

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SÃO CARLOS

CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E TECNOLOGIA

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

DEPARTAMENTO DE FÍSICA

**Construção e Caracterização do Campo Acústico de
Transdutores Ultra-sônico Piezoelétrico de
Polarização Variável.**

Danilo Conti Moreira

Orientador: Professor Dr. José Antonio Eiras

São Carlos
2008

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SÃO CARLOS

CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E TECNOLOGIA

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

DEPARTAMENTO DE FÍSICA

**Construção e Caracterização do Campo Acústico de
Transdutores Ultra-sônico Piezoelétrico de
Polarização Variável.**

Danilo Conti Moreira

Orientador: Professor Dr. José Antonio Eiras

Dissertação submetida ao programa de pós-graduação em Física da Universidade Federal de São Carlos como parte dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Física.

São Carlos
2008

**Ficha catalográfica elaborada pelo DePT da
Biblioteca Comunitária da UFSCar**

M838cc

Moreira, Danilo Conti.

Construção e caracterização do campo acústico de transdutores ultra-sônico piezoelétrico de polarização variável / Danilo Conti Moreira. -- São Carlos : UFSCar, 2008.

113 f.

Dissertação (Mestrado) -- Universidade Federal de São Carlos, 2008.

1. Ultra-som. 2. Onda acústica. 3. Transdutor. 4. Polarização. 5. Dispositivos piezoelétricos. I. Título.

CDD: 534 (20^a)

Danilo Conti Moreira

**Dissertação de Mestrado submetida à
Coordenação do Programa de Pós-
Graduação em Física, da Universidade
Federal de São Carlos, como requisito
parcial para a obtenção do título de
Mestre em Física.**

Aprovada em 23 de outubro de 2008.

BANCA EXAMINADORA

Prof. Dr. José Antônio Elias (orientador)
Universidade Federal de São Carlos – DF/UFSCar

Prof. Dr. Julio Cesar Adamowski
Universidade de São Paulo – POLI/USP

Prof. Dr. Manuel Henrique Lente
Universidade Federal de São Paulo - DCET

DEDICATÓRIA

Aos meus pais Celso e Maria do Rosário que me proporcionaram as totais condições para eu chegar até aqui e pelo incentivo.

Ao meu amor Janaína pelo carinho, compreensão nas horas difíceis e companheirismo.

Ao meu avô João que deixa saudades.

AGRADECIMENTOS

Aos meus pais, sempre dedicados e zelosos para comigo.

Ao amor da minha vida e companheira, Janaína, por toda sua dedicação e apoio.

Aos meus Avós, Eugênia, Maria, Lídia e João.

Aos meus Familiares pela ajuda.

As minhas irmãs, Janaina e Natália, pelo apoio e ajuda.

Ao meu Sogra e minha Sogra, Ricardo e Sônia pelo apoio e incentivo.

Ao meu orientador, José Antonio Eiras pelo ensinamento, dedicação, incentivo, sugestões e experiência ao longo do trabalho.

Ao técnico, Francisco José Picon pelo ensinamento e experiência na obtenção das cerâmicas e no manuseio dos equipamentos.

A professora, Ducinei pelas sugestões e incentivo.

A técnica Natália pela sua dedicação e disciplina na organização do grupo.

Aos amigos Fábio e Ériton, pelas suas “expertises” nos computadores do laboratório, pela ajuda e sugestões no trabalho.

Ao meu amigo, Wagner pela sua “expertise” em programação, apoio e sugestões na dissertação.

A Barbara pela ajuda na programação em Matlab.

Ao amigo Ubirajara, pela sua experiência de vida transmitida.

Aos colegas de laboratório Fernando, Delfin, Flávio, Michel, Nayana, Claudia, Evaristo, Lauro, Victor, Alina, Pepe, Manuel, Érika e Ricardo.

Ao Hector, pela experiência transmitida engrandecendo minha dissertação.

A sala 1, Wagnin, Biolo e Sagaz pela descontração nas horas de descanso.

EPÍGRAFE

Para que exista uma educação válida é necessário que se desenvolva o pensamento crítico e independente dos jovens, um desenvolvimento que é colocado em contínuo perigo pelo excesso de matérias. Tal excesso conduz necessariamente à superficialidade e à falta da verdadeira cultura.

Albert Einstein (1879-1955)

RESUMO

O desenvolvimento deste trabalho foi motivado pela necessidade do mercado em transdutores ultra-sônicos, capazes de gerar feixes ultra-sônicos com difração controlada, para se trabalhar com frequências tanto da ordem de kHz quanto na faixa dos MHz. Uma solução encontrada para suprir essa carência foi a construção de transdutores do tipo “Bessel”, em que a polarização do elemento piezoelétrico apresenta um perfil que segue uma função de Bessel.

Neste trabalho foram construídos e caracterizados transdutores ultra-sônicos do tipo “Bessel” e convencional, para os modos de vibração espessura e radial, visando estimar o potencial dos transdutores para aplicações em diagnose (ensaios não destrutivos ou ultrasonografia em medicina).

Construiu-se um transdutor utilizando discos cerâmicos ferroelétricos de PZT dopado com nióbio, com polarização uniforme e outro com polarização variável. O perfil da polarização não uniforme seguiu o perfil de uma função de Bessel (J_0), em anéis concêntricos pintados nas faces da cerâmica. Os transdutores construídos foram caracterizados pelas técnicas eletromecânica e acústica, em regime de emissão, recepção e de emissão-recepção (pulso-eco). Para as caracterizações de campo acústico transdutores receptores (hidrofonos) foram construídos e adequados para obter boa linearidade nas frequências de operação dos transdutores.

A caracterização eletromecânica forneceu o espectro de impedância para os modos de vibração e seus respectivos harmônicos dos transdutores emissores e receptores.

A caracterização do campo acústico dos transdutores, tanto para o modo de espessura quanto radial, permitiu verificar que os transdutores Bessel permitem diminuir ou controlar a difração do lóbulo central, quando comparados a um transdutor com polarização convencional ou uniforme do elemento piezoelétrico

Relevante, todavia foi a verificação experimental de que transdutor convencional, quando excitado no modo radial (no modo fundamental ou em um dos seus harmônicos), comporta-se como um transdutor “Bessel natural”, assumindo naturalmente as características condizentes a esse perfil de polarização. A excitação no modo radial pode proporcionar uma frequência de operação inferior (àquela do modo de espessura), aumentando a profundidade de penetração e diminuindo a distância de Rayleigh do feixe ultra-sônico, com boa colimação e boas resoluções.

Os resultados decorrentes deste trabalho evidenciam claramente que transdutores ultra-sônicos com polarização não uniforme, em particular os do tipo Bessel, apresentam potencial para utilização em transdutores ultra-sônicos piezoelétricos com difração controlada, que explorem tanto o modo de vibração radial quanto o de espessura do elemento piezoelétrico.

ABSTRACT

This work was motivated on the great technological and commercial interest of ultrasonic transducer, capable to generate diffraction controlled ultrasonic beams in the frequency range of kHz up to MHz. As a solution, in this work we proposed the construction of Bessel-like transducers, which have the polarization of the piezoelectric constituent element with a Bessel function profile.

As a comparative result, conventional transducers were also built. The conventional modes of vibration, thickness and radial, were characterized, aiming to estimate the potential of these transducers for applications in diagnosis, such as: non-destructive tests or medical-ultrasonography.

The transducers were based on a poled niobium doped PZT ferroelectric ceramics, with disk shape. The polarization profile, of the concentric electroded rings, of the Bessel-like transducer followed the Bessel function (J_0) profile. The characterizations were based on electromechanical and acoustics techniques for the emission, reception and emission-reception (pulse-echo) modes. To the acoustic characterizations (acoustic field) transducers receivers (hydrophones) were also constructed and calibrated as a function of the frequency, to present a linear response in the frequency range for each transducer.

The electromechanical characterization provided the impedance spectrum of the vibration modes, and their respective harmonics, for the transmitters and receivers transducers.

The characterization of the transducers acoustic field, for both modes, thickness and radial, has shown that on the Bessel-like transducers the diffraction of the central beam can be controlled and/or reduced, if compared with the conventional, or uniform poled transducer.

However, the experimental verification of radial mode pattern of the conventional transducer (in the fundamental mode or in each of its harmonics), showed a natural Bessel-like transducer behavior, with a typical Bessel polarization profile. Exploring the radial mode can provide a lower frequency of operation (if compared with the thickness mode), allowing one increase of the penetration depth, besides a decreasing on the ultrasound Rayleigh beam distance, with good collimation and good resolutions.

The results of this study shown that ultrasonic transducer with non uniform polarization pattern, especially those of Bessel type, are promising materials for applications in ultrasonic piezoelectric transducers, exploring as well the radial mode as the thickness vibration modes.

Lista de Figuras

| | |
|--|----|
| Figura 2.1: Ilustração do efeito piezoelétrico direto e inverso. [11]..... | 6 |
| Figura 2.2: Disco piezoelétrico “fino” que se expande na direção da espessura, excitado com um campo elétrico paralelo a essa direção. | 14 |
| Figura 2.3: Circuito equivalente de uma cerâmica piezoelétrica perto da ressonância fundamental. [13]..... | 17 |
| Figura 2.4: Disco piezoelétrico “fino” que se expande na direção do raio, excitado com um campo elétrico perpendicular a essa direção. | 18 |
| Figura 2.5: Desenho de um transdutor receptor ultra-sônico PVDF. | 21 |
| Figura 2.6: Desenho de um transdutor ultra-sônico piezoelétrico para diagnose..... | 22 |
| Figura 2.7: Projeção do campo de radiação de um transdutor convencional excitado no modo de espessura [27]. | 23 |
| Figura 2.8: projeção do campo de radiação de um transdutor Bessel excitado no modo de espessura [27]. | 25 |
| Figura 2.9: Exemplos de feixes difratantes produzidos por uma abertura finita (soluções exatas da equação de onda), simétricos ao redor do eixo de propagação: (a) ondas planas, (b) feixes de Bessel J_0 e aproximações de feixes de difração limitados produzidos por aberturas finitas, similares às exatas dentro do tamanho da abertura e profundidade de campos finitos e difratantes: (c) onda plana e (d) feixes de Bessel J_0 [3]. | 26 |
| Figura 2.10: Geometria usada para o calculo da distribuição de pressões [14]..... | 29 |
| Figura 2.11: Geometria do pistão plano circular. | 30 |
| Figura 2.12: Pressão axial (no eixo z) para um transdutor convencional considerado pistão plano circular, de raio 12.3 mm. | 32 |
| Figura 2.13: Parâmetros representativos de feixes ultra-sônicos de transdutores convencionais excitados no modo de espessura [27]. | 39 |

| | |
|---|----|
| Figura 2.14: (a) Perfil do campo de radiação emitido por um transdutor convencional em forma de disco, (b) Projeção 2D do campo anterior..... | 40 |
| Figura 3.1: Esquema do processo de polarização aplicado a cada anel, com o campo variável segundo a função de Bessel de primeira classe de ordem zero ($J_0(\alpha r)$), durante um tempo constante [46]. | 48 |
| Figura 3.2: Disco cerâmico com seus respectivos anéis e polarização relativa entre eles. | 49 |
| Figura 3.3: Foto dos transdutores emissores-receptores. (a) transdutor convencional. (b) transdutor Bessel. | 49 |
| Figura 3.4: Esquema de montagem do hidrofone..... | 50 |
| Figura 3.5: Representação esquemática do sistema experimental para a caracterização eletromecânica. | 51 |
| Figura 3.6: Representação esquemática do sistema experimental para a caracterização do campo acústico. | 53 |
| Figura 3.7: Representação dos planos varridos nas medidas experimentais do campo de radiação dos transdutores..... | 54 |
| Figura 4.1: Admitância versus frequência. (a) hidrofone 1. (b) hidrofone 2..... | 60 |
| Figura 4.2: Caracterização eletromecânica do modo radial dos transdutores Bessel e convencional. (a) curva de impedância versus frequência. (b) curva de fase versus frequência. | 61 |
| Figura 4.3: Caracterização eletromecânica modo radial dos transdutores convencional e tipo P. (a) curva de impedância versus frequência. (b) curva de fase versus frequência. | 62 |
| Figura 4.4: Caracterização eletromecânica do modo de espessura dos transdutores Bessel e convencional. (a) curva de impedância versus frequência. (b) curva de fase versus frequência. | 63 |
| Figura 4.5: Campo acústico no plano XY para o modo radial do transdutor convencional no 3º harmônico. (a) Projeção em 2D. (b) curvas de contorno..... | 65 |

| | |
|--|----|
| Figura 4.6: Campo acústico no plano XY, para o modo radial do transdutor Bessel. (a) Projeção em 2D. (b) curvas de contorno. | 65 |
| Figura 4.7: Campo acústico no plano YZ (perpendicular à direção de propagação) em 2D. (a) e (a') distância de 30 mm; (b) e (b') distância de 42 mm da face do transdutor convencional, respectivamente; (c) e (c') distância de 30 mm e (d) e (d') distância de 42 mm da face do transdutor Bessel, respectivamente..... | 69 |
| Figura 4.8: Mapeamento acústico ao longo do eixo X para o modo radial, dos transdutores Bessel e convencional..... | 70 |
| Figura 4.9: Perfil dos feixes acústicos emitidos pelos transdutores Bessel e convencional 3º harmônico para o modo radial. Caracterização ao longo do eixo Y; (a) a 20 mm da face do transdutor; (b) a 100 mm da face do transdutor; (c) a 150 mm da face do transdutor; (d) a 260 mm da face do transdutor. | 72 |
| Figura 4.10: Sinais, emitidos pelo transdutor convencional, no modo radial, excitado com “burst“ contendo três ciclos e recebidos pelo hidrofone a uma distância de 100 mm da face do transdutor. | 73 |
| Figura 4.11: Transformada de Fourier. (a) sinal emitido pelo transdutor convencional excitado com “burst“ de três ciclos, (b) sinal recebido pelo hidrofone à 100 mm de distância da face do transdutor..... | 74 |
| Figura 4.12: Sinais, emitidos pelo transdutor convencional, no modo radial, excitado com “burst“ contendo dez ciclos e recebidos pelo hidrofone a uma distância de 100 mm da face do transdutor. | 74 |
| Figura 4.13: Transformada de Fourier. (a) sinal emitido pelo transdutor convencional excitado com “burst“ de dez ciclos, (b) sinal recebido pelo hidrofone à 100 mm de distância da face do transdutor..... | 74 |
| Figura 4.14: Sinais, emitidos pelo transdutor Bessel, no modo radial, excitado com “burst“ contendo três ciclos e recebidos pelo hidrofone a uma distância de 100 mm da face do transdutor..... | 75 |

- Figura 4.15: Transformada de Fourier. (a) sinal emitido pelo transdutor Bessel com “burst“ de três ciclos, (b) sinal recebido pelo hidrofone à 100 mm de distância da face do transdutor 75
- Figura 4.16: Sinais, emitidos pelo transdutor Bessel, no modo radial, excitado com “burst“ contendo dez ciclos e recebidos pelo hidrofone a uma distância de 100 mm da face do transdutor..... 75
- Figura 4.17 Transformada de Fourier. (a) sinal emitido pelo transdutor Bessel excitado com “burst“ de dez ciclos, (b) sinal recebido pelo hidrofone à 100 mm de distância da face do transdutor..... 76
- Figura 4.18: Caracterização do campo acústico para o modo radial, transdutor convencional excitado com “burst“ de três e dez ciclos. (a) ao longo do eixo X. (b) ao longo do eixo Y à 40 mm da face do transdutor. 78
- Figura 4.19: Pulsos de emissão e recepção do transdutor convencional para o modo radial excitado no gerador com um ciclo a uma distância de 170 mm do refletor..... 79
- Figura 4.20: Transformada de Fourier, dos pulsos, do transdutor convencional para o modo radial, excitado com um ciclo. (a) sinal de emissão. (b) sinal de recepção..... 79
- Figura 4.21: Pulsos de emissão e recepção do transdutor convencional para o modo radial excitado no gerador com três ciclo a uma distância de 170 mm do refletor. 80
- Figura 4.22: Transformada de Fourier, dos pulsos, do transdutor convencional para o modo radial, excitado com três ciclos. (a) sinal de emissão. (b) sinal de recepção..... 80
- Figura 4.23: Pulsos de emissão e recepção do transdutor convencional para o modo radial excitado no gerador com dez ciclo a uma distância de 170 mm do refletor..... 80
- Figura 4.24: Transformada de Fourier, dos pulsos, do transdutor convencional para o modo radial, excitado com dez ciclos. (a) sinal de emissão. (b) sinal de recepção..... 81
- Figura 4.25: Pulsos de emissão e recepção do transdutor Bessel para o modo radial excitado no gerador com um ciclo a uma distância de 170 mm do refletor..... 81
- Figura 4.26: Transformada de Fourier, dos pulsos, do transdutor Bessel para o modo radial, excitado com um ciclo. (a) sinal de emissão. (b) sinal de recepção..... 81

| | |
|--|----|
| Figura 4.27: Mapeamento do campo acústico no plano XY, para o modo radial do transdutor convencional; (a) 3º harmônico; (b) 5º harmônico; (c) tipo P, modo fundamental..... | 84 |
| Figura 4.28: Primeiras cinco componentes de vibração de um disco cerâmico, seguindo um perfil da função de Bessel [38]. | 86 |
| Figura 4.29: Campo acústico ao longo do eixo X, para o modo radial, transdutores, convencional excitado no 3º e 5º harmônico e tipo P, no modo fundamental..... | 87 |
| Figura 4.30: Feixes acústicos emitidos pelos transdutores convencional 3º harmônico 5º harmônico e tipo P para o modo radial. Caracterização ao longo do eixo Y; (a) a 20 mm da face do transdutor; (b) a 100 mm da face do transdutor; (c) a 150 mm da face do transdutor; (d) a 260 mm da face do transdutor. | 89 |
| Figura 4.31: Sinais, emitidos pelo transdutor convencional excitado no 5º harmônico, no modo radial, com “burst“ contendo três ciclos e recebidos pelo hidrofone a uma distância de 100 mm da face do transdutor. | 90 |
| Figura 4.32: Transformada de Fourier. (a) sinal emitido pelo transdutor convencional excitado no 5º harmônico com “burst“ de três ciclos, (b) sinal recebido pelo hidrofone à 100 mm de distância da face do transdutor. | 90 |
| Figura 4.33: Sinais, emitidos pelo transdutor convencional excitado no 5º harmônico, no modo radial, com “burst“ contendo dez ciclos e recebidos pelo hidrofone a uma distância de 100 mm da face do transdutor. | 91 |
| Figura 4.34: Transformada de Fourier. (a) sinal emitido pelo transdutor convencional excitado no 5º harmônico com “burst“ de dez ciclos, (b) sinal recebido pelo hidrofone à 100 mm de distância da face do transdutor. | 91 |
| Figura 4.35: Campo acústico no plano XY para o modo de espessura transdutor convencional. | 94 |
| Figura 4.36: Campo acústico no plano XY para o modo de espessura transdutor Bessel..... | 94 |
| Figura 4.37: Campos acústicos ao longo do eixo X para o modo de espessura dos transdutores Bessel e convencional..... | 96 |

| | |
|---|-----|
| Figura 4.38: Distribuição da intensidade relativa ao longo do eixo Y, para diferentes distâncias da face dos transdutores Bessel e convencional para o modo de espessura. (a) 20 mm da face do transdutor, (b) 100 mm da face do transdutor, (c) 150 mm da face do transdutor, (d) 260 mm da face do transdutor. | 97 |
| Figura 4.39: Pulsos de emissão e recepção do transdutor convencional para o modo de espessura excitado com três ciclo a uma distância de 170 mm do refletor. | 98 |
| Figura 4.40: Transformada de Fourier, dos pulsos de emissão-recepção, do transdutor convencional para o modo de espessura, excitado com três ciclos. (a) sinal de emissão. (b) sinal de recepção..... | 99 |
| Figura 4.41: Pulsos de emissão e recepção do transdutor convencional para o modo de espessura excitado com dez ciclos a uma distância de 170 mm do refletor..... | 99 |
| Figura 4.42: Transformada de Fourier, do pulso de emissão-recepção, do transdutor convencional para o modo de espessura, excitado com dez ciclos. (a) sinal de emissão. (b) sinal de recepção..... | 99 |
| Figura 4.43: Pulsos de emissão e recepção do transdutor Bessel para o modo de espessura excitado com três ciclos a uma distância de 170 mm do refletor..... | 100 |
| Figura 4.44: Transformada de Fourier, do pulso de emissão-recepção, do transdutor Bessel para o modo de espessura, excitado com três ciclos. (a) sinal de emissão. (b) sinal de recepção..... | 100 |
| Figura 4.45: Pulsos de emissão e recepção do transdutor Bessel para o modo de espessura excitado com dez ciclos a uma distância de 170 mm do refletor. | 100 |
| Figura 4.46: Transformada de Fourier, do pulso de emissão-recepção, do transdutor Bessel para o modo de espessura, excitado com três ciclos. (a) sinal de emissão. (b) sinal de recepção..... | 101 |

Lista de Tabelas

| | |
|---|-----|
| Tabela 3.1: Dimensões dos anéis concêntricos do transdutor Bessel..... | 49 |
| Tabela 4.1: Características dos elementos piezoelétricos dos transdutores construídos. | 58 |
| Tabela 4.2 : Freqüência e impedância para as ressonâncias do modo radial da Figura 4.2. | 61 |
| Tabela 4.3: Freqüência e Impedância para as ressonâncias do modo radial da Figura 4.3. | 62 |
| Tabela 4.4: Valores das intensidades das curvas de contorno, referentes às Figuras 4.5 e 4.6 | 66 |
| Tabela 4.5: Valores de tensão de pico a pico (V_{pp}) dos sinais (emissão dos transdutores e recepção pelos hidrofones) obtidos das Figuras 4.10 a 4.17. | 76 |
| Tabela 4.6: Valores de tensão de pico a pico (V_{pp}) dos espectros dos sinais (pulso eco dos transdutores, convencional e Bessel) das Figuras de 4.19 à 4.26..... | 82 |
| Tabela 4.7: Valores das intensidades das curvas de contorno, referentes as Figuras 4.27 (a), (b) e (c) | 85 |
| Tabela 4.8: Valores de tensão de pico a pico (V_{pp}) dos espectros dos sinais (emissão dos transdutores e recepção dos hidrofones) das Figuras de 4.10 à 4.13 e de 4.31 à 4.34. | 92 |
| Tabela 4.9: Valores das intensidades das curvas de contorno, referentes as Figuras 4.35 e 4.36 | 95 |
| Tabela 4.10: Valores de tensão de pico a pico (V_{pp}) dos espectros dos sinais (pulsos de emissão-recepção dos transdutores, convencional e Bessel) das Figuras de 4.39 à 4.46..... | 101 |
| Tabela 4.11: Características dos transdutores excitados no modo radial | 102 |
| Tabela 4.12: Características dos transdutores excitados no modo de espessura | 103 |

Sumário

| | |
|--|-----------|
| Capítulo 1 – Introdução | 1 |
| 1.1 Objetivo Geral | 3 |
| 1.2 Objetivo Específico | 3 |
| Capítulo 2 – Fundamentos Teóricos | 4 |
| 2.1 Introdução..... | 4 |
| 2.2 Elementos piezoelétricos | 5 |
| 2.3 Piezoeletricidade..... | 5 |
| 2.4 Características Vibracionais de Cerâmicas Piezoelétricas | 7 |
| 2.5 Equações Constitutivas da Piezoeletricidade | 8 |
| 2.6 Modos de Vibração de um Disco Piezoelétrico | 11 |
| 2.6.1 Modo de Vibração em Espessura de um Disco Piezoelétrico | 13 |
| 2.6.2 Modo de Vibração Radial de um Disco Piezoelétrico..... | 18 |
| 2.7 Transdutores Piezoelétricos | 21 |
| 2.7.1 Transdutor Receptor - Hidrofone | 21 |
| 2.7.2 Transdutores Emissores..... | 22 |
| 2.7.2.1 Transdutor Ultra-Sônico Convencional..... | 23 |
| 2.7.2.2 Transdutores Bessel – Polarização Variável | 24 |
| 2.8 Teoria da Difração | 26 |
| 2.8.1 Soluções da Equação de Onda..... | 30 |
| 2.8.1.1 Excitação Monocromática | 30 |
| 2.8.1.2 Excitação Pulsada | 33 |
| 2.9 Campo Acústico de Radiação | 36 |
| 2.9.1 Campo Acústico de um Transdutor Operando com Onda Contínua (Banda Estreita) | 43 |
| 2.9.2 Campo Acústico de um Transdutor em Excitação Transiente (Banda Larga) | 43 |
| Capítulo 3 – Materiais e Métodos | 45 |
| 3.1 Introdução..... | 45 |

| | | |
|---------|--|-----------|
| 3.2 | Preparação das Cerâmicas | 45 |
| 3.3 | Construção dos Transdutores..... | 47 |
| 3.3.1 | Transdutor Convencional | 47 |
| 3.3.2 | Transdutor Bessel | 47 |
| 3.3.3 | Construção dos Hidrofonos | 49 |
| 3.4 | Técnicas de Caracterização | 51 |
| 3.4.1 | Caracterização Eletromecânica..... | 51 |
| 3.4.2 | Caracterização Acústica do Campo de Radiação | 52 |
| 3.4.2.1 | Caracterização Acústica Modo Radial | 55 |
| 3.4.2.2 | Caracterização Acústica Modo de Espessura | 56 |
| 3.4.2.3 | Caracterização em Regime de Emissão-Recepção (Pulso Eco) | 57 |
| | Capítulo 4 – Resultados e Discussões..... | 58 |
| 4.1 | Características Físicas das Cerâmicas Utilizadas | 58 |
| 4.2 | Caracterização Eletromecânica..... | 59 |
| 4.2.1 | Caracterização Eletromecânica dos Transdutores Receptores (Hidrofonos)..... | 59 |
| 4.2.2 | Caracterização Eletromecânica dos Transdutores Emissores-Receptores..... | 60 |
| 4.2.2.1 | Caracterização Eletromecânica Modo Radial..... | 60 |
| 4.2.2.2 | Caracterização Eletromecânica no Modo de Espessura | 63 |
| 4.3 | Caracterização Acústica | 64 |
| 4.3.1 | Caracterização Acústica Modo Radial | 64 |
| 4.3.1.1 | Mapeamento do Plano XY para o Modo Radial..... | 64 |
| 4.3.1.2 | Mapeamento do Plano YZ Para o Modo Radial..... | 67 |
| 4.3.1.3 | Mapeamento ao Longo do Eixo X Para o Modo Radial..... | 69 |
| 4.3.1.4 | Mapeamento ao Longo do Eixo Y..... | 70 |
| 4.3.1.5 | Análise Espectral dos Pulsos de Excitação e Detecção..... | 72 |
| 4.3.1.6 | Respostas dos Transdutores em regime de Emissão-Recepção (Pulso Eco).... | 78 |
| 4.3.1.7 | Caracterização Acústica do Transdutor Convencional em função dos Harmônicos..... | 83 |

| | |
|---|------------|
| 4.3.1.7.1 Mapeamento no Plano XY | 83 |
| 4.3.1.7.2 Mapeamento ao Longo do Eixo X..... | 86 |
| 4.3.1.7.3 Mapeamento ao Longo do Eixo Y..... | 88 |
| 4.3.1.7.4 Análises dos Pulsos de Ondas | 89 |
| 4.3.2 Análise dos Campos Acústicos para Vibração no Modo Espessura | 93 |
| 4.3.2.1 Mapeamento no Plano XY | 93 |
| 4.3.2.2 Mapeamento ao Longo do Eixo X..... | 95 |
| 4.3.2.3 Mapeamento ao Longo do Eixo Y..... | 96 |
| 4.3.2.4 Respostas dos Transdutores (Pulso Eco) em Regime de Emissão-Recpeção .. | 97 |
| 4.3.3 Resumo das Características dos Transdutores Construídos | 102 |
| Capítulo 5 – Conclusões | 104 |
| Capítulo 6 – Bibliografia..... | 106 |
| Apêndice A – Protocolo para Medidas do Campo de Radiação..... | 110 |
| Apêndice B – Processamento de Sinais..... | 113 |

Capítulo 1 – Introdução

O surgimento dos materiais com propriedades piezoelétricas foi apresentado pelos irmãos Curie em 1880, abrindo um amplo caminho para o desenvolvimento de dispositivos que usam este fenômeno como base de funcionamento. A característica que faz utilizar os materiais piezoelétricos é sua capacidade para transformar sinais elétricos (energia elétrica) em deformações estruturais (energia mecânica), ou vice-versa, possibilitando a geração de ondas mecânicas. O primeiro material que se utilizou para aplicações foi o quartzo, com o qual se construiu o primeiro sonar. Posteriormente se desenvolveram artificialmente vários materiais piezoelétricos, tais como: o sulfato de lítio, o titanato de bário e titanato zirconato de chumbo (PZT).

Este último, PZT, é um dos mais usados na construção de transdutores ultra-sônicos devido ao seu alto fator de acoplamento eletro-mecânico e altas constantes piezoelétricas. Pode-se utilizá-lo em transdutores ultra-sônicos (emissores ou emissores-receptores), onde as aplicações são várias e podem ser encontradas tanto na indústria: diagnose (ensaios não destrutivos), medidores de fluxo, transformadores elétricos, como na medicina: formação de imagem, medição de fluxo sanguíneo, fisioterapia, etc. e transdutores receptores em que se incluem os hidrofones, utilizados também para fazer o controle de qualidade de transdutores emissores e mapeamento do campo acústico.

Existem muitos fatores que podem influenciar no comportamento de um transdutor, entre eles a escolha do material, sua construção mecânica (encapsulamento) e condições externas de cargas mecânicas e elétricas.

Atualmente, a evolução dos aparelhos de ultra-som também está diretamente relacionada com o desenvolvimento de transdutores. No projeto de um transdutor se deseja obter determinadas características de acordo com sua aplicação específica. Assim, por exemplo, um transdutor destinado a diagnose (ensaios não destrutivos) precisa apresentar um bom compromisso das resoluções laterais e axiais e da profundidade de penetração do campo. A resolução axial está relacionada com a banda de frequência de operação do transdutor. Quanto mais larga a banda de frequência, menor o número de ciclos do pulso emitido acarretando em um menor comprimento temporal do pulso. A resolução lateral está relacionada com a diretividade do lóbulo principal, ou seja, com a distribuição da intensidade das pressões geradas no meio. Quanto mais concentrada estiver essa distribuição no eixo geométrico do transdutor maior será a diretividade e a sua resolução lateral, ou seja, a

distinção entre dois pontos próximos. A diretividade depende entre outros fatores, da razão entre o raio do transdutor e o comprimento de onda correspondente à frequência central do pulso emitido, sendo maior quanto maior essa razão. Assim, no caso de um transdutor circular deve-se escolher um raio e espessura que atendam às exigências acima.

Já no caso de transdutores destinados a recepção, como por exemplos, hidrofones, deseja-se que tenha lóbulo aberto (baixa diretividade), captando o sinal com a mesma intensidade de qualquer direção, além de apresentar uma larga banda de frequência de operação. Nesse caso, verifica-se que o hidrofone deve ter um pequeno diâmetro e características vibracionais que proporcionem uma banda larga.

Para os transdutores convencionais tais características, profundidade de campo e a resolução lateral se tornam muito difícil de serem tratadas ao mesmo tempo limitando a aplicabilidade desses dispositivos. Para resolver este problema diversos trabalhos científicos e tecnológicos vêm sendo apresentados nas últimas décadas [1] no que se diz respeito à característica do campo de radiação ultra-sônica.

Uma alternativa foi a construção de transdutores capazes de emitir ondas com difração limitada. Este tipo de onda nasceu no ramo da ótica [2, 3, 4] e foram introduzidas na acústica por Hsu [5] em 1989 através de um transdutor do tipo Bessel. O transdutor de Hsu baseou-se em um disco piezoelétrico com um perfil de polarização não uniforme. Esses autores apresentaram uma série de trabalhos neste tema, nos quais encontraram novas ondas localizadas [6-8] e iniciaram vários estudos sobre a aplicação das mesmas [9, 10].

O grande interesse pelos transdutores Bessel, ou de polarização variável, se deve por um motivo fundamental: os feixes que eles emitem apresentam menores efeitos de difração durante sua propagação no meio (feixes de difração limitada), conseguindo uma maior profundidade do campo com boa colimação, boas resoluções laterais e axiais e uma melhora das características tanto do campo próximo como distante, o que os tornam potencialmente muito úteis nas aplicações de diagnose.

A carência no mercado de transdutores ultra-sônicos, para se trabalhar com frequências da ordem de kHz com características iguais as descritas acima, foi uma das motivações para o desenvolvimento desse trabalho. Uma solução para suprir essa carência seria a construção de um transdutor Bessel excitado no modo radial, que proporcionaria uma queda na frequência de operação, aumentando a profundidade de penetração e diminuindo a distância de Rayleigh do feixe ultra-sônico, com boa colimação e boas resoluções laterais e axiais.

Apesar de diversos estudos já publicados dos transdutores Bessel, não existe nenhum tipo de análise mais detalhada sobre o modo de vibração radial; todos esses trabalhos utilizam a emissão de onda no modo de espessura. Assim, transdutores Bessel foram construídos, usando discos cerâmicos ferroelétricos de PZT dopado com 1% nióbio. Utilizando uma técnica de polarização variável sobre os anéis concêntricos estampados nas faces da cerâmica se obteve o protótipo em questão. Com os resultados obtidos neste trabalho, poderão ser construídos transdutores Bessel, com a técnica de polarização não uniforme, controlando o comportamento do feixe acústico emitido por eles estabelecendo compromisso entre os parâmetros que influenciam o mesmo.

1.1 Objetivo Geral

O objetivo geral do presente trabalho é o estudo de transdutores ultra-sônicos piezoelétricos (TUP) para diagnose.

1.2 Objetivo Específico

Construção e caracterização de transdutores emissores-receptores convencional (polarização uniforme) e Bessel (polarização variável) e transdutores receptores hidrofones seguindo os seguintes procedimentos:

- 1-Preparação das amostras utilizadas para a construção dos transdutores;
- 2- Construção de transdutores emissores-receptores convencional e Bessel e transdutores receptores, hidrofones;
- 3- Caracterização eletromecânica dos transdutores construídos;
- 4- Caracterização acústica dos transdutores construídos, em regime de emissão;
- 5- Análise dos transdutores, em regime de emissão-recepção.

Capítulo 2 – Fundamentos Teóricos

2.1 Introdução

Um ensaio de diagnose por ultra-som caracteriza-se como um método não destrutivo que tem por objetivo a detecção de defeitos ou descontinuidades internas, presentes nos mais variados tipos ou formas de meios. O transdutor é o mais importante componente de qualquer sistema de ultra-som, cabe a ele converter o sinal elétrico em sinal mecânico e vice-versa, um dos princípios a serem tratados neste trabalho.

Neste capítulo, apresentam-se vários conceitos físicos relacionados com as ondas acústicas e os feixes de radiação emitidos, faz-se uma classificação básica de transdutores emissores, convencionais e Bessel e transdutores receptores, hidrofones.

Descreve-se o fenômeno da piezoelectricidade, assim como as frequências fundamentais e os modos de vibração (planar e de espessura para um disco) em materiais tais como as cerâmicas ferroelétricas PZT (Titanato Zirconato de Chumbo) que mais se utilizam como elementos piezoelétricos em transdutores de ultra-som.

Os pulsos acústicos emitidos por um transdutor se modificam ao propagar por causa do fenômeno da difração. Portanto, trata-se a teoria que descreve o campo de radiação de transdutores convencionais considerando o modelo conhecido de pistão plano [10].

Para os transdutores Bessel, faz-se referência ao enfoque de Stepanishen [10] baseado em expressar a distribuição de velocidade radial da superfície do transdutor em termos de um conjunto de funções ortonormais, considerando o campo como uma soma de integrais de convolução. Enfoque que pode aplicar-se, por exemplo, a fontes que vibram com um perfil radial segundo a função de Bessel de ordem zero, como é o caso dos transdutores Bessel.

2.2 Elementos piezoelétricos

Existem vários meios possíveis de produzir ondas ultra-sônicas. Destes o mais comum é o transdutor de cristal, onde a palavra “cristal” se refere a materiais naturais ou sintéticos que apresentam piezoeletricidade e outros fenômenos análogos.

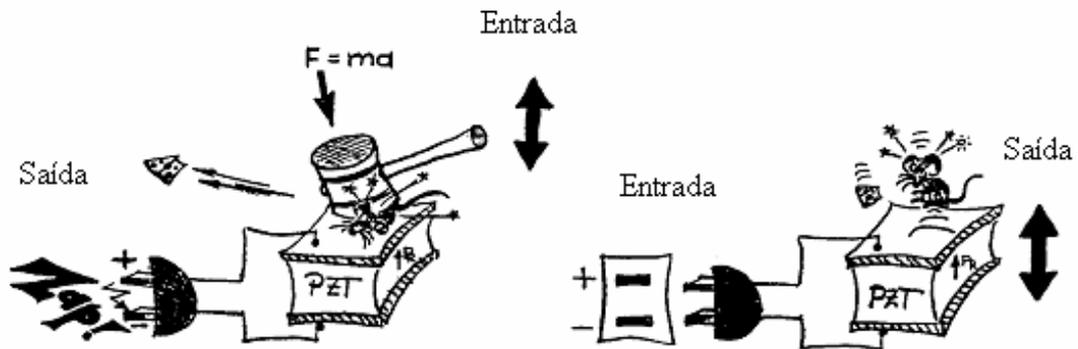
Tipos de Cristais: Os tipos mais populares de sistemas de conversão eletromecânica são os piezoelétricos e magnetostrictivos, existem também outros tipos como, por exemplo, o mecânico, o eletromagnético, o eletrostático, etc. [1].

O material piezoelétrico do transdutor pode apresentar diferentes formas, sendo a mais utilizada a forma circular ou cilíndrica. Já em transdutores multi-elementos, muito utilizado na obtenção de imagens médicas, o material piezoelétrico apresenta a forma de barras retangulares montadas de forma periódica sobre a mesma estrutura.

Os materiais piezoelétricos utilizados nos transdutores devem possuir várias características entre elas: alto coeficiente de acoplamento eletromecânico (κ), para uma boa conversão entre energia elétrica e mecânica; uma impedância elétrica (Z) próxima do meio em que a onda irá se propagar, para evitar reflexões de ondas na interfase meio-transdutor; uma alta constante dielétrica (ϵ), para garantir um bom acoplamento elétrico com os circuitos elétricos de excitação e recepção; e baixas perdas elétricas e mecânicas, para uma alta sensibilidade.

2.3 Piezoeletricidade

Piezoeletricidade é uma propriedade que certos materiais apresentam que relaciona uma polarização elétrica do material (geração de cargas de polaridade opostas) quando o mesmo é sujeito a uma tensão mecânica, ou a deformação do material quando o mesmo é sujeito a um campo elétrico (dependência linear). O primeiro caso é denominado efeito piezoelétrico direto, e o segundo efeito piezoelétrico inverso, como podem ser visto na ilustração da Figura 2.1.



EFEITO PIEZOELÉTRICO DIRETO

EFEITO PIEZOELÉTRICO INVERSO.

Figura 2.1: Ilustração do efeito piezoelétrico direto e inverso. [11]

A natureza da piezoelectricidade está relacionada diretamente com a simetria do cristal, e não pode existir em materiais centro-simétricos. Assim a geração de um deslocamento elétrico produzido por uma deformação mecânica num material piezoelétrico resulta do deslocamento de cargas microscópicas na rede do cristal. Estes deslocamentos podem ocorrer como um movimento de íons ou como uma polarização de íons individuais por deformação das distribuições orbitais eletrônicas e manifesta-se em todos os materiais [12]. A condição necessária para que ocorra a piezoelectricidade é a ausência de centro de simetria, Portanto, os materiais piezoelétricos são não centrosimétricos [13].

