UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

PAULO ORESTES FORMIGONI

**MODELAGEM DE ONDAS ULTRASSÔNICAS REFLETIDAS POR
SUPERFÍCIES DE GEOMETRIAS DIVERSAS**

**São Paulo
2011**

PAULO ORESTES FORMIGONI

**MODELAGEM DE ONDAS ULTRASSÔNICAS REFLETIDAS POR
SUPERFÍCIES DE GEOMETRIAS DIVERSAS**

Dissertação apresentada à Escola Politécnica
da Universidade de São Paulo para obtenção
do Título de Mestre em Ciências: Área
Engenharia.

São Paulo
2011

PAULO ORESTES FORMIGONI

**MODELAGEM DE ONDAS ULTRASSÔNICAS REFLETIDAS POR
SUPERFÍCIES DE GEOMETRIAS DIVERSAS**

Dissertação apresentada à Escola Politécnica
da Universidade de São Paulo para obtenção
do Título de Mestre em Ciências.

Área de Concentração: Engenharia de
Controle e Automação Mecânica.

Orientador:
Prof. Dr. Flávio Buiochi

São Paulo
2011

Este exemplar foi revisado e alterado em relação à versão original, sob responsabilidade única do autor e com anuência de seu orientador.

São Paulo, 18 de julho de 2011.

Assinatura do autor _____

Assinatura do orientador _____

FICHA CATALOGRÁFICA

Formigoni, Paulo Orestes

Modelagem de ondas ultrassônicas refletidas por superfícies de geometrias diversas / P.O. Formigoni. -- São Paulo, 2011. 99 p.

Dissertação (Mestrado) – Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. Departamento de Engenharia Mecatrônica e Sistemas Mecânicos.

1. Ultrassonografia 2. Acústica (Modelagem) 3. Sensores eletromecânicos I. Universidade de São Paulo. Escola Politécnica. Departamento de Engenharia Mecatrônica e Sistemas Mecânicos II.t

*Dedico este trabalho a minha querida
e amada esposa Aparecida, que sempre
me apoiou incondicionalmente em
todos os momentos, principalmente nos
de cansaço.*

AGRADECIMENTOS

Inicialmente, gostaria de agradecer a Deus, por ter dado a oportunidade de realizar este trabalho, por me acompanhar durante estes anos, dando-me estratégias para vencer as dificuldades do percurso, como também para sua conclusão.

Ao meu orientador, Prof. Dr. Flávio Buiochi; pelo acompanhamento, compromisso, apoio, incentivo e paciência dados a este trabalho e a mim.

Ao Prof. Dr. Julio Cezar Adamowski, pelas conversas e conselhos.

A todos os meus familiares, principalmente a minha mãe Marina, meu pai Paulo, meu irmão André, D. Tereza, Carlos Alexandre e Carlos Donizetti.

Aos meus amigos Mauri Maldonado, David Júlio, Ediguer, Flávio, Paulo M., Marcelo Matuda, Marco Aurélio, Marcelo Hilário, João, César, Cirullo, Timóteo, Luiz, Amigo e Tevez. Aos funcionários da oficina e da secretaria. E por fim, a todos que direta e indiretamente contribuíram para a realização deste trabalho.

RESUMO

Neste trabalho são analisados os campos acústicos gerados por transdutores ultrassônicos planos e circulares, do tipo pistão plano, no modo pulso-eco, trabalhando como emissor e receptor de ondas, com frequências de 1,6 MHz, 2,25 MHz e 5 MHz. As ondas emitidas por esses transdutores interagem com interfaces denominadas alvos, com diversas geometrias de superfícies, como planas e circulares, planas com cavidade do tipo alvéolo circular, e cone reto, todas compostas de alumínio e imersas em tanque com água. O campo acústico refletido varia de acordo com o tipo de geometria do alvo. Para essas análises foram produzidas e comparadas modelagens do campo acústico no software Matlab, por meio de dois modelos teóricos: método da resposta impulsiva e método da representação discreta. Foram analisados o tempo de computação produzido pelo método numérico com relação à discretização dos elementos de área do transdutor e do alvo, além da influência da conversão de modo nas respostas impulsivas simuladas para essas superfícies. Os resultados mostraram uma boa correlação entre os dois métodos teóricos, porém o de representação discreta possibilita o estudo em transdutores com geometria diferente do pistão plano, sem o uso de integrais complexas. As diferenças dos resultados experimentais e teóricos podem ser minimizadas por meio de uma escolha adequada da relação entre a discretização e comprimento de onda ($\Delta x/\lambda$), em que foi considerado um valor aceitável de erro relativo de 15% para $\Delta x/\lambda \leq 0,68$. Foi observado que o uso da conversão de modo na interface refletora influi apenas na amplitude do sinal de eco (atenuação) e não na forma do sinal.

Palavras-chave: 1.Ultrassom 2.Campo Acústico 3.Modelagem 4.Pulso-eco 5.Resposta Impulsiva 6. Representação Discreta

ABSTRACT

This work deals with acoustic fields generated by ultrasonic broadband transducers as a planar circular piston, operating in pulse-echo mode, with frequencies of 1.6 MHz, 2.25 MHz and 5 MHz. The waves emitted by transducers interact with water-immersed aluminum targets of different geometries such as planar circular surfaces, concave circular cavity on plane surfaces, and right circular conical surfaces. The impulse response and the discrete representation methods were applied to model the echo responses, using the Matlab software. The influence of mode conversion over the simulated impulse responses for these surfaces was analyzed. The results show a good correlation between the two theoretical methods, but the discrete representation enables the study of arbitrary aperture transducers, with no need to solve complex integrals. The computational times of the discrete representation method was analyzed were respect to the spatial discretization of both the transducer aperture and the target. Experimental tests were carried out to validate the simulated results. Differences in experimental and theoretical results can be minimized by an appropriate choice of the discretization/wavelength ratio ($\Delta x / \lambda$). A relative error of 15% was considered acceptable for $\Delta x / \lambda \leq 0,68$. It was observed that the use of mode conversion at the reflected interface modifies only the amplitude of the echo signal (attenuation), but not its shape.

Keywords: 1. Ultrasound 2. Acoustic Field 3. Modeling 4. Pulse-Echo 5. Impulse Response 6. Discrete Representation

LISTA DE SÍMBOLOS

Δt	Intervalo de tempo
θ	Ângulo
p	Pressão
$p(\vec{r}, t)$	Pressão instantânea
$\vec{r}$	Vetor posição do ponto
t	Tempo
ρ	Densidade de equilíbrio do meio
$h(\vec{r}, t)$	Potencial de velocidade.
$\vec{v}$	Velocidade da superfície do pistão
∇	Operador diferencial nabla.
$*$	Convolução
$v_n(\vec{\sigma}, t)$	Componente normal da velocidade do pistão em cada ponto de sua face
c	Velocidade de propagação da onda.
dS	Área elementar
S	Área da superfície do transdutor
O	Ponto de referência
P	Ponto qualquer do campo acústico
r'	Distância entre um ponto do campo e um ponto da fonte
$\vec{\sigma}$	Distância entre a origem dos eixos de coordenadas e o elemento de área da fonte
δ	Função Delta Dirac
∞	Infinito
π	Número pi
$h_i(\vec{r}, t)$	Resposta Impulsiva do potencial de velocidade
Ω	Ângulos dos arcos
a	Raio do transdutor
x	Distância entre o centro do transdutor e o ponto P'
P'	Projeção de P sobre o plano do pistão
σ	Raio entre o arco e o ponto P'

t_0	Tempo de chegada da onda plana
$\vec{r}_p$	Distância entre a origem dos eixos de coordenadas e o ponto P
$\vec{r}_a$	Distância entre a origem dos eixos de coordenadas e o elemento de área do transdutor
r_j	Distância entre o ponto P e cada área elemento de área ΔS_j
$h(\vec{r}_p, t)$	Resposta impulsiva num ponto P
h_{discr}	Resposta impulsiva discreta
$\bar{h}_{discr}$	Resposta impulsiva discreta média
$A(\vec{r}_a)$	Coefficientes de apodização
$\alpha(\theta)$	Coefficiente das condições de contorno
$T(\vec{r}_a)$	Valores temporais dos atrasos de excitação de cada elemento
f	Frequência
f_{max}	Frequência máxima
a_j	Amplitude
t_s	Instante temporal para o cálculo da resposta impulsiva discreta
Δx_j	Amostragem espacial
Δy_j	Amostragem espacial
$\theta(x)$	Ângulo formado pelos segmentos de reta a partir do eixo z do transdutor até os extremos do arco no receptor (alvo).
$h_i(\vec{r}, t)$	Resposta impulsiva na interface
S_a	Área do emissor (transdutor)
S_b	Área do receptor
S_i	Área da interface
x_{off}	Distância entre o eixo z do transdutor e o eixo z do alvo
b	Diâmetro do alvo (circular plano).
$\vec{i}$	Vetor unitário (versor) do eixo x .
$\vec{k}$	Vetor unitário (versor) do eixo z .
$\vec{r}_i$	Distância entre a origem dos eixos de coordenadas e o elemento de área da interface

$\vec{r}_b$	Distância entre a origem dos eixos de coordenadas e o elemento de área do receptor
$R(\vec{r}_{ai}, \vec{n})$	Coefficiente de reflexão do refletor
$h^I(\vec{r}_i, t)$	Potencial de velocidade da reposta impulsiva de cada ponto P_i na interface
dS_a	Elemento de área do emissor
dS_b	Elemento de área do receptor
dS_i	Elemento de área da interface
$\vec{r}_{ai}$	Distância entre o elemento de área do emissor e o elemento de área da interface
$\vec{r}_{ib}$	Distância entre o elemento de área da interface e o elemento de área do receptor
$\vec{n}$	Vetor normal ao P_i ponto central do plano do elemento de área da interface
θ_{ib}	Ângulo entre o vetor normal de P_i e o vetor $\vec{r}_{ib}$
Z	Impedância Acústica
R	Coefficiente de reflexão
T	Coefficiente de transmissão
P_r	Amplitude da onda acústica refletida
P_i	Amplitude da onda acústica incidente
P_t	Amplitude da onda acústica incidente
p_r	Onda refletida
p_i	Onda incidente
p_t	Onda transmitida
k_{x1}	Número de onda da onda incidente
k_{x2}	Numero de onda da onda transmitida
v_i	Velocidade das partículas da onda incidente
v_r	Velocidade das partículas da onda refletida
v_t	Velocidade das partículas da onda transmitida
θ_{il}	Ângulo da onda incidente longitudinal
θ_{rl}	Ângulo da onda refletida longitudinal

θ_{ts}	Ângulo da onda transmitida de cisalhamento
θ_{tl}	Ângulo da onda transmitida longitudinal
c_{il}	Velocidade da onda longitudinal incidente
c_{tl}	Velocidade da onda longitudinal transmitida
c_{ts}	Velocidade da onda de cisalhamento transmitida
θ_{cr}	Ângulo crítico
T_P	Coefficiente de transmissão da onda longitudinal
T_S	Coefficiente de transmissão da onda de cisalhamento
Δb	Largura dos anéis concêntricos do alvéolo
$S_E(i)$	Sinal experimental para o cálculo do erro
$S_C(i)$	Sinal calculado para o cálculo do erro
N	Número de amostras para o cálculo do erro

LISTA DE ABREVEATURAS E SIGLAS

RI	Resposta Impulsiva
E.U.A	Estados Unidos da América
USP	Universidade de São Paulo
EPUSP	Escola Politécnica da Universidade de São Paulo
RAM	Random Access Memory (Memória de Acesso Aleatório)

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 - Respostas para o cone de 4 mm de diâmetro, com ângulo do vértice igual a 150°, cujas distâncias ao transdutor são (a) 30, (b) 70, (c) 120 e (d) 180mm.....	7
Figura 1.2 - Configuração e esquema da varredura.....	8
Figura 2.1 - Produção de ondas planas por meio da difração “Princípio de Huygens”.....	13
Figura 2.2 - Ilustração da posição do campo próximo e campo distante, assim como o feixe acústico.....	14
Figura 2.3 - Esquema de onda plana e de borda.....	14
Figura 2.4 - Onda plana e de borda geradas por um transdutor com frequência central de 2,25 MHz e diâmetro 19mm.....	15
Figura 2.5 - Geometria usada na equação (2.4) de Rayleigh.....	17
Figura 2.6 - Geometria utilizada para determinar a resposta impulsiva no ponto P , sendo P' a projeção de P sobre o plano do pistão que define os arcos concêntricos.....	19
Figura 2.7 - Geometria utilizada para o cálculo da resposta impulsiva no ponto P de um pistão plano circular de raio a	20
Figura 2.8 - (a) Figura para a Equação. (2.26). (b) Representação gráfica da serie a_j	22
Figura 2.9 - Representação das respostas impulsivas discretas h_{discr} , média $\bar{h}_{discr}$ e exata h , na janela temporal $[t_s - \Delta t/2, t_s + \Delta t/2]$	24
Figura 2.10 - Geometria utilizada para determinar a Resposta Impulsiva do receptor não alinhado axialmente com o emissor.....	26
Figura 2.11 - Geometria usada pra determinar a resposta no modo pulso-eco usando o método de representação discreta.....	28
Figura 2.12 - Reflexão e transmissão de uma onda acústica numa interface entre dois meios.....	30
Figura 2.13 - Incidência oblíqua sobre uma interface líquido-sólido.....	33
Figura 3.1 - Diagrama de blocos.....	37
Figura 3.2 - Esquema do tanque de imersão.....	38
Figura 3.3 - Foto do tanque de imersão contendo água, o alvo submerso e o posicionador.....	38

Figura 3.4 - Transdutores utilizados nos ensaios.....	39
Figura 3.5 - Foto do alvo produzido em alumínio, contendo a superfície circular alveolar dentro do tanque de imersão.....	39
Figura 3.6 - Esquema de aferição de paralelismo entre a face do transdutor e a face plana da peça, com medição dos tempos entre os pulsos gerados e os sinais de eco recebidos de três pontos P' , P'' e P'''	41
Figura 3.7 - Posições 1, 2, 3, 4, 5 e 6 representam, respectivamente, os transdutores deslocados 20, 16, 12, 8, 4 e 0 mm do eixo do defeito.....	41
Figura 3.8 - Geometria alvéolo circular aproximada por anéis concêntricos utilizada no método da resposta impulsiva.....	42
Figura 3.9 - (a) Posições 1, 2, 3 e 4 representam, respectivamente, os transdutores deslocados 0, 5, 10 e 15 mm do eixo da cavidade; (b) Representação do modelo em 3D.....	43
Figura 3.10 - Esquema de aferição de paralelismo entre a face do transdutor e a face plana da peça, com medição dos tempos entre os pulsos gerados e os sinais de eco recebidos de três pontos P' , P'' e P'''	44
Figura 3.11 - Esquema de aferição de paralelismo entre a face do transdutor e a face plana da peça, com medição dos tempos entre os pulsos gerados e os sinais de eco recebidos de três pontos P' , P'' e P'''	45
Figura 4.1 - Distância entre o transdutor e o hidrofone para a obtenção da Resposta Impulsiva.....	47
Figura 4.2 - RI do transdutor PARAMETRICS V305 2,25 MHz e diâmetro 19 mm.....	47
Figura 4.3 - RI do transdutor PARAMETRICS A381 S 3,5MHz e diâmetro 19mm.....	47
Figura 4.4 - RI do transdutor AEROTECK ALPHA 5MHz e diâmetro 19 mm.....	48
Figura 4.5 - RI do Transdutor EPUSP 5MHz e diâmetro 10 mm.....	48
Figura 4.6 - RI do transdutor AEROTECK ALPHA 5MHz e diâmetro 6,3 mm.....	48
Figura 4.7 - RI do transdutor Funbec, Brasil 1,6MHz e 19mm.....	49
Figura 4.8 - Geometria usada para determinar a resposta temporal de um alvo não alinhado com o transdutor.....	49
Figura 4.9 - Sinais simulados recebidos de um alvo plano e circular com raio 0,1 mm, emitidos e recebidos por um transdutor de frequência 2 MHz, diâmetro de 19mm posicionado com $x_{off} = 0mm$	50

