

PMC

FT-699

JULIO CEZAR ADAMOWSKI

MEDIÇÃO DE DENSIDADE DE LÍQUIDOS POR ULTRA-SOM

**Tese apresentada à Escola Politécnica da
Universidade de São Paulo para obtenção do
título de Doutor em Engenharia**

Área de Concentração: Engenharia Mecânica

Orientador: Lucas Antonio Moscato

1993

Adamowski, Julio Cezar

Medição de Densidade de Líquidos por Ultra-Som.
São Paulo, 1993
116p.

Tese (Doutorado) - Escola Politécnica da
Universidade de São Paulo. Departamento de Engenharia
Mecânica.

1. Medição de densidade 2. Ultra-som I.
Universidade de São Paulo. Escola Politécnica.
Departamento de Engenharia Mecânica II. t

DEDALUS - Acervo - EPMN



31600010330

**Dedico este trabalho à Cidinha e aos meus filhos,
privados do carinho nas longas horas que resultaram neste trabalho.**

AGRADECIMENTOS

Ao orientador Prof. Lucas Antonio Moscato pelo apoio na realização deste trabalho.

Aos alunos de mestrado Claudio Simon, Emilio Carlos Neli Silva, Flávio Buiochi e Ricardo Tokio Higuti que colaboram diretamente na elaboração deste trabalho.

A todos os colegas do Departamento de Engenharia Mecânica da EPUSP que direta ou indiretamente, colaboraram na execução deste trabalho.

À FINEP, através do programa PADCT, pelo suporte financeiro para a implementação dos dispositivos experimentais utilizados neste trabalho.

SUMÁRIO

Resumo

"Abstract"

1 INTRODUÇÃO	1
1.1 Introdução	1
1.2 Densidade de líquidos	2
1.3 Objetivo da pesquisa	4
1.4 Organização da tese	6
2 PROPAGAÇÃO DE ONDAS ACÚSTICAS	7
2.1 Introdução	7
2.2 Equação da onda	7
2.3 Impedância acústica	9
2.4 Atenuação	11
2.5 Fenômenos de transmissão	13
2.6 Radiação de um pistão circular plano	16
2.6.1 Radiação em excitação contínua	17
2.6.2 Radiação em excitação transiente	19
2.6.3 Resposta pulso-eco de obstáculos pontuais	23
2.6.4 Resposta de um receptor num campo acústico transiente	23
3 TRANSDUTORES DE ULTRA-SOM	31
3.1 Introdução	31
3.2 Materiais Piezoelétricos	31
3.3 Transdutores sintonizados	33

3.4 Transdutores banda larga	35
3.5 Hidrofonos	36
3.6 Discussão	37
4 CARACTERIZAÇÃO DE MATERIAIS POR ULTRA-SOM	40
4.1 Introdução	40
4.2 Medição dos coeficientes de reflexão e atenuação	40
4.3 Medição da velocidade de propagação da onda acústica	47
4.4 Medição da densidade de líquidos por ultra-som	49
5 DIFRAÇÃO ACÚSTICA	52
5.1 Introdução	52
5.2 Modelos teóricos para correção da difração	53
5.3 Correção matemática do efeito de difração	58
5.4 Receptores com grande abertura	60
6 MEDIDOR DE DENSIDADE	63
6.1 Introdução	63
6.2 Transdutor duplo elemento	64
6.3 Célula de medição de densidade	68
6.3.1 Princípio de funcionamento	68
6.3.2 Medição com o líquido em repouso	70
6.3.3 Medição com o líquido em movimento	71
6.3.4 Escoamento de líquidos em tubos	76
6.3.5 Propagação de ondas num camada de líquido em movimento	78
6.4 Equipamentos eletrônicos	78

7 RESULTADOS EXPERIMENTAIS	81
7.1 Introdução	81
7.2 Medição de densidade com o líquido em repouso	84
7.3 Medição de densidade com o líquido em movimento	95
7.4 Comentários e conclusões	99
8 CONCLUSÕES	102
ANEXO A	106
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	109

Resumo

Este trabalho trata do desenvolvimento de estratégias de medição contínua de densidade de líquidos escoando em tubos, utilizando as propriedades da propagação de ultra-som pulsado.

A medição de densidade de líquidos tem uma grande gama de aplicações na indústria de alimentos, farmacêutica, química, petroquímica, etc; a possibilidade de medição contínua poderá proporcionar um melhor controle dos processos.

Foram desenvolvidas duas estratégias para a medição de densidade baseadas na medição do coeficiente de reflexão da pressão acústica na interface entre um material de referência e o líquido cuja densidade será medida. Uma das estratégias utiliza o método de reflexão relativa e a outra o método de múltiplas reflexões.

Para evitar erros devidos ao efeito de difração acústica e à falta de estabilidade (no tempo) do transdutor e eletrônica associada, foi desenvolvido um transdutor duplo elemento, com emissor cerâmico (comercialmente disponível) e receptor de filme de PVDF. O diâmetro do receptor é grande o suficiente para interceptar todo o campo acústico gerado pelo emissor e assim eliminar o efeito de difração.

Foram realizados experimentos de medição de densidade de líquidos (água destilada, gasolina e diesel) em repouso e os resultados apresentam um erro máximo, absoluto, da ordem de 2%, em relação aos valores medidos por métodos estáticos mais precisos.

Foram realizados experimentos com o líquido em movimento, utilizando água, e foi verificado que o coeficiente de reflexão não varia com a velocidade do escoamento, mesmo para níveis elevados de turbulência. Assim, a medição de densidade do líquido em movimento independe do tipo de escoamento. Estes resultados podem ser estendidos para outros líquidos com baixa viscosidade.

Júlio pag 116

"Abstract"

This work is about the development of continuous density measurement strategies of liquids flowing in pipelines, using pulsed ultrasonic propagation properties.

Liquid density measurement has a wide range of applications in food, pharmaceutical, chemical, and petrochemical industries. The continuous measurement may lead to a better process control.

Two density measurement strategies based on acoustic pressure reflection coefficient measurement at the interface between a reference material and the liquid which density will be measured were developed. One of the strategies uses the relative reflection method and the other one the multiple reflection method.

In order to avoid errors due to the acoustic diffraction effect, the lack in stability (in time) of the transducer and the associated electronics, it was developed a double-element transducer, with a ceramic emitter (commercially available) and a PVDF film receptor. The diameter of the receptor is large enough to intercept all the acoustic field generated by the emitter and thus eliminate the diffraction effect.

Experiments including density measurement of some liquids at rest (distilled water, petrol and diesel) were done. The results presented maximum absolute errors of about 2%, when compared to more accurate measurement techniques.

Experiments with liquid flowing in a pipeline (water) were done. The results showed that the reflection coefficient does not vary with the flow velocity, even for high turbulent flow. So, the liquid flow density measurement is independent of the kind of flow. These results may be extended to other liquids of low viscosity.

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

1.1 Introdução

Existe um grande potencial para aplicações utilizando a propagação de ondas acústicas, na faixa de ultra-som, para caracterizar materiais (sólidos e líquidos) através da medição de parâmetros, tais como velocidade de propagação da onda, atenuação, coeficientes de reflexão e transmissão, etc. A medição destes parâmetros envolve: a transdução de geração do ultra-som, os fenômenos ocorridos durante a propagação das ondas de ultra-som no material, e a transdução de recepção das ondas depois de interagirem com o material.

Pesquisas relacionadas à caracterização de materiais vêm sendo desenvolvidas para aplicações na caracterização de tecidos humanos (área médica) e na medição de velocidade e atenuação em sólidos (ensaios não destrutivos de materiais - END). As aplicações em END começaram na década de 50 e a caracterização de tecidos humanos é mais recente. As aplicações em END envolvem a propagação de ondas em sólidos, tornando o problema um pouco mais complexo. Nas aplicações médicas as diferenças de impedâncias acústicas entre os meio de propagação são muito pequenas. Observa-se na literatura que a interação entre estas duas áreas, apesar dos problemas físicos serem muito semelhantes, é muito pequena. Um problema clássico presente nas duas áreas é a difração acústica. Em END os modelos matemáticos de correção de difração são muito utilizados, talvez porque as interfaces são geralmente bem definidas e possuem geometrias simples. Os transdutores de ultra-som utilizados nas aplicações nas duas áreas operam, geralmente, na faixa de 1 a 10 MHz, são construídos com materiais piezoelétricos e têm configurações muito semelhantes.

Os materiais piezoelétricos cerâmicos tiveram um grande desenvolvimento e na década de 70 surgiu o PVDF, um polímero com propriedades piezoelétricas, e que tem uma aplicação ainda pouco expressiva na construção de transdutores apesar de sua excelente resposta em frequência e a baixa impedância acústica, características muito importante em aplicações na área médica.

Os transdutores são geralmente modelados a partir de analogias elétricas que consideram o problema unidirecional (modelo do pistão plano). Modelos mais próximos de transdutores reais que envolvem a análise vibracional tridimensional são recentes, e são baseados na aplicação de métodos de elementos finitos que geralmente exigem uma grande carga computacional.

O grande avanço da eletrônica digital, com a diminuição dos custos dos microprocessadores, dos processadores digitais de sinais, das memórias, dos componentes rápidos de conversão analógica-digital ("flash AD"), tem permitido o desenvolvimento de instrumentos de medição mais precisos e menos sensíveis às variações no meio, devido à facilidade de implementação de algoritmos de auto-calibração. Apesar disso o elemento sensor ainda é um ponto vulnerável num instrumento de medição.

A medição de densidade de líquidos homogêneos e não homogêneos tem uma grande gama de aplicações na indústria de alimentos, farmacêutica, química, petroquímica, etc. Aplicações em controle de processos industriais contínuos requerem medições com o líquido em movimento.

1.2 Densidade de líquidos

Como regra geral, a densidade dos líquidos diminui com o aumento de temperatura, e numa taxa bem menor aumenta com o aumento de pressão. A medição da densidade de um líquido em repouso é relativamente simples. Um dos métodos mais precisos para a

medição da densidade de um líquido é através da utilização do picnômetro. O picnômetro é um recipiente com uma tampa perfeitamente ajustada, com um orifício capilar para deixar sair o excesso de líquido. A calibração do volume do picnômetro é feita com água destilada, medindo-se a massa do picnômetro duas vezes, uma quando vazio e outra quando cheio de água destilada, utilizando-se uma balança analítica. Deve-se tomar o cuidado de registrar a temperatura, e efetuar as devidas correções. A precisão da medida pode chegar a 0.01% desde que sejam tomados todos os cuidados necessários. É necessário limpar muito bem o picnômetro entre uma medida e outra. Um outro método utilizado é através da medida do volume deslocado para uma determinada força de empuxo. Neste método utilizam-se recipientes hermeticamente fechados, com forma alongada, sendo que numa das extremidades é colocada uma massa de chumbo e na outra uma graduação do volume deslocado. Estes métodos de medição de densidade não se aplicam a controle de processos contínuos devido à dificuldade de automatização da medição.

Em processos contínuos o método mais utilizado é o de ressonância de massa, ou de vibração ressonante. O líquido passa através de um tubo com paredes internas polidas, e a densidade é calculada a partir da frequência natural do conjunto tubo-massa do líquido contida no tubo [MILL88]. Este método apresenta duas limitações básicas: não permite a medição em linha com grandes vazões, e deve ser utilizada uma derivação da linha principal; é insensível a pequenas variações de densidade, pois a frequência de ressonância é proporcional ao inverso da raiz quadrada da massa ($f = (k / m)^{1/2} / 2\pi$).

Um outro método utilizado em processos contínuos para medição de densidade é através de radiação nuclear (raios gama). Este método requer uma fonte de radiação e um detector, posicionados radialmente opostos num tubo. Ao atravessar o líquido contido no tubo a radiação é absorvida e espalhada dependendo da composição do líquido. O valor da radiação detectada é relacionada à densidade do líquido. Este método, além de requerer

um local adequado para funcionamento, necessita de manutenção periódica, é muito sensível à calibração e não deve ser aplicado em processos que não podem receber radiação nuclear.

Uma alternativa para a medição contínua de densidade de líquidos é a utilização de ultra-som. A medida de densidade por ultra-som baseia-se nos fenômenos de transmissão da onda acústica de um meio para outro, e a determinação da impedância acústica do meio. Hale propôs um método baseado na medição do coeficiente de transmissão entre o líquido e o transdutor [HALE88]. Este método utiliza dois transdutores dispostos radialmente opostos no tubo, um emitindo pulsos de ultra-som, na faixa de 2 MHz e o outro recebendo. A amplitude da onda recebida é comparada com a obtida de um líquido de referência para se determinar a impedância acústica do líquido. A velocidade de propagação no líquido é medida através do tempo de trânsito do sinal e da distância entre o emissor e o receptor, e a densidade calculada dividindo-se a impedância acústica pela velocidade de propagação. Este método depende da estabilidade do emissor e do receptor, não leva em consideração a atenuação no líquido, e necessita de correção do efeito de difração acústica. Só foram realizados testes com o líquido em repouso. Um outro método estudado por McClements [McCL91] utiliza apenas um transdutor operando em modo pulso-eco, e mede o coeficiente de reflexão entre um material conhecido e o líquido cuja densidade deve ser determinada. Este método utiliza a reflexão no ar como referência, que é aplicada ao longo do tempo nas medições da impedância acústica do líquido, por isso, também é muito dependente da estabilidade de resposta do transdutor e necessita correções do efeito de difração. Este método só foi testado com líquidos em repouso.

1.3 Objetivo da pesquisa

Esta pesquisa tem como objetivo o desenvolvimento de estratégias de medição contínua e

não invasiva de densidade de líquidos homogêneos escoando em tubos, utilizando as propriedades da propagação de ultra-som pulsado. As estratégias propostas envolvem a aplicação dos fenômenos de propagação da onda acústica, o desenvolvimento de transdutores que possibilitem correções automáticas e medidas mais precisas, a utilização de sistemas digitais de aquisição de sinais e a aplicação de técnicas de processamento digital de sinais. Os pontos explorados foram:

- 1) Desenvolvimento de um transdutor do tipo duplo elemento (emissor e receptor separados), tendo como gerador de onda acústica (emissor) um transdutor cerâmico (comercialmente disponível), acoplado a uma linha de retardo (tarugo cilíndrico de acrílico¹), com diâmetro algumas vezes maior que o do transdutor, e como receptor uma membrana fina de PVDF, com diâmetro igual ao do tarugo de acrílico, alinhada axialmente com o transdutor cerâmico e acoplada à outra face do tarugo por meio de um adesivo do tipo epoxy. Esta combinação de transdutores torna o medidor de densidade insensível às variações do pulso emitido e do acoplamento do transdutor com o meio, e aos efeitos da difração acústica. O transdutor duplo elemento é muito sensível ao paralelismo das interfaces. Esta montagem possibilita a correção de temperatura a partir da medição da velocidade de propagação no tarugo de acrílico que fará parte do transdutor e servirá como referência.
- 2) Aplicação de técnicas de processamento digital de sinais para medir o tempo de trânsito entre interfaces, através de correlação cruzada, obter a resposta em frequência dos sinais através de transformadas rápidas de Fourier, com o objetivo de melhorar a precisão das medidas.
- 3) Verificação experimental dos modelo teóricos: dependência do escoamento, da frequência do pulso de ultra-som, dos efeitos de atenuação e difração, das

¹ Acrílico é o nome popular do polimetil-metacrilato

características do transdutor, das características do líquido, da temperatura, etc.

Os modelos utilizados são baseados na teoria linear de propagação de ondas acústicas, e os transdutores são considerados como pistões planos rígidos circundados por uma parede rígida e infinita.

1.4 Organização da tese

Este trabalho está dividido em oito capítulos, sendo o primeiro a introdução. No segundo capítulo são apresentadas as bases teóricas de propagação de ondas acústicas, abordando os tópicos necessários à compreensão deste trabalho. O capítulo 3 traz uma revisão sobre materiais piezoelétricos e transdutores de ultra-som, que serve como base para o desenvolvimento do transdutor duplo elemento, apresentado no capítulo 6. O capítulo 4 apresenta uma revisão detalhada dos métodos utilizados para caracterização de materiais, com discussões sobre as vantagens e desvantagens de cada método. Estes resultados são utilizados no desenvolvimento das células de medição de densidade, apresentadas no capítulo 6. O capítulo 5 apresenta uma revisão sobre os métodos de correção matemática de difração, sempre utilizando cálculos para ondas contínuas, e sugere um modelo de correção baseado na teoria de resposta impulsiva. O capítulo 6 apresenta o desenvolvimento do transdutor duplo elemento para medição de densidade, o desenvolvimento das células para medição de densidade de líquidos em repouso e para líquidos escoando num tubo, e os algoritmos para medição de densidade com as devidas correções. Apresenta também uma revisão sobre escoamento de líquidos em tubos, uma descrição da linha hidráulica utilizada nos ensaios com líquido em movimento, e os equipamentos eletrônicos utilizados nos experimentos. O capítulo 7 apresenta a análise dos resultados experimentais obtidos nas medições com líquidos em repouso (água destilada, gasolina e óleo diesel) e com líquido em movimento (água). No capítulo 8 tem-se as conclusões deste trabalho.

CAPÍTULO 2

PROPAGAÇÃO DE ONDAS ACÚSTICAS

2.1 Introdução

A propagação de uma onda acústica ou a presença de um campo acústico, num meio elástico, é caracterizada pelas variações das propriedades físicas que descrevem o estado do meio. Exemplos destas propriedades são: pressão, temperatura e densidade.

Num meio elástico genérico, temos basicamente dois tipos de deformações possíveis, resultando em tensão de compressão ou em tensão de cisalhamento. Conseqüentemente dois modos de propagação possíveis: (1) ondas de pressão ou ondas longitudinais, porque as partículas se deslocam na direção de propagação; (2) ondas de cisalhamento, também chamadas de ondas transversais, porque as partículas se deslocam perpendicularmente à direção de propagação. As ondas de cisalhamento existem apenas em meios que suportam cisalhamento, como nos sólidos em geral.

Ondas acústicas em fluidos não viscosos são ondas longitudinais: as moléculas movem-se para frente e para trás na direção de propagação, produzindo zonas de compressão e expansão. Nos fluidos, as forças responsáveis pela propagação são unicamente provenientes das variações de pressão quando o fluido é comprimido ou expandido.

2.2 Equação da Onda

Considerando que a propagação do som é praticamente um processo adiabático, e que as ondas são de amplitudes relativamente pequenas, de maneira que as variações de densidade do meio sejam relativamente pequenas, a equação da onda em uma direção, para um meio fluido ideal, linear, homogêneo e perfeitamente elástico é:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} \quad (2.1)$$

onde, c é a velocidade de propagação da onda e $p = p(x, t)$, que tem como solução:

$$p = Ae^{j(\omega t - kx)} + Be^{j(\omega t + kx)} \quad (2.2)$$

onde, $k = 2\pi / \lambda$ é a constante de propagação e λ o comprimento de onda.

Para chegar à (2.1) foi utilizada a equação de Euler linearizada, dada por:

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = -\nabla p \quad (2.3)$$

onde, \mathbf{u} é a velocidade da partícula e ρ_0 a densidade do fluido em equilíbrio.

Como ao movimento da partícula é irrotacional, a velocidade da partícula \mathbf{u} pode ser representada como o gradiente de uma função escalar ϕ ,

$$\mathbf{u} = \nabla \phi \quad (2.4)$$

onde ϕ é definida como o potencial de velocidade. Substituindo (2.4) em (2.2), temos que:

$$p = -\rho_0 \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (2.5)$$

As equações mostradas acima também são válidas para sólidos (substituindo-se pressão por tensão), e gases.

Para os fluidos, a velocidade de propagação da onda é dada por:

$$c = \sqrt{\frac{\beta}{\rho_0}} \quad (2.6)$$

onde, β é o módulo de elasticidade volumétrico adiabático.

Num sólido isotrópico tem-se as constantes elásticas, c_{11} , c_{12} e c_{44} , sendo que $c_{12}=\Lambda$, onde Λ é constante de Lamé, $c_{44}=G$ e $c_{11}=\Lambda+2G$. A velocidade c_L de propagação da onda longitudinal, é dada por:

$$c_L = \sqrt{\frac{c_{11}}{\rho_0}} \quad (2.7)$$

A velocidade de propagação de ondas transversais ou de cisalhamento c_T é dada pela expressão:

$$c_T = \sqrt{\frac{G}{\rho_0}} \quad (2.8)$$

onde, G é o módulo de cisalhamento do material. Para uma onda longitudinal propagando-se numa barra muito fina define-se a velocidade extensional c_E , dada por:

$$c_E = \sqrt{\frac{E}{\rho_0}} \quad (2.9)$$

onde, E é o módulo de Young do material que é um pouco menor que c_{11} , pois:

$$c_{11} = \frac{E(1-\sigma)}{(1+\sigma)(1-2\sigma)} \quad (2.10)$$

$\sigma = c_{11}/(c_{11}+c_{12})$ é o coeficiente de Poisson do material [KINO87].

2.3 Impedância Acústica

Em analogia à teoria de eletromagnetismo [AULD73] ou à teoria de linhas de transmissão,

define-se a impedância acústica Z de um fluido como a razão entre a pressão acústica e a velocidade u_x (componente na direção x) da partícula associada, dada pela expressão:

$$Z = \frac{P}{u_x} \quad (2.11)$$

Para sólidos, a impedância acústica é definida como a razão entre a tensão mecânica e a velocidade da partícula associada. Para ondas longitudinais, Z_L pode ser definida como:

$$Z_L = \pm \rho_0 c_L \quad (2.12)$$

Z_L será tratada como Z neste trabalho. Os sinais $+$ e $-$ dependem do sentido de propagação da onda (para frente $+$, para trás $-$). $\rho_0 c$ tem um significado mais importante, como uma propriedade do meio, do que ρ_0 e c separadamente. Por esta razão, $\rho_0 c$ é chamado de impedância característica do meio. Embora a impedância acústica específica de um meio seja uma quantidade real e positiva para ondas planas progressivas, isto não é verdade para ondas estacionárias ou para ondas que divergem. A unidade de impedância acústica é $\text{kg/m}^2\text{s}$. Para ondas transversais (sólidos) Z_T é dada por:

$$Z_T = \pm \rho_0 c_T \quad (2.13)$$

Em geral, Z é uma quantidade complexa:

$$Z = \mathfrak{R} + j\mathfrak{X} \quad (2.14)$$

Onde \mathfrak{R} é chamado resistência acústica específica e \mathfrak{X} a reatância acústica específica do meio, que está relacionada com a diferença de fase entre a pressão acústica e a velocidade da partícula. Neste trabalho a impedância acústica Z será tratada sempre como um número real.

2.4 Atenuação

Atenuação é a perda de energia mecânica durante a propagação de uma onda acústica, num meio, causada por uma variedade de mecanismos físicos. Para uma onda plana contínua a amplitude pode ser representada por:

$$A = A_0 e^{-\alpha x} e^{j(\omega t - kx)} \quad (2.15)$$

onde α é o coeficiente de atenuação da onda propagando-se na direção x . A unidade de atenuação é nepers/m ou dB/m, sendo que $\alpha[\text{dB/m}] = 20 \log e) \alpha[\text{nepers/m}]$. Em meios homogêneos (gases, líquidos, sólidos amorfos e monocristalinos) a atenuação ocorre devido aos mecanismos de absorção que convertem energia acústica em energia térmica. Em meios heterogêneos (sólidos policristalinos ou materiais homogêneos contendo partículas de outros materiais) ocorrem perdas adicionais causadas por mecanismos que defletem ou espalham a energia acústica contida na onda.

Os mecanismos de absorção são: (1) atrito interno (viscosidade); (2) histerese elástica; (3) condução térmica; (4) outros fatores, tais como o fenômeno de relaxação, a estrutura molecular, etc.

Em gases e líquidos (1) e (3) são os mais importantes e (4) com pouca influência, sendo que (2) não existe. Em sólidos (1) e (2) são dominantes enquanto que (3) e (4) são desprezíveis. Estes mecanismos têm comportamentos diferentes com a frequência. Como regra geral, a absorção em gases e líquidos varia com o quadrado da frequência e em sólidos varia linearmente [SZIL82].

No caso de perdas viscosas, a constante de atenuação α_v é dada por [RIST83]:

$$\alpha_v = \frac{\eta \omega^2}{2 \rho_0 c^3} \quad (2.16)$$

A atenuação devido às perdas viscosas, num meio com viscosidade η , varia com o quadrado da frequência angular ω e inversamente com o cubo da velocidade de propagação c . Como as ondas de cisalhamento tipicamente têm velocidades da ordem da metade da velocidade longitudinal, num mesmo material, a atenuação das ondas de cisalhamento é consideravelmente maior que a atenuação das ondas longitudinais.

Existem outros mecanismos de perdas por absorção nos materiais reais. Um é a condução térmica, que ocorre quando um material é comprimido adiabaticamente, sua temperatura aumenta e quando expandido sua temperatura diminui. Considerando que a condutividade térmica faz com que o processo não seja adiabático e contribui para perda de energia, a tendência é ter uma atenuação maior em materiais que são bons condutores térmicos. A atenuação causada pelo processo térmico também varia com o quadrado da frequência. Uma outra causa de atenuação é a não uniformidade da condutividade térmica nas vizinhanças dos grãos devido aos desalinhamentos dos eixos, uns em relação aos outros. Por estas razões, monocristais de alta qualidade apresentam atenuação menor que o mesmo material na forma policristalina [ROSE88]. Quando um fluido é não homogêneo devido à partículas em suspensão, microcélulas com diferentes temperaturas, ou regiões com turbulências, a perda de energia é mais acentuada que a do meio homogêneo.

Em líquidos, a presença de bolhas de ar afeta a natureza do meio em que a onda está se propagando, alterando a densidade e a compressibilidade, provocando variações na velocidade de propagação da onda. As variações na velocidade e na densidade podem causar perda de energia do feixe devido aos efeitos de reflexão e refração.

De modo geral, o coeficiente de atenuação α varia com a frequência elevada ao expoente n ($0.5 < n \leq 2$), segundo a expressão [COST89]:

$$\alpha(f) = \alpha_0 f^n \quad (2.17)$$

Os coeficientes de atenuação são geralmente medidos em dB/m. O coeficiente de atenuação α da água é dado por [RIST83]:

$$\alpha \left[\frac{\text{dB}}{\text{m}} \right] = 0.217 f^2 \quad (2.18)$$

onde f é a frequência em MHz. Os sólidos apresentam coeficientes de atenuação da onda longitudinal e da onda transversal (cisalhamento). No caso do plástico Lucite (polimetilmetacrilato) os coeficientes de atenuação longitudinal α_L e de cisalhamento α_S são, respectivamente:

$$\alpha_L \left[\frac{\text{dB}}{\text{m}} \right] = 70 f \quad \text{e} \quad \alpha_S \left[\frac{\text{dB}}{\text{m}} \right] = 210 f \quad (2.19)$$

2.5 Fenômenos de Transmissão

Quando uma onda acústica, com pressão p_i , se propaga em um meio e encontra a interface com um outro meio, parte desta onda é refletida, com pressão p_r , e parte é transmitida, com pressão p_t , como mostrado na figura 2.1. A análise deste fenômeno é bastante simplificada quando assume-se a incidência de uma onda plana, numa interface plana entre dois meios fluidos, homogêneos. Quando um dos meios é sólido o fenômeno é mais complicado, devido aos dois tipos de ondas, longitudinal e de cisalhamento, que se propagam em sólidos. No caso de incidência normal, que será utilizado neste trabalho, a grande maioria dos sólidos obedece as mesmas leis para os fluidos [KINS82].

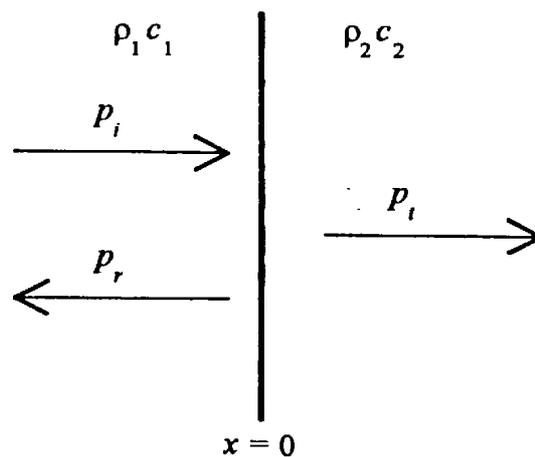


Figura 2.1 Propagação na interface de dois meios.

Tabela 2.1 Definição dos símbolos das propriedades dos meios 1 e 2.

símbolo	propriedade
ρ_1	densidade do meio 1
ρ_2	densidade do meio 2
c_1	velocidade de propagação no meio 1
c_2	velocidade de propagação no meio 2
Z_1	impedância acústica característica do meio 1
Z_2	impedância acústica característica do meio 2

Define-se:

coeficiente de transmissão de pressão

$$T = \frac{P_t}{P_i} \quad (2.20)$$

coeficiente de reflexão de pressão

$$R = \frac{P_r}{P_i} \quad (2.21)$$

Duas condições de contorno devem ser satisfeitas, na interface ($x = 0$):

(1) as pressões acústicas em ambos os lados são iguais:

$$p_i + p_r = p_t \text{ em } x = 0 \quad (2.22)$$

(2) as velocidades das partículas normais à interface são iguais:

$$u_i + u_r = u_t \text{ em } x = 0 \quad (2.23)$$

considerando-se que $Z = \pm p / u$, resulta que:

$$R = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} \quad (2.24)$$

da condição de contorno (1), temos que $I + R = T$, que resulta:

$$T = \frac{2Z_2}{Z_2 + Z_1} \quad (2.25)$$

R é sempre real, positivo quando $Z_1 < Z_2$ e negativo quando $Z_1 > Z_2$. Conseqüentemente, na interface a pressão acústica está ou em fase ou 180° fora de fase da onda incidente. Assim, quando a impedância acústica do meio 2 é maior que a do meio 1 (uma onda na água incidindo numa interface água-alumínio), uma pressão positiva da onda incidente será refletida como uma pressão positiva. Por outro lado, se $Z_1 > Z_2$ (uma onda no alumínio, incidindo numa interface alumínio-água), uma pressão positiva será refletida como negativa.

T é sempre real e positivo. Conseqüentemente, a onda transmitida na interface está sempre em fase com a onda incidente.

2.6 Radiação de um Pistão Plano Circular

Os transdutores de ultra-som a serem utilizados neste trabalho serão considerados pistões rígidos, planos e circulares, circundados por uma parede rígida (refletor perfeito) infinita. A geometria do pistão e as coordenadas são mostradas na figura 2.2.

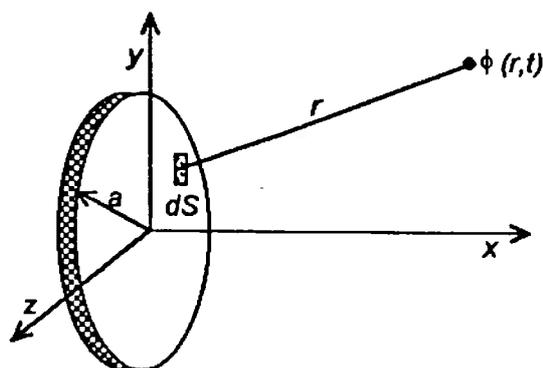


Figura 2.2 Geometria do pistão circular plano.

O ponto de partida para o cálculo do campo acústico de um pistão rígido plano circundado por um refletor perfeito é a equação de Rayleigh, que expressa o potencial de velocidade num ponto do campo como a soma das contribuições de fontes elementares, que irradiam ondas semi-esféricas no meio, segundo o princípio de Huyghens, dada por:

$$\phi(r, t) = \frac{1}{2\pi} \iint_S \frac{v(t - r/c)}{r} dS \quad (2.26)$$

onde $v(t)$ é a velocidade da partícula em qualquer ponto na face do pistão, r é a distância entre um ponto no espaço e o elemento de área dS sobre a face do pistão de área S .

O campo acústico produzido por um transdutor é geralmente dividido em duas partes distintas. Uma parte próxima ao transdutor é conhecida como o campo próximo. A outra parte, depois do campo próximo, é chamada campo distante. O campo próximo é caracterizado por fenômenos de interferência entre ondas planas e ondas de borda.

Os transdutores podem ser excitados em modo contínuo ou pulsado. Em modo contínuo os transdutores são excitados numa frequência única, o que é conseguido através da excitação com uma onda senoidal, contínua ou em forma de trem de pulsos (vários ciclos da senóide). Em modo pulsado (ou transiente) o transdutor é excitado com um pulso de curta duração.

2.6.1 Radiação em excitação contínua

A integral de Rayleigh, equação (2.26), pode ser calculada por integração numérica [ZEMA71], porém existem práticas mais simples envolvendo a transformação da integral dupla em integral simples, após a aplicação das condições de contorno [HUTC90].

Supondo que a superfície de um pistão plano de raio a move-se uniformemente, devido a uma excitação harmônica em uma dada frequência ω , num meio sem atenuação, o potencial de velocidade $\phi(x,z)$ num ponto com coordenadas (x,z) no campo é dada pela equação¹ [HUTC86]:

$$\phi(x,z) = \frac{Uj}{k} \cdot \begin{cases} 1 & \text{se } z < a \\ 1/2 & \text{se } z = a \\ 0 & \text{se } z > a \end{cases} \cdot e^{-jkx} - \frac{Uj}{k\pi} \int_0^\pi e^{-jks} \frac{(az \cos \psi - a^2)}{(a^2 + z^2 - 2az \cos \psi)} d\psi \quad (2.27)$$

onde:

$$s^2 = z^2 + a^2 + x^2 - 2ax \cos \psi \quad (2.28)$$

Na equação (2.27), U é a velocidade da partícula e ψ é a variável de integração. Esta equação mostra que o campo acústico pode ser considerado como uma combinação das

¹ Nas referências [HUTC86] e [HUTC90] a equação (2.25) tem um erro de sinal entre o termo referente à onda plana e o termo referente às ondas de borda. As equações foram verificadas com o software Mathematica [WOLF91].

componentes de ondas planas e ondas de borda, como mencionado anteriormente. O primeiro termo de (2.27) representa a onda plana, contribuindo com seu valor total dado que $z < a$. Quando $z = a$, a contribuição cai pela metade do seu valor total, e cai a zero quando $z > a$. O segundo termo de (2.27) é a contribuição da onda de borda.

Para o pistão plano, a amplitude da velocidade da partícula U é constante ao longo do raio do disco. Na equação (2.27) o termo Uj/k é constante e pode ser omitido no cálculo relativo da velocidade potencial.

Para calcular a pressão acústica num ponto (x,y) utiliza-se a seguinte relação:

$$p(x, z) = -\rho_0 \frac{\partial \phi}{\partial t} = -j\omega\rho\phi(x, z) \quad (2.29)$$

A equação (2.29) mostra que as variações relativas de pressão são equivalentes às do potencial de velocidade.

A amplitude de pressão ao longo do eixo acústico (eixo x) é facilmente calculada a partir das equações (2.27), (2.28) e (2.29) para $x = 0$. A figura 2.2 mostra o gráfico da pressão axial para um pistão plano com $a = 5\lambda$.

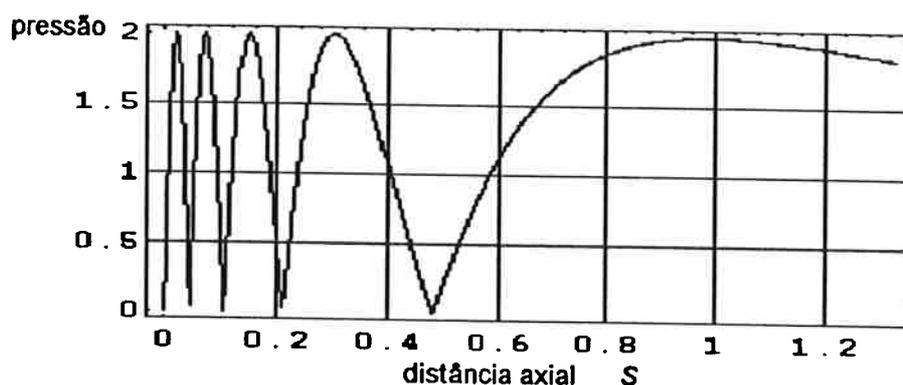


Figura 2.2 Distribuição de pressão ao longo do eixo de simetria de um pistão circular.

Considerando-se a distância adimensional S , definida como[ZEMA71]:

$$S = \frac{x}{a^2 / \lambda} \quad (2.30)$$

tem-se que o último máximo de pressão no eixo x ocorre em:

$$S_{\max} = 1 - \frac{0.25}{(a/\lambda)^2} \quad (2.31)$$

e o último zero ocorre em:

$$S_{\text{zero}} = 0.5 - \frac{0.5}{(a/\lambda)^2} \quad (2.32)$$

A fronteira, aparente, entre o campo próximo (região de interferências) e o campo distante (região sem interferências) ocorre entre o último zero e o último máximo, segundo investigações de Zemanek [ZEMA71].

2.6.2 Radiação em excitação transiente

Muitas aplicações envolvem excitação transiente ou impulsiva do elemento piezoelétrico. Este tipo de excitação é obtida utilizando-se um transdutor mecanicamente amortecido, excitado por um pulso elétrico muito curto. A forma de onda de pressão produzida será de banda larga, constituída por um ou dois ciclos com o comprimento de onda da frequência fundamental. Para este tipo de comportamento a teoria de onda contínua não é mais adequada e necessita-se de uma solução transiente.