Como mencionamos, as propriedades piezoelétricas são inerentes em cristais cujas estruturas não apresentam centro de simetria. Quando se tem uma distorção no cristal, produto de uma pressão, resulta em uma redistribuição dos elementos carregados que formam a rede. Assim o resultado da aplicação dessa pressão é o surgimento de cargas na superfície do cristal. Como efeito inverso: se o material é colocado num campo elétrico resultará em uma deformação do cristal. Esta deformação depende do alinhamento dos eixos cristalográficos em relação ao campo aplicado. Desta forma é possível “cortar” o cristal buscando a deformação máxima do tipo espessura ou transversal.

Uma característica essencial da piezoelectricidade é a validade da inter-relação linear entre o campo aplicado e a tensão mecânica ou o deslocamento [14]. Embora um grande número de sólidos satisfaçam estes critérios, os transdutores piezoelétricos são fabricados a partir de um número reduzido de materiais que exibem uma favorável combinação de

propriedades elétricas, mecânicas e piezoelétricas. Como exemplo, encontram-se materiais cerâmicos como o titanato de bário e titanato-zirconato de chumbo.

Cristais como o quartzo são inerentemente piezoelétricos, com propriedades determinadas por suas características cristalográficas. Pelo contrário, cerâmicas ferroelétricas são inicialmente isotrópicas e, subsequentemente, após serem polarizadas mediante a aplicação de um campo elétrico intenso, alinhando assim os dipolos, segundo a direção do campo aplicado, o material é polarizado [15] apresentando propriedades piezoelétricas. Assim um material ferroelétrico é um material que possui um momento de dipolo interno que tende a se alinhar com a direção próxima à do campo elétrico aplicado e, portanto, todo material ferroelétrico é piezoelétrico após polarização [16].

2.4 Características Vibracionais de Cerâmicas Piezoelétricas

As características vibracionais dependem do material piezoelétrico utilizado. Entre as características vibracionais têm-se os modos de vibração e o coeficiente de acoplamento eletromecânico. Essas características são muito importantes na construção dos transdutores ultra-sônicos, pois são em função delas que os transdutores são projetados.

Coefficiente de acoplamento eletromecânico (κ): indica a eficiência com que num dado modo de vibrar, a energia elétrica é transformada em energia mecânica. Se o κ de certo modo de vibração é cerca de 50% ou mais, esse modo será fortemente excitado. Ele indica o quanto da excitação elétrica é convertido em vibração [13]. Quanto mais afastada estiver às frequências de ressonância e anti-ressonância, de um determinado modo de vibração, maior será o acoplamento eletromecânico κ .

Modos de vibração: Para cada modo de vibração estão associadas, as frequências de ressonância e anti-ressonância. Quanto maior a relação d/l (diâmetro/espessura) do disco, mais os modos de vibração do mesmo se aproximam dos modos do modelo unidimensional (placa infinita), que podem ser considerados modos puros, como exemplo, a vibração de um pistão. À medida que a relação d/l diminui a presença das bordas do disco se faz sentir, provocando um acoplamento entre os modos puros, afastando-se do modo unidimensional. Esse acoplamento pode dar origem a outros modos, como é o caso do modo de expansão de comprimento que surge para relações $d/l < 0,5$. Num disco piezoelétrico com o diâmetro maior que a espessura, os modos que apresentam os mais altos coeficientes piezoelétricos são

os primeiros modos (modos radiais), e também o modo extensional de espessura (ou modo de espessura ou axial), que resulta da propagação de uma onda longitudinal na direção da espessura.

2.5 Equações Constitutivas da Piezoeletricidade

Usam-se as equações constitutivas da piezoeletricidade como auxílio para o estudo dos modos de vibração de um disco piezoelétrico. O que será tratado a seguir.

As relações lineares constitutivas mecânicas para sólidos elásticos e que não apresentam piezoeletricidade, expressam a proporcionalidade entre a tensão mecânica T e a deformação S . A generalização da Lei de Hooke é dada por [14]:

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

onde os subscritos $ijkl$ assumem os valores de 1 a 3. (considera-se a convenção da soma de Einstein para índices repetidos). A tensão mecânica T (“*stress*”) e a deformação mecânica S (“*strain*”) representam-se por tensores de segunda ordem e as constantes elásticas de rigidez c_{ijkl} são representadas por tensores de quarta ordem. Como os sub-índices podem tomar valores de 1 a 3, representando as direções mutuamente ortogonais do espaço, o tensor c_{ijkl} tem 3^4 ou 81 componentes. De fato, pela definição, por considerações de equilíbrio, os tensores de tensão e deslocamento são simétricos:

$$T_{ij} = T_{ji} \quad S_{kl} = S_{lk} \quad c_{ijkl} = c_{ijlk} = c_{jikl} = c_{jilk}$$

o que significa que não mais de 36 componentes c_{ijkl} são independentes.

Esse mesmo material pode exibir propriedades elétricas, estabelecendo-se relação entre um campo elétrico aplicado E e o deslocamento elétrico D :

$$D_n = \varepsilon_{nm} E_m, \quad (2.2)$$

onde D e E estão representados por tensores de primeira ordem (vetores). A matriz ε_{nm} representa a permissividade do material que relacionar D e E , representa um tensor de segunda ordem. As equações (2.1) e (2.2) são chamadas relações constitutivas de um material dielétrico.

Em um sólido piezoelétrico, uma mudança na tensão mecânica ou na deformação implica em uma mudança correspondente na distribuição de carga no material dando lugar a

um acoplamento entre as propriedades elétricas e mecânicas do material e as magnitudes físicas T , S , D e E se relacionam.

Para um material ferroelétrico a direção da polarização é representada usualmente coincidindo com o eixo z (ou 3).

Com o intuito de facilitar os cálculos, pode-se representar os coeficientes, elásticos, dielétricos, e piezoelétricos em forma matricial condensando os índices da notação tensorial.

Esse tipo de notação é nomeado, como notação de Einstein [17]:

$$\begin{aligned} (xx) \leftrightarrow (11) \leftrightarrow 1 & & (yy) \leftrightarrow (22) \leftrightarrow 2 & & (zz) \leftrightarrow (33) \leftrightarrow 3 \\ (yz) = (zy) \leftrightarrow (23) = (32) \leftrightarrow 4 & & (xz) = (zx) \leftrightarrow (13) = (31) \leftrightarrow 5 & & (xy) = (yx) \leftrightarrow (12) = (21) \leftrightarrow 6 \end{aligned}$$

As direções x , y , e z podem ser representadas por 1, 2 e 3 respectivamente, enquanto 4, 5 e 6 representam as direções de cisalhamento em torno desses eixos.

Por analogia com as equações (2.1) e (2.2), e se E e S forem tratadas como variáveis independentes [14], equações constitutivas para um material piezoelétrico podem ser escritas na forma tensorial, como sendo:

$$\begin{aligned} D_i &= e_{ijk} S_{jk} + \varepsilon_{ij}^S E_j \\ T_{ij} &= c_{ijkl}^E S_{kl} - e_{kij} E_k \end{aligned} \quad (2.3)$$

Nestas equações os sobrescritos E e S indicam que as medidas da constante elástica c_{ijkl} ou da permissividade dielétrica ε_{ij} são realizadas sob condições de campo elétrico constante ou deformação constante, respectivamente.

O coeficiente e_{ijk} é a constante piezoelétrica, que relaciona as variáveis elétricas com as mecânicas e vem representada nestas equações como um tensor de terceira ordem

É possível selecionar quaisquer duas quantidades T , S , D e E como variáveis independentes e reescrever as equações (2.3) cada uma com diferentes condições de acoplamento piezoelétrico. Assim podem ser obtidas as seguintes equações tensoriais [17].

Sistema de equações: Variáveis independentes:

$$\begin{cases} T = c^E S - eE \\ D = eS + \varepsilon^S E \end{cases} \quad \begin{matrix} E, S \\ \text{Forma } e \end{matrix} \quad (2.4)$$

$$\begin{cases} S = s^E T + dE \\ D = dT + \varepsilon^T E \end{cases} \quad \begin{matrix} E, T \\ \text{Forma } d \end{matrix} \quad (2.5)$$

$$\begin{cases} T = c^D S - hD \\ E = -hS + \beta^S D \end{cases} \quad \begin{matrix} D, S \\ \text{Forma } h \end{matrix} \quad (2.6)$$

$$\begin{cases} S = s^D T + gD \\ E = -gT + \beta^T D \end{cases} \quad \begin{matrix} D, T \\ \text{Forma } g \end{matrix} \quad (2.7)$$

com e , g , d e h coeficientes piezoelétricos, representadas por tensores de terceira ordem (relacionam tensores simétricos de segunda ordem com vetores).

As constantes piezoelétricas estão relacionadas através das constantes elásticas e dielétricas [16, 17], através das seguintes equações:

$$\begin{aligned}
 d_{m\alpha} &= \varepsilon_{nm}^T g_{n\alpha} = e_{m\beta} s_{\beta\alpha}^E \\
 g_{m\alpha} &= \beta_{nm}^T d_{n\alpha} = h_{m\beta} s_{\beta\alpha}^D \\
 e_{m\alpha} &= \varepsilon_{nm}^S h_{n\alpha} = d_{m\beta} c_{\beta\alpha}^E \\
 h_{m\alpha} &= \beta_{nm}^S e_{n\alpha} = g_{m\beta} c_{\beta\alpha}^D
 \end{aligned}
 \quad \text{com} \quad \begin{array}{l} m, n = 1..3 \\ \alpha, \beta = 1..6 \end{array}
 \quad (2.8)$$

Devido à geometria cilíndricas dos discos cerâmicos utilizados na construção dos transdutores, estes podem ser tratados como cristais com simetria cilíndrica (6 mm), com a polarização na direção 3, os eixos 1 e 2 referem-se aos eixos ortogonais, formando um plano normal à direção 3. Neste caso os coeficientes elásticos, elétricos e piezoelétricos são representados pelas seguintes matrizes:

$$\begin{pmatrix}
 c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\
 c_{12} & c_{11} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\
 c_{13} & c_{13} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\
 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\
 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\
 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{66}
 \end{pmatrix}
 \quad (2.9)$$

$$\begin{pmatrix}
 0 & 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 \\
 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 & 0 \\
 e_{31} & e_{31} & e_{33} & 0 & 0 & 0
 \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix}
 \varepsilon_{11} & 0 & 0 \\
 0 & \varepsilon_{11} & 0 \\
 0 & 0 & \varepsilon_{33}
 \end{pmatrix}$$

As equações constitutivas para cerâmicas piezoelétricas ficam:

$$\begin{aligned}
 T_1 &= (c_{11}^E + c_{12}^E) S_1 + c_{13}^E S_3 - e_{31} E_3 \\
 T_3 &= 2c_{13}^E S_1 + c_{33}^E S_3 - e_{33} E_3 \\
 D_3 &= 2e_{31} S_1 + e_{33} S_3 + \varepsilon_{33}^S E_3
 \end{aligned}
 \quad \text{com} \quad \begin{array}{l} S_1 = S_2 \\ T_1 = T_2 \end{array}
 \quad (2.10)$$

2.6 Modos de Vibração de um Disco Piezoelétrico

A importância dos estudos dos modos de vibração de um disco piezoelétrico está no fato de permitir caracterizar algumas propriedades eletromecânicas das cerâmicas e com isso adequá-las a algumas aplicações.

Para qualquer direção de propagação de ondas acústicas existem três possíveis direções de polarização, mutuamente perpendiculares, mas, em geral com diferentes velocidades. Somente em certos casos as ondas propagadas são: longitudinais puras ou transversais puras.

Na maioria dos problemas, trata-se com ondas se propagando longitudinalmente ou transversalmente. A propagação destas ondas em piezoelétricos é diferente, devido à interação entre as propriedades mecânicas e elétricas do material. Assim a equação de movimento deve considerar as relações constitutivas (2.3) mencionadas anteriormente [12].

Seja ξ o deslocamento mecânico de uma partícula, a segunda lei de Newton tem a seguinte forma:

$$\rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \nabla \cdot T, \quad (2.11)$$

onde t é o tempo.

A tensão T e o campo elétrico E estão relacionados por (2.5):

$$T = c^E S - eE$$

(sobrescrito significa campo elétrico E : *cte.*)

que combinada com a equação (2.11) resulta em

$$\rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = c^E \nabla^2 \xi - \nabla \cdot (eE) . \quad (2.12)$$

Considerando propagação unidimensional [18] segundo a direção x , a equação de movimento (2.11) fica:

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \rho \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \rho \frac{\partial u}{\partial t}, \quad \text{pois } u = \frac{\partial \xi}{\partial t}, \quad (2.13)$$

onde u é a velocidade da partícula.

A equação (2.12) pode ser reescrita como sendo:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} - \frac{\rho}{c^E} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{1}{c^E} \nabla \cdot (eE) . \quad (2.14)$$

Assumindo que o material piezoelétrico está em forma de disco com os eletrodos colocados nas faces opostas, pode-se analisá-los de duas maneiras; se os eletrodos são colocados em curto circuito, o campo elétrico será zero e a equação (2.14) se reduz à equação de onda homogênea [18]:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} - \frac{\rho}{c^E} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = 0. \quad (2.15)$$

Assumindo agora que os eletrodos estão a circuito aberto (não circula corrente), o campo elétrico é diferente de zero e o valor do mesmo obtém-se a partir de:

$$E = \frac{D}{\epsilon^S} - \frac{e}{\epsilon^S} S, \quad (2.16)$$

(O sobrescrito S significa deformação constante.)

com a deformação unidimensional $S_x = \frac{\partial \xi_x}{\partial x}$

Finalmente, a equação (2.14) fica da seguinte forma:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} - \frac{\rho}{c^E} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = \frac{e}{c^E \epsilon^S} \frac{\partial D}{\partial x} - \frac{e^2}{c^E \epsilon^S} \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2}. \quad (2.17)$$

Como não há cargas livres dentro do material piezoelétrico, e da equação de Maxwell [19] que $\nabla \cdot D = 0 \Rightarrow \frac{\partial D}{\partial x} = 0$, pois $D_x = cte$ (D não varia com x , embora possa variar com o

tempo), temos: $i_D = \frac{\partial D}{\partial t}$.

Assim a equação (2.17) se reduz também a uma equação de onda homogênea:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} - \frac{\rho}{c^E \left(1 + \frac{e^2}{\epsilon^S c^E}\right)} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = 0 \quad (2.18)$$

que pode ser reescrita como sendo:

$$\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} - \frac{\rho}{c^D} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = 0 \quad (2.19)$$

Desta forma, as equações (2.15) e (2.19) são equações de onda homogêneas correspondentes, aos deslocamentos das partículas. No primeiro caso a velocidade de propagação é descrita da seguinte forma:

$$V^E = \left(\frac{c^E}{\rho}\right)^{1/2} \text{ em condições de curto-circuito.} \quad (2.20)$$

No segundo caso a velocidade de propagação fica descrita da seguinte forma:

$$V^D = \left(\frac{c^D}{\rho} \right)^{1/2} \text{ em condições de circuito aberto.} \quad (2.21)$$

A expressão que relaciona as constantes elásticas é [18]:

$$c^D = c^E \left(1 + \frac{e^2}{\epsilon^S c^E} \right), \quad (2.22)$$

onde c^D é a constante elástica.

O segundo termo somando dentro do parênteses é o quadrado do fator de acoplamento eletromecânico [16]. Utiliza-se esta magnitude para medir a “intensidade” do efeito piezoelétrico em um material particular em função das constantes elásticas, dielétricas e piezoelétricas.

A partir das equações de onda (equação (2.15) ou (2.19)) e utilizando as condições de contorno apropriadas (mecânicas e elétricas) para um deslocamento radial ou longitudinal, pode-se determinar o desempenho do transdutor, ou seja: calcular a admitância (ou impedância) elétrica, as frequências de ressonância e anti-ressonância elétricas, relacionadas com os modos de vibração e o coeficiente de acoplamento eletromecânico, entre outros parâmetros.

Ambas as frequências de ressonância e anti-ressonância podem ser associadas com o conceito de impedância elétrica. Assim a frequência de ressonância é definida como a frequência em que o módulo da admitância é máximo ($|Y|_{\text{máx}}$) sob condições de curto-circuito, enquanto que a frequência de anti-ressonância, é a frequência em que o módulo da admitância é mínimo ($|Y|_{\text{mín}}$) sob condições de circuito-aberto [20].

2.6.1 Modo de Vibração em Espessura de um Disco Piezoelétrico

Para estudar o modo de vibração de espessura, considera-se um disco fino de espessura l com eletrodos nas faces de área A , perpendiculares à direção x_3 , como está representado na Figura 2.2.

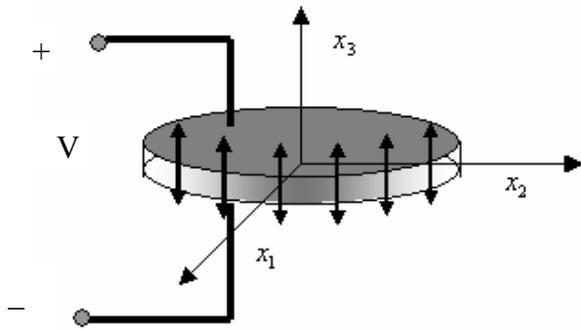


Figura 2.2: Disco piezoelétrico “fino” que se expande na direção da espessura, excitado com um campo elétrico paralelo a essa direção.

No modo de vibração de espessura, a direção de vibração do disco é paralela à direção da excitação elétrica, portanto, utiliza-se como condição de contorno elétrica: $D=cte$.

Quando o diâmetro d do disco é maior que sua espessura (l), ($d \approx 24l$) [21], pode-se considerá-lo como lateralmente fixo: $S_1 = S_2 = 0$ para uma onda plana propagando-se na direção de espessura, ou seja, a propagação elástica se realiza segundo x_3 em condições de rigidez infinita nas direções x_1 e x_2 .

Aplicando as condições de vibração anteriormente descritas nas equações constitutivas gerais, e considerando como variáveis independentes S e D se tem o seguinte sistema de equações piezoelétricas (equação 2.6):

$$\begin{aligned} T_3 &= c_{33}^D S_3 - h_{33} D_3 \\ E_3 &= -h_{33} S_3 + \beta_{33}^S D_3 \end{aligned} \quad (2.23)$$

A equação de onda para este caso é:

$$\rho \frac{\partial^2 \xi_3}{\partial t^2} = c_{33}^D \frac{\partial^2 \xi_3}{\partial x_3^2} \quad \text{com} \quad V^D = \left(\frac{c_{33}^D}{\rho} \right)^{1/2} \quad (2.24)$$

A solução para uma excitação harmônica é:

$$\xi_3 = \left[A \sin\left(\frac{\omega x_3}{V^D}\right) + B \cos\left(\frac{\omega x_3}{V^D}\right) \right] \exp(j\omega t) \quad (2.25)$$

As constantes A e B , são analisadas a partir das condições iniciais: $T_3=0$ em $x_3=0$ e $x_3=l$ nas faces livres. Pela definição de deformação mecânica (equação 2.23):

$$S_3 = \frac{h_{33}}{c_{33}^D} D_3 = \frac{\partial \xi_3}{\partial x_3} \quad (2.26)$$

Aplicando a primeira derivada na equação (2.25) e utilizando das condições de contorno, encontra-se o valor de A e B.

$$A = \frac{V^D h_{33}}{\omega c_{33}^D} D_3 \exp(-j\omega t). \quad (2.27)$$

$$B = \frac{V^D h_{33}}{\omega c_{33}^D} D_3 \frac{\cos\left(\frac{\omega l}{V^D} - 1\right)}{\text{sen} \frac{\omega l}{V^D}} \exp(-j\omega t). \quad (2.28)$$

Substituindo A e B na equação da solução (2.25) e usando a seguinte relação trigonométrica $\frac{1 - \cos \alpha}{\sin \alpha} = \text{tg} \left(\frac{\alpha}{2} \right)$ se tem a seguinte equação.

$$\xi_3 = \frac{V^D h_{33}}{\omega c_{33}^D} D_3 \left[\text{sen} \frac{\omega x_3}{V^D} - \text{tg} \frac{\omega l}{2V^D} \cos \frac{\omega x_3}{V^D} \right]. \quad (2.29)$$

Como a impedância elétrica Z é dada por:

$$Z = \frac{V}{I} = \frac{\int_0^l E_3 dx_3}{j\omega A D_3}. \quad (2.30)$$

A expressão do campo elétrico sai da equação constitutiva (2.23):

$$E_3 = -\frac{h_{33}^2}{c_{33}^D} D_3 \left[\cos \frac{\omega x_3}{V^D} + \text{tg} \frac{\omega l}{2V^D} \text{sen} \frac{\omega x_3}{V^D} \right] + \beta_{33}^S D_3. \quad (2.31)$$

Substituindo a equação 2.31 na (2.30) e fazendo a Integração se obtem a tensão:

$$V = D_3 \left[\beta_{33}^S l - \frac{h_{33}^2}{c_{33}^D} \left(\frac{2V^D}{\omega} \text{tg} \frac{\omega l}{2V^D} \right) \right]. \quad (2.32)$$

Logo:

$$Z = \frac{\beta_{33}^S l}{j\omega A} \left[1 - \frac{h_{33}^2}{c_{33}^D \beta_{33}^S} \left(\frac{2V^D}{\omega l} \text{tg} \frac{\omega l}{2V^D} \right) \right]. \quad (2.33)$$

Utilizando as relações entre constantes piezoelétricas, elásticas e dielétricas, o fator de acoplamento do modo espessura se escreve como sendo [16]:

$$k_t^2 = \frac{h_{33}^2}{c_{33}^D \beta_{33}^S} \quad (2.34)$$

Assim a expressão da impedância fica:

$$Z = \frac{\beta_{33}^S t}{j\omega A} \left[1 - k_t^2 \frac{\text{tg} \frac{\omega t}{2V^D}}{\frac{\omega t}{2V^D}} \right] \quad \text{ou} \quad Z = \frac{1}{j\omega C^S} \left[1 - k_t^2 \frac{\text{tg} \frac{\omega t}{2V^D}}{\frac{\omega t}{2V^D}} \right]. \quad (2.35)$$

Com a análise realizada até aqui, é possível determinar as frequências de ressonância e anti-ressonância do modo de vibração de espessura para caracterizar as propriedades eletromecânicas das cerâmicas piezoelétricas. As frequências de ressonância e anti-ressonância elétricas se obtêm a partir da mínima e máxima impedância (em um intervalo finito de frequência), respectivamente.

Para Z mínima, a equação (2.35) fica:

$$1 = k_t^2 \frac{\operatorname{tg}\left(\frac{\omega_r l}{2V^D}\right)}{\frac{\omega_r l}{2V^D}} .$$

onde

$$f_{r_{elec.}} = \frac{\omega_r}{2\pi} .$$

Para Z máxima:

$$\operatorname{tg}\frac{\omega l}{2V^D} \rightarrow \infty \Rightarrow \frac{\omega l}{2V^D} = (2n+1)\frac{\pi}{2} \Rightarrow f_{a_{elec}} = \frac{V^D}{2l} \quad (2.36)$$

que coincide com a frequência de ressonância mecânica, para a geometria considerada.

É interessante notar que quando a impedância tende a zero ($Z \rightarrow 0$), obtêm-se a expressão [18]

$$\frac{\omega l}{2V^D} = k_t^2 \operatorname{tg}\left(\frac{\omega l}{2V^D}\right) \Rightarrow k_t^2 = \frac{2\pi f_r l}{2V^D} \cot\left(\frac{2\pi f_r l}{2V^D}\right) \Rightarrow k_t^2 = \frac{\pi f_r}{2 f_a} \cot\left(\frac{\pi f_r}{2 f_a}\right)$$

que relaciona as frequências de ressonância e anti-ressonância elétricas com o fator de acoplamento eletromecânico k_t^2 :

O circuito equivalente da cerâmica piezoelétrica vibrando no modo espessura, próximo a sua frequência de ressonância [22], mostra-se na Figura 2.3. Nesse circuito, C_0 representa a parte elétrica do circuito equivalente; L , R e C representam a massa, o amortecimento mecânico e a constante elástica respectivamente, transformadas em magnitudes elétricas mediante o efeito piezoelétrico. Através deste efeito, quando se produz uma onda elástica, pode-se observar a interação da ressonância mecânica com o comportamento elétrico, pois o efeito piezoelétrico é uma forma de excitar ondas elásticas para permitir observar o comportamento elétrico [22]. Os valores de L e C são tais que, a frequência de ressonância f_r , as reatâncias (parte complexa da impedância):

$$X_L = 2\pi f_r L \quad X_C = \frac{1}{2\pi f_r C} \quad \text{e} \quad X_L \approx X_C$$

são opostas em sinais e iguais em magnitude; sendo a impedância total desta parte mecânica, nestas condições, igual à resistência mecânica R , que é muito pequena dependendo do

material. Por isso a f_r se denomina também de frequência de mínima impedância ou de máxima admitância. A frequência resultante denomina-se frequência de ressonância em série.

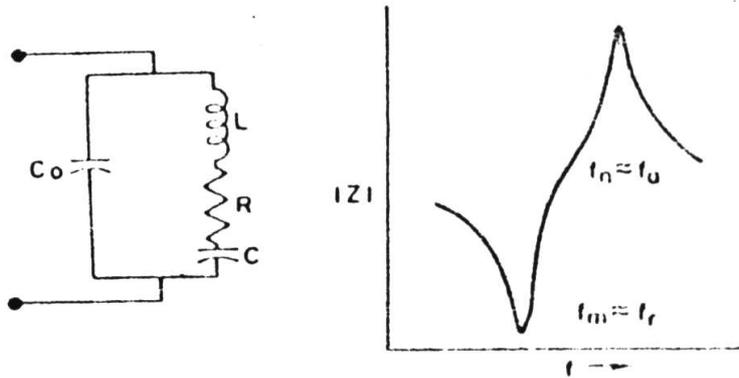


Figura 2.3: Circuito equivalente de uma cerâmica piezoelétrica perto da ressonância fundamental. [13]

Para frequências maiores que a frequência de ressonância, a parte mecânica torna-se indutiva ($X_c \rightarrow 0$), a impedância desse ramo em serie pode se tornar igual e oposta à impedância de C_0 , atingindo um valor máximo de impedância, pois a corrente oposta flui pelos dois ramos, correspondendo à frequência de anti-ressonância f_a denominada frequência de máxima impedância ou de mínima admitância. As frequências envolvidas no efeito piezoelétrico [21, 23] para esta geometria utilizada, podem aproximar-se por:

$$f_{\text{ressonância}} \approx f_{\text{mínima impedância}} \approx f_{\text{série}}$$

$$f_{\text{antirressonância}} \approx f_{\text{máxima impedância}} \approx f_{\text{paralelo}}$$

2.6.2 Modo de Vibração Radial de um Disco Piezoelétrico

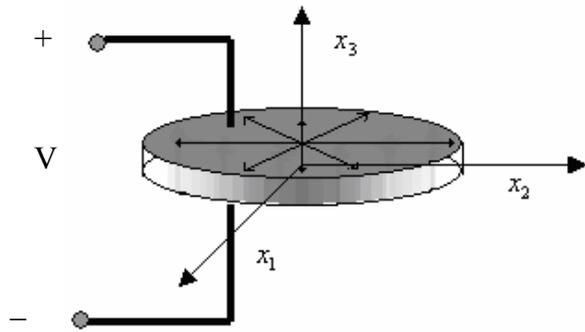


Figura 2.4: Disco piezoelétrico “fino” que se expande na direção do raio, excitado com um campo elétrico perpendicular a essa direção.

O modelo teórico para o modo radial foi apresentado por Meizler-O’Brian-Tristaen [24]. Para facilitar o trabalho o mesmo faz uma série de aproximações como: Raio muito maior que a espessura, as faces oscilam livremente e uma das fundamentais simplificações é a simetria axial (Figura 2.4). Logo após essa série de aproximações é possível escrever as equações constitutivas (2.38), (2.39) e (2.40), baseando-se na matriz abaixo (2.37), como sendo:

$$\begin{bmatrix} T_{rr} \\ T_{\theta\theta} \\ T_{zz} \\ T_{\theta z} \\ T_{rz} \\ T_{r\theta} \\ D_r \\ D_\theta \\ D_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -e_{31} \\ c_{12} & c_{11} & c_{13} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -e_{31} \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -e_{33} \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 & 0 & -e_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & -e_{15} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{66} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 & \varepsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 & 0 & 0 & \varepsilon_{11} & 0 \\ e_{31} & e_{31} & e_{33} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \varepsilon_{33} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} S_{zz} \\ S_{\theta\theta} \\ S_{zz} \\ S_{\theta z} \\ S_{rz} \\ S_{r\theta} \\ E_r \\ E_\theta \\ E_z \end{bmatrix}, \quad (2.37)$$

onde

$$T_{rr} = c_{11}^p \frac{\partial u_r}{\partial r} + c_{12}^p \frac{u_r}{r} + e_{31}^p \varphi_z, \quad (2.38)$$

$$T_{\theta\theta} = c_{12}^p \frac{\partial u_r}{\partial r} + c_{11}^p \frac{u_r}{r} + e_{31}^p \varphi_z, \quad (2.39)$$

$$D_z = e_{31}^p \left[\frac{u_r}{r} + \frac{\partial u_r}{\partial r} \right] - \varepsilon_{33}^p \varphi_z, \quad (2.40)$$

Depois de todas as simplificações as equações de movimento na direção radial podem ser expressas como:

$$c_{11}^p \left[\frac{\partial^2 \xi_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \xi_r}{\partial r} - \frac{\xi_r}{r^2} \right] = \rho_0 \frac{\partial^2 \xi_r}{\partial t^2}. \quad (2.41)$$

Supondo um comportamento harmônico do deslocamento ξ_r , Pode-se reescrever a equação (2.41) como sendo:

$$\frac{\partial^2 \xi_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \xi_r}{\partial r} + \left[\frac{\omega^2}{(v^p)^2} - \frac{1}{r^2} \right] \xi_r = 0 \quad \text{com}, \quad (2.42)$$

$$(v^p)^2 = \frac{c_{11}^p}{\rho_0}$$

onde v^p pode ser entendida como a velocidade de propagação de ondas planas.

A equação (2.42) é uma equação de Bessel de primeira ordem cuja solução geral tem a seguinte forma:

$$\xi_r = \left[AJ_1(\alpha r) + BY_1(\alpha r) \right] e^{i\omega t}, \quad (2.43)$$

onde $\alpha = \frac{\omega}{v^p}$ é o vetor de onda, J_1 é a função de Bessel de primeiro tipo e primeira ordem e Y_1 é a função de Bessel de segundo tipo e primeira ordem. No caso particular do disco a constante B tem que se anular devido Y_1 tender a infinito quando r tender a zero, logo é possível reescrever a equação (2.43) como sendo:

$$\xi_r = AJ_1(\alpha r) e^{i\omega t} \quad (2.44)$$

Considerando as condições de contorno $T_{rr}(a)=0$ e levando em conta que

$$V = \int_{-b}^b \frac{\partial \varphi}{\partial z} dz \Rightarrow \frac{\partial \varphi}{\partial z} = \frac{V_0}{2b} e^{i\omega t} \quad (2.45)$$

Substituindo a equação (2.44) na (2.38) e aplicando as condições de contorno $T_{rr}(a)=0$ se obtém

$$A \frac{dJ_1(\alpha r)}{dr} \Big|_{r=a} + \delta^p \frac{AJ_1(\alpha a)}{a} = \frac{-e_{31}^p V}{2b} \quad (2.46 a)$$

A equação (2.46 a) oferece uma relação entre o vetor de onda α e a amplitude do deslocamento radial A .

Para a condição de ressonância ser aceita, é necessário que a voltagem tenda a zero na borda do disco, logo a equação (2.46 a) fica da seguinte forma.

$$A \frac{dJ_1(\alpha r)}{dr} \Big|_{r=a} + \delta^p \frac{AJ_1(\alpha a)}{a} = 0 \quad (2.46 \text{ b})$$

Isolando A se obtém a seguinte equação:

$$A = \frac{e_{31}^p V_0}{c_{11}^p 2b} \frac{1}{\left((1 - \sigma^p) \frac{J_1(\alpha a)}{a} - KJ_0(\alpha a) \right)} \quad (2.46)$$

onde $\sigma^p = \frac{c_{12}^p}{c_{11}^p}$ pode ser interpretada como uma relação de Poisson planar para um material

que é isotrópico no plano perpendicular à direção z .

Para obter as condições de ressonância e anti-ressonância elétrica é necessário conhecer a corrente elétrica, pois para as frequências de ressonância a corrente tende ao infinito e para a frequência de anti-ressonância a corrente tende a zero. Como já é conhecida, a corrente elétrica por definição pode ser calculada como sendo a variação da carga nos eletrodos em função da variação temporal. Logo:

$$I = \frac{dQ}{dt}. \quad (2.47)$$

E a carga pode ser expressa por:

$$Q = 2\pi \int_0^a D_3 r dr. \quad (2.48)$$

Substituindo as equações (2.40), (2.46 b) e (2.48) na (2.47) se encontra um valor para a corrente elétrica da seguinte forma [21, 24]:

$$I = i\omega \frac{\pi a^2 \varepsilon_{33}^p V}{2b} \left(\frac{2(e_{31}^p)^2}{c_{11}^p} \frac{J_1(\alpha r)}{\left[(1 - \sigma^p) J_1(\alpha r) - J_0(\alpha r) \right] - 1} \right) \quad (2.49)$$

Para que ocorram as condições de ressonância e anti-ressonância, respectivamente é necessário que.

$$I \rightarrow \infty \Rightarrow \frac{\alpha r J_0(\alpha r)}{J_1(\alpha r)} = 1 - \sigma^p \quad (2.50)$$

$$I \rightarrow 0 \Rightarrow \frac{\alpha r J_0(\alpha r)}{J_1(\alpha r)} = 1 - \sigma^p - 2(k^p)^2 \quad (2.51)$$

$$\text{com: } (k^p)^2 = \frac{(e_{31}^p)^2}{c_{11}^p \varepsilon_{33}^p}, \quad (2.52)$$

onde o coeficiente k^p é o fator de acoplamento piezoelétrico planar para um disco.

2.7 Transdutores Piezoelétricos

2.7.1 Transdutor Receptor - Hidrofone

O hidrofone como já foi mencionado é um transdutor eletro-mecânico de recepção (sensor) que pode ser usado entre várias aplicações para avaliar as características de um campo de radiação ultra-sônico de transdutores.

Para um monitoramento de um campo acústico com eficiência é necessário que o hidrofone apresente as seguintes características: lóbulo aberto (baixa diretividade) captando o sinal de qualquer direção com a mesma sensibilidade, apresentar uma larga banda de frequência de operação e uma resposta linear na faixa de frequência de medida. Análogo a um microfone, ele converte a variação de pressão que atinge seu elemento ativo em sinal de tensão elétrica, efeito piezoelétrico direto [25]. Se a face de um transdutor apresenta uma dimensão finita, e como a pressão dinâmica (flutuante) pode ser relacionada com a energia propagada por uma onda mecânica, o sinal gerado pelo hidrofone pode ser relacionado com a intensidade do campo acústico no local onde se encontra seu elemento ativo. Nos hidrofones modernos mais comuns, a conversão de energia é realizada devido ao efeito piezoelétrico do elemento ativo. O parâmetro que relaciona a conversão de energia mecânica em elétrica é denominado sensibilidade, que é a principal característica na construção de um hidrofone.

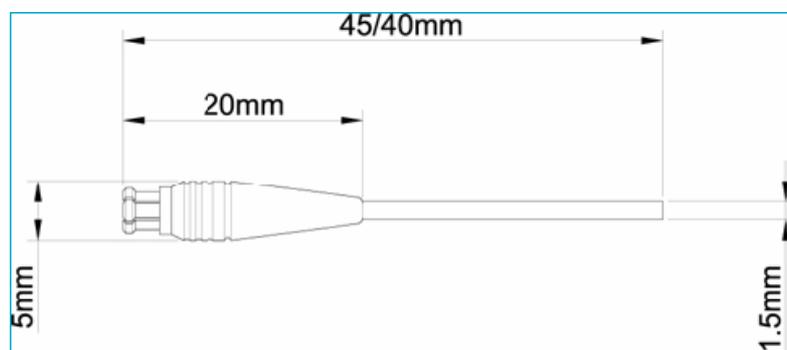


Figura 2.5: Desenho de um transdutor receptor ultra-sônico PVDF.

Os hidrofones mais comuns, considerando sua disponibilidade comercial são do tipo agulha e do tipo membrana. Comumente usa-se como elemento ativo o PVDF, que apresenta

uma baixa impedância ($Z \approx 4 \Omega$), mas possui a sensibilidade limitada devido ao baixo fator de acoplamento eletromecânico ($\kappa < 0.3$) e altas perdas dielétricas. Quando se trabalha com altas potências de campos acústicos, os hidrofones de PVDF perdem a sensibilidade com o tempo, não sendo, pois, os mais adequados para caracterização de transdutores de potência.

2.7.2 Transdutores Emissores

O transdutor pode ser considerado o coração de todo sistema baseado em ultra-som. É responsável pela conversão de energia elétrica em mecânica e vice-versa.

Um transdutor ultra-sônico piezoelétrico típico consiste de uma cerâmica piezoelétrica, uma camada de adaptação (casador de impedâncias) entre a cerâmica e o meio a ser analisado (“*matching*”), um material absorvente atrás da cerâmica chamado camada de retaguarda (“*backing*”), para evitar que retornem as reflexões do pulso produzidas pela face traseira da cerâmica e se superponham aos ecos e reflexões do material analisado [26]. Na Figura 2.5 mostra-se um desenho esquemático de um transdutor ultra-sônico

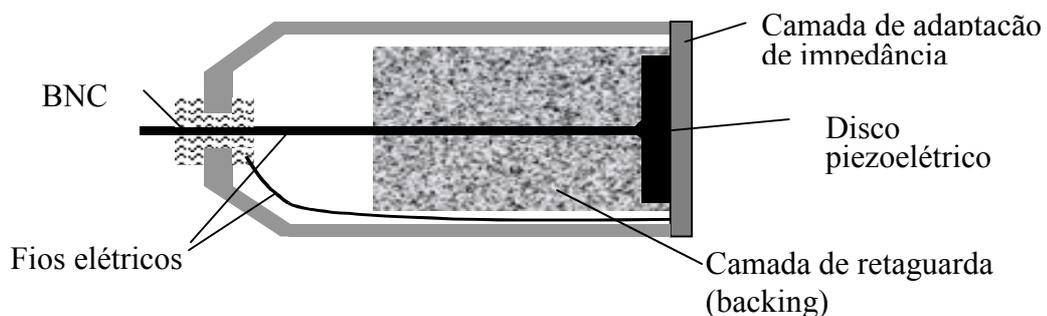


Figura 2.6: Desenho de um transdutor ultra-sônico piezoelétrico para diagnóstico.

No campo das aplicações do ultra-som é possível diferenciar, entre outros, dois tipos de transdutores, os convencionais: aqueles que são obtidos polarizando uniformemente o elemento piezoelétrico e aqueles que são obtidos variando a polarização (polarização não uniforme) chamados de transdutores Bessel (quando a apolarização segue uma função de Bessel) ou polarização variável. Os feixes emitidos por cada um destes transdutores são diferentes como veremos mais adiante.

Existem alguns parâmetros que são necessários para se estimar o potencial dos transdutores de ultra-som. Esses parâmetros são: as resoluções axial e lateral, a profundidade do campo, ou distância de Rayleigh, lóbulos laterais, penetração do campo, diretividade e efeito de difração ou espalhamento, o que será tratado posteriormente.