- Figura 4.10 - Esquema da reflexão pelo alvo da (+) onda plana e da (-) onda de borda, como também da reflexão pelo transdutor da (+') onda plana e da (-') onda de borda.....51
- Figura 4.11 - Sinais simulados recebidos de um alvo plano e circular com raio 0,1 mm, emitidos e recebidos por um transdutor de frequência 2 MHz, diâmetro de 19mm posicionado com $x_{off} = 5\text{mm}$51
- Figura 4.12 - Sinais simulados recebidos de um alvo plano e circular com raio 0,1 mm, emitidos e recebidos por um transdutor de frequência 2 MHz, diâmetro de 19mm posicionado com $x_{off} = 15\text{mm}$52
- Figura 4.13 - Método da resposta impulsiva (linhas pontilhadas), método da representação discreta (linhas tracejadas) e sinal experimental (linhas sólidas) obtidas usando o transdutor de 1,6 MHz deslocado fora do eixo defeito: (a) 20, (b) 16, (c) 12, (d) 8, (e) 4 e (f) 0 mm.....53
- Figura 4.14 - Método de resposta impulsiva (linhas pontilhadas), método de representação discreta (linhas tracejadas) e sinal experimental (linhas contínuas), obtidos utilizando o transdutor de 2,25 MHz deslocados fora do eixo defeito: (a) 20, (b) 16, (c) 12, (d) 8, (e) 4 e (f) 0 mm.....54
- Figura 4.15 - Método da representação discreta (linha traço-ponto) e experimental (linha contínua), sinais obtidos usando o transdutor de 6,3 mm de diâmetro com 5 MHz de frequência central, na posição $x_{off} = 0\text{mm}$55
- Figura 4.16 - Método da representação discreta (linha traço-ponto) e experimental (linha contínua), sinais obtidos usando o transdutor de 6,3 mm de diâmetro com 5 MHz de frequência central, na posição $x_{off} = 5\text{mm}$56
- Figura 4.17 - Método da representação discreta (linha traço-ponto) e experimental (linha contínua), sinais obtidos usando o transdutor de 6,3 mm de diâmetro com 5 MHz de frequência central, na posição $x_{off} = 10\text{mm}$56
- Figura 4.18 - Método da representação discreta (linha traço-ponto) e experimental (linha contínua), sinais obtidos usando o transdutor de 6,3 mm de diâmetro com 5MHz de frequência central, na posição $x_{off} = 15\text{mm}$57
- Figura 4.19 - Esquema de reflexão do 2º eco causado pela superfície de geometria alvéolo circular.....58
- Figura 4.20 - Método da representação discreta (linhas traços-pontos) e sinal experimental (linhas sólidas) obtido usando o transdutor de 5 MHz e 19 mm de diâmetro para

as posições: (a) $x_{off} = 0\text{mm}$, (b) $x_{off} = 5\text{mm}$, (c) $x_{off} = 10\text{mm}$, e (d) $x_{off} = 15\text{mm}$	59
Figura 4.21 - Método da representação discreta (linhas traços-pontos) e sinal experimental (linhas sólidas) obtido usando o transdutor de 2,25 MHz e 19 mm de diâmetro para as posições: (a) $x_{off} = 0\text{mm}$, (b) $x_{off} = 5\text{mm}$, (c) $x_{off} = 10\text{mm}$, e (d) $x_{off} = 15\text{mm}$	59
Figura 4.22 - Vista superior da posição do transdutor sobre o alvéolo.....	60
Figura 4.23 - Erros relativos com relação $\Delta x / \lambda$ de 0,30; 0,68; 0,91; 1,22; 1,35.....	62
Figura 4.24 - Simulação pelo método da representação discreta (linhas traço-ponto) e sinais experimentais (linhas contínuas), obtidos utilizando o transdutor de 2,25 MHz na posição 4 ($x_{off} = 15\text{ mm}$): (a) $\Delta x/\lambda = 0,68$, (b) $\Delta x/\lambda = 0,91$, (c) $\Delta x/\lambda = 1,22$, e (d) $\Delta x/\lambda = 1,52$	63
Figura 4.25 - Comparação entre os resultados teórico e experimental obtidos por outros autores e o simulado neste trabalho do eco refletido em uma superfície plana circular com diâmetro 0,8 mm distante 30 mm do transdutor de 2 MHz com diâmetro 19mm.....	64
Figura 4.26 - Comparação entre os resultados teóricos e experimentais obtidos por outros autores e o simulado neste trabalho do eco refletido em uma superfície plana circular com diâmetro 2mm distante 30mm do transdutor de 2 MHz com diâmetro 19mm.....	65
Figura 4.27 - Comparação entre os resultados teóricos e experimentais obtidos por outros autores e o simulado neste trabalho do eco refletido em uma superfície plana circular com diâmetro 8 mm distante 30mm do transdutor de 2 MHz com diâmetro 19mm.....	65
Figura 4.28 - Comparação entre os resultados obtidos por Lhémery e Raillon (1994) e os obtidos neste trabalho dos ecos refletidos em um cone circular reto (diâmetro 4mm) distante 30mm do transdutor de 2,25 MHz (diâmetro 19mm). Realizadas simulações com e sem conversão de modo.....	66
Figura 4.29 - Comparação entre os resultados obtidos por Lhémery e Raillon (1994) e os obtidos neste trabalho dos ecos refletidos em um cone circular reto (diâmetro 4mm) distante 70mm do transdutor de 2,25 MHz (diâmetro 19mm). Realizadas simulações com e sem conversão de modo.....	66

- Figura 4.30 - Comparação entre os resultados obtidos por Lhémery e Raillon (1994) e os obtidos neste trabalho dos ecos refletidos em um cone circular reto (diâmetro 4mm) distante 120mm do transdutor de 2,25 MHz (diâmetro 19mm). Realizadas simulações com e sem conversão de modo.....67
- Figura 4.31 - Comparação entre os resultados obtidos por Lhémery e Raillon (1994) e os obtidos neste trabalho dos ecos refletidos em um cone circular reto (diâmetro 4mm) distante 180mm do transdutor de 2,25 MHz (diâmetro 19mm). Realizadas simulações com e sem conversão de modo.....67
- Figura 4.32 - Comparação entre os resultados obtidos dos ecos refletidos em um cone circular reto (diâmetro 4 mm) com o ângulo de vértice 150°. Foram realizadas simulações com conversão de modo (linhas pontilhadas) e sem conversão de modo (linhas traços-pontos) e sinal experimental (linhas sólidas) obtido usando o transdutor de 1,6 MHz e 19 mm de diâmetro para as posições: (a) $z = 30\text{mm}$, (b) $z = 45\text{mm}$, (c) $z = 70\text{mm}$, e (d) $z = 120\text{mm}$69
- Figura 4.33 - Comparação entre os resultados obtidos dos ecos refletidos em um cone circular reto (diâmetro 4 mm) com o ângulo de vértice 130°. Foram realizadas simulações com conversão de modo (linhas pontilhadas) e sem conversão de modo (linhas traços-pontos) e sinal experimental (linhas sólidas) obtido usando o transdutor de 1,6 MHz e 19 mm de diâmetro para as posições: (a) $z = 30\text{mm}$, (b) $z = 45\text{mm}$, (c) $z = 70\text{mm}$, e (d) $z = 120\text{mm}$70
- Figura 4.34 – Esquema do alinhamento entre o eixo de deslocamento em z pelo posicionador e o eixo de paralelismo entre a superfície cônica (alvo) e a superfície plana do transdutor.....71

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 - Equações para os ângulos $\Omega(ct)$ dos arcos na superfície do pistão circular.....	20
Tabela 4.1 - Tempo computacional para cada transdutor nas posições 1, 2, 3 e 4, mantendo fixa a discretização do alvo.....	61
Tabela 4.2 - Tempo computacional para cada transdutor variando-se a discretização Δx	61

SUMÁRIO

LISTA DE SÍMBOLOS.....	ix
LISTA DE ABREVEATURAS E SIGLAS.....	xiii
LISTA DE FIGURAS.....	xiv
LISTA DE TABELAS.....	xix
1. INTRODUÇÃO.....	01
1.1. Introdução.....	01
1.2. Objetivos.....	03
1.3. Revisão Bibliográfica.....	03
1.4. Organização da Dissertação.....	10
2. FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA.....	12
2.1. Campo Acústico.....	12
2.1.1. Método da resposta impulsiva.....	15
2.1.2. Método da representação discreta.....	21
2.2. Modelagem Pulso-Eco.....	25
2.2.1. Método da resposta impulsiva.....	25
2.2.2. Método da representação discreta.....	28
2.3. Conversão de modo.....	30
2.3.1. Incidência normal	30
2.3.2. Incidência oblíqua	33
3. MATERIAIS E MÉTODOS.....	36

3.1.	Introdução	36
3.2.	Descrição dos Equipamentos.....	37
3.3.	Métodos da resposta impulsiva e da representação discreta para superfície alveolar.....	40
3.4.	Método da representação discreta para superfícies cônicas.....	44
4.	SIMULAÇÕES E VERIFICAÇÕES EXPERIMENTAIS.....	46
4.1.	Introdução.....	46
4.2.	Resposta Impulsiva dos Transdutores.....	46
4.3.	Método da resposta impulsiva, aplicada a superfície plana e circular.....	49
4.4.	Método da resposta impulsiva e da representação discreta, aplicados a superfície alveolar.....	52
4.5.	Método da representação discreta para uma superfície cônica.....	63
5.	CONCLUSÃO.....	72
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	74

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

1.1. Introdução

A tecnologia ultrassônica tem ampla aplicação na indústria. Entre as principais aplicações estão os ensaios não destrutivos, a preparação de minerais, a intensificação dos processos hidrometalúrgicos, a dispersão fina e a purificação de precisão, o refino e a cristalização dos metais e semicondutores de elevada pureza, além da limpeza de peças (AGRANAT *et al*, 1990). Os ensaios não destrutivos que utilizam ultrassom são de grande importância para detecção de falhas em oleodutos e gasodutos. Os defeitos superficiais detectáveis normalmente ocorrem na forma de cavidades do tipo alveolar (HIGUTI, 1994).

Tanto na indústria, com os ensaios não destrutivos, como na medicina, com os exames de ultrassom, a exigência é cada vez maior em relação à qualidade e confiabilidade das informações produzidas pelos aparelhos e máquinas. Para atendimento desta exigência, são necessários estudos para caracterização e análise do campo acústico produzido pelos transdutores ultrassônicos. Boa parte desses estudos pode ser realizada por meio de modelos matemáticos e simulação computacional (HARRIS, 1991).

A modelagem do campo acústico de transdutores ultrassônicos consiste na determinação da pressão acústica em um conjunto de pontos do espaço, por meio da integral de Rayleigh (KINO, 1987), vinculada ao princípio de Huygens (FISHBANE; GASIOROWICZ; THORNTON, 1993), aplicada à superfície do transdutor, seja por meio de equações analíticas, em que empregam a integração numérica e a convolução, como por meio de aproximação numérica (FORMIGONI, 2010). Essa modelagem permite prever características como profundidades de foco, largura do feixe e diretividade, além das características do meio onde as ondas propagam-se, forma de excitação e largura de banda do transdutor (MARTINEZ *et al*, 2001).

O transdutor ultrassônico pode ser usado como emissor ou receptor de ondas acústicas. Deve estar associado a um gerador de ondas para ser submetido à excitação contínua ou

pulsada, emitindo assim ondas ultrassônicas. As ondas ultrassônicas emitidas são propagadas pelo meio (espaço) ao seu redor até atingirem um alvo, onde são refletidas novamente para o meio e transmitidas para dentro do alvo. Quando refletidas retornam ao transdutor, conhecido como modo pulso-eco, e quando transmitidas, propagam-se por dentro do alvo (KINSLER *et al*, 1982).

Neste trabalho, implementou-se a simulação do campo acústico no modo pulso-eco, considerando alvos de algumas superfícies específicas. Por aproximação às condições de defeitos superficiais, foram escolhidas duas superfícies distintas, sendo a primeira uma área plana com uma cavidade circular do tipo calota, e a segunda uma superfície com formato de cone, sem área plana no entorno. Nesses alvos, além da simples reflexão, ocorrem fenômenos de transmissão que produzem efeitos de conversão de modo, conforme o ângulo de incidência, ou seja, parte dessa onda longitudinal que atinge o alvo é transmitida para dentro do objeto, podendo se transformar em duas outras ondas, uma longitudinal e outra transversal (BUIOCHI *et al*, 2010).

Escolheram-se dois modelos matemáticos para simulação, ambos baseados na resposta impulsiva, proposta por Stepanishen (STEPANISHEN, 1971), que se baseou no conceito de pressão acústica de Rayleigh. O primeiro modelo utiliza as soluções analíticas descritas por Weight (WEIGHT; HAYMAN, 1978) (WEIGHT, 1984). Elas permitem simulação dos campos acústicos produzidos por um transdutor circular plano, aqui chamado de método da resposta impulsiva. O segundo modelo utiliza um método totalmente discretizado, publicado por Piwakowski (PIWAKOWSKI; DELANNOY, 1989), chamado de método da representação discreta, em que foi descrito um algoritmo eficiente no domínio do tempo, baseado na abordagem espacial, no modo pulso-eco, que simula tanto transdutores mono elementos quanto multielementos (arrays). Tal método permite que a abertura de excitação tenha geometria arbitrária e que seja circundada por um refletor perfeitamente rígido ('rigid baffle') ou perfeitamente elástico ou brando ('soft baffle'). Seu conceito computacional de modelagem tem base na representação discreta, gerando a resposta impulsiva do potencial de velocidade.

