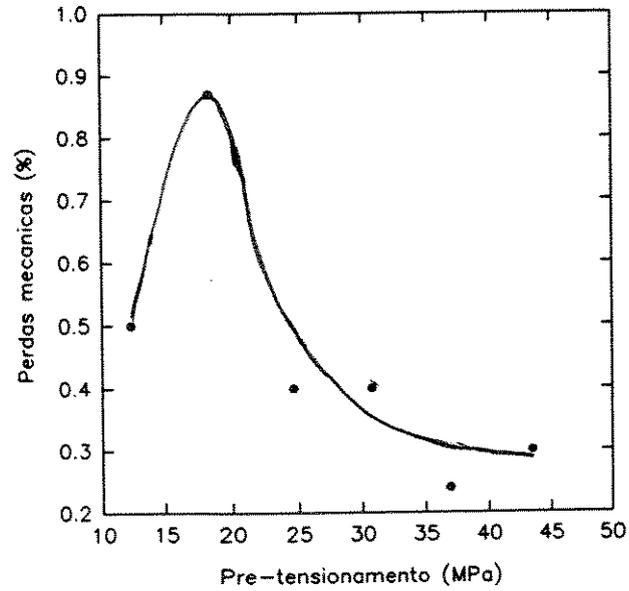


Figura 5.22. Perdas mecânicas  $\times$  pré-tensionamento no transdutor 5 ( $L = 37$  mm).

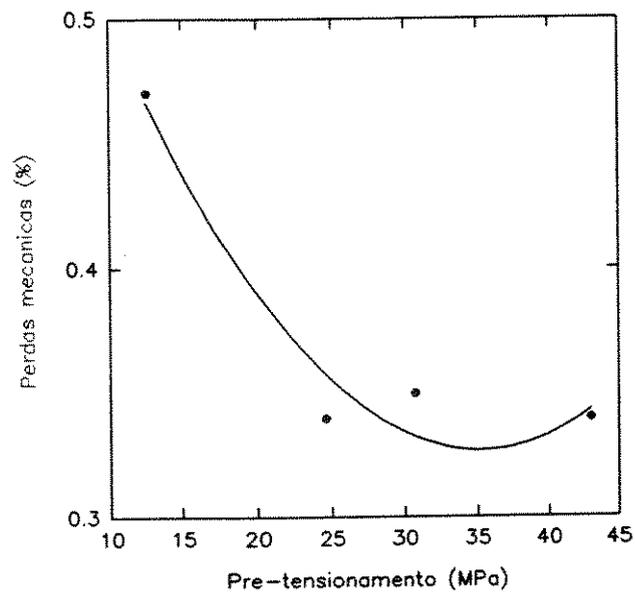


Figura 5.23. Perdas mecânicas  $\times$  pré-tensionamento no transdutor 6 ( $L = 37$  mm).

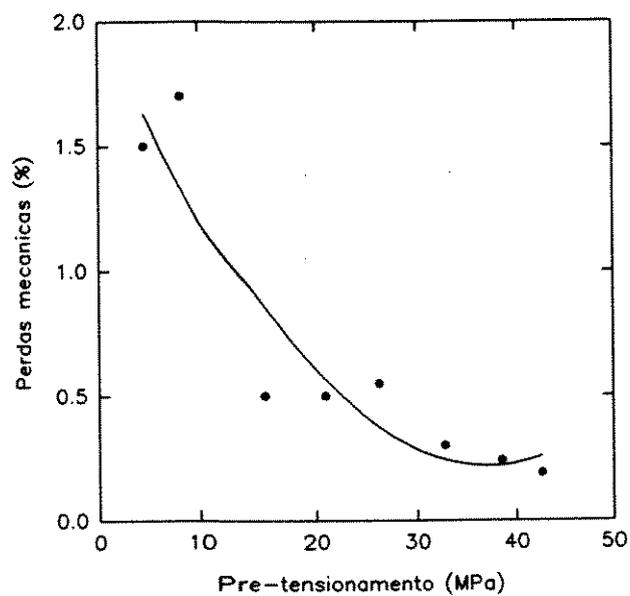


Figura 5.24. Perdas mecânicas  $\times$  pré-tensionamento no transdutor 7 ( $L = 41$  mm).

#### 5.4) MOBILIDADE ELÉTRICA

Nas figuras 5.25 a 5.31 são mostrados os gráficos do cálculo da mobilidade das cargas ( $\tau$ ) em função do pré-tensionamento. A mobilidade aparece em  $\mu s$ .

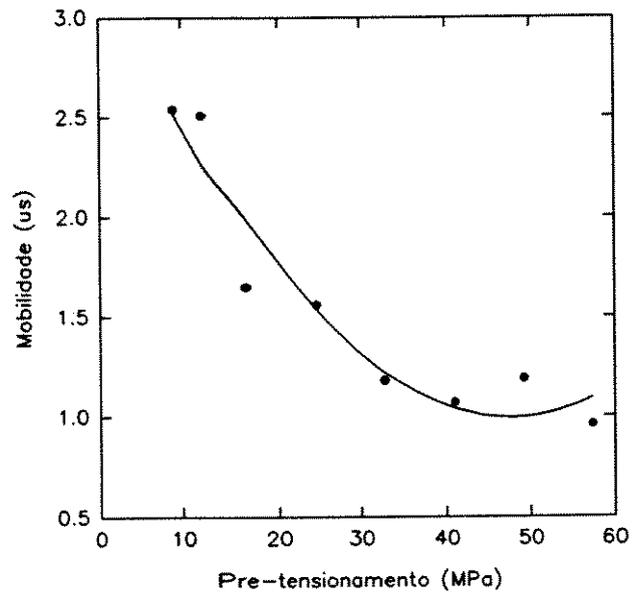


Figura 5.25. Mobilidade  $\times$  pré-tensionamento no transdutor 1 ( $L = 13$  mm).

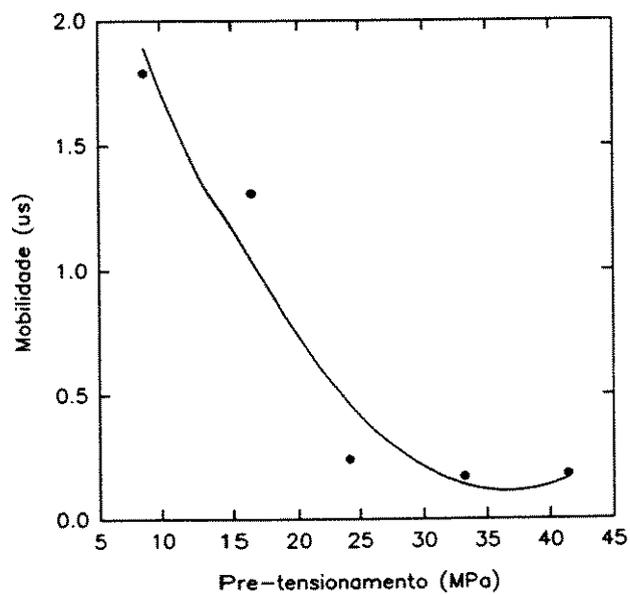


Figura 5.26. Mobilidade  $\times$  pré-tensionamento no transdutor 2 ( $L = 26$  mm).

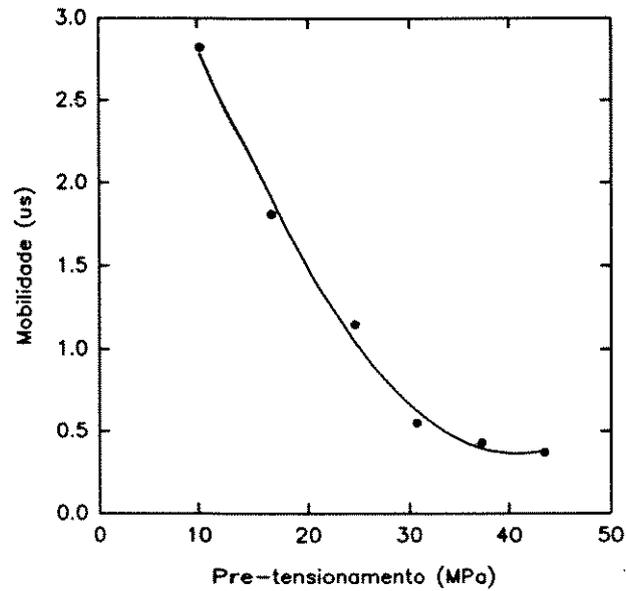


Figura 5.27. Mobilidade  $\times$  pré-tensionamento no transdutor 3 ( $L = 33$  mm).

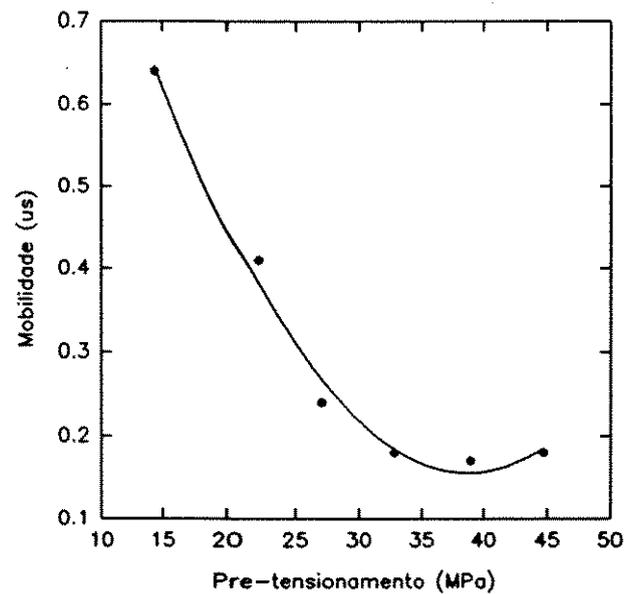


Figura 5.28. Mobilidade  $\times$  pré-tensionamento no transdutor 4 ( $L = 33$  mm).

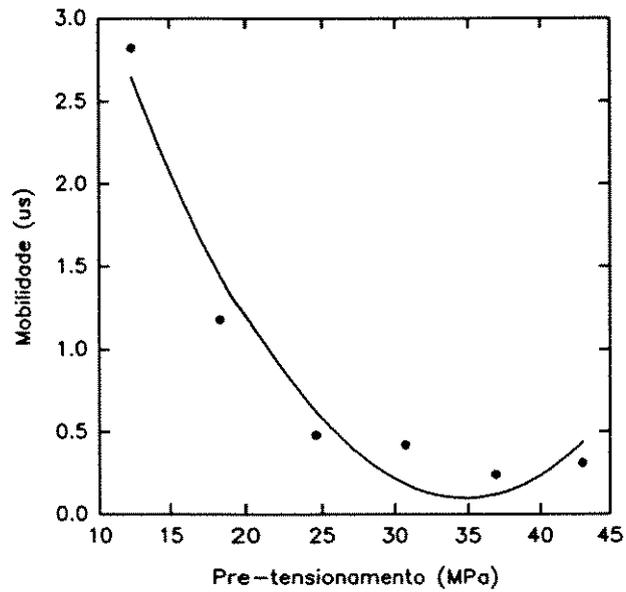


Figura 5.29. Mobilidade  $\times$  pré-tensionamento no transdutor 5 ( $L = 37$  mm).

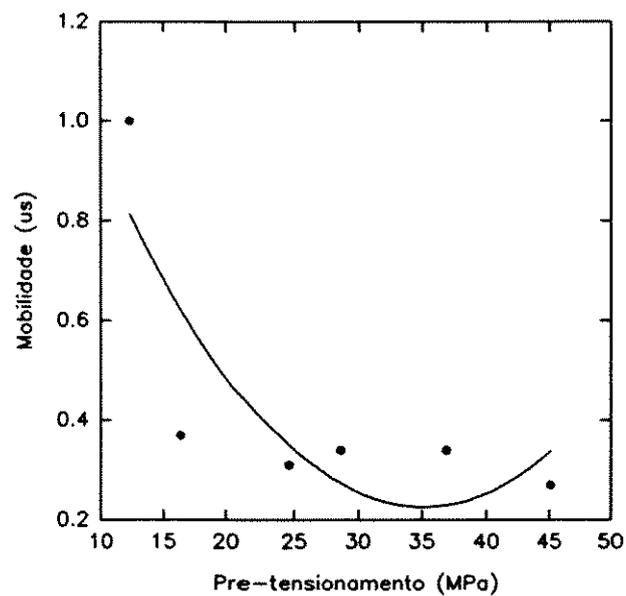


Figura 5.30. Mobilidade  $\times$  pré-tensionamento do transdutor 6 ( $L = 37$  mm).

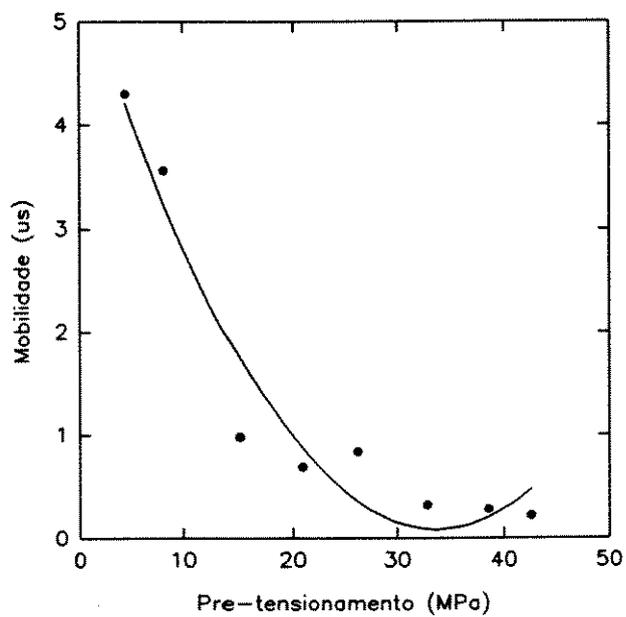


Figura 5.31. Mobilidade  $\times$  pré-tensionamento no transdutor 7 ( $L = 41$  mm).