2.7.2.1 Transdutor Ultra-Sônico Convencional

Transdutores ultra-sônicos cerâmicos "convencionais" são construídos utilizando cerâmicas piezoelétricas com polarização uniforme. Os feixes de radiação emitidos por estes transdutores, quando são excitados eletricamente, na sua propagação pelo meio se espalham devido aos efeitos de difração. Pode se acrescentar que apresentam baixos lóbulos laterais para pequena profundidade do campo [3]. A Figura 2.7 é o resultado de uma simulação do perfil de um feixe emitido por um transdutor convencional, em forma de disco, polarizado uniformemente, após uma excitação elétrica contínua no modo de espessura [27].

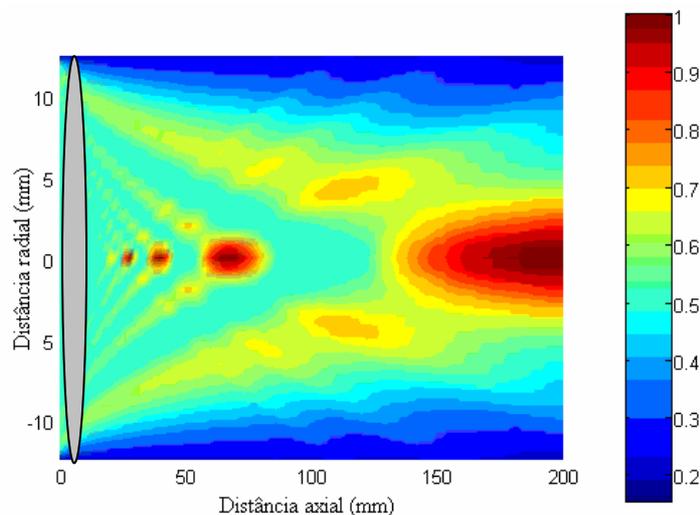


Figura 2.7: Projeção do campo de radiação de um transdutor convencional excitado no modo de espessura [27].

No eixo das ordenadas representa-se o diâmetro da fonte radiante. O eixo das abscissas se refere à distância axial ou profundidade que atinge o campo.

Na Figura 2.7 representa-se o espalhamento que sofre o feixe acústico irradiado por um transdutor de raio 12,3 mm e as zonas focais formadas na região do campo próximo, antes dos 100 mm. Com o código de cores indicam-se valores proporcionais à energia distribuída

no espaço. Existe uma perda importante de homogeneidade do feixe para distancias entre 0 e 140 mm, associadas ao efeito de difração, que está relacionado com as alternâncias de máximos e mínimos no campo próximo, fato esse causado pelas interferências das ondas planas com as ondas de borda da cerâmica. Para este transdutor a distancia de Rayleigh se encontra em torno de 200 mm atingindo o máximo de pressão.

2.7.2.2 Transdutores Bessel – Polarização Variável

Transdutores Bessel podem ser construídos produzindo uma polarização não uniforme sobre um material cerâmico ferroelétrico.

O método de polarização não uniforme, se dá com o intuito de obter cerâmicas com perfil de polarização segundo a função de Bessel. Tal procedimento é realizado da seguinte forma: Mergulha-se uma cerâmica já pintada com tinta prata, em forma de anéis concêntricos em um fluido homogêneo, mantendo a temperatura do fluido constante de acordo com o material em questão. Um tempo de aplicação do campo elétrico E_p também é fixo o qual varia de acordo com o material. Aplica-se um campo elétrico no anel mais externo de 30% de E_p , no anel intermediário se aplica um campo de 40% de E_p mas no sentido contrário do anel externo e por fim se aplica um campo de 100% de E_p no anel central [27]. A este tipo de alternância da polarização é denominamos polarização não uniforme

A Figura 2.8 é o resultado de uma simulação do perfil de um feixe emitido por um transdutor Bessel, em forma de disco, com polarização não uniforme, após uma excitação elétrica contínua no modo de espessura [27].

Entre as diferenças que existem com o feixe que emite em um transdutor convencional e aquele de difração limitada, é que o primeiro focaliza o feixe em um ponto fixo, e o segundo tende a colimar o feixe ao longo de uma linha, na sua direção de propagação [3].

Dentro das características relevantes que apresentam os transdutores Bessel se encontram a homogeneidade e colimação do feixe emitido, atingindo uma maior profundidade de campo com menores efeitos difrativos, adequada largura do lóbulo central garantindo uma boa resolução lateral ao longo da profundidade do campo. No perfil do campo emitido, apresenta lóbulos laterais com energias comparáveis às do lóbulo central como visto na Figura 2.8.

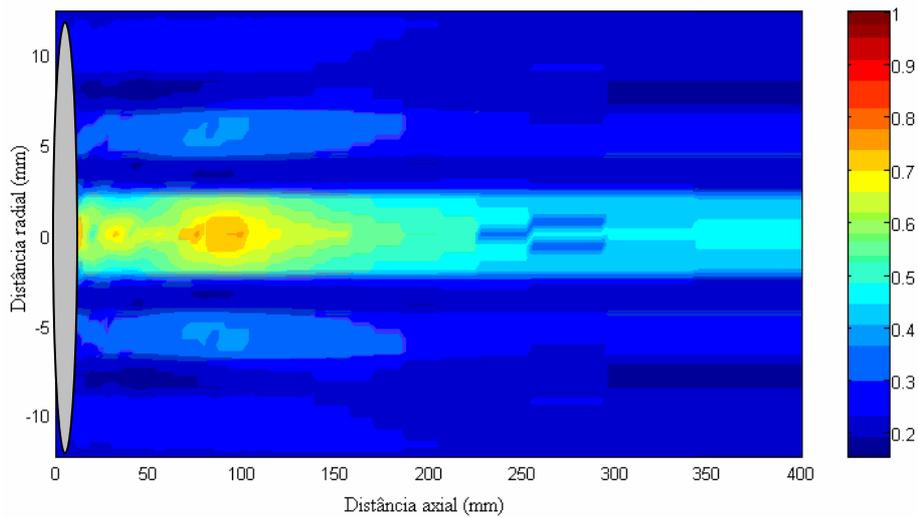


Figura 2.8: projeção do campo de radiação de um transdutor Bessel excitado no modo de espessura [27].

Na prática as ondas planas e as ondas de Bessel, produzidas por aberturas finitas, sofrem efeitos de difração, perdem energia e o resultado é um campo não homogêneo.

Para uma comparação entre feixes, a Figura 2.9 mostra exemplos do caso ideal (feixes não difratantes, aberturas infinitas) e do caso real (feixes de difração limitada, aberturas finitas) [3]. Tratam-se dos casos de ondas planas e feixes de Bessel J_0 .

O interesse do estudo dos transdutores Bessel é obter transdutores ultra-sônicos capazes de emitir feixes de radiação acústica atingindo uma maior profundidade do campo com poucos efeitos de difração inevitáveis na interação com o meio de propagação, uma ótima resolução lateral e lóbulos laterais com pouca intensidade, potencializando o transdutor para diversas aplicações.

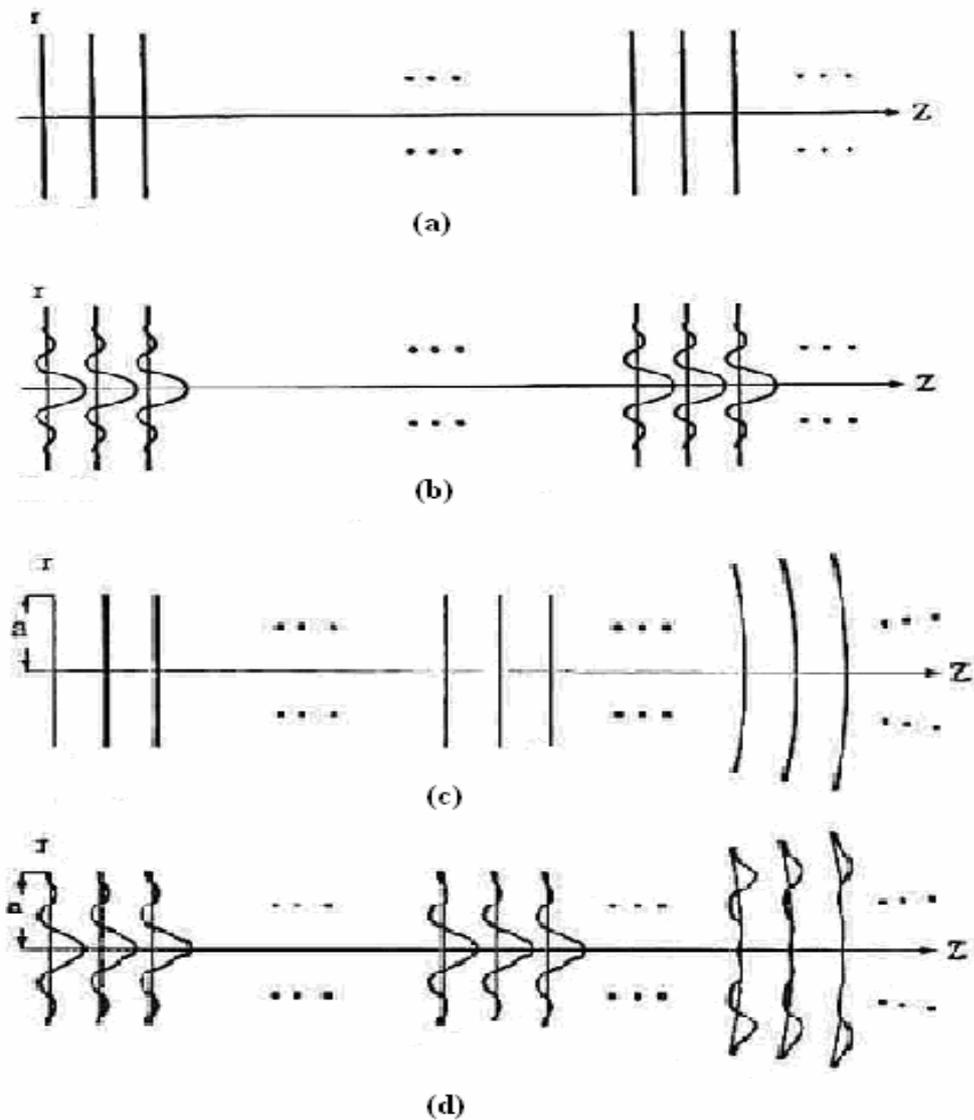


Figura 2.9: Exemplos de feixes difratantes produzidos por uma abertura finita (soluções exatas da equação de onda), simétricos ao redor do eixo de propagação: (a) ondas planas, (b) feixes de Bessel J_0 e aproximações de feixes de difração limitados produzidos por aberturas finitas, similares às exatas dentro do tamanho da abertura e profundidade de campos finitos e difratantes: (c) onda plana e (d) feixes de Bessel J_0 [3].

2.8 Teoria da Difração

Em um meio, fluido elástico infinito, se tem dois tipos de deformações: compressão e cisalhamento. Essas deformações se traduzem em ondas longitudinais e ondas transversais.

No fluido que será tratado, propagam-se ondas longitudinais. As partículas do fluido vibram na direção de propagação da onda (nos fluidos ideais não se propagam ondas de

cisalhamento). Significa que a onda acústica é caracterizada pelas variações de velocidades das partículas que se deslocam em torno de uma posição de equilíbrio. Assim, a onda acústica é formada por variações de pressões que se propagam através do fluido compressível [28]. Para pequenas perturbações de um fluido homogêneo e não viscoso, os processos acústicos ocorrem gerando pequenas flutuações nas propriedades do meio.

Os campos acústicos da maior parte dos sistemas de imagens por ultra-som são analisados com base na teoria clássica da Acústica Linear [28, 29].

A equação de estado de um fluido relaciona as forças aplicadas sobre um determinado elemento de volume com suas respectivas deformações. As variações de pressão para uma onda acústica são rápidas o suficiente para que não haja tempo suficiente para se trocar calor, sendo as compressões nas ondas acústicas processos adiabáticos [28].

Para um meio fluido, a equação de estado adiabática é:

$$p = \beta s \quad (2.53)$$

$p = P - P_0$: é a diferença entre a pressão acústica total e pressão de equilíbrio.

β : coeficiente adiabático de compressibilidade ou módulo volumétrico adiabático.

$s = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0}$: Define a condensação do fluido ($s \ll 1$)

ρ : densidade do meio

ρ_0 : densidade de equilíbrio do meio

No fluido também se cumpre a equação de continuidade linearizada (considerando a condensação s muito pequena) e a equação de Euler (2a. Lei de Newton):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 (\nabla \cdot \vec{V}) = 0 \quad (2.54)$$

$$-\nabla p = \rho_0 \frac{\partial \vec{V}}{\partial t} \quad (2.55)$$

onde \vec{V} : velocidade das partículas do fluido.

Aplicando o rotacional na equação (2.55) vê-se que a velocidade é irrotacional:

$$\nabla \times \vec{V} = 0 \quad \Rightarrow \quad \vec{V} = -\nabla \phi ,$$

onde ϕ : potencial de velocidades

Assim, substituindo a expressão da velocidade em (2.55):

$$p = \rho_0 \frac{\partial \phi}{\partial t} . \quad (2.56)$$

Combinando a divergência de (2.55) com a derivada temporal de (2.54) e substituindo (2.53) em (2.54), essas equações se resumem a uma equação diferencial com uma variável independente, a equação de onda linear:

$$\nabla^2 p = \frac{1}{c} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad \text{onde} \quad c = \sqrt{\frac{\beta}{\rho_0}} \quad (2.57)$$

c : velocidade de fase para ondas acústicas em fluidos.

A propagação da onda emitida por um transdutor em um fluido é descrita pela equação de onda.

Para uma onda plana a solução de (2.57) vem dada por:

$$p = A e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{x})} \quad (2.58)$$

onde A : amplitude da onda, ω : freqüência angular, k : número de onda.

A relação entre o número de onda e a freqüência angular vem dada por:

$$k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$$

A maioria dos tratamentos teóricos descrito na literatura para calcular o perfil do feixe de radiação emitido por um transdutor ultra-sônico, baseia-se no princípio de Huygens [28], no qual a fonte radiante divide-se em elementos infinitesimais, cada um dos quais irradiando ondas esféricas.

Os princípios básicos da formação de feixes vêm dados pela fórmula de difração de Rayleigh-Sommerfeld [30] a qual prediz exatamente o campo de pressão ou potencial de velocidade, produzido por uma abertura finita em qualquer ponto do espaço.

Com a formulação de Rayleigh-Sommerfeld, a pressão instantânea $p(\vec{r}, t)$ no ponto \vec{r} em um campo de um radiador ultra-sônico é expressa como sendo:

$$p(\vec{r}, t) = \rho \frac{\partial \phi(\vec{r}, t)}{\partial t}. \quad (2.59)$$

O potencial de velocidade de uma fonte de radiação excitada uniformemente de área A , circundada por um refletor infinito, vem dado por (ver Figura 2.10: Geometria usada para o calculo da distribuição de pressões [14].

2.10).

$$\phi(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_A \frac{V_0(t - \frac{r'}{c})}{r'} dA. \quad (2.60)$$

A equação (2.60) é conhecida como integral de difração de Rayleigh.

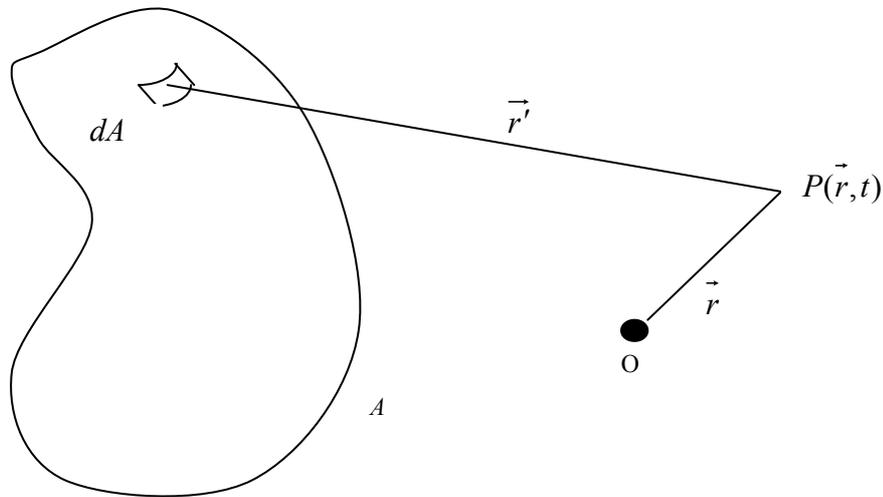


Figura 2.10: Geometria usada para o cálculo da distribuição de pressões [14].

onde $V_0(t)$: velocidade instantânea normal da partícula na face da fonte (também é chamada função de excitação).

\vec{r}' : distância entre o elemento de área e um ponto no espaço.

\vec{r} : distância entre o ponto onde se deseja obter o potencial de velocidade no espaço e a origem do sistema de coordenadas.

dA : elemento de área infinitesimal, c : velocidade de propagação do som no meio.

Assumindo na equação anterior que a onda propaga-se em um meio linear, homogêneo e não atenuante os campos acústicos podem ser calculados avaliando essa integral de difração. Significa que o potencial de velocidade pode ser calculado através da discretização da superfície em elementos de áreas infinitesimais, dA , e considerando que cada elemento dA emite uma onda semi-esférica. Com a adição das contribuições de cada elemento de área obtém-se o potencial de velocidades e com ele a pressão do campo (equação 2.59).

2.8.1 Soluções da Equação de Onda

2.8.1.1 Excitação Monocromática

Para os transdutores que trabalham numa única frequência se consideram que estão sob uma excitação de onda contínua. A excitação contínua tem sido tratada extensivamente na literatura. Campos acústicos de pistões planos têm sido estudados com grande detalhe [14, 28, 31, 32] entre outros. Zemanek [31] mostrou que os campos podem ser descritos em termos de duas regiões: Fresnel, campo próximo, onde a distribuição de pressão acústica mostra um padrão de interferência complexo e Fraunhofer, campo distante, na qual a distribuição caracteriza-se por uma função de “diretividade” simples.

A seguir apresenta-se de forma resumida a teoria para o campo irradiado por um transdutor em forma de disco plano, vibrando em modo pistão e circundado por um refletor acústico plano e rígido de extensão infinita assim como os métodos para prever o potencial de velocidade e o campo de pressão em um ponto do meio onde se propaga o feixe acústico.

O modelo do modo pistão é utilizado quando o modo de vibração radial do transdutor pode ser considerado desprezível frente à vibração do modo espessura, como neste caso com geometria de disco. Com o sistema de coordenadas da Figura 2.11, consideraremos um pistão de raio a e sua superfície que vibra com um movimento harmônico simples normal à sua superfície [31].

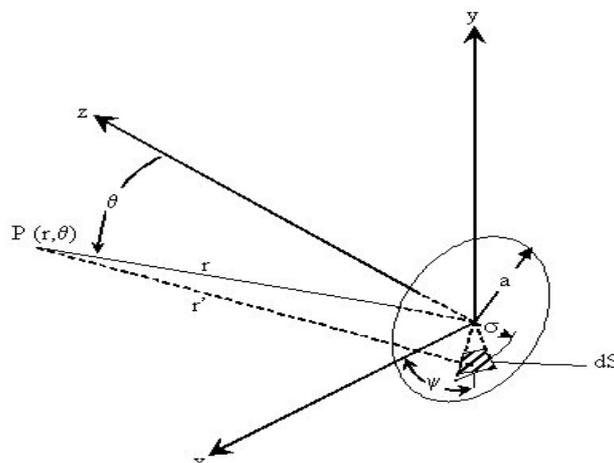


Figura 2.11: Geometria do pistão plano circular.

A onda acústica gerada através do movimento do pistão é considerada ao longo do eixo z . O ponto de observação é função de r : distancia radial desde o centro do transdutor e do ângulo θ : ângulo entre o eixo do transdutor e o vetor radial.

A pressão no ponto de observação obtém-se dividindo a superfície do pistão em elementos de área infinitesimais, cada um dos quais atua como uma fonte simples e finalmente adicionando as contribuições de cada elemento de área. Como se trata de uma excitação com onda contínua, o campo acústico do transdutor é obtido:

$$p(r, \theta) = \rho \frac{\partial \phi}{\partial t} = i \omega \rho \phi(r, \theta)$$

$$p(r, \theta) = \frac{i \rho c k}{2\pi} U_o \int_0^a \sigma d\sigma \int_0^{2\pi} \frac{e^{i(\omega t - kr')}}{r'} d\psi \quad (2.61)$$

onde:

$$k = \frac{\omega}{c} : \text{número de onda} \left(= \frac{2\pi}{\lambda} \right)$$

λ : comprimento de onda do som.

σ : distancia entre o centro do transdutor e o elemento de área infinitesimal.

$$\omega t = 2\pi f t$$

U_o : amplitude da velocidade do transdutor.

r' : distancia desde o ponto de observação até um elemento de área sobre a superfície do transdutor.

ρ : densidade do meio.

c : velocidade do som no meio.

Também da Figura Figura 2.11: Geometria do pistão plano circular.

2.11:

$$r' = \left[r^2 + \sigma^2 - 2r\sigma \text{sen}\theta \cos\psi \right]^{1/2} \quad (2.62)$$

Substituindo a equação (2.62) na equação (2.61) a expressão que resulta é bem trabalhosa. Para esses casos mais trabalhosos a integral de Rayleigh resolve-se por métodos

numéricos. E para obter a solução analítica em casos simples realizam-se aproximações [28, 31].

Se por exemplo considerarmos uma região distante da fonte (campo distante - “*far field*”):

$r \gg a \geq \sigma \Rightarrow r' = r - \sigma \text{sen} \theta \cos \psi$ e substituindo esta aproximação na equação (2.61), o resultado da integração dá:

$$p(r, \theta) = \frac{i \rho c k a^2}{2r} U_o e^{i(\omega t - kr)} \left[\frac{2J_1(ka \text{sen} \theta)}{ka \text{sen} \theta} \right] \quad (2.63)$$

onde $J_1(x)$ é a função de Bessel de primeiro tipo de ordem um.

Define-se o fator de diretividade como [28]:

$$D(\theta) = \left[\frac{2J_1(ka \text{sen} \theta)}{ka \text{sen} \theta} \right]. \quad (2.64)$$

Este fator descreve a pressão do ultra-som a uma distancia radial fixa, como função do ângulo entre o eixo normal ao transdutor e o ponto de observação.

Uma solução analítica exata da integral de Rayleigh (equação 2.61) só existe ao longo do eixo z do transdutor ($r = z$), portanto a partir de (2.63), pode ser calculada a pressão axial (no eixo z), fazendo $\theta = 0$.

Na Figura 2.12 representa-se a pressão no eixo z (axial), para um transdutor considerado pistão plano circular. No eixo das ordenadas indicam-se valores de tensão elétrica proporcionais à pressão acústica ao logo do eixo axial do transdutor convencional. A distancia de Rayleigh para este transdutor é da ordem de 200 mm.

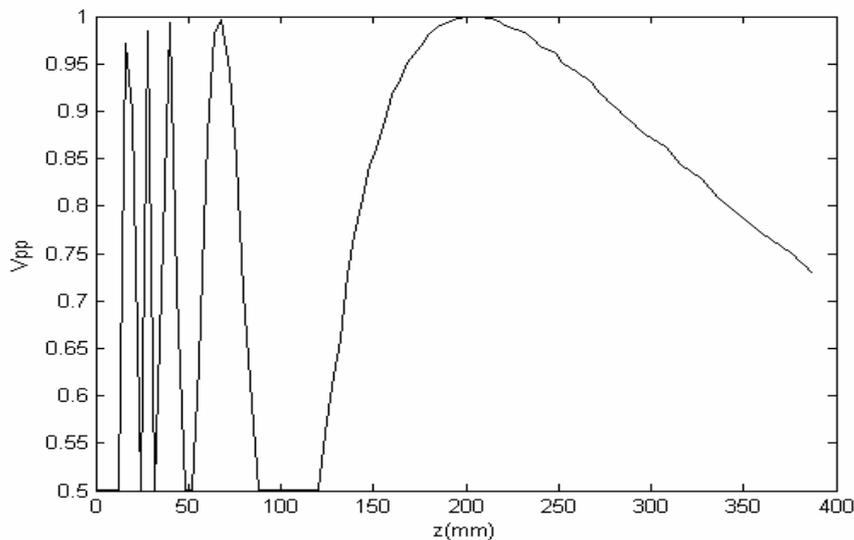


Figura 2.12: Pressão axial (no eixo z) para um transdutor convencional considerado pistão plano circular, de raio 12.3 mm.

Observa-se na zona do campo próximo o perfil do feixe irradiado formado por máximos e mínimos de interferência entre as ondas planas e de borda. Depois da distancia de Rayleigh, a pressão do campo acústico diminui segundo $\frac{1}{r}$.

2.8.1.2 Excitação Pulsada

Os campos transitórios de fontes acústicas lineares pulsadas também têm recebido atenção considerável [33, 34, 35]. Em modo pulsado o transdutor é excitado com um pulso de curta duração temporal.

O cálculo dos campos baseia-se no enfoque da resposta ao impulso espacial, proposta por Stepanishen nas referências [36, 37].

Nesse enfoque, a pressão “pulsada” é encontrada através da convolução entre a aceleração da face do transdutor (a derivada temporal da velocidade) e a resposta impulsional espacial. A função resposta impulsional espacial tem sido encontrada para numerosas geometrias. As soluções encontradas na literatura tem sido às vezes complicadas já que envolvem a avaliação da integral de superfície de Rayleigh, a qual refere-se ao princípio de Huygens, onde o campo é a soma das ondas esféricas radiando desde todas as partes da abertura [33]. Assim, o campo acústico pulsado de um transdutor plano pode ser interpretado em termos de um processo de convolução.

Trata-se brevemente aqui o caso específico de um pistão circular plano, quando todas as partículas do meio, em contato com a superfície emissora, vibram em fase com a mesma amplitude. A componente normal de sua velocidade pode ser expressa como um produto separável do espaço e do tempo:

$$\vec{V}(\vec{r}, t) \cdot \hat{n}' = V(t)O(\vec{r}) \quad (2.65)$$

Aqui $O(\vec{r})$ representa uma função da amplitude emissora. Para o emissor de superfície circular plana de raio a :

$$O(\vec{r}) = \begin{cases} 1 & \text{se } r < a \\ 0 & \text{se } r > a \end{cases} \quad (2.66)$$

Como o transdutor excitado admite a separação espaço-tempo no perfil de velocidade da face frontal, neste caso o campo de radiação acústico pode ser avaliado utilizando os conceitos básicos da teoria de Sistemas Lineares, significa que: conhecendo o sinal de entrada, ou seja, a forma de excitação pode ser o perfil de velocidades em função da abertura e a resposta impulsional do sistema $h(\vec{r}, t)$, pode ser obtida a saída, o potencial de velocidade, a pressão ou outra propriedade acústica.

Portanto, considerando que a fonte apresenta uma forma de onda de velocidade arbitrária $V(t)$ e uma amplitude de distribuição uniforme normalizada à unidade, a integral de Rayleigh (equação 2.60) é:

$$\phi(\vec{r}, t) = \int_A \frac{V(t - \frac{R}{c})}{2\pi R} dA, \quad (2.67)$$

onde R : distancia desde o dA até o ponto do campo acústico especificado por \vec{r}

Para situações transientes, o termo $U_0 e^{i(\omega t - kr)}$ (da equação 2.61) substitui-se por $v(t - \frac{r}{c})$.

Neste caso, a função da velocidade pode-ser escrita utilizando a função delta [35]:

$$V(t - \frac{R}{c}) = \int V(\tau) \delta(t - \frac{R}{c} - \tau) d\tau, \quad (2.68)$$

onde τ : variável de tempo de integração
que substituindo (2.68) em (2.67):

$$\phi(\vec{r}, t) = \int_S \int \frac{V(\tau) \delta(t - \frac{R}{c} - \tau)}{2\pi R} d\tau dS. \quad (2.69)$$

Mudando a ordem de integração de (2.69), obtém-se:

$$\phi(\vec{r}, t) = \int V(\tau) \int_S \frac{\delta(t - \frac{R}{c} - \tau)}{2\pi R} dS d\tau. \quad (2.70)$$

Define-se a função:

$$h(\vec{r}, t) = \int_S \frac{\delta(t - \frac{R}{c})}{2\pi R} dS. \quad (2.71)$$

Assim, o potencial de velocidade pode ser expresso como a convolução da função $h(\vec{r}, t)$ e a velocidade do pistão:

$$\phi(\vec{r}, t) = V(t) \otimes h(\vec{r}, t) \quad (2.72)$$

onde $h(\vec{r}, t)$ é a resposta ao impulso ou resposta impulsional espacial e representa o potencial de velocidade no ponto P que resulta de uma excitação de velocidade impulsiva da fonte radiante.

A resposta impulsional relaciona o campo acústico com a geometria da fonte e dá basicamente, a cada instante, a amplitude da contribuição de todos os pontos do transdutor equidistantes ao ponto de observação.

A pressão acústica transiente (dependente do tempo) que resulta da velocidade da excitação do pistão é dada por:

$$p(\vec{r}, t) = \rho \frac{\partial V(t)}{\partial t} \otimes h(\vec{r}, t) \quad (2.73)$$

Observa-se que a equação (2.73), representa uma integral unidimensional (pela própria definição do produto de convolução), diferente da integral de Rayleigh ou da equação (2.71). Soluções analíticas da função $h(\vec{r}, t)$ tem sido derivadas para muitas geometrias utilizadas em imagens médicas: pistão plano circular, retangular, radiadores esféricos focalizados, entre outros [14]. E assim, uma vez que se conhece $h(\vec{r}, t)$, a integral de convolução (2.73) pode ser avaliada como:

$$p(\vec{r}, t) = \rho \int_{t_1}^{t_2} \frac{\partial V(t - \tau)}{\partial t} h(\vec{r}, \tau) d\tau, \quad (2.74)$$

com os limites de integração t_1 , tempo de percurso mínimo da onda, desde a fonte ao ponto de observação e t_2 , tempo de percurso máximo, desde a fonte ao ponto de observação. A teoria apresentada até aqui está dirigida à obtenção dos campos acústicos de transdutores convencionais planos circulares conhecendo a forma de $h(\vec{r}, t)$ [35].

Para o caso do transdutor Bessel, tem sido utilizado um modelo para calcular a pressão em cada ponto do feixe de ultra-som emitido por ele, considerando o mesmo formado por um arranjo de anéis, cada um comportando-se como um pistão plano, e logo somando as contribuições de cada anel [38].

Assim, a resposta impulsional generalizada obtém-se de:

$$h(r,t) = \sum_{n=1}^N V_n \iint_{S_n} \frac{\delta(t - \frac{R}{c})}{2\pi R} dS, \quad (2.75)$$

onde:

n : representa o número de anéis.

S_n : superfície de cada anel.

R : distancia ao ponto de integração.

V_n : amplitude de velocidade em cada anel.

Ainda, para avaliar os campos de pressão transiente que resultam de uma velocidade axi-simétrica dependente do tempo de uma fonte de radiação plana (disco, membrana, etc), Stepanishen desenvolveu um enfoque generalizado para a resposta impulsional [39]. A idéia básica deste enfoque é expressar a distribuição de velocidades como:

$$V(r, \tau) = \sum_n V_n(\tau) \phi_n(r) \quad (2.76)$$

onde $\phi_n(r)$ é um conjunto completo de funções ortonormais.

Especificamente se: $\phi_n(r) = J_0(ka_n r)$ para $(0 \leq r \leq 1)$,

$J_0(x)$ função de Bessel de ordem zero,

então a distribuição de velocidade da fonte pode ser expressa como:

$$V(r, \tau) = J_0(ka_n r) V_n(\tau) \quad (2.77)$$

Esse enfoque pode ser aplicado quando a distribuição de velocidades espacial é a função de Bessel de ordem zero e de primeira classe, sendo considerada uma distribuição de velocidade axi-simétrica.

Desta forma, “desacoplando” a dependência espacial e temporal da distribuição de velocidades, a pressão em qualquer ponto do espaço pode expressar-se como uma soma de integrais de convolução que envolvem respostas impulsionais generalizadas que dependem de funções próprias e das velocidades dependentes do tempo.

O campo gerado por ondas de uma fonte confinada qualquer que seja sua natureza, sobre os efeitos da difração, mas mesmo assim, procura-se uma solução, uma maneira de interferir na geração das ondas de ultra-som, de modo a obter-se um campo acústico sem as flutuações de amplitude do campo próximo e sem os lobos laterais dos campos próximo e distante.

2.9 Campo Acústico de Radiação

Para que se estime o potencial de um transdutor é necessário uma análise bem detalhada de alguns parâmetros que envolvem o campo acústico, os quais irão limitar o desempenho de um transdutor [40]. Nesta seção será descrito o campo acústico de um transdutor de ultra-som circular irradiando num fluido, sujeito a excitações harmônicas e pulsadas. Apesar de a teoria ser apresentada para transdutores circulares, a mesma pode ser estendida para geometrias arbitrárias.

A extensão dessas aproximações teóricas para o estudo do campo acústico em um meio sólido é também possível, embora devido à presença de ondas adicionais de cisalhamento, a análise é mais complicada.

Os parâmetros do feixe ultra-sônico de transdutores envolvem termos como resoluções, axial e lateral, profundidade do campo ou distância de Rayleigh, lóbulos laterais, profundidade de penetração, diretividade e efeito de difração ou espalhamento. Os mesmos estão relacionados com o tamanho do emissor, frequência central com que emite a radiação, largura da banda de frequência de operação e abertura da fonte radiante. Estes parâmetros podem ser controlados e manipulados a partir da construção do transdutor [3, 41] estabelecendo-se um compromisso entre eles.

A resolução de um transdutor ultra-sônico pode ser definida como a mínima distância entre dois pontos que são detectados como pontos independentes, que também estão relacionadas com a frequência de operação.

A frequência de operação por sua vez, como foi visto na seção anterior, está relacionada com o comprimento de onda λ e a velocidade de propagação do som no material através da seguinte equação $c = \lambda f$.

Em todos os meios, a onda se propaga com um comprimento de onda λ , que depende do material em questão, portanto, dois pontos cuja separação seja menor que esse valor de λ não poderão ser diferenciados.

Mas, como a atenuação é proporcional à frequência, ou seja, à perda de energia que sofre o feixe acústico ao atravessar o meio [42], deve-se estabelecer um compromisso na escolha adequada destes parâmetros.

A resolução axial é a capacidade do sistema de diferenciar dois pontos situados no eixo do feixe de ultra-som [42, 43]. Relaciona-se com a banda de frequência de operação do

transdutor. Quanto mais larga essa banda, menor o número de ciclos temporais do pulso emitido. As emissões de um número pequeno de pulsos, pulsos estreitos, correspondem a sinais de baixa energia, causando pouco espalhamento e resultando em ecos de menor amplitude e de curta duração. Além disso quanto mais estreito temporalmente for o “burst” do pulso, maior é o número de harmônicos (banda larga) presentes no feixe ultra-sônico transmitido. A utilização de um número muito grande de pulsos, pulso largo temporalmente, corresponde a uma maior energia transmitida, entretanto, resulta em perdas das resoluções, pois como as reflexões ocorrem a diferentes profundidades, elas podem se somar, impossibilitando sua distinção aumentando a banda de frequência.

A resolução lateral é a capacidade do sistema de diferenciar dois pontos localizados num plano perpendicular à direção de propagação do feixe. Está relacionada com a diretividade do lóbulo principal do feixe, ou seja, com a distribuição da intensidade de pressões geradas no meio. Quanto mais concentrada estiver essa distribuição no eixo geométrico do transdutor maior será a diretividade e maior a resolução lateral [42] a qual é descrita pela equação 2.78. Para a análise experimental a resolução lateral é próxima do valor pelo qual o nível de amplitude do feixe ultra-sônico é -3dB.

O parâmetro chamado de profundidade do campo, ou distância de Rayleigh, divide em duas regiões o campo acústico irradiado pelo transdutor, campo próximo e campo distante.

Na Figura 2.13 representam-se alguns dos conceitos mencionados até aqui, mediante os parâmetros característicos dos feixes ultra-sônicos de transdutores convencionais excitados no modo de espessura. Destaca-se o ângulo θ que representa o espalhamento ou difração que sofre o feixe ultra-sônico irradiado pelo transdutor fora da distância de Rayleigh (z_r) e que depende do raio a do transdutor e do comprimento de onda λ . O espalhamento se deve aos efeitos de difração que sofre o feixe ultra-sônico, quando se propaga no meio acústico. Mostra-se a dependência desse ângulo para diferentes raios do transdutor e implicitamente se pode ver sua dependência com a frequência, através do comprimento de onda λ .

A equação que relaciona a resolução lateral e o efeito de difração das dimensões do transdutor estão expostas da seguinte forma.

$$\text{resolução lateral} = \frac{\text{profundidade} \times \lambda}{\text{diâmetro}} \qquad \theta = \sin\left(\frac{0.61\lambda}{a}\right) \qquad (2.78)$$

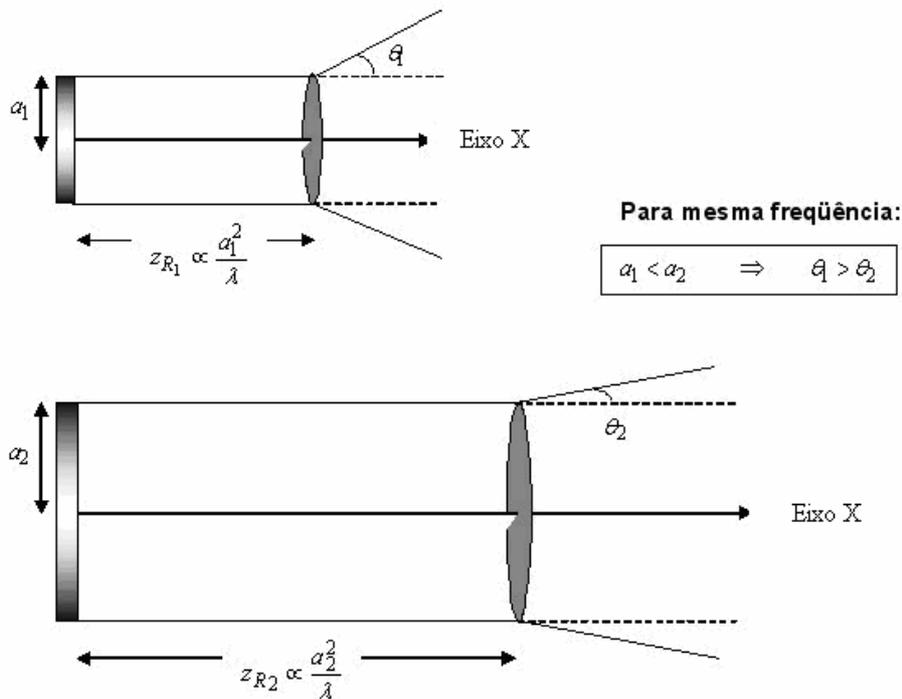


Figura 2.13: Parâmetros representativos de feixes ultra-sônicos de transdutores convencionais excitados no modo de espessura [27].

Para os transdutores convencionais tanto o ângulo de difração do feixe como a banda de frequência de operação, são parâmetros que devem ser considerados para avaliar a difração que sofre o feixe, que depende da frequência central e do raio do transdutor. Dentro dos limites da distancia de Rayleigh a largura de banda do feixe é da ordem do diâmetro do transdutor. Para valores superiores da distancia, se observa que o campo diverge formando a zona de “Fraunhofer”, campo distante, onde os raios seguem uma direção dada pela equação (2.78).

Em qualquer sistema de ultra-som, busca-se conseguir um estreito feixe de onda para se obter uma melhor resolução lateral, podendo assim, distinguir objetos próximos.