A validação dos modelos implementados de propagação de onda é feita com dados experimentais, obtidos em um tanque de imersão. Para isso, utilizam-se transdutores de ultrassom, operando em modo pulso-eco, com alvos específicos em alumínio (metal) de superfície geométrica, como também transdutores e hidrofones, operando em modo transmissão-recepção.

1.2. Objetivos

Este trabalho tem como objetivo geral estudar a interação de campos acústicos gerados por transdutores ultrassônicos, com alvos com superfícies de geometria diversa como planas, alveolares e superfícies cônicas. São cinco os objetivos específicos:

1. Caracterizar o campo acústico refletido, de acordo com alterações na geometria, por meio de modelos matemáticos teóricos (resposta impulsiva e representação discreta);
2. Implementar testes experimentais que reproduzam as condições simuladas;
3. Comparar os resultados teóricos com os experimentais;
4. Analisar o tempo de computação produzido pelo método numérico com relação à discretização dos elementos de área do transdutor e do alvo;
5. Analisar a influência da conversão de modo nas respostas impulsivas simuladas para superfícies cônicas.

1.3. Revisão Bibliográfica

Em 1880, os irmãos Pierre e Jaques Currie descobriram o efeito piezelétrico. Perceberam que certos materiais, como o quartzo, cortados em lâminas, produziam cargas elétricas em sua superfície quando eram submetidos a cargas mecânicas. G. Lippmann, no ano seguinte, descobriu o processo inverso das observações dos irmãos Currie, ou seja, a aplicação de uma carga elétrica na superfície de material piezelétrico produzia deformações dimensionais nesse. Em 1929, iniciaram-se os testes de materiais com ultrassom. Foi quando Sokolov apresentou o método das sombras, denominado “Shadow Method”, para identificar defeitos em materiais sólidos. A primeira técnica de imagem por ultrassom teve início no ano de 1930, porém foi durante as guerras mundiais, principalmente a segunda, que o ultrassom foi usado como sonar, para a localização de submarinos (KRAUTKRÄMER, J.; KRAUTKRÄMER, H, 1990). Nas últimas quatro décadas, muitos trabalhos foram realizados no sentido de analisar e simular o campo acústico no modo pulso-eco sobre diversas superfícies.

Para o estudo do campo de pressão produzido por um transdutor de ultrassom, Rayleigh e Sommerfeld (AGRANAT, 1990) desenvolveram equações que descrevem, na

forma de uma integral, o fenômeno de propagação acústica. A partir dessas equações, foram desenvolvidos vários métodos para calcular o campo acústico, implementando algoritmos exatos ou aproximações numéricas para reduzir a complexidade do problema.

Stepanishen (STEPANISHEN, 1971) descreveu um dos métodos mais utilizados até hoje, baseado na resposta impulsiva, permitindo obter o potencial de velocidade e a pressão acústica no domínio do tempo, no campo próximo ou distante. O método apresentado por Stepanishen é versátil, pois se adapta a qualquer geometria, além de aceitar qualquer tipo de função de apodização ou de atraso de excitação sobre a superfície do transdutor. Baseou-se na integral de Rayleigh e na sua convolução com a função de velocidade do pistão para obter o potencial de velocidade. Usou o princípio da contribuição do arco superficial no transdutor para medir sua pressão, já que todos os pontos desse arco estão equidistantes do ponto analisado, desenvolvendo assim, para transdutores circulares do tipo pistão plano, uma tabela de equações para o operador $h(x,t)$, chamado de função de resposta impulsiva. Esse texto é fundamental para grande parte desta pesquisa, pois algumas de suas equações são usadas para produzir simulações que foram comparadas a outros métodos e dados experimentais. O método exposto por Stepanishen propõe a obtenção da solução exata da resposta impulsiva produzida por um transdutor ultrassônico de qualquer geometria, usando para tal, o cálculo de integrais complexas. Tal método é recomendado somente nos casos de geometrias simples, as quais são obtidas por funções analíticas exatas. A literatura relata aplicações de diversos formatos geométricos dos transdutores, como o pistão circular (LOCKWOOD; WILLETTE, 1973 apud BUIOCHI, 1994), o transdutor retangular (SAN EMETERIO; GÓMEZ-ULLATE, 1992 apud BUIOCHI, 1994), a abertura triangular (JENSEN, 1996) e o segmento de anel (MARTÍNEZ et al, 2001).

Weight e Hayman (WEIGHT; HAYMAN, 1978) apresentaram um trabalho que analisa o método da resposta impulsiva, com transdutores do tipo pistão plano no modo pulso-eco, em alvos de superfície plana de geometria circular de pequenas dimensões. Usaram em seus testes especificamente transdutores com diâmetro de 5 mm e dois de 16 mm com correspondentes frequências de 1 MHz, 3 MHz e 4 MHz. Os alvos foram posicionados a 20 mm de distância do transdutor, possuindo um diâmetro de 0,8 mm. Analisaram diversos formatos de onda, colocando o alvo plano e circular dentro e fora do eixo acústico do transdutor, como também descreveram um modelo para explicar o formato dessas ondas, relacionando as ondas planas e de bordas, por meio de seus respectivos sinais (+) e (-) com a

fase da pressão acústica e sua interação com o receptor. Esse trabalho e o entendimento de seus princípios, que estão relacionados com a teoria da difração de ondas de Huygens, são de grande importância para o entendimento dos princípios físicos que envolvem esta pesquisa.

Harris (HARRIS, 1981) apresentou um modelo teórico para avaliar o potencial de velocidade e os campos de pressão radiados por uma excitação arbitrária de um pistão plano, fixado em um refletor rígido infinito. O método é baseado na teoria exposta nos trabalhos de Stepanishen e Weight, explanados nos parágrafos anteriores, cujo desenvolvimento baseia-se numa função de resposta impulsiva que descreve o potencial de velocidade, calculada sobre um ponto, na superfície finita (receptor), para um transdutor operando em modo pulso-eco, com vibração uniforme ou não-uniforme da superfície. A característica diferenciada desse trabalho está relacionada ao número de funções de excitação utilizadas, como a de Gauss e a de Bessel.

Weight (WEIGHT, 1984) comparou os campos acústicos produzidos por um transdutor submetido à excitação contínua e excitação pulsada, tendo mostrado que o método da resposta impulsiva pode ser usado nos dois casos. McLaren e Weight (MCLAREN; WEIGHT, 1987) apresentaram cálculos detalhados, comparados com dados experimentais, sobre a transmissão e recepção das respostas no modo pulso-eco em alvos plano circulares, utilizando um transdutor do tipo pistão plano. Ambos os trabalhos são a base teórica para o primeiro método, testado e simulado neste trabalho, que foi comparado com um método proposto posteriormente baseado na discretização total do transdutor, do alvo e do espaço.

Fink e Cardoso (FINK; CARDOSO, 1984) utilizaram os conceitos teóricos propostos por Harris e Weight no estudo dos campos acústicos produzidos por transdutores focalizados, os quais foram comparados com os campos ultrassônicos de transdutores planos. Enfatizaram principalmente a influência da difração na determinação da atenuação do campo.

O trabalho publicado de Piwakowski e Delannoy (PIWAKOWSKI; DELANNOY, 1989), descreveu o método da representação discreta do campo acústico, no qual mostrou que os resultados são uma aproximação viável, usando a discretização da superfície do transdutor em pequenos elementos de área, e que a soma das contribuições individuais de cada elemento de área, num certo ponto do espaço, produzia a pressão total; permitindo o uso de pequenos computadores na simulação de campos acústicos, evitando assim o uso de complexas integrais, dependente somente da precisão computacional e do número de elementos de

superfície usados. Uma década depois, o mesmo Piwakowski agora com Sbai (PIWAKOWSKI; SBAI, 1999) descreveu um algoritmo eficiente no domínio do tempo, fundamentado na técnica publicada anteriormente, com base na abordagem espacial pulso-eco. Agora o método numérico para cálculo é implementado para a modelagem de array por representação discreta, procedimentos especialmente adaptados para estudar transdutores multielementos (arrays) planos e arbitrariamente estruturados. O conceito computacional da modelagem tem base na representação discreta, gerando a resposta impulsiva do potencial de velocidade. Portanto, a modelagem não exige qualquer solução analítica e pode ser realizada por qualquer forma de excitação. Além do caso clássico de condições de refletor rígido ou elástico, também pode ser considerado o campo livre. A exatidão dos cálculos depende da discretização temporal e espacial. O resultado significativo desse trabalho foi a determinação da regra de discretização quantitativa da superfície do transdutor, em relação ao comprimento de onda por meio de resultados previstos e propostos. Os exemplos computacionais mostraram que transdutores com formatos diferentes também podem ser modelados por esse método, assim como superfícies de alvos e seus ecos correspondentes. Essas duas publicações são a base teórica desta dissertação, a qual utiliza esse modelo e compara-o com o método de resposta impulsiva, além de implementar esse método para simulação de campo acústico gerado por transdutores operando em modo pulso-eco.

Lhémery (LHÉMERY, 1991) propôs um modelo teórico de solução completa para problemas acústicos, considerando pulsos ultrassônicos de radiação transiente, incidindo em alvos de formato arbitrário, e analisando a impedância acústica na recepção. Três anos depois, Lhémery e Raillon (LHÉMERY; RAILLON, 1994) completaram o trabalho publicando não apenas a parte teórica, mas também sua validação por comparação entre simulações e dados experimentais, obtidos por eles e comparados com a literatura para o problema de radiação transiente do pulso ultrassônico, refletido por alvos de superfície complexa e de impedâncias acústicas arbitrárias. A formulação teórica foi derivada de uma forma discreta, apresentando nesse trabalho um algoritmo detalhado que pode ser reproduzido. Foram discutidos com detalhes os resultados numéricos, assegurando, assim, uma boa precisão. Lhémery não só comparou as formas de ondas simuladas por ele com medidas existentes na literatura para o espalhamento em alvos planos, como também com medidas experimentais realizadas por ele para espalhamento em alvos não planos (cones). A figura (1.1) apresenta um dos resultados obtidos com alvo cônico por Lhémery. O modelo foi apresentado exatamente para prever a

medição de ecos, tanto qualitativamente quanto quantitativamente. Para a validação do programa implementado neste trabalho, realizaram-se simulações em alvos cônicos, usando os dados obtidos por Lhémercy.

Figura 1.1 - Respostas para o cone de 4 mm de diâmetro, com ângulo do vértice igual a 150°, cujas distâncias ao transdutor são (a) 30, (b) 70, (c) 120 e (d) 180mm.

Fonte: Lhemery, e Raillon, 1994, p. 1798

Nadal *et al.* (NADAL; CALMON; BENOIST, 1996) publicaram um modelo para prever as repostas de eco de uma interface irregular entre líquido e sólido, recebidas por um transdutor focalizado no modo pulso-eco. Nesse trabalho, a radiação transiente foi descrita também pela integral de Rayleigh. Na validação, usaram como alvo superfícies planas inclinadas em 5° e 10°; como também blocos usinados com sulcos, cujo formato era de dois arcos circulares medindo 1 e 2mm de profundidade, com raios de curvatura de 30, 45 e 60mm. Para realização dos testes, foram utilizados três transdutores focalizados, um deles com diâmetro de 60mm e distância focal de 290mm cuja frequência era de 1MHz e outros dois transdutores de frequência igual a 2MHz. Os resultados obtidos para o modelo e sua validação foram positivos, mostrando a capacidade de prever o eco de superfícies que possuem sulcos, ranhuras ou defeitos. A figura (1.2) apresenta a configuração e esquema utilizado.

Figura 1.2 - Configuração e esquema da varredura.
 Fonte: Autor “adaptado de” Nadal *et al*, 1996, p. 503

Butin, Lhémery e Calmon (BUTIN; LHÉMERY; CALMON, 1998) apresentaram um sistema para prever a difração na propagação de ondas ocorridas por falhas ou rachaduras na superfície. Utilizaram a teoria geométrica de difração para analisar em computador as simetrias específicas das falhas, comparando os conceitos de simples difração e múltiplas difrações, além da transformada de Hilbert que depende da fase e do coeficiente de difração.

Jespersen, Pedersen e Wilhjelm (JESPERSEN; PEDERSEN; WILHJELM, 1998) apresentaram um método computacional, denominado método de interpolação da resposta da difração, para uma superfície de geometria arbitrária, imersa em meio fluido, adaptada a situações de modo pulso-eco. O método é similar ao de Piwakowski publicado em 1989, porém com o uso analítico de filtros específicos. Para isso, necessita-se que a superfície refletora seja segmentada em pequenas áreas retangulares. Para cada um dos cantos dos elementos de área, são calculadas as respostas da difração em modo pulso-eco. Usaram a resposta impulsiva do potencial de velocidade combinada com o princípio da reciprocidade para, assim, interpolar linearmente entre as quatro respostas obtidas dos quatro cantos da superfície retangular, tendo estimado a resposta do pulso-eco. Apresentaram os resultados e tempos numéricos usando um transdutor circular tipo pistão plano e compararam com as técnicas de elementos finitos, espectro angular e Huygens, mostrando ser tão exata quanto, porém com menor tempo de processamento computacional. Na comparação entre a simulação numérica e o sinal experimental, usaram uma superfície com forma cilíndrica, para demonstrar a adequação do método para geometrias mais complexas, com diâmetro de 20 mm, a uma distância de 50 mm do transdutor, cuja frequência era de 5MHz e raio de 12,7

mm, encontrando um bom resultado. Porém eles não utilizaram a conversão de modo para a descrição mais detalhada de fenômenos secundários.

Schechter *et al.* (SCHECHTER, 1999) descreveram um método para calcular ondas com excitações contínuas para campos ultrassônicos em meios complexos, onde abordagens analíticas são extremamente difíceis e, portanto, simulações numéricas em grandes grades computacionais devem ser empregadas. Para isso, foi usado um código de programação no domínio do tempo para propagação de ondas em meios heterogêneos, como uma ferramenta para simular campos de onda contínua. O trabalho mostra a aplicação em 3D dessas simulações numéricas que foram realizadas em paralelo e comparadas com dados experimentais. Mostraram os cálculos realizados nas três dimensões que abrangeram o campo próximo e o campo distante. Compararam o cálculo numérico do campo de radiação de um transdutor em excitação contínua aplicado em um refletor (alvo) com uma avaliação analítica, usando a integral de superfície de Rayleigh. Além disso, são apresentados resultados que mostram o efeito de um pequeno defeito colocado no campo.

Wilhjelm, Pedersen e Jacobsen (WILHJELM; PEDERSEN; JACOBSEN, 2001) mostraram os sinais refletidos de interfaces planas, com diferentes graus de rugosidade, com ângulos de incidência variando entre -7° até $+7^\circ$, usando dois transdutores planos de 2,25MHz, cujos diâmetros eram 12,8mm e 25,4mm e um com 5MHz, cujo diâmetro foi de 25,4mm; como também dois transdutores de foco com 5MHz, cujos diâmetros eram 12,8mm e 25,4mm e raios de focalização de 62mm e 118mm, 7,5MHz, cujo diâmetro foi de 12,8mm e raio de focalização de 58,5mm e finalmente um transdutor de 10MHz de diâmetro igual a 6,4mm com raio de focalização 41,9mm. Seus resultados foram apresentados através da normalização da energia em dB e comparados com valores experimentais por meio do emprego da raiz quadrada da média quadrática entre ambas respostas.