## CAPÍTULO VI

### RESULTADOS DAS SIMULAÇÕES

O objetivo deste capítulo consiste em apresentar os resultados das simulações dos modelos descritos no capítulo III (modelo de Mason para o modo espessura, CA e CAP). Nestes modelos são introduzidas variações dos parâmetros elásticos, dielétricos e piezoelétricos e verificadas as variações nas frequências de ressonância e anti-ressonância e no fator de acoplamento piezoelétrico que elas provocam. Fazendo com que estas variações sejam função do pré-tensionamento pode-se, através do modelo, obter informações do efeito do pré-tensionamento sobre os parâmetros característicos da cerâmica.

Os resultados das simulações são expressos em gráficos. Os pontos destes gráficos são calculados segundo a metodologia descrita na seção 4.12.

## 6.1) SIMULAÇÕES PARA A CERÂMICA ISOLADA

Inicialmente foram estudados os efeitos das variações dos parâmetros elásticos, dielétricos e piezoelétricos nas frequências de ressonância e anti-ressonância, para o caso de uma cerâmica livre.

Nas figuras 6.1, 6.2 e 6.3 são apresentados estes efeitos para o modo de vibração espessura da cerâmica descrita na seção 3.2. Os valores dos coeficientes fixados foram obtidos experimentalmente e são apresentados na seção 5.1.

A tabela a seguir apresenta a correspondência entre as figuras e os coeficientes.

Figura	coeficientes fixados	coeficientes variados
6.1	$h_{33} = 14,1 \times 10^8 \text{ N/C}$ e $\epsilon_{33}^s = 1,18 \times 10^8 \text{ F/m}$	$c_{33}^D$
6.2	$h_{33} = 14,1 \times 10^8 \text{ N/C}$ e $c_{33}^D = 13,9 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$	$\epsilon_{33}^s$
6.3	$\epsilon_{33}^s = 1,18 \times 10^8 \text{ F/m}$ e $c_{33}^D = 13,9 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$	$h_{33}$

Nas figuras 6.2 e 6.3 não foi observada variações da frequência de anti-ressonância.

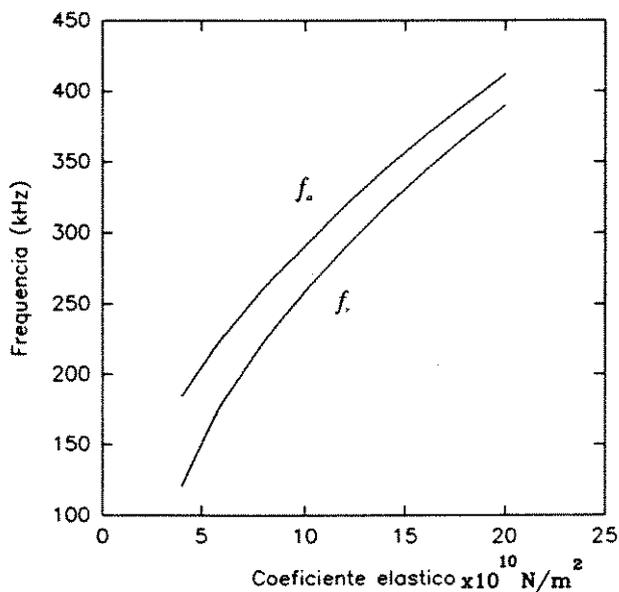


Figura 6.1. Variação das frequências de ressonância e anti-ressonância em função do coeficiente elástico  $c_{33}^D$  através da simulação para cerâmicas isoladas.

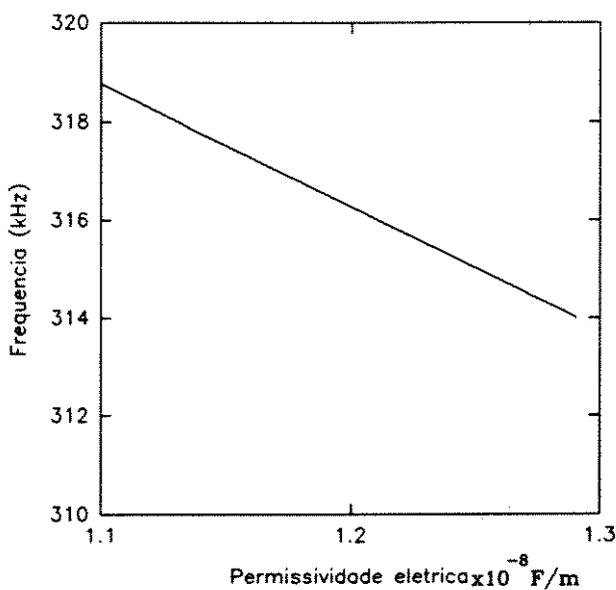


Figura 6.2. Variação da frequência de ressonância com o coeficiente dielétrico  $\epsilon_{33}^S$  através de simulação para cerâmicas isoladas.

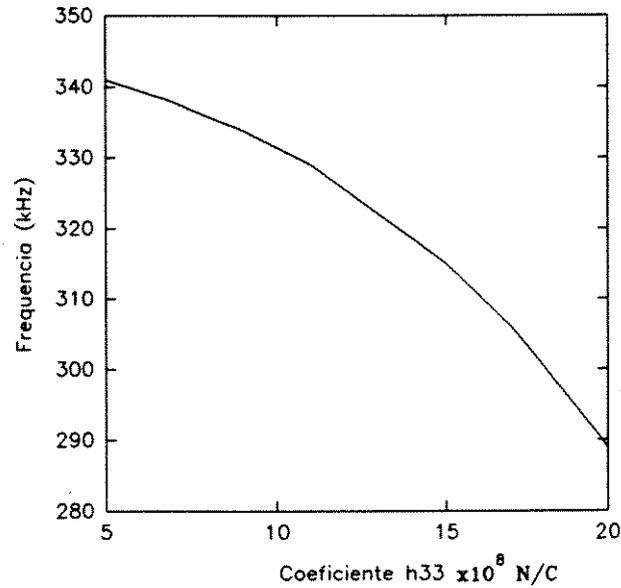


Figura 6.3. Variação da frequência de ressonância em função do coeficiente piezoelétrico  $h_{33}$  através da simulação para cerâmicas isoladas.

## 6.2) SIMULAÇÕES DO MODELO CA (CERÂMICA-ALUMÍNIO)

Realizaram-se simulações do modelo CA substituído-se os coeficientes  $\epsilon_{33}^S$ ,  $c_{33}^D$  e  $h_{33}$  por funções relacionadas ao pré-tensionamento  $T_c$ . Das diversas funções testadas, as que produziram resultados mais próximos dos resultados experimentais foram:

1) a permissividade elétrica varia como uma função de segundo grau em relação ao pré-tensionamento,

$$\epsilon_{33}^S = a_\epsilon T_c^2 + b_\epsilon T_c + c_\epsilon \quad (6.1)$$

onde  $T_c$  é a tensão mecânica de compressão dada em MPa.

2) o coeficiente elástico é uma função exponencial do pré-tensionamento:

$$c_{33}^D = c_{33o}^D (1 - \exp(-\frac{T_c}{d_c})) \quad (6.2)$$

3) uma lei exponencial relaciona  $h_{33}$  e o pré-tensionamento.

$$h_{33} = h_{33o} (1 - \exp(-\frac{T_c}{d_h})) \quad (6.3)$$

onde  $a_c$ ,  $b_c$ ,  $c_c$ ,  $d_c$  e  $d_h$  são constantes a serem determinadas.

Os valores dos coeficientes da equação (6.1) foram obtidos dos dados experimentais, mostrados na figura 5.2 pelo método dos mínimos quadrados, resultando em um polinômio de segundo grau.

$$\varepsilon_{33}^S = 1,185129 \times 10^{-8} + 1,3327797 \times 10^{-17} T_c + 2,9160611 \times 10^{-25} T_c^2 \quad (6.4)$$

Os valores dos coeficientes  $h_{33o}$ ,  $d_c$  e  $d_h$  foram obtidos através de simulações seguidas.

O valor do coeficiente elástico  $c_{33o}^D$  foi obtido a partir da medida estática. Encontrou-se

$$c_{33}^D = 13,9 \times 10^{10} (1 - \exp(-\frac{T_c}{9 \times 10^6})) \quad (6.5)$$

O coeficiente piezoelétrico  $h_{33}$  é escrito como uma exponencial do tipo

$$h_{33} = 10,0 \times 10^8 (1 - \exp(-\frac{T_c}{9 \times 10^6})) \quad (6.6)$$

Os resultados das simulações feitas com estas funções, usando  $T_c$  entre 0 e 50 MPa, juntamente com os dados experimentais dos transdutores 1 e 2, aparecem nas figura 6.4 a 6.7. Empregaram-se as legendas:

- frequência de ressonância (dados experimentais);

- frequência de anti-ressonância (dados experimentais);
- fator de acoplamento piezoelétrico (dados experimentais);
- simulação do modelo teórico.

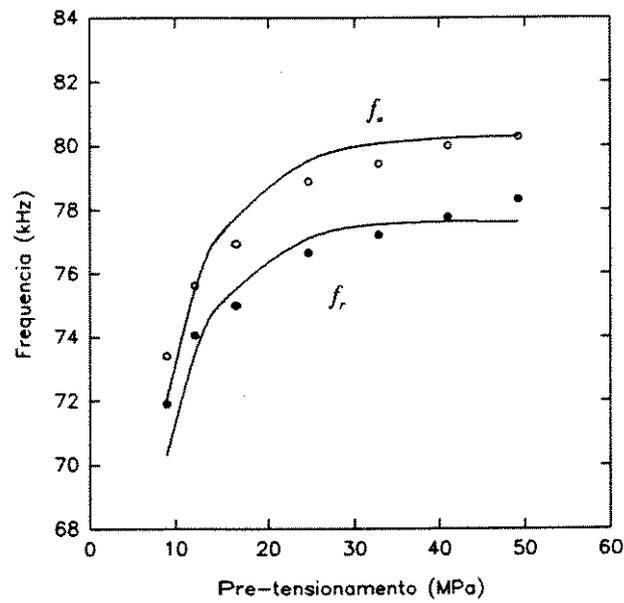


Figura 6.4. Gráfico das frequências de ressonância e anti-ressonância em função do pré-tensionamento no transdutor 1 ( $L = 13$  mm).

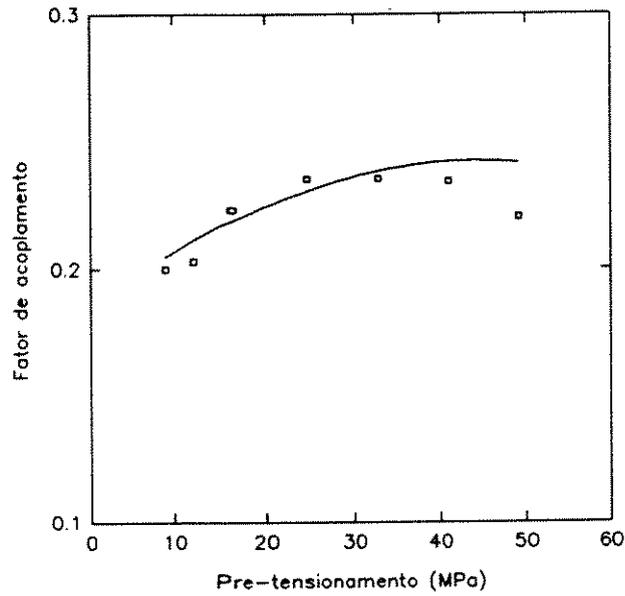


Figura 6.5. Gráfico do fator de acoplamento  $k_{33}$  em função do pré-tensionamento no transdutor 1 ( $L = 13$  mm).

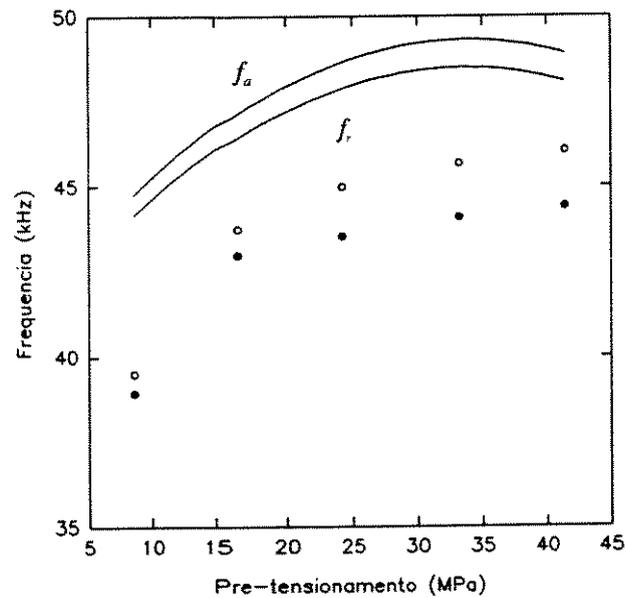


Figura 6.6. Gráfico das frequências de ressonância e anti-ressonância em função do pré-tensionamento no transdutor 2 ( $L = 26$  mm).