Também se mostra a dependência entre a resolução lateral e o diâmetro do transdutor, quanto menor for esse diâmetro, maior será a resolução lateral. Mas para um transdutor com raio pequeno o ângulo de espalhamento torna-se maior e a profundidade do campo (distância de Rayleigh) diminui, o que é um fator desejável já que, por exemplo, busca-se trabalhar no campo distante para aplicações em diagnose (ensaios não destrutivos). Portanto, um compromisso deve ser estabelecido entre esses parâmetros para otimizar o feixe de ultra-som, para uma aplicação específica.

Na Figura 2.14 representa-se basicamente o perfil de intensidades dos campos de radiação emitidos por transdutores planos circulares, vibrando na frequência do seu modo fundamental de espessura, assim como os parâmetros que caracterizam o mesmo. Na Figura 2.14 (a), o padrão do campo de radiação composto de alternâncias de máximos e mínimos é produto da interferência entre as ondas planas emitidas pelo transdutor e as ondas de borda, quando se dá o último máximo principal estaremos no final da zona de interferências, ou zona de campo próximo. Além desse ponto começam a existir novas interferências, mas agora de menor intensidade, devido às ondas de borda perderem intensidade, prevalecendo a propagação das ondas planas. Essa região é conhecida como campo distante onde a intensidade diminui quase que com o inverso da distância. Na Figura 2.14 (b) observam-se zonas focais no campo próximo e a abertura do feixe acústico em razão do ângulo de espalhamento.

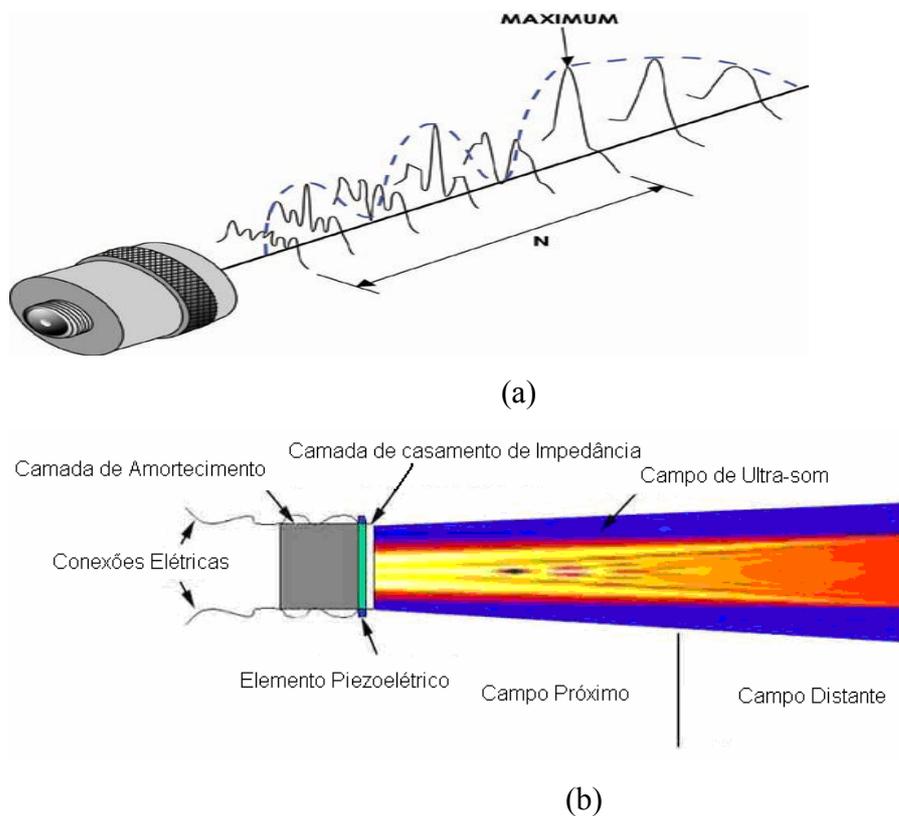


Figura 2.14: (a) Perfil do campo de radiação emitido por um transdutor convencional em forma de disco, (b) Projeção 2D do campo anterior.

Observa-se na Figura 2.14 que o campo de radiação de um transdutor convencional excitado no modo de espessura, aparece dividido em duas zonas: campo próximo e campo

distante. A distância que separa as duas zonas é conhecida como distância de Rayleigh Z_r . A essa distância, a amplitude de pressão diminui à metade daquela na superfície do Transdutor. E pode ser descrita através da seguinte equação.

$$Z_r = \frac{d^2 - \lambda^2}{4\lambda} \quad d \gg \lambda \quad Z_r = \frac{d^2}{4\lambda} = \frac{a^2}{\lambda} \text{ distância de Rayleigh [1]} \quad (2.79)$$

A relação existente entre o diâmetro (d), o tamanho da fonte geradora de ultra-som e o comprimento de onda (λ) determina a extensão do campo de interferências e o número de máximos e mínimos da pressão acústica. Ao aumentar o raio (a) do emissor aumenta a região de Fresnel campo próximo. Denomina-se foco a um ponto no eixo do feixe principal onde teremos um único máximo de pressão acústica. No caso de transdutores não focados, este máximo está situado no limite da zona de Fresnel.

A profundidade de campo, ou distância de Rayleigh dos transdutores Bessel circulares, é descrita, pela seguinte teoria. Existe uma classe de soluções da equação de Helmholtz (que é a equação que governa o fenômeno da difração) [44].

A equação de onda no espaço livre vem dada por:

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \vec{E}(\vec{r}, t) = 0 \quad (2.80)$$

Na região livre $z \geq 0$, a solução exata para essa equação é da forma:

$$E(x, y, z \geq 0, t) = e^{i(\beta z - \omega t)} \int_0^{2\pi} A(\phi) e^{i\alpha(x \cos \phi + y \sin(\phi))} d\phi \quad (2.81)$$

onde:

$$\beta^2 + \alpha^2 = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 = k^2 \quad (2.82)$$

$A(\phi)$: função arbitrária de (ϕ)

k : número de onda.

$\alpha \leq k$, parâmetro de escala, real e positivo.

β : parâmetro real.

Quando β é real, a equação representa um tipo de campo que não se difrata no sentido em que o perfil da intensidade temporal – média em $z = 0$:

$$I(x, y, z \geq 0) = \frac{1}{2} \left| E(\vec{r}, t) \right|^2 = I(x, y, z = 0) \quad (2.83)$$

se reproduz exatamente para todo $z > 0$ em qualquer plano normal ao eixo z .

O único campo não difratado que tem simetria axial é aquele para o qual $A(\phi)$ é independente de (ϕ) , ou seja, um campo cuja amplitude é proporcional a:

$$E(\vec{r}, t) = e^{i(\beta z - \omega t)} \int_0^{2\pi} e^{i\alpha(x \cos \phi + y \sin \phi)} \frac{d\phi}{2\pi} \quad (2.84)$$

$$\text{Se } A(\phi) = \frac{1}{2\pi}$$

então:

$$E(\vec{r}, t) = \left[e^{i(\beta z - \omega t)} \right] J_0(\alpha \rho_{lat}) \quad (2.85)$$

$$\rho = \left[x^2 + y^2 \right]^{1/2} \quad \text{e} \quad (2.86)$$

onde,

J_0 : função de Bessel de ordem zero.

ρ_{lat} : distância desde o centro do sistema de eixos do transdutor.

Logicamente quando $\alpha = 0$ a solução é uma onda plana.

Para $0 < \alpha \leq \frac{\omega}{c}$ a solução é um feixe não difratado cuja intensidade diminui à razão

inversa a $\alpha \rho_{lat}$.

Mas para uma abertura finita, a partir de argumentos geométricos, Durnin [44] mostrou que a profundidade do campo, ou distância de Rayleigh, do feixe de difração limitada (o de Bessel) definida como a distância no qual o campo máximo diminui à metade daquele na superfície do transdutor, é da forma:

$$z_{\max} = a \sqrt{\left(\frac{k}{\alpha} \right)^2 - 1} \quad (2.87)$$

onde a : raio do transdutor.

A profundidade do campo aumenta com o tamanho da abertura.

Para os feixes de Bessel, define-se a largura de banda [3], correspondente aos - 6 dB (ou à metade do máximo valor da amplitude do feixe) como,

$$\rho_{lat} = \frac{3,04}{\alpha}, \quad (2.88)$$

Assim, para incrementar a resolução lateral deve-se aumentar o parâmetro livre α , fato que é indesejável para a expressão da profundidade do campo máximo já que, para aumentar essa profundidade deve diminuir-se o parâmetro α .

Com respeito à frequência, se esta aumenta, aumentará diretamente a profundidade do campo, embora não aumente diretamente a resolução lateral do feixe de Bessel. O importante aqui é salientar que, com os feixes de Bessel ou de difração limitada, podem ser obtidas maiores profundidades do campo com a mesma resolução lateral que a dos convencionais.

A emissão do ultra-som por um transdutor convencional pode ser em regime contínuo ou pulsado o que veremos na próxima seção. Os contornos da amplitude de pressão acústica dependem não só da geometria do transdutor e da frequência de excitação, mas também da forma da função de excitação.

2.9.1 Campo Acústico de um Transdutor Operando com Onda Contínua (Banda Estreita)

Quando um transdutor é excitado numa única frequência, diz-se que está sob excitação de onda contínua. Na maior parte dos casos, este tipo de excitação é aproximado por um sinal harmônico com somente alguns ciclos. Este tipo de excitação é usado em varias aplicações, como processamento de materiais em alta potência, limpadores ultra-sônicos, sonares e em certas aplicações médicas de ultra-som. Em todas essas aplicações, é importante conhecer com detalhes a distribuição da energia ultra-sônica no campo acústico.

2.9.2 Campo Acústico de um Transdutor em Excitação Transiente (Banda Larga)

Muitas aplicações de ultra-som envolvem excitação pulsada do transdutor piezoelétrico. Entre elas se tem caracterização de materiais, diagnose (ensaios não destrutivos, imagens médicas, análise de tecido humano e sistemas de posicionamento e medição). Nestes casos um transdutor é excitado por meio da aplicação de um pulso elétrico. O pulso de pressão resultante é de banda larga, compreendendo somente um ou dois ciclos no comprimento de onda fundamental.

As características de um campo acústico transiente são funções diretas da natureza de construção do transdutor, do circuito elétrico de recepção e excitação e da forma do

transdutor. São bem diferentes da situação de onda contínua (OC), onde as características do campo acústico dependem somente da razão (raio do pistão)/(comprimento de onda).

Assim como em outros problemas de engenharia, a análise do meio transiente pode ser convenientemente tratada por meio da aproximação de um sistema linear baseado na resposta espacial impulsiva do transdutor. Esta descreve as variações espaciais do campo em termos do potencial de velocidade produzido pelo movimento impulsivo da fase do transdutor. O potencial de velocidade resultante em cada ponto do espaço é então obtido por meio de convolução da função $h(\vec{r}, t)$ como visto na seção anterior [40].

Capítulo 3 – Materiais e Métodos

3.1 Introdução

Neste capítulo mostram-se os processos de construção dos transdutores emissores-receptores, (convencional e de Bessel) e transdutores receptores, (hidrofonos), como é o método de polarização uniforme e não uniforme dos elementos piezoelétricos. Descrevem-se as técnicas utilizadas para a caracterização eletromecânica, caracterização acústica do campo de radiação (transmissão-recepção com hidrofone) e do pulso Eco (transmissão-recepção com transdutor).

Com a caracterização eletromecânica se obtêm as frequências de ressonância e anti-ressonância dos modos de vibração e o coeficiente de acoplamento eletromecânico. Como já foi discutido na seção 2.3, as frequências de ressonância e anti-ressonância estão associadas ao conceito de impedância com a ressonância se dando com o mínimo do módulo da impedância e a anti-ressonância com o máximo do módulo da impedância. O coeficiente de acoplamento eletromecânico indica a eficiência com que num dado modo de vibrar a energia elétrica é transformada em energia mecânica.

Com a caracterização eletroacústica se obtêm alguns parâmetros do campo acústico, que potencializam os transdutores para suas aplicações. Os parâmetros mais relevantes a serem tratados são: resolução lateral, resolução axial, profundidade de campo ou distância de Rayleigh, colimação do feixe ou efeito de difração, profundidade de penetração e abertura dos lóbulos laterais.

3.2 Preparação das Cerâmicas

As amostras (discos cerâmicos) de titanato zirconato de chumbo dopadas com 1% em peso de nióbio (PZT 1%Nb) utilizadas para o desenvolvimento do trabalho foram preparadas pelo técnico do grupo GCFerr, Francisco José Picon. Os métodos de preparações e caracterizações das amostras podem ser encontrados com mais detalhes na referência [45].

Descreve-se brevemente o procedimento convencional que se segue para a preparação das cerâmicas piezoelétricas:

Matéria prima: Constituiu-se de óxidos de alta pureza como PbO, TiO₂, ZrO₂ e Nb₂O₅.

Mistura: Os componentes foram pesados em balança de precisão e misturados em moinho de bolas.

Calcinação e Moagem: Os óxidos mencionados anteriormente misturados estequiometricamente foram calcinados a 800 °C durante 3 h. Após a calcinação foram moídos no moinho de bolas por 2 h.

Compactação: As amostras foram conformadas no formato de discos de 25 mm de diâmetro e 4 a 5 mm de espessura utilizando os métodos de prensagem uniaxial e isostática.

Sinterização: Foi realizada a 1240° C por 3,5 h em forno convencional.

Com os tarugos de cerâmicas já conformados, é necessário agora manipulá-las com o intuito de atingirem as características necessárias para a montagem dos transdutores.

As cerâmicas foram preparadas seguindo o seguinte procedimento:

- Corte dos discos cerâmicos no equipamento ISOMET 1000 da BUEHLER, próximos da espessura desejada;
- Os discos cerâmicos foram polidos com carbetto de silício 800, em uma politriz. Com este procedimento se obtêm o paralelismo entre as faces e a dimensão desejada de espessura;
- Deposição e cura do eletrodo de prata, onde a cura da prata se deu em um forno, da E.D.G. Equipamentos, EDGCON 3P, a uma temperatura de 600°C, a uma taxa de aquecimento de 5°c/min e por um período de 30 minutos;
- Polarização das cerâmicas no polarizador B.A., BERTAN ASSOCIATES, Inc., series 105, polarizadas com 3 KV/mm durante um período de 30 minutos, a uma temperatura de 80°C;
- Para o elemento ativo do hidrofone se têm o corte das cerâmicas no diâmetro desejado utilizando o aparelho de ultra-som, da SBT SONI CUT 380.

3.3 Construção dos Transdutores

3.3.1 Transdutor Convencional

Foram construídos dois transdutores convencionais, um para ser excitado no modo fundamental (que se nomeia tipo P) e outro para ser excitado nos seus harmônicos (que se nomeia convencional). As dimensões dos discos cerâmicos utilizados para a montagem dos transdutores convencionais são: convencional, Espessura = 1,00 mm e Diâmetro = 24,60 mm; tipo P, Espessura = 0,35 mm e Diâmetro = 6,10 mm

Com os discos cerâmicos já nas características desejáveis para a construção dos transdutores convencional e tipo P, fazem-se as conexões dos fios em cada face das cerâmicas. Os acoplamentos das cerâmicas com o “backing” foi através de uma graxa de vácuo, que garante uma boa fixação do elemento piezoelétrico, com liberdade de vibração. A camada de adaptação ao meio, “matching”, não foi utilizada, com o intuito de analisar o campo de radiação sem a interferência do “matching”, já que o meio no qual foi realizado o mapeamento do campo acústico era a água, otimizando assim os resultados obtidos. Finalizando assim a montagem dos transdutores convencional e tipo P.

3.3.2 Transdutor Bessel

A construção do transdutor Bessel foi realizada utilizando disco cerâmico com as mesmas características do transdutor convencional exceto na deposição dos eletrodos de prata nas faces, que seguiu a forma de três anéis concêntricos.

O método de polarização destes discos segue um procedimento de polarização não uniforme, com o intuito de obter cerâmicas com perfil de polarização segundo a função de Bessel. Tal procedimento é realizado da seguinte forma: mantendo fixo o tempo de 30 minutos de aplicação do campo elétrico e a temperatura a 80 °C. Aplicou-se um campo de $E_p = 0,9$ KV/mm ao anel externo, um campo de $E_p = -1,2$ KV/mm ao anel intermediário e um campo de 3,0 KV/mm ao anel central [27]. O anel intermediário foi polarizado com um campo invertido, o que explica o sinal de menos na descrição acima. A seqüência de

polarização de fora para dentro se deve ao fato das cerâmicas trincarem quando aplicamos um campo de 3KV/mm direto no anel central. A este tipo de alternância da polarização é denominamos polarização não uniforme. Este método está representado na Figura 3.1.

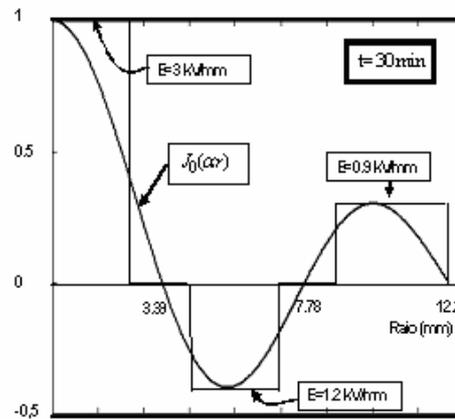


Figura 3.1: Esquema do processo de polarização aplicado a cada anel, com o campo variável segundo a função de Bessel de primeira classe de ordem zero ($J_0(\alpha r)$), durante um tempo constante [46].

Os zeros da função de Bessel coincidem com o ponto médio entre os anéis de prata, neste caso separados de 1 mm entre si, aproximadamente

Após o processo de polarização, depositam-se eletrodos de ouro sobre as faces mediante a técnica de “*sputtering*”, colocando os anéis concêntricos em curto-circuito.

Com os anéis já em curto, solda-se um fio a cada face do disco cerâmico colocando-o em um “backing” semelhante ao do transdutor convencional, também não se usou a camada de adaptação ao meio, “*matching*”. Finalizando assim a montagem do transdutor Bessel.

Na Figura 3.2 visualiza-se o desenho do disco cerâmico, utilizado na construção dos dispositivos, com suas respectivas polarizações relativas, e os raios internos e externos dos anéis.

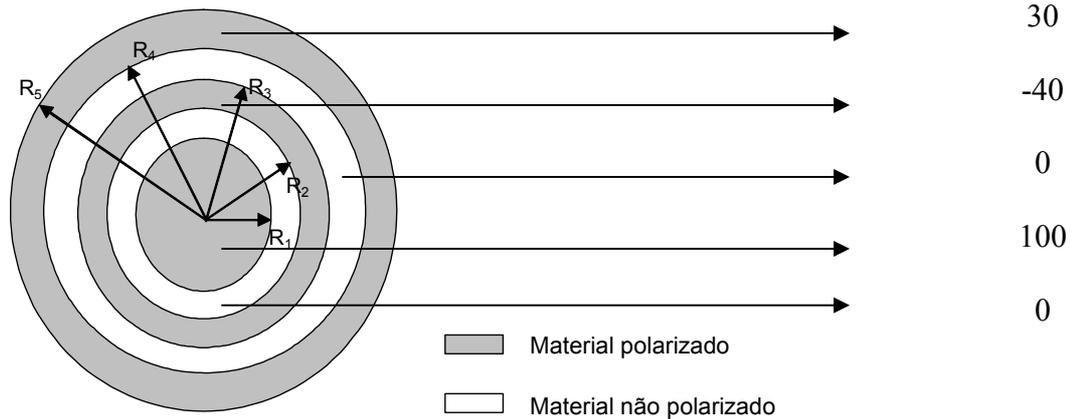


Figura 3.2: Disco cerâmico com seus respectivos anéis e polarização relativa entre eles.

Tabela 3.1: Dimensões dos anéis concêntricos do transdutor Bessel.

| R1 | R2 | R3 | R4 | R5 |
|-----------|-----------|-----------|-----------|------------|
| 2,9181 mm | 3,9181 mm | 7,3460 mm | 8,3460 mm | 12,3000 mm |

Na Figura 3.3 são mostradas as fotos dos protótipos dos transdutores emissores-receptores, construídos no trabalho.

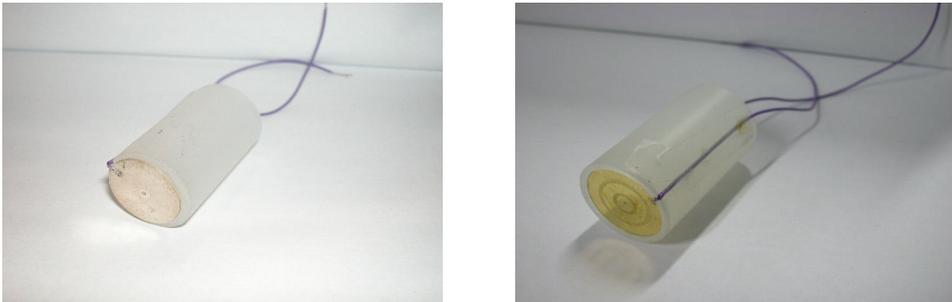


Figura 3.3: Foto dos transdutores emissores-receptores. (a) transdutor convencional. (b) transdutor Bessel.

3.3.3 Construção dos Hidrofonos

Foram montados dois tipos de hidrofonos com o elemento ativo de cerâmica piezoelétrica de PZT + 1 % Nb, que apresentam um alto fator de acoplamento ($\kappa \approx 0.4 - 0.5$), larga faixa de constantes dielétricas ($\epsilon \approx 1000 - 2500$) e baixas perdas, entretanto apresenta

uma impedância em torno de ($Z \approx 20 - 30 \Omega$). Um hidrofone foi montado para operar na faixa de frequência acima de 0.5 MHz o qual foi utilizado para caracterização acústica do modo de espessura e o outro para faixa de frequências abaixo de 0.5 MHz que se usou para caracterização acústica para o modo radial.

A Figura 3.4 representa o esquema de montagem do hidrofone.

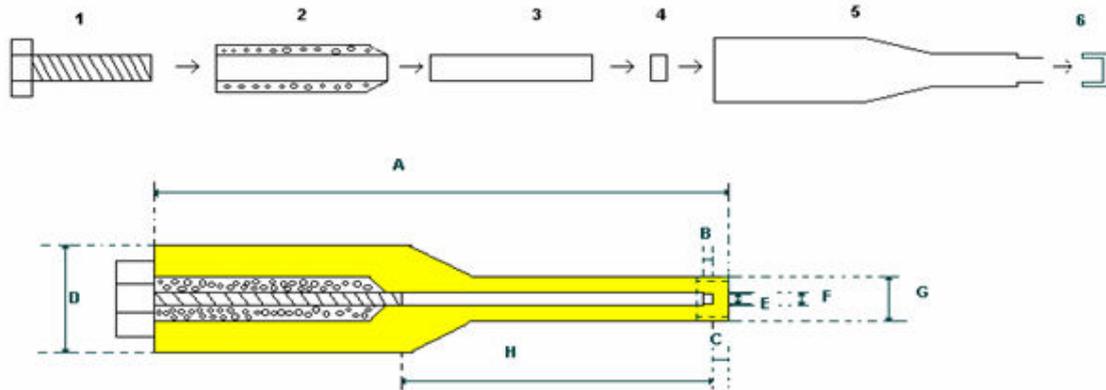


Figura 3.4: Esquema de montagem do hidrofone.

- 1: Parafuso 3 X 0,5 mm.
- 2: Celeron roscado 7 X 1 mm.
- 3: Haste de latão.
- 4: Cerâmica.
- 5: Corpo externo do hidrofone.
- 6: Copo frontal do hidrofone.

As cerâmicas utilizadas na construção dos hidrofones foram preparadas seguindo as normas descritas na secção 3.2 (preparação das cerâmicas). Os corpos frontais foram usinados, depois a face do corpo frontal foi polida até chegar à espessura desejada, espessura essa calculada para cada hidrofone com a seguinte relação $\lambda/25$, a qual obtém uma boa relação de transmissão:

$$\lambda_1 = c/f \quad \text{e} \quad \lambda_1 = \lambda/25$$

onde, λ = comprimento de onda acústica no meio (m); c = velocidade de propagação do meio, água ≈ 1540 m/s; f = frequência (Hz).

Esta frequência f não é a mesma para ambos os hidrofones, pois está relacionada com as dimensões das cerâmicas ora para o modo radial ora para o modo de espessura.

Todas as hastes (3) foram cortadas com 20,00 mm de comprimento e polidas as faces, com intuito de atingirem o paralelismo com as cerâmicas e os parafusos.

As dimensões do elemento ativo, dos hidrofones foram calculadas assumindo o fato de que a resposta da curva elétrica (impedância ou admitância) tivesse um perfil linear de modo a apresentar baixa diretividade e lóbulo aberto, na faixa de frequência de operação. Após a confecção das peças foram montados os hidrofones seguindo o seguinte padrão:

O parafuso (1) foi isolado com celeron (2) do corpo externo do hidrofone; A Haste (3) foi isolada com espaguete térmico; A carcaça do hidrofone conectada à malha de blindagem serve como terra.

3.4 Técnicas de Caracterização

3.4.1 Caracterização Eletromecânica

A caracterização eletromecânica das cerâmicas foi realizada em um impedancímetro HP 4194 A.

Na Figura 3.5, mostra-se o sistema experimental para a caracterização eletromecânica. Com o analisador de impedância (HP 4194-A), em temperatura ambiente, levantaram-se as curvas elétricas de impedância ou admitância em função da frequência dos transdutores construídos. A partir dessas curvas determinaram-se as frequências de ressonância e anti-ressonância dos modos naturais de vibração seus respectivos harmônicos e o coeficiente de acoplamento eletromecânico [23].

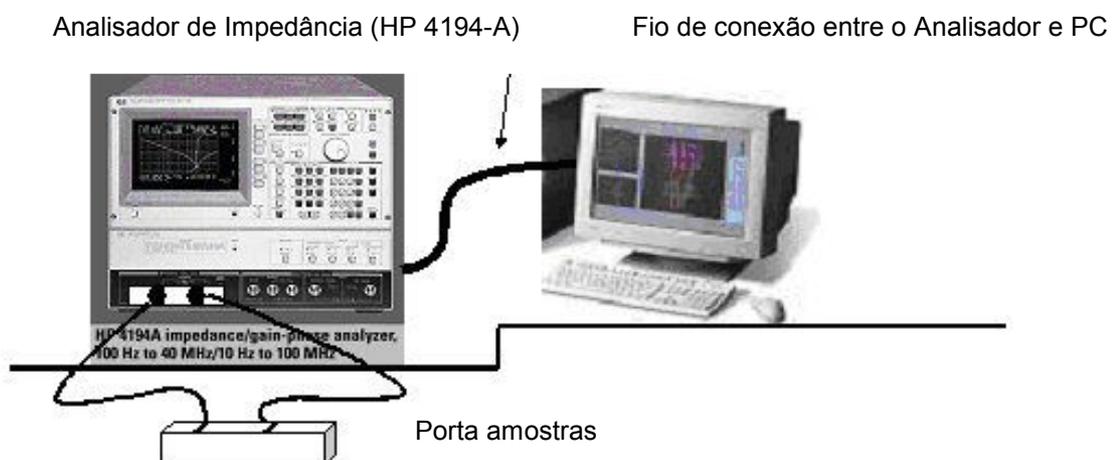


Figura 3.5: Representação esquemática do sistema experimental para a caracterização eletromecânica.

3.4.2 Caracterização Acústica do Campo de Radiação

O sistema experimental usado para mapear as características do campo ultra-sônico irradiado pelos transdutores está representado na Figura 3.6. O mesmo consta de:

Tanque de vidro, de dimensões 800x600x500 mm, com água destilada (O processo de destilação da água serve para aumentar durabilidade da água).

Para a excitação dos transdutores, usaram-se os seguintes equipamentos.

Gerador de funções H.P. modelo 33120.

Modulador de pulsos E.M.G., modelo 11591.

Amplificador de potência E.I.N., modelo 2100L.

Para a recepção dos sinais realizada com o hidrofone, utilizaram-se os seguintes equipamentos.

Amplificador H.P., modelo 641.

Osciloscópio, Agilent, modelo 54622A.

Uma mesa XYZ, automatizada.

O sistema de monitoramento do campo acústico possui duas interfaces de comunicação do computador com o tanque acústico; com os motores de passo para a movimentação dos eixos XYZ, através da porta paralela e a interface com o osciloscópio via porta GPIB.

Portanto, com todo esse arranjo experimental descrito acima pode-se fazer a caracterização acústica dos transdutores montados neste trabalho (Figura 3.6). O transdutor e o hidrofone foram inseridos no tanque acústico. O transdutor foi excitado com o gerador de funções com o sinal modulado e amplificado. O sinal recebido pelo hidrofone foi amplificado e enviado para o osciloscópio. Através da porta GPIB o sinal detectado pelo osciloscópio foi enviado ao computador que aciona os motores de passo via porta paralela, sincronizando assim a aquisição do sinal com os movimentos dos eixos (uma descrição detalhada do procedimento pode ser vista no apêndice A). Após este procedimento se compilaram os dados com o auxílio do programa Matlab 6.5 que pode ser visto no apêndice B

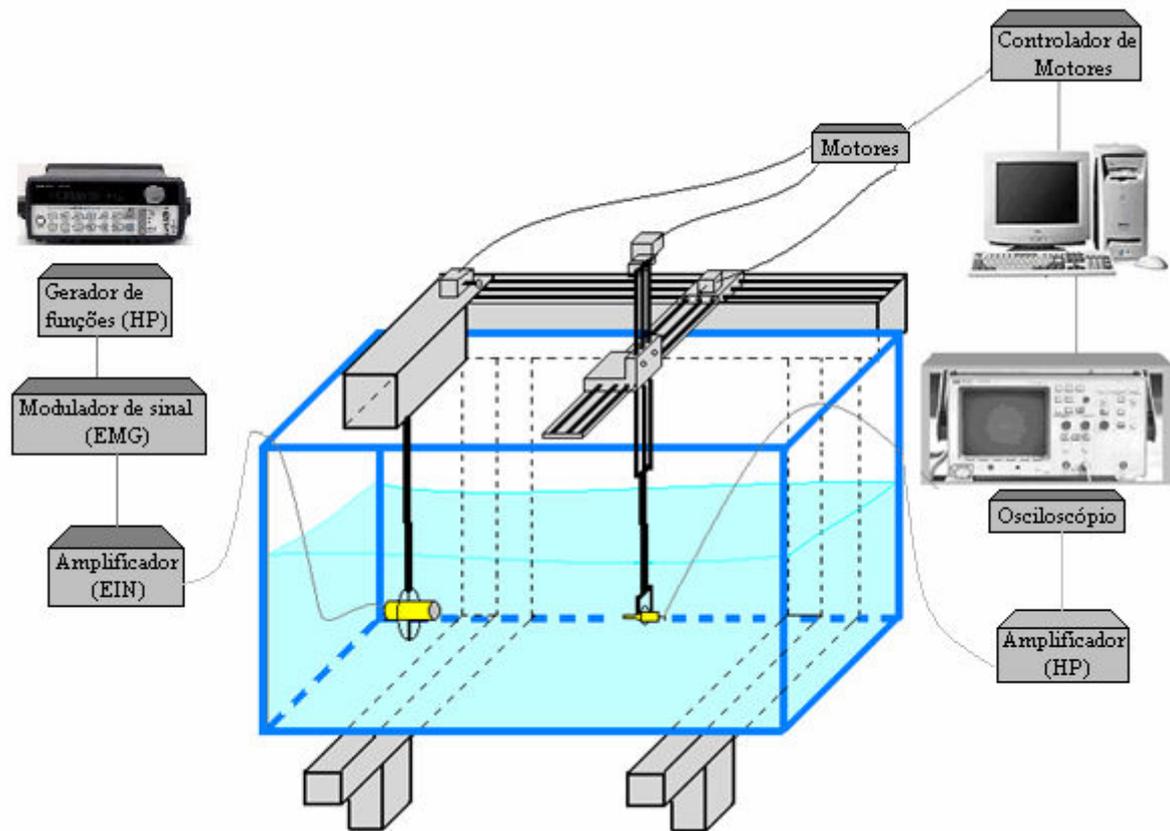


Figura 3.6: Representação esquemática do sistema experimental para a caracterização do campo acústico.

O mapeamento do campo acústico seguiu um intervalo de medida, segundo as normas definidas pela IEC 61102, com intuito de evitar que as reflexões causadas pelas paredes do tanque acústico interferissem nas caracterizações do campo. Segundo as normas IEC-61102 o tanque acústico onde foram realizadas as medições do campo acústico possui dimensões grandes o suficientes para permitir a excursão do hidrofone na região de interesse do feixe. A distância entre suas paredes deve ser significativamente maior (30 % a 100 %) que a maior distância entre o transdutor e o hidrofone.

O sistema de mapeamento do campo acústico (SIMACA) permite a realização de mapeamentos ao longo dos eixos X, Y e Z, nos planos XY, XZ e YZ e, conseqüentemente no volume XYZ, como pode ser visto na Figura 3.7. Os passos de movimento ao longo de cada um dos eixos são programáveis, bem como a velocidade de deslocamento entre passos e a distância entre passos, (apêndice A).

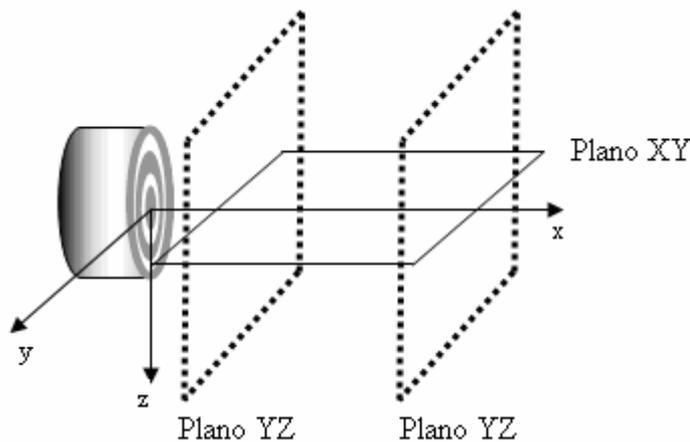


Figura 3.7: Representação dos planos varridos nas medidas experimentais do campo de radiação dos transdutores.

Para a caracterização das propriedades acústicas, à temperatura ambiente, dos transdutores construídos, fizeram-se análises das curvas do campo de radiação, com o sistema transmissão com transdutor-recepção com os hidrofones (construídos neste trabalho), com os valores de voltagem pico a pico, onde, esses valores de tensão são proporcionais aos de pressão acústica irradiados pelos transdutores.

A representação em forma de gráficos dos mapeamentos foi feita com o programa SINCROMISMO.M, desenvolvido para ser executado através do Matlab. Os resultados dos mapeamentos nos planos XY e YZ podem ser apresentados em projeções 2D ou em curvas de contorno de -3dB, -6dB e de -12dB, em relação à intensidade máxima de campo medida. Os mapeamentos ao longo dos eixos X e Y são apresentados como amplitude de tensão pico a pico versus distância. Todas as intensidades apresentadas nas figuras de mapeamento são normalizadas, pois o hidrofone usado não era calibrado.

O alinhamento entre os transdutores emissores e o receptor foi feito manualmente, e consistiu em determinar o eixo X, através da máxima amplitude de sinal do transdutor em três distâncias diferentes. Primeiro, posicionou-se o hidrofone bem próximo à face do atuador. Depois se observou o pulso acústico resultante na tela do osciloscópio. Na seqüência, deslocou-se o hidrofone através do posicionamento do SIMACA ao longo dos eixos Y e Z, procurando localizar a posição que resulta numa amplitude máxima.

O hidrofone foi então afastado mais 100 mm na direção X, e verificou-se se o ponto de máximo possuía as mesmas coordenadas Y e Z determinadas anteriormente. Caso houvesse coincidência, afastava-se o hidrofone até 200 mm da face do transdutor e a verificação era

repetida. Se a 100 mm ou a 200 mm o ponto de máximo não coincidia com o primeiro, próximo da face, significava que os transdutores não estavam alinhados. Neste caso, deslocava-se o emissor alguns graus para cima ou para baixo ou de da direita para a esquerda de acordo com a correção desejada, e se repetia todo o procedimento.

Com os transdutores alinhados, executavam-se os mapeamentos, utilizando-se como referência, o eixo acústico determinado (eixo X). Foram fixados padrões de medidas dos planos varridos (serão discutidos na próxima seção) com o intuito de manter a mesma relação entre os transdutores.

3.4.2.1 Caracterização Acústica Modo Radial

Para a caracterização Acústica no modo radial foram feitas varreduras, utilizando o sistema de mapeamento do campo acústico (SIMACA), ao longo dos eixos X e Y, e nos planos XY (em 2D, e em curvas de contorno de -3dB, -6dB e 12dB) e YZ (2D) Figura 3.7.

Os mapeamentos no plano XY (paralelos à direção de propagação do campo acústico), foram feitas em áreas retangulares, de 240 mm na direção X (a 20 mm da face do transdutor) por 120 mm na direção Y (centralizado com o eixo acústico). Na direção X foi utilizado um passo de 2mm e na direção Y passo de 1mm. O mapeamento desse plano foi feito com o intuito de apresentar o perfil em 2D do campo acústico gerado pelos transdutores emissores e as curvas de contorno de -3dB, -6dB e 12dB, mostrando as diferenças das resoluções laterais (diretividade) dos transdutores emissores e a penetração do campo.

Os mapeamentos no plano YZ (perpendicular à direção de propagação do campo acústico) foram feitos em áreas quadradas de 60 mm na direção Y e 60 mm na direção Z, centralizadas com o eixo acústico, a 30 mm e 42 mm da face do transdutor. Foram utilizados passos de 1 mm em ambas as coordenadas Y e Z. Neste plano foi possível comparar a intensidade entre o lóbulo central e o lateral.

Os mapeamentos no eixo X, eixo acústico, foram feitos ao longo de uma distância de 20 mm à 260 mm da face dos transdutores, com um passo de 1 mm. O mapeamento nesse eixo foi feito com o intuito de comparar o parâmetro chamado de profundidade de campo ou distância de Rayleigh, mostrando o efeito da zona morta, campo próximo dos transdutores.

Os mapeamentos no eixo Y foram realizados para uma distância de 120 mm na direção Y, ao longo do raio, sendo 60 mm à esquerda do centro e 60 mm à direita do centro

do disco da cerâmica, em quatro distâncias ao longo do eixo acústico, eixo X: a 20 mm, a 100 mm, a 150 mm e a 260 mm da face do transdutor. O passo utilizado foi de 1 mm. Esse mapeamento visa estabelecer diferenças entre os efeitos de difração do lóbulo central e a amplitude dos lóbulos laterais dos transdutores emissores.

3.4.2.2 Caracterização Acústica Modo de Espessura

As frequências de operação de ambos os transdutores, para o modo de espessura, foram fixadas realizando o seguinte procedimento. Com a análise da Figura 4.4 (b), de caracterização eletromecânica se observaram as frequências de ressonância e anti-ressonância. Sabendo esses parâmetros, sintonizou-se o gerador de funções para essa faixa de frequência. Alterando para mais ou para menos, a frequência até o sinal no osciloscópio atingir seu máximo valor. Assim foram estabelecidas as frequências de operação de ambos os transdutores para o modo de espessura.

Para a caracterização acústica do modo de espessura, foram feitas varreduras, utilizando o sistema de mapeamento do campo acústico (SIMACA), ao longo dos eixos X e Y, e nos planos XY (em 2D, e em curvas de contorno de -3dB, -6dB e 12dB), (Figura 3.6).