Wan, Pedersen e Jespersen (WAN; PEDERSEN; JESPERSEN, 2003) apresentaram uma adaptação do método que foi implementado por Jespersen (JESPERSEN; PEDERSEN; WILHJELM, 1998) para um novo método denominado método da resposta de difração em áreas extensas. Nesse novo método numérico, os elementos de áreas não são mais retangulares, mas triangulares, com o objetivo de atuar sobre refletores com áreas extensas e curvas. Usaram transdutores do tipo array no formato anelar com excitações focalizadas. O algoritmo implementado nesse trabalho é capaz de simular um transdutor desse tipo.

Entretanto, o interesse foi pelo método de Huygens aplicado a alvos de superfícies diversas, como refletores convexos, planos inclinados e curvos.

Buiochi *et al.*, (BUIOCHI *et al.*, 2004a) apresentaram resultados do método computacional para o cálculo de campos acústicos transmitidos e refletidos em superfícies de geometria arbitrária, usando a integral de Rayleigh e os coeficientes de transmissão e reflexão. Os estudos foram sobre superfícies planas e na forma côncavas-cilíndricas, em material acrílico imerso em água. O uso do método com conversão de modo e seus coeficientes foram de fundamental importância neste trabalho. Buiochi *et al.* (BUIOCHI; BELASSIANO; ADAMOWSKI, 2007) apresentaram uma modelagem das respostas de eco para um defeito tipo côncavo circular decorrente de corrosão em oleodutos, usaram-se transdutores de 1,6 e 2,25 MHz imersos em água, fazendo a varredura do defeito e comparando com o modelo teórico proposto por Weight, em 1984. Foram usados anéis concêntricos como elementos de área no alvéolo circular.

Banerjee *et al.*, (BANERJEE; KUNDU; ALNUAIMI, 2007) apresentaram a extensão do método de distribuição do ponto de origem (DPSM), que vem ganhando popularidade na área de ensaios não destrutivos. O DPSM é uma técnica semi-analítica, a qual pode ser usada para calcular os campos ultrassônicos produzidos por transdutores de dimensão finita homogênea. A técnica DPSM é baseada na inversão da matriz, mostrando ser eficiente para a computação de campos ultrassônicos em materiais não homogêneos. O método foi aplicado em campos ultrassônicos em interface sólido/líquido com o transdutor colocado perto da interface imerso no líquido. Os resultados obtidos foram comparados com os resultados produzidos com base na técnica da integral de Rayleigh-Sommerfeld.

1.4. Organização da Dissertação

Na introdução são apresentados os conceitos básicos envolvidos no trabalho, a motivação do tema, assim como os objetivos e revisões bibliográficas que apresentam os resultados mais importantes, ressaltando as características principais e relevantes da literatura pesquisada para o presente trabalho.

O capítulo 2 contém os fundamentos teóricos necessários para a abordagem da simulação computacional de campos ultrassônicos no modo pulso-eco, tanto para o método da

resposta impulsiva como também para o método da representação discreta. Dessa forma, introduz-se a teoria do campo acústico em meios isotrópicos, e se apresenta a base teórica que trata da resposta pulso-eco. Além disso, abordam-se as características e propriedades da conversão de modo.

No capítulo 3 são apresentados os materiais utilizados e suas características, assim como os métodos utilizados tanto nos arranjos experimentais, como nos algoritmos e fluxogramas dos programas montados e utilizados em Matlab. Também é feita a identificação das características geométricas superficiais dos alvos.

Já no capítulo 4 são mostrados os resultados das verificações experimentais, comparados aos valores simulados para os dois métodos de modelagem na superfície alveolar. Efetua-se a validação dos programas por meio da comparação dos resultados simulados com a literatura pesquisada e os resultados experimentais obtidos para as superfícies cônicas e planas, além do resultado comparativo, com e sem conversão de modo para a superfície de geometria cônica. São discutidos e comentados os resultados obtidos. O trabalho finaliza no capítulo 5 com as conclusões gerais e as propostas para trabalhos futuros.

CAPÍTULO 2

FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

2.1. Campo Acústico

Entende-se como campo acústico a distribuição espacial da pressão gerada por transdutor. Assim, o campo inicia-se na face do transdutor e prolonga-se pelo espaço à sua frente. A forma da onda produzida depende da abertura, ou seja, da geometria do transdutor (KINSLER *et al*, 1982).

Os transdutores utilizados neste trabalho são de geometria circular, montados sobre paredes planas, rígidas e infinitas (refletores perfeitos). Os modelos teóricos utilizados neste trabalho consideram a vibração do transdutor como um pistão plano rígido, ou seja, todos os pontos da sua superfície vibram com a mesma amplitude e fase.

O meio de propagação da onda acústica é considerado ideal, ou seja, isotrópico (possui as mesmas propriedades físicas, independente da direção considerada), homogêneo (caracterizado por apresentar apenas uma fase), perfeitamente elástico (conservando assim a energia cinética, o momento linear e não sofrendo deformações permanentes), invíscido (sem viscosidade), e com velocidade de propagação da onda acústica constante (KINSLER *et al*, 1982). A propagação de ondas em um campo acústico, num meio elástico, é caracterizada pelas variações das propriedades físicas que descrevem o estado do meio. A amplitude, modo de vibração e a velocidade das ondas diferem em sólidos, líquidos e gases, causado pela grande diferença na distância entre as partículas e o comportamento elástico do material (KINSLER *et al*, 1982).

Neste trabalho, a propagação de ondas acústicas é explicada pelo Princípio da Difração de Huygens, em que se postula que cada ponto de uma onda num certo instante age como se fosse um emissor secundário de ondas, de modo que, decorrido um intervalo de tempo, a nova linha de onda será tangente às ondas secundárias emitidas por esses pontos (FISHBANE; GASIOROWICZ; THORNTON, 1993). A figura (2.1) (a) mostra o fenômeno da difração, em que ondas que propagam a partir de uma fonte emissora (não

obrigatoriamente em linhas retas) têm a capacidade de contornar obstáculos, desde que tenham dimensões comparáveis ao comprimento de onda; sendo este desvio chamado difração (FISHBANE; GASIOROWICZ; THORNTON, 1993). (b) Representa o princípio de Huygens, mostrando que três pontos A, B e C quaisquer de uma frente de onda, ao se comportarem como novos emissores pontuais de ondas produzem assim novas ondas, as quais, decorrido um intervalo de tempo, produzem uma nova frente de ondas (FISHBANE; GASIOROWICZ; THORNTON, 1993).

Figura 2.1 - Produção de ondas planas por meio da difração “Princípio de Huygens”.
Fonte: Autor “adaptado de” Fishbane *et al*, 1993, p. 1047

O campo acústico gerado por um transdutor de geometria finita pode ser dividido em duas regiões distintas: o campo próximo e o campo distante. No campo próximo, ocorrem fenômenos de interferências construtivas e destrutivas entre as ondas do campo. A distribuição de pressão é complexa e a máxima amplitude de pressão ocorre algumas vezes fora do eixo acústico. Tais interferências são mais acentuadas quando o transdutor opera em modo harmônico. Na região do campo distante, a distribuição de pressão torna-se regular, e a máxima amplitude ocorre sempre ao longo do eixo acústico (ZEMANEK, 1971 apud BUIOCHI, 1994).

Verifica-se que a distribuição de pressão da onda plana no campo próximo está confinada num cilindro cujo raio é igual ao raio do transdutor (KINO, 1987) e, que fora dessa região, no campo distante, o feixe acústico torna-se divergente, formando um cone de ângulo θ em relação ao eixo perpendicular à face do transdutor. A figura (2.2) mostra as regiões de campo próximo e distante, assim como o ângulo θ .

Figura 2.2 - Ilustração da posição do campo próximo e campo distante, assim como o feixe acústico.

Fonte: Autor “adaptado de” Buiochi, 1994, Cap. 2, p. 14

O ângulo θ de inclinação da superfície cônica, que define o feixe acústico no campo distante, mostrado na figura (2.2), depende da abertura do transdutor e da quantidade de energia contida dentro dessa superfície (STEPANISHEN, 1971). Essa superfície no campo distante apresenta o mesmo decaimento de amplitude de pressão, relativos aos respectivos valores axiais definidos para cada distância z .

O campo ultrassônico gerado pela excitação de um transdutor é formado por um feixe acústico composto por onda plana e de borda. Essas ondas foram visualizadas experimentalmente através do efeito Schlieren por Weight e Hayman (WEIGHT; HAYMAN, 1978), comprovando assim o modelo teórico desenvolvido por Stepanishen (STEPANISHEN, 1971). A onda plana se propaga dentro da região de projeção da face do transdutor, enquanto a onda de borda se propaga em todas as direções a partir da borda do pistão num formato toroidal, conforme mostra a figura (2.3).

Figura 2.3 - Esquema de onda plana e de borda.

Fonte: Autor “adaptado de” Buiochi, 1994, p. 16

A presença das ondas plana e de borda num campo acústico pode ser medida com um hidrofone pontual. A visualização dessas ondas depende da posição de medida. E, além disso, a excitação do transdutor deve ser curta o suficiente para separar no tempo as duas componentes. A figura (2.4) apresenta as componentes de onda plana, de borda e a “head”, sendo esta última uma onda cônica que inicialmente se propaga à frente das ondas de borda (HAYMAN et al, 1979), o sinal das ondas foi obtida experimentalmente com um hidrofone pontual de diâmetro 0,6 mm, posicionado no eixo acústico a 5 mm do transdutor de 2,25MHz e diâmetro de 19mm.

Figura 2.4 - Onda plana e de borda geradas por um transdutor com frequência central de 2,25 MHz e diâmetro 19mm.

2.1.1. Método da resposta impulsiva

Segundo Kinsler (KINSLER *et al*, 1982), considera-se na teoria clássica que a propagação da onda acústica é um processo praticamente adiabático e que os deslocamentos das partículas são pequenos, de maneira que as variações de densidade do meio sejam também pequenas. Dessa forma, a equação linear da pressão instantânea para um meio ideal é:

$$p(\vec{r}, t) = \rho \frac{\partial h(\vec{r}, t)}{\partial t} \quad , \quad (2.1)$$

Na qual $\vec{r}$ é o vetor posição do ponto pelo qual se mede a pressão, ρ é a densidade de equilíbrio do meio e $h(\vec{r}, t)$ é o potencial de velocidade definido por:

$$\vec{v}(\vec{r}, t) = -\nabla h(\vec{r}, t) \quad , \quad (2.2)$$

Supõe-se que o movimento da partícula seja irrotacional (KINSLER *et al*, 1982):

$$\nabla \times \vec{v}(\vec{r}, t) = \vec{0} \quad . \quad (2.3)$$

O campo acústico gerado por um pistão plano, em que todos os pontos da face do pistão vibrem em fase, circundados por um refletor rígido no qual a velocidade normal é nula sobre a superfície do refletor; pode ser calculado a partir da equação Rayleigh expressa em termos do potencial de velocidade dado por:

$$h(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_S \frac{v_n(\vec{\sigma}, t - r'/c)}{r'} dS \quad (2.4)$$

Conforme mostra a figura (2.5), r' é a distância entre um ponto (P) do campo e um ponto da fonte de área elementar dS ; $\vec{\sigma}$ é a distância do ponto de referência O até a área elementar dS ; $\vec{r}$ é a distância entre o mesmo ponto referência O até o ponto no campo acústico P ; c é a velocidade de propagação da onda no meio e $v_n(\vec{\sigma}, t)$ é a componente normal da velocidade do pistão em cada ponto de sua face de área S (STEPANISHEN, 1971). A integral da equação (2.4) representa a soma das infinitas contribuições de fontes simples de área elementar dS , que irradiam ondas semiesféricas no meio, segundo o princípio de Huygens.

Figura 2.5 - Geometria usada na equação (2.4) de Rayleigh.
 Fonte: Autor “adaptado de” Buiocchi, 1994, p. 4

Supondo uma distribuição de velocidade uniforme na face do pistão e utilizando a propriedade da função delta de Dirac $\delta(t)$, segundo Stepanishen (STEPANISHEN, 1971), o termo $v_n\left(\vec{\sigma}, t - \frac{r'}{c}\right)$ da equação (2.4) pode ser escrito como:

$$v_n\left(t - \frac{r'}{c}\right) = \int_{-\infty}^{\infty} v_n(\tau) \delta\left(t - \frac{r'}{c} - \tau\right) d\tau. \quad (2.5)$$

Substituindo a equação (2.5) na equação (2.4) e trocando a ordem de integração, o potencial de velocidade na posição $\vec{r}$ resulta:

$$h(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} v_n(\tau) \left[\int_S \frac{\delta\left(t - \frac{r'}{c} - \tau\right)}{2 \cdot \pi \cdot r'} dS \right] d\tau \quad (2.6)$$

Definindo a função $h_i(\vec{r}, t)$ como:

$$h_i(\vec{r}, t) = \int_s \frac{\delta\left(t - \frac{r'}{c} - \tau\right)}{2 \cdot \pi \cdot r'} dS, \quad (2.7)$$

O potencial de velocidade pode ser apresentado como a convolução entre $h_i(\vec{r}, t)$ e a velocidade normal do pistão $v_n(t)$:

$$h(\vec{r}, t) = v_n(t) * h_i(\vec{r}, t), \quad (2.8)$$

Em que $*$ indica a operação de convolução.

A função $h_i(\vec{r}, t)$ é chamada de resposta impulsiva do potencial de velocidade na posição $\vec{r}$ resultante de uma excitação do pistão com velocidade impulsiva, ou seja, é o próprio potencial de velocidade, pois $v_n(t) = \delta(t)$.

A partir da equação (2.1), a pressão no ponto é dada por:

$$p(\vec{r}, t) = \rho \frac{\partial}{\partial t} [v_n(t)] * h_i(\vec{r}, t) \quad (2.9)$$

Para determinar a resposta impulsiva do potencial de velocidade $h_i(\vec{r}, t)$ é possível reduzir a integral dupla da equação (2.7) em uma integral simples usando mudança de variável.

Figura 2.7 - Geometria utilizada para o cálculo da resposta impulsiva no ponto P de um pistão plano circular de raio a .

Fonte: Autor “adaptado de” Buiochi, 1994, p. 19.

Tabela 2.1 - Equações para os ângulos $\Omega(ct)$ dos arcos na superfície do pistão circular.