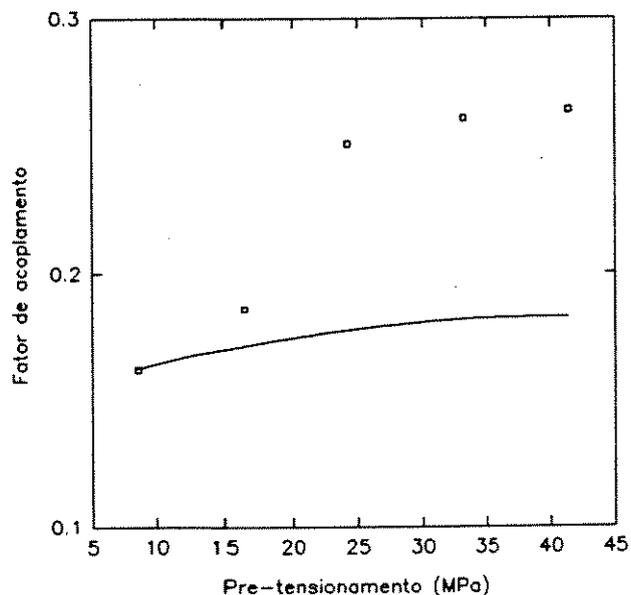


Figura 6.7. Gráfico do fator de acoplamento  $k_{33}$  em função do pré-tensionamento no transdutor 2 ( $L = 26$  mm).

No transdutor 1 o ajuste entre os pontos experimentais e as curvas da simulação é bom. O mesmo não acontece para o transdutor 2 onde a variação das frequências dos pontos experimentais é maior que a das curvas de simulação.

### 6.3) SIMULAÇÕES COM O MODELO CAP (CERÂMICA, ALUMÍNIO E PARAFUSO)

O objetivo das simulações desse modelo é o mesmo do caso do modelo anterior, acrescido da existência do parafuso. Com isso um coeficiente a mais deve ser considerado,

o módulo de Young do parafuso de aço  $Y_{aço}$ .

As simulações com o modelo CAP foram realizadas substituindo-se os coeficientes elástico, dielétrico e piezoelétrico da cerâmica e o módulo de Young do aço da expressão da impedância do modelo CAP pelas equações abaixo:

$$c_{33}^D = 13,9 \times 10^{10} \left( 1 - \exp\left(-\frac{T_c}{9 \times 10^6}\right) \right) \quad (6.7)$$

$$h_{33} = 20,0 \times 10^8 \left( 1 - \exp\left(-\frac{T_c}{9 \times 10^6}\right) \right) \quad (6.8)$$

$$Y_{aço} = \sqrt{1,25 \times 10^{15} T_c + 2,75 \times 10^{22}} \quad (6.9)$$

As figuras 6.8 a 6.17 apresentam os resultados experimentais juntamente com as simulações pelo modelo CAP. As legendas são as mesmas empregadas na seção 6.2.

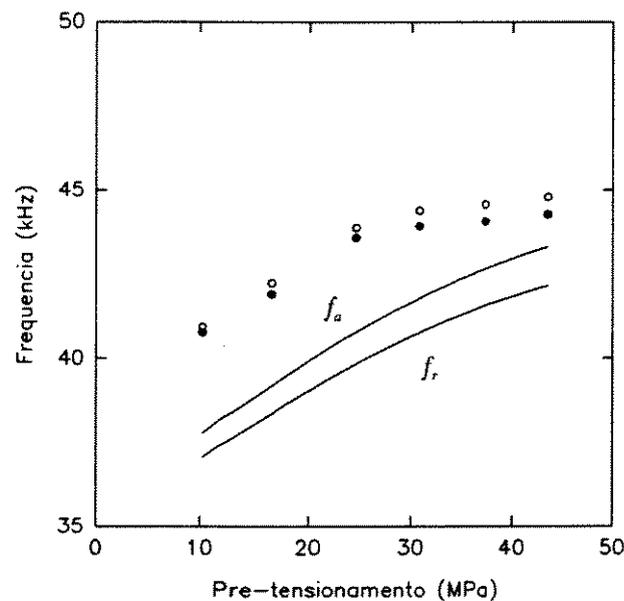


Figura 6.8. Gráfico das frequências de ressonância e anti-ressonância em função do pré-tensionamento no transdutor 3 ( $L = 33$  mm).

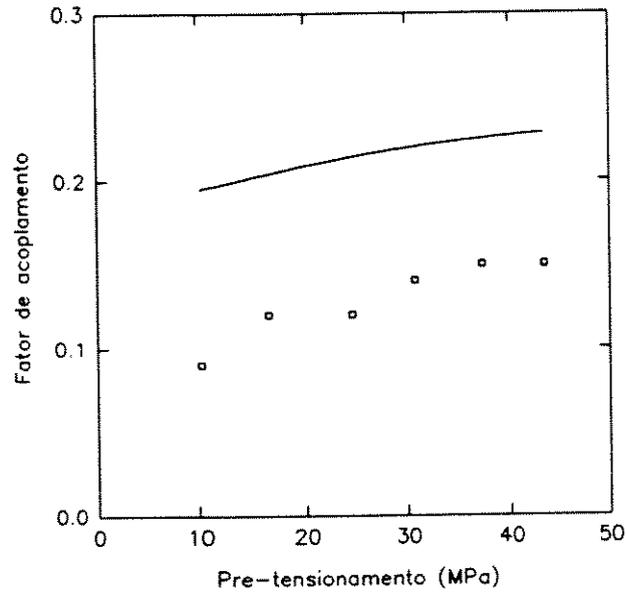


Figura 6.9. Gráfico do fator de acoplamento  $k_{33}$  em função do pré-tensionamento no transdutor 3 ( $L = 33$  mm).

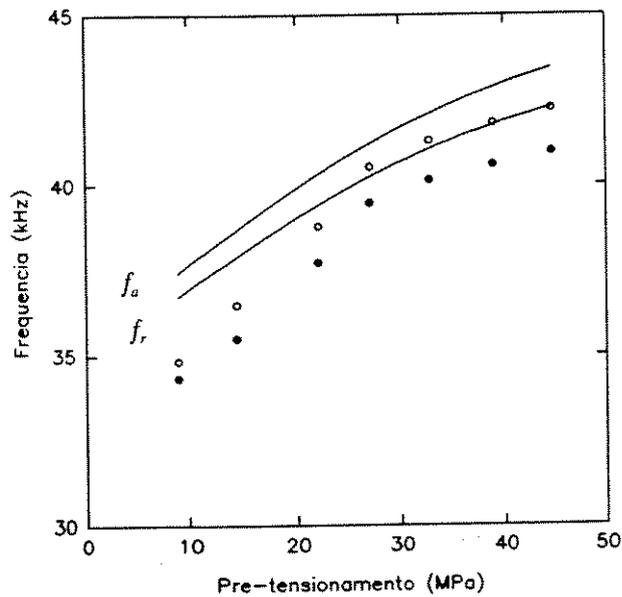


Figura 6.10. Gráfico das frequências de ressonância e anti-ressonância em função do pré-tensionamento no transdutor 4 ( $L = 33$  mm).

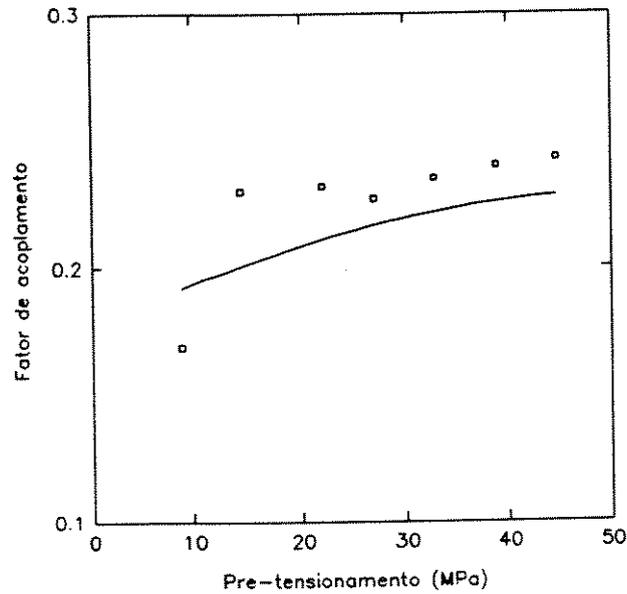


Figura 6.11. Gráfico do fator de acoplamento  $k_{33}$  em função do pré-tensionamento no transdutor 4 ( $L = 33$  mm).

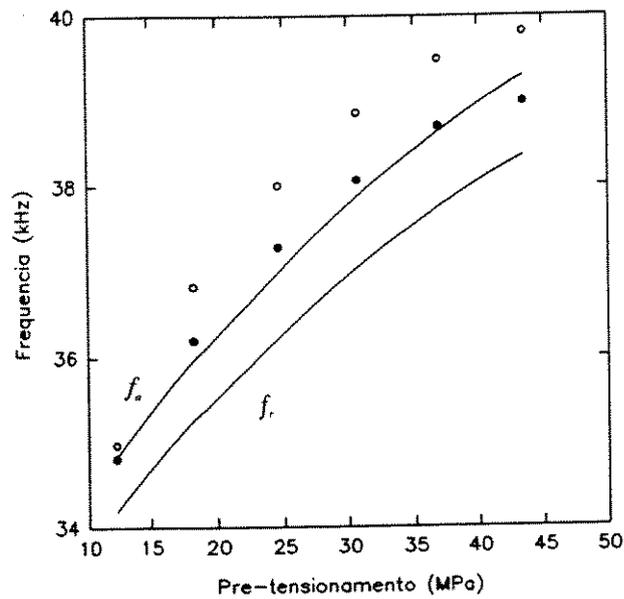


Figura 6.12. Gráfico das frequências de ressonância e anti-ressonância em função do pré-tensionamento no transdutor 5 ( $L = 37$  mm).

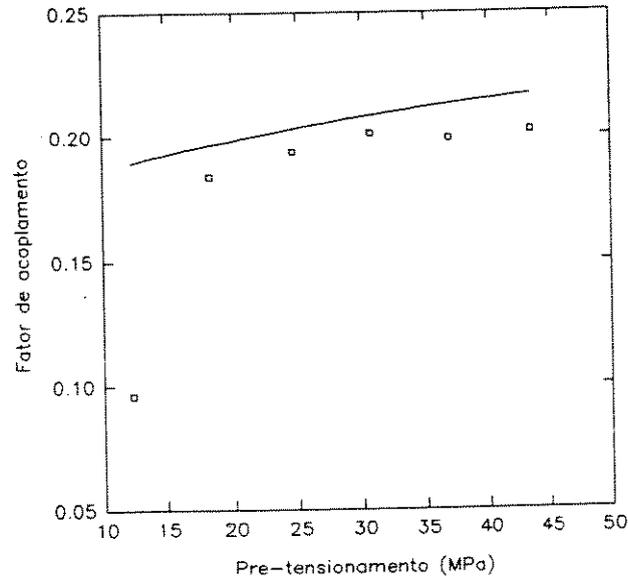


Figura 6.13. Gráfico do fator de acoplamento  $k_{33}$  em função do pré-tensionamento no transdutor 5 ( $L = 37$  mm).

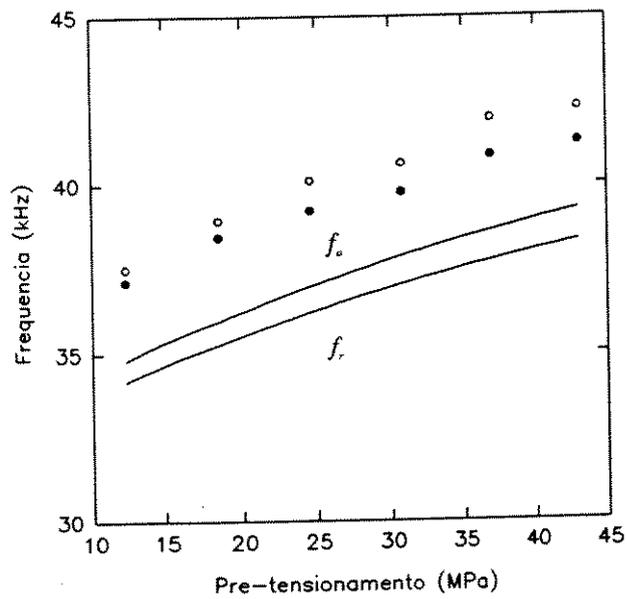


Figura 6.14. Gráfico das frequências de ressonância e anti-ressonância em função do pré-tensionamento no transdutor 6 ( $L = 37$  mm).