Os mapeamentos do plano XY foi feito em áreas retangulares, de 240 mm na direção X (a 20 mm da face do transdutor) por 60 mm na direção Y (centralizado com o eixo acústico). Na direção X foi utilizado passo de 2 mm e na direção Y passo de 1mm.

Os mapeamentos ao longo do eixo X, eixo acústico, por uma distância de 20 mm à 260 mm da face dos transdutores, com passo de 1 mm.

Os mapeamentos de 60 mm na direção Y, ao longo do raio, sendo 30 mm à esquerda do centro e 30 mm à direita do centro do disco da cerâmica, em quatro distâncias ao longo do eixo acústico, eixo X: a 20 mm, a 100 mm, a 150 mm e a 260 mm da face do transdutor. O passo utilizado foi de 1 mm.

3.4.2.3 Caracterização em Regime de Emissão-Recepção (Pulso Eco)

Para a realização do experimento de emissão-recepção (pulso eco), substituiu-se o hidrofone do tanque acústico, por um refletor metálico de espessura próxima à 25 mm. A forma de excitação do transdutor é a mesma da usada para o mapeamento do campo acústico. O transdutor é excitado com o gerador de funções com o sinal modulado e amplificado (seção 3.4.2), porém a recepção é feita agora pelo mesmo transdutor, que gerou o sinal o qual foi conectado diretamente no osciloscópio.

O alinhamento do transdutor com o anteparo foi feito manualmente. Para garantir o paralelismo da face do transdutor, com a face do anteparo, posicionou-se o transdutor no tanque acústico, de forma que ambas as faces ficassem em contato. Afastava-se o transdutor na distância pré-estabelecida de 170 mm de distância. A essa distância observava-se a amplitude do sinal no osciloscópio. Foram feitos alguns deslocamentos de ângulo tanto para a direita e esquerda (eixo Y) quanto para cima e para baixo (eixo Z), observando na tela do osciloscópio até encontrar o máximo da amplitude, a esse valor ficou estabelecido o ponto de análise.

O anteparo foi colocado a uma distância de 170 mm, para que o experimento fosse realizado em campo distante, excluindo assim a possibilidade do ensaio ser realizado em um dos mínimos do campo próximo, o que poderia mascarar o resultado.

Capítulo 4 – Resultados e Discussões

4.1 Características Físicas das Cerâmicas Utilizadas

Apresentam-se neste capítulo, os resultados mais significativos obtidos ao longo do trabalho, bem como as discussões realizadas baseadas nas análises dos resultados em relação à teoria e metodologia descrita nos Capítulos 2 e 3 respectivamente.

Analisando as caracterizações eletromecânicas dos transdutores construídos, transdutores Bessel, convencional, tipo P e dois hidrofones, é possível visualizar as curvas de impedância elétrica em função da frequência e seus modos de vibração e o coeficiente de acoplamento piezoelétrico.

Através da caracterização acústica, mostram-se o mapeamento do campo acústico dos transdutores Bessel, convencional e tipo P, onde se evidencia os parâmetros relacionados com o campo de radiação já descritos no capítulo 2. Finalmente se discutem as vantagens e desvantagens de cada transdutor suas potencialidades e as possíveis aplicações.

As características geométricas das cerâmicas utilizadas para a construção dos transdutores, neste trabalho, estão expostas na Tabela 4.1.

Tabela 4.1: Características dos elementos piezoelétricos dos transdutores construídos.

| Transdutores | Raio Interno dos eletrodos (mm) | Raio Externo dos eletrodos (mm) | Espessura (mm) | Polarização (V/mm) |
|-------------------------|---------------------------------|---------------------------------|----------------|--------------------|
| Hidrofone 1 | 0 | 2,00 | 0,40 | 3000 |
| Hidrofone 2 | 0 | 1,00 | 0,15 | 3000 |
| Transdutor Convencional | 0 | 12,30 | 1,00 | 3000 |
| Transdutor tipo P | 0 | 6,10 | 0,35 | 3000 |
| Transdutor Bessel | 0 | 2,92 | 1,00 | 3000 |
| | 2,92 | 3,92 | | 0 |
| | 3,92 | 7,35 | | -1200 |
| | 7,35 | 8,35 | | 0 |
| | 8,35 | 12,30 | | 900 |

Após a montagem dos transdutores emissores-receptores e receptores, foram feitas as seguintes caracterizações: eletromecânica; acústica, transmissão-recepção com hidrofone e pulso eco, transmissão-recepção com o transdutor.

4.2 Caracterização Eletromecânica

Para a caracterização das propriedades eletromecânicas à temperatura ambiente dos transdutores construídos, fazem-se análises das curvas de impedância em função da frequência. Observam-se pontos de mínima impedância, que correspondem às frequências de ressonância elétrica, e pontos de máxima impedância, que correspondem às frequências de anti-ressonância elétrica, para seus modos de vibração (radial e espessura), seus harmônicos e suas respectivas fases. Com essa primeira análise das frequências de ressonância e anti-ressonância elétrica, é possível identificar qual é a frequência de operação dos transdutores construídos para o mapeamento do campo acústico, e calcular o coeficiente de acoplamento eletromecânico.

4.2.1 Caracterização Eletromecânica dos Transdutores Receptores (Hidrofones)

Na Figura 4.1 mostra-se a curva da admitância versus frequência para os dois hidrofones. Como foi discutido anteriormente, para um bom funcionamento de um hidrofone, o mesmo deve apresentar baixa diretividade, captando o sinal de qualquer direção com a mesma sensibilidade e uma resposta linear na faixa de frequência de operação. Essa última característica pode ser visualizada através da análise da Figura 4.1 Na Figura 4.1 (a) se pode ver que para frequências abaixo de 500 kHz a resposta é bem próxima do linear. Da mesma forma para a Figura 4.1 (b), pode-se ver que para uma faixa de frequências de operação entre 1,60 MHz e 2,5 MHz, a resposta também é próxima do linear. Dessa forma é correto afirmar que os hidrofones se adequam às condições necessárias para um bom mapeamento do campo acústico para frequências de operação dentro dos limites citados acima: abaixo de 500 kHz e entre 1,60 MHz e 2,5 MHz.

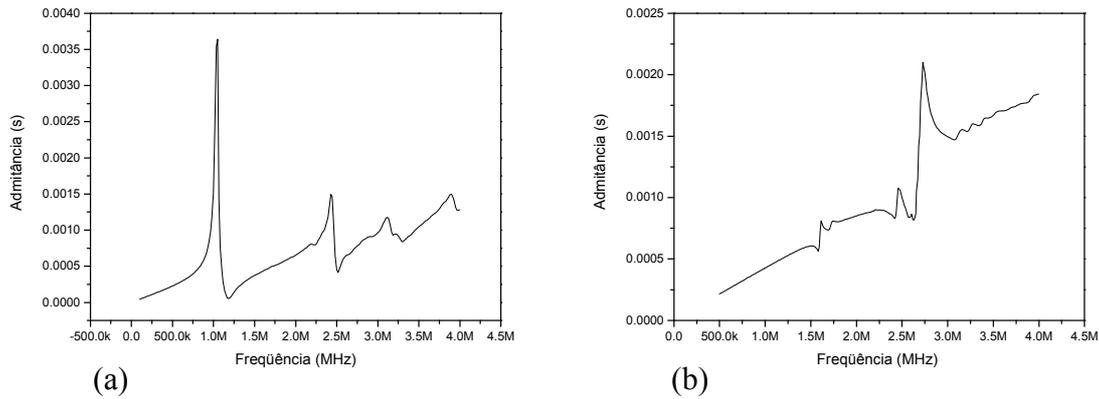


Figura 4.1: Admitância versus frequência. (a) hidrofone 1. (b) hidrofone 2.

4.2.2 Caracterização Eletromecânica dos Transdutores Emissores-Receptores

4.2.2.1 Caracterização Eletromecânica Modo Radial

A Figura 4.2 apresenta uma comparação da caracterização eletromecânica para o modo radial dos transdutores, convencional e Bessel. Na Figura 4.2 (a) mostra-se a curva de impedância elétrica versus frequência e na Figura 4.2 (b) a curva de fase versus a frequência.

Na Figura 4.2 (a), aparece o modo de vibração radial do transdutor convencional (polarizado uniformemente) e seus respectivos harmônicos, como esperado para essa geometria e de acordo com a literatura. Para o transdutor Bessel aparece um único pico de impedância intensificado no referente modo de vibração. Este fato se deve à não uniformidade da polarização dos anéis concêntricos, que resulta em um comportamento individual da vibração radial de cada anel. Quando os anéis são colocados em curto circuito a vibração individual de cada anel dá lugar à um único pico de ressonância [27, 46]. Dessa forma se vê que o transdutor Bessel suprime frequências radiais observadas no transdutor convencional polarizado uniformemente.

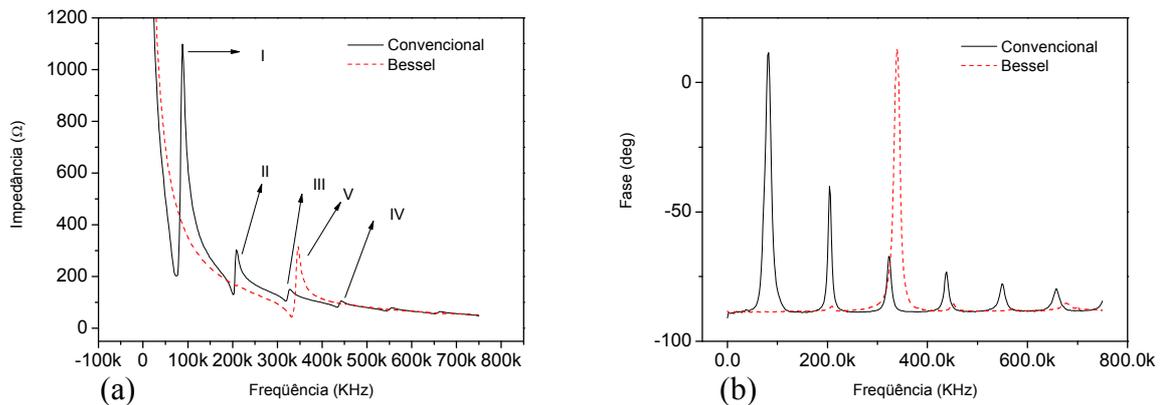


Figura 4.2: Caracterização eletromecânica do modo radial dos transdutores Bessel e convencional. (a) curva de impedância versus frequência. (b) curva de fase versus frequência.

Na Tabela 4.2 se colocam os valores referentes às frequências de ressonância e suas respectivas impedâncias para o modo radial, dos transdutores Bessel e convencional retirados da Figura 4.2.

Tabela 4.2 : Frequência e impedância para as ressonâncias do modo radial da Figura 4.2.

| F=Frequência Z= Impedância | | | | |
|--------------------------------|--------------------------------|--------------------------------|-------------------------------|------------------------------|
| (I) | (II) | (III) | (IV) | (V) |
| $F_r = 75,10 \text{ kHz}$ | $F_1 = 200,78 \text{ kHz}$ | $F_3 = 318,88 \text{ kHz}$ | $F_5 = 433,17 \text{ kHz}$ | $F_r = 325,35 \text{ kHz}$ |
| $Z_r = 201,83 \text{ } \Omega$ | $Z_1 = 129,70 \text{ } \Omega$ | $Z_3 = 105,65 \text{ } \Omega$ | $Z_5 = 81,59 \text{ } \Omega$ | $Z_r = 61,3 \text{ } \Omega$ |

Analisando os pontos (III) e (V) da Tabela 4.2, onde ambos os transdutores apresentam frequências de vibração próximas, conclui-se que o transdutor Bessel, tem um acoplamento eletromecânico maior que o convencional, em função das frequências de ressonância e anti-ressonância serem mais afastadas para o modo correspondente e um valor de impedância menor.

Na Figura 4.3 mostra-se a caracterização eletromecânica para o modo radial, do transdutor convencional e do tipo P. Na Figura 4.3 (a) mostra-se a curva de impedância elétrica versus frequência e na Figura 4.3 (b) a curva de fase versus a frequência.

Com a análise da Figura 4.3 (a) é possível visualizar que ambos os transdutores trabalham com uma frequência de ressonância bem próxima, sendo o convencional no 3°

harmônico e o tipo P no modo fundamental, o que os tornam interessante para critério de comparação do campo acústico, pois, como se viu na seção 2.7.1, a abertura do feixe depende do diâmetro do transdutor. Na Figura 4.3 (b) se compara a fase em função da frequência de ambos os transdutores o que facilita na visualização dos harmônicos do transdutor convencional e no fundamental do tipo P. Observando ainda Figura 4.3 (b), nota-se na caracterização do transdutor tipo P, a presença de um único pico de ressonância, mas diferentemente do transdutor Bessel, isso é devido às dimensões da cerâmica, fazendo com que seus harmônicos ocorressem em frequências superiores às que foram representadas.

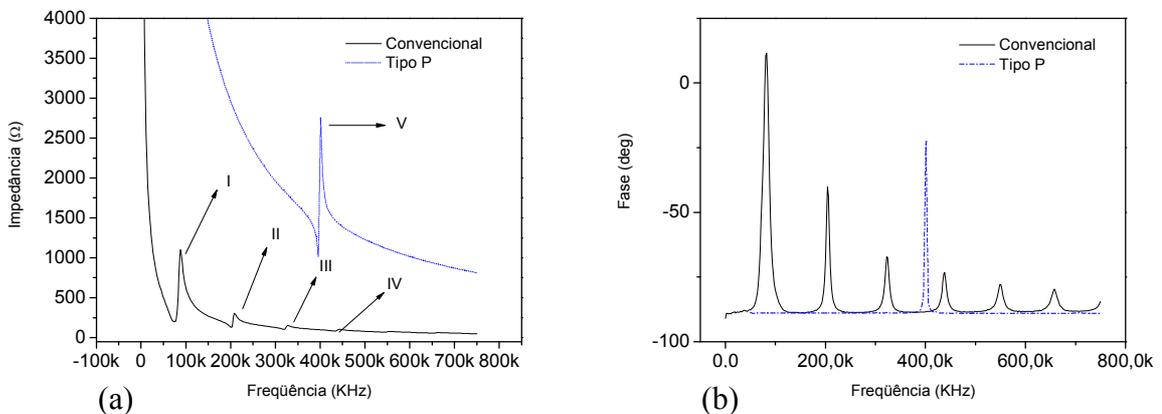


Figura 4.3: Caracterização eletromecânica modo radial dos transdutores convencional e tipo P. (a) curva de impedância versus frequência. (b) curva de fase versus frequência.

Na Tabela 4.3 se colocam os valores referentes às frequências de ressonância e suas respectivas impedâncias para o modo radial, dos transdutores, convencional e tipo P, extraídos da Figura 4.3.

Tabela 4.3: Frequência e Impedância para as ressonâncias do modo radial da Figura 4.3.

| F=Frequência Z= Impedância | | | | |
|----------------------------|----------------------------|----------------------------|----------------------------|------------------------------|
| (I) | (II) | (III) | (IV) | (V) |
| $F_r = 75,10 \text{ kHz}$ | $F_1 = 200,78 \text{ kHz}$ | $F_3 = 318,88 \text{ kHz}$ | $F_5 = 433,17 \text{ kHz}$ | $F_r = 396,13 \text{ kHz}$ |
| $Z_r = 201,83 \Omega$ | $Z_1 = 129,70 \Omega$ | $Z_3 = 105,65 \Omega$ | $Z_5 = 81,59 \Omega$ | $Z_r = 1,01 \text{ K}\Omega$ |

Analisando os pontos (III) e (V) da Tabela 4.3, se conclui que o transdutor tipo P, apresenta o modo fundamental próximo do 3º harmônico do convencional, mas com uma impedância muito superior, este fato também é devido ao valor raio da cerâmica que é muito inferior ao raio da cerâmica do transdutor convencional.

4.2.2.2 Caracterização Eletromecânica no Modo de Espessura

A Figura 4.4 apresenta a caracterização eletromecânica para o modo de espessura dos transdutores, convencional e Bessel. Na Figura 4.4 (a) mostra-se a curva de impedância elétrica versus frequência e na Figura 4.4 (b) a curva de fase versus a frequência.

Observando a Figura 4.4 (a), percebe-se uma proximidade entre as frequências de ressonância para ambos os transdutores, Bessel e convencional. Porém o transdutor Bessel apresenta uma menor variação da frequência de ressonância em relação à anti-ressonância, comparado ao transdutor convencional, o que indica em um menor fator de acoplamento eletromecânico do transdutor Bessel, já que o acoplamento piezoelétrico depende da razão entre as frequências de ressonância e anti-ressonância seção (2.6.1). A Figura 4.4 (b) mostra a fase em função da frequência.

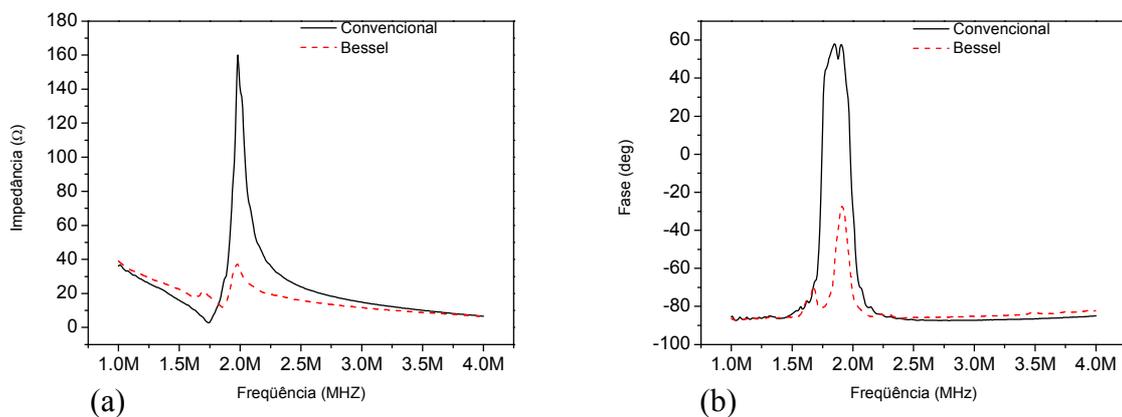


Figura 4.4: Caracterização eletromecânica do modo de espessura dos transdutores Bessel e convencional. (a) curva de impedância versus frequência. (b) curva de fase versus frequência.

4.3 Caracterização Acústica

O sistema de mapeamento do campo acústico (SIMACA) permite a realização de mapeamentos ao longo dos eixos X, Y e Z, nos planos XY, XZ e YZ e, conseqüentemente no volume XYZ, como descrito na seção 3.4.2. Com esse tipo de análise, foi possível analisar os parâmetros que caracterizam o campo de radiação e com isso, estimar o potencial dos transdutores para as aplicações.

4.3.1 Caracterização Acústica Modo Radial

Como o intuito do mapeamento do campo acústico no modo radial é comparar as características obtidas dos transdutores, Bessel, convencional e tipo P, foram fixadas freqüências de operação próximas de ambos os transdutores. Logo os transdutores, Bessel e tipo P operarão em seus modos fundamentais de vibração enquanto o transdutor convencional operará no seu 3º harmônico, estabelecendo assim, freqüências de operações próximas dos transdutores.

4.3.1.1 Mapeamento do Plano XY para o Modo Radial

Os mapeamentos do plano XY para o modo radial foram feitos em áreas retangulares como as descritas na seção 3.4.2, podendo assim, obter uma visão espacial do campo acústico.

Nas Figuras 4.5 e 4.6 são mostrados o campo acústico, no plano XY, irradiados pelos transdutores, convencional excitado no 3º harmônico e Bessel excitado no fundamental, respectivamente, para o modo radial. São apresentadas as projeções em 2D Figuras 4.5 (a) e 4.6 (a) e em curvas de contorno de -3dB, -6dB e -12dB, em relação a intensidade máxima de amplitude (Figuras 4.5 (b) e 4.6 (b)).

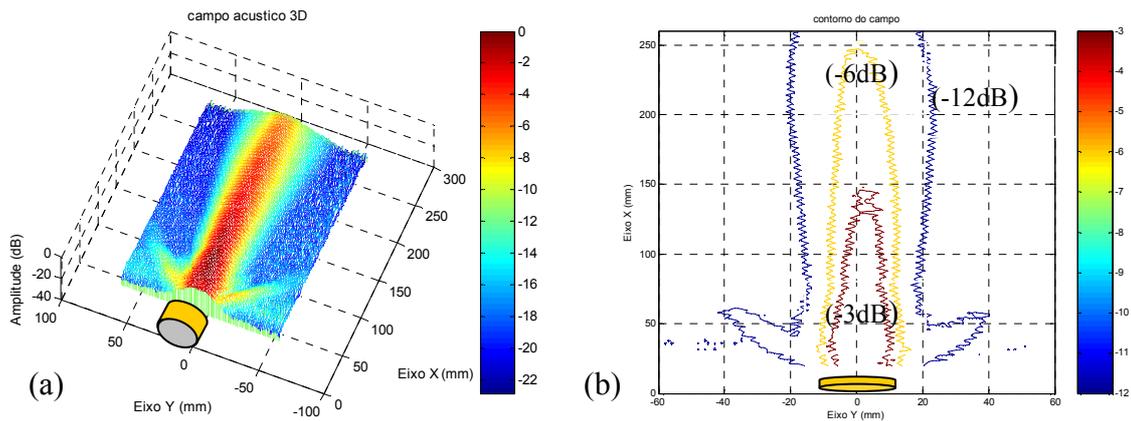


Figura 4.5: Campo acústico no plano XY para o modo radial do transdutor convencional no 3º harmônico. (a) Projção em 2D. (b) curvas de contorno.

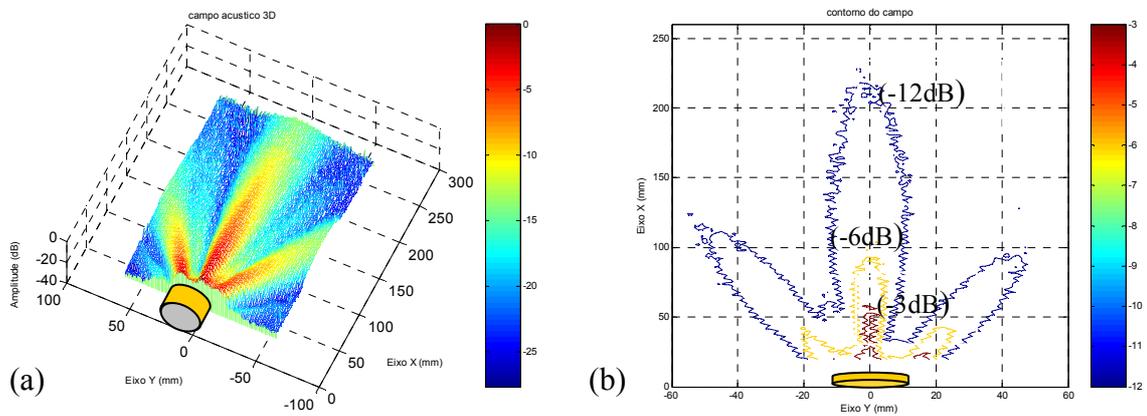


Figura 4.6: Campo acústico no plano XY, para o modo radial do transdutor Bessel. (a) Projção em 2D. (b) curvas de contorno.

Na Tabela 4.4 mostram-se os valores das intensidades das curvas de contorno, referentes à profundidade de penetração, largura do lóbulo central e à difração do lóbulo central dos transdutores Bessel e convencional, excitados no modo radial.

Tabela 4.4: Valores das intensidades das curvas de contorno, referentes às Figuras 4.5 e 4.6

| Transdutor Convencional - modo radial excitado no 3 ^o harmônico | | | |
|--|--------------------------------|---------------------------------|------------------------------------|
| Intensidade (dB) | Largura do lóbulo Central (mm) | Profundidade de Penetração (mm) | Difração do lóbulo Central (graus) |
| -3 | 14 | 145 | 0 |
| -6 | 20 | 250 | 0 |
| -12 | 40 | >250 | 2 |
| Transdutor Bessel - modo radial | | | |
| Intensidade (dB) | Largura do lóbulo Central (mm) | Profundidade de Penetração (mm) | Difração do lóbulo Central (graus) |
| -3 | 4 | 60 | 0 |
| -6 | 10 | 92 | 1 |
| -12 | 22 | 220 | 3 |

Comparando os mapeamentos em 2D apresentados pelas Figuras 4.5 (b) e 4.6 (b), curvas de contorno de -3dB, -6dB e -12dB, em relação à máxima intensidade de campo medida dos transdutores e com a ajuda da Tabela 4.4, é possível se fazer uma primeira análise das características do campo acústico. Observa-se uma boa colimação de ambos os transdutores, convencional e Bessel, e baixos efeitos de difração para as intensidades em questão. É importante destacar que os zeros da difração do lóbulo central na Tabela 4.4, estão situados na faixa de baixas intensidades, o que contribui no pequeno efeito de difração, já que a penetração do campo para essas intensidades não é muito grande. Para a profundidade de penetração do campo o transdutor convencional apresenta maior penetração comparado com o Bessel. Das resoluções laterais, analisando a curva de contorno de -3dB o transdutor Bessel, mostra o lóbulo central mais estreito comparado com o convencional, logo melhor resolução lateral; porém, o transdutor convencional apresenta lóbulos laterais de menor intensidade e menor profundidade de penetração, comparado com o transdutor Bessel.

Contudo dessa primeira análise, pode-se destacar que o transdutor convencional excitado no 3^o harmônico, obteve um baixo efeito de difração com uma boa penetração de campo e baixos lóbulos laterais. Analisando a teoria de vibração para o modo radial de um disco piezoelétrico, seção 2.6.2, [24], constata-se que a solução da equação de onda sobre o deslocamento, é uma equação que apresenta a mesma forma de uma função de Bessel de

primeira ordem. Portanto é possível afirmar que o transdutor convencional excitado no 3º harmônico é um transdutor Bessel natural.

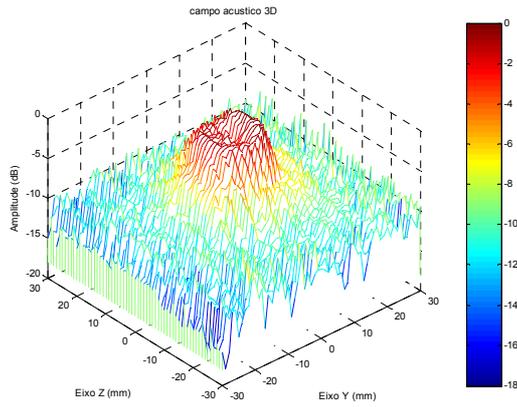
4.3.1.2 Mapeamento do Plano YZ Para o Modo Radial

Os mapeamentos no plano YZ foram feitos em áreas quadradas, (conforme descrito na seção 3.4.2), podendo assim, analisar as alternâncias dos máximos e mínimos, a colimação do feixe e as aberturas dos lóbulos laterais bem como suas intensidades, parâmetros esses, tratados na seção 2.8.1.

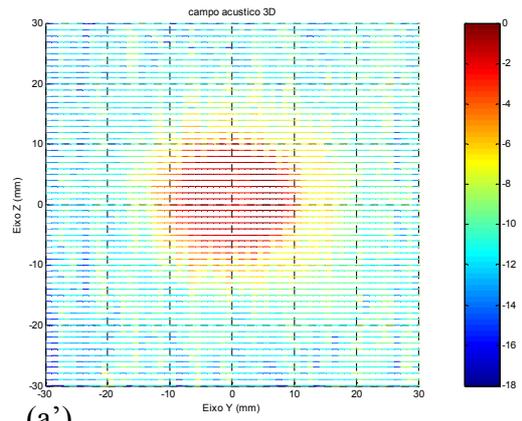
Na Figura 4.7, compara-se o campo acústico no plano YZ (perpendicular à direção de propagação) 2D (a) e (a') distância de 30 mm; (b) e (b') distância de 42 mm da face do transdutor convencional respectivamente; (c) e (c') distância de 30 mm e (d) e (d') distância de 42 mm da face do transdutor Bessel respectivamente. As figuras com apostrofe representam as projeções em 2D com vista superior.

Analisando as Figuras 4.7 é possível visualizar uma grande diferença do perfil do feixe ultra-sônico de ambos os transdutores. Pelas Figuras 4.7 (c), (c'), (d) e (d'), observa-se que o transdutor Bessel apresenta o lóbulo central mais colimado e estreito, entretanto, os lóbulos laterais apresentam maior intensidade. Já no transdutor convencional, Figuras 4.7 (a), (a'), (b) e (b'), os lóbulos laterais são menos intensos, mas, o lóbulo central apresenta uma largura maior comparado com o transdutor Bessel.

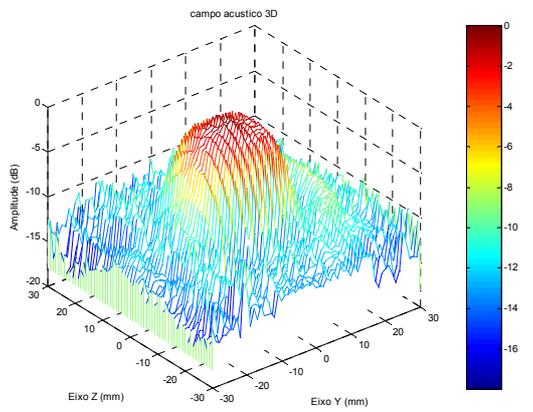
A Figura 4.7 (a) apresenta um resultado interessante. Analisando o lóbulo central, é possível observar um vale no sinal. Isto se deve ao fato do mapeamento do plano YZ do transdutor convencional ter sido feito à uma distância de 30 mm, caindo assim, na chamada zona morta ou campo próximo. O vale no sinal pode ser explicado pelas alternâncias de máximos e mínimos, que ocorrem no campo próximo, devido ao fato do efeito de borda ser sentido com maior intensidade na região próxima ao transdutor. Na caracterização do campo acústico ao longo do eixo X será possível analisar este fato com mais clareza.



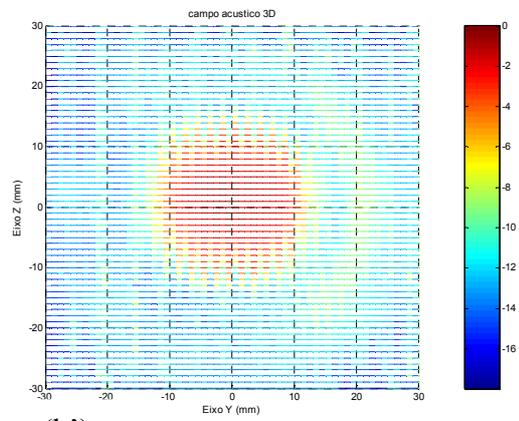
(a)



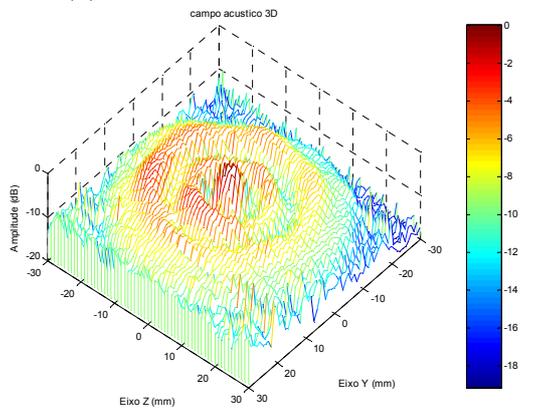
(a')



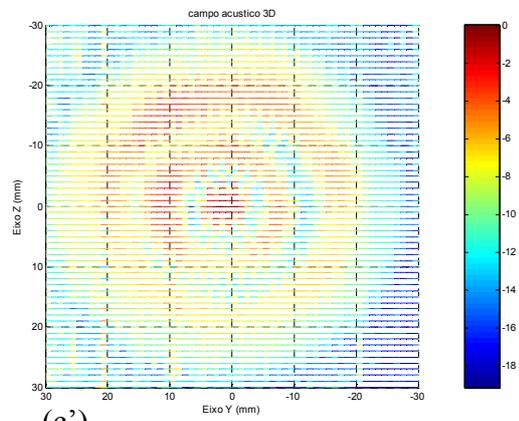
(b)



(b')



(c)



(c')

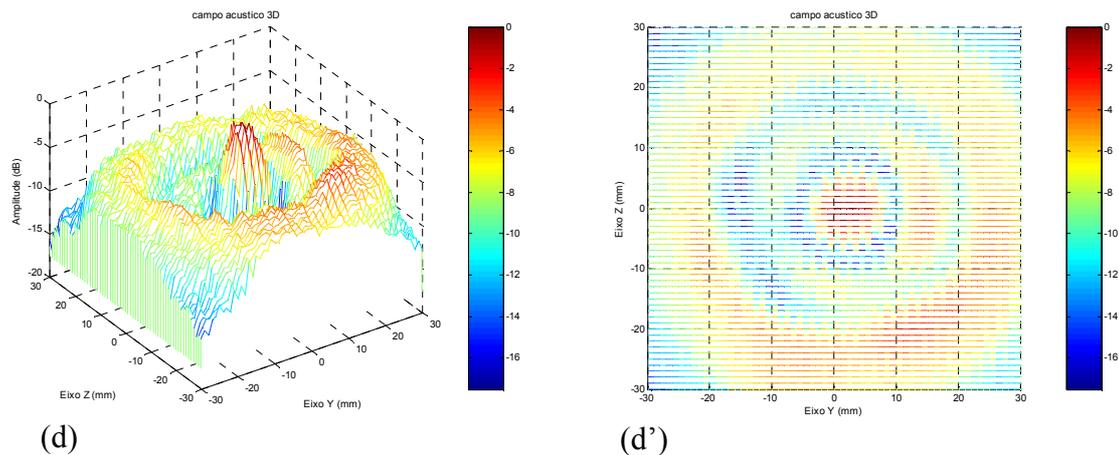


Figura 4.7: Campo acústico no plano YZ (perpendicular à direção de propagação) em 2D. (a) e (a') distância de 30 mm; (b) e (b') distância de 42 mm da face do transdutor convencional, respectivamente; (c) e (c') distância de 30 mm e (d) e (d') distância de 42 mm da face do transdutor Bessel, respectivamente.

4.3.1.3 Mapeamento ao Longo do Eixo X Para o Modo Radial

Com o mapeamento do eixo X é possível analisar a profundidade do campo ou a distância de Rayleigh, a qual foi tratada na seção 2.8.1.

Na Figura 4.8 são mostrados os mapeamentos acústicos ao longo do eixo X para o modo radial dos transdutores Bessel e convencional. No eixo das ordenadas estão dispostos os valores de amplitude do sinal em forma de tensão de pico a pico e nos eixos das abscissas em relação à distância do eixo X.

Fazendo a comparação da distância de Rayleigh dos transdutores, Bessel e convencional, através da Figura 4.8, é possível observar uma diminuição da zona morta ou campo próximo no transdutor Bessel, comparado com o transdutor convencional, com uma transição entre as regiões de campo próximo e de campo distante mais suave no transdutor Bessel. Isto se deve ao resultado da menor contribuição das ondas de borda na composição do campo [46]. As pequenas alternâncias existentes no campo distante de ambos os transdutores é devido a não blindagem do transdutor acarretando ruídos.

A distância de Rayleigh teórica da Figura 4.8, foi calculada através da equação 2.79 resultando em um valor de aproximadamente 32 mm, o que distância dos valores experimentais de ambos os transdutores, para menos no transdutor convencional e para mais no transdutor Bessel. A distância de Rayleigh do transdutor convencional é da ordem de 60 mm, enquanto que para o transdutor Bessel da ordem de 20 mm. Entretanto, utilizando a

teoria de Durin [4] é possível calcular a distância de Rayleigh através das equações 2.87 e 2.88. Para o cálculo de α na equação 2.88 se utiliza a curva de contorno -6db para se obter o valor de ρ . Os valores das distâncias de Rayleigh utilizando a teoria de Durin [4] foram os seguintes; 53,1 mm para o transdutor convencional e 23,8 mm para o transdutor Bessel, que são bem próximos dos valores experimentais, comprovando assim, que ambos os transdutores são Bessel sendo o convencional, excitado no 3º harmônico no modo radial, é um transdutor “Bessel natural”.

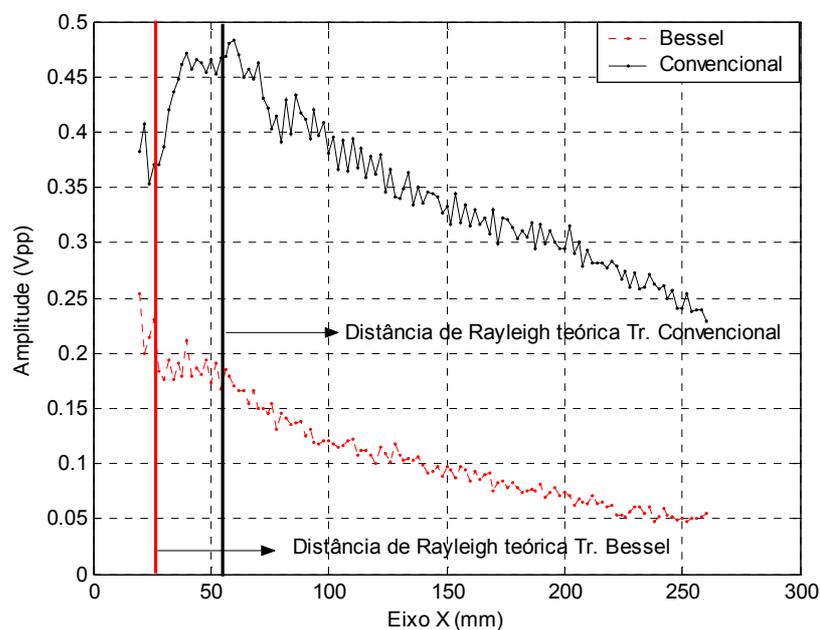


Figura 4.8: Mapeamento acústico ao longo do eixo X para o modo radial, dos transdutores Bessel e convencional.

4.3.1.4 Mapeamento ao Longo do Eixo Y

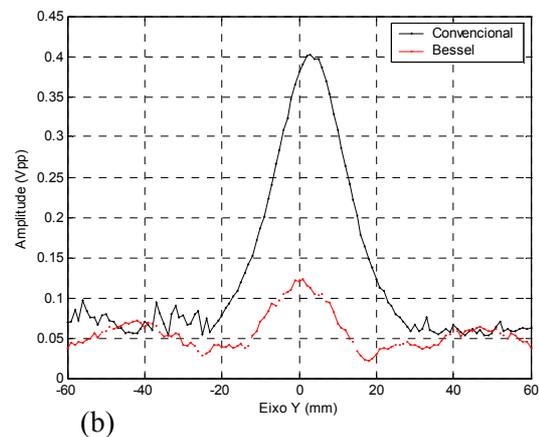
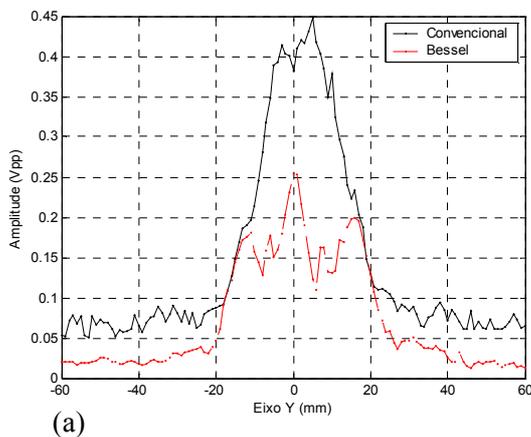
Com o mapeamento realizado ao longo do eixo Y foi possível analisar a difração do feixe central bem como sua intensidade nessa direção.