Fonte: Weight, J. P., 1984, p. 1185

Região	Limite de Tempo	$\Omega(ct)$
Superfície do pistão ($x < a$)	$t < t_0$ ou $t > t_2$ $t_0 \leq t \leq t_1$ $t_1 < t \leq t_2$	0 2π $2 \arccos\left(\frac{c^2 t^2 - z^2 + x^2 - a^2}{2x(c^2 t^2 - z^2)^{1/2}}\right)$
Borda do pistão ($x = a$)	$t < t_0$ ou $t > t_2$ $t = t_0 = t_1$ $t_1 < t \leq t_2$	0 π $2 \arccos\left(\frac{(c^2 t^2 - z^2)^{1/2}}{2a}\right)$
Exterior do pistão ($x > a$)	$t \leq t_1$ ou $t > t_2$ $t_1 < t \leq t_2$	0 $2 \arccos\left(\frac{c^2 t^2 - z^2 + x^2 - a^2}{2x(c^2 t^2 - z^2)^{1/2}}\right)$

Em que os tempos t_0 , t_1 e t_2 são calculados por:

$$\begin{aligned}
 t_0 &= z/c, \\
 t_1 &= \frac{\sqrt{(a-x)^2 + z^2}}{c}, \\
 t_2 &= \frac{\sqrt{(a+x)^2 + z^2}}{c}.
 \end{aligned}
 \tag{2.12}$$

O instante t_0 refere-se ao tempo de chegada da onda plana no ponto P de observação (para $x < a$) e os instantes t_1 e t_2 , das ondas de borda proveniente do ponto mais próximo e mais distante da borda do pistão ao mesmo ponto P . O tempo $t=0$ representa o instante em que o pistão começa a se mover.

2.1.2. Método da representação discreta

O método da representação discreta é um método de aproximação numérica que tende à solução analítica. A exatidão dos resultados é extremamente dependente da escolha da discretização temporal e espacial a serem adotadas no modelo. Tal método é válido tanto para transdutores de um único elemento (PIWAKOWSKI; DELANNOY, 1989) ou para multielementos (PIWAKOWSKI; SBAI, 1999).

A derivação da solução geral proposta por Lasota (LASOTA; SALAMON; DELANNOY, 1984) realizada por Piwakowski (PIWAKOWSKI; DELANNOY, 1989) na equação (2.7) transformando-a na equação (2.13), se dá considerando os três casos de condições de contorno: refletor rígido, refletor elástico e campo livre, apresentando assim a função $h(\vec{r}_p, t)$, ou seja, resposta impulsiva num ponto P ,

$$h(\vec{r}_p, t) = \frac{1}{2\pi} \int_S A(\vec{r}_a) \alpha(\theta) \frac{\delta\left(t - \frac{r}{c} - T(\vec{r}_a)\right)}{r} dS \quad (2.13)$$

É chamada de discretização a divisão da superfície do emissor em elementos de área, como mostra a figura (2.8), onde N é a quantidade desses elementos de área ΔS .

A integral da equação (2.13) é substituída pela somatória, equação (2.14), daqueles elementos de área que num dado instante t colaboram para o cálculo da resposta impulsiva do potencial de velocidade na posição P , onde h_{discr} é a representação discreta da resposta impulsiva no instante $t_j = t - r_j / c - T_j$

$$h_{discr}(\vec{r}_P, t) = \sum_{j=1}^N A_j \alpha_j \frac{\delta\left(t - \frac{r_j}{c} - T_j\right)}{2 \cdot \pi \cdot r_j} \Delta S_j \quad (2.14)$$

Em que N é a quantidade de elementos de área ΔS , r_j é a distância entre o ponto P e cada elemento de área ΔS_j , A_j é o coeficiente de apodização, T_j representa o valor do atraso de excitação de cada elemento e α_j é o coeficiente das condições de contorno, cujo valor é igual a um para o caso de um refletor rígido.

$$\alpha(\theta) = \begin{cases} 1, & \text{refletor rígido} \\ \cos(\theta), & \text{refletor elástico} \end{cases} \quad (2.15)$$

A pressão acústica $p(\vec{r}_P, t)$ em função do tempo, em um certo ponto P do campo, é dada pela equação (2.16), onde r_P é a distância entre a origem dos eixos coordenados e o ponto P e $v_n(t)$ é a velocidade normal da face da abertura acústica.

$$p(\vec{r}_P, t) = \frac{\partial v_n(t)}{\partial t} * h_{discr}(\vec{r}_P, t) \quad (2.16)$$

Figura 2.8 - (a) Figura para a Equação (2.18). (b) Representação gráfica da série a_j .
Fonte: Autor “adaptado de” Piwakowski, 1989, p. 2423 e Formigoni, 2009, p. 3.

A resposta impulsiva discreta h_{discr} assume a forma de uma distribuição de delta de Dirac, cuja representação gráfica de densidades é mostrada na figura 2.8(b), onde o t_{min} e t_{max} são o menor e o maior tempo de propagação entre um elemento de área na superfície do emissor e o ponto P. A amplitude a_j , que representa a resposta impulsiva do potencial de velocidade gerado por cada um dos elementos de área ΔS_j , é apresentado como (PIWAKOWSKI; DELANNOY, 1989):

$$a_j = \frac{A_j \alpha_j \Delta S_j}{2\pi r_j} \quad (2.17)$$

A resposta impulsiva média no instante t_s é obtida quando discretiza-se o tempo em intervalos de duração Δt e em janelas temporais $[t_s - \Delta t/2, t_s + \Delta t/2]$, para então ser calculado a média temporal de todas as amplitudes a_j que chegam ao ponto de observação P , expresso pela equação (2.18)(PIWAKOWSKI; DELANNOY, 1989):

$$\bar{h}_{discr}(\vec{r}_P, t_s) = \frac{1}{\Delta t} \sum_j a_j \quad \text{para } t_s - \Delta t/2 < t_j < t_s + \Delta t/2, \quad (2.18)$$

Na figura (2.9), são representados o intervalo de tempo Δt e o instante t_s , a série a_j da resposta impulsiva discreta $h_{discr}(\vec{r}_P, t)$, a média temporal da resposta impulsiva $\bar{h}_{discr}(\vec{r}_P, t_s)$ e a resposta impulsiva exata $h(\vec{r}_P, t)$, cuja solução analítica é obtida pela equação (2.13) (PIWAKOWSKI; DELANNOY, 1989).

Figura 2.9 - Representação das respostas impulsivas discretas h_{discr} , média $\bar{h}_{discr}$ e exata h , na janela temporal $[t_S - \Delta t/2, t_S + \Delta t/2]$.

Fonte: Autor “adaptado de” Piwakowski, 1999, p. 423

Quando as dimensões dos elementos de área tendem a zero, a média temporal da resposta impulsiva $\bar{h}_{discr}(\vec{r}_P, t)$ tende à solução analítica exata da resposta impulsiva $h(\vec{r}_P, t)$, desde que o espectro de frequência obedeça $f < f_{max}$, e $f_{max} \ll 1/\Delta t$, (PIWAKOWSKI; SBAI, 1999), então:

$$h(\vec{r}_P, t_S) = \lim_{\Delta S \rightarrow 0} \bar{h}_{discr}(\vec{r}_P, t_S) \quad (2.19)$$

Neste trabalho, usa-se a média temporal da resposta impulsiva $\bar{h}_{discr}(\vec{r}_P, t)$ como a solução computacional aproximada da solução exata, com amostragem temporal Δt e amostragem espacial $\Delta x_j = \Delta y_j$. Dessa maneira a pressão acústica no ponto P pode ser calculada como mostra as equações (2.14), (2.18) e (2.20).

$$p(\vec{r}_P, t) = \rho \frac{\partial v(t)}{\partial t} * \bar{h}_{discr}(\vec{r}_P, t) \quad (2.20)$$

2.2. Modelagem Pulso-Eco

A utilização do modo pulso-eco em ensaios não destrutivos nos ambientes industriais é interessante nas situações em que o modo de operação não permite utilização de dois transdutores, um transdutor emitindo sinais de um lado da peça e outro recebendo os sinais no outro lado da mesma. Assim, onde a situação se apresenta com apenas um lado exposto ao teste, deve-se utilizar o modo pulso-eco; exemplos para isso são tubulações tipo oleoduto de grande diâmetro que estão sob o solo (HIGUTI, 1994).

Neste item, são apresentadas duas maneiras de realizar a modelagem do sinal no modo pulso-eco: a primeira pelo método analítico da resposta impulsiva e a segunda pelo método da representação discreta.

2.2.1. Método da resposta impulsiva

A resposta impulsiva do potencial de velocidade, propagada de um ponto do campo acústico até a superfície de um receptor finito é obtida pela integração de $h_i(\vec{r}, t)$ em toda a área do receptor, como mostra a equação (2.21) (HARRIS, 1981; MCLAREN; WEIGHT, 1987; STEPANISHEN, 1971):

$$\langle h_i(\vec{r}, t) \rangle = \int_{S_b} h_i(\vec{r}, t) dS_b \quad , \quad (2.21)$$

onde S_b é a área do receptor, e o símbolo $\langle \text{variável} \rangle$ indica o valor espacial da propriedade sobre a superfície do receptor.

Supondo um receptor circular de raio b e um emissor também circular de raio a com as faces paralelas e os eixos axiais deslocados de x_{off} , como mostra o esquema da figura (2.10), a resposta impulsiva do potencial de velocidade, equação (2.21), pode ser reduzida a uma integral simples.

Figura 2.10 - Geometria utilizada para determinar a resposta impulsiva do receptor não alinhado axialmente com o emissor.

Fonte: Autor “adaptado de” Formigoni, 2010, p. 847

As coordenadas (x_{off}, z) referem-se à localização do centro do receptor. Podendo ser analisado de duas maneiras, com $(x_{off} > b)$ e com $(x_{off} \leq b)$. Para $(x_{off} > b)$, ou seja, quando o receptor não intercepta o eixo axial do emissor, a resposta impulsiva do potencial de velocidade do receptor é dada por:

$$\langle h_i(z, x_{off}, t) \rangle = \int_{x_{off}-b}^{x_{off}+b} h_i(z, x_{off}, t) \theta(x) x dx \quad (2.22)$$

Em que o ângulo $\theta(x)$ é dado por (HARRIS, 1981):

$$\theta(x) = 2 \arccos \left(\frac{x^2 + x_{off}^2 - b^2}{2 \cdot x \cdot x_{off}} \right) \quad (2.23)$$

E quando o receptor intercepta o eixo axial do emissor $(x_{off} \leq b)$, h_i é dado por:

$$\langle h_i(z, x_{off}, t) \rangle = \int_0^{x_{off}+b} h_i(z, x_{off}, t) \theta(x) x dx \quad (2.24)$$

Em que ângulo $\theta(x)$ é dado em duas situações distintas, a primeira em que a área da superfície do emissor está parcialmente em frente do receptor e a segunda, em que o emissor tem sua superfície totalmente à frente do receptor, sendo suas equações dadas por (HARRIS, 1981):

$$\theta(x) = 2 \arccos \left(\frac{x^2 + x_{off}^2 - b^2}{2 \cdot x \cdot x_{off}} \right) \quad \text{se} \quad x > b - x_{off} \quad (2.25)$$

$$\theta(x) = 2\pi \quad \text{se} \quad x \leq b - x_{off}$$

Conhecidas a resposta impulsiva do potencial de velocidade e a função velocidade de excitação da superfície do emissor v_n , pode-se escrever de forma análoga a equação (2.8) do potencial de velocidade do receptor:

$$\langle h(\vec{r}, t) \rangle = v_n(t) * \langle h_i(\vec{r}, t) \rangle \quad , \quad (2.26)$$

onde (*) é o cálculo de convolução das duas funções, em que $\vec{r}$ é agora a localização do centro do receptor com face paralela ao emissor, ou seja, $\vec{r} = x_{off} \vec{i} + z \vec{k}$, na qual $\vec{i}$ e $\vec{k}$ são os vetores unitários (versores) dos eixos x e z.

Assim sendo, a pressão acústica na superfície do receptor, utilizando a equação (2.9), é dada por:

$$\langle p(\vec{r}, t) \rangle = \rho \frac{\partial}{\partial t} [v_n(t)] * \langle h_i(\vec{r}, t) \rangle \quad (2.27)$$

2.2.2. Método da representação discreta.

O método da solução computacional discreta, proposta por Piwakowski (PIWAKOWSKI; DELANNOY, 1989), permite calcular o campo acústico refletido de uma interface.

Figura 2.11 - Geometria para determinar a resposta no modo pulso-eco usando o método de representação discreta.

Fonte: Autor “adaptado de” Piwakowski, 1989, p.2430 e de Buiocchi *et al.*, 2010.

Considerando o transdutor com geometria arbitrária, apresentado na figura (2.11), com superfície radiante S_a , envolvida por um refletor rígido; o potencial de velocidade da resposta impulsiva em cada ponto P_i na interface é dado pela integral de Rayleigh:

$$h^l(\vec{r}_i, t) = \int_{S_a} \frac{R(\vec{r}_{ai}, \vec{n}) \delta(t - r_{ai}/c)}{2\pi r_{ai}} dS_i \quad (2.28)$$

Em que r_{ai} é a distância entre cada ponto do emissor dS_a e cada elemento de área da interface dS_i e $R(\vec{r}_{ai}, \vec{n})$ é o coeficiente de reflexão na superfície do refletor, definido pela relação entre a onda de pressão imediatamente antes e após a interação com a superfície do refletor para cada onda semi-esférica incidente. O coeficiente de reflexão é determinado pelo conjunto de equações, mostrado na próxima seção, equação (2.49). As ondas semi-esféricas incidentes em cada ponto da superfície podem ser abordadas localmente como ondas planas, considerando que a distância entre um ponto do emissor e um ponto do alvo é muito grande

em comparação com o comprimento de onda. Utilizando o ângulo de incidência definido entre vetores $\vec{r}_{ai}$ e $\vec{n}$, a cada onda plana incidida localmente, são determinados os coeficientes de reflexão pelos modelos de transmissão para interfaces planas (BUIOCHI *et al*, 2010).

A interface e o defeito são discretizados por elementos de área dS_i . Para cada elemento de área do receptor dS_b , é calculada a resposta impulsiva do potencial de velocidade:

$$h^a(\vec{r}_b, t) = \frac{1}{2\pi c} \int_{S_i} \frac{\cos \theta_{ib}}{r_{ib}} \frac{\partial}{\partial t} h^l(\vec{r}_i, t - \frac{r_{ib}}{c}) dS_i \quad (2.29)$$

Em que S_i é a superfície da interface com o defeito; r_{ib} é a distância entre os elementos de área da interface dS_i com os elementos de área do receptor; $\vec{r}_i$ é a distância de cada ponto localizado na interface em relação ao ponto O do referencial; $\vec{r}_b$ é a distância de cada ponto localizado no transdutor em relação ao ponto O do referencial e θ_{ib} é o ângulo entre o vetor normal de P_i e o vetor $\vec{r}_{ib}$.