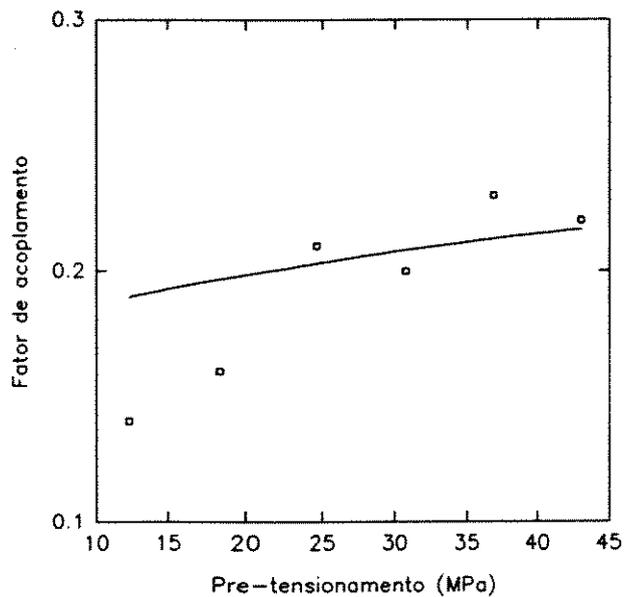


Figura 6.15. Gráfico do fator de acoplamento  $k_{33}$  em função do pré-tensionamento no transdutor 6 ( $L = 37$  mm).

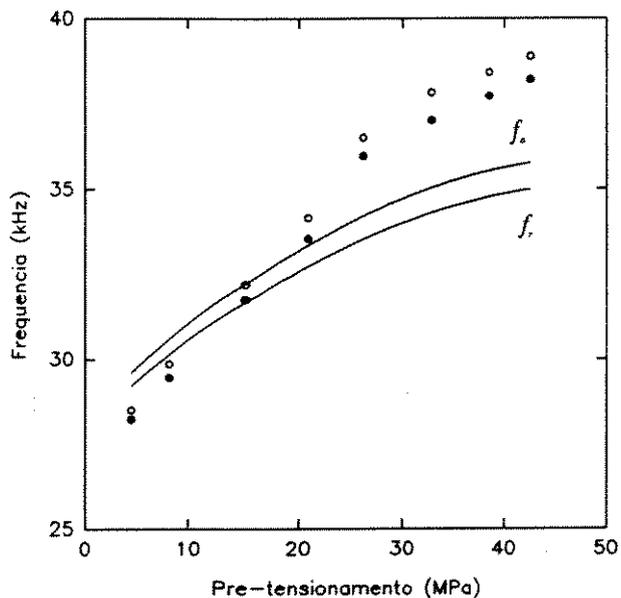


Figura 6.16. Gráfico das frequências de ressonância e anti-ressonância em função do pré-tensionamento no transdutor 7 ( $L = 41$  mm).

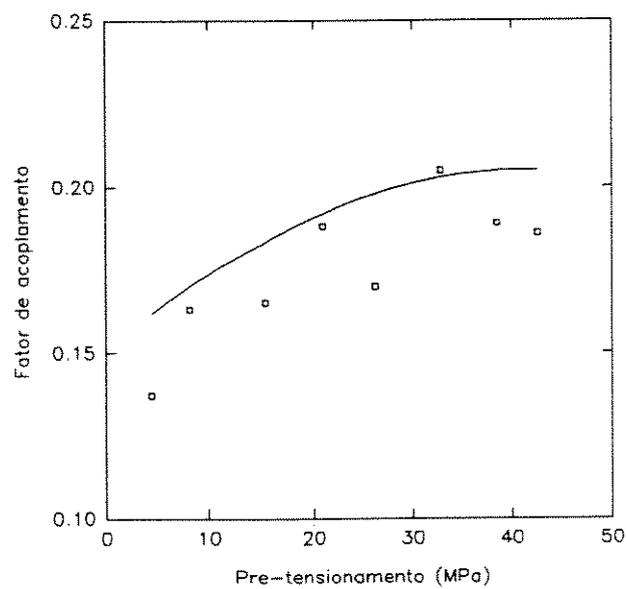


Figura 6.17. Gráfico do fator de acoplamento  $k_{33}$  em função do pré-tensionamento no transdutor 7 ( $L = 41$  mm).

## **CAPÍTULO VII**

### **DISCUSSÕES**

#### **7.1) INTRODUÇÃO**

Neste capítulo serão discutidos os resultados descritos nos capítulos V e VI. Os dados experimentais foram obtidos com as cerâmicas produzidas pela THORNTON-INPEC, portanto não podem ser generalizados para cerâmicas de outras fabricações ou com outras composições. Sabe-se que pequenas variações da composição e do processo de fabricação, mesmo que de um mesmo lote de fabricação, bem como as variações amostrais alteram consideravelmente o comportamento físico da cerâmica.

Segundo os resultados experimentais obtidos, as amostras de cerâmicas analisadas apresentaram características intermediárias entre as composições indicadas para emissores e receptores de ultra-som. Do ponto de vista da emissão, uma das características importantes

apresentada pelas cerâmicas analisadas é a de ter o coeficiente  $d_{33}$  elevado, contudo deixa a desejar em relação à permissividade elétrica  $\epsilon_{33}$ , que é elevada, o que contribui para um aumento das perdas e a conseqüente redução na eficiência.

## 7.2) MEDIDAS E OBSERVAÇÕES EXPERIMENTAIS

Inicialmente, as medidas foram feitas em cerâmicas em condições estáticas. Utilizando uma metodologia semelhante àquela empregada em trabalhos anteriores de outros autores foram determinadas as características elétricas (as permissividades elétricas com a cerâmica livre e engastada e as perdas elétricas (através da mobilidade elétrica)) e o coeficiente piezoelétrico  $d_{33}$ . Para as características elétricas, em experimentos realizados por (KRUEGER, 1968a; MEEKS & TIMME, 1975 e NISHI, 1966) foram obtidos resultados semelhantes. Em 1975, MEEKS e TIMME, também obtiveram a mesma característica linear de  $d_{33}$  para a faixa de compressões aqui empregada. Naquele experimento ainda foi mostrado que este coeficiente tende a diminuir quando a cerâmica é submetida a valores mais elevados de compressão.

Em condições dinâmicas, o trabalho experimental é mais crítico e algumas medidas não podem ser feitas sob pena de modificar o comportamento do transdutor. Os resultados obtidos referem-se a medidas realizadas sob excitação com pequenas energias. Em condições normais de operação, sob grandes potências, estes valores podem ser diferentes. Solicitações elevadas (mecânicas e elétricas) acarretam variações das

características elétricas e piezoelétricas em virtude de modificações nos domínios da cerâmica.

Determinadas medidas são feitas em condições especiais, por exemplo, a determinação de  $c_{33}^D$  é feita na frequência de anti-ressonância do modo espessura da cerâmica livre, assim como as permissividades elétricas livre e engastada que são obtidas em frequências de 800 Hz e 800 kHz. Quais serão os valores destes coeficientes com a cerâmica vibrando em 30 kHz? Esta pergunta não pode ser respondida pois nessa frequência as componentes mecânicas e elétricas se misturam.

A medida do coeficiente dielétrico não é feita dinamicamente, pois apresenta variações consideráveis com a frequência (da ordem de 1000 vezes). Isto decorre de deformações mecânicas da cerâmica que modificam suas características dielétricas, logo não é aconselhável medir permissividade nestas condições. Portanto, fica evidente que com a variação da frequência do sinal elétrico de excitação o comportamento do transdutor será alterado pelas variações expressivas da permissividade elétrica.

No caso de transdutores compostos, a frequência de ressonância é a de todo o conjunto mecânico, e não somente da cerâmica. Por esta razão, a medida do coeficiente elástico não pode ser feita como descrito no capítulo IV.

Neste trabalho foi considerado que as tensões mecânicas internas sejam uniformemente distribuídas nas superfícies das cerâmicas pelo aperto do parafuso central. Esta é uma condição difícil de ser verificada na prática, pois não existem medidores para tal. A teoria sugere que com o aumento da relação comprimento/diâmetro esta hipótese tende a ser mais verdadeira. A distribuição não uniforme de tensões mecânicas favorece o

aparecimento de outros modos de vibração, e em consequência o fator de acoplamento piezoelétrico  $k$  para um dado modo de vibração diminui, pois a energia convertida acaba sendo distribuída para outros modos. Os transdutores de potência usados em aplicações médicas e industriais possuem relação de comprimento por diâmetro da ordem dos que foram empregados nestes experimentos. Outro aspecto a ser observado é o da presença da porca que aumenta o tamanho efetivo do comprimento do transdutor e assim altera o valor das frequências de ressonância e anti-ressonância, ou mesmo propicia a existência de outros modos de vibração.

Observa-se nos resultados experimentais (capítulo V) que, na faixa de compressão investigada (entre 10 e 50 MPa), o incremento das frequências de anti-ressonância com o pré-tensionamento foi de 10 a 20% aproximadamente. Este resultado significa que a ação do pré-tensionamento nos transdutores é aproximadamente igual em todos eles, o que permite uma generalização do fenômeno.

Nas figuras 5.6 e 5.7 observa-se uma diferença de 6 kHz entre as primeira frequências de ressonância medidas. Esta diferença pode ser atribuída ao parafuso empregado, que além de ser de outro material, também resultou em uma conformação diferente ao transdutor.

A troca das cerâmicas dos transdutores também influenciou nas frequências de ressonância, comprovando que, apesar da mesma origem, pequenas modificações de composição e de fabricação alteram o comportamento. Isto pode explicar os resultados obtidos para os transdutores 5 e 6 e mostrados nas figuras 5.8 e 5.9. Nesses transdutores foram usadas cerâmicas que, apesar de pertencerem à mesma amostragem, apresentam

valores do coeficiente elástico diferentes. As cerâmicas usadas no transdutor 6 possuem  $c_{33}^D$  de  $1,43 \times 10^{11}$  N/m<sup>2</sup>, o que pode fazer com que as frequências de ressonância e anti-ressonância tendam a crescer mais com o pré-tensionamento.

Os resultados do fator de acoplamento piezoelétrico  $k_{33}$  em função do pré-tensionamento (figuras 5.11 a 5.17) mostram que para valores superiores a 20 MPa em média este fator tende a se estabilizar caracterizando um efeito de saturação dos dipolos.

Verifica-se nos gráficos de perdas mecânicas ( $\tan \delta$ ) em função do pré-tensionamento (figuras 5.18 a 5.24) que as perdas diminuem exponencialmente com o pré-tensionamento, de forma que para valores acima de 30 MPa elas assumem um valor mínimo e inversamente proporcional ao comprimento do transdutor. Isto leva a concluir que transdutores com maior quantidade de metal possuem perdas menores, pois o metal é mecanicamente superior à cerâmica na transmissão.

Verifica-se nos gráficos da mobilidade elétrica  $\tau$  em função do pré-tensionamento (figuras 5.25 a 5.31) que esta tende a diminuir com o pré-tensionamento. A existência de cargas livres é aumentada com o pré-tensionamento e isto prejudica a polarização (LINES e GLASS, 1977) e provoca aumento das perdas elétricas. Este resultado foi igualmente constatado por (KRUEGER, 1968a; MEEKS & TIMME, 1975 e NISHI, 1966).

### 7.3) MODELOS

Ao longo da história das pesquisas em piezocerâmicas pode-se observar que as

medidas em condições dinâmicas sempre foram problemáticas visto que, no processo piezoelétrico, mesmo sob pequenas excitações e especialmente em baixas frequências, os movimentos das paredes de domínio produzem atrito e dissipação de energia. Portanto, é de se esperar que os coeficientes elásticos, dielétricos e piezoelétricos variem com a frequência. A modelagem nestas condições é mais complexa, pois os coeficientes passam a ser discriminados por números complexos e, além disso, a parte complexa é pequena e difícil de ser obtida experimentalmente. Assim, normalmente adotam-se valores fixos para os coeficientes, de modo a simplificar o modelo. Estas dificuldades de previsão residem no fato de que as características de histerese dos cristais, da presença de defeitos e da interação entre os mesmos torna bastante complexo o fenômeno de interação entre grãos e domínios. Por isso o modelo de Mason é tão difundido, pois baseia-se nas condições de coeficientes invariantes com a frequência e de situações lineares e reversíveis, portanto desprezando as perdas.

Baseado nas dificuldades comentadas na seção 7.2 é que neste trabalho propôs-se a inclusão do parâmetro pré-tensionamento nos modelos CA e CAP. Dessa forma os coeficientes elástico, dielétrico e piezoelétrico tornam-se dependentes do mesmo. A simulação de cada um destes coeficientes no modelo da cerâmica livre (seção 3.2) provocou variações nas frequências de ressonância e anti-ressonância como foi visto nas figuras 6.1, 6.2 e 6.3.

Através dos resultados das simulações do modelo da cerâmica isolada vibrando no modo espessura (figuras 6.1 a 6.3), pode-se dizer que:

a) o aumento do valor do coeficiente elástico  $c_{33}^D$  faz com que as frequências de ressonância

e anti-ressonância se desloquem para valores superiores.

b) o aumento da permissividade elétrica  $\epsilon_{33}^s$  provoca diminuição da frequência de ressonância e aumenta o fator de acoplamento piezoelétrico  $k_t$ , pois a frequência de anti-ressonância permanece inalterada.

c) o aumento do coeficiente piezoelétrico  $h_{33}$  provoca a diminuição da frequência de ressonância e aumenta o valor do fator de acoplamento piezoelétrico  $k_t$ , pois a frequência de anti-ressonância também fica inalterada.