Uma revisão da teoria sobre campo transiente de pressão produzido por um pistão ideal é apresentada por Harris [HARR81]. Existem basicamente quatro métodos matemáticos para a análise de campos transientes: a integral de Rayleigh, as soluções de King e Schoch [DEHN60] por transformadas de Laplace, e as integrais de convolução [STEP71] [ROBI74]. As soluções são aplicáveis para pistões com formas arbitrárias e em qualquer

ponto no campo acústico.

O campo acústico gerado pela excitação, transiente ou contínua, de um pistão plano circundado por uma parede rígida infinita, contém duas componentes: a onda plana e a onda de borda [DEHN60] [KOZI61] [TUPH69]. O movimento do pistão dá origem a uma onda plana que se propaga, para frente, num cilindro imaginário que tem por base o pistão e a uma onda de borda, originada pelo movimento relativo entre o pistão e a parede rígida, que se propaga em toda a região frontal a partir da borda do pistão.

A pressão da onda direta é proporcional à velocidade do pistão. A parte da onda de borda, irradiada por um pequeno elemento da borda, fora do cilindro imaginário a frente do pistão, tem a mesma fase que a onda direta, enquanto que a onda de borda dentro do cilindro está em oposição de fase em relação à onda plana.

A constatação experimental das ondas plana e de borda, previstas no modelo teórico de Kozina e Makarov [KOZI61], foi feita por Carome [CARO64] utilizando uma configuração emissor-receptor, num tanque com água. Foram utilizadas três combinações de diâmetros para o conjunto emissor-receptor (38 e 12,8 mm; 38 e 6,4 mm; 12,8 e 6,4 mm). A combinação emissor com diâmetro de 38 mm e receptor com 6,4 mm foi a que apresentou a maior evidência das ondas plana e de borda.

Neste trabalho serão utilizados transdutores circulares modelados por pistões planos circundados por um plano rígido infinito, vibrando com amplitude constante ao longo do raio. As simulações serão baseadas nas abordagens para calcular o campo transiente produzido por um pistão plano circundado por um plano rígido infinito, cuja superfície é submetida a um impulso de velocidade [STEP71] [ROBI74]. Mostra-se que a resposta impulsiva pode ser obtida calculando-se o comprimento dos arcos circulares formados pelos pontos na face do pistão cuja radiação impulsiva chega num dado ponto do campo a cada instante de tempo. Assim, segundo Robinson [ROBI74], a resposta impulsiva do

potencial de velocidade ϕ_i num ponto Q no campo gerado por um pistão vibrando uniformemente e radiando num meio sem perdas, é dada por:

$$\phi_i(r,t) = \frac{c}{2\pi} \Omega(ct) \quad (2.33)$$

onde r é a distância do ponto Q a um arco na superfície do pistão, $\Omega(ct)$ é o ângulo de cada arco na face do pistão, e c a velocidade do som no meio, como mostrado no desenho esquemático da figura 2.3. Os tempos t_0 , t_1 e t_2 são dados pelas expressões:

$$t_0 = \frac{x}{c} \quad (2.34)$$

$$t_1 = \frac{[(a-y)^2 + x^2]^{1/2}}{c} \quad (2.35)$$

$$t_2 = \frac{[(a+y)^2 + x^2]^{1/2}}{c} \quad (2.36)$$

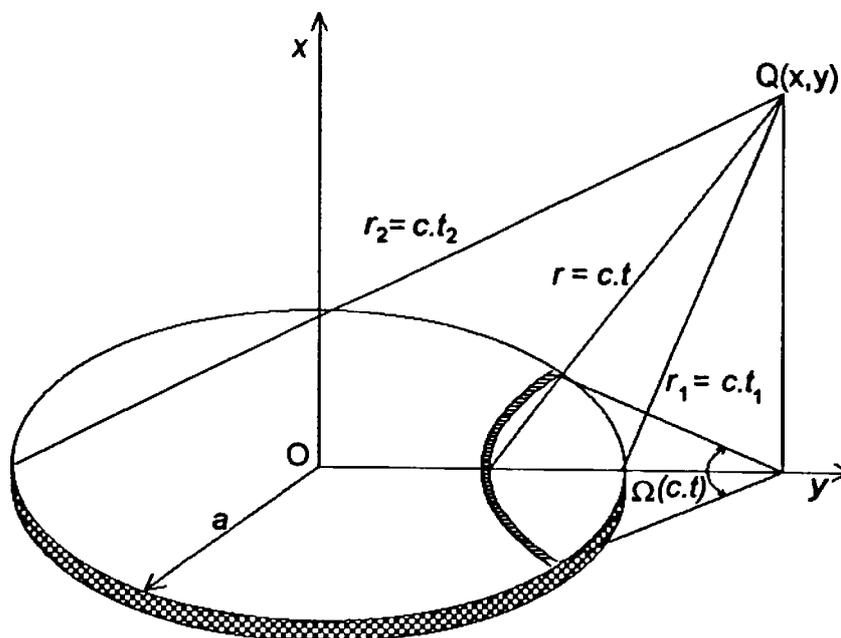


Figura 2.3 Geometria para o cálculo da resposta impulsiva no ponto Q. Os ângulos $\Omega(ct)$ são dados na tabela 2.2, para pontos dentro e fora da projeção do

pistão. O potencial de velocidade para uma função arbitrária de velocidade da face do pistão $v(t)$, é dada pela expressão:

$$\phi(r, t) = v(t) * \phi_i(r, t) \quad (2.37)$$

onde $*$ representa a operação de convolução.

Similarmente a pressão pode ser expressa pela convolução:

$$p(r, t) = v(t) * p_i(r, t) \quad (2.38)$$

onde $p_i(r, t)$ é a resposta impulsiva de pressão no ponto Q, que é dada por:

$$p_i(r, t) = \rho_0 \frac{\partial \phi_i(r, t)}{\partial t} \quad (2.39)$$

Tabela 2.2 Expressões para os ângulos dos arcos na face do pistão circular plano.

Região	Limite de Tempo	$\Omega(ct)$
face do pistão ($y < a$)	$t_0 \leq t < t_1$	2π
	$t_1 \leq t < t_2$	$2 \cos^{-1} \left(\frac{c^2 t^2 - x^2 + y^2 - a^2}{2y(c^2 t^2 - x^2)^{1/2}} \right)$
borda do pistão ($y = a$)	$t_0 = t = t_1$	π
	$t_1 < t \leq t_2$	$2 \cos^{-1} \left(\frac{(c^2 t^2 - x^2)^{1/2}}{2a} \right)$
fora do pistão ($y > a$)	$t_0 \leq t < t_1$	0
	$t_1 \leq t \leq t_2$	$2 \cos^{-1} \left(\frac{c^2 t^2 - x^2 + y^2 - a^2}{2y(c^2 t^2 - x^2)^{1/2}} \right)$

2.6.3. Resposta pulso-eco de obstáculos pontuais

Segundo Weight [WEIG78], a teoria de resposta transiente pode ser aplicada ao estudo do eco de um obstáculo puntual localizado em Q, na figura 2.3, utilizando-se um transdutor piezoelétrico em modo pulso-eco. Se o transdutor funciona também como um receptor com sensibilidade uniforme à pressão, sua tensão elétrica de saída $E(t)$ quando recebe o eco do refletor puntual ideal é dada por:

$$E(t) = -(Ka / 2\rho_0 c)v(t) * p_i(r, t) * p_i(r, t) \quad (2.40)$$

onde K é uma constante² que relaciona pressão com tensão elétrica, e o sinal negativo é devido ao coeficiente de reflexão adotado igual a -1 (refletor perfeito).

A equação (2.40) foi verificada experimentalmente [WEIG78][WEIG84], e os resultados mostram que é necessário utilizar transdutores que funcionam de acordo com o modelo do pistão plano, isto é, não ter modos radiais, ter boa resposta em frequência (banda larga) e os refletores devem ter dimensões pequenas comparadas aos comprimentos de onda.

2.6.4. Resposta de um receptor finito num campo acústico transiente

Para um receptor de raio b , com a face paralela a um emissor de raio a , com resposta impulsiva ϕ_i , vibrando com velocidade $v(t)$, com os eixos axiais deslocados de y_{off} como mostrado no diagrama da figura 2.4, a resposta do receptor, quando $y_{off} > b$, é dada por:

$$E_{off}(t) = K_r v(t) * \int_{|b-y_{off}|}^{b+y_{off}} \frac{\partial \phi_i}{\partial t} \theta(y) y dy \quad (2.41)$$

onde K_r é uma constante relacionada ao receptor, considerando-se este tenha uma resposta plana na faixa de frequência de operação e $\theta(y)$ é dado por [McLA87]:

² As constantes que relacionam pressão com tensão elétrica serão mostradas no capítulo 3

$$\theta(y) = 2 \cos^{-1} \left[\frac{(y^2 + y_{off}^2 - b^2)}{2yy_{off}} \right] \quad (2.42)$$

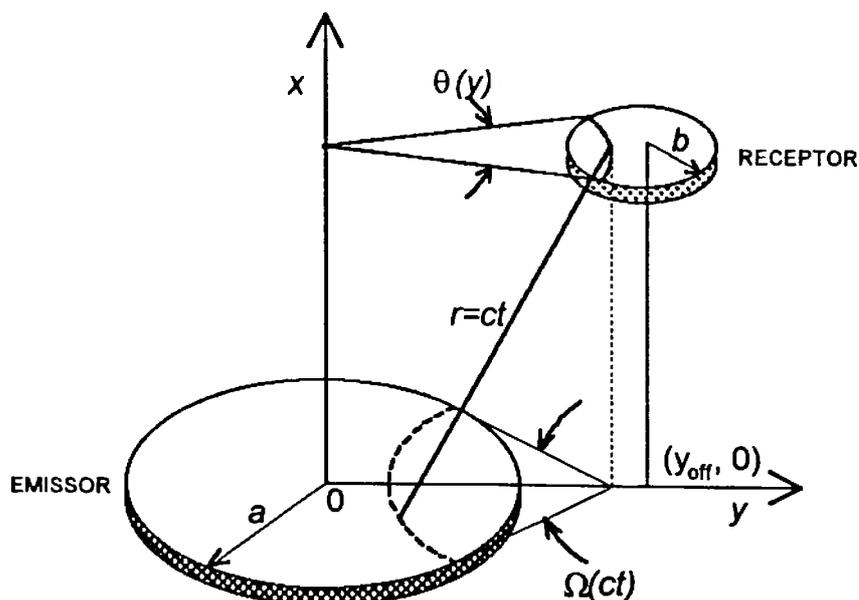


Figura 2.4 Emissor e receptor não alinhados axialmente.

Quando o receptor intercepta o eixo axial de simetria do emissor ($y_{off} \leq b$), a resposta é a soma de duas parcelas, uma referente a arcos completos na face do receptor, dada pela expressão:

$$E(t) = K_r v(t) * \int_0^{b-y_{off}} \frac{\partial \phi_i}{\partial t} 2\pi y dy \quad (2.43)$$

e a outra parcela dada pela expressão (2.41).

O campo acústico de um transdutor (emissor) de raio a pode ser medido ponto a ponto com um hidrofone de raio b . A partir das equações (2.41) e (2.42) foi simulado o levantamento do campo acústico de um transdutor (emissor) de raio $a = 9.5$ mm, com um hidrofone de raio $b = 0.2$ mm. Foram utilizadas duas funções $v(t)$, uma com um ciclo de senóide de 1.6 MHz e uma segunda com $v(t)$ igual ao sinal, mostrado na figura 2.5, referente à onda plana do transdutor de 1.6 MHz, com diâmetro de 19 mm, excitado com um pulso estreito, que foi obtida com um hidrofone puntual de PVDF com 0.4 mm de

diâmetro, posicionado a 10 mm de distância no eixo axial do transdutor. O resultado da simulação com a excitação senoidal é mostrado na figura 2.6, e a simulação com a onda plana é mostrada na figura 2.7. Foram calculados os valores pico-a-pico.

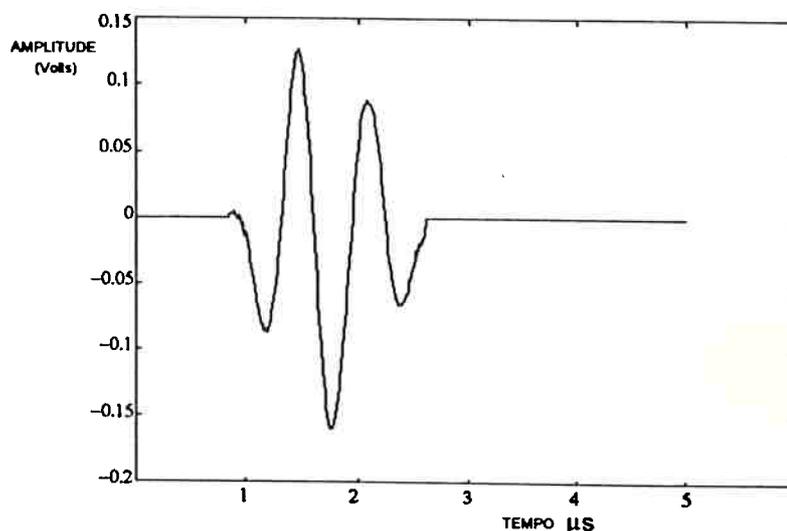


Figura 2.5 Onda plana de um transdutor de 19 mm (1.6 MHz), excitado por um pulso estreito, obtida com um hidrofone puntual de PVDF com diâmetro de 0.4 mm

As figura 2.8 mostra os resultados experimentais do levantamento do campo de pressão acústica do transdutor de 1.6 MHz, diâmetro de 19 mm, não focalizado, excitado com um ciclo de senóide de 1.6 MHz, imerso num tanque com água. A pressão em cada ponto foi medida com um hidrofone puntual de PVDF de 0.4 mm de diâmetro. Foi considerado o pico negativo de cada sinal de pressão. A distribuição de pressão foi obtida com o auxílio de um traçador gráfico xy. O eixo x do traçador corresponde ao deslocamento y_{off} e o eixo y correspondendo ao valor de pico negativo da tensão elétrica $E(t)$, referente à pressão.

A figura 2.9 mostra os resultados experimentais do levantamento do campo de pressão acústica com o mesmo transdutor, porém excitado com um pulso estreito. As medições foram realizadas de forma análoga ao experimento da figura 2.8.

Os resultados da simulação, mostrados na figura 2.6 são muito semelhantes aos resultados experimentais mostrados na figura 2.8. Da mesma forma, os resultados da simulação, mostrados na figura 2.7, utilizando a onda plana, obtida experimentalmente, como função de velocidade da face do pistão, também apresenta uma grande semelhança com os resultados experimentais mostrados na figura 2.9. Conclui-se que o modelo do pistão plano é uma boa aproximação para modelagem do transdutor utilizado.

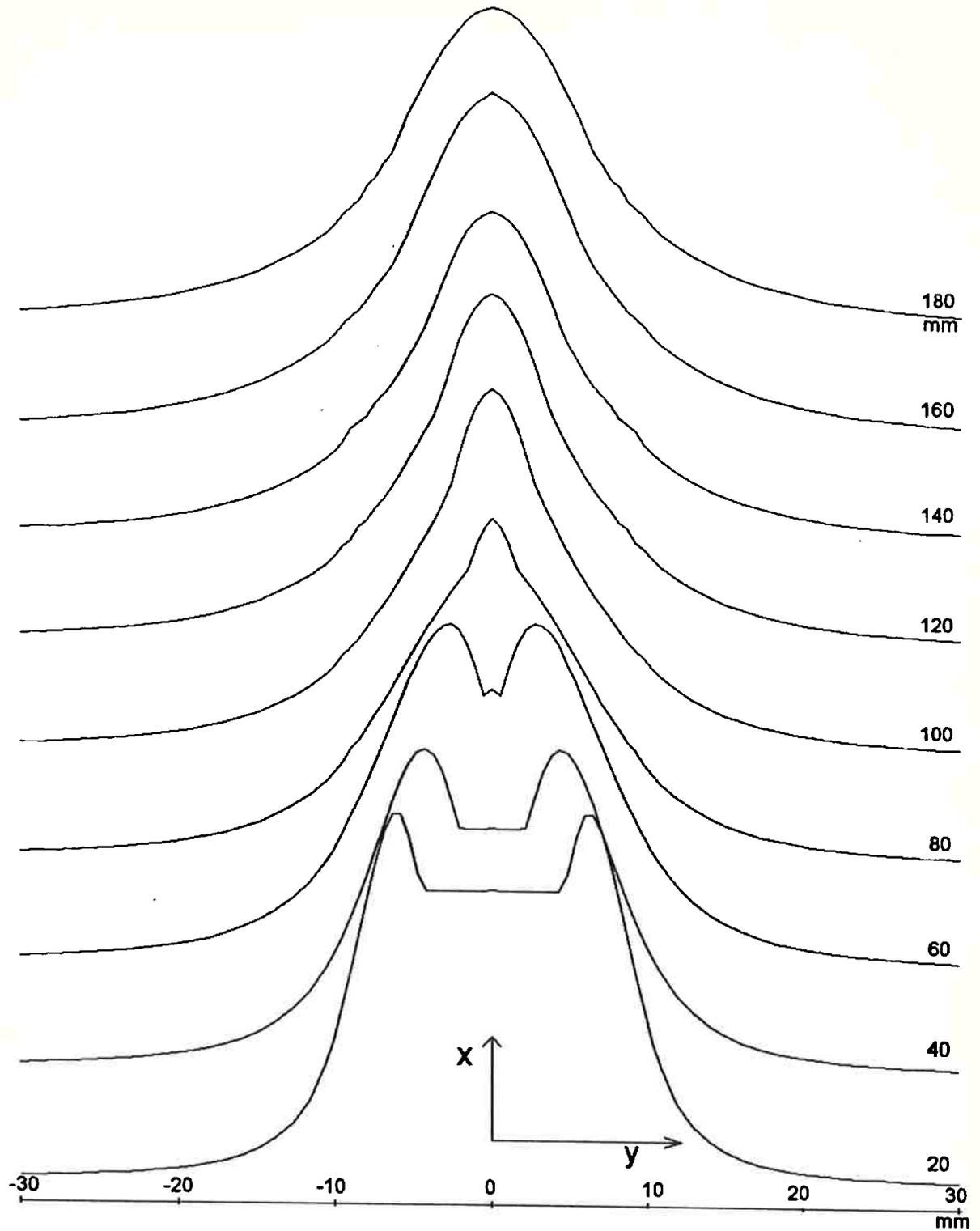


Figura 2.6 Campo acústico de um transdutor 1.6 MHz, 19 mm, $v(t) = 1$ ciclo de senóide (receptor 0.4 mm).

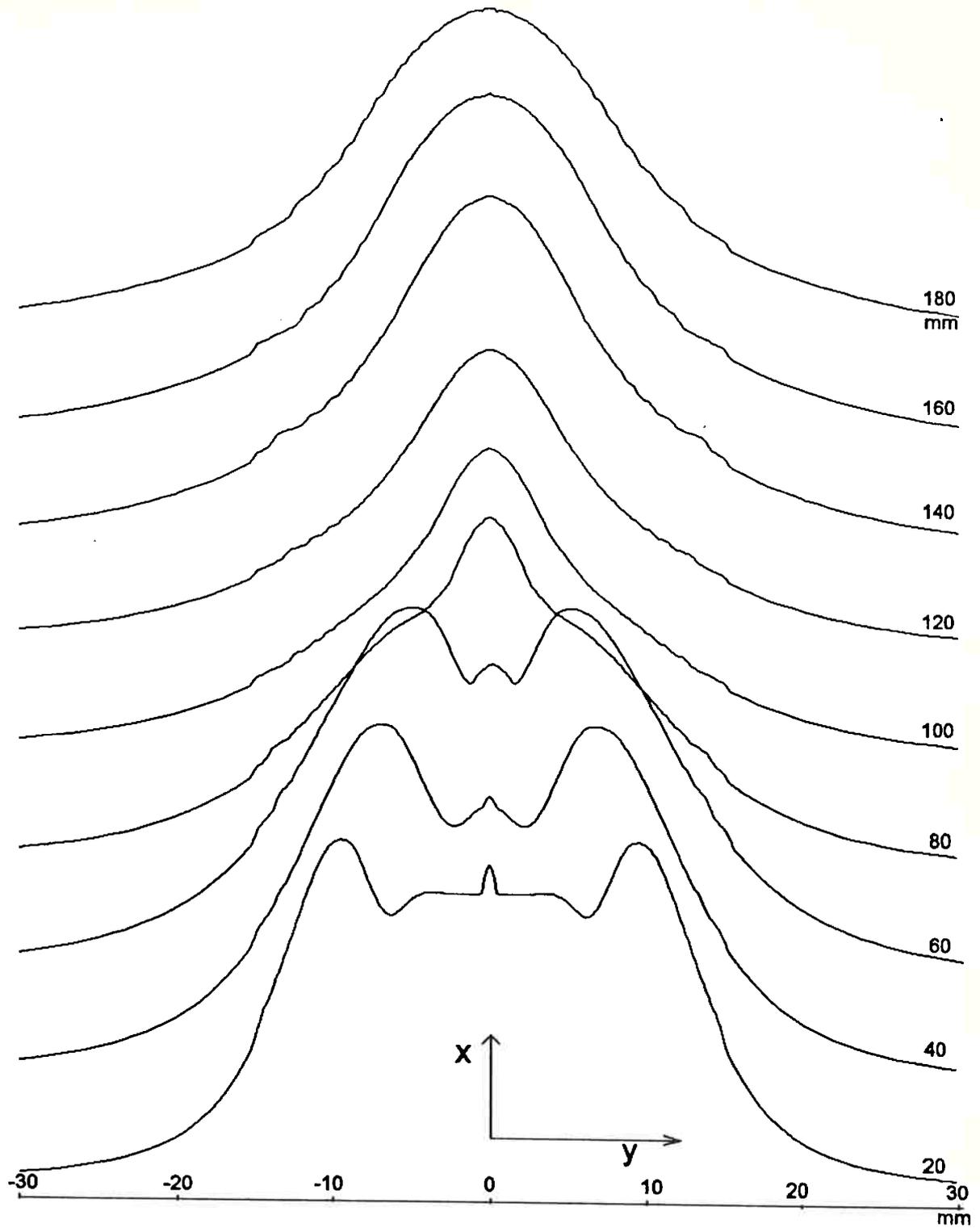


Figura 2.7 Campo acústico de um transdutor 1.6 MHz, 19 mm, $v(t)$ = onda plana (receptor 0.4 mm).

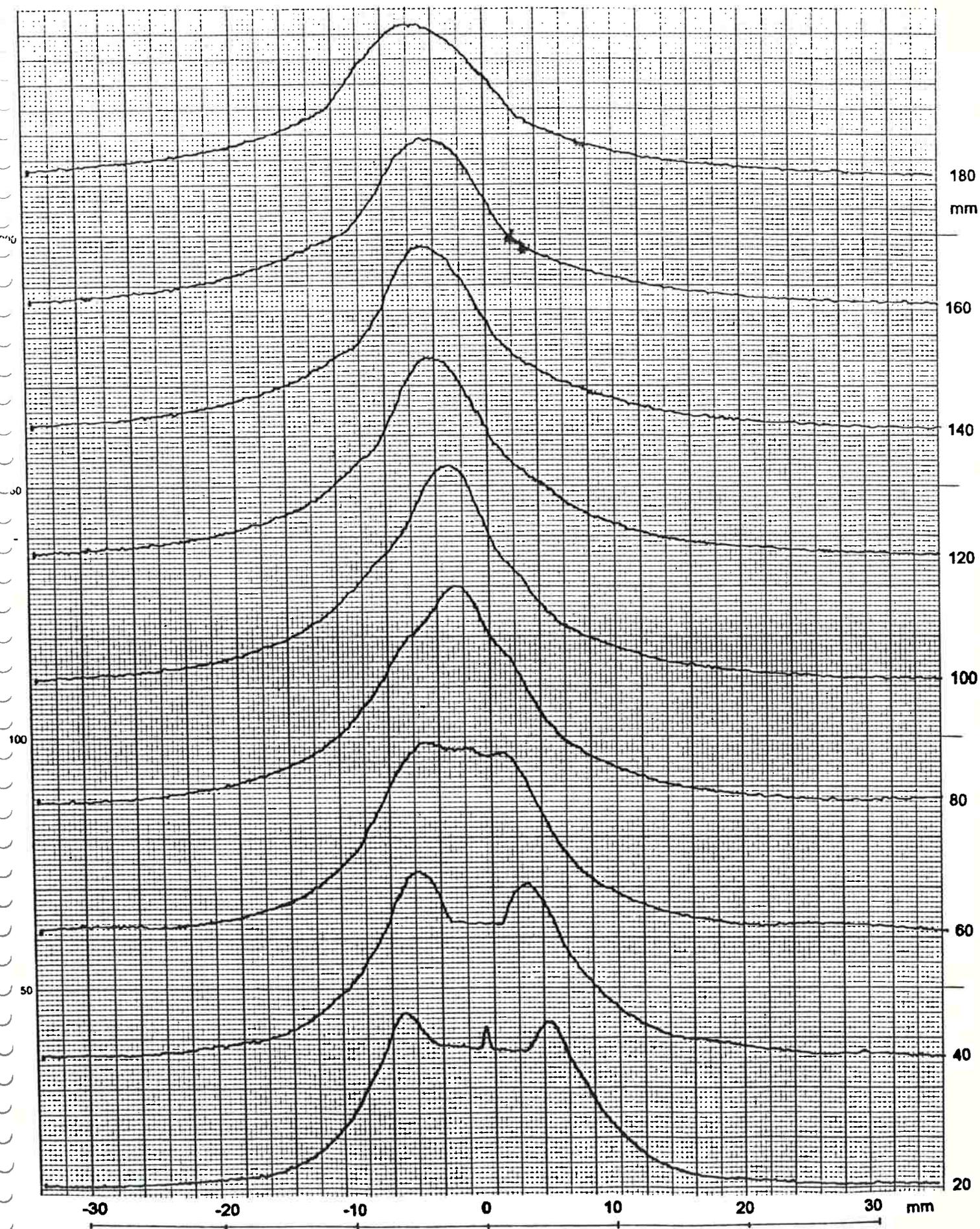


Figura 2.8 Campo acústico de um transdutor de 1.6 MHz, 19 mm, excitado com 1 ciclo de senóide (receptor puntual de PVDF 0.4 mm).

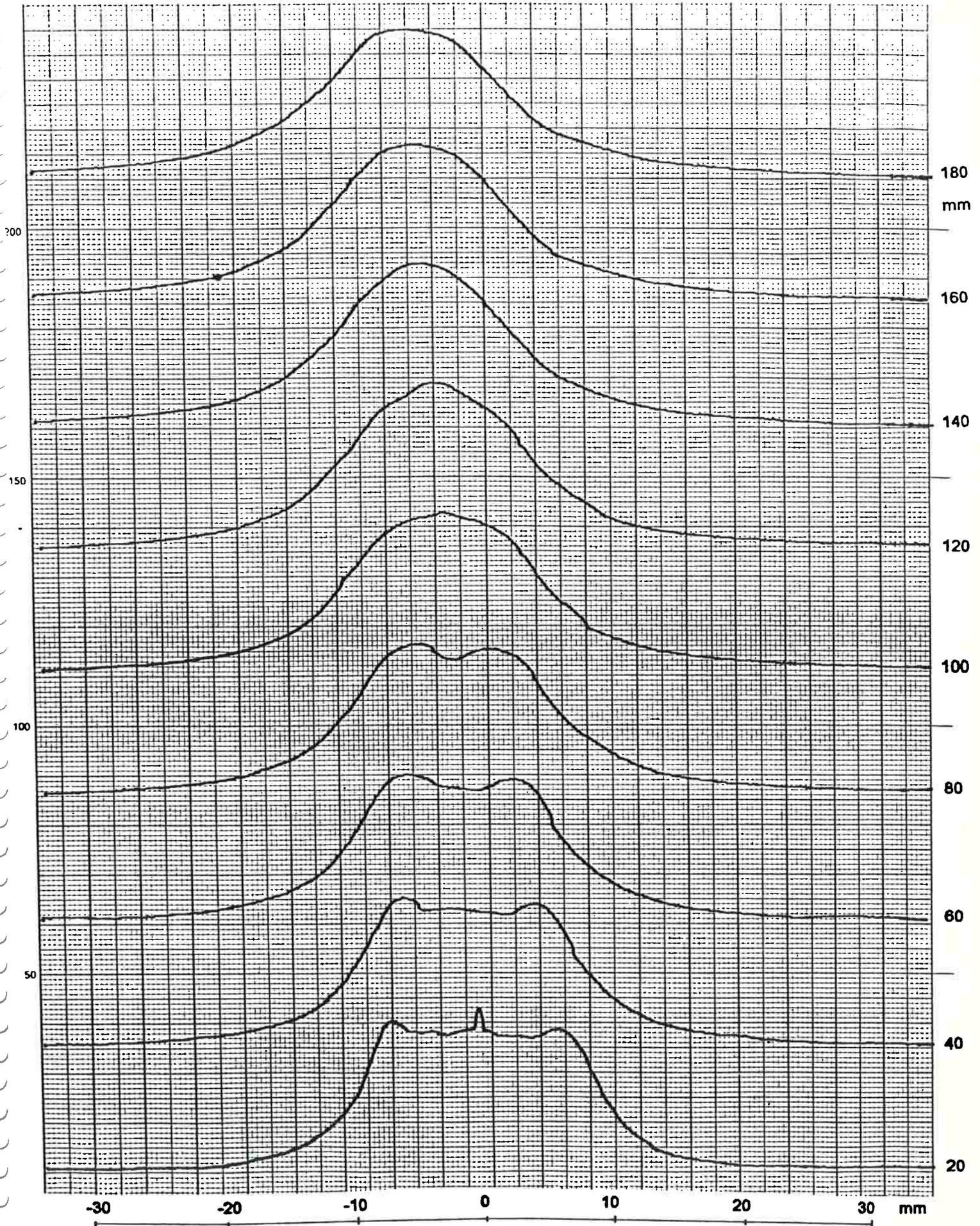


Figura 2.9 Campo acústico de um transdutor de 1.6 MHz, 19 mm, excitado com um pulso estreito (receptor puntual de PVDF 0.4 mm).

CAPÍTULO 3

TRANSDUTORES DE ULTRA-SOM

3.1. Introdução

Um sistema de teste e caracterização de materiais por ultra-som divide-se basicamente em três partes: o processo de transdução de um transdutor operando como emissor; a propagação de ondas de pressão e o processo de interação com o meio; e o processo de transdução de um transdutor operando como receptor.

Transdutores são usados tanto como emissores e/ou receptores de vibrações mecânicas, convertendo energia elétrica em energia acústica e vice-versa. Na maioria das aplicações de geração e detecção de ondas de ultra-som em líquidos e sólidos utiliza-se transdutores piezoelétricos.

3.2. Materiais Piezoelétricos

O termo *piezoeletrecidade* descreve a geração de uma polarização elétrica num material pela aplicação de uma tensão mecânica, e inversamente, uma mudança de forma (dimensões) pela aplicação de um campo elétrico. Uma característica essencial num material piezoelétrico é a validade de relações lineares entre o campo elétrico aplicado e a tensão ou deformação mecânica produzida. A piezoeletrecidade aparece espontaneamente em cristais que não apresentam centro de simetria, como por exemplo no quartzo, cujas propriedades piezoelétricas são determinadas por suas características cristalográficas. A piezoeletrecidade pode também ser induzida em certos materiais através de um processo de polarização elétrica. Estes materiais são as cerâmicas, tais como o titanato de bário, o titanato-zirconato de chumbo (PZT), o metaniobato de chumbo (PMN) e, mais recente os polímeros a base de PVDF (polivinilidene-fluoride). As cerâmicas, e os polímeros são inicialmente isotrópicas e a partir de uma polarização que consiste no alinhamento dos

dipolos elétricos a partir da aplicação de um campo elétrico intenso a uma temperatura elevada se tornam anisotrópicas com propriedades piezoelétricas acentuadas. Estes materiais são chamados de ferroelétricos em analogia aos materiais ferromagnéticos, porque os dipolos elétricos permanecem alinhados após a retirada do campo elétrico. Ao serem submetidos a uma temperatura limite chamada de temperatura de Curie, perdem as características piezoelétricas, devido a mudanças na estrutura cristalinas, e ao voltar a temperaturas mais baixas não retornam à estrutura polarizada. No caso dos monocristais, as propriedades piezoelétricas desaparecem acima da temperatura de Curie, mas voltam ao normal após baixar a temperatura. Um bom tratamento teórico sobre materiais piezoelétricos é apresentado no livro de Ristic [RIST83].

A tabela 3.2 apresenta as propriedades de alguns materiais piezoelétricos. Os valores desta tabela foram extraídos da literatura [RIST83] [ODON81] [PENN83], mas devem ser analisados de modo qualitativo, pois variam de um fabricante para outro. A tabela 3.1 relaciona os símbolos às propriedades dos materiais piezoelétricos.

Tabela 3.1 Definição dos símbolos das propriedades do material piezoelétrico.

símbolo	definição
d	constante de transmissão (deformação produzida / campo aplicado)
g	constante de recepção (campo produzido/tensão mecânica aplicada)
ρ	densidade
c	velocidade de propagação numa dada direção
Z	impedância acústica característica
k_T	fator de acoplamento eletromecânico para o modo de espessura
k_P	fator de acoplamento eletromecânico para o modo radial
Q_m	fator de qualidade (mecânico)
T	temperatura de Curie
ϵ^T/ϵ_0	constante dielétrica relativa

Tabela 3.2 Propriedades de materiais piezoelétricos.

propriedade	quartzo X	PZT-4	PZT-5	PbNb ₂ O ₆	BaTiO ₃	PVDF
$d(10^{-12}\text{m/V})$	2	289	374	75	149	20
$g(10^{-13}\text{Vm/N})$	50	26	25	35	14	174
$\rho(\text{Kg/m}^3)$	2650	7600	7500	5900	5700	1780
$c(\text{m/s})$	5650	3950	3870	2700	4390	1930
$Z(10^6\text{Kg/m}^2\text{s})$	15	30	29	16	25	3.2
k_T	0.1	0.64	0.68	0.42	0.48	0.2
k_P	0.1	0.58	0.60	0.07	0.33	-
Q_m	>25000	<500	<75	<5	<400	-
$T(^{\circ}\text{C})$	575	320	365	550	115	60
ϵ^T/ϵ_0	4.5	1300	1700	240	1700	13

Na maioria dos transdutores, o elemento ativo é uma placa fina de material piezoelétrico. Esta placa funciona como um ressonador no modo de expansão da espessura para a geração e detecção de ondas longitudinais e no modo de cisalhamento da espessura para a geração e detecção de ondas de ondas transversais (cisalhamento). Existem aplicações que requerem transdutores sintonizados e outras requerendo transdutores banda larga.

3.3. Transdutores sintonizados

Transdutores sintonizados, operando como ressonadores mecânicos, são utilizados para se medir as propriedades mecânicas de materiais. Para se determinar, com precisão, as propriedades mecânicas de um material (amostra) a partir de medidas feitas no ressonador, é necessário que as perdas no transdutor sejam muito pequenas comparadas com as perdas na amostra. É também necessário que as propriedades mecânicas do ressonador estejam suficientemente isoladas do sistema elétrico, para que apenas uma parte insignificante da

energia seja dissipada no circuito externo. Os transdutores feitos de quartzo satisfazem estes requisitos, pois apresentam uma baixa atenuação acústica (Q_m elevado) e um baixo acoplamento eletromecânico (k_T), além disso, o quartzo apresenta elevada resistência mecânica, boa rigidez dielétrica e excelente estabilidade [ODON81]. Para a produção de ondas longitudinais utiliza-se um transdutor cortado de um cristal de quartzo segundo a direção cristalográfica X, e para a produção de ondas de cisalhamento, utiliza-se um corte na direção AC, que apesar de ser menos sensível que a direção Y, é praticamente desacoplado dos outros modos de vibrar.

Para medir atenuação ultrassônica e anisotropia em materiais com elevada absorção acústica, como por exemplo os plásticos, a utilização de técnicas com transdutores banda estreita melhora a relação sinal/ruído [SHOR86]. A operação em banda estreita é obtida através da excitação do transdutor com um trem de pulsos constituído de alguns ciclos de senóide na frequência requerida.

Para se construir um transdutor sintonizado (banda estreita), tem-se duas estratégias:

- 1) O uso de transdutores finos operando na harmônica fundamental ($1/2\lambda$). Para frequências elevadas o transdutor seria muito fino, por exemplo um transdutor de quartzo operando a 150 MHz deveria ter apenas 0,02 mm de espessura.
- 2) A utilização de cristais mais espessos operando em harmônicas mais elevadas. Por exemplo, um transdutor de PZT teria 0,5 mm de espessura para operar na harmônica fundamental em 3 MHz e poderia ser utilizado para frequências mais elevadas com operação em harmônicas ímpares (9 MHz na terceira harmônica, 15 MHz na quinta harmônica, etc). Para se utilizar a operação em harmônicas superiores à fundamental, o transdutor deve ter ar como camada de retaguarda.