Finalmente, a pressão acústica $\langle p(\vec{r}_b, t) \rangle$ no receptor é calculada através da convolução:

$$\langle p(\vec{r}_b, t) \rangle = \rho \frac{\partial v(t)}{\partial t} * \langle h(\vec{r}_b, t) \rangle \quad (2.30)$$

Em que $v(t)$ é o sinal de excitação, ρ é a densidade do meio de propagação das ondas, e $\langle h(\vec{r}_b, t) \rangle$ é definido como:

$$\langle h(\vec{r}_b, t) \rangle = \int_{S_b} h^a(\vec{r}_b, t) dS_b \quad (2.31)$$

2.3. Conversão de modo

Para o processo de transmissão e reflexão de ondas acústicas numa interface, deve-se definir inicialmente a propriedade de impedância acústica Z de um meio (KINSLER *et al*, 1982).

$$Z = \rho \cdot c \quad (2.32)$$

A impedância acústica é usada na determinação da amplitude da onda transmitida e refletida numa interface entre dois meios.

As ondas viajam através dos materiais como uma série de compressões e expansões alternadas, nas quais as partículas transmitem a vibração na direção de propagação da onda. As ondas longitudinais existem tanto em meios líquidos como sólidos. Já as ondas transversais, conhecidas como ondas de cisalhamento, são visualizadas como a vibração num plano perpendicular à direção de propagação, existindo apenas em meios sólidos.

2.3.1. Incidência Normal

Na incidência normal, considera-se uma onda plana que se propaga na direção x e atinge a interface entre os dois meios em $x = 0$, como mostra a figura (2.12). As amplitudes das ondas acústicas incidente, transmitida e refletida são representadas respectivamente por p_i , p_t e p_r .

Figura 2.12 - Reflexão e transmissão de uma onda acústica numa interface entre dois meios.

Fonte: Autor “adaptado de” Rose, 1999, p. 41.

O coeficiente de reflexão R é definido como:

$$R = \frac{P_r}{P_i} \quad (2.33)$$

já o coeficiente de transmissão T :

$$T = \frac{P_t}{P_i} \quad (2.34)$$

A figura (2.13) mostra uma onda plana p_i que se propaga em um meio com impedância acústica Z_1 , atingindo a interface com um outro meio com impedância acústica Z_2 . Como demonstrado por Kinsler (KINSLER *et al*, 1982), a onda plana p_i é dada por:

$$p_i = P_i \cdot e^{j(\omega \cdot t - k_{x1} \cdot x)} \quad (2.35)$$

Em que k_{x1} é o número de onda da onda incidente (meio 1). Os índices x e 1 indicam, respectivamente, a direção de propagação da onda e o meio em que a onda se propaga. A onda transmitida p_t e a onda p_r são dadas por:

$$p_t = P_t \cdot e^{j(\omega \cdot t - k_{x2} \cdot x)} \quad (2.36)$$

$$p_r = P_r \cdot e^{j(\omega \cdot t + k_{x1} \cdot x)} \quad (2.37)$$

Em que k_{x2} é o numero de onda transmitida (meio 2). As condições de contorno devem ser satisfeitas para $x = 0$.

$$p_i + p_r = p_t \quad (2.38)$$

$$v_i + v_r = v_t \quad (2.39)$$

Em que v_i é a velocidade das partículas da onda incidente, v_r é a velocidade das partículas da onda refletida e v_t é a velocidade das partículas da onda transmitida que são obtidas a partir da equação de Euler linearizada, têm-se (KINSLER *et al*, 1982):

$$v_i = \frac{P_i}{\rho_1 c_1} e^{j(\omega t - k_{x1} \cdot x)} \quad (2.40)$$

$$v_r = -\frac{P_r}{\rho_1 c_1} e^{j(\omega t + k_{x1} \cdot x)} \quad (2.41)$$

$$v_t = \frac{P_t}{\rho_2 c_2} e^{j(\omega t - k_{x2} \cdot x)} \quad (2.42)$$

Substituindo as equações (2.35), (2.36) e (2.37) na equação (2.38); e (2.40), (2.41) e (2.42) na equação (2.39), obtêm-se:

$$P_i + P_r = P_t \quad (2.43)$$

$$\frac{P_i + P_r}{P_t} = \frac{Z_1}{Z_2} \quad (2.44)$$

Fazendo manipulações algébricas nas equações (2.43) e (2.44) obtemos:

$$T = \frac{2Z_2}{Z_1 + Z_2} \quad (2.45)$$

$$R = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_1 + Z_2} \quad (2.46)$$

As equações (2.45) e (2.46) mostram que quanto maior a diferença de impedâncias acústicas entre os dois meios, maior será a porcentagem da onda refletida. Quando as

impedâncias dos meios forem iguais não ocorre reflexão de onda, ou seja, há transmissão total (KINSLER *et al*, 1982).

2.3.2. Incidência Oblíqua

Usando o modelo de transmissão de ondas apresentado por Kinsler (KINSLER *et al*, 1982), o sistema de equações que representa o fenômeno físico é obtido tendo em vista a continuidade de componentes de tensão e velocidade da partícula normal na interface. Diferentemente da onda longitudinal com incidência normal que, ao encontrar uma interface sólida, transmite apenas outra onda longitudinal, a incidência oblíqua de uma onda longitudinal em uma interface sólida produz diferentes ondas de transmissão. Uma onda longitudinal, quando incide normalmente em uma interface sólida, transmite somente ondas longitudinais. Por outro lado, caso a incidência seja oblíqua, há a conversão em ondas de cisalhamento.

A figura (2.13) mostra as ondas transmitidas de cisalhamento e longitudinal para uma incidência oblíqua. θ_{il} é o ângulo da onda incidente longitudinal, θ_{rl} é o ângulo da onda refletida longitudinal, θ_{ts} é o ângulo da onda transmitida de cisalhamento e θ_{tl} é o ângulo da onda transmitida longitudinal. Os três ângulos são fornecidos pela lei de Snell-Descartes, como apresentado na equação (2.47) (KINSLER *et al*, 1982),

Figura 2.13 - Incidência oblíqua sobre uma interface líquido-sólido.
Fonte: Autor “adaptado de” Rose, 1999, p. 60

$$\frac{\sin(\theta_{il})}{c_{il}} = \frac{\sin(\theta_{tl})}{c_{tl}} = \frac{\sin(\theta_{ts})}{c_{ts}} \quad (2.47)$$

onde c_{il} , c_{tl} e c_{ts} são, respectivamente, a velocidade da onda longitudinal incidente, a velocidade da onda longitudinal transmitida e a velocidade da onda de cisalhamento transmitida.

À medida que se aumenta o ângulo de incidência de uma onda acústica, quando passa de um meio com velocidade de propagação menor para outro com velocidade de propagação maior, o ângulo de transmissão aumenta até um limite máximo de 90° . Atingido esse máximo, o ângulo de incidência recebe o nome de ângulo crítico. O ângulo crítico θ_{cr} é obtido utilizando a lei de Snell-Descartes e considerando o ângulo de transmissão igual a 90° .

$$\sin\theta_{cr} = \left(\frac{c_i}{c_t} \right) \quad (2.48)$$

Para os sólidos, a velocidade de propagação de uma onda longitudinal é sempre maior que a velocidade da onda de cisalhamento, portanto, o ângulo crítico para uma onda de cisalhamento é maior do que para uma onda longitudinal.

O conjunto de equações (2.49) mostra a relação entre o coeficiente de reflexão R , o coeficiente de transmissão de ondas longitudinais T_P , e o coeficiente de transmissão da onda de cisalhamento T_S , definido em termos da amplitude da onda (BUIOCHI *et al*, 2010). Obtidas através da manipulação algébrica das equações (2.45), (2.46), (2.47) e (2.48).

$$\begin{cases} \frac{\cos\theta_{il}}{c_{il}\rho_1}R + \frac{\cos\theta_{tl}}{c_{tl}\rho_2}T_P + \frac{\sin\theta_{ts}}{c_{ts}\rho_2}T_S = \frac{1}{Z_1} \\ -R + (\cos^2\theta_{ts} - \sin^2\theta_{ts})T_P + (2\sin\theta_{ts}\cos\theta_{ts})T_S = 1 \\ \frac{2c_{ts}^2\sin\theta_{tl}\cos\theta_{tl}}{c_{tl}^2}T_P + (\sin^2\theta_{ts} - \cos^2\theta_{ts})T_S = 0, \end{cases} \quad (2.49)$$

onde ρ_1 e ρ_2 são, respectivamente, a densidade do meio 1 (líquido) e 2 (sólido); c_{il} e c_{tl} são as velocidades da onda longitudinal no fluido e sólido, respectivamente; c_{ts} é a velocidade da onda de cisalhamento no sólido; θ_{il} é o ângulo entre o vetor normal à interface e a direção incidente de propagação da onda e θ_{tl} e θ_{ts} são os ângulos entre o vetor normal à interface e a direção de propagação das ondas transmitidas longitudinal e transversal, respectivamente.

CAPÍTULO 3

MATERIAIS E MÉTODOS

3.1. Introdução

A pesquisa foi organizada de forma a se determinar as respostas impulsivas de transdutores de ultrassom operando no modo pulso-eco. Ao atingir um alvo com superfície de geometria diversa, o feixe ultrassônico é influenciado por fenômenos de reflexão gerados pela interface, como por fenômenos de transmissão para o interior do alvo.

Inicialmente foi implementado em Matlab a simulação de campo acústico produzido por transdutores circulares, usando o método da resposta impulsiva apresentado por Stepanishen (1971) e Weight (1978). Tal método considera o transdutor como pistão plano, em que todos os seus pontos da superfície vibram em fase e com mesma amplitude.

Depois foram implementadas metodologias computacionais, também em Matlab, que simulam a resposta temporal de transdutores circulares de banda larga operando em modo pulso-eco, usando o método da resposta impulsiva proposta por Weight e Hayman (1978), e os de representação discreta, proposto por Piwakowski e Delannoy (1989). As simulações dos ecos foram obtidas após o feixe ultrassônico interagir com superfícies refletoras (alvos) de geometria circular plana e geometria cônica, imersas em água. Tais simulações, foram comparadas aos resultados teóricos / experimentais obtidos por outros pesquisadores (MCLAREN; WEIGHT, 1987) e (LHÉMERY; RAILLON, 1994). Também foram realizadas simulações dos ecos provenientes de um defeito circular côncavo em superfície plana, representando corrosão do tipo alveolar em oleodutos. Além disso, verificações experimentais utilizando transdutores de banda larga mostraram que o método é capaz de predizer a forma do sinal de eco refletido.

São descritos a seguir os métodos experimentais propostos para validar as simulações realizadas.

Neste trabalho foram escolhidas como alvo três superfícies: a plana e circular (para validação do programa desenvolvido), a superfície plana com um alvéolo circular (por se aproximar de defeitos em tubulações decorrentes de processo corrosivo ou desgaste) e, por último, uma superfície tipo cone reto (para análise do efeito da conversão de modo).

3.2. Descrição dos Equipamentos

A figura (3.1) apresenta o diagrama de blocos do experimento, que inclui o tanque de imersão, o sistema de geração e aquisição de sinais ultrassônicos, o osciloscópio e o microcomputador. Os sinais foram transmitidos por meio de uma rede LAN (Local Área Network) com conexão direta por um cabo entre o osciloscópio e o computador. A peça, figura (3.5), e o transdutor ficaram imersos num tanque contendo água à temperatura ambiente (23°C). Para realizar a varredura da superfície da peça, o transdutor foi fixado num suporte o qual permite a movimentação nas três coordenadas cartesianas, figuras (3.2) e (3.3). As experiências foram conduzidas no modo pulso-eco e os transdutores, que são mostrados na figura (3.4), foram excitados com pulso estreito.

Figura 3.1 – Diagrama de blocos.

Figura 3.2 - Esquema do tanque de imersão.

Figura 3.3 - Foto do tanque de imersão contendo água, o alvo submerso e o posicionador.

Figura 3.4 - Transdutores utilizados nos ensaios.

Figura 3.5 - Foto do alvo produzido em alumínio, contendo a superfície circular alveolar dentro do tanque de imersão.

Os dispositivos utilizados nos ensaios foram:

1. Transdutor ultrassônico monoelemento com frequência de 1,6 MHz e diâmetro de 19 mm (Funbec, Brasil/ Aerotech, E.U.A.);

2. Transdutor ultrassônico monoelemento com frequência de 2,25 MHz e diâmetro de 19 mm (V305-512968, Panametrics, E.U.A.);
3. Transdutor ultrassônico monoelemento com frequência de 5 MHz e diâmetro de 6,3mm (0043V3 alfa, Aerotech, E.U.A.);
4. Transdutor ultrassônico monoelemento com frequência de 5 MHz e diâmetro com 10mm (USP-EPUSP, Brasil);
5. Transdutor ultrassônico monoelemento com frequência de 5 MHz e diâmetro com 19mm (alfa 008700, Aerotech, E.U.A.);
6. Hidrofone tipo agulha 0,6mm de diâmetro;
7. Osciloscópio – DSO6052 A – 500 MHz - (Agilent Technologies);
8. Pulsador / Receptor – 5072 – (Panametrics, E.U.A.);
9. Microcomputador com processador 2,4 GHz Intel Core 2, 32 bits e memória RAM de 4,0 GB;
10. Microcomputador com processador 3,2 GHz Intel Xeon, 64 bits e memória RAM de 12,0 GB;
11. Posicionador Automatizado de varredura de campo acústico com controle em 5 eixos. (Escola Politécnica da USP, Brasil).

3.3. Métodos da resposta impulsiva e da representação discreta para superfície alveolar.

Para a realização dos ensaios, foi usado um alvo com superfície plana contendo um alvéolo. Para se garantir o paralelismo entre o transdutor e a peça, encostou-se a face plana do transdutor na face plana da peça e na sequência afastou-se o transdutor da peça em 15 mm. Como a peça era muito maior que o transdutor, aferiu-se em três regiões o tempo entre o pulso e o eco emitido pelo transdutor. Dessa forma, verificou-se a equidistância de cada uma das regiões até o transdutor. O esquema utilizado está apresentado na figura (3.6), onde t' , t''

e t''' são, respectivamente, os tempos entre o pulso e o eco recebidos das posições P' , P'' e P''' .

Figura 3.6 - Esquema de aferição de paralelismo entre a face do transdutor e a face plana da peça, com medição dos tempos entre os pulsos gerados e os sinais de eco recebidos de três pontos P' , P'' e P''' .

A figura (3.7) mostra a geometria do defeito produzido em um bloco de alumínio, assim como as seis posições usadas para simular os deslocamentos dos transdutores. O centro do defeito (posição 6), descrito em (BUIOCHI *et al.*, 2004b), é definido como referência para os deslocamentos do transdutor no eixo x , sendo $x_{\text{off}} = 20, 16, 12, 8, 4$ e 0 mm, respectivamente, as posições 1, 2, 3, 4, 5 e 6.

Figura 3.7 - Posições 1, 2, 3, 4, 5 e 6 representam, respectivamente, os transdutores deslocados 20, 16, 12, 8, 4 e 0 mm do eixo do defeito.