Pode-se concluir que o coeficiente elástico é responsável pela determinação dos valores das frequências de ressonância e anti-ressonância. Variações nos coeficientes dielétrico e piezoelétrico só modificam a frequência de ressonância e por isso apenas influem no fator de acoplamento piezoelétrico.

Como os resultados experimentais apontam variações nas frequências de ressonância e anti-ressonância (figuras 5.4 a 5.10) e no fator de acoplamento piezoelétrico (figuras 5.13 a 5.19), chega-se à conclusão que estes 3 coeficientes devem ser modificados com o pré-tensionamento. Admitindo que cada valor de pré-tensionamento determina um conjunto de coeficientes, existem condições de simular o efeito do pré-tensionamento mecânico com simplicidade.

### 7.3.1) CARACTERÍSTICAS BÁSICAS

A propagação de ondas longitudinais em um meio sólido é descrita pelas equações

de onda. No caso de um transdutor composto sujeito a pré-tensionamento, estas equações podem ser resolvidas nas partes do transdutor e as soluções particulares encontradas através das condições de continuidade. Entretanto, o efeito do pré-tensionamento não é previsto na dedução da equação de onda, pois forças aplicadas aos extremos de um infinitésimo de volume são anuladas tal como é visto na formulação da equação de onda (SYMON, 1982). Logo, é de se esperar que problemas resolvidos a partir desta equação não apresentem variações em relação ao pré-tensionamento.

As discussões a seguir são baseadas em dois modelos para o transdutor investigado: o modelo CA caracteriza um transdutor composto de cerâmicas e metais e o modelo CAP introduz o parafuso como um elemento a mais no transdutor. A resolução deste último cria uma situação de transferências de energia mais complexa do que a do modelo CA, visto que são introduzidas mais impedâncias mecânicas e as consequentes reflexões internas.

### 7.3.2) OS MODELOS CA E CAP

O ponto de partida da investigação do comportamento do transdutor vem da seguinte consideração estática: a permissividade elétrica  $\epsilon$  da cerâmica cresce com o pré-tensionamento. Entretanto, segundo os modelos analisados, o comportamento das frequências de ressonância e anti-ressonância e do fator de acoplamento piezoelétrico não pode ser explicado somente com esta modificação da permissividade elétrica. A correção desses resultados vem da determinação de uma dependência dos fatores  $c_{33}^D$  e  $h_{33}$  em relação

ao pré-tensionamento do tipo exponencial (seções 6.3 e 6.4).

O pré-tensionamento produz modificações na distribuição dos domínios da cerâmica, que, associado às variações nos defeitos do material, faz com que sejam alteradas as condições de trabalho de um transdutor. Observou-se que, em condições estáticas, somente a permissividade elétrica  $\epsilon_{33}$  apresenta variações perceptíveis. O coeficiente piezoelétrico  $d_{33}$  não varia e o coeficiente elástico  $c_{33}^D$  também não apresenta modificações quando calculado através da medida da velocidade de propagação longitudinal nos meios, usando um sistema ultra-sônico de pulso-eco (experimentalmente não foram detectadas variações). Cabe observar que as variações de permissividade elétrica ocorrem tanto no caso da cerâmica engastada como no da cerâmica livre. No primeiro caso, fica patente que são modificações nas características elétricas da cerâmica; no segundo, esta variação, que é maior, indica não só que as características elétricas são alteradas mas também as mecânicas, visto que todos os modos de vibração participam nesta medida pois a cerâmica está livre ( $T_3 = 0$ ).

Substituindo a equação da permissividade elétrica nos modelos CA e CAP, foi verificado que a mesma não produz simulações semelhantes aos resultados experimentais (o deslocamento das frequências não é observado), o que leva a concluir que a ação do pré-tensionamento em condições estáticas é diferente da ação em condições dinâmicas.

Impondo a condição da dependência dos fatores  $c_{33}^D$  e  $h_{33}$  em relação ao pré-tensionamento ser do tipo exponencial no modelo CA, obtém-se para o transdutor 1 ( $L = 13$  mm) os resultados mostrados nos gráficos das figuras 6.4 e 6.5. Constata-se um bom ajuste entre os dados experimentais e as curvas de simulação.

Verifica-se entretanto que na figura 6.6 existe uma diferença nas frequências e que

a porcentagem de variação de frequência do caso experimental é maior que na simulação, ou seja, a variação dos coeficientes simulada para o caso do transdutor 1 não permite obter a mesma variação de frequências com o transdutor 2. Isto é atribuído à maior quantidade de alumínio deste transdutor, que diminui o efeito do coeficiente elástico da cerâmica na determinação das frequências de ressonância e anti-ressonância do transdutor menor. Na verdade, todos os coeficientes elásticos dos materiais do transdutor são fatores que determinam essas frequências. Logo aumentando-se a espessura da peça de alumínio e mantendo-se o valor do seu módulo de Young constante, somente a variação de  $c_{33}^D$  não consegue alterar a frequência, como constatado experimentalmente. Dessa forma deve-se procurar outras modificações no modelo que causem o efeito obtido experimentalmente.

Empregando o modelo CAP e fazendo o módulo de Young do parafuso de aço variar segundo uma função quadrática com o pré-tensionamento observa-se que as formas das curvas que representam os resultados das simulações nas figuras de 6.8 a 6.17 estão próximas àquelas obtidas experimentalmente. Um melhor ajuste entre os pontos experimentais e os simulados pode ser conseguido alterando-se os valores das constantes usadas nas equações (6.7), (6.8) e (6.9). O valor dessas constantes depende de um grande número de variáveis, de modo que sua determinação genérica é difícil. Com o aumento do comprimento das peças metálicas, a participação das cerâmicas para a variação das frequências tende a ser diminuída, pois o efeito da distribuição das forças sobrepõe-se aos efeitos internos causados pelos domínios da cerâmica e representados matematicamente pela equação (6.2). A comprovação destes efeitos não pode ser feita experimentalmente, pois não é possível medir os coeficientes elásticos com os corpos em vibração. Convém observar que,

neste caso, uma coincidência de valores é difícil pois outros modos de vibração (laterais) variam de transdutor para transdutor, logo o fator de acoplamento piezoelétrico efetivo pode ser modificado segundo a forma e as dimensões do transdutor. Isto constitui uma das limitações dos modelos CA e CAP que, por serem uni-dimensionais, não conseguem prever a distribuição radial das forças no transdutor.

Através destas simulações conclui-se que, segundo o modelo adotado, a determinação das frequências de ressonância e anti-ressonância depende exclusivamente dos coeficientes elásticos da cerâmica  $c_{33}^D$ , e dos metais (representados por  $Y_{Al}$  e  $Y_{aço}$ , módulos de Young do alumínio e do aço, respectivamente).

No modelo CAP foi testada a variação do módulo de Young do parafuso segundo uma função raiz quadrada em relação ao pré-tensionamento. Os resultados das simulações constataram que isso estabelece um deslocamento de frequências de ressonância e anti-ressonância semelhante ao obtido nas experiências. Pode-se observar nas figuras 6.8, 6.10, 6.12, 6.14 e 6.16 que as formas das curvas simuladas e dos pontos experimentais são próximos. Um ajuste melhor entre os pontos pode ser conseguido modificando-se os valores das constantes das equações dos coeficientes substituídos no modelo.

Estes resultados mostram que o fato de usar parafusos mais rígidos faz com que o comportamento das frequências de ressonância do transdutor assemelhe-se ao de uma corda de violão quando tracionada (a frequência de ressonância aumenta com a força de tração). Entretanto, os efeitos de aumento do módulo de Young não correspondem fisicamente ao aumento da força do pré-tensionamento, assim como não ocorrem alterações elásticas do parafuso nesta faixa de forças empregada. O aumento do módulo de Young do parafuso

exige que, para o transdutor produzir deformações nas suas extremidades de mesma intensidade, a cerâmica realize uma força maior nas suas faces de contato com as peças de alumínio. Assim surge uma coincidência com o efeito do pré-tensionamento: o conjunto de peças do transdutor apertado tem que desenvolver forças proporcionais a este aperto para produzir deformações de mesma amplitude. Dessa forma, a variação do comportamento das frequências de ressonância e anti-ressonância do transdutor foi atribuída a alterações das propriedades físicas das cerâmicas quando submetidas a compressões. Pode-se dizer também que a ação do parafuso provoca uma distribuição diferenciada de forças no volume do transdutor. Esta distribuição depende da intensidade da força e das dimensões das partes componentes do transdutor. Como os modos de vibração longitudinais e laterais são acoplados (SHUYU & FUCHENG, 1993) e dependentes da distribuição das forças, pode-se dizer que variações de frequência sejam causadas pelo pré-tensionamento. Entretanto, o modelo uni-dimensional não tem condições de mostrar este efeito que se manifesta tridimensionalmente.

O fato do parafuso ocupar um volume pequeno na totalidade do transdutor faz com que seus efeitos, a nível de massa condutora de energia acústica, sejam reduzidos. Assim, torna-se mais prático avaliar o comportamento do transdutor como composto de cerâmica e alumínio, transferindo os efeitos do pré-tensionamento do parafuso para as propriedades físicas da cerâmica. Entretanto, pelos resultados apresentados nos capítulos V e VI, isto não é suficiente, pois a distribuição de forças em todo o volume do transdutor modifica os modos de vibração do transdutor. Este efeito pode ainda produzir a perda de simetria do transdutor, pois se as cerâmicas recebem forças diferentes suas modificações internas

também serão diferentes, logo a existência de duas cerâmicas iguais na montagem do transdutor imposta pelo modelo não ocorre na prática.

### 7.3.3) OS PARÂMETROS FÍSICOS DA CERÂMICA

A relação entre o pré-tensionamento e as características físicas da cerâmica estabelece-se de diversos modos. Como foi notado experimentalmente, em condições estáticas, a permissividade elétrica  $\epsilon$  aumenta quase linearmente com o pré-tensionamento (seção 5.2.1.1). Esta dependência não contribui para o deslocamento das frequências, mas proporciona um aumento de cargas elétricas deslocadas e isto pode ocasionar perdas no transdutor, pois as perdas elétricas são proporcionais à permissividade elétrica.

A simulação do deslocamento de frequências semelhante ao constatado experimentalmente ocorre quando o valor do coeficiente elástico  $c_{33}^D$  cresce exponencialmente com  $T_c$  (equação 6.2). O fato deste coeficiente variar com o pré-tensionamento é atribuído a modificações internas nos domínios da cerâmica. A combinação dos efeitos sobre os domínios e da distribuição de forças externas provoca nos transdutores um aumento de aproximadamente 15% nas frequências de ressonância e anti-ressonância.

Em todos os transdutores testados, a variação do coeficiente elástico  $c_{33}^D$  deve ser a mesma, pois as cerâmicas estão submetidas à mesma compressão. Entretanto, a distribuição dessa compressão pode ser diferente em cada transdutor, dependendo das características construtivas das peças metálicas. A extensão e os limites desses efeitos não podem ser

investigados por um modelo uni-dimensional, mas pode-se dizer que ambos devem coexistir baseados nos resultados das simulações com a técnica de elementos finitos (LEARCH, 1990) e dos experimentos relativos às propriedades mecânicas de cerâmicas submetidas a solicitações mecânicas de amplitude elevada (GERSON, 1960; GERSON *et al*, 1961).

Observa-se experimentalmente que, com pequenos valores de pré-tensionamento, o fator de acoplamento piezoelétrico  $k_{33}$  é pequeno e, portanto, o coeficiente piezoelétrico  $h_{33}$  também é pequeno dinamicamente. Assim como os outros coeficientes, o coeficiente  $h_{33}$  varia com a frequência. Em cerâmicas que têm ressonância no modo espessura acima de 300 kHz, fazê-las vibrar em algumas dezenas de kHz implica em omitir a conversão piezoelétrica do ponto de vista prático. Com a colocação de massas adjacentes,  $h_{33}$  pode crescer desde que haja uma interferência construtiva entre as ondas de cada parte do transdutor proporcionando uma realimentação mecânica positiva. Se as massas não estiverem bem conectadas à cerâmica isto não ocorrerá e originará uma curva do módulo da impedância em função da frequência com ressonância pouco definida. Pode-se dizer que este sistema funciona como 2 osciladores acoplados (um elétrico e outro mecânico), havendo a necessidade de um perfeito casamento entre as partes do transdutor para que os efeitos da conversão piezoelétrica sejam notados, ou seja, a aplicação de um sinal elétrico numa dada frequência  $f$  só proporciona deformações consideráveis se as partes metálicas adjacentes à cerâmica produzirem uma interferência adequada de ondas para aquela frequência. Isto deve depender da impedância e das dimensões das peças metálicas e da efetividade do contato mecânico entre as partes. Após a efetivação do contato (na realidade, o contato só ocorre após um certo nível de pré-tensionamento) o pré-tensionamento atua sobre os domínios e

defeitos estruturais da cerâmica.

O ajuste entre os resultados experimentais e simulados para o fator de acoplamento piezoelétrico é estabelecido através de uma relação exponencial entre o coeficiente piezoelétrico  $h_{33}$  e o pré-tensionamento, como segue:

$$h_{33} = h_{33_0} \left(1 - \exp\left(-\frac{T_c}{d_h}\right)\right) \quad (7.1)$$

A constante " $d_h$ " depende de muitas variáveis tais como distribuição de forças na superfície da cerâmica, variações comportamentais devidas às diferenças estequiométricas e ao processo de fabricação da cerâmica, presença do parafuso e da porca. Assim, é difícil a sua determinação através de um cálculo analítico.