3.4. Transdutores banda larga

Transdutores de banda larga são utilizados em aplicações tais como: imagens médicas, ensaios não destrutivos de materiais, medições de velocidade de propagação e atenuação numa faixa contínua de frequências, etc. Nas aplicações banda larga, o transdutor pode ser tratado como um ressonador com baixo Q_m . Esta característica pode ser obtida através da introdução de uma camada de retaguarda no elemento piezoelétrico. O material da camada de retaguarda deve ter um bom casamento de impedância acústica com o elemento piezoelétrico e um coeficiente de atenuação elevado, para absorver e espalhar o pulso ultrassônico que nele se propaga. Para cada aplicação é importante que se faça um casamento de impedâncias entre o elemento piezoelétrico e o material em que a onda propagar-se-á, para otimizar a transferência de energia acústica. Isto normalmente é feito nos transdutores com a combinação de camadas de $1/4\lambda$, que muda gradativamente a impedância até se aproximar do valor do material a ser investigado [KINO87]. A figura 3.1 mostra um desenho esquemático de um transdutor banda larga, típico.

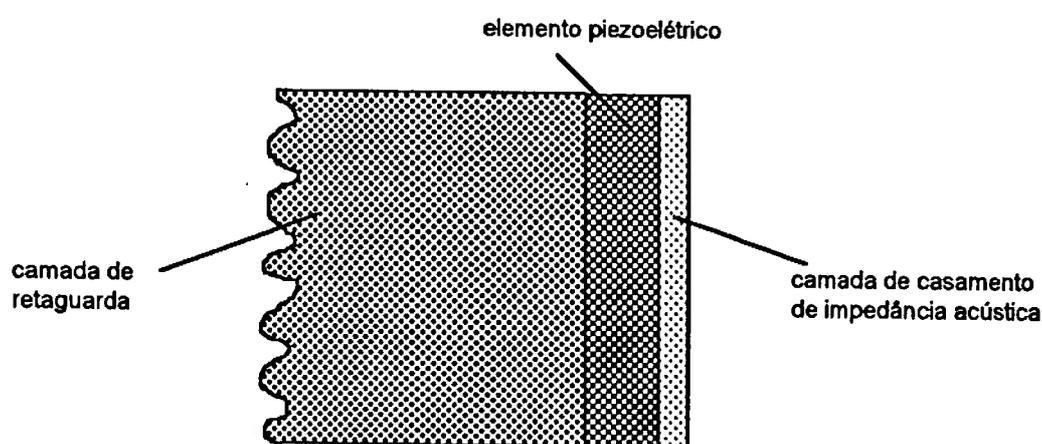


Figura 3.1 Transdutor de ultra-som banda larga.

Assim, o projeto ou a seleção de um transdutor particular deve ser dedicado

exclusivamente para a aplicação específica. Tanto em imagem médica como em ensaios não destrutivos (END) de materiais necessita-se transdutores com pulso estreito, que está relacionado com a resolução axial. Por outro lado, a sensibilidade do transdutor diminui com o aumento da largura de banda, que é conseguida através de amortecimento mecânico e ausência de casamento elétrico [PAPA75]. No caso de aplicações em END, geralmente a diferença de impedância acústica entre o material do defeito (bolha de ar) e o material da peça (sólido) é bem acentuada, possibilitando a utilização de transdutores de baixa sensibilidade. Já no caso de imagens médicas, as diferenças de impedâncias acústicas entre os diversos tecidos é geralmente muito pequena, tornando necessário a utilização de transdutores com sensibilidade maior que os de END. Para melhorar a resolução lateral do transdutor é necessário que o feixe acústico seja estreito, e para isto é necessário diminuir o diâmetro do transdutor e aumentar a sua frequência central. Como a atenuação acústica aumenta com a frequência, o aumento da frequência será limitado pelo alcance necessário. Uma outra possibilidade é a utilização de lentes acústicas, porém o feixe só se torna estreito na região do foco.

3.5. Hidrofonos

Para se medir as características de campos acústicos produzidos por transdutores, nos mais variados tipos de aplicações, utiliza-se receptores piezoelétricos pequenos (comparados com os mínimos comprimentos de ondas) chamados de hidrofonos, pois operam submersos em meios líquidos. Tem-se basicamente dois tipos de hidrofonos: ponta de agulha, e membrana [SHOT80]. Os hidrofonos ponta de agulha podem ser fabricados com elementos piezoelétricos cerâmicos, ou polímeros (PVDF). Com elementos cerâmicos consegue-se diâmetros efetivos menores que os de PVDF, porém os de PDVF têm resposta em frequência melhor (banda mais larga). Os hidrofonos de membrana são fabricados com filmes finos de polímeros piezoelétricos. A membrana fina praticamente não interfere no campo acústico, pois sua espessura (por exemplo 9 ou 28 μm) está bem

abaixo das harmônicas fundamentais das frequências de interesse. Apenas uma pequena região central, metalizada em ambas as faces, funciona como receptor. Este tipo de hidrofone não sofre influência dos modos planares de vibrar devido ao grande diâmetro da membrana. Uma outra vantagem é a pequena diferença de impedância acústica entre o receptor (PVDF) e o meio líquido. Por outro lado, a temperatura de utilização do PVDF não deve exceder 60° C, quando começa a ocorrer perda permanente das propriedades piezoelétricas [STAC89].

3.6 Discussão

A transmissão de um pulso acústico por um transdutor funcionando como um pistão plano pode ser tratada, considerando-se o campo de pressão como a soma de duas componentes: uma onda plana que se propaga na região geométrica do feixe acústico, e uma onda de borda, produzida por difração, que se propaga em todas as direções a partir da borda do pistão [HAYM79]. A figura 3.2 mostra um desenho esquemático das duas frentes de onda.

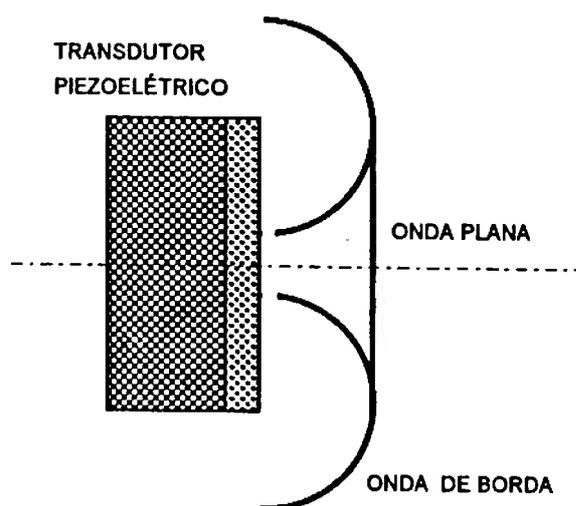


Figura 3.2 Transdutor emitindo onda plana e onda de borda.

Os transdutores de ultra-som disponíveis comercialmente para aplicações em END e em imagens médicas, podem ser encontrados nos mais variados tipos de especificação quanto a: frequência, banda, diâmetro da cerâmica, casamento de impedância acústica, focalização, amortecimento, etc. Porém, estes transdutores, sempre emitem ondas de borda, responsáveis pelos efeitos de difração acústica. Este efeito causa distorções nas medidas de atenuação, velocidade de propagação, coeficiente de reflexão, etc. As distorções são corrigidas matematicamente através de modelos baseados na teoria do pistão plano, que serão abordados no capítulo 5.

Nas aplicações de medida de velocidade, atenuação e coeficiente de reflexão com transdutores para aplicações em END utiliza-se um material homogêneo entre o transdutor e a amostra, de acordo com Roderick & Truell [RODE52], funcionando como uma linha de retardo. Este tipo de arranjo permite a medição das perdas de reflexão com grande vantagem sobre os métodos utilizando o transdutor em contato direto com a amostra. Nestas aplicações utiliza-se excitação com pulso estreito para análise espectral das propriedades numa faixa de frequências, ou excitação numa dada frequência, através de um trem de pulsos formado por ciclos de senóide. A onda emitida se propaga numa linha de retardo, constituída por um meio sólido, onde ocorre conversão de modo das ondas de borda, originando ondas de cisalhamento, como mostrado na figura 3.3 que se propagam com velocidade menor que as ondas longitudinais. A intensidade média das ondas de borda é muito pequena comparada com a onda plana, e a atenuação das ondas de cisalhamento é bem maior que das ondas longitudinais.

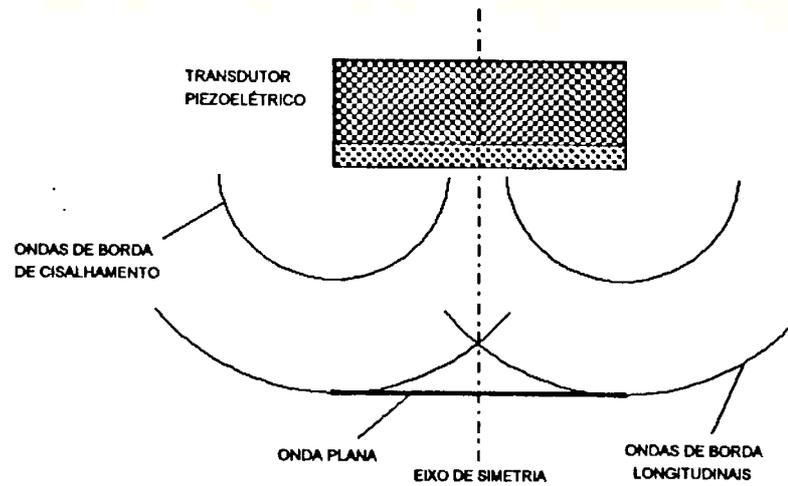


Figura 3.3 Propagação de ondas em sólidos.

Os modelos teóricos utilizados neste trabalho, consideram o transdutor como um pistão plano rígido. Assim sendo, é muito importante realizar os experimentos com um transdutor que se aproxime do modelo do pistão plano. Este modelo é muito conveniente porque trata a vibração do transdutor como um problema unidimensional. Os modelos existentes são baseados em análogos elétricos [KINO87] [ODON81], e têm sido utilizados no projeto de transdutores, com boa aproximação do transdutor real. Modelos vibracionais mais complexos, tratando o problema tridimensionalmente são mais recentes [SILV92], e utilizam métodos numéricos sofisticados, como o método de elementos finitos, por exemplo. Estes modelos são muito poderosos mas são ainda ineficientes do ponto de vista computacional, quando comparados aos modelos unidimensionais, pois exigem a montagem de malhas muito refinadas, resultando num número muito elevado de equações.

CAPÍTULO 4

CARACTERIZAÇÃO DE MATERIAIS POR ULTRA-SOM

4.1 Introdução

A caracterização de materiais, por ultra-som, é baseada na observação de parâmetros da onda acústica: velocidade de propagação, fase, amplitude, etc. Estes parâmetros sofrem alterações ao encontrar a interface entre materiais, e ao se propagar num destes materiais. A partir destes parâmetros pode-se calcular os coeficientes de reflexão e transmissão entre materiais, o coeficiente de atenuação e a impedância acústica de um dado material, etc.

McSkimin [MCSK64] apresenta uma revisão sobre os métodos utilizados na medição de propriedades mecânicas de líquidos e sólidos. As técnicas mais antigas de caracterização de materiais utilizavam ondas contínuas e transdutores de quartzo. As técnicas mais modernas utilizam transdutores cerâmicos excitados com pulsos estreitos (banda larga) ou com trem de pulsos constituídos por alguns ciclos de senóide numa dada frequência.

4.2 Medição dos coeficientes de reflexão e de atenuação

O coeficiente de reflexão de pressão acústica é definido pela relação entre a pressão refletida e a pressão incidente. Pela dificuldade em se medir diretamente a pressão incidente, utilizam-se métodos baseados em múltiplas reflexões que permitem, através de manipulações algébricas, o cancelamento da amplitude incidente. Através destes métodos

pode-se cancelar também o efeito do acoplamento do transdutor com o meio, a atenuação acústica no meio, etc. É necessário um elevado grau de paralelismo entre as interfaces [TRUE63] e uma baixa rugosidade nas superfícies das interfaces.

Revisões dos métodos de medida da atenuação em líquidos e sólidos são apresentadas por Breazele [BREA81] e Papadakis [PAPA90 b].

O método analisado por Papadakis¹ [PAPA68] [PAPA90b] [PAPA84], para medida de propriedades acústicas de sólidos, é baseado em múltiplas reflexões onde o coeficiente de reflexão é medido com a finalidade de se determinar o coeficiente de atenuação. Neste método utiliza-se um meio que funciona como uma linha de retardo entre o transdutor e a amostra, cujas propriedades acústicas serão medidas. A amostra fica entre a linha de retardo e um meio refletor (impedância acústica muito diferente da amostra). A figura 4.1 mostra um desenho esquemático do método dos múltiplos ecos. O transdutor emite um pulso (ou um trem de pulsos) com amplitude A_i que se propaga pela linha de retardo (meio 1) e, ao encontrar a interface com a amostra (meio 2) parte do pulso é transmitida e parte é refletida e se propaga de volta até atingir o transdutor, com amplitude A_0 . A parte transmitida que se propaga pela amostra é refletida pelo refletor (meio 3) e volta para a interface amostra/linha de retardo, sendo que parte é transmitida e captada pelo transdutor, com amplitude A_1 , parte é refletida e se propaga na amostra até atingir o refletor, sendo que parte deste eco chegará ao transdutor com amplitude A_2 . A figura 4.2 mostra os sinais² recebidos no método de múltiplas reflexões, com excitação pulsada. O material da linha de retardo tem coeficiente de atenuação α_1 , e o da amostra tem coeficiente de atenuação α_2 . As expressões (4.1) (4.2) e (4.3) abaixo relacionam as amplitudes dos ecos com a amplitude incidente, através dos coeficientes de reflexão,

¹ Nas análises relativas às mudanças de fases, os sinais sempre aparecem invertidos em seus trabalhos. Este erro conceitual não interfere no resultado final que depende apenas de uma inversão de fase e não da ordem de ocorrência desta inversão.

² A escala de tempos mostrada no gráfico da figura 4.2 não é válida para o intervalo de tempo entre os sinais. Ela refere-se a cada sinal separadamente.

transmissão e atenuação.

$$A_0 = A_i R_{12} e^{-2\alpha_1 l} \quad (4.1)$$

$$A_1 = A_i T_{12} R_{23} T_{21} e^{-2\alpha_1 l} e^{-2\alpha_2 L} \quad (4.2)$$

$$A_2 = A_i R_{21} T_{12} R_{23} R_{23} T_{21} e^{-2\alpha_1 l} e^{-4\alpha_2 L} \quad (4.3)$$

onde:

R_{mn} = coeficiente de reflexão da onda se propagando no meio m ao atingir o meio n

T_{mn} = coeficiente de transmissão da onda do meio m para o meio n

l = distância percorrida na linha de retardo

L = distância percorrida na amostra

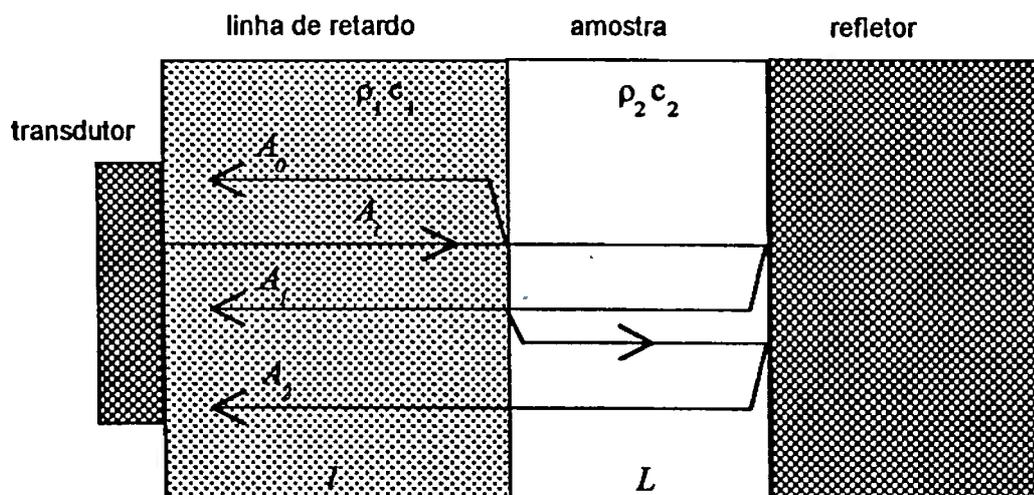


Figura 4.1 Método das múltiplas reflexões

Considerando $R = R_{12}$ chega-se à seguinte relação:

$$\frac{R^2}{(1-R^2)} = -\frac{A_0 A_2}{A_1 A_1} \quad (4.4)$$

Os valores das amplitudes (pico-a-pico) A_0 , A_1 e A_2 devem ser acompanhados dos

respectivos sinais, de acordo com a fase do eco recebido.

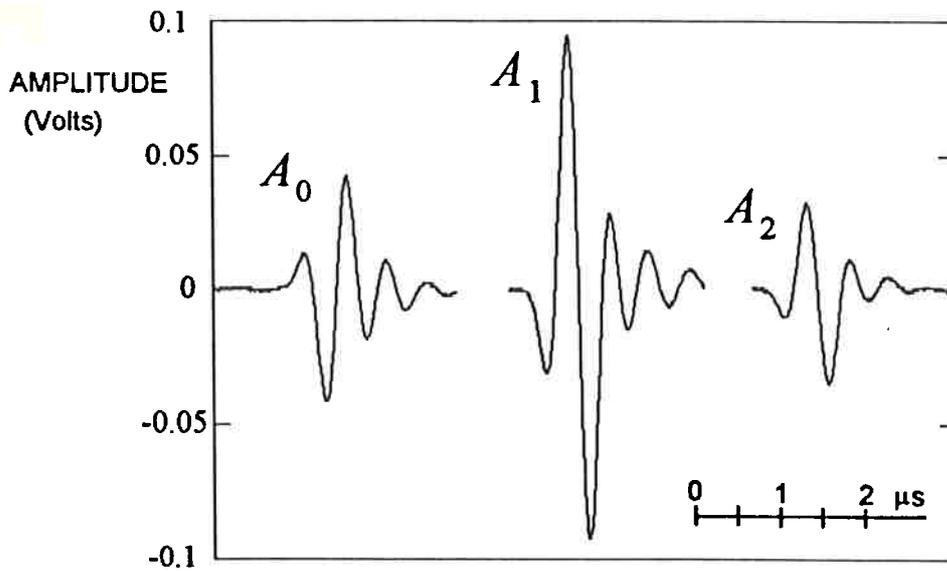


Figura 4.2 Sinais obtidos no método de múltiplas reflexões.

No arranjo mostrado na figura 4.3, a onda refletida na interface entre a linha de retardo e a amostra, que tem amplitude A_0 , está em oposição de fase à onda incidente A_1 . As fases estão representadas pelos sinais (+) e (-). Assim, o produto $A_0 A_2$ sempre terá sinal negativo.

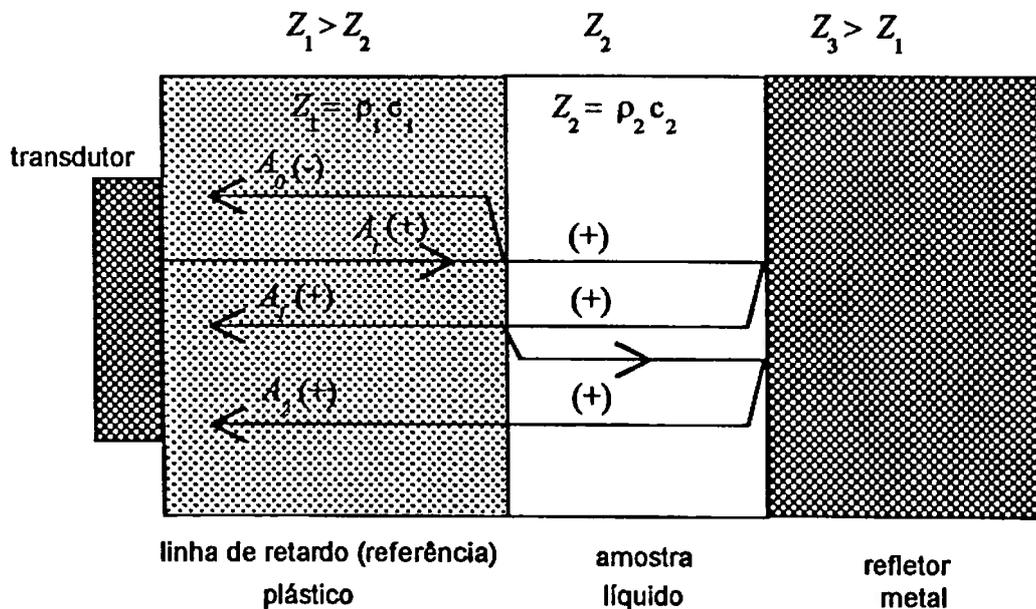


Figura 4.3 Análise das fases dos ecos recebidos no método de múltiplas reflexões.

É desejável que o material da linha de retardo tenha um baixo coeficiente de atenuação, e que sua impedância acústica não seja muito diferente da amostra, para que se obtenha amplitudes com valores da mesma ordem de grandeza.

Devido à dimensão finita do transdutor, o feixe vai abrindo ao se propagar. Este efeito é conhecido como difração acústica e deve ser corrigido matematicamente. A correção depende da velocidade de propagação da onda acústica no meio e das características do transdutor. A figura 4.4 mostra um desenho esquemático do efeito de abertura do feixe acústico [PAPA84].

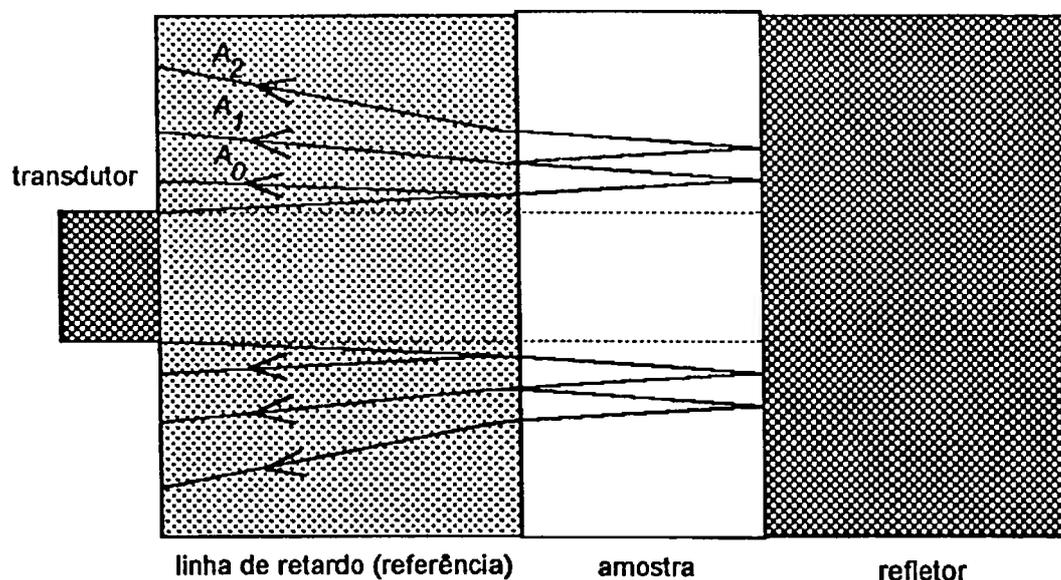


Figura 4.4 Efeito da difração acústica

O coeficiente de atenuação na amostra é determinado pela expressão:

$$\alpha_2 = \frac{\ln(-RR_{23}A_1 / A_2)}{2L} \quad (4.5)$$

Um outro método, proposto por McClements [MCCL91] tem um arranjo físico, mostrado na figura 4.5, semelhante ao do método anterior. A amostra é colocada entre uma linha de retardo e um refletor. O refletor só é utilizado para determinar o coeficiente

de atenuação do meio, e a velocidade de propagação da onda acústica na amostra. O coeficiente de reflexão R é determinado pela relação entre a amplitude A_0 do eco refletido da interface entre a linha de retardo e a amostra, dada pela equação 4.1, e a amplitude A_{ar} do eco refletido da interface linha de retardo e o ar (refletor perfeito), segundo as expressões:

$$A_{ar} = A_i R_{lar} e^{-2\alpha_1 l} \quad (4.6)$$

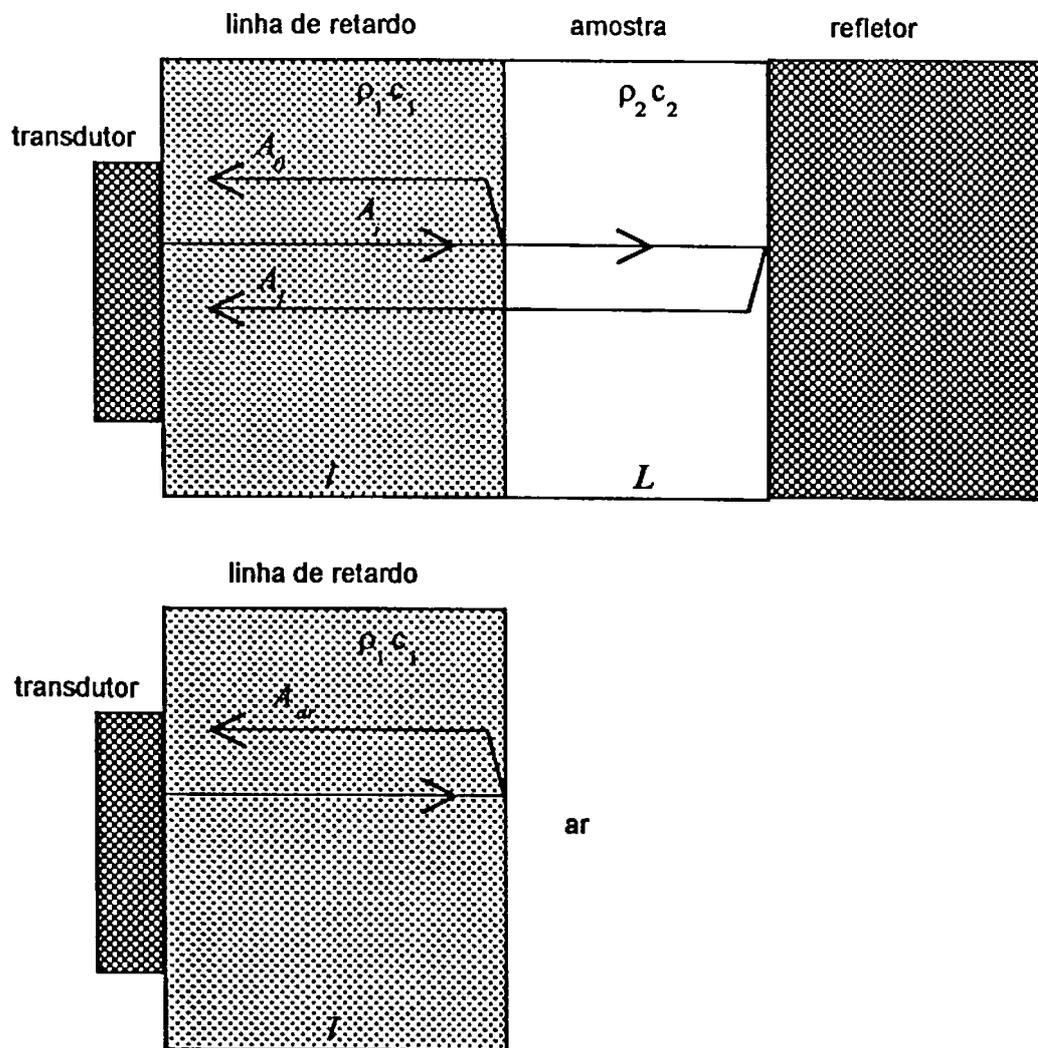


Figura 4.5 Arranjo para medir o coeficiente de reflexão utilizando um refletor perfeito.

Como $R_{1ar} = 1$, considerando $R = R_{12}$, temos que:

$$R = \frac{A_0}{A_{ar}} \quad (4.7)$$

O arranjo deste método é mais simples que o primeiro, porém menos robusto, pois R depende de medidas num refletor perfeito, no caso o ar, que funciona como referência. É necessário efetuar correções devido à variação de temperatura, e a excitação deve ser constante, pois tem um efeito direto na amplitude A_0 do eco. Para minimizar tais erros, a solução adotada foi realizar uma medida no ar antes de cada medida na amostra, e colocar a célula de medição num banho com temperatura controlada. Desta maneira o método é de difícil implementação em processos que exigem medida contínua das propriedades acústicas. O coeficiente de atenuação α_2 , da amostra, pode ser calculado, segundo este método, utilizando-se a relação entre o eco A_1 , dado pela equação 4.2, e o eco A_0 , através da expressão [McCL91] [KLIN84]:

$$\frac{A_1}{A_0} = \frac{T_{12}T_{21}R_{23}}{R_{12}} e^{-2\alpha_2 L} \quad (4.8)$$

O coeficiente de atenuação α_2 é dado pela expressão:

$$\alpha_2 = \frac{\ln[-RA_1 / (1 - R^2)R_{23}A_0]}{2L} \quad (4.9)$$

Para se obter α_2 é necessário calcular R e R_{23} através das impedâncias acústicas da linha de retardo, da amostra e do meio refletor.

O cálculo de α_2 pela equação (4.5), do primeiro método, ou pela equação (4.9), do segundo método depende de R_{23} . Ambos os métodos devem ter as amplitudes dos ecos corrigidas devido ao efeito de difração.

4.3 Medida da velocidade de propagação da onda acústica

A velocidade de propagação da onda acústica é um parâmetro de grande importância na caracterização de um meio. Ela é utilizada no cálculo da densidade do meio ($\rho = Z / c$).

Existem vários métodos para medir a velocidade [McSK61] [PAPA67] [PAPA72], todos baseados na medida do intervalo de tempo entre ecos. Revisões dos vários métodos são apresentadas por Papadakis [PAPA90a] e Breazele [BREA81]. O tempo de propagação no meio é obtido através de um cronômetro que é disparado na emissão do pulso e travado na recepção do eco de uma superfície a uma distância conhecida. Pode-se utilizar também múltiplas reflexões entre duas superfícies paralelas a uma distância conhecida. Neste caso o primeiro eco dispara o cronômetro e após n ecos ($n = 2, 3, \dots$) o cronômetro é travado. A precisão da medida de velocidade está relacionada com a distância percorrida e com a detecção do início e fim do intervalo de tempo. O gatilhamento do início e fim do intervalo é feito através de um circuito de detecção de nível ou de um detector de cruzamento por zero.

Atualmente os sistemas digitais de aquisição de sinais estão bastante avançados e as técnicas de processamento digital de sinais fornecem bons resultados na determinação do intervalo de tempo entre ecos, com a aplicação de correlação cruzada [FOST84], no caso de interfaces bem comportadas (planas e paralelas).

A figura 4.6 mostra dois ecos de uma mesma interface. O primeiro eco $A_1(t)$ serve como ponto de referência para medição do tempo. Depois do intervalo de tempo T chega um segundo eco $A_2(t)$. A função de correlação entre os dois ecos é definida por:

$$C(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} A_1(t) A_2(t + \tau) dt \quad (4.10)$$

Os dois ecos têm a mesma forma de onda, porém o segundo eco está atrasado em relação ao primeiro pelo intervalo de tempo T :

$$A_2 = A_1(t - T) \quad (4.11)$$

assim,

$$C(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} A_1(t) A_1(t - T + \tau) dt = C_{//}(\tau - T) \quad (4.12)$$

onde $C_{//}(\tau - T)$ é a função autocorrelação de $A_1(t)$ que é máxima quando $\tau = T$. Assim, o máximo da função correlação ocorre no tempo T .

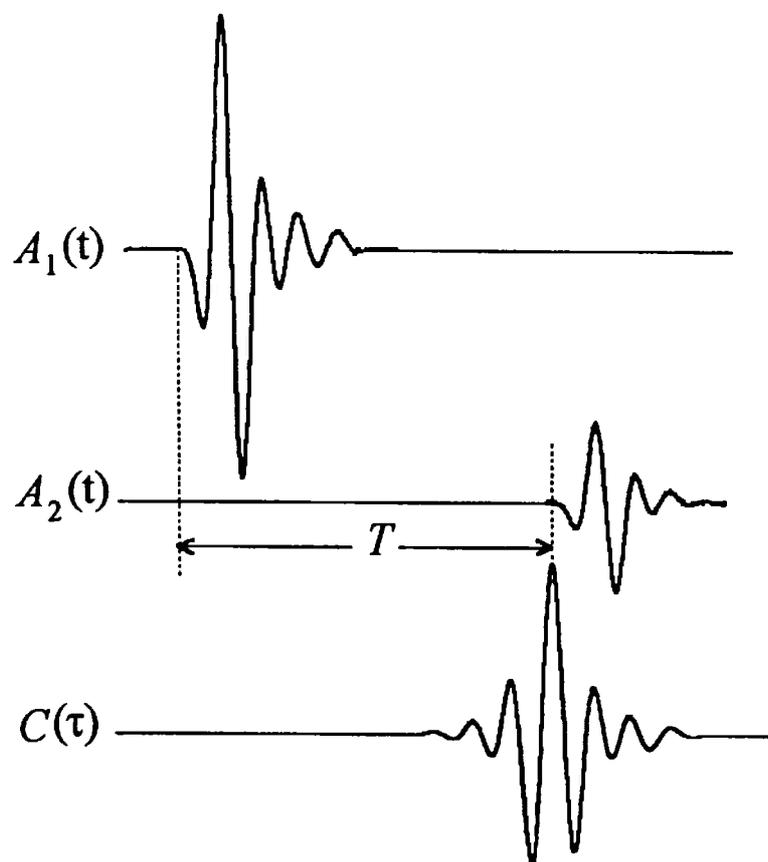


Figura 4.6 Função correlação $C(\tau)$ do primeiro eco $A_1(t)$ com o segundo eco $A_2(t)$.

O intervalo de tempo entre dois ecos, percorrendo uma distância de 40 mm (pulso-eco), em água ($c = 1480$ m/s), corresponde a um $T = 27.027$ us. Para se obter uma precisão de

0.05%, o tempo deve ser medido com um erro máximo de 0.013 us.

A distância percorrida pelo segundo eco, em relação ao primeiro também deve ser medida com precisão. Com um micrômetro, por exemplo, pode-se medir, sem muita dificuldade, uma distância de 20 mm com uma precisão de 0.01 mm. Isto acarreta uma incerteza da ordem de 0.05 %.

Para uma medida com elevado grau de precisão é necessário considerar os efeitos da difração acústica e executar as devidas correções de fase, para a obtenção do intervalo de tempo.

4.4 Medição da densidade de líquidos por ultra-som

A densidade de um líquido é obtida pela relação $\rho = Z/c$, sendo c a velocidade de propagação da onda acústica no líquido, e Z a sua impedância acústica característica. Z é calculado pela equação (2.24) a partir da medição do coeficiente de reflexão de uma onda plana entre um meio conhecido e o líquido em questão. A velocidade de propagação é obtida pelo tempo de trânsito dentro da amostra, utilizando-se o método de correlação cruzada. O coeficiente de reflexão pode ser obtido por um dos dois métodos expostos anteriormente. Z pode ainda ser obtido por um outro método baseado no coeficiente de transmissão proposto por Hale [HALE88].

Tanto o coeficiente de reflexão quanto o coeficiente de transmissão dependem da relação entre as impedâncias dos dois meios adjacentes. Assim, para se determinar a impedância acústica de um dos meios é necessário o conhecimento prévio da impedância acústica do meio que atua como referência. Como a impedância acústica varia com a temperatura do meio, esta deve ser corrigida de acordo com a temperatura, ou com a velocidade de propagação da onda acústica no meio de referência que também varia com a temperatura. No método de transmissão [HALE88] para medição da densidade de líquidos, assume-se

que o coeficiente de atenuação não varia de um líquido para outro, e que as impedâncias acústicas dos transdutores são iguais e não variam depois de calibradas.

Os transdutores utilizados para medir os coeficientes de reflexão e de transmissão pelos métodos expostos acima, são transdutores para aplicações em END e em imagens médicas (banda larga), operando em modo pulso-eco (como emissor e receptor). Estes transdutores podem ser excitados com pulsos estreitos, produzindo uma onda acústica com componentes numa faixa de frequências, ou com um trem de ciclos de senoide numa determinada frequência, e dependendo do número de ciclos, a parte central do trem se comporta como emissão de onda contínua.

As expressões para o cálculo do coeficiente de reflexão não envolvem o coeficiente de atenuação, pois o efeito da atenuação se cancela para uma determinada frequência. Como o coeficiente de atenuação é dependente da frequência deve-se tomar o cuidado de medir as amplitudes numa mesma frequência. No caso de pulsos banda larga a resposta no domínio da frequência se torna necessária [KLIN84]. No caso de excitação com trem de pulsos numa dada frequência deve-se tomar o cuidado de medir a amplitude numa região central do sinal.

Os métodos de medição de densidade, discutidos acima, utilizam os fenômenos de propagação de ondas longitudinais. Existem métodos utilizando outros tipos de ondas, tais como ondas torcionais e ondas planares propagando-se em guias de onda. Observações experimentais mostraram que a velocidade de propagação de uma onda torcional numa barra com secção não circular, funcionando como um guia de ondas, é inversamente proporcional à densidade do líquido em que a barra está imersa [BAU_86] [KIM_89]. Um outro método utiliza ondas planares propagando-se numa chapa fina de silício em contato com o líquido a ser analisado. A densidade do líquido é relacionada à frequência de máxima transmissão da onda acústica na chapa [MART90].