Todas as medições foram realizadas em água, sendo a densidade $\rho = 1000$ kg/m³ e a velocidade de propagação $c = 1480$ m/s. Utilizaram-se dois transdutores de 19 mm de diâmetro, com 1,6 MHz e 2,25 MHz, colocados a uma distância de 15 mm da superfície plana da amostra. Tais transdutores foram excitados com pulsos curtos. O sinal proveniente da superfície com cavidade de geometria alveolar foi comparada aos sinais teóricos obtidos por

representação discreta, assim como pelo método da resposta impulsiva. As simulações foram realizadas em Matlab usando os mesmos parâmetros descritos acima para os experimentos, a fim de permitir a comparação das respostas de eco decorrentes do defeito.

Para se obter a resposta impulsiva de um defeito côncavo circular, utilizando o método da resposta impulsiva, o contorno dessa geometria foi definido pela sobreposição de anéis concêntricos, de diâmetros progressivos e em profundidades diferentes, conforme mostra a figura (3.8). A resposta impulsiva de cada anel resulta da diferença entre as respostas impulsivas calculadas para um refletor circular grande e um pequeno. O segundo método aplicado foi da representação discreta, descrito em (BUIOCHI *et al.*, 2010), que divide a superfície do defeito em elementos de área ainda menores que o método da resposta impulsiva.

Para o método da resposta impulsiva, a amostragem espacial na abertura do transdutor e na superfície do refletor foram $\Delta x = 0,005$ mm. A geometria côncava foi aproximada por anéis concêntricos de largura $\Delta b = 0,05$ mm, como mostra a figura (3.8). Para o método de representação discreta, foram utilizadas discretizações ($\Delta x = \Delta y$) de 0,15 mm para a abertura do emissor, 0,2 mm para a interface com defeito e 0,2 mm para a abertura do receptor. Para todos os casos, o período de amostragem foi de 16 ns.

Figura 3.8 - Geometria alvéolo circular aproximada por anéis concêntricos utilizados no método da resposta impulsiva.

Todos os sinais simulados e experimentais foram normalizados pela amplitude máxima, utilizando o transdutor de 1,6 MHz na posição 1 ($x_{off} = 20$ mm).

Para analisar a relação entre a discretização temporal da onda e espacial da superfície do transdutor e superfície da interface com relação ao tempo de processamento, foram obtidas respostas de eco provenientes da superfície alveolar. Nesses casos, os resultados teóricos e experimentais foram obtidos a partir de três transdutores de 5 MHz (6,3 mm, 10 mm e 19 mm de diâmetro), além de um transdutor de 2,25MHz (19 mm de diâmetro).

Sendo o transdutor posicionado em 1, 2, 3 e 4, seu deslocamento com relação ao centro da cavidade é de, respectivamente, $x_{off} = 0, 5, 10$ e 15 mm, conforme apresentado na figura (3.9).

Figura 3.9 - (a) Posições 1, 2, 3 e 4 representam, respectivamente, os transdutores deslocados 0, 5, 10 e 15 mm do eixo da cavidade; (b) Representação do modelo em 3D.

Os erros relativos entre as respostas de ecos experimentais e teóricos foram calculados para cada sinal de eco, conforme a seguinte expressão:

$$e = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (s_E(i) - s_C(i))^2} \quad (3.14)$$

Em que $s_E(i)$ é o sinal experimental, $s_C(i)$ é o sinal calculado pelo método de representação discreta e N é o número de amostras.

3.4. Método da representação discreta para superfícies geométrica cônicas

Para a realização dos ensaios, foram usados dois alvos com superfícies cônicas circulares com diâmetro de 4 mm e ângulos entre as geratrizes de 130° e 150° .

Figura 3.10 – Esquema de aferição de paralelismo entre a face do transdutor e a face plana da peça, com medição dos tempos entre os pulsos gerados e os sinais de eco recebidos de três pontos P' , P'' e P''' .

Como a peça é muito maior que o transdutor, aferiu-se em três regiões distintas P' , P'' e P''' os três intervalos de tempo, t' , t'' e t''' entre o pulso e o eco emitido pelo transdutor, com o objetivo de verificar a equidistância de cada uma das regiões até o transdutor, entretanto, para se garantir o paralelismo entre a superfície do transdutor e a superfície plana da peça, encostou-se a face plana do transdutor e na sequência afastou-se o transdutor. O esquema utilizado está apresentado na figura (3.10), onde t' , t'' e t''' são respectivamente, os tempos entre o pulso e o eco recebidos das posições P' , P'' e P''' .

Figura 3.11 – Esquema de aferição de paralelismo entre a face do transdutor e a face plana da peça, com medição dos tempos entre os pulsos gerados e os sinais de eco recebidos de três pontos P' , P'' e P''' .

Usando os mesmos protocolos de simulação anteriores, utilizou-se transdutor de 1,6 MHz posicionado em distâncias diferentes em relação ao cone $z = 30\text{mm}$, 45mm , 70mm e 120mm . Também variando o ângulo de vértices em 130° e 150° , com o diâmetro dos cones com 4mm. Usou-se um microcomputador com processador de 3,2 GHz Intel Xeon com de 64 bits e memória RAM de 12,0 GB para as simulações. Considerou uma discretização espacial de $\lambda/10$ e uma discretização temporal de 10ns.

CAPÍTULO 4

SIMULAÇÕES E VERIFICAÇÕES EXPERIMENTAIS

4.1. Introdução

Neste capítulo, apresentam-se os resultados simulados e experimentais, assim como as respostas impulsivas dos transdutores medidas com hidrofone. Por meio de simulação e resultados experimentais, também é comparado o método de reposta impulsiva implementado por Weight (WEIGHT, 1978) com o método da representação discreta proposto por Piwakowski (PIWAKOWSKI; DELANNOY, 1989), sem o uso da conversão de modo para o caso de uma superfície plana contendo uma cavidade na forma de alvéolo circular.

A partir da comprovação da eficácia do método da representação discreta na modelagem em modo pulso-eco de geometrias complexas e arbitrárias, (por exemplo, variando a posição da superfície alveolar em relação ao eixo acústico), analisou-se o erro médio variando o diâmetro de transdutores e suas frequências. Avaliou-se ainda a relação entre o tempo computacional e a razão entre a discretização e o comprimento de onda.

Finalmente foram simulados e medidos experimentalmente os ecos refletidos numa superfície de um cone circular reto. Estudou-se também a conversão de modo.

4.2. Resposta Impulsiva dos Transdutores

A resposta impulsiva (RI) é uma característica própria do transdutor, sendo de fundamental importância para a simulação de campo acústico gerado pelo mesmo. Ao se posicionar um hidrofone no eixo acústico e no campo próximo é possível distinguir as ondas planas das ondas de borda no sinal obtido. Cada transdutor foi excitado por um pulso estreito e sua resposta foi medida com um hidrofone tipo agulha posicionado a uma distância de 3 a 5 mm da face do transdutor, no eixo principal, conforme apresenta a figura (4.1).

O experimento foi conduzido em tanque de imersão. As respostas impulsivas dos transdutores estão à mostra, respectivamente, nas figuras (4.2) para o transdutor de 2,25 MHz de diâmetro 19 mm, (4.3) para o transdutor de 3,5 MHz de diâmetro 19 mm, (4.4) para o transdutor de 5 MHz de diâmetro 19mm, (4.5) para o transdutor de 5 MHz de diâmetro 10 mm, (4.6) para o transdutor de 5 MHz de diâmetro 6.3 mm e (4.7) para o transdutor de 1,6 MHz de diâmetro 19 mm. Somente a componente de onda plana desses sinais foi utilizada para a excitação dos transdutores nas simulações do campo acústico.

Figura 4.1 - Distância entre o transdutor e o hidrofone para a obtenção da Resposta Impulsiva.

Figura 4.2 - RI do transdutor PARAMETRICS V305 2,25 MHz e diâmetro 19 mm.

Figura 4.3 - RI do transdutor PARAMETRICS A381 S 3,5MHz e diâmetro 19mm.

Figura 4.4 - RI do transdutor AEROTECH ALPHA 5MHz e diâmetro 19 mm.

Figura 4.5 - RI do Transdutor EPUSP 5MHz e diâmetro 10 mm.

Figura 4.6 - RI do transdutor AEROTECH ALPHA 5MHz e diâmetro 6,3 mm.

Figura 4.7 - RI do transdutor (Funbec, Brasil /Aerotech, E.U.A.) 1,6MHz e diâmetro 19mm.

4.3. Método da resposta impulsiva aplicado à superfície plana e circular.

A figura (4.8) mostra a representação geométrica nas simulações dos sinais refletidos de um alvo não alinhado com o eixo acústico do transdutor. Na figura (4.9), são apresentados as simulações com um transdutor de 2 MHz e diâmetro de 19 mm, posicionado em alinhamento, portanto $x_{off} = 0\text{mm}$ com uma superfície plana e circular com raio de 0,1 mm, representando assim um ponto, sendo as distâncias do transdutor $z = 10, 30, 50$ e 70 mm.

Figura 4.8 – Geometria usada para determinar a resposta temporal de um alvo não alinhado com o transdutor

Na figura (4.11), são apresentadas as simulações com as mesmas características que a figura (4.9), porém com $x_{off} = 5$ mm, ou seja, fora do eixo principal, e a figura (4.12) com $x_{off} = 15$ mm.

Figura 4.9 – Sinais simulados recebidos de um alvo plano e circular com raio 0,1 mm, emitidos e recebidos por um transdutor de frequência 2 MHz, diâmetro de 19mm, posicionado com $x_{off} = 0$ mm.

Conforme apresentado na figura (4.9), dependendo da distância entre o transdutor e o alvo, pode-se reconhecer, no sinal refletido (eco), a parte correspondente à onda plana e a parte correspondente à onda de borda. Dessa forma, o eco detectado consiste numa estrutura de três pulsos: o primeiro pulso corresponde à onda plana refletida pelo alvo (no momento em que atinge o transdutor); o segundo, corresponde à soma da mesma onda plana (no momento em que deixa de atuar sobre o transdutor) com a onda de borda refletida pelo alvo (no momento em que atinge o transdutor); e o terceiro, corresponde somente à onda de borda (no momento em que deixa de atuar sobre o transdutor). A figura 4.10 mostra de forma esquemática quatro instantes desse processo: (a) onda plana e de borda refletidas pelo alvo, (b) onda plana atingindo o transdutor, (c) chegada da onda de borda e saída da onda plana e (d) saída da onda de borda. Conforme aumenta a distância entre o alvo e o transdutor, a onda plana e de borda se aproximam, produzindo interferências.

Figura 4.10 - Esquema da reflexão pelo alvo da onda plana (+) e da onda de borda (-), e os ecos adquiridos pelo transdutor.
Fonte: Autor “adaptado de” Weight, 1978.

Figura 4.11 – Sinais simulados recebidos de um alvo plano e circular com raio 0,1 mm, emitidos e recebidos por um transdutor de frequência 2 MHz, diâmetro de 19mm posicionado com $x_{off} = 5mm$.

Figura 4.12 - Sinais simulados recebidos de um alvo plano e circular com raio 0,1 mm, emitidos e recebidos por um transdutor de frequência 2 MHz, diâmetro de 19mm posicionado com $x_{off} = 15$ mm.

4.4. Métodos da resposta impulsiva e da representação discreta aplicados à superfície alveolar.

Na figura (4.13), são apresentados as simulações e os resultados experimentais com um transdutor de 1,6 MHz de diâmetro 19 mm, em que o método de resposta impulsiva está representado com linhas pontilhadas, o método de representação discreta com linhas tracejadas e o sinal experimental com linhas sólidas. Na mesma figura (4.12) o transdutor é deslocado fora do eixo da cavidade em (a) 20, (b) 16, (c) 12, (d) 8, (e) 4 e (f) 0 mm. Todos os sinais simulados e experimentais foram normalizados pelas respectivas amplitudes máximas obtidas na posição 1, figura (3.7), $x_{off} = 20$ mm.

Figura 4.13 - Método da resposta impulsiva (linhas pontilhadas), método da representação discreta (linhas tracejadas) e sinal experimental (linhas sólidas) obtidos usando o transdutor de 1,6 MHz deslocado fora do eixo defeito: (a) 20, (b) 16, (c) 12, (d) 8, (e) 4 e (f) 0 mm.

Na figura (4.14), são apresentados as simulações e os resultados experimentais com um transdutor de 2,25 MHz de diâmetro 19 mm, em que o método de resposta impulsiva está representado com linhas pontilhadas, o método de representação discreta com linhas tracejadas e o sinal experimental com linhas sólidas. Na mesma figura (4.14), o transdutor é deslocado fora do eixo da cavidade em (a) 20, (b) 16, (c) 12, (d) 8, (e) 4 e (f) 0 mm. Todos os sinais foram normalizados pelas amplitudes máximas, simulado e experimental, obtidas com o transdutor de 1,6 MHz na posição $x_{off} = 20$ mm, figura (4.13).

Figura 4.14 - Método de resposta impulsiva (linhas pontilhadas), método de representação discreta (linhas tracejadas) e sinal experimental (linhas contínuas), obtidos utilizando o transdutor de 2,25 MHz deslocados fora do eixo defeito: (a) 20, (b) 16, (c) 12, (d) 8, (e) 4 e (f) 0 mm.

Os sinais experimentais refletidos em um bloco de alumínio com uma cavidade alveolar foram reproduzidos pelos sinais teóricos obtidos pelos métodos da representação discreta e resposta impulsiva. Ambos os métodos resultam em sinais semelhantes para as posições 1, 2 e 3 mostradas na figura (3.7), pois nessas posições há um máximo de energia refletida sobre a superfície plana.

Para uma reflexão em superfície plana, o método da resposta impulsiva aplica a solução exata, sem aproximação. Para a cavidade alveolar que possui sua superfície inclinada em relação ao transdutor, é necessária a aproximação para uma reflexão em superfície plana, utilizando para tal, anéis concêntricos. Por outro lado o método da representação discreta se aproxima da solução exata para uma alta discretização, seja a superfície plana ou alveolar. Assim, as diferenças aparecem nas posições 4, 5 e 6, ou seja, quando o transdutor se posiciona sobre a cavidade.

Usando um computador com processador 2,4 GHz Intel Core 2, o tempo de processamento no caso do método da representação discreta, para cada posição do transdutor, tem uma duração de algumas horas (entre 2 e 5 horas). No entanto, para o método da resposta impulsiva, o tempo de processamento foi de apenas alguns minutos (entre 10 e 30 minutos). A

diferença no tempo de processamento para ambos os métodos depende do tamanho da interface refletora e, principalmente, da discretização escolhida. Nessa análise não foi levado em consideração o fenômeno de transmissão que trata da conversão de modo.