Analisando a equação (7.1) pode-se verificar que " $d_h$ " é uma constante que influi no crescimento de  $h_{33}$  e este influi no coeficiente de acoplamento piezoelétrico  $k_{33}$  de modo que, quanto menor for o valor de " $d_h$ " mais compressão é exigida para que ocorra a saturação de  $k_{33}$  constatada experimentalmente.

A equação (7.1) ajusta as simulações do modelo CAP com os resultados experimentais. A partir destes resultados pode-se verificar certas semelhanças com outras observações experimentais:

- a) alguns experimentos (HOM *et al*, 1994) têm demonstrado que a atuação de campos externos influi na polarização das cerâmicas levando à saturação dos dipolos; assim, a partir de um determinado valor do campo externo (elétrico ou mecânico) a polarização deixa de variar indicando saturação.
- b) alguns modelos de estudo dos defeitos estruturais em materiais ferroelétricos são

concebidos a partir de uma equação diferencial cuja solução geral é do tipo da equação (7.1) (LINES e GLASS, 1977), como por exemplo o modelo citado na seção 2.2.1. A ação do pré-tensionamento contribui para o deslocamento das paredes de domínio da cerâmica piezoelétrica, para a variação dos efeitos físicos dos defeitos e concentração da distribuição espacial dos domínios. A consequência disso é a variação da polarização resultante que fica então relacionada ao pré-tensionamento. O pré-tensionamento atua sobre o segundo termo do lado direito da equação (2.3), modificando a polarização nas vizinhanças de um defeito, de modo que quanto maior for o pré-tensionamento menor será este termo, diminuindo o número ou o efeito dos defeitos sobre a polarização e fazendo a polarização  $P$  se aproximar da polarização de um dipolo de um sítio sem defeito.

$$P = P_d + NK \frac{\partial P}{\partial x} \quad (2.3)$$

Como a ocorrência do efeito piezoelétrico depende da polarização da cerâmica e é determinada pelo coeficiente  $h_{33}$ , entre outros, pode-se escrever este coeficiente em função do pré-tensionamento.

$$h_{33_0} = h_{33} + d_h \frac{\partial h_{33}}{\partial T_c} \quad (7.2)$$

$h_{33_0}$  corresponde ao fator de conversão piezoelétrica de um cristal sem defeitos e admite-se que seu valor seja obtido experimentalmente na condição de cerâmica livre. O valor efetivo de  $h_{33}$  é resultado da soma de  $h_{33_0}$  e de um termo de variação de  $h_{33}$  em relação à tensão mecânica (que corresponde ao efeito do deslocamento das paredes de domínio e da criação de defeitos no cristal).

A solução da equação (7.2) é dada em (7.1) e representada graficamente na figura (7.1). Vê-se nesta figura que para pequenas tensões mecânicas existe proporcionalidade entre  $h_{33}$  e  $T_c$ . Após um certo valor de  $T_c$ ,  $h_{33}$  estabiliza-se, significando que existe um valor limite para a conversão piezoelétrica que determina uma saturação dipolar.

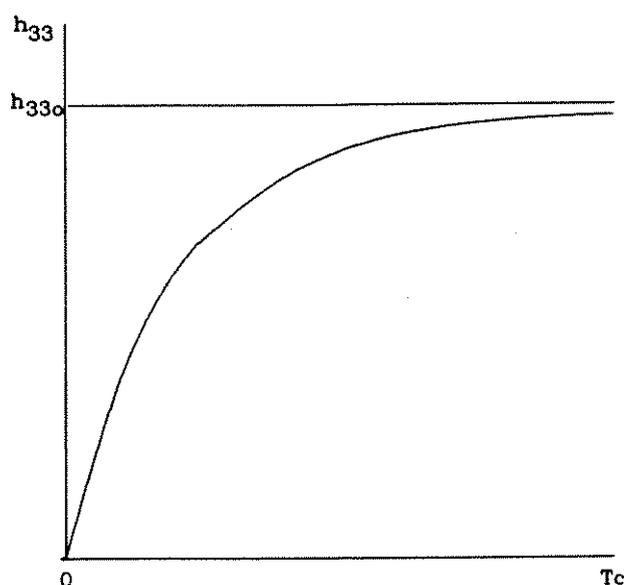


Figura 7.1. Curva típica da variação do coeficiente piezoelétrico em função do pré-tensionamento em condições dinâmicas.

Verifica-se que a colocação das peças de alumínio deve ser feita com compressão, pois sem a mesma observa-se uma degradação de  $h_{33}$ , provavelmente resultado de perdas mecânicas nos contatos entre as partes.

c) tem-se observado que, durante o processo de polarização da cerâmica, os eixos polares dos domínios polarizados se distribuem formando ângulos entre  $0^\circ$  e  $90^\circ$  com a direção do campo aplicado (CHENG-CUI *et al*, 1981), tal como mostra a figura 7.2.

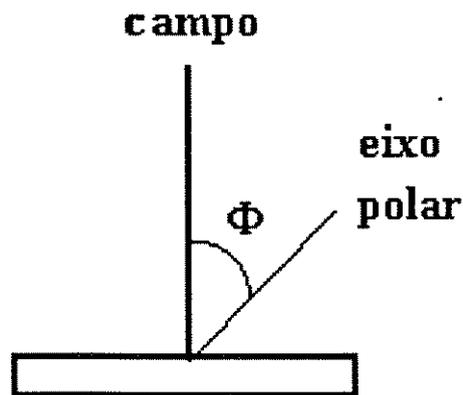


Figura 7.2. Ângulo de zênite entre o campo aplicado e o eixo polar dos domínios.

A distribuição dos domínios  $W$  possui a forma gaussiana (figura 7.3) e quanto mais platocúrtica (distribuição plana) apresentar-se, menor será o fator de acoplamento piezoelétrico de um certo modo de vibração. Acredita-se que o pré-tensionamento, atuando sobre os domínios, os desloca contribuindo para aumentar a probabilidade de ocorrência de ângulos próximos a  $0^\circ$  e assim aumenta o coeficiente piezoelétrico  $h_{33}$  da cerâmica, pois a interferência entre os dipolos fica cada vez mais construtiva quanto maior for a orientação dos dipolos em relação ao campo aplicado.

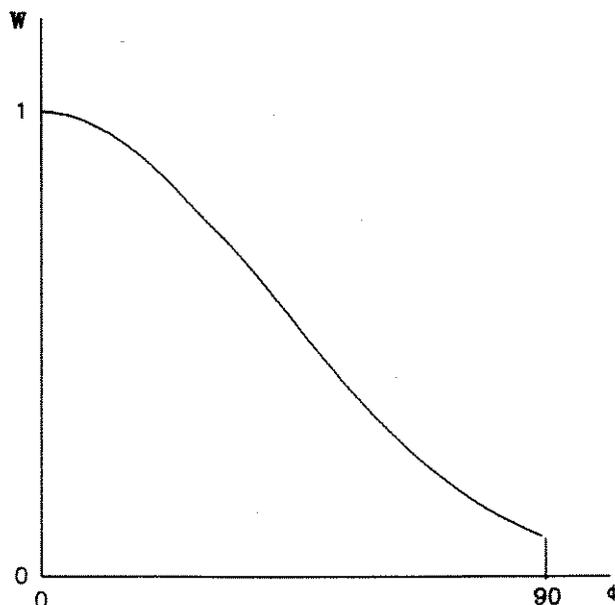


Figura 7.3. Distribuição dos dipolos  $W$  em função do ângulo do eixo polar dos domínios.

Nota-se nos resultados experimentais (figuras 5.4 a 5.10) que a partir do valor médio aproximado de 15 MPa a variação das frequências de ressonância e anti-ressonância é reduzida e, assim,  $k_{33}$  tende a se estabilizar em um valor máximo. Portanto, espera-se que ocorra aumento na eficiência do transdutor com pré-tensionamentos acima deste valor.

O mecanismo que descreve esse comportamento pode ser explicado de forma semelhante àquela enunciada por HOM *et al*, 1994: os cristais estão divididos pelos domínios com um momento de dipolo permanente; contudo, por sua distribuição aleatória, a polarização resultante ou macroscópica é nula. Quando é aplicado um campo mecânico externo estes dipolos tendem ao alinhamento induzindo uma polarização finita que modifica as características físicas da cerâmica com tendência a diminuir os efeitos despolarizantes dos defeitos e a reduzir o número de domínios adjacentes. O aumento desse campo externo não

provoca este efeito indefinidamente pois a estrutura dos dipolos impede um completo alinhamento dos mesmos. Dessa forma a polarização macroscópica, e conseqüentemente seus efeitos ficam limitados, causando saturação.

A inclusão de campos elétricos externos caracteriza a pré-polarização e apresenta resultados semelhantes aos obtidos com o pré-tensionamento (HOM *et al*, 1994). Isto pode ser um indício de que os efeitos, tanto do campo elétrico como do mecânico, colocados para deslocar o ponto de trabalho da cerâmica para um valor mais favorável, são causados pelo mesmo mecanismo dipolar, ou seja, a saturação.

Evidentemente, na construção de um transdutor é bem mais fácil usar um campo mecânico externo, visto que para campos elétricos necessita-se de fontes de alta tensão que causam problemas de isolamento, aquecimento e principalmente aumentam os custos do projeto.

Os experimentos que testam a pré-polarização das cerâmicas utilizam campos elétricos da ordem de kV/mm. Verifica-se que a partir de 1 kV/mm os efeitos de saturação começam a aparecer. Utilizando uma fonte de corrente contínua (até 450 V) foi realizado um experimento com campos elétricos externos de até 70 V/mm (seção 4.9) e não se verificou nenhuma variação nas frequências de ressonância e anti-ressonância. A utilização de uma fonte de tensão mais elevada não é adequada para um projeto de transdutor pelos motivos citados no parágrafo anterior. Conclui-se que variações no comportamento da cerâmica são mais facilmente obtidas com o pré-tensionamento mecânico e portanto este é um método mais adequado para o sucesso dos projetos de transdutores do que a pré-polarização elétrica.

## **CAPÍTULO VIII**

### **CONCLUSÕES**

#### **8.1) CONCLUSÕES FINAIS**

O pré-tensionamento produz variações nas frequências de ressonância e anti-ressonância, no fator de acoplamento e nas perdas dos transdutores piezoelétricos compostos. Estas variações são atribuídas:

- a) a modificações na estrutura interna da cerâmica que causam alterações dos coeficientes elásticos, dielétricos e piezoelétricos;
- b) à distribuição de forças no interior do transdutor.

Tem-se verificado que no projeto de um transdutor de potência, o pré-tensionamento tem um efeito muito importante pela determinação de um ponto de trabalho afastado do limite de fratura das cerâmicas, como foi a intenção inicial deste estudo. Este efeito é explicado pelas modificações nas estruturas dos domínios e na mobilidade das cargas

livres. Observa-se nos resultados experimentais que o pré-tensionamento acima de 25 MPa colabora em muito para estas alterações favoráveis à conversão piezoelétrica criando distribuições mais adequadas para os domínios nas cerâmicas.

A melhoria dos projetos dos transdutores piezoelétricos depende das técnicas de fabricação da cerâmica, que deve ser cuidadosa o suficiente para que haja minimização do aparecimento de defeitos, causados por impurezas e outros fatores.

O uso de coeficientes dependentes do pré-tensionamento em uma modelagem unidimensional é um método útil para a descrição do comportamento das cerâmicas, pois evita modelagens complexas, e pode ser empregado no projeto de transdutores onde os modos de vibração laterais possam ser ignorados.

## **8.2) SUGESTÕES PARA OUTROS TRABALHOS**

A aplicação de tensões elétricas excitadoras elevadas deve fazer parte de uma etapa próxima de estudos, inicialmente nas cerâmicas livres e posteriormente no conjunto pré-tensionado, ou seja, o conteúdo deste trabalho pode ser aplicado em situações de alta potência.

A metodologia empregada neste trabalho pode ser repetida para a condição de tensões elétricas elevadas substituindo-se o impedômetro fasorial por uma ponte de Wien.

Sob tensões elétricas elevadas, onde os deslocamentos são maiores pode-se, através de métodos ópticos (RITTENMYER & DUBBELDAY, 1992), estudar os modos de

vibração (SHAW, 1956) do transdutor, avaliando que tipo de construção (formas e materiais) é a mais adequada para obter melhor rendimento. Este estudo pode ser precedido de uma abordagem numérica através do método dos elementos finitos.

A medida da potência entregue ao meio também é um caminho interessante para aplicações de ultra-som. O uso da balanças radiométricas em aplicações submersas e o desenvolvimento de "phantoms" que tornem possível o estudo prático da distribuição dos níveis de pressão em um sólido constituem uma importante meta para aplicações ultrassônicas, principalmente na área médica.

Sugere-se repetir este método experimental em cerâmicas de outras origens para verificar quais as variações que podem ocorrer com outras composições e outros modos de fabricação.

Sugere-se ampliar o modelo de Brissaud para obter expressões analíticas para transdutores onde incluem-se peças metálicas. Dessa forma pode-se verificar como ocorrem as vibrações radiais em transdutores compostos. Neste mesmo modelo pode-se também incluir outras peças como retaguardas e concentradores nas mais diversas formas e estudar suas vibrações.