Neste trabalho serão explorados os métodos de determinação do coeficiente de reflexão de ondas longitudinais: método de múltiplas reflexões e método de reflexão relativa.

CAPÍTULO 5

DIFRAÇÃO ACÚSTICA

5.1 Introdução

O campo acústico irradiado por um pistão plano, circundado por uma parede rígida infinita, vibrando segundo uma excitação harmônica contínua, ou uma excitação transiente pode ser tratado, de modo simplificado, considerando-se a propagação de ondas planas e ondas de borda, geradas pelo movimento do pistão plano, como explicado no capítulo 2, que geram interferências construtivas e destrutivas, responsáveis pelo efeito de difração. Nos casos de excitação transiente ou excitação com trem de ciclos de senóides, geralmente o transdutor opera em modo pulso-eco.

O efeito da difração acústica tem grande influência na medição de propriedades acústicas e mecânicas de materiais utilizando-se a propagação de ondas de ultra-som. Este efeito tem sido muito estudado durante algumas décadas, por pesquisadores da área, e existem modelos teóricos para correção matemática [SEKI56] [PAPA66] [GITI69a] [GITI69b] [PAPA75]. Uma outra abordagem para eliminar os efeitos da difração é a utilização de um receptor com uma superfície capaz de interceptar todo o campo acústico irradiado [COST89]. Segundo Bass [BASS58], o campo acústico na zona de Fresnel de um transdutor emissor pode ser considerado como um feixe de ondas planas desde que o transdutor receptor tenha uma superfície capaz de interceptar todo o campo acústico gerado.

A medida precisa do coeficiente de atenuação num meio, dos coeficientes de reflexão e de transmissão em interfaces entre dois meios, e da velocidade de propagação da onda acústica pelos métodos normalmente utilizados requer a correção matemática do efeito de difração causado pelas dimensões finitas do emissor e do receptor. Uma boa revisão dos

métodos de correção de difração para líquidos homogêneos e sólidos isotrópicos é apresentada por Gitis e Khimunin [GITI69].

5.2 Modelos teóricos para correção da difração

A tensão elétrica num receptor é proporcional, com boa aproximação, à pressão média incidente em sua superfície. Os modelos teóricos do efeito de difração tratam da determinação da pressão média, utilizando as expressões para determinação da pressão num ponto arbitrário do campo irradiado por um emissor, sobre a área de um receptor. Seki, Granato e Truell [SEKI56] observaram que para materiais com baixo coeficiente de atenuação a curva de decaimento do eco não tinha comportamento exponencial e apresentava um pico à distância a^2 / λ do transdutor (emissor). Eles calcularam a integral de Rayleigh utilizando séries de Lommel, através de um método gráfico para obter as perdas em dB como função da distância, normalizada, $S = x\lambda / a^2$ (conhecida como parâmetro de Seki), entre o emissor e o receptor, com o mesmo diâmetro igual a $2a$, coaxialmente alinhados, e separados por uma distância x . A correção de difração para um emissor modelado como um pistão plano circular de raio a é definida como a integral do campo acústico gerado pelo pistão sobre a superfície de um círculo coaxial de raio a , que não interfere no campo, localizado a uma distância x do pistão. Os resultados obtidos por Seki, Granato e Truell estão em forma de tabelas para correção do efeito de difração na medida de atenuação (correção de amplitude), e na medida de velocidade de propagação (correção de fase). Rogers e Van Buren [ROGE74] deduziram uma expressão analítica para a integral de difração de Lommel, cujo módulo da correção é dado pela expressão:

$$|D_L| = \{[\cos(2\pi/S) - J_0(2\pi/S)]^2 + [\sin(2\pi/S) - J_1(2\pi/S)]^2\}^{1/2} \quad (5.1)$$

Onde $|D_L|$ varia de 0 a 1, S é o parâmetro de Seki, e J_n é a função de Bessel de ordem n . A figura 5.1 mostra as perdas, calculadas em dB ($-20 \log |D_L|$), em função de S obtidas a partir da equação 5.1.

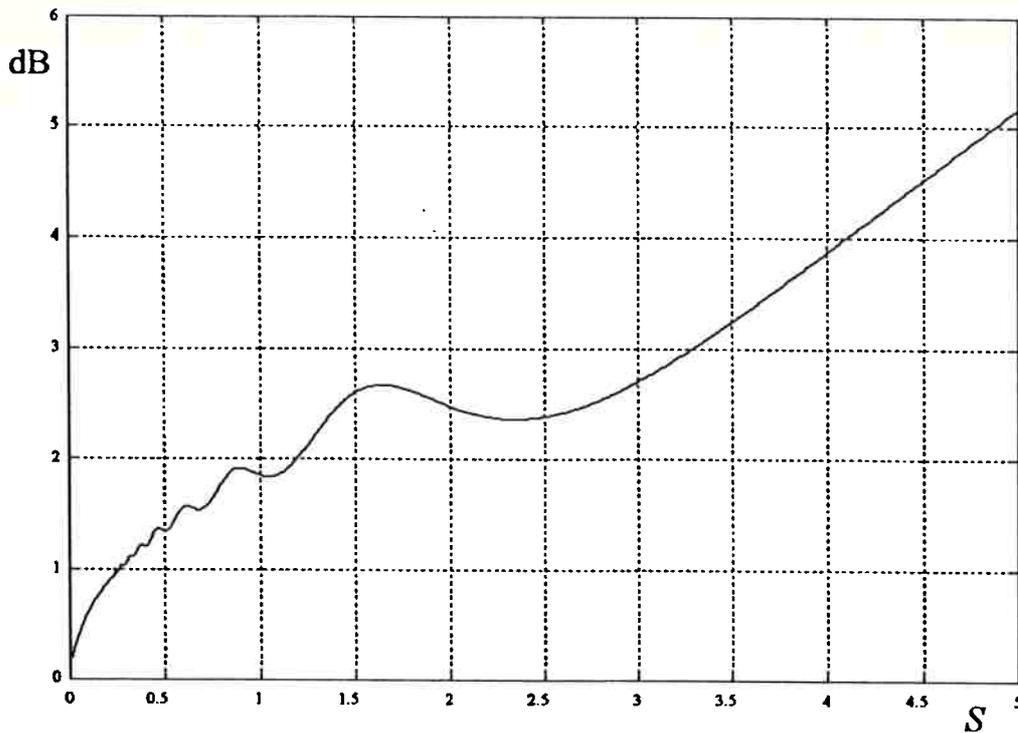


Figura 5.1 Perdas devido à difração acústica.

A equação 5.1 é aplicável apenas quando o emissor e o receptor têm diâmetros iguais, e quando $ka \gg 1$. Para um emissor de raio a e um receptor de raio b posicionados coaxialmente, a pressão média na superfície do receptor, localizado a uma distância x do emissor, é dada pela expressão [YAMA66]:

$$\int_{S_2} p dS_2 = (j\rho\omega V e^{j\omega t} / 2\pi) \int_{S_1} \int_{S_2} (e^{-jkr} / r) dS_1 dS_2 \quad (5.2)$$

onde k e ρ são a constante de propagação e a densidade do meio respectivamente, ω e $V e^{j\omega t}$ são a frequência angular e a velocidade da face do emissor, S_1 e S_2 são as áreas do emissor e receptor, respectivamente, e r a distância entre os elementos de área dS_1 e dS_2 . Considerando $\gamma = b/a$ tem-se:

$$\int_{S_2} p dS_2 = \left(\frac{\rho\omega V e^{j\omega t}}{k} \right) \pi\gamma^2 a^2 \left[e^{-jkx} - \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-jk[a^2(1+2\gamma\cos\beta+\gamma^2)+x^2]^{1/2}} \frac{\sin^2\beta}{1+2\gamma\cos\beta+\gamma^2} d\beta \right] \quad (5.3)$$

para $\gamma \leq 1$, e:

$$\int_{S_2} p dS_2 = \left(\frac{\rho \omega V e^{j\omega t}}{k} \right) \pi a^2 \left[e^{-jkx} - \frac{\gamma^2}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-jk[a^2(1+2\gamma \cos\beta + \gamma^2) + x^2]^{1/2}} \frac{\sin^2 \beta}{1+2\gamma \cos\beta + \gamma^2} d\beta \right] \quad (5.4)$$

para $\gamma > 1$.

As curvas da figura 5.2 foram calculadas a partir das expressões (5.3) e (5.4), utilizando-se o software Mathematica [WOLF91], para um emissor de raio $a = 2.5$ cm, e $k = 5$ cm⁻¹.

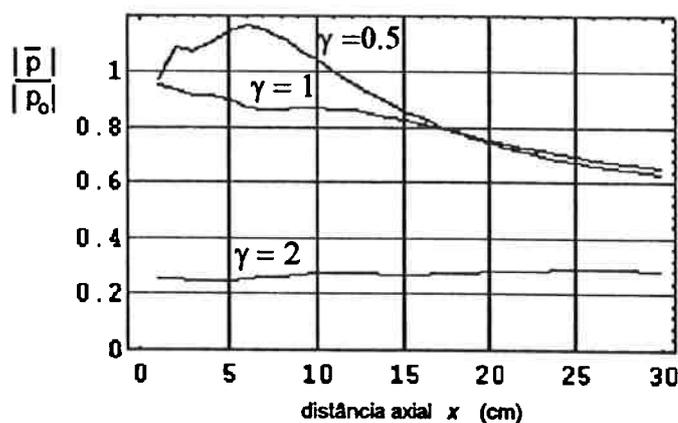


Figura 5.2 Pressão média relativa no receptor x distância entre emissor e receptor.

O cálculo de S exige o conhecimento do comprimento de onda λ , no meio de propagação, e do raio a do transdutor. O comprimento de onda está relacionado com a frequência do sinal de excitação, sendo que para excitação com pulsos estreitos em transdutores banda larga, deve se considerar a correção para uma dada frequência (por exemplo a frequência central do transdutor). Quanto ao raio a do elemento transdutor, Chivers [CHIV80] recomenda uma medição do raio efetivo da abertura de radiação do transdutor, que geralmente difere do raio da cerâmica piezoelétrica. Existem casos com diferenças de até 40% entre o raio efetivo do transdutor e o raio da cerâmica, que proporcionam erros

elevados nas correções de difração. A metodologia para o cálculo do raio efetivo está relacionada com a medição do último máximo e o último mínimo de pressão da resposta axial para excitação em algumas frequências [CHIV80].

O efeito de difração pode ser analisado considerando-se as soluções baseadas na resposta impulsiva do transdutor [UEDA81]. McLaren [McLA87] estudou a resposta do eco recebido de obstáculos de dimensões finitas por transdutores operando em modo pulso-eco. Assumindo que o transdutor, funcionando como receptor, tem sensibilidade uniforme à pressão acústica, sua resposta elétrica $E(t)$ ao receber o eco de um refletor ideal (coeficiente de reflexão = -1) puntual, é dado por:

$$E(t) = -\frac{K\rho_0}{2c_0} v(t) * \frac{\partial\phi_i}{\partial t} * \frac{\partial\phi_i}{\partial t} \quad (5.5)$$

onde K é uma constante, c_0 é a velocidade de propagação no meio (líquido), ρ_0 é a densidade do meio, $v(t)$ é a função que descreve o movimento do emissor, e ϕ_i é a velocidade potencial impulsiva.

Para um obstáculo plano e circular com raio b , posicionado coaxialmente à frente do transdutor, como mostrado na figura 5.3, a resposta do transdutor (receptor) é dada pela expressão [WEIG87]:

$$E(t) = \frac{\rho_0}{2} v(t) * \left(\frac{\rho_1 c_1 - \rho_0 c_0}{\rho_1 c_1 + \rho_0 c_0} \right) \int_0^b \frac{\partial\phi_i}{\partial t} * \frac{\partial\phi_i}{\partial t} 2\pi y dy \quad (5.6)$$

onde $\rho_1 c_1$ representa a impedância característica do obstáculo.

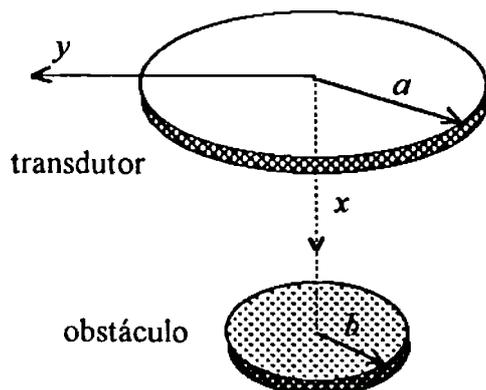


Figura 5.3 Transdutor e obstáculo alinhados coaxialmente.

O termo entre parênteses na equação 5.6 é o coeficiente de reflexão do material do obstáculo. A superfície do obstáculo deve ter uma baixa rugosidade e deve ser perfeitamente plana. A resposta depende das dimensões e do material do obstáculo.

A equação 5.6 fornece resultados significativos quando é aplicada para obtenção de valores relativos, como por exemplo, para obstáculos de diferentes tamanhos mas de mesmo material. Quando o obstáculo é substituído por um receptor de raio b , a resposta deste receptor é dada por:

$$E(t) = K_r v(t) * \int_0^b \frac{\partial \phi_i}{\partial t} 2\pi y dy \quad (5.7)$$

onde K_r é uma constante relacionada ao receptor, considerando-se este tenha uma resposta plana na faixa de frequências de operação.

A perda devido ao efeito de difração pode ser calculada a partir da equação 5.7, considerando-se um receptor com diâmetro igual ao do emissor. A figura 5.4 mostra a curva de perdas em dB em função do parâmetro S , calculada¹ para uma função $v(t)$ igual a um trem de ciclos de senoide (10 a 12 ciclos) numa determinada frequência.

¹ Simulação executada com programação no software Matlab.

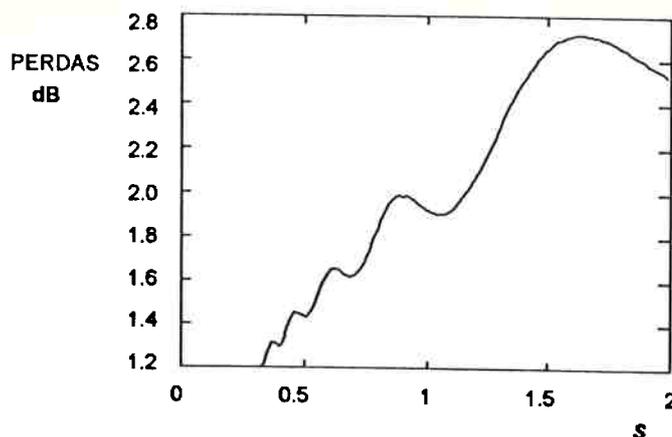


Figura 5.4 Perda por difração pelo método de resposta impulsiva para onda contínua.

Os métodos apresentados acima referem-se à correção de difração para emissão em modo contínuo. A equação 5.7 permite a verificação teórica do efeito de difração para emissão pulsada, considerando-se $v(t)$ igual à componente de onda plana do pulso emitido. Esta componente pode ser obtida com um receptor puntual, ou com um receptor com grande abertura.

Os métodos teóricos apresentados são aplicáveis quando o funcionamento do transdutor se aproxima do modelo do pistão plano. Os transdutores reais nem sempre funcionam segundo o modelo do pistão plano. Nos transdutores com lentes de focalização, por exemplo, estes modelos não apresentam um bom resultado. Como também nos fabricados a partir de cerâmicas de PZT, que apresentam um elevado coeficiente de acoplamento eletromecânico radial, responsável pela geração de ondas devido ao modo radial conhecidas como "head waves".

Uma outra possibilidade é calcular as perdas por difração utilizando a equação (5.7) para excitação pulsada, isto é, considerando a função da velocidade na face do pistão igual à do sinal da onda plana, obtido com um hidrofone, por exemplo.

5.3 Correção matemática do efeito de difração

Considerando-se o arranjo da figura 4.1, as perdas devido ao efeito de difração são dadas pelo gráfico da figura 5.5, considerando-se que o transdutor se comporta como um pistão

circular plano irradiando ondas longitudinais. Uma outra condição é que $a \gg \lambda$, caso contrário a curva torna-se dependente da relação a/λ .

A posição dos três ecos A_j ($j = 0, 1, 2$) A_1 e A_2 são mostradas na figura 5.5. Para cada posição normalizada S_j corresponde correção CD_j em dB. A posição normalizada S_j é calculada, considerando-se a distância percorrida pelo eco correspondente, e o comprimento de onda λ , numa dada frequência. As posições normalizadas S_0 , S_1 , e S_2 são dadas pelas expressões:

$$S_0 = 2lc_1 / a^2 f \quad (5.8)$$

$$S_1 = S_0 + 2Lc_2 / a^2 f \quad (5.9)$$

$$S_2 = S_1 + 2Lc_2 / a^2 f \quad (5.10)$$

onde f é a frequência do eco recebido. As amplitudes corrigidas \tilde{A}_j , correspondentes, são dadas pela expressão:

$$CD_j = 20 \log(\tilde{A}_j / A_j) \quad \text{para } j = 1, 2, 3 \quad (5.11)$$

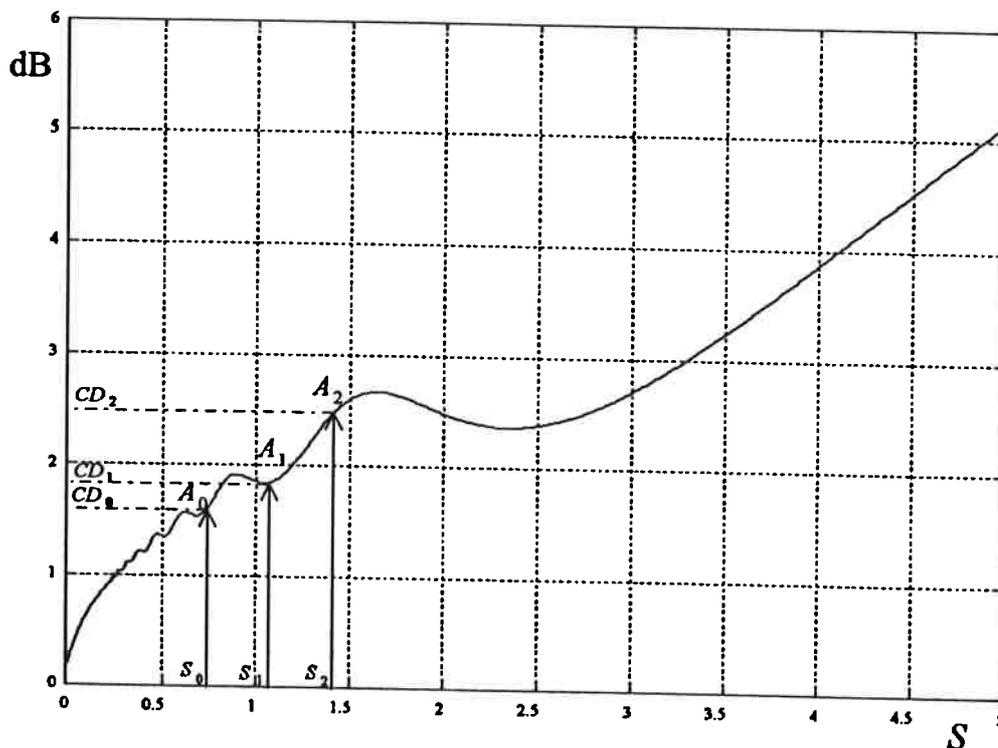


Figura 5.5 Gráfico para correção de difração.

Quando os ecos são provenientes de uma emissão pulsada (pulso estreito) é necessário obter a resposta em frequência de cada eco para efetuar a correção de amplitude numa única frequência [KLIN84]. A figura 5.6 mostra os gráficos das respostas em frequências dos três ecos obtidos a partir da emissão de um pulso estreito.

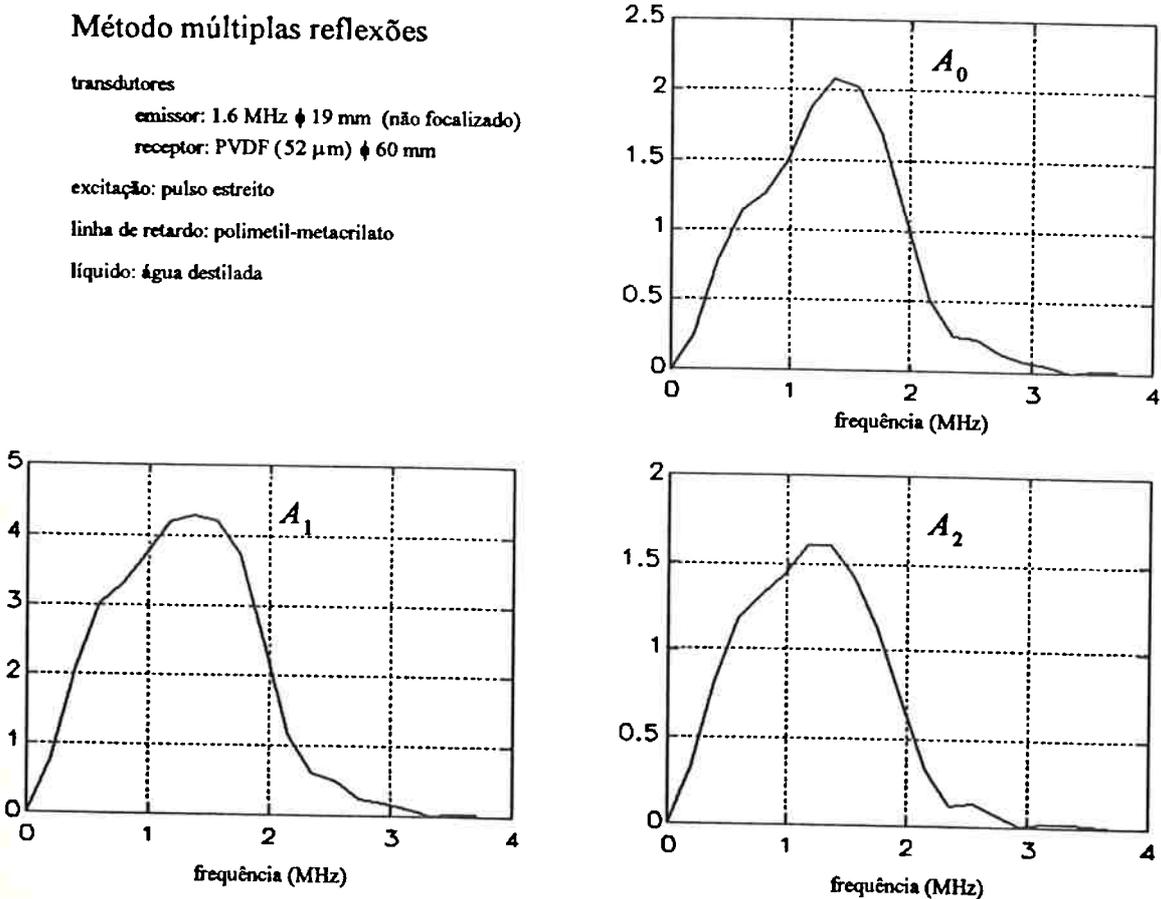


Figura 5.6 Resposta em frequência dos ecos A_0 , A_1 e A_2

5.4 Receptores com grande abertura

O efeito de difração diminui com o aumento do diâmetro do transdutor e com o aumento da frequência do pulso. No gráfico da figura 5.2 verifica-se que para $\gamma = 2$ a pressão média permanece quase constante com a distância entre emissor e receptor. Leeman et al [LEEM85] propôs um receptor piezoelétrico insensível aos efeitos da difração para

medida de atenuação acústica. Este transdutor foi desenvolvido e explorado no trabalho de Costa [COST89]. Consta de um receptor (tipo hidrofone) com grande abertura para interceptar todo o campo acústico, construído com uma membrana, muito fina (espessura em torno de 28 μm), de PVDF. A membrana é metalizada em ambas as faces e forma um receptor muito diretivo com uma boa resposta em frequência. A membrana além de ter uma espessura muito pequena, comparada com o mínimo comprimento de onda acústica no meio, nas frequências de trabalho, tem uma impedância acústica próxima a da água, por isto tem pouca interferência no campo acústico. Este receptor foi chamado de "diffraction insensitive (DI) hydrophone", e aqui será chamado de hidrofone DI.

O hidrofone DI responde apenas às componentes de pressão que incidem perpendicularmente a sua superfície, funcionando como um filtro de componentes incidindo em qualquer outra direção, desde que esteja interceptando todo o campo acústico. A resposta deste transdutor independe dos efeitos de difração e de focalização do transdutor que está gerando o campo [COST89]. Verificou-se que a forma de onda da resposta do hidrofone DI corresponde à onda plana, e provavelmente a uma pequena contribuição da onda de borda que incide perpendicularmente ao hidrofone.

A utilização de um receptor com grande abertura elimina o efeito de difração independentemente se o transdutor obedece ou não o modelo do pistão plano.

Na tese de Costa [COST89], foram apresentados resultados experimentais da medição de atenuação em líquidos e medida da refletividade de sólidos. A figura 5.7 mostra o arranjo utilizado para a medida de refletividade em sólidos, que está muito relacionado com o presente trabalho. Foi utilizado um transdutor comercialmente disponível, para aplicações em equipamentos de imagens médicas, emitindo em direção ao hidrofone DI localizado entre o transdutor de emissão e a amostra, cuja refletividade seria medida. Todo o conjunto está submerso num tanque de água destilada, compondo duas linhas de retardo:

uma entre o transdutor e o hidrofone e outra entre o hidrofone e a amostra (sólido). O hidrofone tinha uma membrana com diâmetro de 75 mm, porém a limitação referente ao efeito de difração estava na amostra (refletor) que tinha apenas 40 mm de diâmetro.

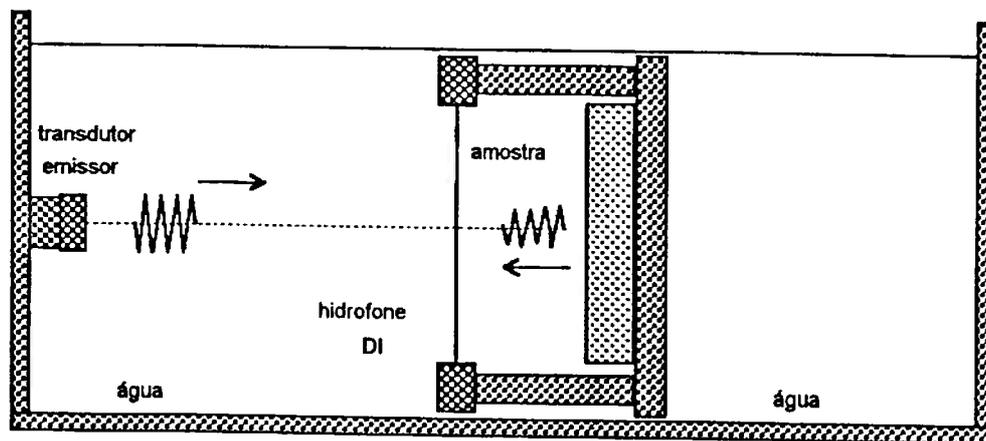


Figura 5.7 Arranjo para medição do coeficiente de reflexão com o hidrofone DI.

A técnica de receptor com grande abertura apresenta um grande potencial para aplicações onde as interfaces são planas e paralelas, como é o caso dos arranjos para medição de atenuação, velocidade de propagação, e coeficiente de reflexão. Esta técnica apresenta uma grande contribuição ao presente trabalho.

CAPÍTULO 6

MEDIDOR DE DENSIDADE

6.1 Introdução

A densidade ρ de um líquido newtoniano é obtida pela relação $Z = \rho c$, sendo c a velocidade de propagação da onda acústica no líquido, e Z a impedância acústica característica do meio. Os métodos analisados no capítulo 4 para medição do coeficiente de reflexão na interface de dois meios são aplicados à determinação da impedância característica de um meio desconhecido, desde que o outro meio seja bem conhecido para servir como referência. A partir da obtenção do Z do líquido, deve-se medir c (que corresponde à medição do tempo de trânsito entre dois ecos subsequentes, conhecendo-se a distância entre as interfaces), e calcular a densidade do líquido. A velocidade de propagação no meio é facilmente medida com uma boa precisão. Por outro lado, os métodos disponíveis para a medição de impedância acústica estão sujeitos a erros tais como: influência da atenuação no meio, efeito de difração acústica, falta de estabilidade do transdutor (emissão e recepção), acoplamento acústico do transdutor, etc. Além disso, estes métodos não são adequados à medição de propriedades acústicas e mecânicas de líquidos em movimento numa tubulação.

Neste trabalho propõe-se a utilização de dois métodos para a medição do coeficiente de reflexão, ambos implementados com o transdutor duplo elemento, emissor e receptor separados. O emissor é um transdutor cerâmico (banda larga) e o receptor é um transdutor de PVDF com diâmetro bem maior que o do emissor, para interceptar totalmente o campo acústico do eco mais distante. O transdutor duplo elemento pode ser montado numa célula para medição de líquidos em repouso ou numa célula de medição instalada numa linha hidráulica para medição de líquidos (no caso apenas água) em

movimento. Os sinais são adquiridos digitalmente e processados posteriormente para obtenção da densidade do líquido.

6.2 Transdutor duplo elemento

Para minimizar os efeitos da difração foi desenvolvido um transdutor, constituído por dois elementos piezoelétricos: um para emissão e outro para recepção, separados por um sólido homogêneo. Este arranjo foi proposto por Habeger e Wink [HABE90] com o objetivo de tratar separadamente os sinais elétricos da emissão do pulso e da recepção dos ecos. Na construção deste transdutor, foi utilizado um filme de PVDF de 110 μm de espessura tanto para o emissor quanto para o receptor. A camada de retaguarda do emissor foi feita com um tarugo de PVDF não polarizado, para permitir um bom casamento de impedâncias e uma grande atenuação da onda que se propaga para trás. Entre o emissor e o receptor também foi utilizado um tarugo de PVDF não polarizado.

No transdutor com duplo elemento de transdução, proposto neste trabalho, o emissor pode ser um transdutor comercialmente disponível (aplicação médica ou END) e o receptor um filme fino (membrana) de PVDF, metalizado em ambas as faces, com um grande diâmetro (comparado ao diâmetro do emissor). Este arranjo teve como base o trabalho de Costa [COST89] que utilizou um transdutor comercialmente disponível (para aplicações em equipamentos de imagens médicas), emitindo em direção a um hidrofone de membrana com grande abertura localizado entre o transdutor de emissão e a amostra, cuja refletividade seria medida. Porém, neste arranjo, todo o conjunto ficava submerso num tanque de água destilada, compondo duas linhas de retardo: uma entre o transdutor e o hidrofone e outra, entre o hidrofone e a amostra (sólido).

O transdutor proposto tem como finalidade aplicações tanto para amostras sólidas quanto líquidas. Assim sendo, utilizou-se linhas de retardo de material sólido. Para aplicações em líquidos, objetivo deste trabalho, o material da linha de retardo deve ser preferencialmente

um plástico, porque os plásticos têm impedâncias acústicas próximas da maioria dos líquidos. O plástico escolhido foi o polimetil-metacrilato (acrílico), que apresenta uma baixa atenuação acústica em relação aos demais plásticos. A membrana de PVDF com espessura de 52 μm é metalizada com alumínio (ou alumínio-níquel) em ambas as faces formando os eletrodos do transdutor (receptor). A linha de retardo de material plástico oferece ainda um casamento de impedâncias perfeito com a membrana de PVDF. A membrana é circular e tem um diâmetro de aproximadamente 80 mm, e as linhas de retardo têm diâmetros de 60 mm. Assim, quando a membrana é montada entre as linhas de retardo, sobra um anel de membrana que é utilizado para as conexões elétricas. Entre a membrana e as linhas de retardo não deve haver bolhas de ar. O acoplamento entre a membrana e as linhas de retardo foi feito com uma camada fina de adesivo do tipo epoxy. As faces das linhas de retardo devem ser bem paralelas. O contato elétrico é feito através do anel de membrana, com a introdução de dois anéis de alumínio, um em cada face da membrana, que melhoram a rigidez mecânica e o contato elétrico. O arranjo com o emissor entre dois sólidos possibilitou uma construção muito robusta. A figura 6.1 mostra um desenho esquemático do transdutor duplo.

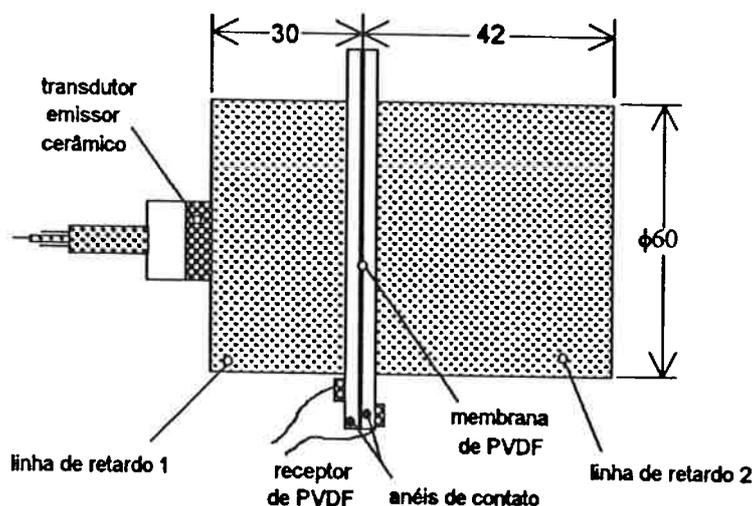


Figura 6.1 Desenho esquemático do transdutor duplo.

O transdutor pode ser excitado por um pulso estreito, ou por um trem de ciclos de senóide. A onda emitida se propaga na linha de retardo 1, constituída por um meio sólido, onde ocorre conversão de modo das ondas de borda, originando ondas de cisalhamento, como mostrado na figura 6.2. Estas ondas se propagam com velocidade menor que as ondas longitudinais. A intensidade média das ondas de borda é muito pequena comparada com a da onda plana, e a atenuação das ondas de cisalhamento é bem maior que das ondas longitudinais. No caso do plástico Lucite (polimetil-metacrilato) os coeficientes de atenuação da onda longitudinal α_L e da onda de cisalhamento α_S são:

$$\alpha_L \left[\frac{\text{dB}}{\text{m}} \right] = 70f \quad \text{e} \quad \alpha_S \left[\frac{\text{dB}}{\text{m}} \right] = 210f$$

onde f é a frequência em MHz. A título de comparação, a constante de atenuação α , na água é dada por [RIST83]:

$$\alpha \left[\frac{\text{dB}}{\text{m}} \right] = 0.217f^2$$

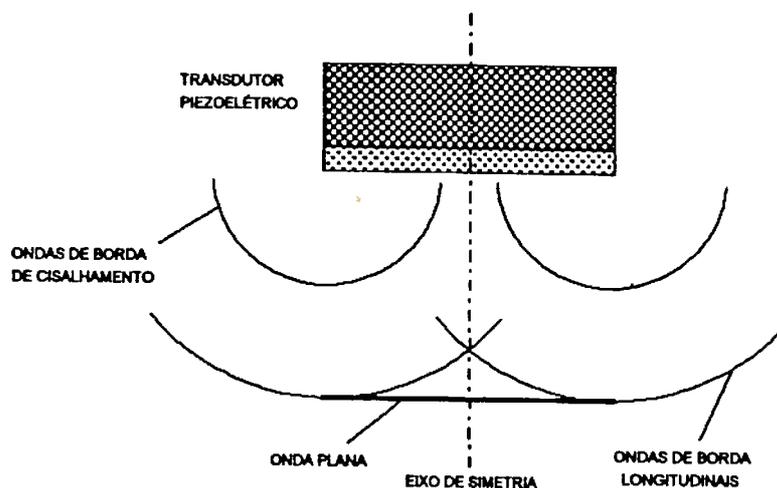


Figura 6.2 Propagação de ondas em sólidos.

A tabela 6.1 contém as propriedades dos polímeros [HART80][RIST83] utilizados no transdutor de duplo elemento. Os produtos ρv_l (impedância acústica característica) têm

valores bem próximos, o que significa baixa reflexão de pressão.

Tabela 6.1 Propriedades mecânicas e acústicas de polímeros.

polímero	densidade ρ (g/cm ³)	velocidade longitudinal v_l (m/s)	velocidade cisalhamento v_s (m/s)	$\frac{dv_l}{dt}$ $\left[\frac{\text{m}}{\text{s} \cdot ^\circ\text{C}} \right]$
polimetil-metacrilato	1.191	2690	1340	-2.5
resinas epoxy	1.00 -1.25	2400-2900	-	-
PVDF	1.779	1930	775	-

O sinal elétrico produzido pela membrana de PVDF, ao receber uma onda de pressão, é muito pequeno, em alguns casos inferior a 5 mV, e muito susceptível a ruído eletromagnético devido à sua grande área metalizada. O nível de sinal depende da energia da onda emitida, cuja pressão produzirá variações de espessura na membrana, e serão transformadas em sinais elétricos através do coeficiente piezoelétrico referente à espessura. A sensibilidade do receptor é diretamente proporcional à espessura da membrana. A espessura deve ser escolhida para que se obtenha o máximo de sensibilidade sem que o receptor perca as características de resposta em frequência, isto é, a espessura deve ser menor que $\lambda/4$, onde λ é o comprimento de onda no PVDF, na direção da espessura. Por exemplo, limitando-se a resposta em frequência em 10 MHz, torna-se necessário uma membrana com espessura máxima de 52.5 μm , considerando-se a velocidade de propagação do som no PVDF igual a 2100 m/s [PENN83]. A forma construtiva da célula de medição de densidade possibilitou uma blindagem eletromagnética ao transdutor de PVDF.