Na Figura 4.9 é feita a comparação dos feixes acústicos emitidos pelos transdutores Bessel e convencional para o modo radial, ao longo do eixo Y; (a) a 20 mm da face do transdutor; (b) a 100 mm da face do transdutor; (c) a 150 mm da face do transdutor; (d) a 260 mm da face do transdutor.

Como o mapeamento ao longo do eixo Y visa estabelecer diferenças entre os efeitos de difração do lóbulo central e a amplitude dos lóbulos laterais dos transdutores emissores-receptores é possível observar através das Figuras 4.9 de (a) até (d), que o transdutor Bessel apresenta uma menor largura do lóbulo central (boa resolução lateral), porém com baixa intensidade e com lóbulos laterais de intensidades próximas à do lóbulo central. Isso ocorre mesmo a distâncias grandes, próximas a 100 mm da face do transdutor, zona de campo distante.

Para se fazer o cálculo do efeito de difração, foi traçada uma circunferência imaginária em relação à base da curva amplitude versus distância. Portanto, utilizando o mapeamento realizado à 20 mm, 100 mm, 150 mm e 260 mm da face dos transdutores, foi possível construir quatro circunferências de raios diferentes, e através do aumento desses raios, calcular o ângulo de espalhamento do feixe acústico.

Os efeitos de difração dos feixes ultra-sônicos de ambos os transdutores são bem próximos. Considerando as distâncias ao longo do eixo central, as Figuras 4.9 (a), (b), (c) e (d) mostram que, o ângulo de abertura teórico do feixe central é de 5° graus para o transdutor convencional e $4,3^\circ$ graus para o transdutor Bessel.



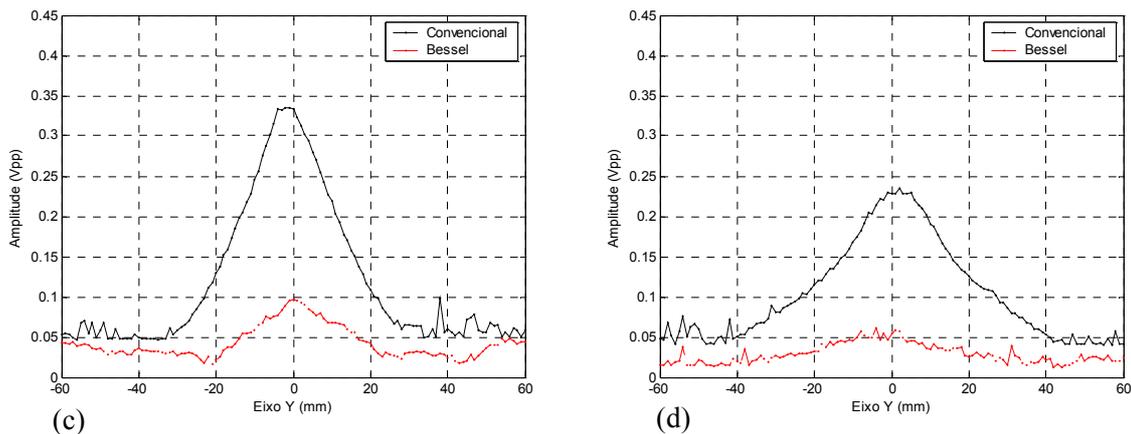


Figura 4.9: Perfil dos feixes acústicos emitidos pelos transdutores Bessel e convencional 3º harmônico para o modo radial. Caracterização ao longo do eixo Y; (a) a 20 mm da face do transdutor; (b) a 100 mm da face do transdutor; (c) a 150 mm da face do transdutor; (d) a 260 mm da face do transdutor.

Pela análise ao longo do eixo Y é possível constatar, que ambos os transdutores apresentam os seguintes efeitos de difração, transdutor Bessel de $2,5^\circ$ graus e transdutor convencional de $3,5^\circ$ graus, ao longo do campo irradiado, entretanto, o transdutor convencional excitado no 3º harmônico apresenta uma maior largura do lóbulo central e, por conseguinte, menor resolução lateral, como foi visto na seção 2.9.

4.3.1.5 Análise Espectral dos Pulsos de Excitação e Detecção

Para verificar se os espectros dos sinais recebidos pelos hidrofones estavam condizentes com os emitidos pelos transdutores, para o modo radial (≈ 325 kHz), e em qual banda de frequência o transdutor opera melhor, banda larga ou estreita, se utilizou da análise de pulsos pelo método matemático da transformada de Fourier, onde os sinais temporais são decompostos nas suas componentes em frequência e suas respectivas amplitudes.

O aparato experimental usado nessa técnica, excitação dos transdutores e recepção pelos hidrofones, foi parecida com a usada para a caracterização do campo acústico. A única diferença está no número de ciclos do pulso de excitação (“burst”). As variações testadas foram entre três ciclos, banda larga, e dez ciclos, banda estreita em frequência.

Para a análise dos espectros dos sinais foi fixada uma única distância (100 mm) do hidrofone à face dos transdutores, alinhados no eixo central. Como essa medida foi realizada

logo em seguida da caracterização do campo acústico, o alinhamento do transdutor com o hidrofone já estava feito, seção 4.3, não sendo necessário um novo alinhamento.

As Figuras 4.10, 4.12, 4.14 e 4.16, mostram os sinais emitidos pelo transdutor convencional; com “burst” de três e dez ciclos (Figuras 4.10 e 4.12, respectivamente) e pelo transdutor Bessel; com “burst” de três e dez ciclos (Figuras 4.14 e 4.16, respectivamente).

Nas Figuras 4.11, 4.13, 4.15 e 4.17 são mostradas as análises de Fourier realizadas nos sinais das Figuras 4.10, 4.12, 4.14 e 4.16, respectivamente, analisando assim, o comportamento dos espectros dos sinais.

Pelas análises das Figuras de 4.10 a 4.17 é possível notar que não existe diferença quanto às formas dos espectros dos sinais e sim, só alteração de amplitude e uma pequena alteração das frequências de emissão com o transdutor, em relação às de recepção com o hidrofone.

Para facilitar as análises dos sinais emitidos pelos transdutores, mostra-se na Tabela 4.5, os valores de tensão de pico a pico (Vpp) dos sinais (emissão dos transdutores e recepção dos hidrofones), dos transdutores Bessel e convencional, excitados com “burst” de três ou dez ciclos, e suas respectivas transformadas de Fourier, (Figuras 4.10 a 4.17).

Pela comparação dos valores de tensão expostos na Tabela 4.5, constata-se que o transdutor convencional, opera com uma amplitude de sinal maior que o transdutor Bessel, para a mesma banda de frequência, transmitindo assim uma maior quantidade de energia para o meio.

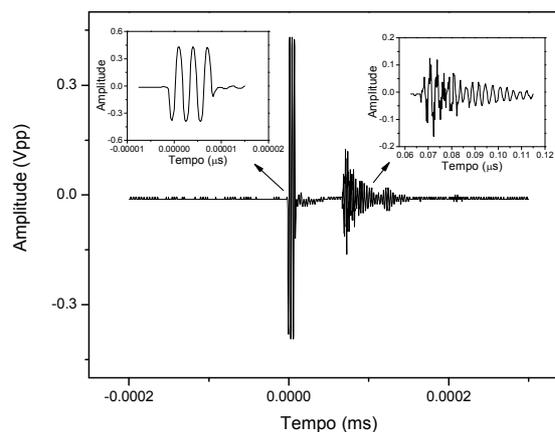


Figura 4.10: Sinais, emitidos pelo transdutor convencional, no modo radial, excitado com “burst” contendo três ciclos e recebidos pelo hidrofone a uma distância de 100 mm da face do transdutor.

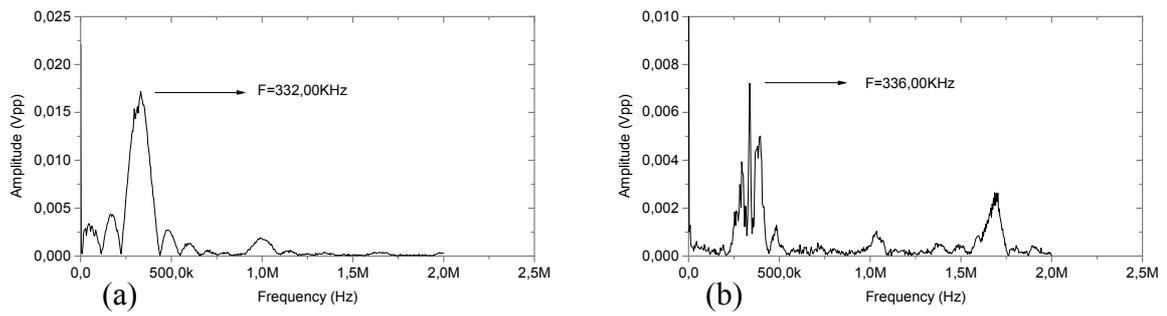


Figura 4.11: Transformada de Fourier. (a) sinal emitido pelo transdutor convencional excitado com “burst” de três ciclos, (b) sinal recebido pelo hidrofone à 100 mm de distância da face do transdutor

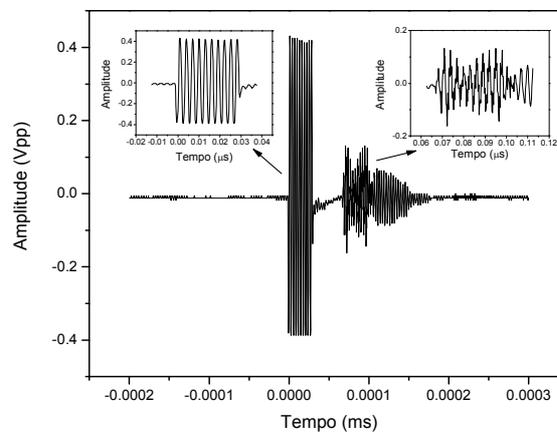


Figura 4.12: Sinais, emitidos pelo transdutor convencional, no modo radial, excitado com “burst” contendo dez ciclos e recebidos pelo hidrofone a uma distância de 100 mm da face do transdutor.

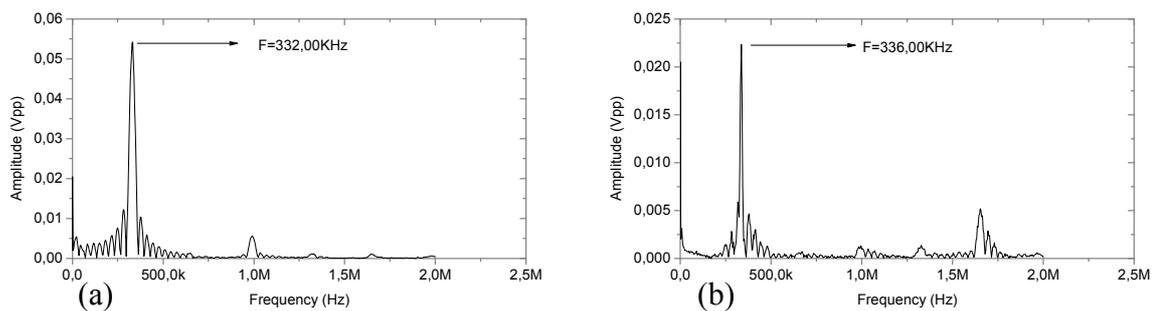


Figura 4.13: Transformada de Fourier. (a) sinal emitido pelo transdutor convencional excitado com “burst” de dez ciclos, (b) sinal recebido pelo hidrofone à 100 mm de distância da face do transdutor

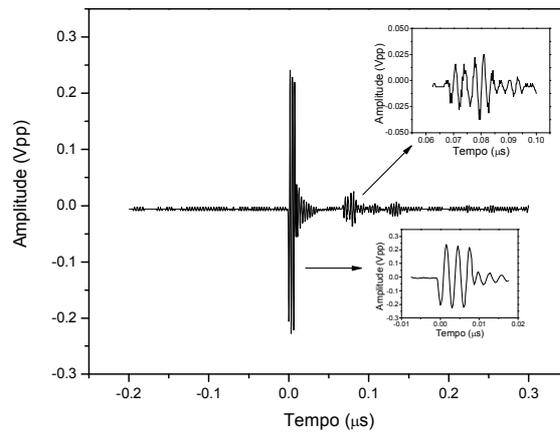


Figura 4.14: Sinais, emitidos pelo transdutor Bessel, no modo radial, excitado com “burst” contendo três ciclos e recebidos pelo hidrofone a uma distância de 100 mm da face do transdutor.

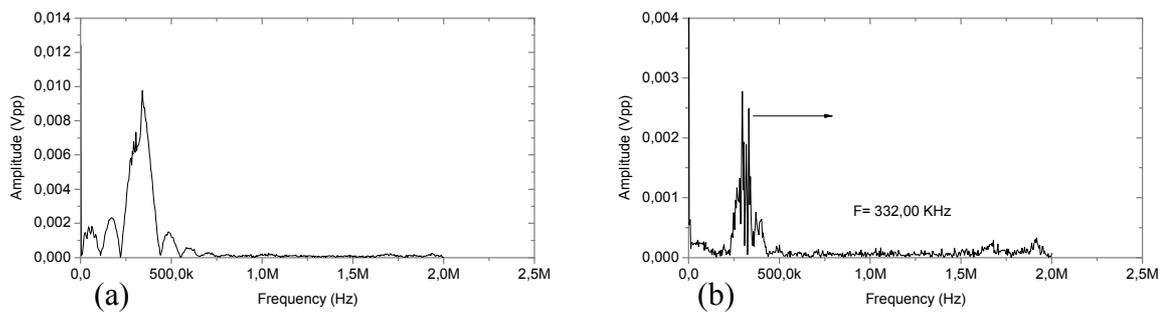


Figura 4.15: Transformada de Fourier. (a) sinal emitido pelo transdutor Bessel com “burst” de três ciclos, (b) sinal recebido pelo hidrofone à 100 mm de distância da face do transdutor

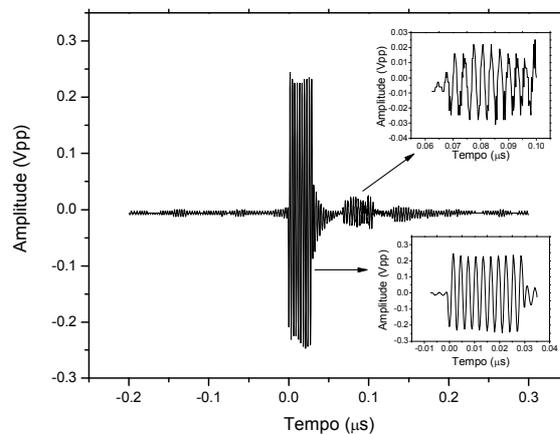


Figura 4.16: Sinais, emitidos pelo transdutor Bessel, no modo radial, excitado com “burst” contendo dez ciclos e recebidos pelo hidrofone a uma distância de 100 mm da face do transdutor.

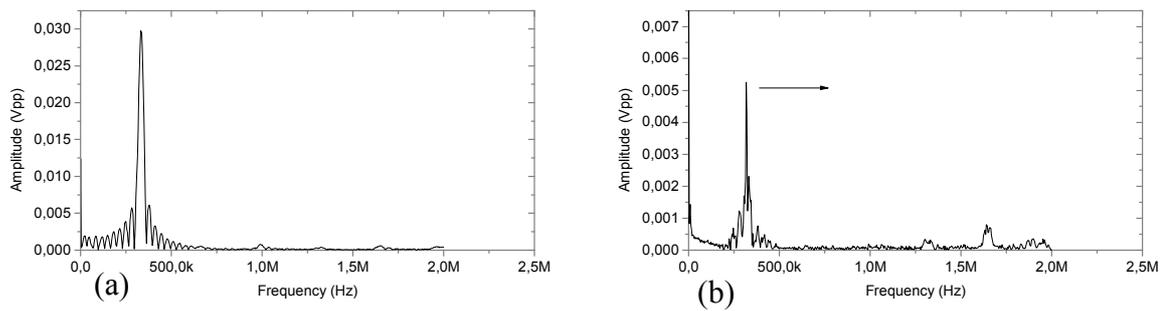


Figura 4.17 Transformada de Fourier. (a) sinal emitido pelo transdutor Bessel excitado com “burst“ de dez ciclos, (b) sinal recebido pelo hidrofone à 100 mm de distância da face do transdutor

Tabela 4.5: Valores de tensão de pico a pico (Vpp) dos sinais (emissão dos transdutores e recepção pelos hidrofones) obtidos das Figuras 4.10 a 4.17.

| Transdutor Convencional excitado com “burst“ de três ciclos com frequência de 325 kHz | | |
|--|------------------------------------|------------------------------------|
| Tipo de Análise | Emissão do Transdutor (Vpp) | Recepção do Hidrofone (Vpp) |
| Sinal de Excitação | 0,432 | 0,125 |
| Transformada de Fourier | 0,017 Frequência de 332,00 kHz | 0,007 Frequência de 336,00 kHz |
| Transdutor Convencional com “burst“ de Dez Ciclos com frequência de 325 kHz | | |
| Tipo de Análise | Emissão do Transdutor (Vpp) | Recepção do Hidrofone (Vpp) |
| Sinal de Excitação | 0,432 | 0,132 |
| Transformada de Fourier | 0,054 Frequência de 332,00 kHz | 0,02 Frequência de 336,00 kHz |
| Transdutor Bessel com “burst“ de Três Ciclos com frequência de 325 kHz | | |
| Tipo de Análise | Emissão do Transdutor (Vpp) | Recepção do Hidrofone (Vpp) |
| Sinal de Excitação | 0,241 | 0,025 |
| Transformada de Fourier | 0,010 Frequência de 339,00 kHz | 0,003 Frequência de 332,00 kHz |
| Transdutor Bessel com “burst“ de Dez Ciclos com frequência de 325 kHz | | |
| Tipo de Análise | Emissão do Transdutor (Vpp) | Recepção do Hidrofone (Vpp) |
| Sinal de Excitação | 0,244 | 0,022 |
| Transformada de Fourier | 0,030 Frequência de 332,00 kHz | 0,005 Frequência de 316,00 kHz |

As Figuras 4.11 (a) e (b) e 4.13 (a) e (b) mostram que os harmônicos do sinal emitido pelo transdutor convencional, têm maior amplitude comparado com o transdutor Bessel, Figuras 4.15 (a) e (b) e 4.17 (a) e (b). O fato do transdutor convencional apresentar maior amplitude nos harmônicos, é devido às frequências de ressonância do elemento piezoelétrico, onde os harmônicos das frequências de ressonância, do modo radial, para o transdutor

convencional, apresentam maior amplitude comparado com o Bessel. O transdutor Bessel, apresenta um único pico de ressonância para o modo radial, sendo os outros harmônicos suprimidos pela concentricidade dos anéis.

Em todas as transformadas de Fourier das Figuras 4.11 a 4.17 foi possível visualizar nos sinais recebidos pelo hidrofone, um pico de amplitude próximo de 1,6 MHz maior, que o sinal emitido pelo transdutor. Este aumento do pico de amplitude do sinal é devido à superposição de um dos harmônicos do modo radial do transdutor emissor-receptor com um dos harmônicos do hidrofone. Uma prova para essa explicação é comparar a amplitude do sinal recebido pelo hidrofone do transdutor Bessel com o do convencional, onde se observa para o transdutor Bessel um pico na faixa de 1,6 MHz de menor amplitude, já que seus harmônicos são suprimidos.

Como no mapeamento anterior do campo acústico dos transdutores, Bessel e convencional, não houve alteração da banda de frequência, foi necessária uma nova caracterização do campo acústico ao longo dos eixos X e Y, alterando a banda de frequência, de banda larga (três ciclos) para estreita (dez ciclos), com o intuito de comparar possíveis alterações de comportamento (visto na Tabela 4.5).

Para não estender muito o trabalho foi feita a caracterização ao longo dos eixos X e Y somente para o transdutor convencional, já que apresenta até agora os melhores resultados.

Para essa caracterização alteramos no gerador de funções da HP o número de ciclos no “burst” de três para dez. Foram feitas varreduras nos eixos X e Y.

No eixo Y foi varrida uma distância de 120 mm, de -60 mm à esquerda a 60 mm à direita do eixo central do transdutor, com o hidrofone a uma distância de 40 mm da face do transdutor.

No eixo X foram feitas as varreduras de 20 mm até 260 mm da face do transdutor para um “burst” de três ciclos e de 40 mm até 260 mm para um “burst” de dez ciclos.

A Figura 4.18 compara a caracterização do campo acústico ao longo do eixo X, para o modo radial, de um transdutor convencional, excitado com “burst” de três e dez ciclos. Na Figura 4.18 (b) o mapeamento é feito ao longo do eixo Y com o hidrofone à 40 mm da face do transdutor.

Como pode ser visto pela Figura 4.18 (a), na excitação do transdutor convencional, com “burst” contendo dez ciclos, o mapeamento do campo só foi possível a partir 40 mm da face do transdutor, devido ao aumento da largura do pulso (maior número de ciclos). Dessa forma a região do campo próximo é praticamente inutilizada.

Pela análise da Figura 4.18 (b), é possível ver um aumento da intensidade dos sinais do transdutor excitado com dez ciclos comparado com o excitado com três ciclos Figura 4.18 (a). Mas esse aumento, não se dá somente no lóbulo central. Nos lóbulos laterais existe um aumento maior comparado com o aumento de intensidade do lóbulo central, perdendo assim em resolução lateral.

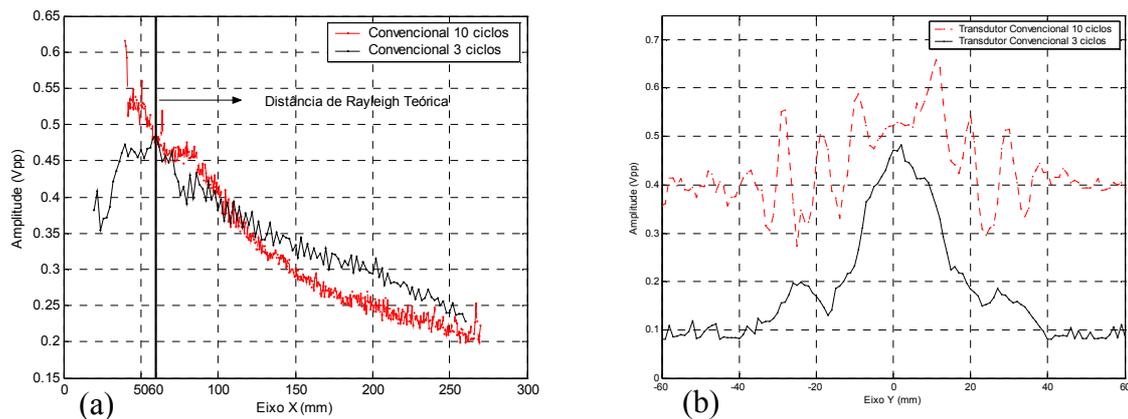


Figura 4.18: Caracterização do campo acústico para o modo radial, transdutor convencional excitado com “burst” de três e dez ciclos. (a) ao longo do eixo X. (b) ao longo do eixo Y à 40 mm da face do transdutor.

4.3.1.6 Respostas dos Transdutores em regime de Emissão-Recepção (Pulso Eco)

Como um dos enfoques do trabalho é estimar o potencial do transdutor para aplicações tecnológicas em ensaios de diagnose, fundamentalmente se faz necessário uma caracterização em regime de emissão-recepção, ou pulso eco, com o intuito de verificar se o transdutor é capaz de excitar e receber o sinal. Para a caracterização dos sinais de emissão-recepção com o transdutor foi utilizado o aparato descrito na seção 3.4.2.3. Nas Figuras 4.19, 4.21, 4.23 e 4.25 são mostrados os pulsos de emissão e recepção do transdutor convencional excitado com um, três e dez ciclos e do transdutor Bessel, excitado com um ciclo, respectivamente. A excitação do transdutor Bessel, com três e dez ciclos não foi possível, devido ao baixo casamento de impedância entre o transdutor e os equipamentos de geração de sinais.

Nas Figuras 4.20, 4.22, 4.24 e 4.26 são mostradas as transformadas de Fourier dos pulsos de emissão e recepção do transdutor convencional, excitado com um, três e dez ciclos e do transdutor Bessel, excitado com um ciclo, respectivamente.

Na Tabela 4.6 são mostrados os valores de tensão de pico a pico (Vpp) do pulso eco (emissão e recepção dos transdutores) dos transdutores Bessel e convencional, excitados com “burst” de um, três e dez ciclos e suas respectivas transformadas de Fourier.

Pela comparação dos valores de tensão dos transdutores, se constata que o transdutor convencional excitado com “burst” de um ciclo, opera com uma amplitude de sinal próxima à do transdutor Bessel, porém, para valores de ciclos superiores, o transdutor Bessel não obteve sucesso para o tipo de teste em questão, sendo assim, não indicado para se operar em banda mais estreita.

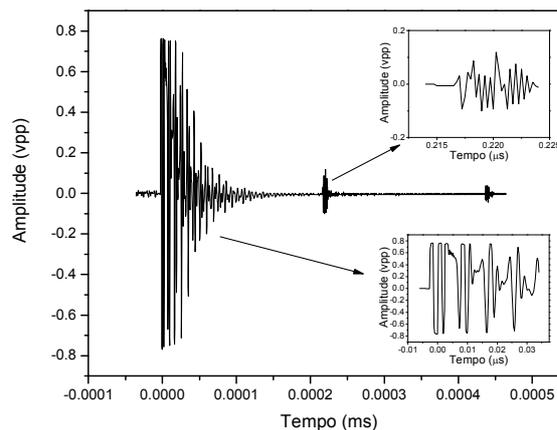


Figura 4.19: Pulsos de emissão e recepção do transdutor convencional para o modo radial excitado no gerador com um ciclo a uma distância de 170 mm do refletor.

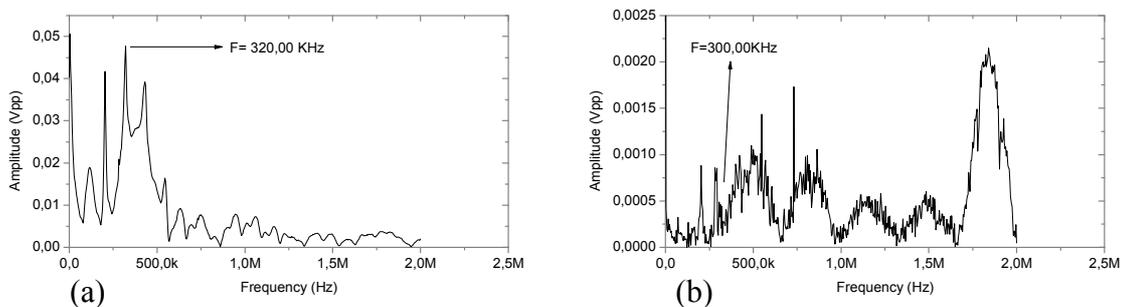


Figura 4.20: Transformada de Fourier, dos pulsos, do transdutor convencional para o modo radial, excitado com um ciclo. (a) sinal de emissão. (b) sinal de recepção.

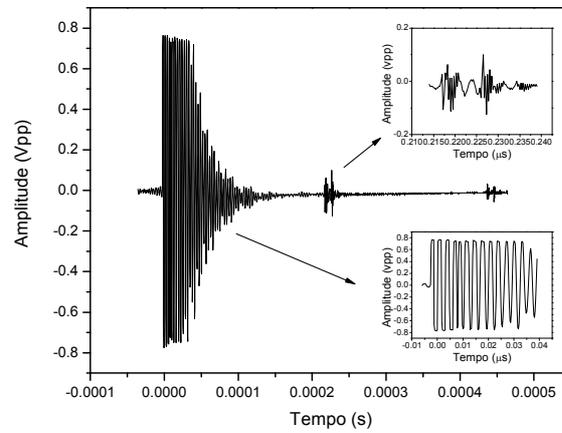


Figura 4.21: Pulsos de emissão e recepção do transdutor convencional para o modo radial excitado no gerador com três ciclo a uma distância de 170 mm do refletor.

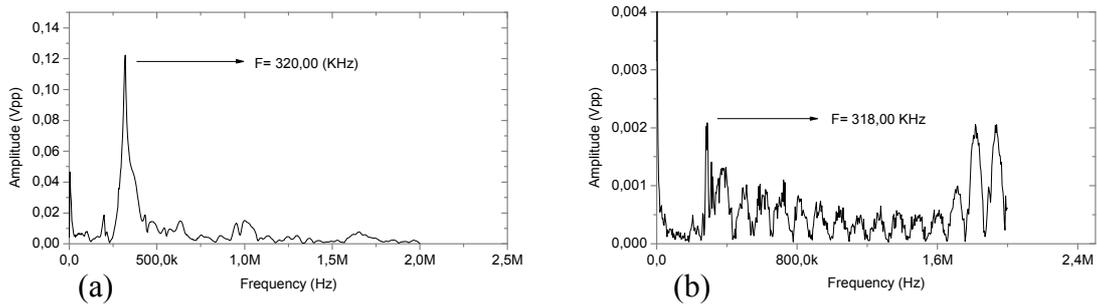


Figura 4.22: Transformada de Fourier, dos pulsos, do transdutor convencional para o modo radial, excitado com três ciclos. (a) sinal de emissão. (b) sinal de recepção.

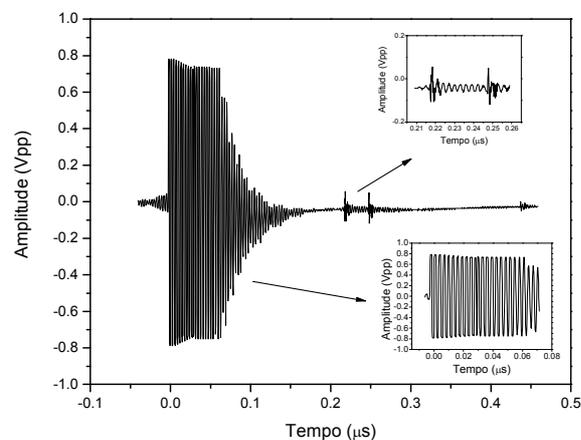


Figura 4.23: Pulsos de emissão e recepção do transdutor convencional para o modo radial excitado no gerador com dez ciclo a uma distância de 170 mm do refletor.

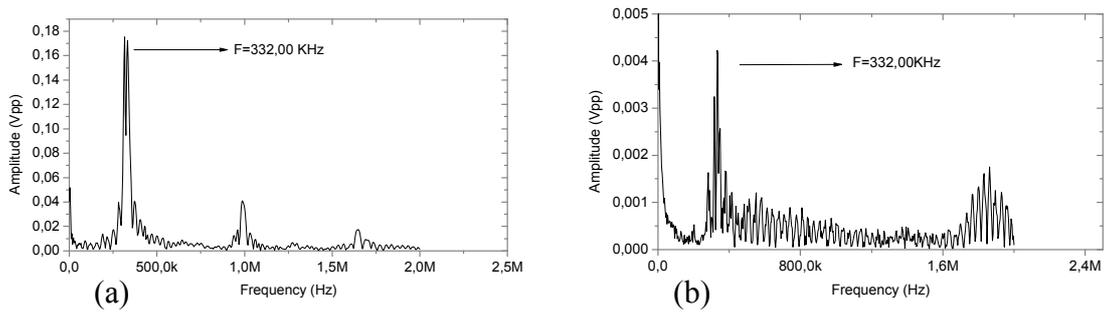


Figura 4.24: Transformada de Fourier, dos pulsos, do transdutor convencional para o modo radial, excitado com dez ciclos. (a) sinal de emissão. (b) sinal de recepção.

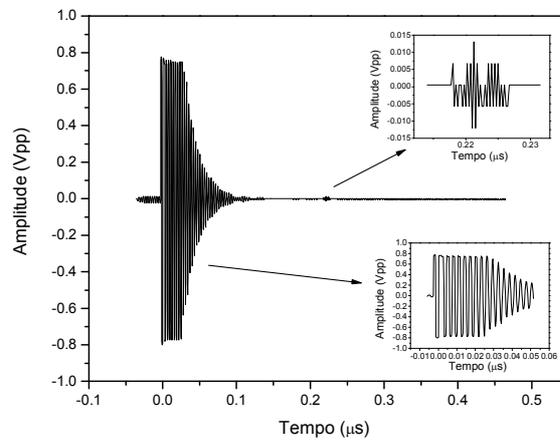


Figura 4.25: Pulsos de emissão e recepção do transdutor Bessel para o modo radial excitado no gerador com um ciclo a uma distância de 170 mm do refletor.

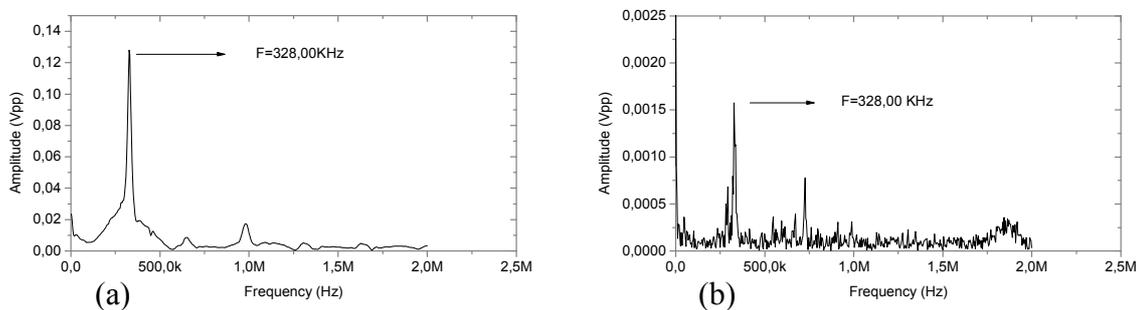


Figura 4.26: Transformada de Fourier, dos pulsos, do transdutor Bessel para o modo radial, excitado com um ciclo. (a) sinal de emissão. (b) sinal de recepção.

As análises das Figuras 4.20, 4.22 e 4.24, fazem referencia aos tipos de excitação dos transdutores banda larga ou banda estreita. É possível constatar que quanto mais estreita for a

banda de excitação de um transdutor, maior é a amplitude de excitação dos seus harmônicos, ou seja, o elemento piezoelétrico vibra no modo fundamental e os seus respectivos harmônicos. Para a excitação em banda larga o elemento piezoelétrico vibra em várias freqüências, sendo essas, não necessariamente harmônicas. Para as análises de Fourier das Figuras 4.20, 4.22, 4.24 e 4.26, mais uma vez apareceu o pico em torno de 1,6 MHz, o motivo pelo qual, já foi discutido anteriormente.

Tabela 4.6: Valores de tensão de pico a pico (Vpp) dos espectros dos sinais (pulso eco dos transdutores, convencional e Bessel) das Figuras de 4.19 à 4.26.

| Transdutor Convencional com “burst“ de um ciclo - Freqüência de 325 kHz | | |
|--|------------------------------|------------------------------|
| Tipo de Análise | Emissão (Vpp) | Recepção (Vpp) |
| Pulso Eco | 0,763 | 0,119 |
| Transformada de Fourier | 0,048 Freqüência 320,00 kHz | 0,001 Freqüência 300,00 kHz |
| Transdutor Convencional com “burst“ de Três Ciclos, Freqüência de 325 kHz | | |
| Tipo de Análise | Emissão (Vpp) | Recepção (Vpp) |
| Pulso Eco | 0,765 | 0,063 |
| Transformada de Fourier | 0,122 Freqüência 320,00 kHz | 0,002 Freqüência 318,00 kHz |
| Transdutor Convencional com “burst“ de Dez Ciclos, Freqüência de 325 kHz | | |
| Tipo de Análise | Emissão (Vpp) | Recepção (Vpp) |
| Pulso Eco | 0,781 | 0,056 |
| Transformada de Fourier | 0,175 Freqüência 332,00 kHz | 0,004 Freqüência 332,00 kHz |
| Transdutor Bessel com “burst“ de Um Ciclo, Freqüência de 325 kHz | | |
| Tipo de Análise | Emissão (Vpp) | Recepção (Vpp) |
| Pulso Eco | 0,775 | 0,130 |
| Transformada de Fourier | 0,128, Freqüência 328,00 kHz | 0,002, Freqüência 328,00 kHz |

Pelas análises feitas até o momento, comparando o perfil do campo acústico do transdutor Bessel com o do transdutor convencional, pode-se concluir que o transdutor convencional, operando em um dos seus harmônicos, é um transdutor Bessel natural. O que explica as características (baixo efeito de difração, boa colimação e boa diretividade) apresentadas, no mapeamento do campo acústico. O transdutor convencional obteve boas resoluções laterais e axiais, pouco efeito de difração e boa profundidade de penetração com

boa colimação, mostrando assim, grande potencial para aplicações tecnológicas em diagnose, (ensaios não destrutivos).

Com o intuito de comprovar o fato de que um transdutor convencional, operando em um dos seus harmônicos é um transdutor “Bessel natural”, serão realizadas a partir de agora, algumas caracterizações do transdutor convencional, operando no seu 3º e 5º harmônico e do transdutor tipo P excitado no fundamental.

4.3.1.7 Caracterização Acústica do Transdutor Convencional em função dos Harmônicos

É sabido através das curvas de impedância versus frequência, Figura 4.2, que o modo de vibração das cerâmicas se dá em várias frequências, onde o primeiro modo de vibração de maior amplitude se nomeia modo fundamental, por exemplo do modo radial, e os subsequentes são nomeados de harmônicos como: primeiro, terceiro, quinto e assim sucessivamente, até o surgimento do modo de vibração referente ao modo de espessura e seus respectivos harmônicos.

O interesse pelas análises agora, é comparar o transdutor convencional, trabalhando no modo fundamental, terceiro e quinto harmônico. Esse tipo de comparação está sendo usado para verificar o efeito de difração e perdas nas resoluções que são dependentes do raio, já que para o transdutor tipo P, operar com a frequência próxima da frequência de operação do transdutor convencional excitado no 3º harmônico, é preciso um transdutor com diâmetro da ordem de 6,1 mm.

4.3.1.7.1 Mapeamento no Plano XY

Os mapeamentos no plano XY foram feitos em áreas retangulares, como descrito na seção 3.4.2.1.

Na Figura 4.27 mostra-se o mapeamento do campo acústico no plano XY para o modo radial do transdutor convencional excitado no 3º, 5º harmônico e no fundamental, tipo P. São apresentadas as projeções em 2D, Figuras 4.27 (a), (b) e (c) e nas Figuras 4.27 (a’), (b’) e (c’) as curvas de contorno de -3dB, -6dB e -12dB, em relação a intensidade máxima de amplitude.

Comparando os mapeamentos em 2D apresentados pelas Figuras 4.27 (a), (b) e (c) é possível se fazer uma primeira análise das características do campo acústico, onde se observam, o efeito da difração e de penetração do campo dependente do diâmetro do transdutor.