Sugere-se o emprego das funções dos coeficientes em relação do pré-tensionamento para modelos de transdutores não simétricos (com retaguarda e concentradores) e sujeitos a cargas mecânicas externas.

O uso das funções dos coeficientes pode ser estendido para outros modelos, tais como o de Brissaud (BRISSAUD, 1990, 1991) e o das matrizes (SITTIG, 1967, 1969), bem como para elaborar modelos para serem implementados por métodos numéricos

(BRISAUD *et al.*, 1987; KHAROUF & HEYLIGER, 1994).

## APÊNDICE A

Neste apêndice é apresentado o fluxograma dos programas de cálculo dos modelos CA e CAP.

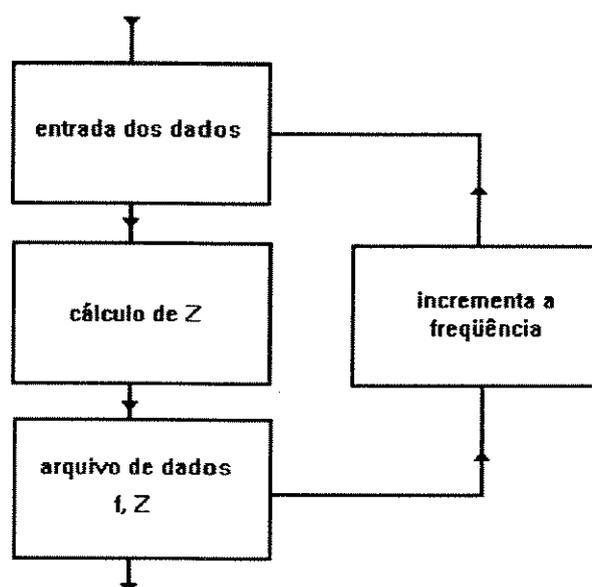


Figura A1. Fluxograma dos programas CA e CAP.

## APÊNDICE B

Neste apêndice são apresentadas tabelas com os resultados mostrados graficamente no capítulo V. Para cada um dos transdutores e para cada nível de pré-tensionamento é associado os valores de frequência de ressonância e anti-ressonância e do fator de acoplamento piezoelétrico que são parâmetros importantes em um projeto de transdutor.

Transdutor 1 ( $L = 13$  mm)

$T$ (MPa)	$f_r$ (kHz)	$f_a$ (kHz)	$k_{33}$
9,0	71,90	73,40	0,20
12,3	74,06	75,63	0,20
16,4	75,00	76,94	0,22
24,6	76,67	78,89	0,23
32,8	77,22	79,44	0,23
41,0	77,78	80,00	0,23
49,2	78,33	80,28	0,22

Transdutor 2 ( $L = 26$  mm)

$T$ (MPa)	$f_r$ (kHz)	$f_a$ (kHz)	$k_{33}$
8,61	38,93	39,50	0,17
16,40	42,98	43,74	0,19
24,19	43,54	44,98	0,25
33,21	44,09	45,67	0,26
41,41	44,41	46,04	0,26

Transdutor 3 ( $L = 33$  mm)

$T$ (MPa)	$f_r$ (kHz)	$f_a$ (kHz)	$k_{33}$
10,25	40,77	40,93	0,09
16,40	41,90	42,23	0,12
24,60	43,58	43,88	0,12
30,75	43,93	44,39	0,14
37,31	44,07	44,57	0,15
43,46	44,27	44,79	0,15

Transdutor 4 ( $L = 33$  mm)

$T$ (MPa)	$f_r$ (kHz)	$f_a$ (kHz)	$k_{33}$
9,02	34,33	34,83	0,17
14,35	35,49	36,47	0,23
22,14	37,72	38,78	0,23
27,06	39,47	40,53	0,23
32,80	40,14	41,30	0,24
38,95	40,59	41,81	0,24
44,69	40,97	42,24	0,24

Transdutor 5 ( $L = 37$  mm)

$T$ (MPa)	$f_r$ (kHz)	$f_a$ (kHz)	$k_{33}$
12,30	34,81	34,97	0,09
18,45	36,20	36,83	0,18
24,60	37,29	38,01	0,19
30,75	38,07	38,86	0,20
36,90	38,70	39,46	0,20
43,46	38,99	39,81	0,20

Transdutor 6 ( $L = 37$  mm)

$T$ (MPa)	$f_r$ (kHz)	$f_o$ (kHz)	$k_{33}$
12,30	37,14	37,52	0,14
18,45	38,46	38,94	0,16
24,60	39,23	40,11	0,21
30,75	39,78	40,62	0,20
36,90	40,85	41,95	0,23
43,05	41,24	42,26	0,22

Transdutor 7 ( $L = 41$  mm)

$T$ (MPa)	$f_r$ (kHz)	$f_o$ (kHz)	$k_{33}$
8,20	29,46	29,86	0,16
15,17	31,76	32,20	0,16
20,91	33,55	34,16	0,19
26,24	35,97	36,50	0,17
32,80	37,01	37,81	0,20
38,54	37,71	38,40	0,19
42,64	38,20	38,88	0,19

## BIBLIOGRAFIA

ARNOLD, F. J.; MÜHLEN, S. S. "Considerações Sobre o Comportamento de Cerâmicas Piezoelétricas Empregadas em Transdutores de Potência" **Anais do I Fórum Nacional de Ciência e Tecnologia em Saúde** 75-78 (1992).

ARNOLD, F. J.; MÜHLEN, S. S. "Investigação sobre o Comportamento de Cerâmicas Piezoelétricas Submetidas a Pré-Tensionamento Mecânico" **Anais do XI Congresso Brasileiro de Engenharia e Ciência dos Materiais** 693-696 (1994).

ARNOLD, F. J.; MÜHLEN, S. S.; MESQUITA NETTO, E. "Pre-stressing on Piezoceramic Transducers" **Physics in Medicine & Biology** 39a part 2 969 (1994a).

BAERWALD, H.; BERLINCOURT, D. "Electromechanical Response and Dielectric Loss of Prepolarized Barium Titanate under Maintained Electric Bias. Part I" **J. Acoust. Soc. Am.** 25(4) 703-710 (1953).

- BALABAEV, S.; IVINA, N. "Analysis of the Normal Modes of Sectional Piezoceramic Cylinders of Arbitrary Dimension" **Sov. Phys. Acoust.** 34(1) 90-91 (1988).
- BAUER, F.; VOLLRATH, K.; EYRAUD, L.; FETIVEAU, Y. "Ferroelectric Energy Conversion with PZT Ceramics Under Shock Loading" **J. Am. Ceram. Soc.** 63(5-6) 268-271 (1980).
- BEIGE, H.; SCHMIDT, G. "Electromechanical Resonances for Investigating Linear and Nonlinear Properties of Dielectrics" **Ferroelectrics** 41 39-49 (1982).
- BERLINCOURT, D.; CURRAN, D.; JAFFE, H. "Piezoelectric and Piezomagnetic Materials and Their Function in Transducers" **Physical Acoustics** vol.1A W.P.Mason 169-270 (1964).
- BERLINCOURT, D.; KRUEGER, H. "Domain Processes in Lead Titanate Zirconate and Barium Titanate Ceramics" **J. Appl. Phys.** 30(11) 1804-1810 (1959).
- BINDAL, V.; SAKSENA, T.; JAIN, S.; GUPTA, R. "Investigations on Evaluation of Transducer Performance at High Electric Drives" **Ultrasonics International 87 Conf. Proc.** 825-831 (1987).
- BOUCHER, D. "Trends and Problems in Low Frequency Sonar Projectors Design" **Power Sonic and Ultrasonic Transducers Design** Hamonic and Decarpigny 100-120 Lille France

(1987).

BRISSAUD, M.; EYRAUD, L.; GUERDER, P. "Détermination des Constantes Élastiques du Phtalate Acide de Thallium par une Méthode Ultrasonore" *Acustica* 55 160-165 (1984).

BRISSAUD, M.; EYRAUD, L.; KLEIMANN, H. "Détermination par la méthode des éléments finis des modes de vibration des céramiques piézoélectriques" *Acustica* 64 14-25 (1987).

BRISSAUD, M. "Nouveaux modèles tridimensionnels pour la caractérisation des céramiques piézoélectriques" *Acustica* 70 1-11 (1990).

BRISSAUD, M. "Characterization of Piezoceramics" *IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics and Freq. Contr.* 38(6) 603-617 (1991).

BROWN, R. "Effect of Two-Dimensional Mechanical Stress on the Dielectric Properties of Poled Ceramic Barium Titanate and Lead Zirconate Titanate" *Can. J. Phys.* 39 741-753 (1961).

BUGDAYCI, N.; BOGY, D. "A Two-Dimensional Theory for Piezoelectric Layers Used in Electro-Mechanical Transducers - I" *Int. J. Solids Structures* 17(12): 1159-1178 (1981).

BUGDAYCI, N.; BOGY, D. "A Two-Dimensional Theory for Piezoelectric Layers Used in Electro-Mechanical Transducers - II" **Int. J. Solids Structures** 17(12) 1179-1202 (1981).

CAO, H.; EVANS, A. "Nonlinear Deformation of Ferroelectric Ceramics" **J. Am. Ceram. Soc.** 76(4) 890-896 (1993).

CHENG-CUI, L.; XIAO-WEN, Z.; YI-JIANG, X. "The Measurement of Space Distribution of Domains in Polarized PZT Ceramic" **Ferroelectrics** 37 623-626 (1981).

CHO, Y.; MATSUNO, F. "Dynamic Method for Measuring the Velocity Variation of Ultrasound in Piezoelectric Ceramics with an Alternating Electric Field" **Rev. Sci. Instrum.** 64(5) 1244-1247 (1993).

CHO, Y.; YAMANOUCHI, K. "Nonlinear, Elastic, Piezoelectric, Electrostrictive and Dielectric Constants of Lithium Niobate" **J. Appl. Phys.** 61(3) 875-887 (1987).

DICK, J.; VORTHMAN, J. "Effect of Electrical State on Mechanical and Electrical Response of a Ferroelectric Ceramic PZT 95/5 to Impact Loading" **J. Appl. Phys.** 49(4) 2494-2498 (1978).

DING, D.; NIU, Y. "Experimental Investigation of the Relations Between the Electro-Acoustical Efficiency of Compound Piezoelectric Vibrator and the Positions of Ceramics

Within the Vibrator" in Chinese, **Acta Acustica** 8(6) 382-386 (1983).

DUBUS, B.; DEBUS, F.; DECARPIGNY, J.; BOUCHER, D. "Analysis of Mechanical Limitations of High Power Piezoelectric Transducers Using Finite Element Modelling" **Ultrasonics** 29 201-207 May (1991).

EISNER, E. "The Design of Resonant Vibrators" **Physical Acoustics** vol.1B 353-363 W. P. Mason (1964).

ESAKLUL, K.; GERBERICH, W. "Stress Relaxation in PZT" **J. Am. Ceram. Soc.** 63(1-2) 25-30 (1980).

EYRAUD, L. "The Material for Piezoelectric Power Transducers" **Power Sonic and Ultrasonic Transducers Design** Hamonic and Decarpigny 10-24 Lille France (1987).

EYRAUD, L.; EYRAUD, P.; CLAUDEL, B. "Influence of Simultaneous Heterovalent Substitutions in Both Cationic Sites on the Ferroelectric Properties of PZT Type Ceramics" **J. Sol. State Chem.** 53 266-272 (1984).

GERSON, R. "Dependence of Mechanical Q and Young's Modulus of Ferroelectric Ceramics on Stress Amplitude" **J. Acoust. Soc. Am.** 32(10) 1297-1301 (1960).

GERSON, R.; BURLAGE, S.; BERLINCOURT, D. "Dynamic Tensile Strength of a Ferroelectric Ceramic" **J. Acoust. Soc. Am.** 33(11) 1483-1485 (1961).

GERSON, R.; JAFFE, H. "Electrical Conductivity in Lead Titanate Zirconate Ceramics" **J. Phys. Chem. Solids** 24 979-984 (1963).

GERTHSEN, P.; HÄRDTL, K.; SCHMIDT, N. "Correlation of Mechanical and Electrical Losses in Ferroelectric Ceramics" **J. Appl. Phys.** 51(2) 1131-1134 (1990).

GONNARD, P.; BRIOT, R. "Modelization of the Dielectric and Mechanical Losses in Ferroelectric Ceramics" **Ferroelectrics** 93 117-126 (1989).

GONNARD, P.; CHAMP, P.; EYRAUD, L. "Characterization of Piezoelectric Ceramics for High Power Transducers" **Power Sonic and Ultrasonic Transducers Design** Harmonic and Decarpigny 25-40 Lille France (1987).

HILL, R.; EL-DARDIRY, S. "A Theory for Optimization in the Use of Acoustic Emission Transducers" **J. Acoust. Soc. Am.** 67(2) 673-682 (1980).

HILL, R.; EL-DARDIRY, S. "Variables in the Use and Design of Acoustic Emission Transducers" **Ultrasonics** 9-16 January (1981).

HIROSE, S.; AOYAGI, M.; TOMIKAWA, Y. "Dielectric Loss in a Piezoelectric Ceramic Transducer under High-Power Operation; Increase of Dielectric Loss and Its Influence on Transducer Efficiency" **Jpn. J. Appl. Phys.** 32 2418-2421 (1993).