Foram construídos 4 protótipos¹ do transdutor utilizando duas espessuras (28 e 52 μm) de

¹ Nos experimentos só foi utilizado um dos protótipos, com espessura de 52 μm . Uma fotografia mostrando os protótipos do transdutor encontra-se no anexo A.

PVDF, com metalização em alumínio e alumínio níquel. O receptor com espessura de $28\ \mu\text{m}$ é mais transparente à onda acústica, porém sua sensibilidade é bem menor que a do receptor com espessura de $52\ \mu\text{m}$. O diâmetro do receptor ($60\ \text{mm}$) foi calculado para interceptar toda a extensão do campo acústico gerado por um transdutor piezoelétrico cerâmico (banda larga), com frequência central em $1.6\ \text{MHz}$, diâmetro de $19\ \text{mm}$, a uma distância máxima em torno de $100\ \text{mm}$ (em água). Os comprimentos das linhas de retardo foram escolhidos para não ocorrer superposições de ecos, devido às múltiplas reflexões. A figura 6.3 mostra formas de ondas² captadas pelo receptor de PVDF. O primeiro sinal é a onda emitida pelo transdutor cerâmico captada ao ser transmitida através do receptor. O segundo sinal é o eco refletido no final da linha de retardo 2.

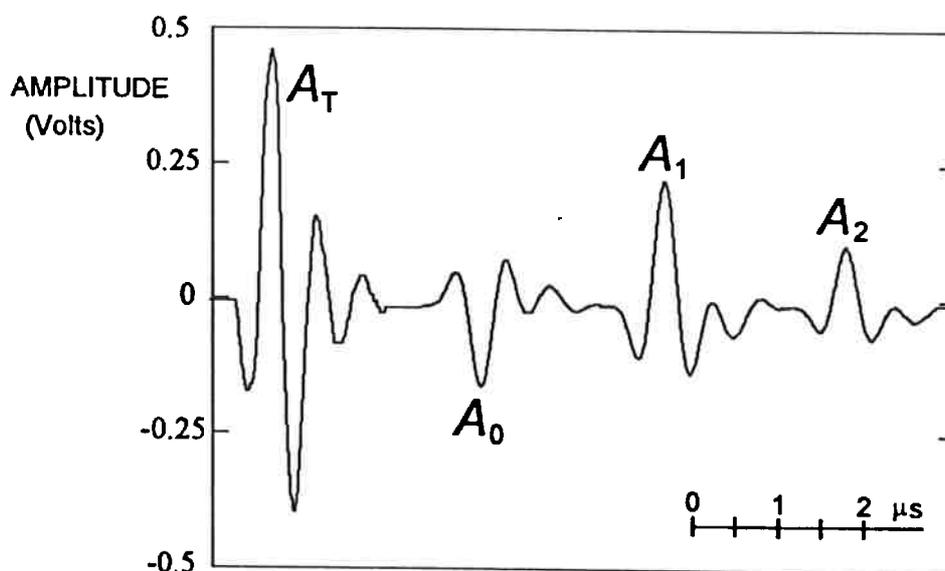


Figura 6.3 Sinais captados pelo receptor de PVDF (amplificação 20 dB)

6.3 Célula de medição de densidade

6.3.1 Princípio de funcionamento

A célula de medição de densidade funciona basicamente segundo os métodos utilizados para determinação do coeficiente de reflexão na interface entre dois meios, apresentados

² O tempo entre os sinais não está em escala. A escala de tempo mostrada no gráfico da figura 6.3 refere-se a cada sinal separadamente.

no capítulo 4. O transdutor emissor é excitado com um pulso estreito ou com um trem de ciclos de senóide, por um circuito de potência. O transdutor vibra ($v(t)$ = velocidade da face) emitindo uma onda que se propaga no sólido da primeira linha de retardo até atingir a superfície do receptor. Este é sensibilizado (mede a onda de pressão transmitida A_T) e deixa passar praticamente toda a onda incidente, devido ao bom casamento de impedância acústica e à pequena espessura da membrana de PVDF. A onda de pressão transmitida segue até atingir a interface entre a segunda linha de retardo e o líquido (amostra), onde parte da onda é refletida retornando ao receptor com amplitude A_0 , e parte é transmitida para o líquido, refletida pelo refletor retornando para o receptor com amplitude A_1 . Um segundo eco A_2 da interface amostra/refletor (explicado no capítulo 4), é recebido pelo receptor.

Com este arranjo tem-se o sinal da onda transmitida A_T , que é utilizado para determinar a velocidade de propagação na linha de retardo, e também para corrigir o erro devido às variações do transdutor emissor (muito importante no método que utiliza como referência o coeficiente de reflexão da interface linha de retardo/ar). A velocidade de propagação na linha de retardo é utilizada para corrigir a variação da impedância acústica com a temperatura, pois o material da linha de retardo é a referência para o cálculo da impedância acústica do líquido.

O método de determinação do coeficiente de reflexão regido pela equação (4.7) pode ser melhorado, introduzindo-se uma normalização em relação ao sinal transmitido A_T que, como os sinais A_{ar} e A_0 , varia no tempo. Considerando-se que A_{ar} e A_0 variam proporcionalmente a A_T , a equação (4.7) pode ser tratada como:

$$R = \frac{[A_0 / A_T]_{t_1}}{[A_{ar} / A_T]_{t_0}} \quad (6.1)$$

onde, os índices t_0 e t_1 significam que as relações A_{ar}/A_T e A_0/A_T foram calculadas com

valores de amplitudes obtidas nos instantes t_0 e t_1 (que simplesmente indicam que são instantes de tempos diferentes) respectivamente.

A velocidade de propagação da onda acústica no material da linha de retardo é determinada a partir da medição do tempo de trânsito entre o sinal A_7 e o sinal A_0 pelo método de correlação cruzada, e do comprimento da linha de retardo, que é conhecido. O comprimento da linha de retardo varia com a temperatura de acordo com o coeficiente de expansão linear δ do material. Para o polimetil-metacrilato, $\delta = 6$ a 9×10^{-5} m/m°C [KAYE73], o que significa um erro de, no máximo, 0.1% para uma variação de 10 °C.

6.3.2 Medição com o líquido em repouso

Nos métodos de medição do coeficiente de reflexão é necessário um alto grau de paralelismo entre as superfícies das interfaces. A figura 6.4 mostra um desenho esquemático da célula de medição de densidade. Para se conseguir um bom paralelismo a célula foi montada a partir de uma carcaça monobloco, com uma cavidade central para alojar a amostra (líquido) e um furo passante que serve como guia para o posicionamento do transdutor duplo elemento, e do refletor. Numa das extremidades, posiciona-se o transdutor que tem a linha de retardo 2 com diâmetro ajustado para o furo, e na outra extremidade um tarugo de aço inox (refletor) também com o diâmetro ajustado para o furo. Esta montagem garante o paralelismo entre as superfícies planas do emissor, linha de retardo 1, receptor, linha de retardo 2 e refletor. O micrômetro, montado na retaguarda do refletor, possibilita o posicionamento axial preciso da face do refletor em relação à face da linha de retardo. Este posicionamento determina a distância L (comprimento da amostra), utilizada para o cálculo da velocidade de propagação da onda acústica na amostra.

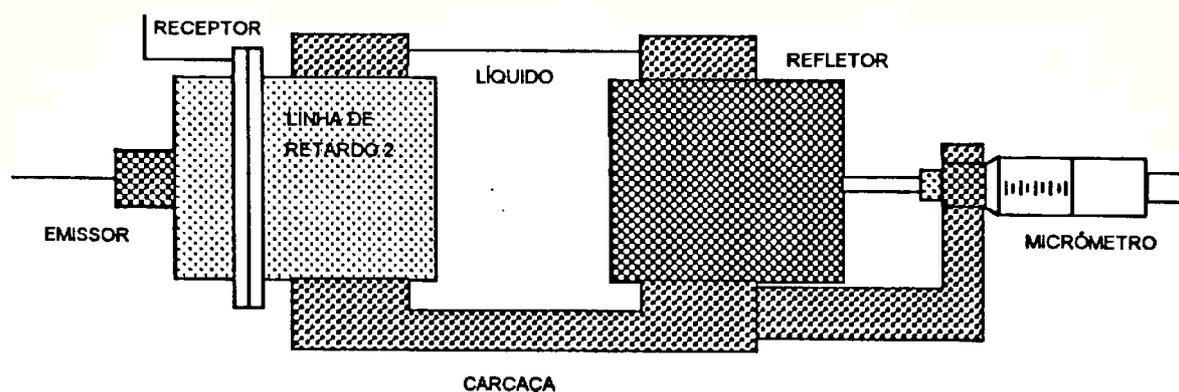


Figura 6.4 Célula de medição de densidade para líquidos em repouso.

Uma fotografia da célula de medição para líquidos em repouso encontra-se no anexo A.

6.3.3 Medição com o líquido em movimento

A célula de medição de densidade para líquidos em movimento numa tubulação foi projetada para ser instalada na linha através de flanges de conexão. Ela só foi utilizada em experimentos com água, devido às dificuldades de manipular outros líquidos. Isto não traz nenhum prejuízo a este trabalho, que tem como objetivo a medição de densidade de líquidos com baixa viscosidade. Os experimentos de medição de densidade com o líquido em movimento têm como objetivo a verificação do efeito do escoamento (velocidade e nível de turbulência) nas medidas.

A célula tem a mesma configuração básica da célula de medição para líquidos em repouso. O transdutor duplo elemento e o refletor são posicionados radialmente no tubo, perpendicularmente ao fluxo do líquido. Assim, a secção transversal do tubo será a câmara de amostras (líquidos) como mostrado na figura 6.5. Para simplificar a construção e flexibilizar as condições de ensaios, utilizou-se um tubo de secção retangular, com a dimensão na direção de propagação da onda acústica bem menor que a dimensão transversal à propagação. O transdutor e o refletor podem ser posicionados de modo a não causar perturbações no escoamento, como mostrado na figura 6.5, porém o refletor

pode ser introduzido no escoamento a fim de provocar perturbações no mesmo, como mostrado na figura 6.6. Este arranjo tem como objetivo a verificação qualitativa da influência das perturbações no escoamento, pois numa aplicação industrial seria desejável que a célula tivesse secção circular com o mesmo diâmetro que a tubulação em que esta seria instalada.

No anexo A, encontra-se uma fotografia da célula de medição para líquidos em movimento.

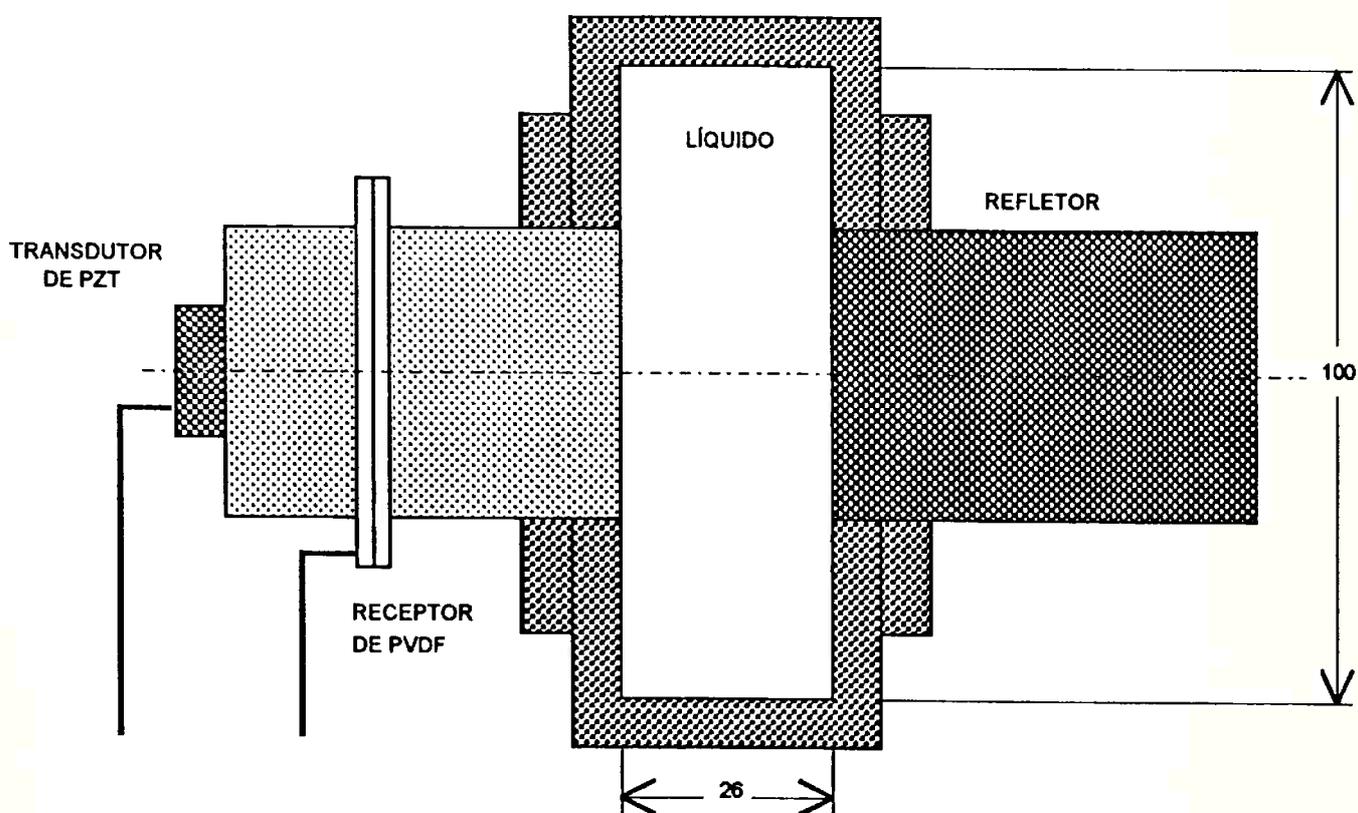


Figura 6.5 Corte transversal da célula de medição de densidade (líquido em movimento).

A figura 6.7 mostra um corte longitudinal da célula de medição de densidade. O tubo de seção retangular foi construído com chapas de acrílico (polimetil-metacrilato) de 10 mm de espessura, e os suportes do transdutor e do refletor foram usinados em alumínio. Foi necessário colocar reforços de aço para garantir o posicionamento relativo entre o

transdutor e o refletor, pois a pressão do líquido deformaria as paredes do tubo de acrílico, interferindo na medição da velocidade de propagação da onda acústica.

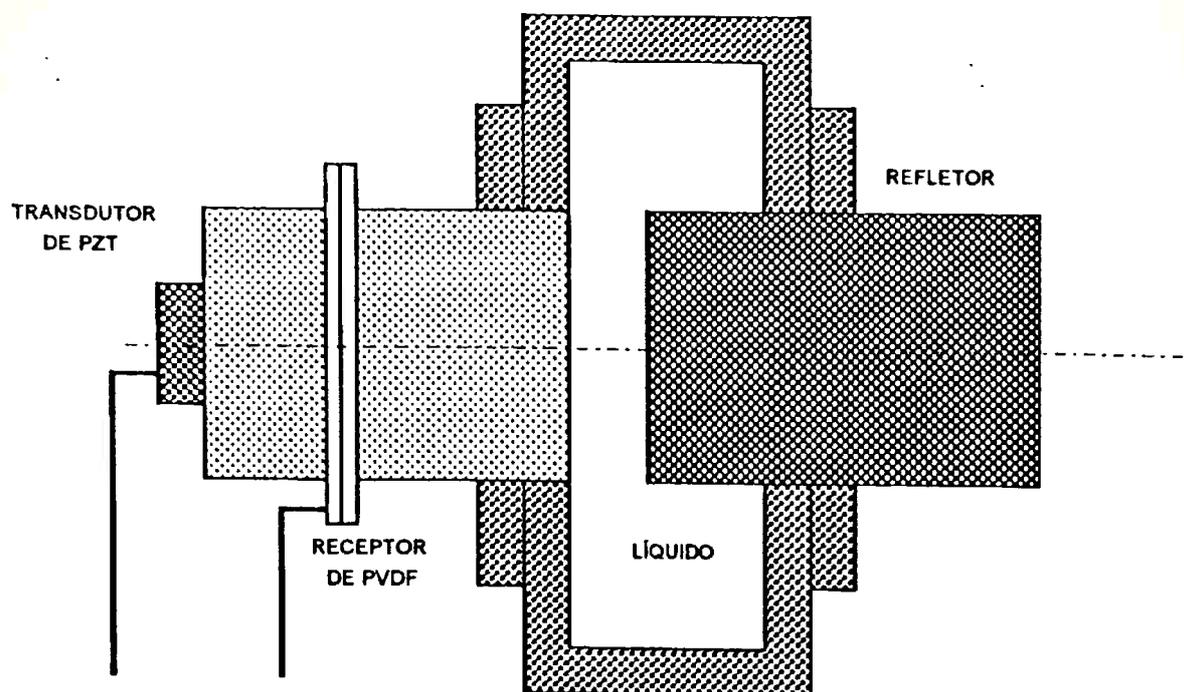


Figura 6.6 Refletor inserido no escoamento para provocar turbulência.

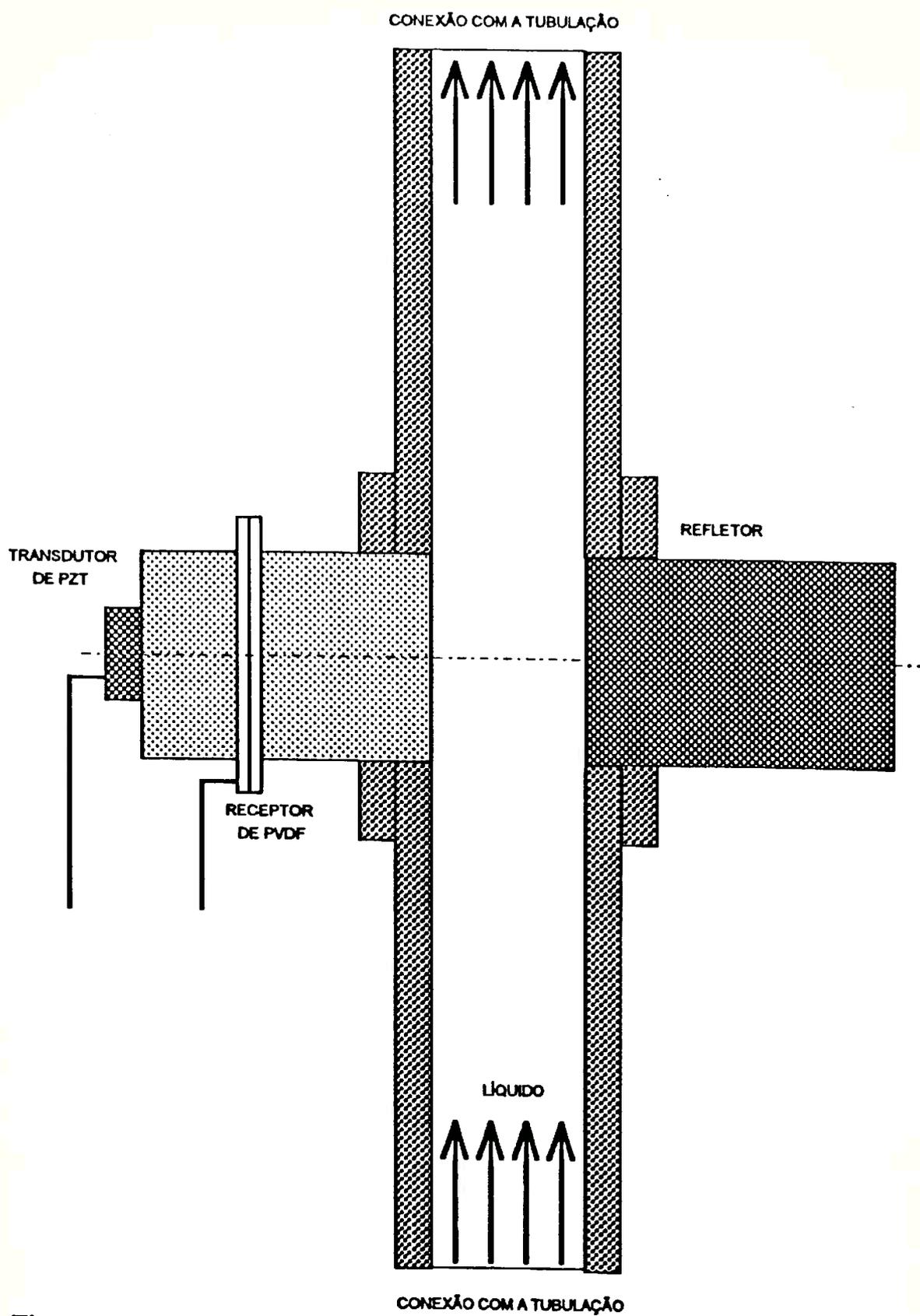


Figura 6.7 Corte longitudinal da célula de medição de densidade (líquido em movimento)

Para executar as medições com o líquido em movimento foi construída uma linha hidráulica com vazão regulável de 0 a 20 litros/segundo [BUIO92]. A figura 6.8 mostra um desenho esquemático da linha hidráulica utilizada.

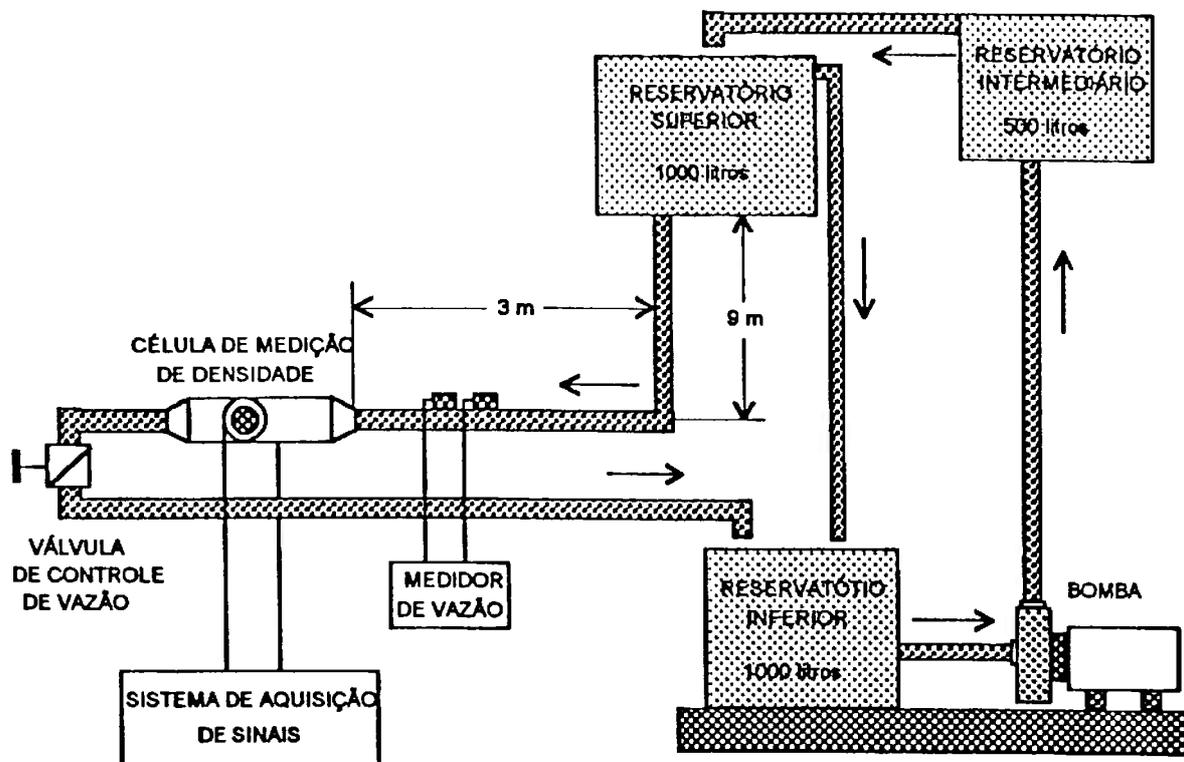


Figura 6.8 Desenho esquemático da linha hidráulica.

A bomba succiona a água do reservatório inferior e joga no reservatório intermediário posicionado um pouco acima do reservatório superior. Do reservatório intermediário a água cai pela ação da gravidade no reservatório superior, que deve operar com o nível constante para evitar variações de pressão na linha de medição. O nível é determinado por um tubo lateral que deixa o excesso retornar ao reservatório inferior. O reservatório superior alimenta a linha de medição, que tem um longo trecho reto, após uma queda de aproximadamente 9 m, onde estão instalados um medidor de vazão por ultra-som e a célula de medição de densidade. A medição de vazão é feita através de um medidor ultra-sônico modelo UFP-1000 (Tokimec), com os transdutores montados na parede externa de

um tubo de aço inox (diâmetro externo = 73.1 mm, parede = 2.1 mm). Este medidor tem uma precisão de medida de $\pm 1.5\%$ do valor indicado, suficiente para a realização dos experimentos. O ajuste da vazão é feito através de duas válvulas, uma para ajuste grosso e outra para o ajuste fino.

6.3.4 Escoamento de líquidos em tubos

O perfil de velocidade de um líquido escoando num tubo é influenciado por vários parâmetros, tais como, a viscosidade (μ), a densidade (ρ), a velocidade média de escoamento (V_M) e o diâmetro do tubo (D). Estes parâmetros foram agrupados para formar um número adimensional conhecido como número de Reynolds (R_D), dado pela expressão:

$$R_D = \frac{\rho V_M D}{\mu} \quad (6.2)$$

O perfil de escoamento é ainda influenciado por outros parâmetros como o acabamento superficial das paredes internas do tubo, e o nível de turbulência, entre outros. Em baixas velocidades, ou em líquidos mais viscosos, as forças devido à viscosidade mantêm as partículas do líquido movimentando-se em camadas paralelas, produzindo um perfil laminar de escoamento (regime laminar). Em velocidades mais elevadas, ou em líquidos menos viscosos, as forças inerciais ultrapassam as forças viscosas fazendo com que as partículas se movimentem de maneira desordenada, produzindo um perfil turbulento (regime turbulento). O perfil laminar é facilmente analisado, mas o perfil turbulento, com movimentos complexos e aleatórios ainda não é bem dominado.

A transição de um regime de escoamento para outro foi verificada experimentalmente como sendo função do número de Reynolds, e ocorre em $R_D \cong 2000$. Abaixo deste valor o escoamento é laminar. Passa por uma região de transição que vai até $R_D \cong 4000$, e acima

deste valor torna-se turbulento. O perfil laminar é parabólico, como mostrado na figura 6.9, e a distribuição de velocidade $V(r)$, na posição radial r , é dada por:

$$V(r) = V_C \left[1 - \left(\frac{2r}{D} \right)^2 \right] \quad (6.3)$$

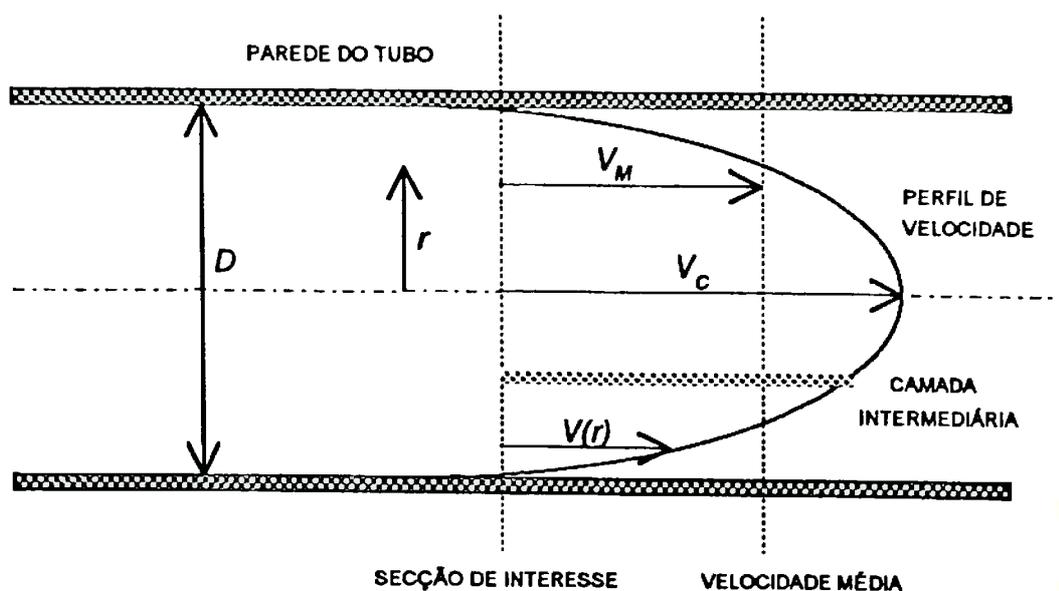


Figura 6.9 Distribuição de velocidade num tubo (escoamento laminar).

O perfil turbulento não tem uma geometria fixa, mas muda com a rugosidade das paredes internas do tubo e com o número de Reynolds. Uma maneira simples de calcular o perfil de escoamento turbulento para tubos com paredes lisas é dado pela lei empírica descrita pela equação:

$$V(r) = V_C \left(1 - \frac{2r}{D} \right)^{1/N} \quad (6.4)$$

onde, N é dado pela tabela 6.2 [BENE80].

Tabela 6.2 Relação empírica entre o número de Reynolds (R_D) e o expoente N .

R_D	4×10^3	1.1×10^5	1.1×10^6	3.2×10^6
N	6	7	8.8	10

6.3.5 Propagação de ondas numa camada de líquido em movimento

Os coeficientes de reflexão e transmissão de uma onda acústica incidindo numa camada de líquido em movimento são alterados pela velocidade da camada, dependendo do ângulo de incidência da onda. Para incidência normal ao movimento da camada de líquido, os coeficientes de reflexão e transmissão são independentes da velocidade de movimentação desta camada [YEH66] [KONG69].

Quando um líquido escoar num tubo em regime turbulento, as partículas movimentam-se desordenadamente, com grandes variações de velocidade, provocando variações de pressão. Este comportamento deve gerar variações de densidade do líquido, também de modo aleatório, e em pequenos volumes. Uma onda acústica, ao se propagar num meio que apresenta variações de densidade, pode ter partes refletidas e também refratadas. Estes fenômenos devem ocorrer se as regiões que apresentam variações de densidade tiverem dimensões comparáveis ao comprimento de onda. Caso contrário, estas variações não interfeririam na propagação da onda. A ocorrência de reflexões e refrações teria como efeito o aumento da atenuação da onda acústica, e aumentaria com a frequência. A densidade média permaneceria constante.

6.4 Equipamentos eletrônicos

O sistema eletrônico utilizado na implementação dos métodos de medição de densidade de líquidos por ultra-som pode ser dividido nos subsistemas: excitação do transdutor para

geração do ultra-som, amplificação dos sinais recebidos, aquisição e processamento digital dos sinais. A figura 6.10 mostra um diagrama de blocos dos módulos utilizados nos experimentos.

A excitação do transdutor cerâmico pode ser um pulso estreito (banda larga) ou um ciclo de senóide com frequência constante. O pulso estreito é gerado pelo módulo 5052UA "ultrasonic analyzer" da Panametrics, que também gera o sincronismo para o osciloscópio. Este aparelho tem controle de energia, amortecimento e taxa de repetição do pulso. A excitação com ciclos de senóides é feita através de um gerador cuja saída está ligada a um amplificador de potência (40 dB, 10 Watts em 50 Ω , entrada máxima de 1 Volt).

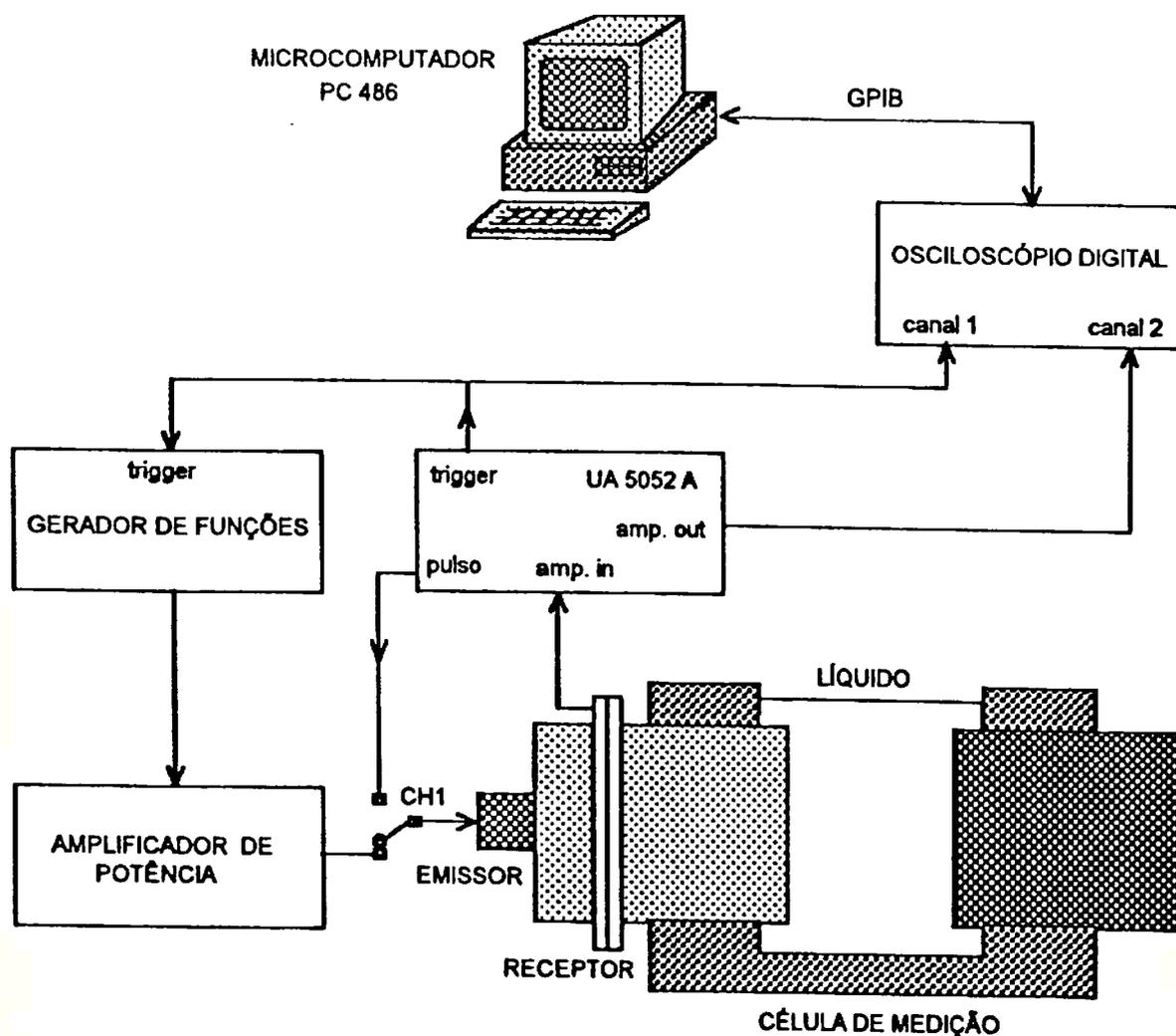


Figura 6.10 Equipamentos eletrônicos utilizados nos experimentos.

A recepção dos sinais é feita através do módulo 5052UA que tem um amplificador de ganho programável de 0 a 40 dB. Este módulo tem também filtros passa-altas programável em quatro frequências de corte (até 1MHz), e um detector de picos, positivos ou negativos, seletivo através do controle de janela.

A aquisição de sinais é feita através de um osciloscópio digital programável com taxa de aquisição de 400 Msamples/s (HP 54112D), munido de interface de comunicação GPIB. Este osciloscópio tem resolução de 8 bits (em modo repetitivo de amostragem) na medição de amplitude de um sinal. Os atrasos entre sinais são programáveis. Os sinais foram adquiridos através da média de 64 amostras. Em cada medição foi mantida a mesma escala de amplitude para evitar o erro de amplificação já que os sinais são comparados entre si numa mesma aquisição.

O osciloscópio está ligado a um microcomputador do tipo PC486 através da interface GPIB. Para o processamento de sinais foi utilizado o software MatLab386.

Uma fotografia dos equipamentos eletrônicos é mostrada no anexo A.

CAPÍTULO 7

RESULTADOS EXPERIMENTAIS

7.1 Introdução

As experiências de medição do coeficiente de reflexão, da interface entre dois meios, e da velocidade de propagação nestes dois meios, foram realizadas com as seguintes características:

1) **transdutor para emissão da onda ultrassônica:** foram utilizados dois tipos de transdutores disponíveis no laboratório, para aplicações médicas (provavelmente para imagens em modo M):

- transdutor com frequência central (nominal) de 1.6 MHz, com diâmetro de 19 mm, não focalizado (sem lentes de focalização);
- transdutor com frequência central (nominal) de 2.5 MHz, com diâmetro de 13 mm, focalizado. Verificou-se experimentalmente que este transdutor apresentava maior eficiência, na emissão, em 1.5 MHz.