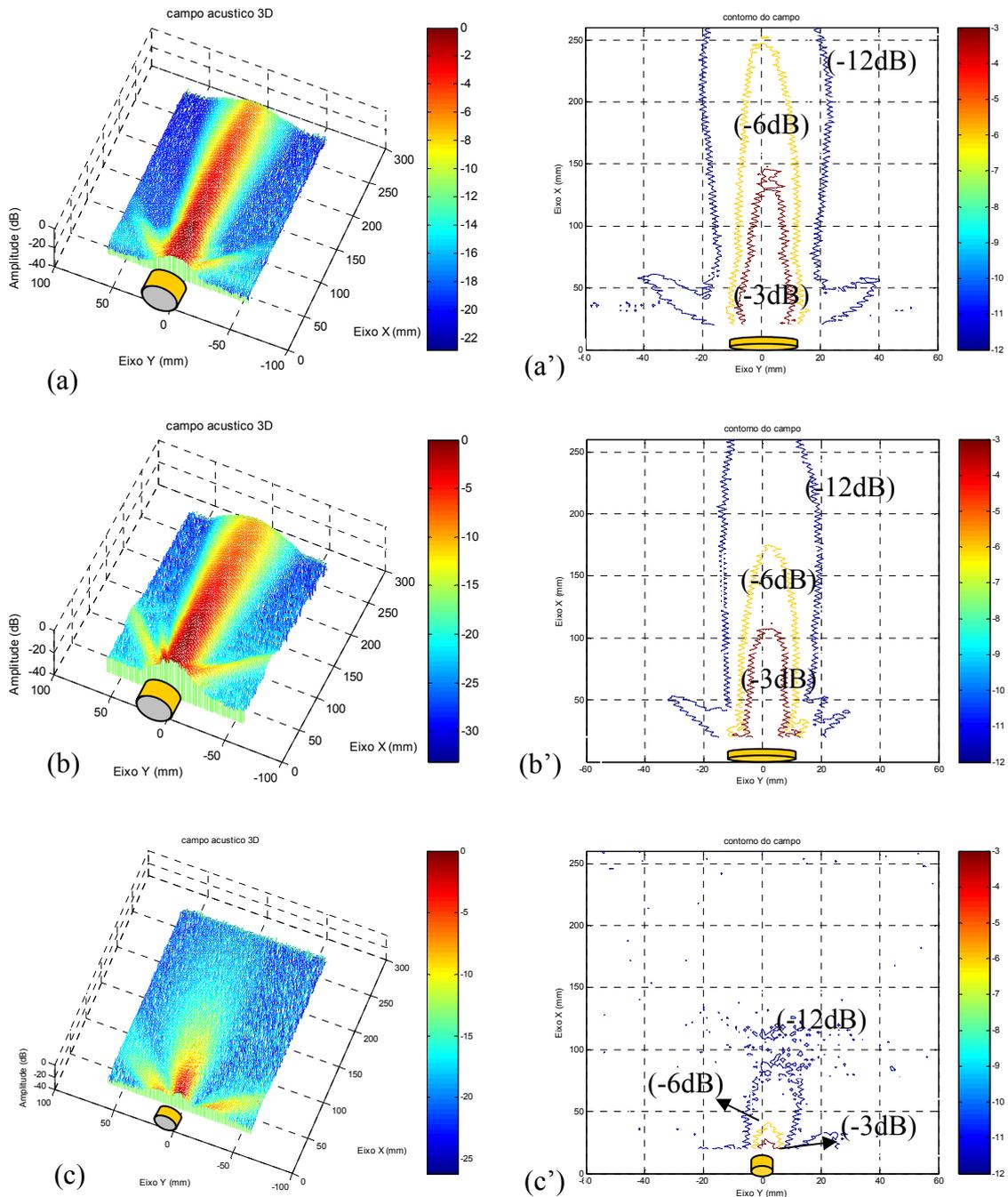


Figura 4.27: Mapeamento do campo acústico no plano XY, para o modo radial do transdutor convencional; (a) 3^o harmônico; (b) 5^o harmônico; (c) tipo P, modo fundamental.

Na Tabela 4.7 são mostrados os valores das intensidades das curvas de contorno, em relação à profundidade de penetração do campo e em função da largura do lóbulo central. Em relação às curvas de contorno de -3dB, -6dB e -12dB normalizadas à máxima intensidade de campo medida dos transdutores, Figuras 4.27 (a'), (b') e (c'), é possível avaliar com o auxílio da Tabela 4.7, que o transdutor tipo P, excitação no modo fundamental, comparado com o transdutor convencional excitado no 3° ou 5° harmônico, possui lóbulo central mais estreito, entretanto, apresenta pouca profundidade de campo e maior efeito de difração. Essas características foram tratadas na seção 2.7.1, onde o ângulo do espalhamento θ é proporcional a $\text{sen}\left(\frac{0,61\lambda}{a}\right)$, como o comprimento de onda de ambos os transdutores é da mesma ordem e o transdutor tipo P apresenta um raio menor, isso implica em um argumento do seno maior, proporcionando um ângulo maior e, por conseguinte um maior efeito de difração [3, 43].

Tabela 4.7: Valores das intensidades das curvas de contorno, referentes as Figuras 4.27 (a), (b) e (c)

| Transdutor Convencional Excitado no Fundamental, tipo P | | | |
|--|---------------------------------------|--|---|
| Intensidade (dB) | Largura do lóbulo Central (mm) | Profundidade de Penetração (mm) | Difração do lóbulo Central (graus) |
| -3 | 6 | 24 | 0 |
| -6 | 9 | 40 | 3 |
| -12 | 18 | 100 | 3,5 |
| Transdutor Convencional Excitado no 3° Harmônico | | | |
| Intensidade (dB) | Largura do lóbulo Central (mm) | Profundidade de Penetração (mm) | Difração do lóbulo Central (graus) |
| -3 | 14 | 145 | 0 |
| -6 | 20 | 250 | 0 |
| -12 | 40 | > 250 | 2 |
| Transdutor Convencional Excitado no 5° Harmônico | | | |
| Intensidade (dB) | Largura do lóbulo Central (mm) | Profundidade de Penetração (mm) | Difração do lóbulo Central (graus) |
| -3 | 12 | 107 | 0 |
| -6 | 19 | 175 | 0 |
| -12 | 34 | > 250 | 0 |

Fazendo agora a comparação somente do transdutor convencional, excitado no 3° ou 5° harmônico, “Bessel natural”, é possível ver pela Tabela 4.7, que o transdutor convencional

excitado no 5º harmônico perde um pouco em penetração de campo, em contrapartida ganha em resolução lateral, estreitamento do lóbulo central para o nível de intensidade de -3dB, quando comparado com o transdutor convencional excitado, no 3º harmônico. Outro fato que influencia a diferença do perfil do campo acústico, dos transdutores excitados, no 3º ou 5º harmônico, é a explicação baseada na função de Bessel.

Na Figura 4.28 são mostradas as cinco primeiras componentes de vibração de um disco cerâmico que seguem o perfil da função de Bessel. Considerando que a função de Bessel seja anulada na borda do disco. Pela Figura 4.28, pode-se fazer a seguinte comparação a componente a1 se refere ao deslocamento mecânico do transdutor tipo P; a componente a3 ao transdutor excitado no 3º harmônico e a componente a5 ao transdutor excitado no 5º harmônico. Uma explicação para o maior efeito de difração do transdutor tipo P (é devido à razão existente do comprimento de onda em função do raio do transdutor, ver equação 2.79) e a melhor resolução lateral do transdutor excitado no 5º harmônico (ver equação 2.79).

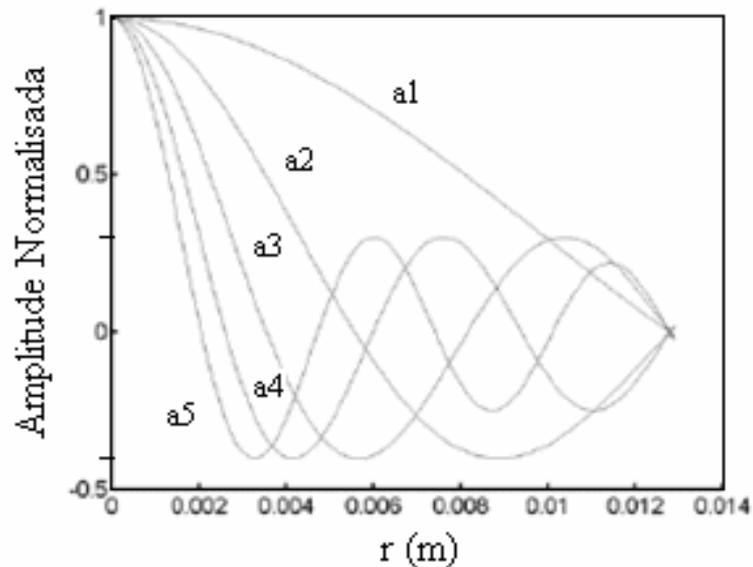


Figura 4.28: Primeiras cinco componentes de vibração de um disco cerâmico, seguindo um perfil da função de Bessel [39].

4.3.1.7.2 Mapeamento ao Longo do Eixo X

Os mapeamentos ao longo do eixo X, eixo acústico, foram realizados como descrito na seção 3.4.2.1.

Na Figura 4.29 mostra-se o mapeamento do campo acústico ao longo do eixo X para o modo radial dos transdutores, convencional excitado no 3º harmônico e no 5º harmônico e tipo P excitado no modo fundamental. No eixo das ordenadas estão dispostos os valores de amplitude do sinal em forma de tensão de pico a pico e nos eixos das abscissas em relação à distância do eixo X.

O transdutor excitado no modo fundamental, tipo P, apresenta valores de amplitude do sinal muito baixos, comparado com o transdutor convencional excitado no 3º ou 5º harmônicos. Esse fato é devido às interferências das ondas de bordas do transdutor, tipo P, que se fazem sentir muito mais, em função do seu diâmetro ser bem menor, quando comparado com o transdutor convencional, excitado no 3º ou 5º harmônico e à alta impedância do transdutor, tipo P, que dificulta o casamento com os equipamentos, comparado com os transdutores excitados nos 3º e 5º harmônicos.

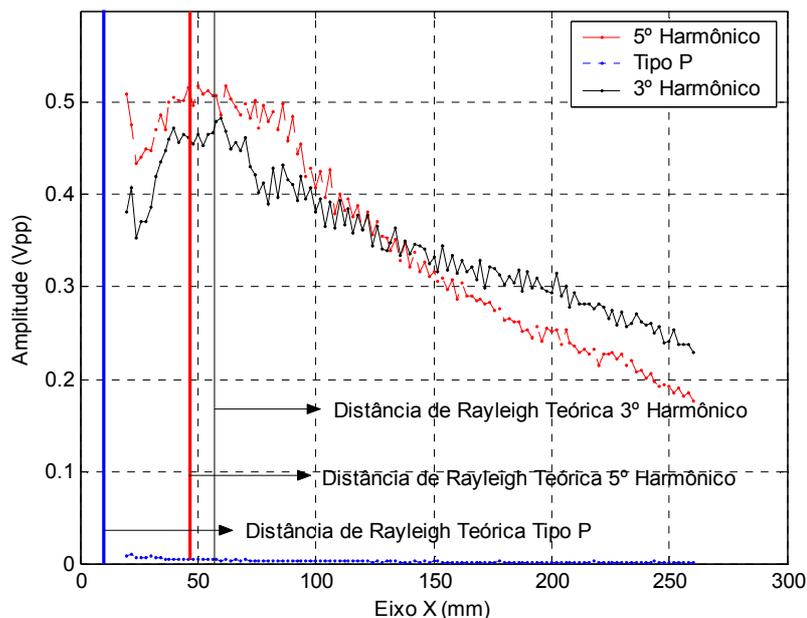


Figura 4.29: Campo acústico ao longo do eixo X, para o modo radial, transdutores, convencional excitado no 3º e 5º harmônico e tipo P, no modo fundamental.

Fazendo a comparação da distância de Rayleigh dos transdutores convencional, excitado no 3º ou 5º harmônico, através da Figura 4.29, é possível observar uma diminuição da distância de Rayleigh e uma suavização na passagem do campo próximo para o campo distante no transdutor convencional excitado no 5º harmônico em relação ao transdutor convencional excitado no 3º harmônico, os ruídos existentes em ambas as curvas é devido a não blindagem do transdutor. As distâncias de Rayleigh dos transdutores excitados no 3º ou 5º

harmônicos são 60 mm e 55 mm, respectivamente, que são bem próximas dos valores teóricos 53,1 mm e 50,1 mm, respectivamente. A explicação para essa menor profundidade de campo, do transdutor excitado no 5º harmônico em relação ao 3º, pode ser dada pela análise da Figura 4.27 (a) e (b). Pode-se ver um aumento da frequência do transdutor excitado no 5º harmônico em relação ao o excitado no 3º harmônico e à diminuição do raio ρ_{lat} do feixe acústico (equação 2.88), resultando em uma menor profundidade de campo Z_r (equação 2.87). A explicação para a suavização da passagem do campo próximo para o campo distante, do transdutor excitado no 5º harmônico em relação ao o excitado no 3º harmônico, é que no transdutor excitado no 5º harmônico, se faz sentir um menor efeito de borda. Para o transdutor tipo P não foi possível analisar a distância de Rayleigh experimental em função de o mapeamento ter sido iniciado a partir da distância de 20 mm da face do transdutor e a distância teórica de Rayleigh deste se encontra em torno de 2,4 mm.

4.3.1.7.3 Mapeamento ao Longo do Eixo Y

Foram feitos mapeamentos ao longo do eixo Y como descritos na seção 3.4.2.1.

Na Figura 4.30 é feita a comparação dos feixes acústicos emitidos pelos transdutores, convencional excitado no 3º ou 5º harmônico, e tipo P excitado no modo fundamental, para o modo radial, ao longo do eixo Y; (a) a 20 mm da face do transdutor; (b) a 100 mm da face do transdutor; (c) a 150 mm da face do transdutor; (d) a 260 mm da face do transdutor.

Pela análise das Figuras 4.30 (a) até (d), é possível ver que o perfil do feixe ultrassônico do transdutor excitado no 3º ou 5º harmônicos são bem próximos. Existem poucas diferenças na amplitude dos sinais e nos efeitos de difração.

Com o mapeamento ao longo do eixo Y, também não foi possível analisar o perfil do transdutor tipo P, excitado no modo fundamental, devido aos seus baixos valores de amplitude de tensão de pico a pico.

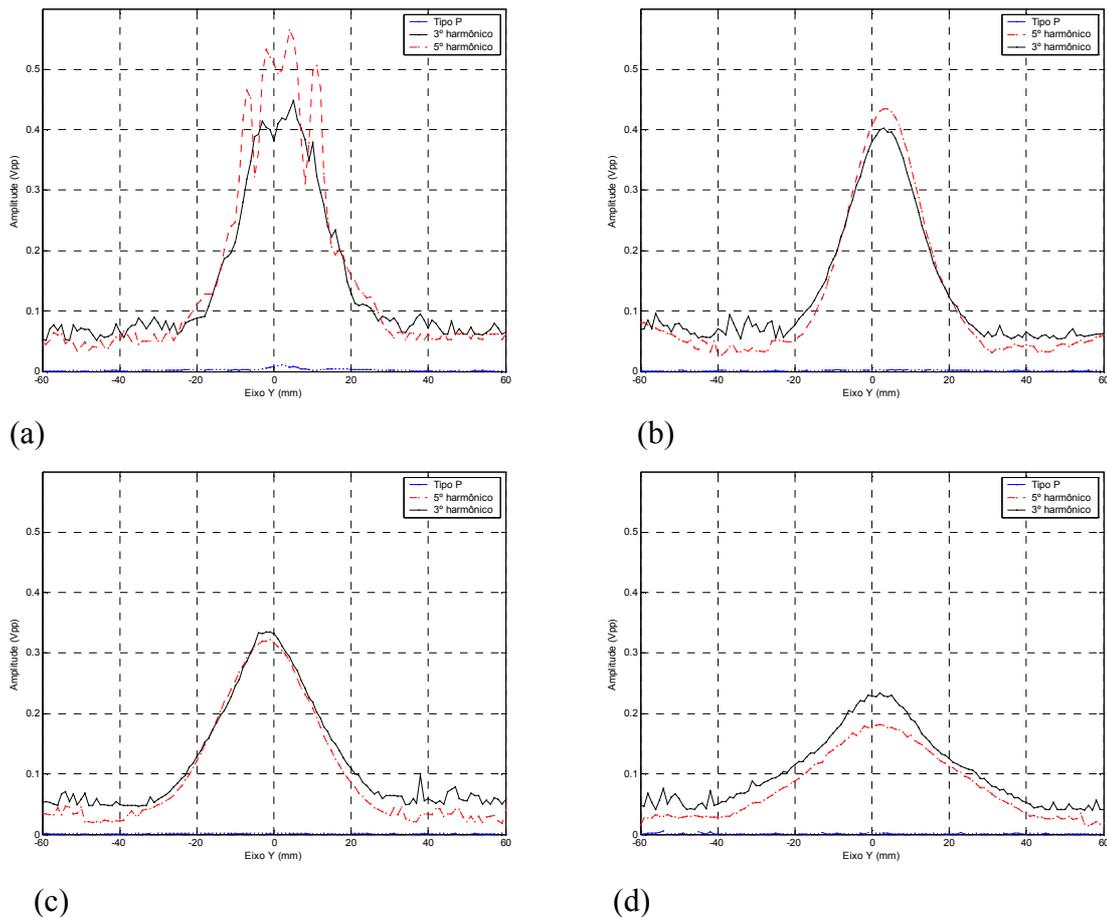


Figura 4.30: Feixes acústicos emitidos pelos transdutores convencional 3º harmônico 5º harmônico e tipo P para o modo radial. Caracterização ao longo do eixo Y; (a) a 20 mm da face do transdutor; (b) a 100 mm da face do transdutor; (c) a 150 mm da face do transdutor; (d) a 260 mm da face do transdutor.

4.3.1.7.4 Análises dos Pulsos de Ondas

Como o transdutor tipo P não obteve resultados satisfatórios, devido o casamento de impedâncias do transdutor com o meio não serão realizadas análises dos pulsos de ondas. Para comparar os espectros dos sinais do transdutor convencional excitado no 3º ou 5º harmônico utilizou-se a análise por transformada de Fourier. O aparato experimental usado nas análises dos pulsos foi o mesmo da seção 4.3.1.5. As alternâncias se dão em três ciclos, banda larga, ou dez ciclos, banda estreita. Para a análise dos espectros dos sinais foi fixada uma única distância do hidrofone, à 100 mm da face dos transdutores, alinhado no eixo central.

As Figuras 4.31 e 4.33, mostram os sinais emitidos pelo transdutor convencional, excitado no 5º harmônico, para o modo radial, com “burst“ de três ou dez ciclos e recebidos

pelo hidrofone a uma distância de 100 mm da face do transdutor. Nas Figuras 4.32 e 4.34 são mostrados os espectros dos sinais ou análises de Fourier realizadas nos sinais emitidos das Figuras 4.31 e 4.33, respectivamente.

Na Tabela 4.8 mostra-se os valores de tensão de pico a pico (Vpp) dos espectros dos sinais (emissão dos transdutores e recepção dos hidrofones) das Figuras de 4.10 à 4.13 e de 4.31 à 4.34.

Pela comparação dos valores de tensão dos transdutores expostos, na Tabela 4.8, constata-se que o transdutor convencional excitado no 3º e 5º harmônicos, não apresentam diferenças quanto às formas dos espectros dos sinais (mesmo padrão de onda) e sim, só uma pequena alteração da amplitude e das frequências de emissão, devido à excitação ter sido em outro harmônico.

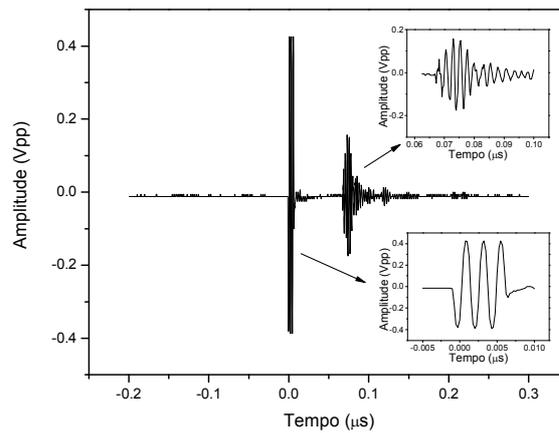


Figura 4.31: Sinais, emitidos pelo transdutor convencional excitado no 5º harmônico, no modo radial, com “burst“ contendo três ciclos e recebidos pelo hidrofone a uma distância de 100 mm da face do transdutor.

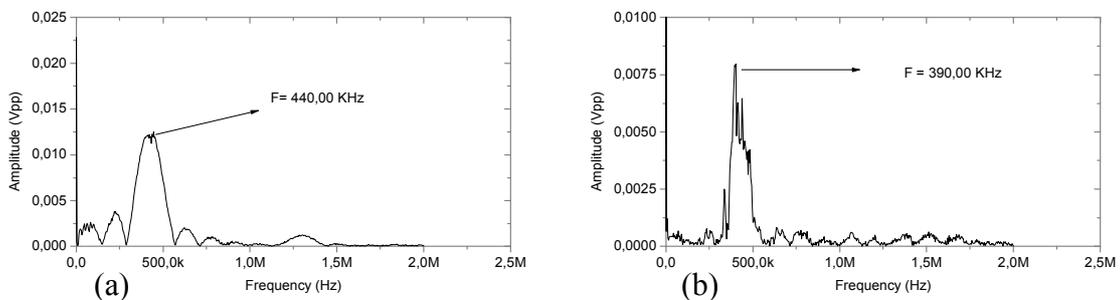


Figura 4.32: Transformada de Fourier. (a) sinal emitido pelo transdutor convencional excitado no 5º harmônico com “burst“ de três ciclos, (b) sinal recebido pelo hidrofone à 100 mm de distância da face do transdutor.

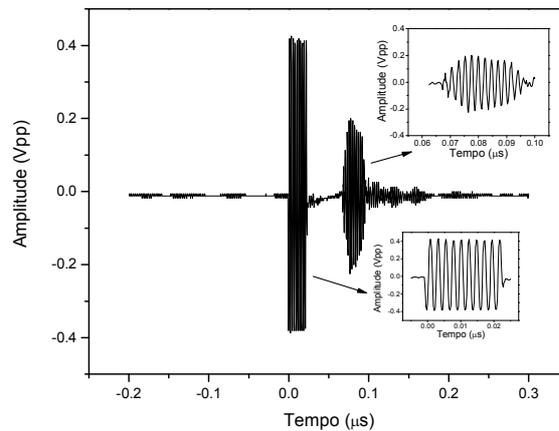


Figura 4.33: Sinais, emitidos pelo transdutor convencional excitado no 5º harmônico, no modo radial, com “burst“ contendo dez ciclos e recebidos pelo hidrofone a uma distância de 100 mm da face do transdutor.

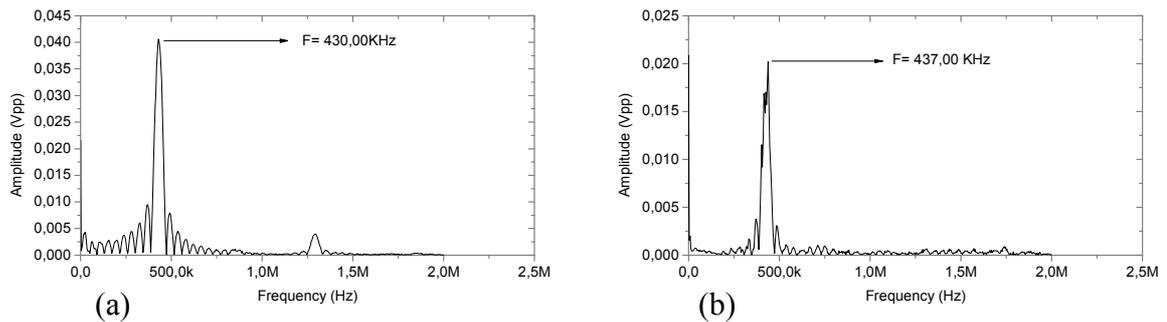


Figura 4.34: Transformada de Fourier. (a) sinal emitido pelo transdutor convencional excitado no 5º harmônico com “burst“ de dez ciclos, (b) sinal recebido pelo hidrofone à 100 mm de distância da face do transdutor.

Devido ao fato da emissão do transdutor convencional ter sido no 5º harmônico, é possível observar, através das Figuras 4.32 e 4.34, uma diminuição nos valores de amplitude dos harmônicos comparados com o transdutor convencional excitado no 3º harmônico, Figuras 4.12 e 4.14. Outro fato importante é a diminuição do pico de amplitude na faixa de 1,6 MHz, que é resultado da menor influência, da superposição dos harmônicos do transdutor convencional, com o hidrofone.

Tabela 4.8: Valores de tensão de pico a pico (Vpp) dos espectros dos sinais (emissão dos transdutores e recepção dos hidrofones) das Figuras de 4.10 à 4.13 e de 4.31 à 4.34.

| Transdutor Convencional 3° harmônico com “burst“ de Três Ciclos | | |
|--|--------------------------------|--------------------------------|
| Tipo de Análise | Emissão (Vpp) | Recepção (Vpp) |
| Sinal de Excitação | 0,432 | 0,125 |
| Transformada de Fourier | 0,017 Freqüência de 332,00 kHz | 0,007 Freqüência de 336,00 kHz |
| Transdutor Convencional 3° harmônico com “burst“ de Dez Ciclos | | |
| Tipo de Análise | Emissão (Vpp) | Recepção (Vpp) |
| Sinal de Excitação | 0,432 | 0,132 |
| Transformada de Fourier | 0,054 Freqüência de 332,00 kHz | 0,02 Freqüência de 336,00 kHz |
| Transdutor Convencional 5° harmônico com “burst“ de Três Ciclos | | |
| Tipo de Análise | Emissão (Vpp) | Recepção (Vpp) |
| Sinal de Excitação | 0,425 | 0,157 |
| Transformada de Fourier | 0,012 Freqüência de 440,00 kHz | 0,008 Freqüência de 440,00 kHz |
| Transdutor Convencional 5° harmônico com “burst“ de Dez Ciclos | | |
| Tipo de Análise | Emissão (Vpp) | Recepção (Vpp) |
| Sinal de Excitação | 0,425 | 0,200 |
| Transformada de Fourier | 0,041 Freqüência de 430,00 kHz | 0,020 Freqüência de 437,00 kHz |

Com as análises realizadas para o modo radial, foi possível mostrar e discutir as principais características dos transdutores construídos nesse trabalho.

O transdutor Bessel apresentou resultados satisfatórios. O principal problema encontrado pelas análises, foram as altas amplitudes do lóbulo lateral, podendo assim, prejudicar alguns tipos de ensaios tecnológicos.

Para o transdutor tipo P, os resultados obtidos foram os esperados, baixa penetração de campo e alto efeito de difração, comparado com o transdutor excitado nos seus harmônicos.

Pelos resultados mostrados até aqui, o transdutor convencional excitado nos seus harmônicos apresentou características que o potencializam para aplicações tecnológicas. Foi mostrado que o transdutor convencional, excitados no 3° ou 5° harmônico é um transdutor “Bessel natural”. As principais características que levaram a tal conclusão foram, boa diretividade, baixos lóbulos laterais, lóbulo central com boa colimação, alta profundidade de campo e baixos efeitos de difração.

4.3.2 Análise dos Campos Acústicos para Vibração no Modo Espessura

A caracterização dos campos acústicos para o modo de espessura foi realizada com o intuito de comprovar se a teoria estava condizente com os dados experimentais, já que diversos trabalhos sobre esse modo de vibração se encontram na literatura, tanto para caracterização do transdutor convencional quanto para o transdutor Bessel. As características mais relevantes que o transdutor convencional excitado no modo de espessura deve apresentar são; maior largura do lóbulo lateral, grande efeito de difração após o campo próximo e baixas resoluções laterais e axiais, algo comparado à vibração de um pistão plano.

O transdutor Bessel excitado no modo de espessura, pela literatura deve apresentar as seguintes características, boas resoluções laterais e axiais, baixo efeito de difração e boa diretividade. O intuito do mapeamento do campo acústico no modo espessura é comparar as características obtidas dos transdutores Bessel e do convencional com os da literatura, assegurando-nos quanto ao funcionamento dos transdutores para o modo radial.

4.3.2.1 Mapeamento no Plano XY

Os mapeamentos no plano XY foram feitos em áreas retangulares, como os descritos na seção 3.4.2.2.

Nas Figuras 4.35 e 4.36 são mostrados os campos acústicos, no plano XY, irradiados pelos transdutores, convencional e Bessel, respectivamente, para o modo de espessura. São apresentadas as projeções em 2D Figuras 4.35 (a) e 4.36 (a) e em curvas de contorno de -3dB, -6dB e -12dB, em relação a intensidade máxima de amplitude Figuras 4.35 (b) e 4.36 (b).

Na Tabela 4.9 mostram-se os valores das intensidades das curvas de contorno, referentes à profundidade de penetração e à largura do lóbulo central dos transdutores Bessel e convencional, excitados no modo de espessura.

Comparando os mapeamentos em 2D apresentados pelas Figuras 4.35 (a) e 4.36 (a), é possível se fazer uma primeira análise das características do campo acústico, onde se observa, uma grande diferença da largura do lóbulo central dos transdutores. O transdutor Bessel apresenta um feixe bem mais estreito que o transdutor convencional

Em relação às curvas de contorno de -3dB , -6dB e -12dB normalizadas às máximas intensidades de campo medidas, Figuras 4.35 (b) e 4.36 (b), é possível afirmar com a ajuda da Tabela 4.9. que o transdutor convencional apresenta uma profundidade média de penetração maior, porém, com uma largura do lóbulo central maior comparado com o transdutor Bessel. Com a análise da curva de contorno -3dB é possível verificar que o transdutor Bessel apresenta melhor resolução lateral comparado com o transdutor convencional, ver Tabela 4.9.

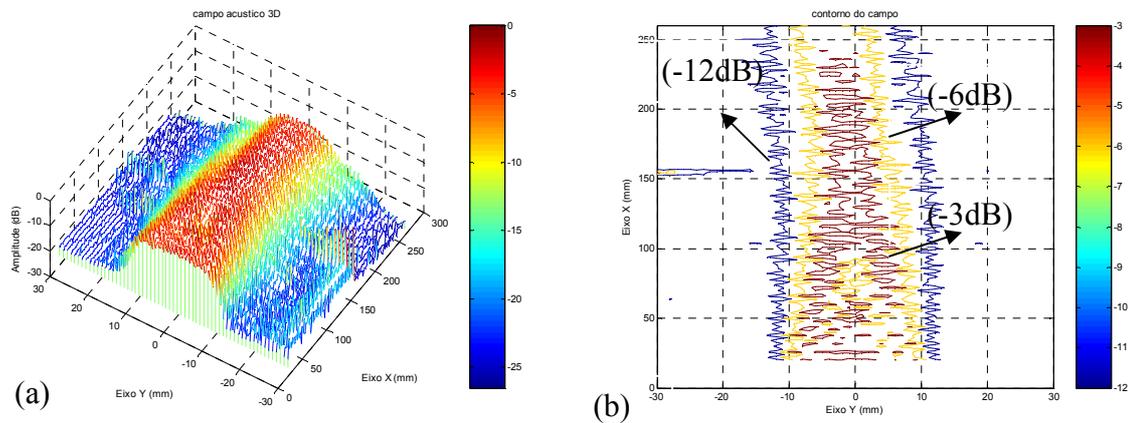


Figura 4.35: Campo acústico no plano XY para o modo de espessura transdutor convencional.

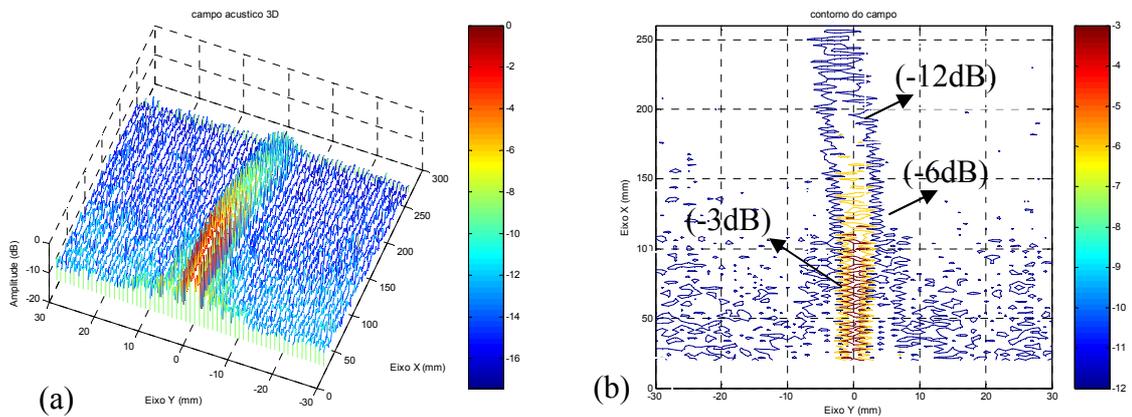


Figura 4.36: Campo acústico no plano XY para o modo de espessura transdutor Bessel.

Tabela 4.9: Valores das intensidades das curvas de contorno, referentes as Figuras 4.35 e 4.36

| Transdutor Convencional modo de espessura | | | |
|--|---------------------------------------|--|---|
| Intensidade (dB) | Largura do lóbulo Central (mm) | Profundidade de Penetração (mm) | Difração do lóbulo Central (graus) |
| -3 | 7 | 240 | 0 |
| -6 | 16 | >250 | 0 |
| -12 | 24 | >250 | 0 |
| Transdutor Bessel modo de espessura | | | |
| Intensidade (dB) | Largura do lóbulo Central (mm) | Profundidade de Penetração (mm) | Difração do lóbulo Central (graus) |
| -3 | 3 | 100 | 0 |
| -6 | 5 | 170 | 0 |
| -12 | 8 | > 250 | 0 |

4.3.2.2 Mapeamento ao Longo do Eixo X

Foram feitos mapeamentos ao longo do eixo X, como os descritos na seção 3.4.2.2.

Na Figura 4.37 são mostrados os campos acústicos ao longo do eixo X para o modo de espessura, para os transdutores Bessel e convencional. No eixo das ordenadas estão dispostos os valores de amplitude do sinal em forma de tensão de pico a pico e nos eixos das abscissas em relação à distância do eixo X.

Fazendo a comparação da distância de Rayleigh dos transdutores Bessel e convencional, através da Figura 4.37, é possível observar uma diminuição da zona morta ou campo próximo no transdutor Bessel, quando comparado com o transdutor convencional. E uma transição entre as regiões de campo próximo e de campo distante mais suave no transdutor Bessel, isto se deve à menor contribuição das ondas de borda na composição do campo. As alternâncias existentes no campo distante se deve à não blindagem do capo de excitação dos transdutores acarretando ruídos.

A distância de Rayleigh teórica da Figura 4.38, foi calculada através da equação 2.79 resultando em um valor de aproximadamente 186 mm, a qual é próxima do valor experimental para o transdutor convencional 160 mm. Já para o transdutor Bessel a distância de Rayleigh é calculada através das equações 2.87 e 2.88 a qual é da ordem de 73 mm, que é bem próxima do valor experimental da Figura 4.38, que é da ordem de 80 mm.

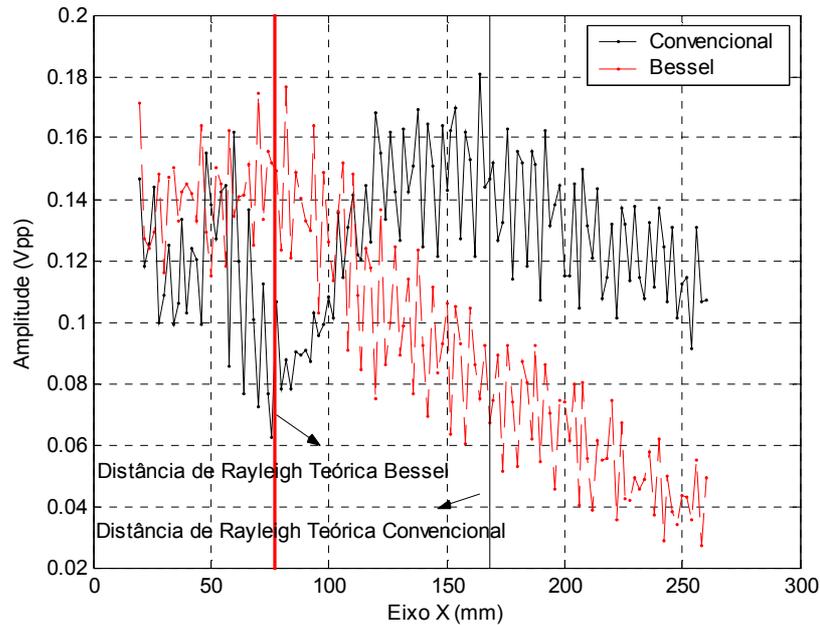


Figura 4.37: Campos acústicos ao longo do eixo X para o modo de espessura dos transdutores Bessel e convencional.

4.3.2.3 Mapeamento ao Longo do Eixo Y

Foram feitos mapeamentos ao longo do eixo Y, como os descritos na seção 3.4.2.2.

Na Figura 4.38 é feita a comparação dos feixes acústicos emitidos pelos transdutores Bessel e convencional para o modo de espessura, ao longo do eixo Y com o hidrofone a: (a) a 20 mm da face do transdutor; (b) a 100 mm da face do transdutor; (c) a 150 mm da face do transdutor; (d) a 260 mm da face do transdutor.

Com o mapeamento ao longo do eixo Y, foi possível estabelecer as diferenças existentes entre o perfil do campo acústico dos transdutores Bessel e convencional, excitados nos modos de espessura. A colimação do feixe ultra-sônico do transdutor Bessel fica bem visível nas Figuras 4.38 de (a) até (d). Para o efeito da difração, a do transdutor Bessel é de $0,6^\circ$ graus enquanto para o transdutor convencional é de $3,4^\circ$ graus. Outra característica importante é o fato da amplitude do sinal, do transdutor Bessel, ser equivalente à amplitude do sinal para o transdutor convencional, nos primeiros 100 mm, só a partir desse valor é que a amplitude começa a decair mais rapidamente.

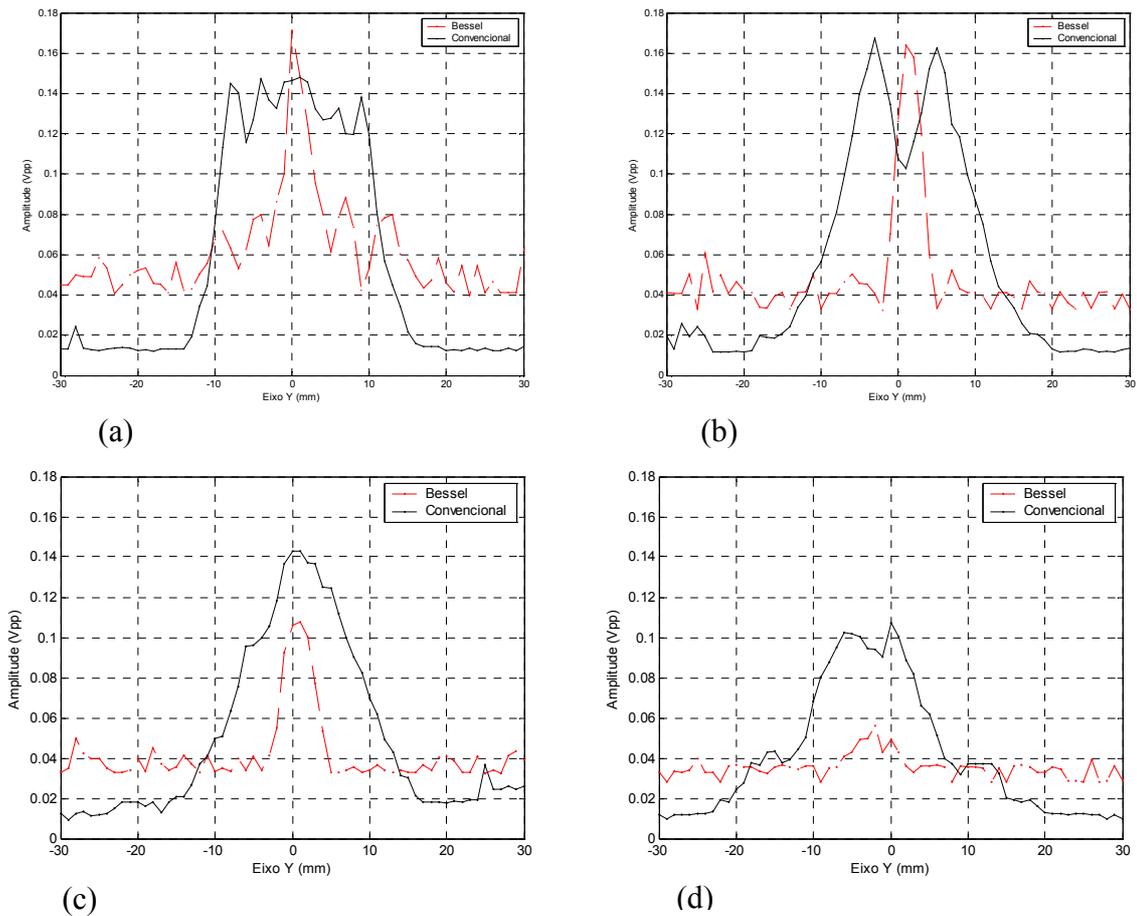


Figura 4.38: Distribuição da intensidade relativa ao longo do eixo Y, para diferentes distâncias da face dos transdutores Bessel e convencional para o modo de espessura. (a) 20 mm da face do transdutor, (b) 100 mm da face do transdutor, (c) 150 mm da face do transdutor, (d) 260 mm da face do transdutor.