HOLLAND, R. "Representation of Dielectric, Elastic and Piezoelectric Losses by Complex Coefficients" **IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics** 14(1) 18-20 (1967).

HOLLAND, R. & EERENISSE, E. "**Design of Resonant Piezoelectric Devices**" M.I.T. Press Massachussets (1969).

HOM, C.; PILGRIM, S.; SHANKAR, N.; BRIDGER, K.; MASSUDA, M.; WINZER, S. "Calculation of Quasi-Static Electromechanical Coupling Coefficients for Electrostrictive Ceramic Materials" **IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics and Freq. Control.** vol.41(4) 542-551 (1994).

**IEEE Standard Definitions and Methods of Measurement to Piezoelectric Vibrators** (1966).

**IEEE Standard on Piezoelectricity ANSI/IEEE Std 176** (1978).

IKEDA, T. "The Internal Friction of Barium Titanate Ceramics" **J. Phys. Soc. Japan** 13(8) 809-818 (1958).

**IRE Standards on Piezoelectric Crystals: Determination of the Elastic, Piezoelectric and Dielectric Constants - The Electromechanical Coupling Factor (1958).**

**IRE Standards on Piezoelectric Crystals: Measurements of Piezoelectric Ceramics (1961).**

JAYET, Y.; LAKESTANI, F.; PERDRIX, M. "Simulation and Experimental Study of the Influence of a Front Face Layer on the Response of Ultrasonic Transmitters" **Ultrasonics** 177-183 July (1983).

KAZYS, R. "Equivalent Circuit of the Non-Uniform Piezoelectric Transducer" **Ultrasonics** 115-118 May (1976).

KAZYS, R.; MAZÁK, E. "The Features of Disk Shape Piezoelectric Ceramic Transducer Equivalent Circuit" **Acustica** 28 208-214 (1973).

KHAROUF, N.; HEYLIGER, P. "Axisymmetric Free Vibrations of Homogeneous and Laminated Piezoelectric Cylinders" **J. Sound and Vibr.** 174(4) 539-561 (1994).

KIM, J.; YU, I. "New Determination Method of Resonance and Antiresonance Frequencies of a Piezoelectric Resonator" **Rev. Sci. Instr.** 64(10) 2898-2900 (1993).

KINGERY, W.; BOWEN, H.; UHLMANN, D. "Introduction to Ceramics" John Wiley &

Sons New York (1976).

KINGON, A.; TERBLANCHE, P.; CLARK, J. "Variability of the High Field Properties of PZT-4 and PZT-8 Type Piezoelectric Ceramics" *Ferroelectrics* 37 635-638 (1981).

KRUEGER, H. "Stress Sensitivity of Piezoelectric Ceramics: Part 1. Sensitivity to Compressive Stress Parallel to the Polar Axis" *J. Acoust. Soc. Am.* 42(3) 636-645, (1967).

KRUEGER, H. "Stress Sensitivity of Piezoelectric Ceramics: Part 2. Heat Treatment" *J. Acoust. Soc. Am.* 43(3) 576-582 (1968).

KRUEGER, H. "Stress Sensitivity of Piezoelectric Ceramics: Part 3. Sensitivity to Compressive Stress Perpendicular to the Polar Axis" *J. Acoust. Soc. Am.* 43(3) 583-591 (1968).

KRUEGER, H.; BERLINCOURT, D. "Effects of High Static Stress on the Piezoelectric Properties of Transducer Materials" *J. Acoust. Soc. Am.* 33(10) 1339-1344 (1961).

LAZUTKIN, V.; MIKHAILOV, A. "Vibrations of Axially Polarized Finite Piezoceramic Cylinders" *Sov. Phys. Acoust.* 22(3) 220-223 (1976).

LEARCH, R. "Simulation of Piezoelectric Devices by Two and Three-Dimensional Finite

Elements" **IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics and Freq. Contr.** 37(2) 233-247 (1990).

LeMASTER, R.; GRAFF, K. "Influence of Ceramic Location on High Power Transducer Performance" **IEEE Ultrasonics Symposium Proc.** 296-299 (1978).

LEWIS, B. "Energy Loss Processes in Ferroelectric Ceramics" **Proc. Phys. Soc.** 73(1) 17-24 (1958).

LINES, M.; GLASS, A. "**Principles and Applications of Ferroelectrics and Related Materials**" Clarendon Press Oxford (1977).

LITTLE, E. "Dynamic Behavior of Domain Walls in Barium Titanate" **Phys. Rev.** 98(4) 978-984 (1955).

LJAMOV, V. "Nonlinear Acoustical Parameters of Piezoelectric Crystals" **J. Acoust. Soc. Am.** 52(1) part 2 199-202 (1972).

LUCUTA, P. "Ferroelectric-Domain Structure in Piezoelectric Ceramics" **J. Am. Ceram. Soc.** 72(6) 933-937 (1989).

MARTIN, G. "New Standard for Measurements of Certain Piezoelectric Ceramics" **J. Acoust. Soc. Am.** 35, 925(L) (1963).

MARTIN, G. "On the Theory of Segmented Electromechanical Systems" **J. Acoust. Soc. Am.** 36(7) 1366-1370 (1964).

MASON, W. P. "**Electromechanical Transducers and Wave Filters**" New York Von Nostrand (1948).

MASON, W. P. "Aging of the Properties of Barium Titanate and Related Ferroelectric Ceramics" **J. Acoust. Soc. Am.** 27(1) 73-85 (1955).

MASON, W. P. "Electrostrictive Effect in Barium Titanate Ceramics" **Phys. Rev.** 74(9) 1134-1147 (1948).

MASON, W. P.; JAFFE, H. "Methods for Measuring Piezoelectric, Elastic and Dielectric Constants of Crystals and Ceramics" **Proceedings of the IRE** 42, 921-930 (1954).

McMAHON, D. "Acoustic Second-Harmonic Generation in Piezoelectric Crystals" **J. Acoust. Soc. Am.** 44(4) 1007-1013 (1968).

MEEKER, T. "Thickness Mode Piezoelectric Transducers" **Ultrasonics** 26-36 January (1972).

MEEKS, S.; TIMME, R. "Effects of One-Dimensional Stress on Piezoelectric Ceramics" **J. Appl. Phys.** 46(10) 4334-4338 (1975).

MERZ, W. "Domain Formation and Domain Wall Motions in Ferroelectrics BaTiO<sub>3</sub> Single Crystals" **Phys. Rev.** 95(3) 690-698 (1954).

MERZ, W. "Switching Time in Ferroelectric BaTiO<sub>3</sub> and Its Dependence on Crystal Thickness" **J. Appl. Phys.** 27(8) 938-943 (1956).

MILLER, H. "Origin of Mechanical Bias for Transducer" **J. Acoust. Soc. Am.** 35 1455 (1963).

NACHEF, S.; BRISSAUD, M.; NOTERMAN, D. "Identification Tridimensionnelle des Paramètres Complexes des Disques Céramiques Piézoélectriques" **Acustica** 77 209-220 (1992).

NISHI, R. "Effects of One-Dimensional Pressure on the Properties of Several Transducer Ceramics" **J. Acoust. Soc. Am.** 40(2) 486-495 (1966).

ONOE, N.; TIERSTEN, H.; MEITZLER, A. "Shift in the Location of Resonant Frequencies Caused by Large Electromechanical Coupling in Thickness-Mode Resonators" **J. Acoust. Soc. Am.** 35(1) 36-42 (1963).

ONOE, N.; JUMONJI, H. "Useful Formulas for Piezoelectric Ceramic Resonators and Their Application to Measurement of Parameters" **J. Acoust. Soc. Am.** 41(4) part 2 974-980 (1967).

PISARENKO, G.; CHUSHKO, V.; KOVALEV, S. "Anisotropy of Fracture Toughness of Piezoelectric Ceramics" **J. Am. Ceram. Soc.** 68(5) 259-265 (1985).

PRIETO, J. "Accuracy of the Formulas Used for the Characterization of Piezoelectric Thickness Mode Resonators with Impedance Analyzers" **Ferroelectrics** 134 105-110 (1992).

RISTIC, V. "**Principles of Acoustic Devices**" John Wiley & Sons Toronto (1983).

RITTENMYER, K.; DUBBELDAY, P. "Direct Measurement of the Temperature-Dependent Piezoelectric Coefficients of Composite Materials by Laser Doppler Vibrometry" **J. Acoust. Soc. Am.** 91(4) part 1 2254-2260 (1992).

ROSENTHAL, F.; MIKUTEIT, V. "Vibrations of Ferroelectric Transducer Elements Loaded by Masses and Acoustic Radiation" **IRE Natl. Conv. Record** 7 part 6 252-259 (1959).

SHAW, E. "On the Resonant Vibrations of Thick Barium Titanate Disks" **J. Acoust. Soc. Am.** 28(1) 38-50 (1956).

SHUYU, L.; FUCHENG, Z. "A Study of Coupled and Lateral Vibration in High Power Ultrasonic Vibrating Systems" **Acustica** 79 274-277 (1993).

SHUYU, L. "The Three-Dimensional Equivalent Circuit and the Natural Frequencies of

Rectangular Piezoelectric Ceramic Resonators" **J. Acoust. Soc. Am.** 96(3) 1620-1626 (1994).

SITTIG, E. "Transmission Parameters of Thickness-Driven Piezoelectric Transducers Arranged in Multilayer Configurations" **IEEE Trans. Sonics and Ultrasonics** 14(4) 167-174 (1967).

SITTIG, E. "Effects of Bonding and Electrode Layers on the Transmission Parameters of Piezoelectric Transducers Used in Ultrasonic Digital Delay Lines" **IEEE Trans. Sonics and Ultrasonics** 16(1) 2-10 (1969).

SMITH, B.; GAZEY, B. "High-Frequency Sonar Transducers: a Review of Current Practice" **IEE Proc.** 131(3) Part F 285-297 (1984).

SYMON, K. "**Mecânica**" Editora Campus, Rio de Janeiro (1982).

SYRKIN, L.; ÉL'GARD, A. "Influence of the Domains Structure of the Ceramic Ferroelectrics on Their Mechanical Properties" **Sov. Phys. Sol. State** 7(4) 967-971 (1965).

TANIMOTO, T.; OKAZAKI, K.; YAMAMOTO, K. "Tensile Stress-Strain Behavior of Piezoelectric Ceramics" **Jpn. J. Appl. Phys.** 32 4233-4236 (1993).

TARÉIEV, B. "**Física de los Materiales Dieléctricos**" Editora Mir Moscou (1978).

THURSTON, R. "Effect of Electrical and Mechanical Terminating Resistances on Loss and Bandwidth According to the Conventional Equivalent Circuit of a Piezoelectric Transducer" **IRE Natl. Conv. Record** 7 part 6 260-278 (1959).

TIERSTEN, H. "Electroelastic Interaction and the Piezoelectric Equations" **J. Acoust. Soc. Am.** 70(6) 1567-1576 (1981).

TIMS, A. "Effects of Multidimensional Stress on Radially Polarized Piezoelectric Ceramic Tubes" **J. Acoust. Soc. Am.** 70(1) 21-28 (1981).

TOKI, M.; TSUZUKI, Y.; KAWANO, O. "A New Equivalent Circuit for Piezoelectric Ceramic Disk Resonators" **Proc. IEEE** 68(8) 1032-1033 (1980).

TOULIS, W. "Electromechanical Coupling and Composite Transducers" **J. Acoust. Soc. Am.** 35(1) 74-80 (1963).

TURIK, A.; CHERNOBABOV, A. "Orientational Contributions to the Dielectric, Piezoelectric and Elastic Properties of a Ferroelectric Ceramic" **Sov. Phys. Tech. Phys.** 22(9) 1127-1130 (1977).

Van RANDERAAT, S.; SETTERINGTON, R. (editors) "**Piezoelectric Ceramics**" Phillips-Mullard (1974).

Van VLACK, "Propriedades dos Materiais Cerâmicos" EDUSP, São Paulo (1973).

WERSING, W. "Temperature Coefficient of Resonance Frequencies and Permittivity in PZT Ceramics Near the Morphotropic Phase Boundary" **Ferroelectrics** 37 611-614 (1981).

WILSON, O. "Power Limitations of Piezoelectric Length Expander Transducers" **Power Sonic and Ultrasonic Transducers Design** Hamonic and Decarpigny 3-9 Lille France (1987).

WOOLLETT, R. "Theoretical Power Limits of Sonar Transducers" **IRE Int. Conf. Rec.** 10 part 6 90-94 (1962).

WOOLLETT, R. "Effective Coupling Factor of Single-Degree-of-Freedom Transducers" **J. Acoust. Soc. Am.** 40(5) 1112-1123 (1966).

WOOLLETT, R.; LeBLANC, C. "Ferroelectric Nonlinearities in Transducer Ceramics" **IEEE Trans. on Sonics and Ultrasonics** vol SU-20(1) 24-31, (1973).

YUSHIN, N.; BEIGE, H. "Nonlinear Effects in a Piezoceramic Resonator" **Sov. Phys. Tech. Phys.** 32(2) 177-179 (1987).

ZALOGA, R.; MIECIELICA, M. "Properties of Ultrasound Transducers Working Under High Hydrostatic Pressure" **Ultrasonics International Conf. Proc.** 443-446 (1987).