2) **tipo de pulso emitido:** foram utilizados dois tipos de pulsos:

- pulso estreito (emissão numa faixa de frequências), gerado pelo aparelho "ultrasonic analyzer" 5052UA, que tem controle de energia e amortecimento do pulso;
- um ciclo de senóide gerado por um gerador de funções e amplificado pelo amplificador de potência ENI. Foram utilizadas apenas duas frequências: 1.5 MHz para o transdutor de 2.5 MHz e 1.6 MHz, para o transdutor de 1.6 MHz.

3) **controle de temperatura durante os experimentos:** apesar de ser uma variável muito importante, os experimentos foram realizados à temperatura ambiente, devido à falta de um banho

com temperatura controlada, em nosso laboratório. As temperaturas do ambiente e da amostra foram medidas com termômetro de mercúrio, com precisão em torno de 0.5 °C.

4) **transdutor de recepção dos ecos do pulso ultrassônico:** foi utilizado um transdutor de membrana de PVDF, com espessura de 52 μm e 60 mm de diâmetro (área ativa), montado, em forma de sanduíche, entre dois tarugos cilíndricos de acrílico (linhas de retardo).

5) **amostras utilizadas:** água destilada (densidade = 0.998 g/cm^3 a 20 °C), gasolina (densidade = 0.746 g/cm^3 a 20 °C) e óleo diesel (densidade = 0.824 g/cm^3 a 20°C) , na célula de medição para líquidos em repouso, e água na célula de medição para líquidos em movimento.

6) **métodos utilizados para medição do coeficiente de reflexão:** foram utilizados dois métodos para a medição do coeficiente de reflexão. Um baseado em múltiplas reflexões, que será chamado de método múltiplas reflexões e outro baseado na reflexão da interface acrílico/amostra, tendo como referência a reflexão total da interface acrílico/ar. Este último método será chamado de método de reflexão.

7) **aquisição de sinais:** cada um dos quatro sinais mostrados na figura 7.1 é selecionado através de uma janela no tempo (a partir da emissão do pulso de ultra-som) digitalizado e armazenado para futuro processamento, utilizando o hardware descrito no capítulo 6. O processamento envolve: a correlação cruzada entre sinais para determinar os intervalos de tempo, a aplicação da transformada rápida de Fourier (FFT) para determinar a resposta em frequência dos ecos, e os cálculos de velocidades de propagação e densidade.

8) **parâmetros medidos:** os parâmetros medidos estão mostrados na figura 7.1. O intervalo Δt_T , representa o tempo de trânsito, à partir do receptor, do eco proveniente da interface acrílico/amostra. Este intervalo de tempo é utilizado para calcular a velocidade de propagação no acrílico ($c_1 = c_{\text{acril}} = 2l / \Delta t_T$, onde $l = 42.0$ mm). Os intervalos Δt_1 e Δt_2 são iguais e representam o tempo de trânsito na amostra. Eles são utilizados para calcular a velocidade na amostra

($c_2 = 2L / \Delta t_1$). A amplitude A_T representa o valor pico-a-pico do sinal elétrico da onda de pressão que atinge o receptor logo após a emissão do pulso ultra-sônico. A amplitude A_0 refere-se ao eco da interface acrílico/amostra. As amplitudes A_1 e A_2 referem-se ao primeiro e segundo ecos, respectivamente, da interface amostra/refletor.

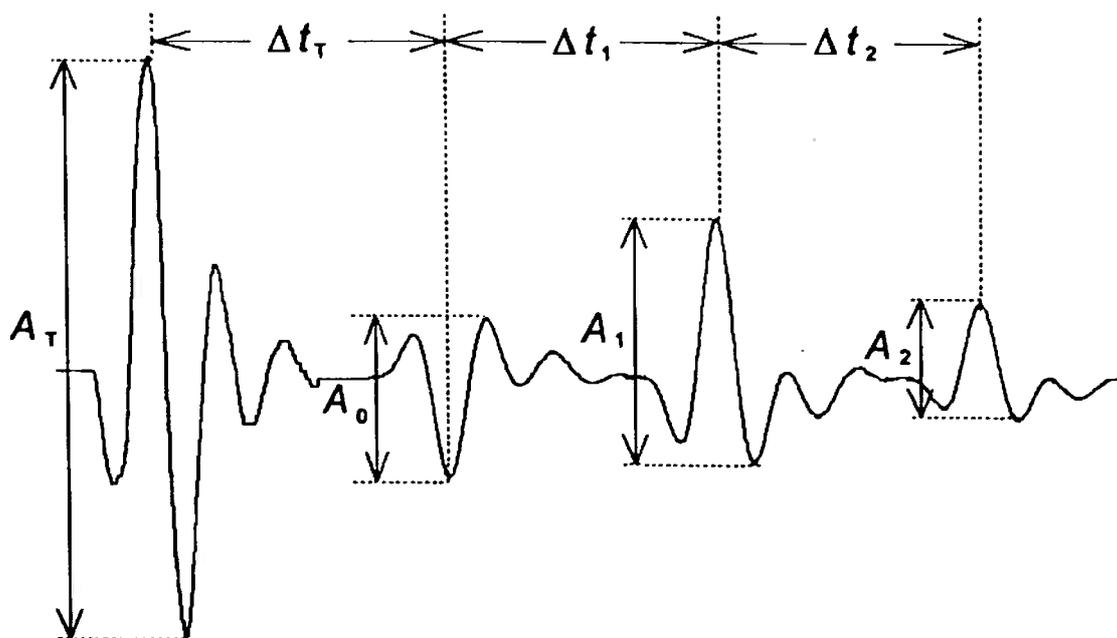


Figura 7.1 Sinais obtidos na célula de medição de densidade

9) **resposta em frequência:** no caso de excitação do emissor com pulso estreito é necessário medir as amplitudes numa dada frequência, pois os métodos utilizados para obtenção do coeficiente de reflexão são válidos para amplitudes numa mesma frequência, devido à atenuação que varia com a frequência. Os ecos mais distantes vão perdendo contribuições nas frequências mais elevadas, como mostrado nos gráficos da figura 7.2.

10) **impedância acústica do acrílico (Z_1):** a impedância acústica do acrílico foi recalculada a cada medição, de acordo com a variação da velocidade de propagação. A densidade do acrílico foi medida, à temperatura de 20 °C, e obteve-se $\rho_1 = 1.182 \pm 0.001 \text{ g/cm}^3$. Considerando-se a velocidade de propagação no acrílico, à temperatura de 20 °C, em torno de 2730 m/s, tem-se uma

impedância acústica $Z_1 = 3.227 \times 10^6 \text{ kg/s.m}^2$. A taxa de variação da velocidade de propagação no acrílico, com a temperatura é igual a $-2.5 \text{ m/s}^\circ\text{C}$ [HART74].

11) impedância acústica do refletor (Z_3): como refletor foi utilizado um tarugo cilíndrico de aço inox 304. A impedância acústica do refletor não foi medida, mas deve ter um valor próximo do aço inox 347, que encontra-se tabelado, $Z_3 = 45.7 \times 10^6 \text{ kg/s.m}^2$ [LYNN89].

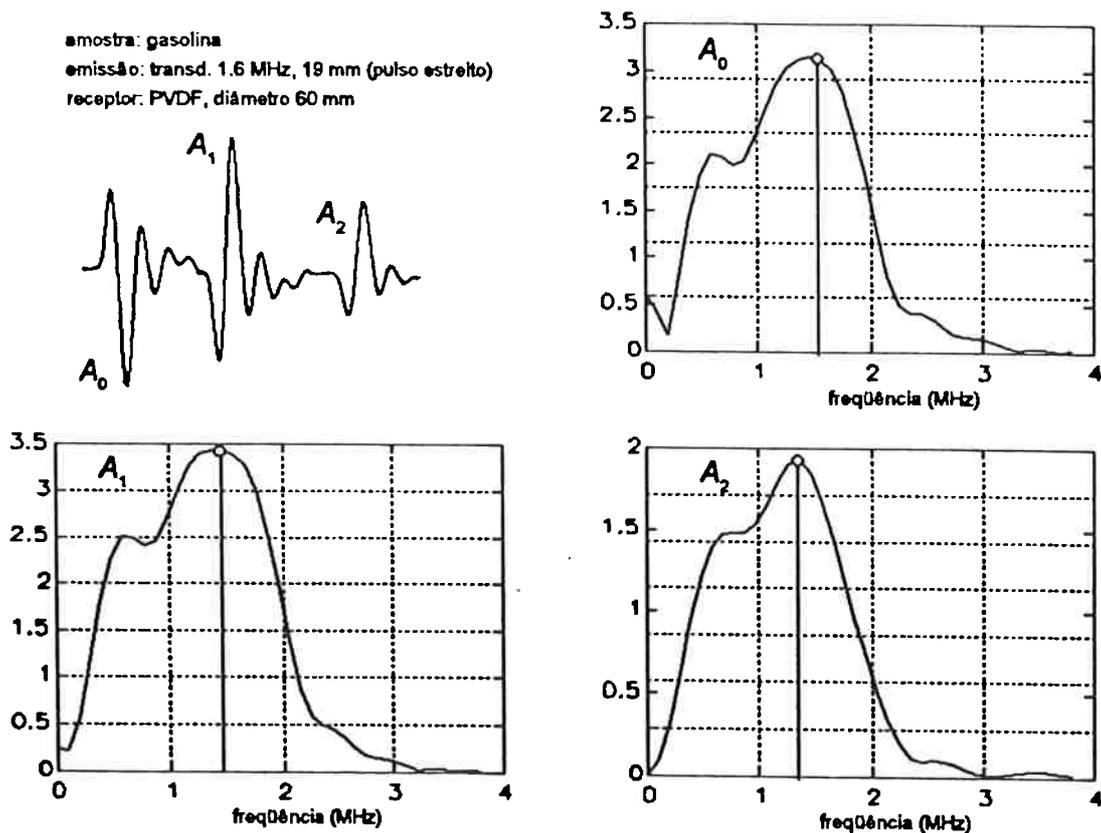


Figura 7.2 Resposta em freqüência dos ecos obtidos com uma amostra de gasolina.

7.2 Medição de densidade com o líquido em repouso

A tabela 7.1 mostra os resultados da medição de densidade de líquidos em repouso, utilizando um transdutor de 1.6 MHz, 19 mm de diâmetro, não focalizado, excitado com um ciclo de senóide na freqüência de 1.6 MHz. Foram realizadas 10 medidas para cada condição e calculadas as médias e os respectivos desvios (desvio padrão). Nas medições pelo método de reflexão única foi utilizada a média de 10 medidas realizadas com a interface acrílico/ar, obtida no início dos experimentos. A

distância entre a face da linha de retardo e a face do refletor foi mantida em 9.45 mm. Observa-se que a velocidade no acrílico diminuiu um pouco devido a um pequeno aumento da temperatura durante a realização dos experimentos. Os cálculos dos coeficientes de reflexão foram realizados a partir dos valores pico-a-pico das amplitudes. Verifica-se que os desvios nas medidas da velocidade de propagação são muito pequenos, devido à precisão e repetibilidade do método. As variações entre um conjunto de medidas e outro são devidas à variação de temperatura. Os gráficos das figuras 7.3, 7.4 e 7.5 mostram as respostas em frequência dos ecos provenientes das interfaces na célula de medição. Observa-se que a variação nas respostas em frequência é muito pequena quando se utiliza o transdutor emitindo um ciclo de senóide.

Comparando os resultados da tabela 7.1, com os valores reais e/ou tabelados de densidades dos líquidos analisados, obteve-se o maior desvio de 1.4 % para a gasolina. Para a água o desvio foi de 1.3% e para o diesel de 0.9%.

Tabela 7.1 Medição com o líquido em repouso (temperatura 28 °C) - emissor 1.6 MHz, excitado com 1 ciclo de senóide de 1.6 MHz, $L = 9.45$ mm.

LÍQUIDO	MÉTODO	VELOCIDADE LÍQUIDO (m/s)		COEF. REFLEXÃO		DENSIDADE (g/cm ³)		VELOCIDADE ACRÍLICO (m/s)	
		média	desvio	média	desvio	média	desvio	média	desvio
água	mult. reflex.	1505.0	0.1	0.3656	0.0012	0.9969	0.0027	2709.7	0.0
água	reflex.	1504.8	0.0	0.3716	0.0032	0.9834	0.0074	2709.7	0.0
gasolina	mult. reflex.	1174.8	0.4	0.5680	0.0020	0.7574	0.0044	2709.2	0.0
gasolina	reflex.	1172.3	0.2	0.5692	0.0000	0.7563	0.0002	2709.2	0.0
diesel	mult. reflex.	1325.0	0.2	0.4914	0.0014	0.8313	0.0032	2709.2	0.0
diesel	reflex.	1324.5	0.0	0.4923	0.0019	0.8296	0.0019	2709.2	0.0

amostra: água destilada
 emissor: transd. 1.6 MHz, excit. 1 ciclo sen. 1.6 MHz
 receptor: PVDF, diâmetro = 60 mm

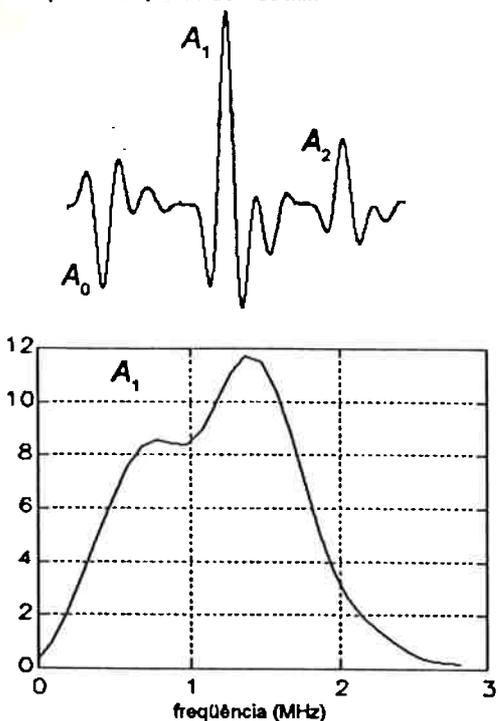


Figura 7.3 Medição de água destilada, com transd. 1.6 MHz, excitado com 1 ciclo de senóide.

amostra: diesel
 emissor: transd. 1.6 MHz, excit. 1 ciclo sen. 1.6 MHz
 receptor: PVDF, diâmetro = 60 mm

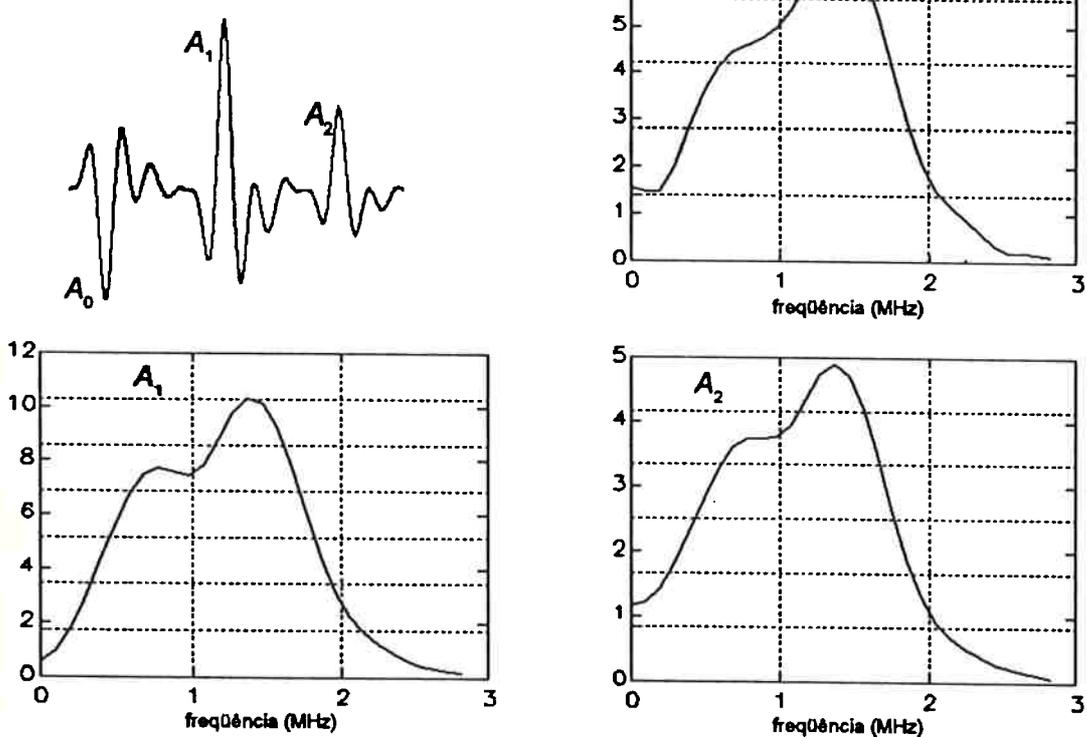


Figura 7.4 Medição de diesel, com transd. 1.6 MHz, excitado com 1 ciclo de senóide.

amostra: gasolina
 emissor: transd. 1.6 MHz, excit. 1 ciclo sen. 1.6 MHz
 receptor: PVDF, diâmetro = 60 mm

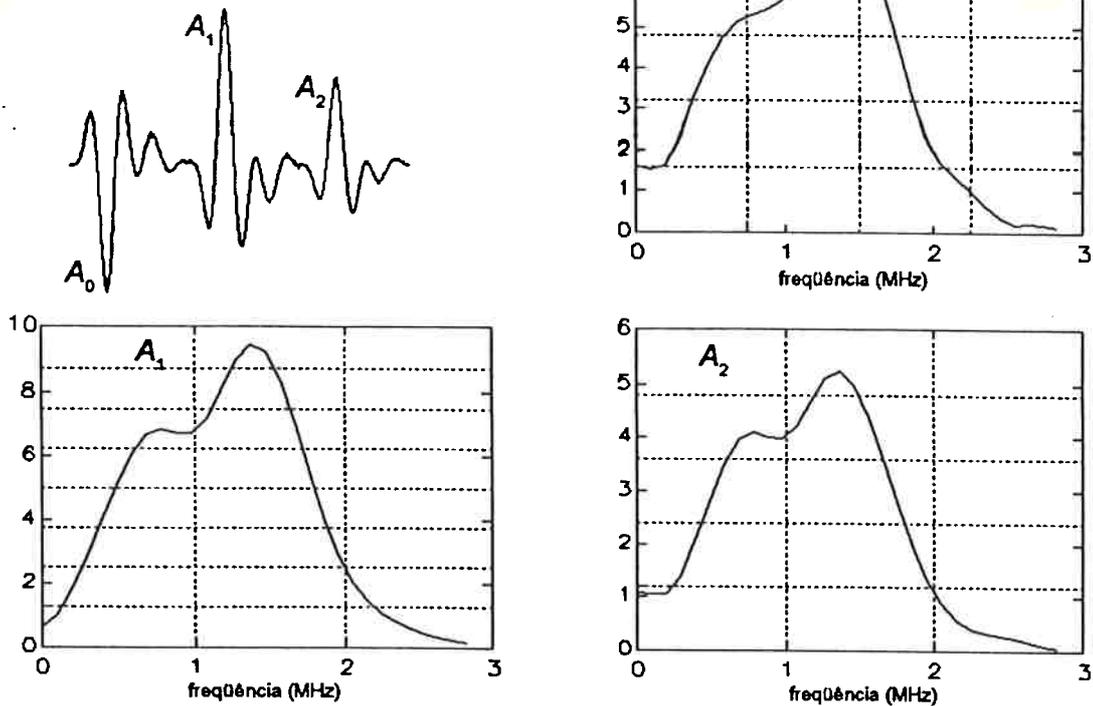


Figura 7.5 Medição de gasolina, com transd. 1.6 MHz, excitado com 1 ciclo de senóide.

A tabela 7.2 apresenta os resultados das medições realizadas com o transdutor de 1.6 MHz, excitado com um pulso estreito. Os cálculos dos coeficientes de reflexão foram feitos a partir das respostas em frequência dos sinais, porque utilizando-se os valores pico-a-pico, no tempo, os resultados foram muito discrepantes. Observa-se uma variação na velocidade de propagação no acrílico devido à variação de temperatura. Os gráficos das figuras 7.6, 7.7 e 7.8 mostram as respostas em frequência dos ecos provenientes das interfaces na célula de medição. Observa-se que o valor máximo, nas curvas de A_1 e A_2 , foi se deslocando para a esquerda, devido ao efeito da atenuação. Observa-se também que os ecos provenientes da excitação com pulso estreito têm respostas em frequência com bandas mais larga, que os ecos obtidos com excitação de 1 ciclo de senóide, mostrados nas figuras 7.3, 7.4 e 7.5.

As figuras 7.9 e 7.10 mostram as respostas em frequência dos ecos obtidos das interfaces acrílico/ar e acrílico/gasolina, respectivamente, com o transdutor excitado com um pulso estreito.

Observa-se então que para o método de reflexão não é necessário analisar o pulso em termos de resposta em frequência.

Comparando os resultados da tabela 7.2 com valores reais de densidade, obteve-se um desvio máximo de 2.5% para a gasolina. Para a água o desvio foi de 1.7% e para o diesel de 0.7%.

Tabela 7.2 Medição com líquido em repouso (temperatura 27.5 °C) - emissor 1.6 MHz, excitado com pulso estreito, $L = 10.25$ mm.

LÍQUIDO	MÉTODO	VELOCIDADE LÍQUIDO (m/s)		COEF. REFLEXÃO		DENSIDADE (g/cm ³)		VELOCIDADE ACRÍLICO (m/s)	
		média	desvio	média	desvio	média	desvio	média	desvio
água	mult. reflex.	1502.1	0.1	0.3700	0.0006	0.9887	0.0016	2714.9	0.0
água	reflex.	1505.3	0.0	0.3733	0.0012	0.9793	0.0026	2714.9	0.0
gasolina	mult. reflex.	1167.9	0.3	0.5812	0.0013	0.7324	0.0028	2710.3	0.3
gasolina	reflex.	1151.8	0.3	0.5883	0.0056	0.7269	0.0123	2710.3	0.3
diesel	mult. reflex.	1324.0	0.0	0.4977	0.0059	0.8181	0.0013	2710.1	0.0
diesel	reflex.	1323.4	0.0	0.4940	0.0027	0.8265	0.0059	2710.1	0.0

amostra: água destilada
emissor: transd. 1.6 MHz, excit. pulso estreito
receptor: PVDF, diâmetro = 60 mm

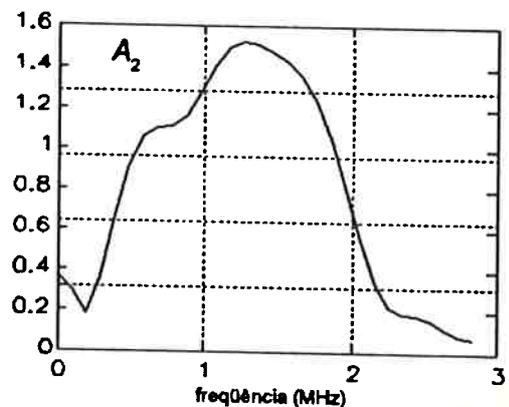
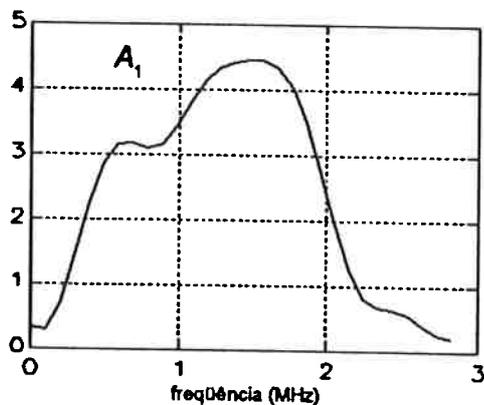
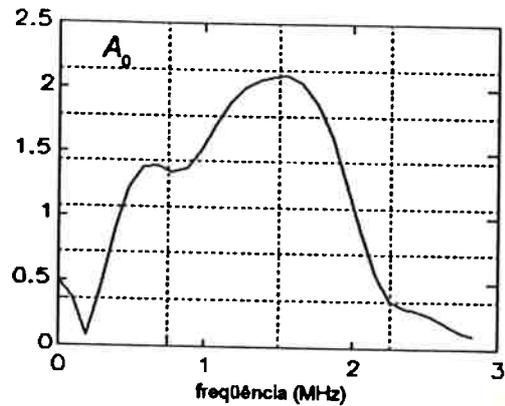


Figura 7.6 Medição de água destilada, com transd. 1.6 MHz, excitado com pulso estreito.

amostra: diesel
 emissor: transd. 1.6 MHz, excit. pulso estreito
 receptor: PVDF, diâmetro = 60 mm

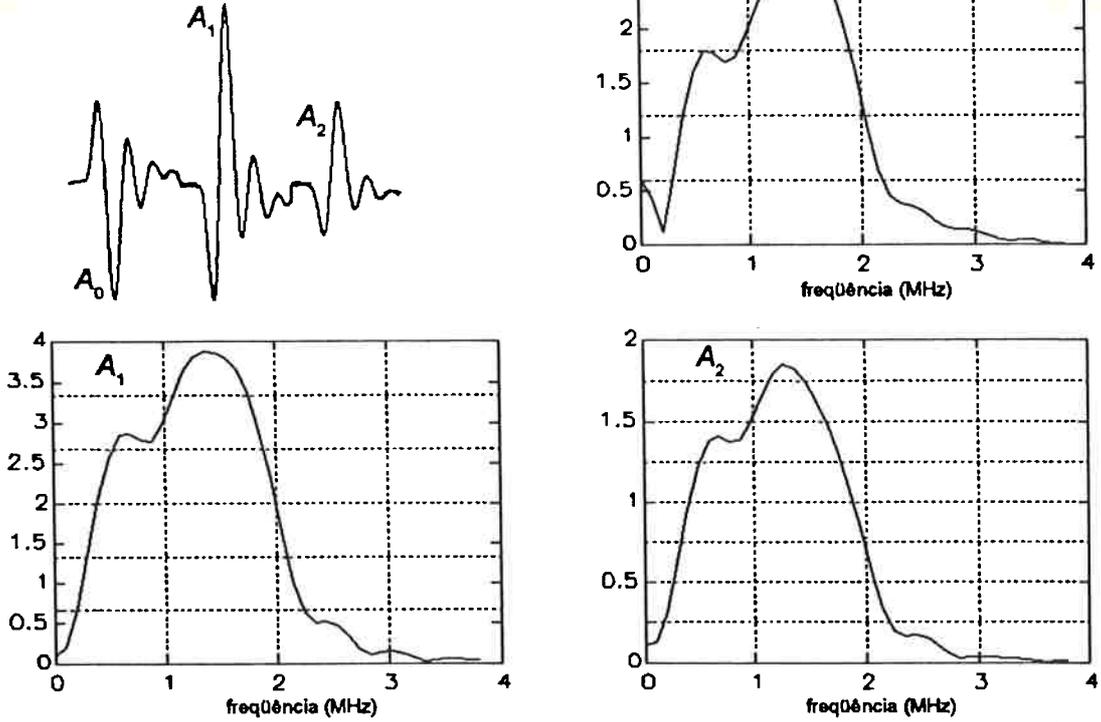


Figura 7.7 Medição de diesel, com transd. 1.6 MHz, excitado com pulso estreito.

amostra: gasolina
 emissor: transd. 1.6 MHz, excit. pulso estreito
 receptor: PVDF, diâmetro = 60 mm

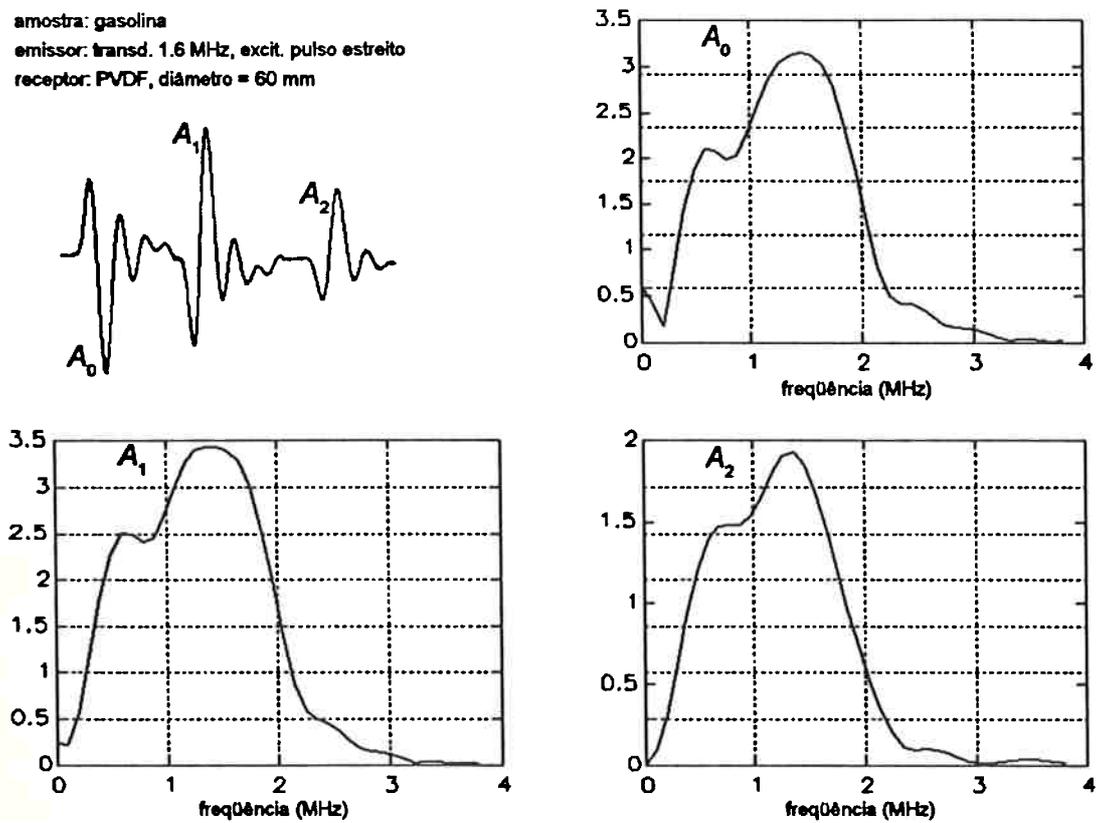


Figura 7.8 Medição de gasolina, com transd. 1.6 MHz, excitado com pulso estreito.

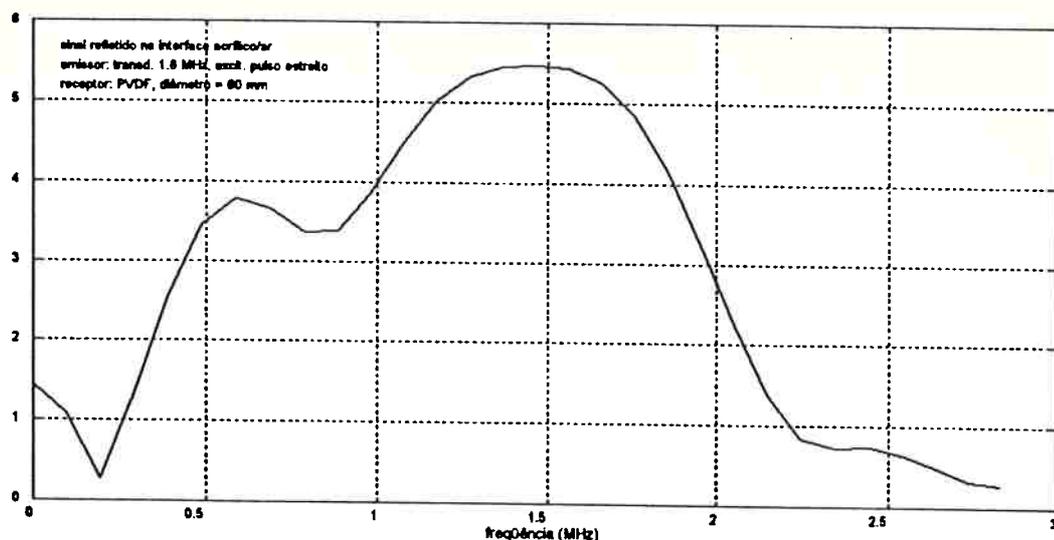


Figura 7.9 Eco da interface acrílico/ar (reflexão total), transd. 1.6 MHz, excit. com pulso estreito.

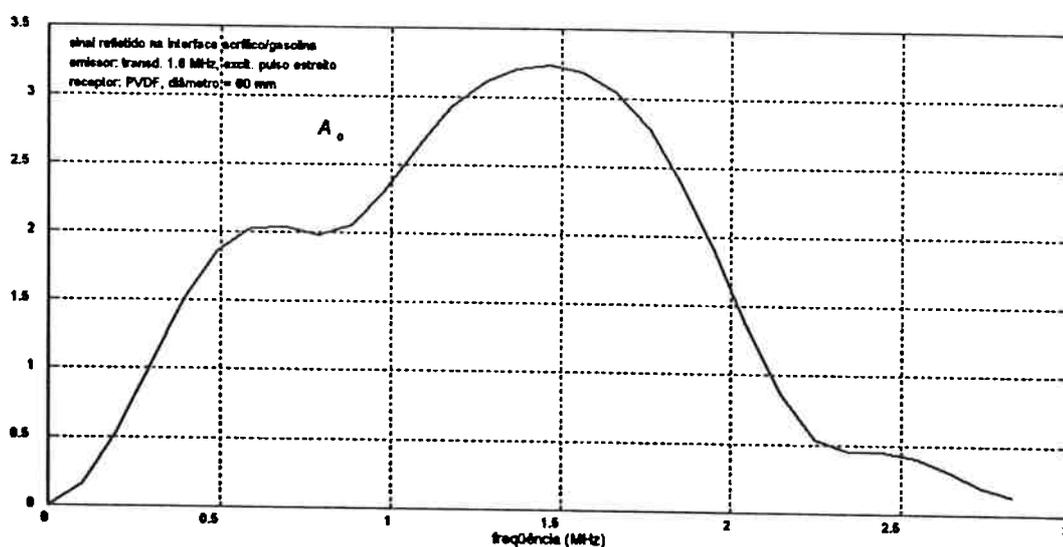


Figura 7.10 Eco da interface acrílico/gasolina, transd. 1.6 MHz, excit. com pulso estreito.

A tabela 7.3 mostra os resultados das medições realizadas com um transdutor de 2.5 MHz (frequência nominal), 13 mm de diâmetro, focalizado, excitado com 1 ciclo de senoide de 1.5 MHz. Foram realizadas 5 medidas para cada condição e calculadas as médias e respectivos desvios. Observa-se que os coeficientes de reflexão obtidos pelo método de múltiplas reflexões são um pouco menores que os obtidos pelo método de reflexão. As figuras 7.11, 7.12 e 7.13 mostram as respostas em frequência para medições com água, diesel e gasolina, respectivamente. Observa-se que as curvas não são tão bem comportadas quanto as obtidas pelo transdutor não focalizado, mostradas nas figuras 7.3, 7.4 e 7.5.

Comparando os resultados da tabela 7.3 com valores reais e/ou tabelados de densidades dos líquidos analisados, observa-se um desvio máximo de 2.0% para a gasolina. Para a água o desvio foi de 1.2% e para o diesel também foi de 1.2%.

Tabela 7.3 Medição com o líquido em repouso (temperatura 26°C) - emissor 2.5 MHz, excitado com 1 ciclo de senóide 1.5 MHz, $L = 12.25$ mm.

LÍQUIDO	MÉTODO	VELOCIDADE LÍQUIDO (m/s)		COEF. REFLEXÃO		DENSIDADE (g/cm ³)		VELOCIDADE ACRÍLICO (m/s)	
		média	desvio	média	desvio	média	desvio	média	desvio
água	mult. reflex.	1498.6	0.1	0.3663	0.0019	0.9996	0.0044	2718.4	0.0
água	reflex.	1498.2	0.0	0.3730	0.0015	0.9846	0.0035	2718.4	0.0
gasolina	mult. reflex.	1150.3	0.2	0.5737	0.0010	0.7608	0.0022	2715.3	0.0
gasolina	reflex.	1151.6	0.2	0.5842	0.0024	0.7361	0.0054	2715.3	0.0
diesel	mult. reflex.	1340.1	0.0	0.4858	0.0024	0.8342	0.0053	2716.3	0.0
diesel	reflex.	1339.7	0.0	0.4887	0.0029	0.8281	0.0064	2716.3	0.0

A tabela 7.4 mostra os resultados obtidos com o mesmo transdutor de 2.5 MHz, porém excitado com um pulso estreito. Os coeficientes de reflexão foram calculados a partir das respostas em frequência dos ecos, no método de múltiplas reflexões, e pelo valor da amplitude pico-a-pico dos ecos no método de reflexão. O comprimento da amostra (L) foi mantido em 23 mm para acentuar o efeito da difração acústica no método de múltiplas reflexões. Isto provocou uma diminuição nos valores dos coeficientes de reflexão. Observa-se que a diminuição nos coeficientes de reflexão, em relação aos obtidos pelo método de reflexão, é mais acentuada nos líquidos com menor velocidade de propagação. Apesar da distância na amostra ser a mesma, o valor da distância normalizada em relação ao comprimento de onda (L / λ), é maior para o líquido com menor velocidade de propagação.