4.3.2.4 Respostas dos Transdutores (Pulso Eco) em Regime de Emissão-Recepção

A técnica do pulso eco é útil também para esse modo de vibração, para averiguar se os transdutores podem ser utilizados como emissores-receptores.

Para a realização do experimento, em regime de emissão-recepção, pulso eco, seguiu o método descrito na seção 3.4.2.3.

Nas Figuras 4.39, 4.41, 4.43 e 4.45 são mostrados os pulsos de emissão e recepção pelo transdutor convencional, excitado com um, três ou dez ciclos e para o transdutor Bessel, excitado com um ciclo, respectivamente, para o modo de espessura.

Nas Figuras 4.40, 4.42, 4.44 e 4.46 são mostradas as transformadas de Fourier, dos pulsos de emissão e de recepção dos transdutores, convencional e Bessel, excitados com três e dez ciclos, respectivamente.

Na Tabela 4.10 são mostrados os valores de tensão de pico a pico (Vpp) do pulso eco (emissão e recepção dos transdutores) dos transdutores Bessel e convencional, com “burst“ de, três ou dez ciclos e suas respectivas transformadas de Fourier.

Pela comparação dos espectros dos pulsos de emissão e recepção, Figuras 4.39, 4.41, 4.43 e 4.45 constata-se que os sinais de emissão do transdutor Bessel apresentam maior número harmônicas o que resulta no aumento da largura do espectro.

A Tabela 4.10 mostra que tanto o transdutor convencional quanto o Bessel, excitados com “burst“ de três ou dez ciclos obtiveram valores de emissão e recepção altos, entretanto suas transformadas de Fourier mostraram que só uma pequena parcela desse valor corresponde a frequência de excitação dos transdutores; boa parte desse sinal de emissão-recepção, está relacionada com ruídos, pois o cabo de energia do transdutor não era blindado gerando sinais de mais alta energia. É possível ver também, que ambos os transdutores trabalham com valores de tensão mais altos quando operam em banda estreita, entretanto existe a perda de resoluções axiais.

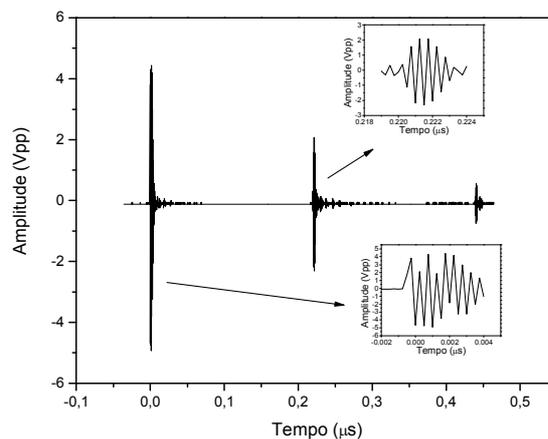


Figura 4.39: Pulsos de emissão e recepção do transdutor convencional para o modo de espessura excitado com três ciclo a uma distância de 170 mm do refletor.

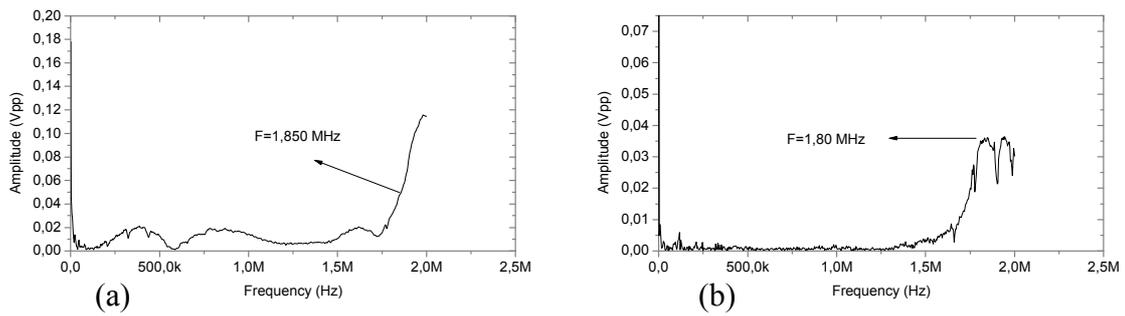


Figura 4.40: Transformada de Fourier, dos pulsos de emissão-recepção, do transdutor convencional para o modo de espessura, excitado com três ciclos. (a) sinal de emissão. (b) sinal de recepção.

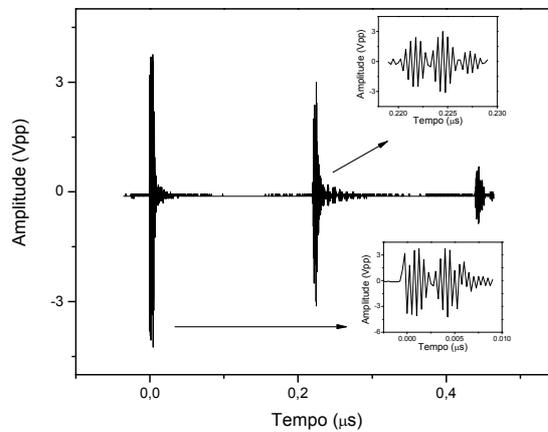


Figura 4.41: Pulsos de emissão e recepção do transdutor convencional para o modo de espessura excitado com dez ciclos a uma distância de 170 mm do refletor.

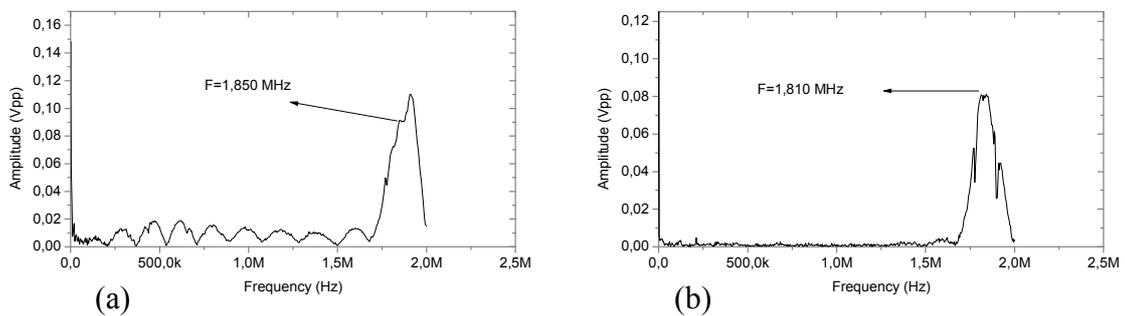


Figura 4.42: Transformada de Fourier, do pulso de emissão-recepção, do transdutor convencional para o modo de espessura, excitado com dez ciclos. (a) sinal de emissão. (b) sinal de recepção.

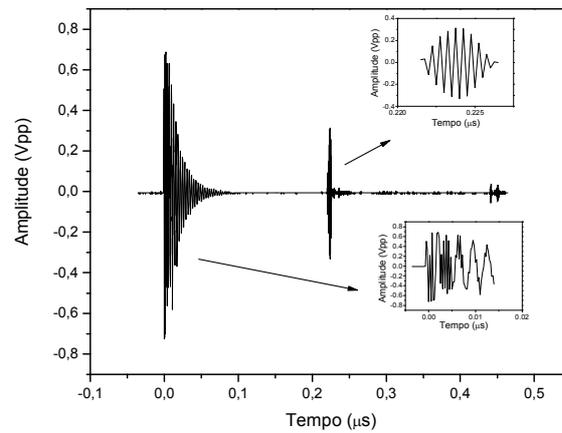


Figura 4.43: Pulsos de emissão e recepção do transdutor Bessel para o modo de espessura excitado com três ciclos a uma distância de 170 mm do refletor.

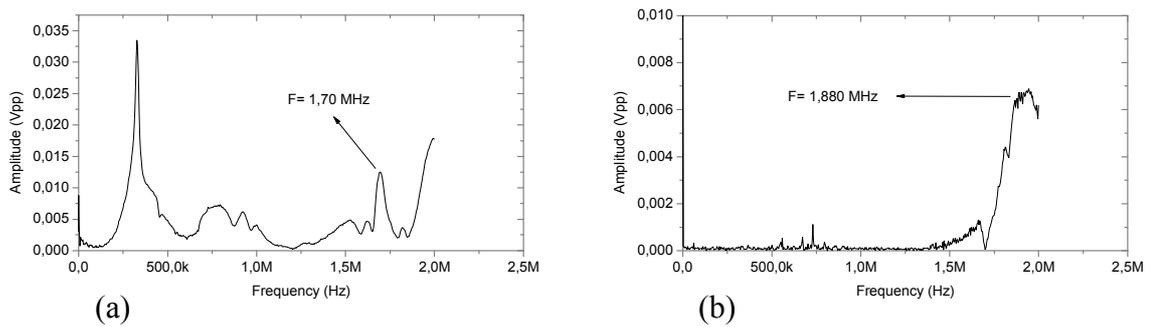


Figura 4.44: Transformada de Fourier, do pulso de emissão-recepção, do transdutor Bessel para o modo de espessura, excitado com três ciclos. (a) sinal de emissão. (b) sinal de recepção.

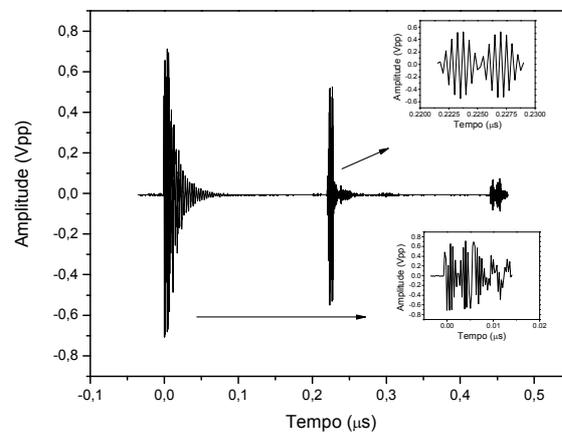


Figura 4.45: Pulsos de emissão e recepção do transdutor Bessel para o modo de espessura excitado com dez ciclos a uma distância de 170 mm do refletor.

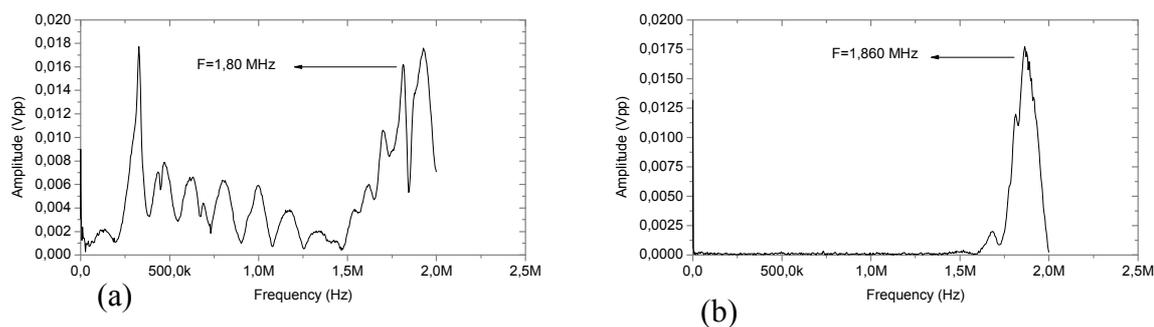


Figura 4.46: Transformada de Fourier, do pulso de emissão-recepção, do transdutor Bessel para o modo de espessura, excitado com três ciclos. (a) sinal de emissão. (b) sinal de recepção.

Tabela 4.10: Valores de tensão de pico a pico (Vpp) dos espectros dos sinais (pulsos de emissão-recepção dos transdutores, convencional e Bessel) das Figuras de 4.39 à 4.46.

| Transdutor Convencional com “burst“ de Três Ciclos | | |
|---|------------------------------|------------------------------|
| Tipo de Análise | Emissão (Vpp) | Recepção (Vpp) |
| Pulso Eco | 4,400 | 2,065 |
| Transformada de Fourier | 0,050 Freqüência de 1,85 MHz | 0,036 Freqüência de 1,81 MHz |
| Transdutor Convencional com “burst“ de dez Ciclos | | |
| Tipo de Análise | Emissão (Vpp) | Recepção (Vpp) |
| Pulso Eco | 3,753 | 3,003 |
| Transformada de Fourier | 0,110 Freqüência de 1,85 MHz | 0,080 Freqüência de 1,81 MHz |
| Transdutor Bessel com “burst“ de Três Ciclos | | |
| Tipo de Análise | Emissão (Vpp) | Recepção (Vpp) |
| Pulso Eco | 0,688 | 0,313 |
| Transformada de Fourier | 0,013 Freqüência de 1,70 MHz | 0,006 Freqüência de 1,88 MHz |
| Transdutor Bessel com “burst“ de dez Ciclos | | |
| Tipo de Análise | Emissão (Vpp) | Recepção (Vpp) |
| Pulso Eco | 0,713 | 0,525 |
| Transformada de Fourier | 0,016 Freqüência de 1,80 MHz | 0,015 Freqüência de 1,86 MHz |

Para o modo de espessura não ocorreu nenhum contratempo, ambos os transdutores obtiveram perfis condizente com o proposto pela literatura. O transdutor Bessel excitado no modo de espessura obteve boas resoluções axial e lateral, boa colimação (boa diretividade), baixos efeitos de difração e profundidade de campo com o esperado pela literatura. O transdutor convencional excitado no modo de espessura obteve baixa resolução lateral, maior

efeito de difração em relação ao transdutor Bessel e profundidade de campo condizente com a literatura. Podendo assim, através dessa análise, dar maior credibilidade aos resultados obtidos pelo modo radial, que é o de maior interesse já que foi encontrado um resultado até então não descrito na literatura.

4.3.3 Resumo das Características dos Transdutores Construídos

Na Tabela 4.11 estão dispostas as principais características dos transdutores construídos neste trabalho, excitados no modo radial. As linhas com destaque em vermelho são os parâmetros mais relevantes na caracterização de um transdutor, a célula em azul é referente a um valor teórico. Com esse resumo é possível estabelecer o potencial de cada transdutor, para possíveis aplicações.

Tabela 4.11: Características dos transdutores excitados no modo radial

| Parâmetros | | Transdutor Bessel | Transdutor Convencional tipo P | Transdutor Convencional Excitado no 3º Harmônico | Transdutor Convencional Excitado no 5º Harmônico |
|---------------------------------|-------|-------------------|--------------------------------|--|--|
| Distância de Rayleigh (mm) | | 20 | 2,4 | 60 | 55 |
| Resolução Lateral (mm) | | 4 | 6 | 14 | 12 |
| Difração (graus) | | 2,5 | 21 | 3,5 | 2,8 |
| Difração (graus) | -3db | 0 | 0 | 0 | 0 |
| | -6dB | 1 | 3 | 0 | 0 |
| | -12dB | 3 | 3,5 | 2 | 0 |
| Largura do Lóbulo Central (mm) | -3db | 4 | 6 | 14 | 12 |
| | -6dB | 10 | 9 | 20 | 19 |
| | -12dB | 22 | 18 | 40 | 34 |
| Profundidade de Penetração (mm) | -3db | 60 | 24 | 145 | 107 |
| | -6dB | 92 | 40 | 250 | 175 |
| | -12dB | 220 | 100 | >250 | >250 |
| Frequência de Operação (kHz) | | 325 | 390 | 330 | 440 |
| Raio(mm) | | 12,3 | 3,05 | 12,3 | 12,3 |

Na Tabela 4.12 estão dispostas as principais características dos transdutores construídos nesse trabalho, excitados no modo de espessura. As linhas com destaque em vermelho são os parâmetros mais relevantes na caracterização de um transdutor

Tabela 4.12: Características dos transdutores excitados no modo de espessura

| Parâmetros | | Transdutor Bessel | Transdutor Convencional |
|---------------------------------|-------|-------------------|-------------------------|
| Distância de Rayleigh (mm) | | 80 | 160 |
| Resolução lateral | | 3 | 7 |
| Difração (graus) | | 0,6 | 3,4 |
| Difração (graus) | -3db | 0 | 0 |
| | -6dB | 0 | 0 |
| | -12dB | 0 | 0 |
| Largura do Lóbulo Central (mm) | -3db | 3 | 7 |
| | -6dB | 5 | 16 |
| | -12dB | 8 | 24 |
| Profundidade de Penetração (mm) | -3db | 100 | 240 |
| | -6dB | 170 | >250 |
| | -12dB | >250 | >250 |
| Frequência de Operação (MHz) | | 1,79 | 1,89 |
| Raio(mm) | | 12,3 | 12,3 |

Capítulo 5 – Conclusões

Este trabalho foi dedicado à construção e caracterização de transdutores ultra-sônicos Bessel e convencional, para os modos de vibração de espessura e radial, visando estimar o potencial do transdutor para aplicações em diagnoses (ensaios não destrutivos).

Para isso se propôs a construção de um transdutor com polarização uniforme e outro com polarização variável. O perfil da polarização não uniforme seguiu o padrão de uma função de Bessel, em anéis concêntricos nas faces da cerâmica.

Nos transdutores construídos foram aplicadas as técnicas de caracterização eletromecânica, Acústica, análise dos pulsos em regime de emissão e recepção com o hidrofone e análise dos pulsos em regime de emissão-recepção com o transdutor (pulso eco).

Pela caracterização eletromecânica, foram visualizados os modos de vibração e seus respectivos harmônicos, dos transdutores emissores e receptores.

Os transdutores receptores (hidrofones) adequaram-se às condições necessárias para um bom mapeamento do campo acústico para frequências de operação dentro dos limites citados abaixo de 500 kHz e entre 1,60 MHz e 2,5 MHz, obtendo nesse intervalo de frequências boa linearidade do sinal eletromecânico.

Dos transdutores emissores o transdutor Bessel para o modo radial apresenta uma particularidade, aparece um único pico de impedância intensificado em torno de 325 kHz. Este fato se deve à não uniformidade da polarização dos anéis concêntricos, o que resulta em um comportamento individual da vibração radial de cada anel. Quando os anéis são colocados em curto circuito, a vibração individual de cada anel, dá lugar a um único pico de intensidade. Dessa forma se vê que o transdutor Bessel suprime frequências radiais características de um transdutor convencional polarizado uniformemente.

Com os transdutores receptores, com resposta linear nas faixas de frequência de operação, dos transdutores emissores, excitados no modo radial e no modo de espessura foi possível realizar a caracterização acústica.

Da caracterização acústica se comparou as respostas obtidas pelos transdutores construídos para o modo radial e modo de espessura. Foram realizados mapeamentos nos planos XY e YZ e ao longo dos eixos X e Y.

Os mapeamentos dos campos acústicos para o modo de espessura, obtiveram resultados satisfatórios sendo esses condizentes com a literatura. O transdutor Bessel obteve

boa colimação ao longo do campo, baixos efeitos de difração e boas resoluções laterais e axiais comparados com o transdutor convencional excitado no modo de espessura.

Os mapeamentos dos feixes ultra-sônicos para o modo radial apresentaram os seguintes resultados. O transdutor Bessel, não atingiu as metas esperadas, devido ao alto valor dos lóbulos laterais, comparados com o lóbulo central. O que para diagnose (ensaios não destrutivos) é muito prejudicial, pois pode levar o operador do transdutor a um equívoco.

O transdutor convencional no modo radial excitado no 3º ou 5º harmônico obteve um inesperado resultado. Pode-se observar que um transdutor convencional, excitado no modo radial, operando no 3º ou 5º harmônico, é um transdutor “Bessel natural”, assumindo características condizentes a esse perfil. As características apresentadas são as seguintes, boa colimação do feixe, boa diretividade, boas resoluções axiais, baixos lóbulos laterais, pouco espalhamento e alta profundidade de penetração do campo, a única característica que não obteve um bom resultado foi a resolução lateral, devido à largura do lóbulo lateral não ser tão estreito em comparação ao transdutor Bessel. Todas essas características tiveram como critério de comparação o transdutor Bessel construído nesse trabalho, pois não foi encontrado na literatura, referências à este tipo de mapeamento do campo acústico, para o modo radial.

Os resultados decorrentes deste trabalho evidenciam claramente que transdutores ultra-sônicos com polarização não uniforme, em particular os do tipo Bessel, apresentam potencial para utilização em transdutores ultra-sônicos piezoelétricos com difração controlada, que explorem tanto o modo de vibração radial quanto o de espessura do elemento piezoelétrico.

Capítulo 6 – Bibliografía

- [1] KINO, G.S. **Acoustic waves: devices, imaging and analog signal processing**. New Jersey: Prentice-Hall; Englewood Cliffs, 2000.
- [2] BRITTINGHAM, J.N. Focus wave modes in homogeneous Maxwells equations: transverse electric mode. **Journal of Applied Physics**, v. 54, n.3, p. 1179-1189, 1983.
- [3] LU, J.; ZOU, H.; GREENLEAF, J.F. Biomedical ultrasound beam forming. **Ultrasound in Medicine and Biology**, v. 20, n.5, p. 403-428, July 1994.
- [4] DURNIN, J. Exact solutions for non-diffracting beams: the scalar theory. **Journal of the Optical Society of America**, v. 4, p. 651-654, 1987.
- [5] HSU, D. K.; MARGETAN, F.J.; THOMPSON, D.O. Bessel beam ultrasonic transducer: fabrication method and experimental results. **Applied Physics Letter**, v. 55, n. 20, p. 2066-2068, Nov. 1989.
- [6] LU, J.; GREENLEAF, J.F. Theory and acoustic experiments of nondiffracting X waves. **IEEE Ultrasonic Symposium Proceedings**, v.2, p.1155-1159, 1991.
- [7] LU, J.; GREENLEAF, J.F. Experimental verification of non-diffracting x wave. **IEEE Transactions on Ultrasonic. Ferroelectrics, and Frequency Control**, v 39, p 446-452. 1992.
- [8] LU, J.; GREENLEAF, J.F. Diffraction-limited beams and their applications for ultrasonic imaging and tissue characterization, New Developments in Ultrasonic Transducers and Transducer Systems, **Proceedings of SPIE**, v.1733, p.92- 119, 1992.
- [9] LU, J.; GREENLEAF, J.F. Application of bessel beam for doppler velocity estimation. **IEEE Transactions on Ultrasonic. Ferroelectrics and Frequency Control**, v.42, p.649-662, 1995.
- [10] STEPANISHEN, P. R. The time-dependent force and radiation impedance on a piston in a rigid infinite planar baffle. **Journal of the Acoustical Society of America**, v. 49, n. 3, p. 841-849, 1971.
- [11] UCHINO, K. **Ferroelectric devices**. New York: Marcel Dekker, 2000.

- [12] AULD, B. A. Wave propagation and resonance in piezoelectric materials. **Journal of the Acoustical Society of América**, v. 70, n. 6, p. 1577-1585, Dec. 1981.
- [13] BERLINCOURT, D.A. Delay line transducer materials. **IEEE International Convention Record**, Part II, p. 61, 1967.
- [14] SILK, M.G. **Ultrasonic transducers for nondestructive testing**. Bristol: Adam Hilger, 1984.
- [15] Kino, G.S; DESILETS, C.S. Design of slotted transducer arrays with matched backings. **Ultrasonic Imaging**, p. 189-209, 1979.
- [16] IKEDA, T. **Fundamentals of piezoelectricity**. Oxford: University Press, 1990.
- [17] NYE, J. F. **Physical properties of crystals**. Oxford: Clarendon Press, 1977.
- [18] TIERSTEN, H. F., **Linear piezoelectric plate vibrations**. New York: Plenum, 1969.
- [19] KITTEL, C. **Introduction to solid state physics**. 4. ed. New York: John Wiley, 1971.
- [20] IEEE - Standard on piezoelectricity, ANSI/IEEE Std 176-1978, **IEEE -Transactions on Sonics and Ultrasonics**, v. 31, n.2 march, 1984. Supl.
- [21] IEEE - Standards on Piezoelectricity 176-1987, **IEEE - Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics; Frequency Control**, v. 43, p. 5, 1996.
- [22] JAFFE, B.; COOK, W. R.; JAFFE, H. **Piezoelectric ceramics**. London: Academic Press, 1971.
- [23] I.R.E. **Standards on Piezoelectric Crystals**: Measurements of piezoelectric ceramics proc. IRE, v. 49, p. 1161- 1961.
- [24] MEITZLER, H. A.; O'Brian, H. M.; TIERSTEN, H. F. Definition and measurement of radial mode coupling factors in piezoelectric ceramic materials with large variation in poisson's ratio". **IEEE Transactions on Ultrasonic**, v. 20, p. 233-239, 1973. Supl.
- [25] CHIVERS, R.C.; LEWIN, P.A. The voltage sensitivity of miniature piezoelectric plastic ultrasonic probes. **Ultrasonics**, v. 20, p. 279-281, 1982.

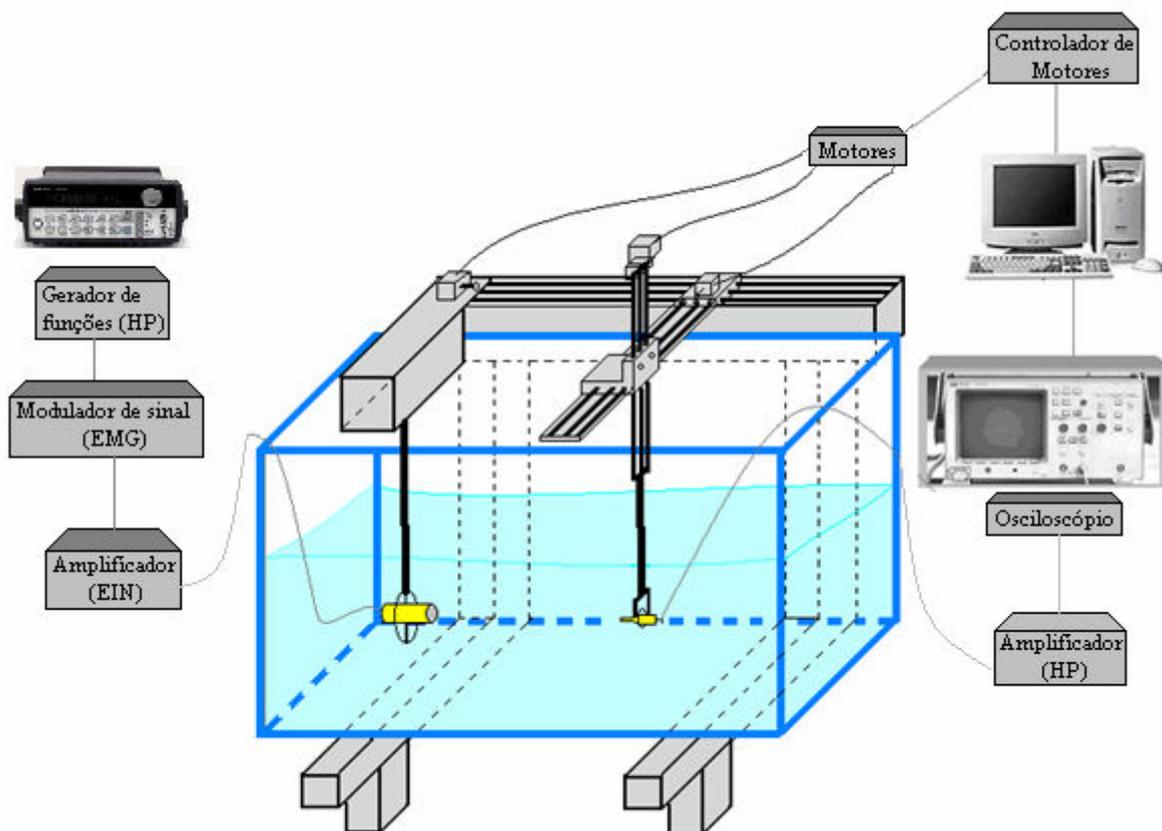
- [26] HUNT, W.J.; ARDITI, M.; FOSTER, F.S. Ultrasound transducers for pulse-echo medical imaging. **IEEE Transaction on Biomedical Engineering**, v. 30, n. 8, p. 453-481, August 1983.
- [27] AULET, A. **Transdutores ultra-sônicos piezoelétricos com difração limitada: simulação e construção**. 2006. 176 f. Tese (Doutorado em Física) – Centro de Ciências Exatas e Tecnologia, Universidade Federal de São Carlos, São Carlos. 2006.
- [28] KINSLER, L. E.; FREY, A. R. **Fundamentos de acústica**. Montevideo: Editorial LIMUSA, 1998.
- [29] MORSE, P.M.; INGARD, K.U. **Theoretical acoustic**. New York: McGraw-Hill 1968.
- [30] GODMAN, J.W. **Introduction to fourier optics**. New York: McGraw-Hill 1996.
- [31] ZEMANEK, J. Beam behavior within the nearfield of a vibrating piston. **Journal of the Acoustical Society of America**, v. 49, n. 1, p. 181-191, 1971.
- [32] HUTCHINS, D.A., et al. Continuous-wave pressure fields of ultrasonic transducers. **Journal of the Acoustical Society of America**, v. 80, n.1, p. 1-12, 1986.
- [33] FREEDMAN, A. Transient fields of acoustic radiators. **Journal of the Acoustical Society of America**, v. 48, n. 1-B, p. 135-138, 1970.
- [34] HUTCHINS, D. A.; HAYWARD, G. Radiated fields of ultrasonic transducers, **Physical Acoustics Vol XIX Ultrasonic Measurements Methods**, Academic, Boston (1990). **America**, v. 48, n. 1-B, p. 135-138, 1970.
- [35] HARRIS, G.R. Review of transient field theory for a baffled planar piston. **Journal of the Acoustical Society of América**, v. 70, n. 1, p. 10-20, 1981.
- [36] STEPANISHEN, P. R. Transient radiation from pistons in an infinite planar baffle. **Journal of the Acoustical Society of America**, v. 49, n. 5, p. 1629-1638, 1971.
- [37] STEPANISHEN, P. R. The time-dependent force and radiation impedance on a piston in a rigid infinite planar baffle. **Journal of the Acoustical Society of America**, v. 49, n. 3, p. 841-849, 1971.
- [38] CALAS, H. et al., Simulation of Bessel beam transducers using impulse response technique. **Revista Mexicana de Física**, v. 52, p.86, 2006.

- [39] STEPANISHEN, P. R. Acoustic transients from planar axisymmetric vibrators using the impulse response approach. **Journal of the Acoustical Society of America**, v. 70, n. 4, p. 1176-1181, 1981.
- [40] NELLI E. C. **Modelagem vibracional de transdutores de ultra-som piezoelétricos pelo método de elementos finito**, 1993. Dissertação (Mestrado), EESC, Escola de Engenharia de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos 1993.
- [41] DESILETS, C.S.; FRASER, J.D.; KINO, G.S. The design of efficient broad-band piezoelectric transducers. **IEEE Transaction on Sonic and Ultrasonics**, v. SU-25, n. 3, p. 115-125, May 1978.
- [42] KINO, G.S. **Wave Propagation with finite exciting sources in: _____**. **Acoustic Waves: devices, imaging and analog signal processing**. New Jersey: Prentice-Hall; Englewood Cliffs, 1987. p. 154-312.
- [43] AULET, A. **Cerâmicas piezo-composites 1-3 para emissão-recepção de Ultrasonidos**. 2001. Dissertação (Maestria em Física), Universidad de la República, Montevideo, Uruguay. 2001.
- [44] DURBIN, J. Exact solutions for non-diffracting beams: the scalar theory. **Journal of the Optical Society of America**, v. 4, p. 651-654, 1987.
- [45] GARCIA, D. **Cerâmicas de titanato de chumbo dopadas com La, Sr, Nb e Mn: preparação e caracterização**. 1989. Dissertação (Mestrado) – Centro de Ciências Exatas e Tecnologia, Universidade Federal de São Carlos, São Carlos, 1989.
- [46] CALAS, H. **Transdutores de Bessel mediante polarización variable: construcción y estudio de sus propiedades**. 2006. 114 f. Tesis (Doctor en Ciencias Físicas) - Instituto de Cibernética Matemática y Física, La Habana, Cuba. 2006.

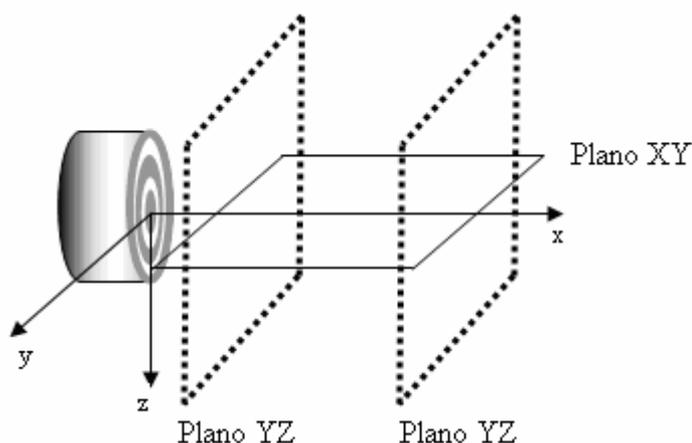
Apêndice A – Protocolo para Medidas do Campo de Radiação.

Aparato experimental:

- Tanque de vidro com as seguintes dimensões 80 X 60 X 50 cm;
- 3 Motores passo;
- Controlador de motor de passo;
- Computador;
- Gerador de funções HP modelo 33120;
- Modulador de pulsos EMG, modelo 11591;
- Amplificador de potência EIN, modelo 2100L;
- Transdutor;
- Hidrofone;
- Amplificador HP, modelo 641;
- Osciloscópio, Agilent, modelo 54622A.



Desenho experimental dos planos varridos para aquisição das medidas.



Eixos de mapeamento dos campos acústicos:

Antes de executar o programa de posicionamento, (SIMACA) verificar se o Aplicativo do programa de posicionamento e o do programa HP – VEE, que faz a leitura do osciloscópio, estão no mesmo diretório, pois, isto garante o sincronismo do mapeamento.

Após abrir o programa de posicionamento (SIMACA), deve-se acionar o botão iniciar para se ter acesso ao programa e o botão ligar para ativar os motores de passo.

Para um bom mapeamento, deve-se alinhar o hidrofone perante a face do transdutor, onde o mesmo contém dois graus de liberdade. Após o alinhamento, centralizar o Hidrofone perante o pico de maior energia em relação aos eixos Y e Z e zerar os eixos nos botões eixo y =0 e eixo z =0. Para zerar o eixo X é necessário que a face do hidrofone fique em contato com a face do Transdutor, zerando assim, o Eixo X acionando o botão eixo x =0.

Na janela referente à velocidade, procura-se não alterar, pois, a mesma já está otimizada para que os motores trabalhem da melhor forma possível.

Através do ícone controle de varredura, são definidos pelo usuário os deslocamentos nos três eixos, e o passo dos mesmos. Colocam-se os valores que se deseja fazer o mapeamento acionando o botão, calcular pontos, em seguida, aciona-se o botão iniciar no ícone varredura, dessa forma os motores posicionarão os eixos no ponto $X=20$, $Y=-60$ e $Z=0$, sendo esse, o marco inicial. Estando os eixos acionados na posição inicial, não se moverão enquanto não encontrar no diretório o ícone referente ao ponto rad121xytr2b1, nome esse dado para os pontos serem salvos, a partir daí, na janela de status, do controle de varredura, aparecerá OK no referido ponto seguindo assim até o último ponto. Usando como exemplo a tela do programa de posicionamento mostrada abaixo. A varredura estaria sendo feita no

plano XY, fixando assim o Eixo Z em um único valor. É usado como padrão, os eixos se moverem do menor valor para o maior.

O eixo Y moveria de -60 à 60 mm com um passo de 1 mm;

O eixo X moveria de 20 à 260 mm com um passo de 2 mm.

A ordem em que se realizam os movimentos está definida como sendo:

Primeiro o eixo Y é movimentado por toda sua extensão de -60 à 60 mm, chegando ao extremo superior o motor do eixo X é acionado movimentando em 2 mm para +, após esse procedimento o eixo Y é acionado novamente, agora movendo do valor maior para o menor, em um processo de ida e volta (zigue-zague), até atingir o ultimo valor de X.

O sistema de sincronismo é feito a partir do osciloscópio, onde o mesmo grava o sinal adquirido através do HP-VEE, num arquivo nome, que por obrigatoriedade, tem que ser o mesmo nome da janela arquivo, do controle de posicionamento.

Controle de Posicionamento XYZ

Principal Ajuda

Motores

Inicializar

Ligar

Desligar

Posição Atual

X: 0,0000 mm

Y: 0,0000 mm

Z: 0,0000 mm

Controle de Posicionamento

X (mm): X- X+ eixo X = 0 0,0000

Y (mm): Y- Y+ eixo Y = 0 0,0000

Z (mm): Z- Z+ eixo Z = 0 0,0000

Deslocar: 0,0000 mm Mover

Velocidade: 10 mm/s X,Y,Z->0,0,0

Controle de Varredura

Calcular pontos INTERVALO N°PTs Espaçamento

X (mm): 20,0000 260,000 121 2,0000

Y (mm): -60,0000 60,0000 121 1,0000

Z (mm): 0,0000 0,0000 1 0,0000

Arquivo: rad121xytr2b Ext: M

Sincronizar(arqs do osciloscópio).

Varredura

Iniciar Pausar Continuar Cancelar P-a-P Limpar

Salvar Carregar Tempo: 1,0 seg

| | X | Y | Z | STATUS |
|---|----|-----|---|--------|
| 1 | 20 | -60 | 0 | 0 |
| 2 | 20 | -59 | 0 | 0 |
| 3 | 20 | -58 | 0 | 0 |
| 4 | 20 | -57 | 0 | 0 |
| 5 | 20 | -56 | 0 | 0 |
| 6 | 20 | -55 | 0 | 0 |

0% [0/14641] Tempo estimado: 4:4:1

Z X Y

Apêndice B – Processamento de Sinais

Para se construir os gráficos referentes ao mapeamento do campo acústico é necessário processar os sinais que foram gravados no diretório como no exemplo do apêndice A.

Com os dados no diretório os dados são compilados através de um programa em Matlab, SINCROMISMO.M, onde o mesmo lê o sinal do osciloscópio e o separa em duas janelas, janela de emissão e janela de recepção. Após esse procedimento o programa expõe os dados em forma de tabela. O ponto referente ao pico de maior intensidade da janela de emissão na coluna 1 e o ponto referente ao pico de maior intensidade da janela de recepção na coluna 2.

O programa que gráfica os pontos, GRAFICADB.M, aciona a tabela guardada pelo SINCROMISMO.M e a tabela guardada pelo (SIMACA). Com essas duas tabelas o programa GRAFICADB.M gráfica os pontos em até três dimensões.