Observa-se que as curvas de resposta em frequência do eco da primeira interface (acrílico/amostra), mostradas nas figuras 7.14, 7.15 e 7.16, são mais bem comportadas que as respostas em frequência dos ecos provenientes da interface amostra/refletor. Isto se deve ao efeito de focalização do transdutor.

amostra: água destilada
 emissor: transd. 2.5 MHz, excit. 1 ciclo sen. 1.5 MHz
 receptor: PVDF, diâmetro = 60 mm

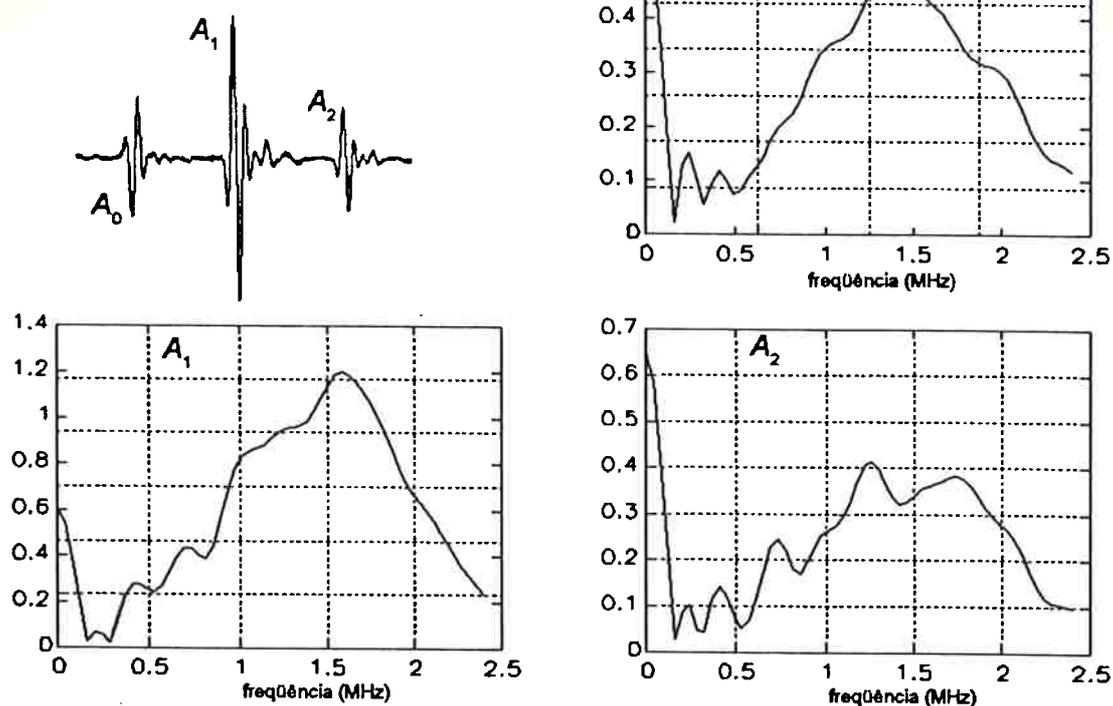


Figura 7.11 Medição de água com transd. 2.5 MHz, excit. 1 ciclo de senóide de 1.5 MHz.

amostra: diesel
 emissor: transd. 2.5 MHz, excit. 1 ciclo sen. 1.5 MHz
 receptor: PVDF, diâmetro = 60 mm

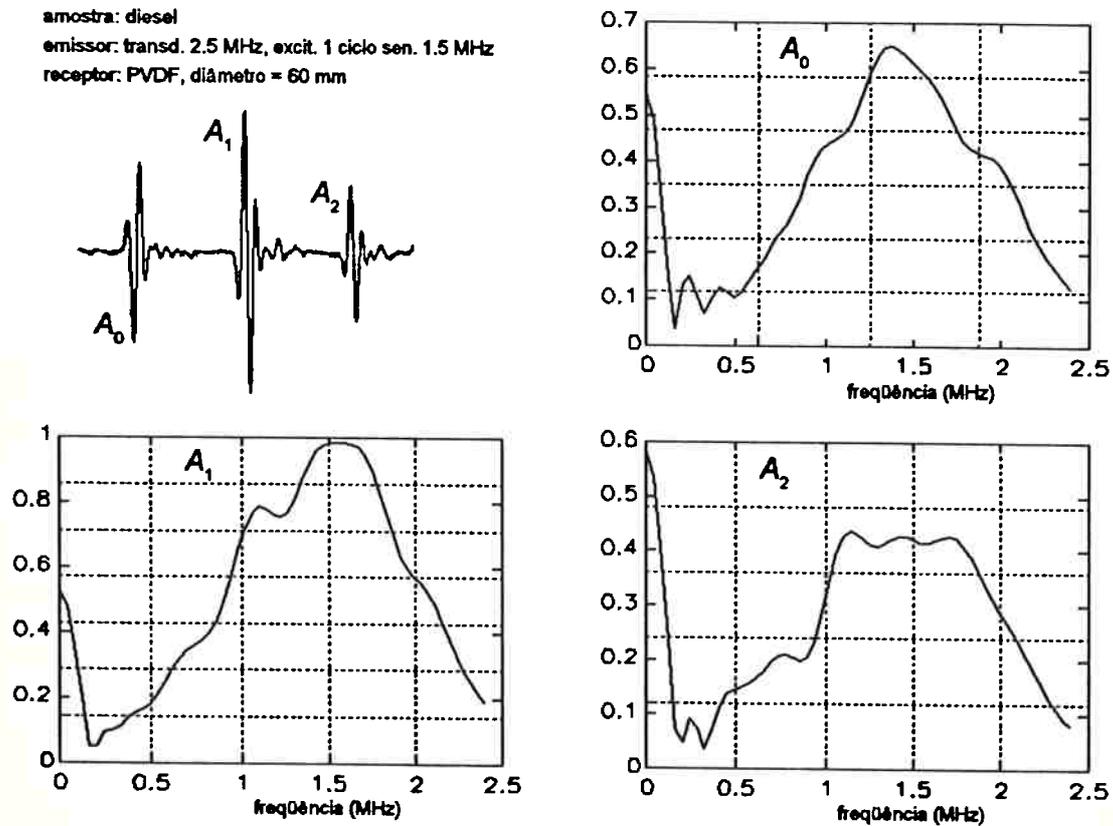


Figura 7.12 Medição de diesel com transd. 2.5 MHz, excit. 1 ciclo de senóide de 1.5 MHz.

amostra: gasolina
 emissor: transd. 2.5 MHz, excit. 1 ciclo sen. 1.5 MHz
 receptor: PVDF, diâmetro = 60 mm

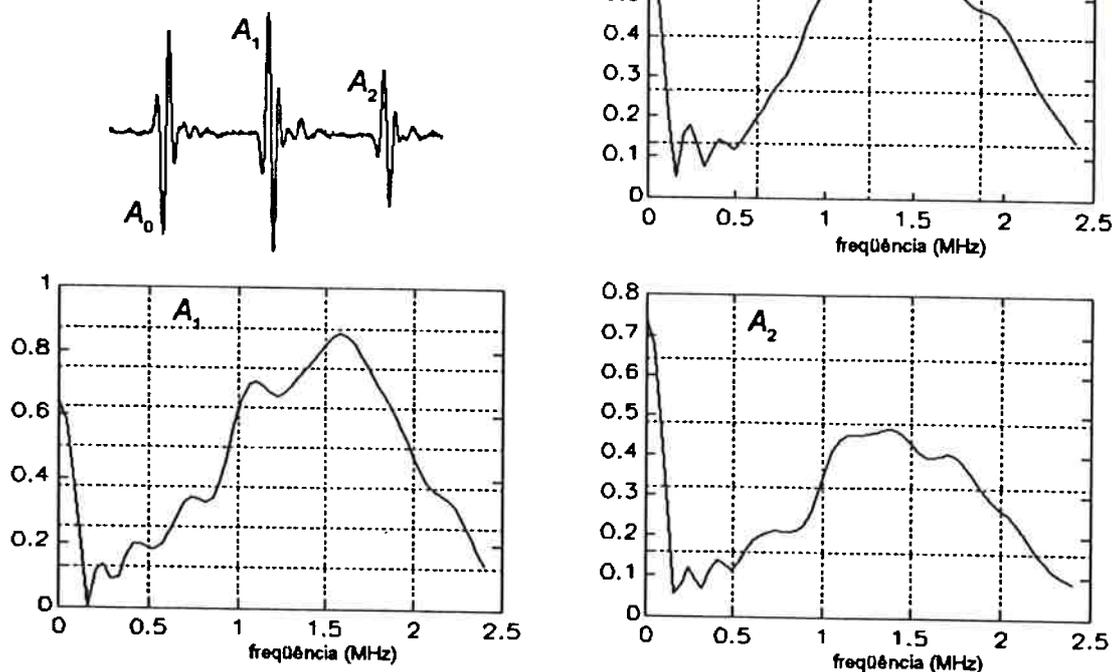


Figura 7.13 Medição de gasolina com transd. 2.5 MHz, excit. 1 ciclo de senóide de 1.5 MHz.

Comparando os resultados da tabela 7.4 com valores reais e/ou tabelados de densidades dos líquidos analisados, observa-se um desvio máximo de 2.2% para a gasolina. Para a água o desvio foi de 0.6%, e para diesel o desvio foi de 1.1%.

Tabela 7.4 Medição com o líquido em repouso (temperatura 27.5°C) - emissor 2.5 MHz, excitado com pulso estreito, $L = 23.00$ mm.

LÍQUIDO	MÉTODO	VELOCIDADE LÍQUIDO (m/s)		COEF. REFLEXÃO		DENSIDADE (g/cm^3)		VELOCIDADE ACRÍLICO (m/s)	
		média	desvio	média	desvio	média	desvio	média	desvio
água	mult. reflex.	1506.7	0.0	0.3611 ¹	0.0017	1.0063 ¹	0.0038	2711.9	0.0
água	reflex.	1506.5	0.0	0.3683	0.0053	0.9899	0.0123	2711.9	0.0
gasolina	mult. reflex.	1168.3	0.3	0.5609 ¹	0.0020	0.7779 ¹	0.0045	2711.8	0.2
gasolina	reflex.	1165.8	0.2	0.5832	0.0031	0.7295	0.0067	2711.8	0.2
diesel	mult. reflex.	1332.9	0.0	0.4837 ¹	0.0020	0.8433 ¹	0.0044	2711.3	0.2
diesel	reflex.	1332.8	0.0	0.4968	0.0041	0.8148	0.0088	2711.3	0.2

¹ Valor muito discrepante, obtido apenas para exemplificar o efeito da difração acústica.

amostra: água destilada
 emissor: transd. 2.5 MHz, excit. pulso estreito
 receptor: PVDF, diâmetro = 60 mm

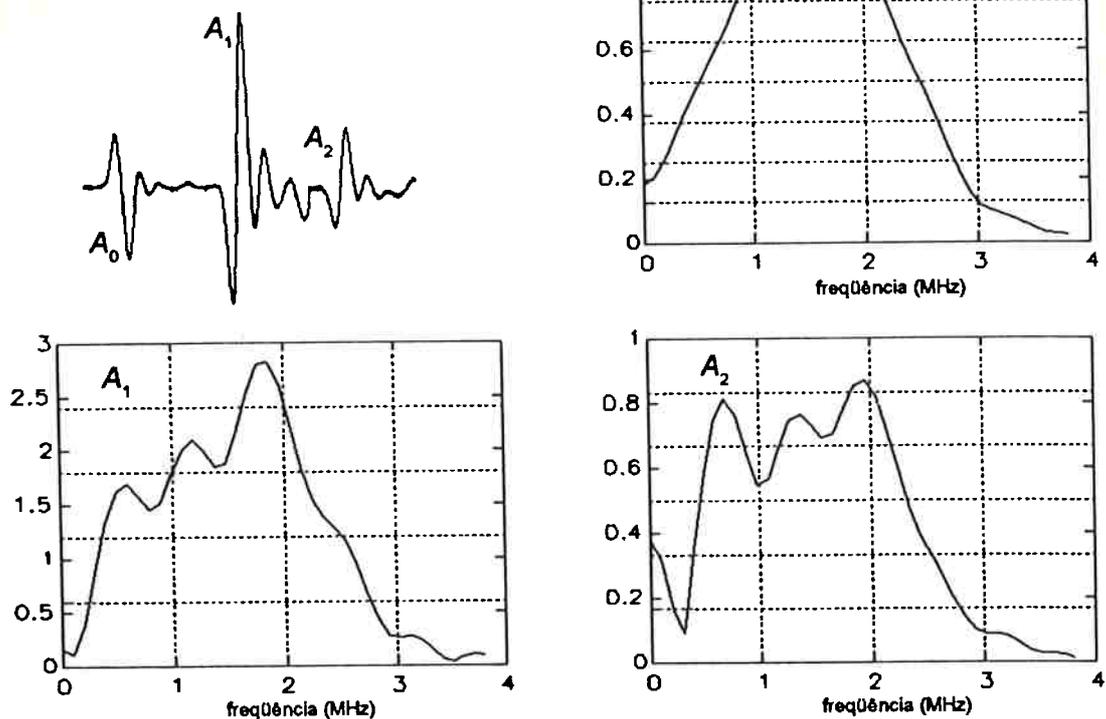


Figura 7.14 Medição de água destilada com transd. 2.5 MHz, excit. pulso estreito.

amostra: diesel
 emissor: transd. 2.5 MHz, excit. pulso estreito
 receptor: PVDF, diâmetro = 60 mm

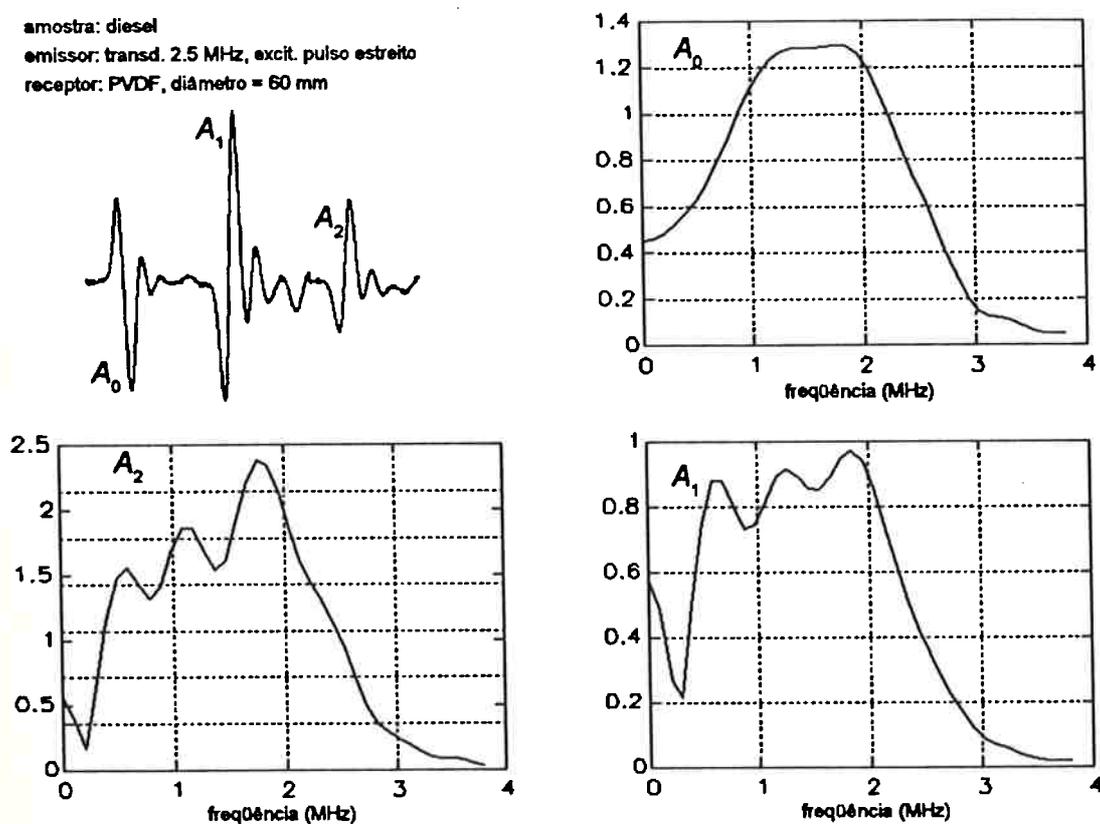


Figura 7.15 Medição de diesel com transd. 2.5 MHz, excit. pulso estreito.

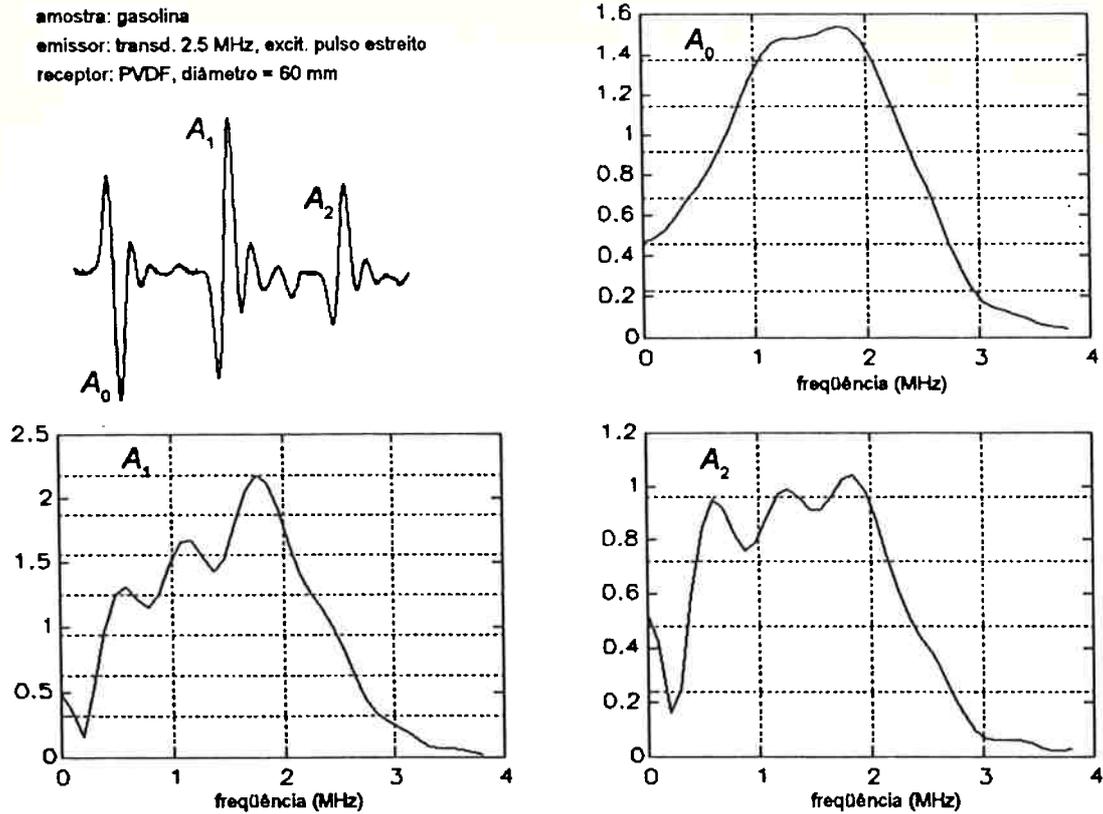


Figura 7.16 Medição de gasolina com transd. 2.5 MHz, excit. pulso estreito.

7.4 Medição de densidade com o líquido em movimento

As medições de densidade com o líquido (água) em movimento foram realizadas com a célula de medição e a linha hidráulica apresentadas no capítulo 6, com o objetivo de verificar a influência da velocidade do líquido, escoando pela célula, na medição da densidade.

As medições foram realizadas com um transdutor emissor de 1.6 MHz, 19 mm de diâmetro, não focalizado, excitado com um ciclo de senóide na frequência de 1.6 MHz. Utilizou-se o refletor montado como mostrado na figura 6.7, a uma distância de 9.35 mm da face da linha de retardo.

As tabelas 7.5 e 7.6 mostram os resultados obtidos pelo método de múltiplas reflexões. Foram realizadas 10 medidas para cada condição e calculadas as médias e respectivos desvios. Os experimentos referentes à tabela 7.5 foram realizados uma semana antes dos experimentos referentes à tabela 7.6. Observa-se que os resultados não são influenciados pela velocidade de

escoamento do líquido. Observa-se também que tanto a velocidade de propagação na água quanto a velocidade de propagação no acrílico acompanham a variação de temperatura. As figuras 7.17 e 7.18 mostram as respostas em frequência dos ecos quando o líquido está em repouso na célula de medição, e quando o líquido escoava com velocidade média máxima de 6.99 m/s, respectivamente. Verifica-se que não há variações significativas entre os gráficos da figura 7.17 e 7.18.

Quando a velocidade média de escoamento da água fica acima de 7 m/s começa a ocorrer cavitação na região do refletor, e foi observado que este efeito provoca uma diminuição acentuada no valor do coeficiente de reflexão.

A tabela 7.7 mostra os resultados obtidos pelo método de reflexão, em experimentos realizados simultaneamente aos experimentos da tabela 7.6. Verifica-se que os coeficientes de reflexão têm valores mais elevados que os medidos pelo método de múltiplas reflexões.

Comparando os valores obtidos para a densidade da água, com o valor da densidade da água destilada [MILL88], verifica-se que o maior desvio, para o método de múltiplas reflexões, mostrados nas tabelas 7.5 e 7.6, é de 1.1% , e para o método de reflexão (tabela 7.7), o maior desvio é de 1.3%. Os desvios não estão relacionados com a velocidade de escoamento do líquido.

Tabela 7.5 Medição de densidade pelo método de múltiplas reflexões (temperatura 24 °C).

ESCOAMENTO		VELOCIDADE LÍQUIDO (m/s)		COEF. REFLEXÃO		DENSIDADE (g/cm ³)		VELOCIDADE ACRÍLICO (m/s)	
vazão (l/s)	velocidade média (m/s)	média	desvio	média	desvio	média	desvio	média	desvio
0	0	1494.4	0.1	0.3721	0.0019	0.9890	0.0044	2720.4	0.2
2.1	1.31	1490.5	0.1	0.3716	0.0023	0.9929	0.0054	2720.4	0.2
5.2	3.25	1492.4	0.3	0.3740	0.0012	0.9861	0.0026	2720.4	0.2
8.3	5.18	1490.8	0.3	0.3728	0.0015	0.9899	0.0034	2720.4	0.2
11.2	6.99	1492.5	0.2	0.3728	0.0015	0.9888	0.0033	2720.4	0.2

Tabela 7.6 Medição de densidade pelo método de múltiplas reflexões (temperatura 26 °C).

ESCOAMENTO		VELOCIDADE LÍQUIDO (m/s)		COEF. REFLEXÃO		DENSIDADE (g/cm ³)		VELOCIDADE ACRÍLICO (m/s)	
vazão (l/s)	velocidade média (m/s)	média	desvio	média	desvio	média	desvio	média	desvio
0	0	1500.8	0.0	0.3679	0.0023	0.9946	0.0052	2715.7	0.2
2.1	1.31	1500.3	0.1	0.3683	0.0016	0.9941	0.0037	2714.4	0.2
5.2	3.25	1496.8	0.2	0.3701	0.0013	0.9922	0.0029	2715.8	0.0
8.3	5.18	1499.6	0.0	0.3692	0.0021	0.9992	0.0049	2715.8	0.0
11.2	6.99	1500.7	0.1	0.3678	0.0018	0.9947	0.0040	2714.9	0.0

água: vazão = 0

emissor: transd. 1.6 MHz, excit. 1 ciclo sen. 1.6 MHz

receptor: PVDF, diâmetro = 60 mm

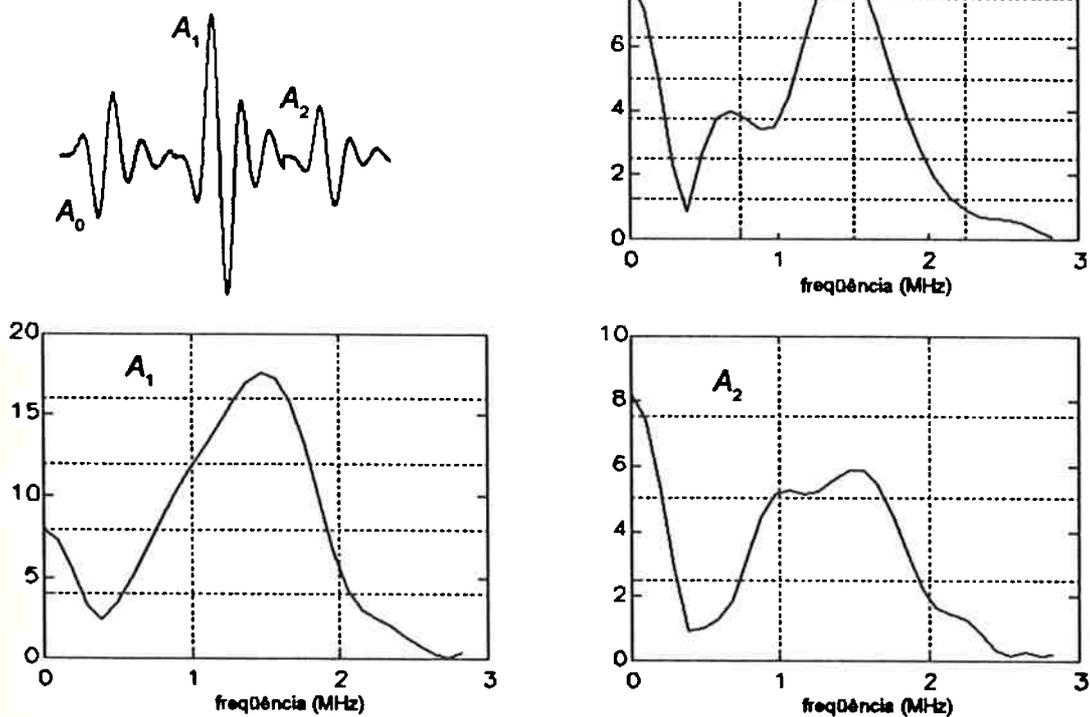


Figura 7.17 Medição na linha hidráulica com vazão = 0.

Tabela 7.7 Medição de densidade pelo método de reflexão (temperatura 26 °C).

ESCOAMENTO		VELOCIDADE LÍQUIDO (m/s)		COEF. REFLEXÃO		DENSIDADE (g/cm ³)		VELOCIDADE ACRÍLICO (m/s)	
vazão (l/s)	velocidade média (m/s)	média	desvio	média	desvio	média	desvio	média	desvio
0	0	1500.7	0.2	0.3731	0.0032	0.9826	0.0072	2715.7	0.2
2.1	1.31	1500.6	0.3	0.3657	0.0000	0.9998	0.0002	2714.4	0.2
5.2	3.25	1497.2	0.0	0.3730	0.0029	0.9852	0.0067	2715.8	0.0
8.3	5.18	1499.0	0.0	0.3746	0.0039	0.9804	0.0088	2715.8	0.0
11.2	6.99	1500.8	0.0	0.3704	0.0025	0.9887	0.0058	2714.9	0.0

água: vazão = 11.2 l/s
 emissor: transd. 1.6 MHz, excit. 1 ciclo sen. 1.6 MHz
 receptor: PVDF, diâmetro = 60 mm

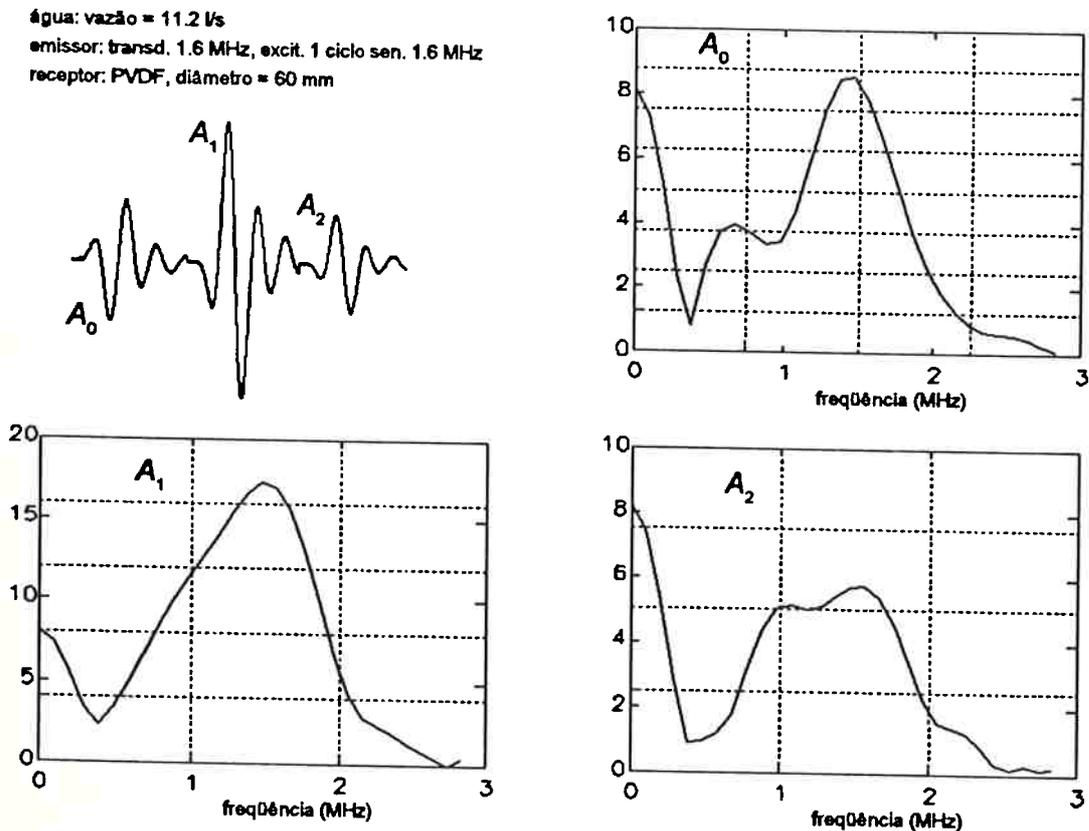


Figura 7.18 Medição na linha hidráulica com vazão = 11.2 l/s.

7.5 Comentários e conclusões

Os resultados foram processados a partir de sinais digitalizados e armazenados através de um microcomputador (PC486). Cada sinal correspondente a um eco é constituído de 501 pontos, igualmente espaçados no tempo e com amplitude variando de -127 a 127, correspondente a 8 bits de resolução do osciloscópio. Cada conjunto de medidas foi adquirido numa mesma escala de amplitude do osciloscópio, para minimizar erros devido à amplificação dos sinais.

O método de correlação cruzada mostrou-se muito apropriado para a medição da velocidade de propagação da onda acústica nas células utilizadas. Com este método foi possível medir o tempo de trânsito do eco com uma precisão da ordem de 0.01%. A distância percorrida pelo eco foi medida com uma precisão da ordem de 0.1%. Esta precisão pode ser melhorada utilizando-se como referência a velocidade de propagação em água destilada, desde que a temperatura seja controlada. A utilização de geração de ultra-som com pulso estreito, em transdutor banda larga, melhora os resultados da correlação cruzada. Por outro lado, a utilização de pulsos longos (vários ciclos de senóide) piora os resultados.

A medição de amplitude é o ponto mais crítico dos métodos de determinação do coeficiente de reflexão. Foram tomados os devidos cuidados com os ruídos elétricos e eletromagnético, porém os sinais tinham amplitudes muito pequenas, da ordem de dezenas de mV. Os sinais foram adquiridos através de uma média de 64 amostras.

Foram realizados alguns testes utilizando excitação das ondas de ultra-som com alguns ciclos de senóide (3, 5, 8 e 10), porém optou-se por não utilizar este tipo de excitação devido às dificuldades para ajustar a célula para não ocorrer interferências entre os vários ecos. Verificou-se ainda que a utilização destes pulsos longos pioram a precisão da medição de tempo de trânsito e não melhora a medição de amplitudes. Este tipo de excitação tem como vantagem sintonizar o

sinal na frequência selecionada, eliminando a necessidade de se obter a resposta em frequência do sinal.

As células de medições construídas mostraram-se apropriadas para a realização dos experimentos de medição do coeficiente de reflexão e da velocidade de propagação. O tipo de construção adotado facilita o alinhamento das faces que devem ficar bem paralelas. Apesar de todo o cuidado na construção das células de medição, foi necessário utilizar ajustes deslizantes para movimentar tanto o transdutor com a linha de retardo quanto o refletor. Estes ajustes podem acarretar desvios de alinhamento das faces de no máximo 0.1 mm. Estes desvios já são suficientes para provocar variações nas medições do coeficiente de reflexão. A planicidade das faces do refletor e da linha de retardo também influenciam nas medições. Uma planicidade da ordem de 0.05 mm funciona muito bem com os comprimentos de ondas utilizados.

O sistema de medição, constituído pela célula e a eletrônica associada, apresentou uma ótima repetibilidade dos resultados. As variações observadas são devidas às manipulações repetidas, com troca de líquido (amostra), troca de transdutor de emissão, modificação da posição do refletor, etc.

O transdutor duplo elemento, com emissão e recepção separadas, tem uma construção bem robusta, apesar da utilização de uma membrana de PVDF de 52 μm de espessura. A área ativa com diâmetro de 60 mm consegue interceptar todo o campo acústico do transdutor de 1.6 MHz, utilizado como emissor, até uma distância de aproximadamente 120 mm, considerando a propagação em água. A possibilidade de se medir o sinal do eco em relação ao sinal do pulso emitido é fundamental para a implementação do método de reflexão. A medição da velocidade de propagação na linha de retardo permite a correção automática da variação da impedância acústica com a temperatura na linha de retardo, que serve como referência para o cálculo da impedância acústica da amostra.

A célula para medição de líquidos em movimento foi construída de forma a permitir a utilização dos mesmos elementos (transdutores e refletor) utilizados na célula para líquidos em repouso. Os resultados obtidos com o líquido em movimento comprovam de certa forma as previsões teóricas. As experiências foram realizadas com escoamento turbulento, partindo-se de $R_D \cong 40 \times 10^3$, até $R_D \cong 140 \times 10^3$. Não houve variação do coeficiente de reflexão com a velocidade do escoamento. Verificou-se a ocorrência de cavitação na região do refletor quando $R_D > 150 \times 10^3$. A cavitação provocou uma grande diminuição no valor do coeficiente de reflexão.

Os resultados dos experimentos realizados com o método de reflexão e com o método de múltiplas reflexões foram muito parecidos, porém o método de múltiplas reflexões não necessita uma medida prévia, de referência, num refletor perfeito, como no método de reflexão. Por outro lado, no método de múltiplas reflexões, os ecos percorrem longas distâncias devido às múltiplas reflexões, o que torna o método quase que proibitivo para aplicações em tubulações de grandes diâmetros, pois seria necessário um receptor com diâmetro muito grande.

No método de múltiplas reflexões, a relação entre os valores das impedâncias acústicas da amostra e da linha de retardo deve ser selecionada para que a diferença entre as amplitudes dos três ecos seja minimizada. Utilizando a linha de retardo de acrílico, a melhor combinação foi com a gasolina. Apesar disso, os maiores desvios ocorreram nas medições com gasolina.

O material da linha de retardo deve ser quimicamente compatível com os líquidos a serem medidos. Neste trabalho a escolha do acrílico (boa transparência) facilitou a inspeção da membrana de PVDF. Poderia ser utilizado um nylon, por exemplo, que apresenta um coeficiente de atenuação menor, e a impedância acústica também um pouco menor que a do acrílico [SELF85].

CAPÍTULO 8

CONCLUSÕES

Foram avaliadas duas estratégias para a medição de densidade de líquidos. Uma baseada no método de reflexão relativa, e outra no método de múltiplas reflexões. As duas estratégias são aplicáveis tanto à medição de líquidos em repouso, quanto à medição de líquidos escoando num tubo. A estratégia baseada no método de múltiplas reflexões é menos sensível às variações no acoplamento do transdutor com a linha de retardo, porém não é muito apropriada para aplicações em tubulações com grandes diâmetros, devido aos efeitos de difração. A estratégia baseada no método de reflexão relativa é menos sensível ao problema de difração, porém depende da estabilidade (ao longo do tempo) do emissor do receptor e da eletrônica analógica associada. O desenvolvimento do transdutor duplo elemento possibilitou a eliminação do efeito de difração (para curtas distâncias) e o problema de estabilidade dos componentes do sistema de medição.

O transdutor duplo elemento utiliza uma combinação de emissor e receptor para eliminar o efeito da difração acústica na recepção de ecos provenientes de interfaces localizadas a uma certa distância do emissor. O receptor deve interceptar todo o campo acústico para que não haja perda devida à difração. Isto implica que o transdutor duplo elemento deve ser projetado para receber ecos até um certo limite de distância relacionado com a frequência do emissor, os diâmetros do emissor e receptor e com as características do meio de propagação.

O transdutor duplo elemento tem duas linhas de retardo, uma entre o emissor e o receptor que é utilizada para diminuir o número de reflexões entre o emissor e o receptor e outra depois do receptor que serve como referência (impedância acústica) para implementação dos métodos de reflexão. As faces das linhas de retardo devem ter um bom paralelismo entre si. Esta montagem facilita a medição de velocidade de propagação da onda acústica na linha de retardo. Os sinais dos ecos são bem comportados pois representam a componente da onda plana incidindo no receptor.

O transdutor duplo elemento tem uma construção bem robusta, apesar da utilização de uma membrana de PVDF de 52 μm de espessura. A área ativa com diâmetro de 60 mm consegue interceptar todo o campo acústico do transdutor de 1.6 MHz, utilizado como emissor, até uma distância de aproximadamente 120 mm, considerando a propagação em água.

O transdutor utilizado como emissor foi ensaiado com excitação pulsada, e o campo acústico produzido foi medido e comparado com os resultados de simulações. Verificou-se que os resultados experimentais, tanto para excitação com pulso estreito, quanto para excitação com um ciclo de senóide, estão de acordo com os resultados das simulações baseadas no modelo do pistão circular plano.

As células de medições construídas mostraram-se apropriadas para a realização dos experimentos de medição do coeficiente de reflexão e da velocidade de propagação. O tipo de construção adotado facilita o alinhamento das faces que devem ficar bem paralelas. Apesar de todo o cuidado na construção das células de medição, foi necessário utilizar ajustes deslizantes para movimentar tanto o transdutor com a linha de retardo quanto o refletor. Estes ajustes podem acarretar desvios de alinhamento das faces de no máximo 0.1 mm. Estes desvios já são suficientes para provocar variações nas medições do coeficiente de reflexão. A planicidade das faces do refletor e da linha de retardo também influenciam nas medições. Uma planicidade da ordem de 0.05 mm funciona muito bem com os comprimentos de ondas utilizados.

A utilização da técnica de correlação cruzada tornou muito precisa a medição do tempo de trânsito entre ecos. Os desvios observados ficaram abaixo de 0.01%, o que possibilitou determinar as velocidades de propagação, tanto na amostra quanto na linha de retardo, com boa precisão.

A impedância acústica da amostra é calculada a partir do conhecimento prévio da impedância acústica da linha de retardo. A medição da velocidade de propagação da onda na linha de retardo

possibilita a correção dos efeitos da temperatura na impedância acústica que serve como referência.

O sistema de medição, constituído pela célula e a eletrônica associada possibilitou a obtenção de resultados com grande repetibilidade. As variações observadas são devidas às manipulações repetidas, com troca de líquido (amostra), troca de transdutor de emissão, modificação da posição do refletor, etc. Mesmo assim, os resultados experimentais da medição de densidade de líquidos (água destilada, gasolina e diesel) em repouso apresentaram resultados com desvio máximo (absoluto) da ordem de 2%, entre todos os tipos de medições realizadas.

A medição de amplitude é o ponto mais crítico dos métodos de determinação do coeficiente de reflexão. Foram tomados os devidos cuidados com os ruídos elétricos e eletromagnético, porém os sinais tinham amplitudes muito pequenas, da ordem de dezenas de mVolts. Os sinais foram adquiridos através de uma média de 64 amostras.

Os experimentos com líquidos em repouso podem ser melhorados utilizando-se a célula de medição imersa num banho com temperatura controlada.

O ponto mais importante deste trabalho foi a verificação do comportamento do coeficiente de reflexão com a velocidade de escoamento do líquido na célula de medição para líquidos em movimento. A célula para medição de líquidos em movimento foi construída de forma a permitir a utilização dos mesmos elementos (transdutores e refletor) utilizados na célula para líquidos em repouso. Os resultados obtidos com o líquido em movimento comprova de certa forma as previsões teóricas. As experiências foram realizadas com escoamento turbulento, partindo-se de $R_D \cong 40 \times 10^3$, até $R_D \cong 140 \times 10^3$. Não houve variação do coeficiente de reflexão com a velocidade do escoamento. Verificou-se a ocorrência de cavitação na região do refletor quando $R_D > 150 \times 10^3$. A cavitação provocou uma grande diminuição no valor do coeficiente de reflexão.

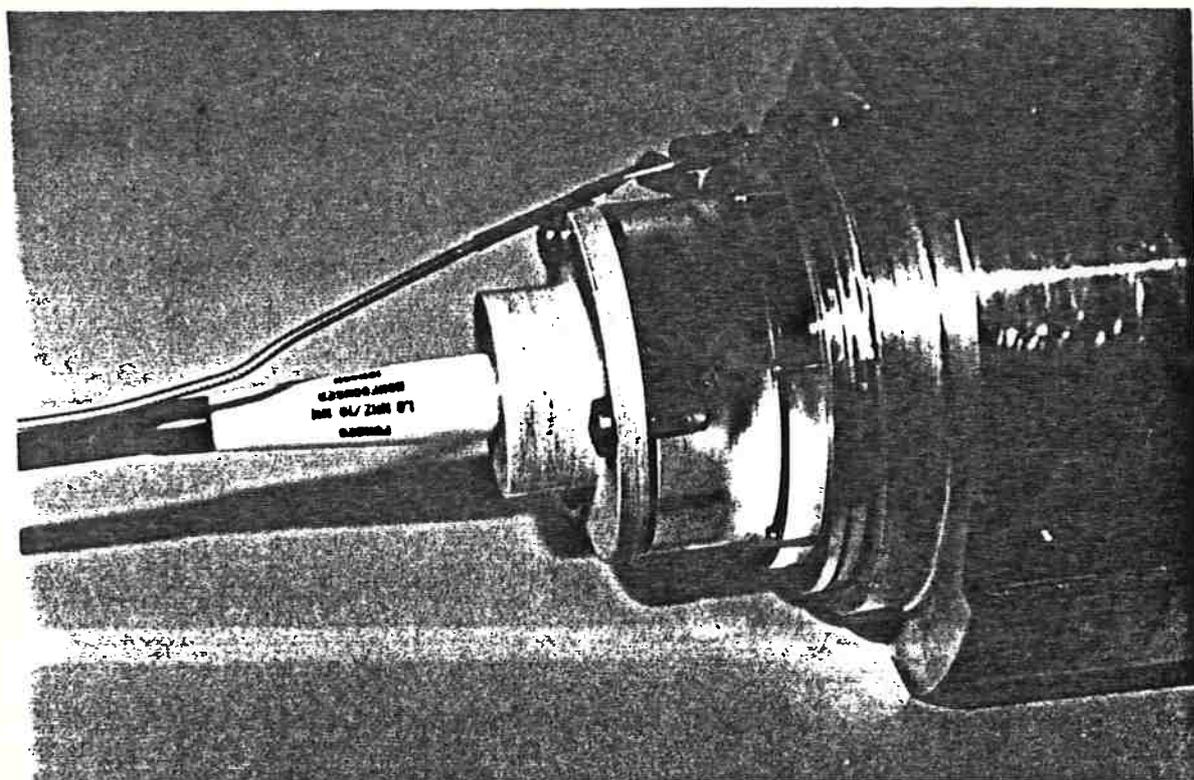
Os experimentos com líquido em movimento foram realizados utilizando-se apenas água como amostra, devido às dificuldades de manipulação de outros tipos de líquidos no laboratório. Os resultados obtidos com água podem ser estendidos para outros líquidos com baixa viscosidade.

No capítulo 5 foi apresentada uma abordagem alternativa para os métodos de correção de difração acústica, baseada no modelo transiente do campo acústico gerado por um pistão plano. Esta técnica fornece resultados mais diretos para a correção do efeito de difração em campos gerados por excitações transientes. As técnicas de correção normalmente utilizadas, mesmo para campos gerados por excitações transientes, são baseadas na propagação de ondas contínuas. Esta técnica deverá ser verificada experimentalmente em trabalhos futuros.

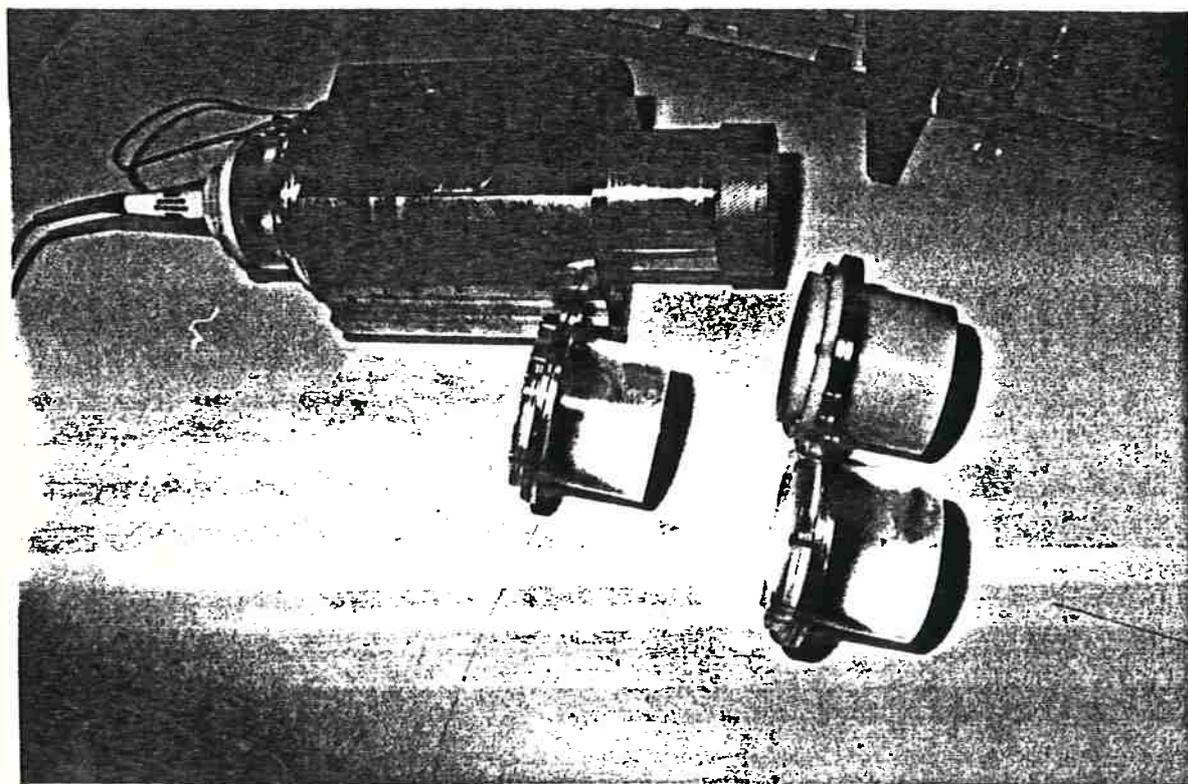
Como pontos que serão explorados futuramente nesta mesma linha de pesquisa pode-se citar:

- aplicação das estratégias de medição de densidade em líquidos com viscosidade elevada;
- desenvolvimento de um medidor de vazão em massa, através da medição de densidade e velocidade média do escoamento utilizando ultra-som;
- utilização do transdutor duplo elemento para a medição de velocidade e atenuação da onda acústica em líquidos.

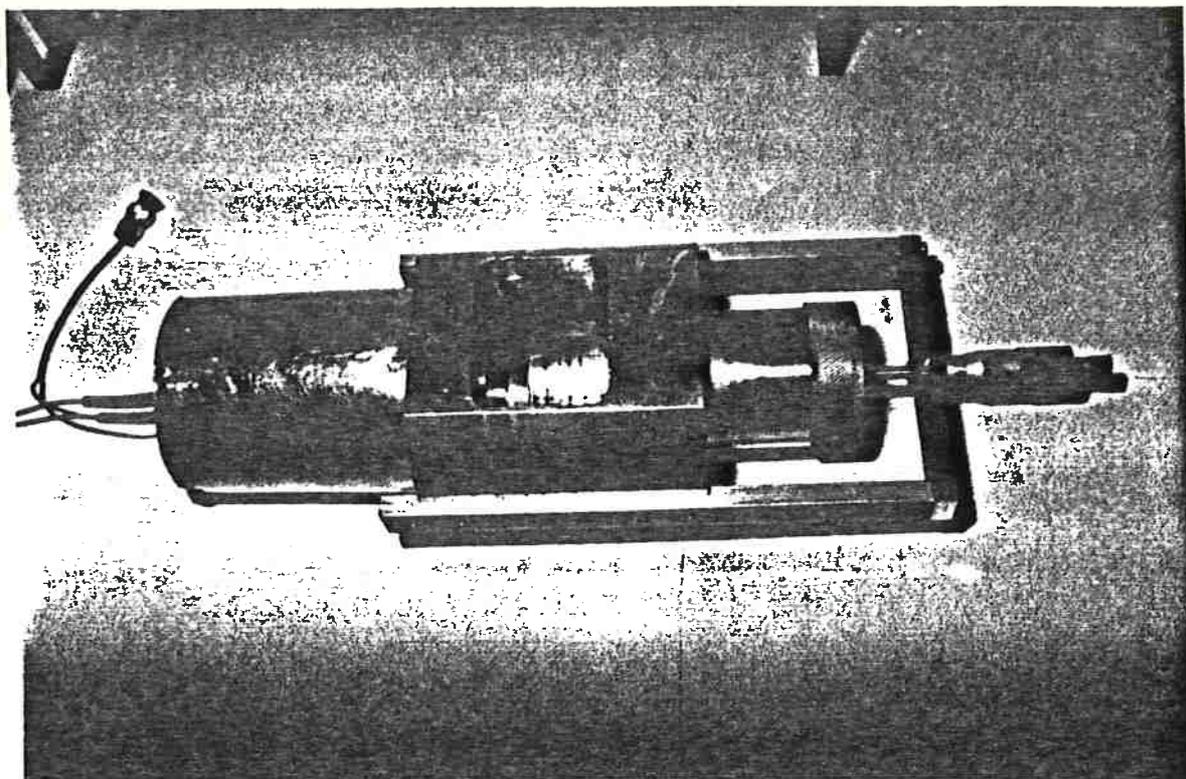
ANEXO A



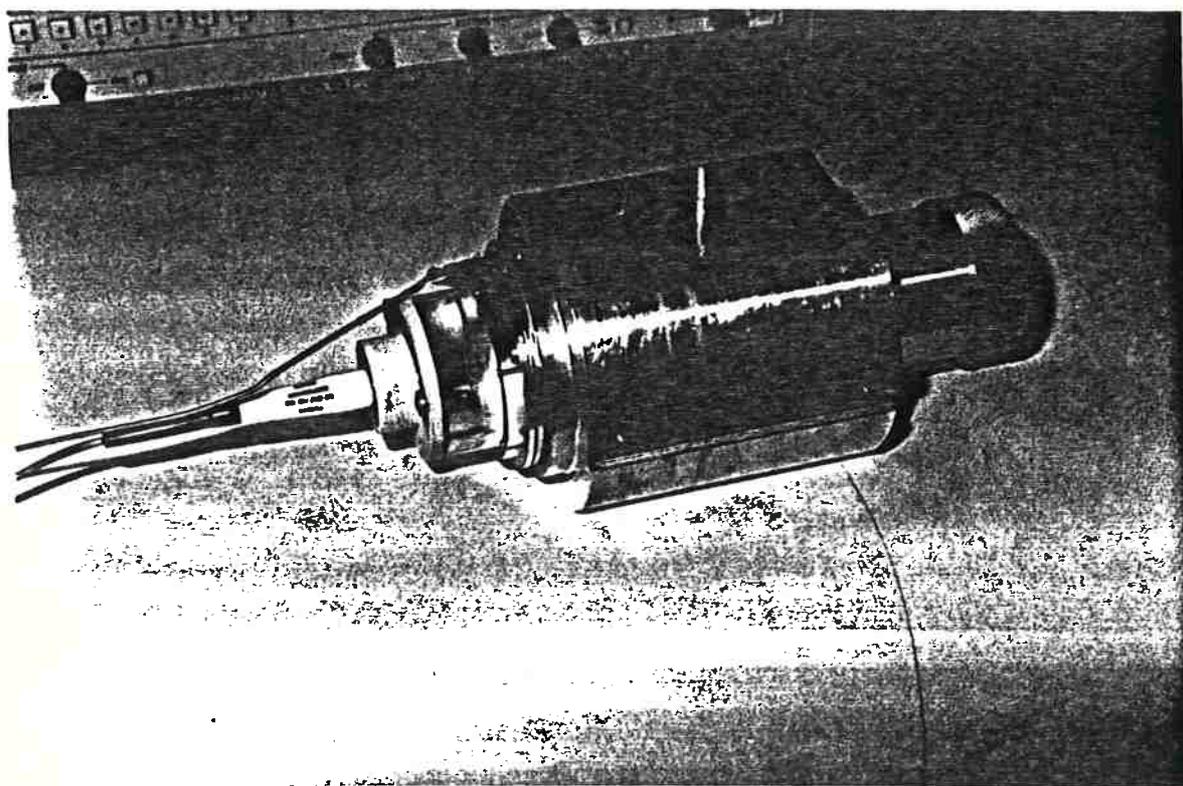
Fotografia A.1 Vista do transdutor duplo elemento.



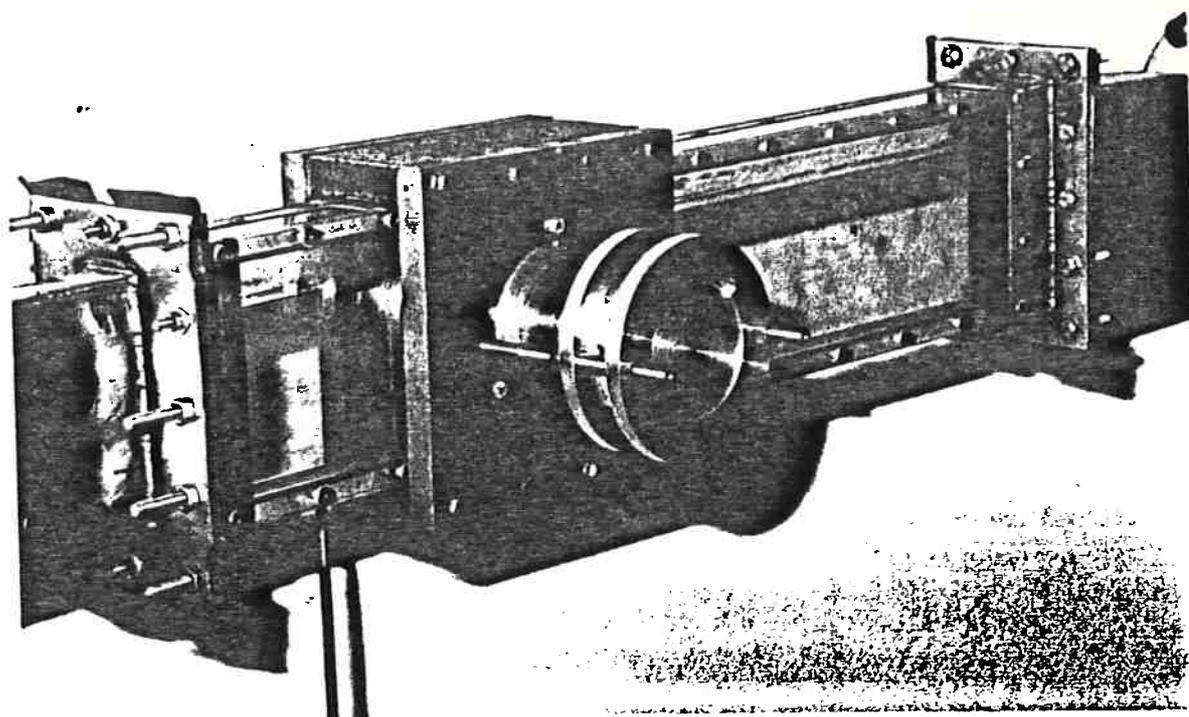
Fotografia A.2 Protótipos do transdutor duplo elemento.



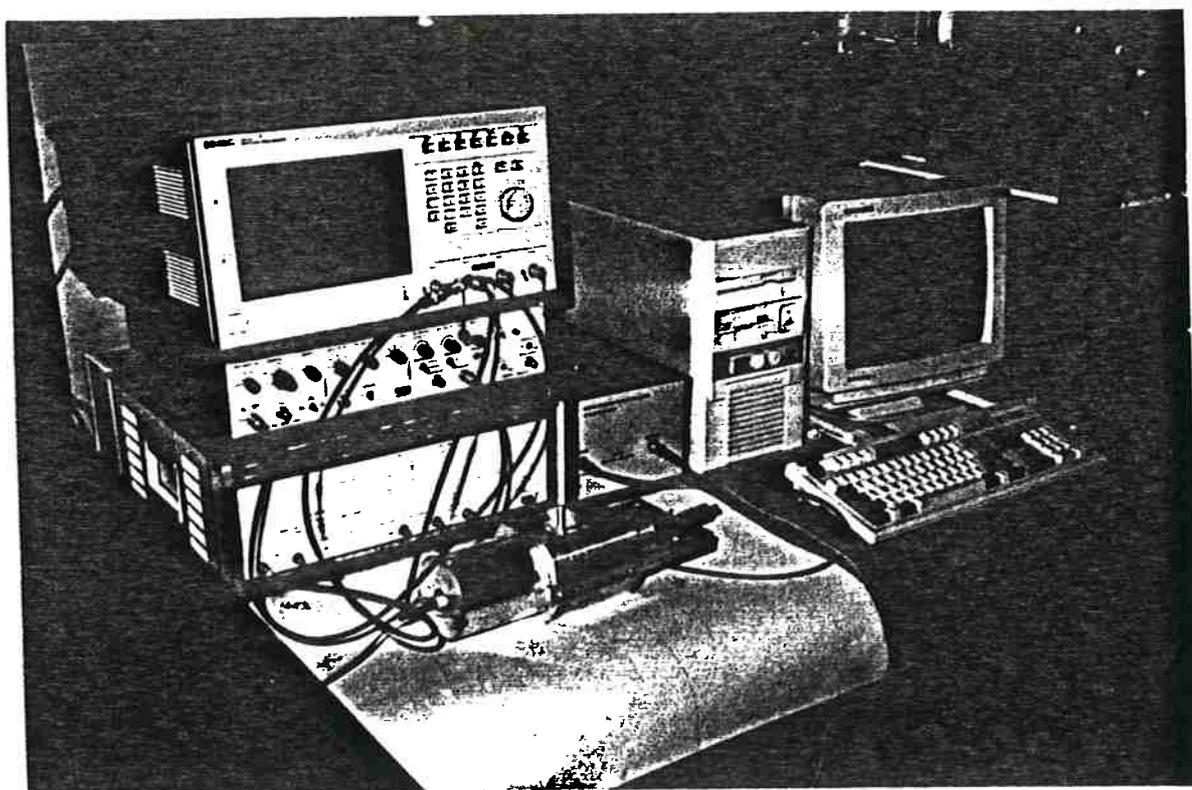
Fotografia A.3 Célula de medição de líquidos em repouso (com micrômetro de ajuste).



Fotografia A.4 Célula de medição de líquidos em repouso (sem a blindagem eletromagnética do transdutor)



Fotografia A.5 Célula de medição de líquidos em movimento.



Fotografia A.6 Vista dos equipamentos eletrônicos.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [AULD73] Auld, B.A., *Acoustic Fields and Waves in Solids*, vol. I and II, John Wiley (1973).
- [BASS58] Bass, R., "Diffraction Effects in the Ultrasonic Field of a Piston Source", *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 30, pp. 602-605 (1958).
- [BAU_86] Bau, H.H., "Torsional Wave Sensor - A theory", *Trans. of the ASME J. Appl. Mechanics*, vol. 53 (1986).
- [BENE80] Benedict, R.P., *Fundamentals of Pipe Flow*, John Wiley & Sons, cap. 5 (1980).
- [BUIO92] Buiochi, F., Adamowski, J.C., "Análise da Medição de Vazão por Ultra-Som pelo Método da Contra-Propagação", *Anais do 9º Congresso Brasileiro de Automática*, pp. 1152-1157 (1992).
- [BREA81] Breazele, M.A., Cantrell Jr., J.H., Heyman, J.S., "Ultrasonic Wave Velocity and Attenuation Measurements", *Methods of Experimental Physics*, vol. 19, pp. 67-135 (1981).
- [CARO64] Carome, E.F., Parks, P.E., Mraz, S.J., "Propagation of Acoustic Transients in Water", *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 36, pp. 946-952 (1964).
- [COST89] Costa, E. T., "Development and Application of a Large-Aperture PVDF Hydrophone for Measurement of Non-Linear Ultrasound Fields", *Ph. D. Thesis in Medical Engineering and Physics*, School of Medicine and Dentistry, King's College at London, 1989.
- [CHIV80] Chivers, R.C., Bosselaar, L., Filmore, P.R., "Effective Area to be Used in Diffraction Corrections", *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 68, pp. 80-84 (1980).
- [DEHN60] Dehn, J.T., "Interference Patterns in the Near Field of a Circular Piston", *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 32, p. 1692-1696 (1960).
- [FOLD73] Folds, D.L., "Focusing Properties of Solid Ultrasonic Cylindrical Lenses",

- J. Acoust. Soc. Am., vol. 53, pp. 826-834 (1973).
- [FOST84] Foster, S. D., "A Pulsed Ultrasonic Flowmeter Employing Time Domain Methods", Ph. D. Thesis in Electrical Engineering, University of Illinois at Urbana-Champaign, 1984.
- [FREE70] Freedman, A., "Sound Field of Plane or Gently Curved Pulsed Radiators", J. Acoust. Soc. Am., vol. 48, pp. 221-227 (1970).
- [GITI69a] Gitis, M.B., Khimunin, A.S., "Diffraction Effects in Ultrasonic Measurements (Review)", Soviet Physics - Acoustics, vol. 14, pp. 413-431 (1969).
- [GITI69b] Gitis, M.B., Khimunin, A.S., "Diffraction Corrections for Measurements of the Absorption Coefficient and Velocity of Sound", Soviet Physics - Acoustics, vol. 14, pp. 305-310 (1969).
- [HABE90] Habeger, C.C., Wink W.A., "Development of a Double-Element Pulse Echo, PVDF Transducer", Ultrasonics, vol. 28, pp. 52-53 (1990).
- [HALE88] Halle, J.M., "Ultrasonic Density Measurement for Process Control", Ultrasonics, vol. 26, pp. 356-357 (1988).
- [HARR81] Harris, G.R., "Review of Transient Field Theory for a Baffled Planar Piston", J. Acoust. Soc. Am., vol. 70, no. 1, pp. 10-20 (1981).
- [HART74] Hartmann, B., Jarzynski, J., "Immersion Apparatus for Ultrasonic Measurements in Polymers", J. Acoust. Soc. Am., vol. 56, pp. 1469-1477 (1974).
- [HART80] Hartmann, B., "Ultrasonic Measurements"; Polymers - Part C: Physical Properties, Methods of Experimental Physics, Academic Press, vol. 16, pp. 59-90 (1980).
- [HAYM79] Hayman, A.J., Weight, J.P., "Transmission and Reception of Short Ultrasonic Pulses by Circular and Square Transducers", J. Acoust. Soc. Am., vol. 66, pp. 945-951 (1979).

- [HUTC86] Hutchins, D.A., Mair, H.D. Puhac, P.A., Osei, A., "Continuous Wave Pressure Fields of Ultrasonic Transducers", *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 80, pp. 1-12 (1986).
- [HUTC90] Hutchins, D.A., "Radiated Fields of Ultrasonic Transducers", *Physical Acoustics*, vol. 19, pp. 1-80 (1990).
- [KAYE73] Kaye, G.W.C., Laby, T.H., *Tables of Physical and Chemical Constants*, Longman, 14th ed. (1973).
- [KLIN84] Kline, R.A., "Measurement of Attenuation and Dispersion Using an Ultrasonic Spectroscopy Technique", *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 76, pp. 498-504 (1984).
- [KLIN86] Kline, R.A., Egle, D.M., "Applications of Digital Methods to Ultrasonics Materials Characterization", *NDT International*, vol. 19, pp. 341-347 (1986).
- [KIM_89] Kim, J.O., Bau, H.H., "On Line, Real Time Densimeter - Theory and Optimization", *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 85, pp. 432-439 (1989).
- [KINO87] Kino, G.S., *Acoustic Waves - Devices, Imaging & Analog Signal Processing*, Prentice-Hall (1987).
- [KINS82] Kinsler, L.E., Frey, A.R., *Fundamentals of Acoustics*, John Wiley & Sons, 2nd ed. (1982).
- [KONG70] Kong, J.A., "Interaction of Acoustic Waves with Moving Media", *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 48, n° 1, part 2, pp. 236-241 (1970).
- [KOZI61] Kozina, O.G., Makarov, G.I., "Transient Processes in the Acoustic Fields Generated by a Piston Membrane of Arbitrary Shape", *Soviet Physics - Acoustics*, vol. 17, pp. 39-43 (1961).
- [LEEM85] Leeman, S., Seggie, D., Ferrari, L.A., Sankar, P.V., Doherty, M., "Diffraction-Free Attenuation Estimation", *Ultrasonics International*

Conf. Proc., Butterworth, Guildford, pp. 128-132 (1985).

- [LOCK73] Lockwood, J.C., Willette, J.G., "High-Speed Method for Computing the Exact Solution for the Pressure Variations in the Nearfield of a Baffled Piston", *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 453, pp. 735-741 (1973).
- [MART90] Martin, B.A., Wenzel, SW., White, R.M., "Viscosity and Density Sensing with Ultrasonic Plate Waves", *Sensors and Actuators*, A21-A23, pp. 704-708 (1990).
- [McSK57] McSkimin, H.J., "Ultrasonic Pulse Technique for Measuring Acoustic Losses and Velocities of Propagation in Liquids as a Function of Temperature and Hydrostatic Pressure", *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 29, pp. 1185-1192 (1957).
- [McSK64] McSkimin, H.J., "Ultrasonic Methods for Measuring Properties of Liquids and Solids", *Physical Acoustics*, vol. 1A, Academic Press, pp. 271-334 (1964).
- [McLA87] McLaren, S., Weight J.P., "Transmit-Receive Mode Response from Finite-Sized Targets in Fluid Media", *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 82, pp. 2102-2112 (1987).
- [McCL90] McClements, D.J., Povey, M.J.W., Jury, M., Betsanis, E., "Ultrasonic Characterization of Food Emulsion", *Ultrasonics*, vol. 28, pp. 266-272 (1990).
- [McCL91] McClements, D.J., Fairley P., "Ultrasonic Reflectometer", *Ultrasonics*, vol. 29, pp. 58-62 (1991).
- [MILL88] Miller, R.W., *Flow Measurement Engineering Handbook*, McGraw-Hill, 2nd ed., cap. 2, 4 e 5 (1988).
- [ODON81] O'Donnell, L.J., Miller, J.G., "Piezoelectric Transducers", *Methods of Experimental Physics*, vol. 19, pp. 29-65 (1981).
- [PAPA59] Papadakis, E.P., "Correction for Diffraction Losses in the Ultrasonic Field

- of a Piston Source", *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 31, pp. 150-152 (1959).
- [PAPA66] Papadakis, E.P., "Ultrasonic Diffraction Loss and Phase Change in Anisotropic Materials", *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 40, pp. 863-876 (1966).
- [PAPA68] Papadakis, E.P., "Buffer-Rod System for Ultrasonic Attenuation Measurements", *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 44, pp. 1437-1441 (1968).
- [PAPA72] Papadakis, E.P., "Ultrasonic Diffraction Loss and Phase Change for Broad-Band Pulses", *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 52, pp. 847-849 (1972).
- [PAPA73] Papadakis, E.P., Fowler, K.A., Lynnworth, L.C. "Ultrasonic Attenuation by Spectrum Analysis of Pulse in Buffer Rods: Method and Diffraction Corrections", *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 53, pp. 1336-1343 (1973).
- [PAPA75] Papadakis, E.P., "Ultrasonic Diffraction from Single Apertures with Application to Pulse Measurements and Crystal Physics", *Physical Acoustics*, vol. XI, Academic Press, pp. 151-209 (1975).
- [PAPA84] Papadakis, E.P., "Absolute Measurements of Ultrasonics Attenuation Using Damped Nondestructive Testing Transducers", *J. Testing and Evaluation*, vol. 12, pp. 273-279 (1984).
- [PAPA90a] Papadakis, E.P., "The Measurement of Ultrasonic Velocity", *Physical Acoustics*, vol. 19, Academic Press, pp. 81-107 (1990).
- [PAPA90b] Papadakis, E.P., "The Measurement of Ultrasonic Attenuation", *Physical Acoustics*, vol. 19, Academic Press, pp. 107-266 (1990).
- [PENN83] Pennwalt Corp., *Kynar Piezo Film - Technical Manual*, Pennwalt Corp., E.U.A. (1983).
- [RIST83] Ristic, V.M., *Principles of Acoustic Devices*, John Wiley & Sons (1983)
- [ROBI74] Robinson, D.E., Lees, S., Bess, L., "Near Field Transient Radiation Patterns for Circular Pistons", *IEEE Trans. Acoust., Speech and Signal*

Processing, vol. ASSP-22, n°. 6, pp.395-403 (1974).

- [RODE52] Roderick, R.L., Truell, R., "The Measurement of Ultrasonic Attenuation in Solids by the Pulse Technique and Some Results in Steel", *J. Applied Physics*, vol. 23, pp.267-279 (1952).
- [ROGE74] Rogers, P.H., Van Buren, A. L., " An Exact Expression for the Lommel Diffraction Correction Integral", *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 55, pp. 724-728 (1974).
- [ROSE88] Rosenbaum, J.F., *Bulk Acoustic Wave Theory and Devices*, Artech House, Inc. (1988).
- [SEKI56] Seki, H., Granato, A., Truell, R., "Diffraction Effects in the Field of a Piston Source and Their Importance in the Accurate Measurement of Attenuation", *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 28, pp. 230-238 (1956).
- [SELF85] Selfridge, A.R., "Approximate Materials Properties in Isotropic Materials", *IEEE Trans. Sonic Ultrason.*, SU-32, no. 3, pp. 381-394 (1985).
- [SHEE88] Sheen, S.H., Reiman, K.J., Lawrence, W.P., Raptis, A.C., "Ultrasonic Techniques for Measurement of Coal Slurry Viscosity", in *Proc. of IEEE Ultrasonics Symposium*, pp. 537-541 (1988).
- [SHOR86] Shorte, S.C., Budge, B., "Design, Manufacture and Performance of Narrowband Ultrasonic Immersion Probes for Multiple Frequency Operation in the Range 3-170 MHz", *Ultrasonics*, vol. 24, pp. 117-132 (1986).
- [SHOT80] Shotton, K.C., Bacon, D.R., Quilliam, R.M., "A PVDF Membrane Hydrophone for Operation in the Range 0.5 MHz to 15 MHz", *Ultrasonics*, pp. 123-126 (1980).
- [SILV92] Silva, E.C.N., Adamowski, J.C., "Modelagem Vibracional por Elementos Finitos de Transdutores de Ultra-Som Piezoelétricos", *Anais do 9º Congresso Brasileiro de Automática*, p. 1146-1151 (1992).

- [STAC89] Stack, G.M., Ting, R.Y., "Piezoelectric Properties and Temperature Stability of Poly(Vinylidene Fluoride-Trifluoroethylene) Copolymers", *IEEE Trans. on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, vol.36, pp. 417-423 (1989).
- [STEP71] Stepanishen, P.R., "Transient Radiation from Pistons in an Infinite Planar Baffle", *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 49, pp. 1629-1638 (1971).
- [SZIL82] Szilard, J., *Ultrasonic Testing - Non-Conventional Testing Techniques*, John Wiley (1982).
- [TRUE63] Truell, R., Oates, W., "Effect of Lack of Parallelism of Sample Faces on the Measurement of Ultrasonic Attenuation", *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 35, pp. 1382-1386 (1963).
- [TUPH69] Tupholme, G.E., "Generation of Acoustic Pulses by Baffled Plane Pistons", *Mathematika*, 16, pp. 209-224 (1969).
- [ZEMA71] Zemanek, J., "Beam Behavior Within the Nearfield of a Vibrating Piston", *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 49, pp. 181-191 (1971).
- [YAMA66] Yamada, K., Fuji, Y., "Acoustic Response of a Circular Receiver to a Circular Source of Different Radius", *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 40, pp. 1193-1194 (1966).
- [YEH_67] Yeh, C., "Reflection and Transmission of Sound Waves by a Moving Fluid Layer", *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 41, pp. 817-821 (1967).
- [UEDA81] Ueda, M., Ichikawa, I., "Analysis of an Echo Signal Reflected from a Weakly Scattering Volume by a Discret Model of the Medium", *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 70, pp. 1768-1775 (1981).
- [WEIG78] Weight, J.P., Hayman, A.J., "Observations of the Propagation of Very Short Ultrasonic Pulses and Their Reflection by Small Targets", *J. Acoust. Soc. Am.*, vol. 63, pp. 396-404 (1978).
- [WEIG84] Weight, J.P., "Ultrasonic Beam Structures in Fluid Media", *J. Acoust. Soc.*

Am., vol. 76, pp. 1184-1191 (1984).

[WOLF91] Wolfram, S., **Mathematica - A System for Doing Mathematics by Computer**, 2^a ed., Addison Wesley, (1991).