Os resultados teóricos e experimentais apresentados nas figuras (4.15), (4.16), (4.17) e (4.18) foram obtidos a partir de um transdutor de 5 MHz de 6,3 mm de diâmetro, nas posições 1, 2, 3 e 4 mostradas na figura (3.9), deslocado do centro da cavidade de $x_{off} = 0, 5, 10$ e 15 mm. Os resultados obtidos pelo método de representação discreta estão representados com linhas traço-ponto e os sinais experimentais com linhas contínuas. Todos esses sinais simulados e experimentais foram normalizados pelas respectivas amplitudes máximas obtidas com o transdutor de 1,6 MHz na posição $x_{off} = 20$ mm, figura (4.12). Os erros relativos entre as respostas de eco experimentais e teóricas para as posições 1, 2, 3 e 4 são, respectivamente, 12,6%, 3,8%, 1,4% e 11,1%.

Figura 4.15 - Método da representação discreta (linha traço-ponto) e experimental (linha sólida), sinais obtidos usando o transdutor de 6,3 mm de diâmetro com 5 MHz de frequência central, na posição $x_{off} = 0$ mm.

Figura 4.16 - Método da representação discreta (linha traço-ponto) e experimental (linha contínua), sinais obtidos usando o transdutor de 6,3 mm de diâmetro com 5 MHz de frequência central, na posição $x_{off} = 5 \text{ mm}$.

Figura 4.17 - Método da representação discreta (linha traço-ponto) e experimental (linha contínua), sinais obtidos usando o transdutor de 6,3 mm de diâmetro com 5 MHz de frequência central, na posição $x_{off} = 10 \text{ mm}$.

Figura 4.18 - Método da representação discreta (linha traço-ponto) e experimental (linha contínua), sinais obtidos usando o transdutor de 6,3 mm de diâmetro com 5MHz de frequência central, na posição $x_{off} = 15\text{mm}$.

As soluções obtidas experimentalmente são semelhantes às aquelas obtidas pelo método da representação discreta. O transdutor posicionado em $x_{off} = 10\text{mm}$, mostrado na figura (4.17), encontra-se no início da cavidade, ou seja, em uma superfície inclinada próxima a superfície plana. Trata-se de uma região crítica, pois ocorre a maior inclinação com relação à face do transdutor, o qual tem pequena abertura e não detecta a onda refletida na interface inclinada.

Os pequenos sinais detectados provavelmente vêm da borda da cavidade, atingindo primeiramente a borda mais próxima do transdutor e, posteriormente, a outra borda, representados na figura (4.19) pelo 1º e 2º ecos. Assim, a diferença do 2º eco entre o simulado e o experimental da figura (4.17) mostra uma diferença de $0,2\ \mu\text{s}$. Isso possivelmente foi ocasionado por erros entre as temperaturas medidas nos ensaios experimentais com as realizadas nas simulações, o que teria resultado em erros na estimativa da velocidade de propagação. Outra possível fonte de erro seria o posicionamento do transdutor, já que o deslocamento de $1,5\ \text{mm}$ na posição simulada acarretaria um erro de $2\ \mu\text{s}$ em operação pulso-eco.

Figura 4.19 - Esquema de reflexão do 2º eco causado pela superfície de geometria alvéolo circular.

A figura (4.20) mostra comparações em quatro posições diferentes, entre as respostas de eco teóricas e experimentais obtidas a partir do transdutor de 5 MHz (diâmetro 19mm). Já a figura (4.21) apresenta a comparação entre as respostas de eco para um transdutor de 19 mm de diâmetro com 2,25 MHz de frequência central. Nessas figuras, são apresentados por meio de linhas traços-pontos os resultados obtidos pelo método da representação discreta, e por linhas contínuas os sinais experimentais para as posições: (a) $x_{off} = 0\text{mm}$ (posição 1), (b) $x_{off} = 5\text{mm}$ (posição 2), (c) $x_{off} = 10\text{mm}$ (posição 3), e (d) $x_{off} = 15\text{mm}$ (posição 4). Os erros relativos entre as respostas de eco experimentais e teóricas são para as posições 1, 2, 3 e 4, respectivamente: 2,7%, 3,6%, 12,9% e 12,5% para a figura (4.20) e 18,8%, 3,8%, 1,4% e 11,1% para a figura (4.21).

Figura 4.20 - Método da representação discreta (linhas traços-pontos) e sinal experimental (linhas sólidas) obtido usando o transdutor de 5 MHz e 19 mm de diâmetro para as posições: (a) $x_{\text{off}} = 0 \text{ mm}$, (b) $x_{\text{off}} = 5 \text{ mm}$, (c) $x_{\text{off}} = 10 \text{ mm}$, e (d) $x_{\text{off}} = 15 \text{ mm}$.

Figura 4.21 - Método da representação discreta (linhas traços-pontos) e sinal experimental (linhas sólidas) obtido usando o transdutor de 2,25 MHz e 19 mm de diâmetro para as posições: (a) $x_{\text{off}} = 0 \text{ mm}$, (b) $x_{\text{off}} = 5 \text{ mm}$, (c) $x_{\text{off}} = 10 \text{ mm}$, e (d) $x_{\text{off}} = 15 \text{ mm}$.

A exatidão do método da representação discreta depende de amostragens temporais e espaciais. Quanto maior a discretização espacial, mais a simulação se aproxima da solução exata do método da resposta impulsiva (PIWAKOWSKI; SBAI, 1999). Além disso, uma maior discretização temporal conduz a uma melhor resolução. No entanto, aumenta o tempo de processamento. Assim sendo, um compromisso entre a resolução e o tempo computacional deve ser encontrado.

Usando neste trabalho um microcomputador com processador de 2,4 GHz Intel Core 2 Duo, o tempo de processamento computacional dos ecos obtidos pelo método de representação discreta teve duração de 2 a 12 horas. A Tabela (4.1) mostra o tempo de processamento para as posições 1, 2, 3 e 4, figura (3.9), para os quatro diferentes transdutores utilizados, considerando discretização $\Delta x = 0,2$ mm. Para os transdutores de 5 MHz, conforme aumenta-se o diâmetro, aumenta-se o tempo de processamento, pois mais elementos de área do transdutor são utilizados no cálculo do campo.

O mesmo ocorre com o posicionamento do transdutor sobre o alvo, como apresentado na figura (4.22), conforme o transdutor se afasta do centro do alvéolo, há a necessidade de se aumentar a superfície plana na modelagem para se garantir que todo o feixe acústico incida sobre a superfície. Na posição 4, a área plana é maior que na posição 1, implicando assim em um número maior de elementos de área que serão calculados no processo computacional.

Figura 4.22 – Vista superior da posição do transdutor sobre o alvéolo.

Tabela 4.1 - Tempo computacional para cada transdutor nas posições 1, 2, 3 e 4, mantendo-se fixa a discretização do alvo.

Transdutores		Tempo Computacional (minutos)			
Freq. (MHz)	Diâmetro	Posição 1	Posição 2	Posição 3	Posição 4
2,25	19mm	145,1	210,3	264,4	317,6
5	19mm	142,5	202,6	313,1	331,5
5	10mm	32,9	44,1	53,0	72,4
5	6,3mm	13,7	15,9	26,3	34,2

A tabela (4.2) mostra os tempos computacionais na posição 1 (centro do alvéolo) para quatro discretizações (0,4, 0,6, 0,8 e 1,0 mm), utilizando quatro transdutores. Para qualquer frequência, o aumento na discretização dos elementos de área implica em um aumento no tempo de processamento.

Tabela 4.2 - Tempo computacional para cada transdutor, variando-se a discretização Δx .

Transdutores		Tempo Computacional (minutos)			
Freq. (MHz)	Diâmetro	$\Delta x=0,4\text{mm}$	$\Delta x=0,6\text{mm}$	$\Delta x=0,8\text{mm}$	$\Delta x=1,0\text{mm}$
2,25	19mm	34,0 min	14,5 min	9,0 min	5,9 min
5	19mm	35,5 min	15,6 min	9,6 min	6,5 min
5	10mm	8,4 min	3,8 min	2,7 min	1,6 min
5	6,3mm	3,6 min	1,6 min	1,0 min	0,7 min

Na figura (4.23) é apresentado o erro relativo entre o sinal experimental e o sinal simulado, ao se variar a discretização, ($\Delta x/\lambda$ de 0,30, 0,68, 0,91, 1,22 e 1,35). Nesse caso, posicionaram-se no centro do alvéolo (posição 1). O erro aumenta conforme se diminui a discretização, exceto para o transdutor de 5 MHz com diâmetro de 6,3mm, que no gráfico apresenta-se constante. As diferenças entre os resultados experimentais e teóricos podem ser minimizadas através de uma escolha adequada da relação entre a discretização e comprimento de onda ($\Delta x/\lambda$). Neste trabalho, um valor de erro relativo menor que 15% ocorre para um $\Delta x/\lambda \leq 0,30$.

Considera-se uma discretização de $\Delta x = 0,2$ mm para uma superfície refletora plana contendo um alvéolo. Ao utilizar os dois transdutores de 5 MHz (diâmetros de 10 e 19 mm) e um transdutor de 2,25MHz (diâmetro de 19 mm), identifica-se uma boa correlação entre as respostas de pressão experimental e teórica.

A figura (4.24) mostra os ecos simulados pelo método de representação discreta (linha traço-ponto) e o obtido experimentalmente (linha contínua) usando o transdutor de 2,25 MHz (diâmetro de 19mm), colocado na posição 4 ($x_{off} = 15$ mm), Para essas simulações, foram usadas as discretizações: (a) $\Delta x/\lambda = 0,68$; (b) $\Delta x/\lambda = 0,91$; (c) $\Delta x/\lambda = 1,22$ e (d) $\Delta x/\lambda = 1,52$.

Figura 4.23 - Erros relativos com relação $\Delta x / \lambda$ de 0,30; 0,68; 0,91; 1,22; 1,35.

Figura 4.24 - Simulação pelo método da representação discreta (linhas traço-ponto) e sinais experimentais (linhas contínuas), obtidos utilizando o transdutor de 2,25 MHz na posição 4 ($x_{off} = 15$ mm): (a) $\Delta x/\lambda = 0,68$, (b) $\Delta x/\lambda = 0,91$, (c) $\Delta x/\lambda = 1,22$, e (d) $\Delta x/\lambda = 1,52$.

4.5. Método da representação discreta para superfície cônica

São apresentadas nesta seção as respostas temporais obtidas após a reflexão em um alvo cônico, com e sem a conversão de modo. Para validar os algoritmos implementados, são apresentadas comparações entre os resultados obtidos por outros autores e os obtidos experimentalmente neste trabalho.

Nas figuras (4.25), (4.26) e (4.27), apresentam-se os sinais simulados em modo pulso-eco, pelo algoritmo desenvolvido para superfícies cônicas (diâmetros 0,8, 2 e 8 mm),

considerando-se um ângulo de vértice de 180° (ou seja, uma superfície circular plana) e excitado com 1 ciclo de senóide,. Foi utilizado um transdutor de 2 MHz e diâmetro 19 mm, posicionado a uma distância 30 mm da superfícies refletoras. As curvas encontradas se assemelham aos valores experimentais (figuras 4.25 (a), 4.26 (a) e 4.27(a)) e simulados (figuras 4.25 (b), 4.26 (b) e 4.27(b)) obtidos pelos autores McLaren e Weight (1987), validando o programa implementado neste trabalho.

Figura 4.25 - Comparação entre os resultados teórico e experimental obtidos por outros autores e o simulado neste trabalho do eco refletido em uma superfície plana circular com diâmetro 0,8 mm distante 30 mm do transdutor de 2 MHz com diâmetro 19mm.

Figura 4.26 - Comparação entre os resultados teóricos e experimentais obtidos por outros autores e o simulado neste trabalho do eco refletido em uma superfície plana circular com diâmetro 2 mm distante 30 mm do transdutor de 2 MHz com diâmetro 19mm.

Figura 4.27 - Comparação entre os resultados teóricos e experimentais obtidos por outros autores e o simulado neste trabalho do eco refletido em uma superfície plana circular com diâmetro 8 mm distante 30 mm do transdutor de 2 MHz com diâmetro 19mm.

As simulações obtidas usando o ângulo de vértice de 150° para um cone circular reto de diâmetro 4 mm, considerando-se distâncias $z = 30\text{ mm}$, 70 mm , 120 mm , e 180 mm são apresentadas, respectivamente, nas figuras (4.28), (4.29), (4.30) e (4.31). Os ecos refletidos na superfície cônica foram obtidos com conversão de modo (linhas tracejadas) e sem conversão

de modo (linhas sólidas). Os resultados simulados (figuras 4.28(a), 4.29(a), 4.30(a) e 4.31(a)) e experimentais (figuras 4.28(b), 4.29(b), 4.30(b) e 4.31(b)) relatados por LHÉMERY e RAILLON (1994), são semelhantes aos obtidos pelo método da representação discreta, pelo algoritmo implementado neste trabalho.

As amplitudes dos sinais obtidos com conversão de modo são menores que as dos sinais obtidos sem conversão de modo. Isso ocorre, pois quando não há conversão de modo, considera-se que a energia é totalmente refletida, ou seja, o coeficiente de reflexão é igual a 1.

Figura 4.28 - Comparação entre os resultados experimental e teórico obtidos por Lhémery e Raillon (1994) e os simulados neste trabalho dos ecos refletidos em um cone circular reto (diâmetro 4 mm) distante 30 mm do transdutor de 2,25 MHz (diâmetro 19mm). Foram realizadas simulações com e sem conversão de modo.

Figura 4.29 - Comparação entre os resultados experimental e teórico obtidos por Lhémery e Raillon (1994) e os simulados neste trabalho dos ecos refletidos em um cone circular reto (diâmetro 4 mm) distante 70 mm do transdutor de 2,25 MHz (diâmetro 19mm). Foram realizadas simulações com e sem conversão de modo.

Figura 4.30 - Comparação entre os resultados experimental e teórico obtidos por Lhémery e Raillon (1994) e os simulados neste trabalho dos ecos refletidos em um cone circular reto (diâmetro 4 mm) distante 120 mm do transdutor de 2,25 MHz (diâmetro 19mm). Foram realizadas simulações com e sem conversão de modo.

Figura 4.31 - Comparação entre os resultados experimental e teórico obtidos por Lhémery e Raillon (1994) e os simulados neste trabalho dos ecos refletidos em um cone circular reto (diâmetro 4 mm) distante 180 mm do transdutor de 2,25 MHz (diâmetro 19mm). Foram realizadas simulações com e sem conversão de modo.

Nas figuras (4.28), (4.29), (4.30) e (4.31), comparando os sinais obtidos por Lhémery aos simulados neste trabalho, quando $z = 120$ mm e $z = 180$ mm (campo distante), há uma boa similaridade entre os ecos. Já para $z = 30$ mm e $z = 70$ mm (campo próximo) os sinais não são semelhantes devido à proximidade entre o transdutor e a superfície refletora, já que nessa região há uma grande dependência do sinal de excitação. Provavelmente, as diferenças são maiores porque a forma da onda de excitação utilizada na simulação não é a mesma empregada por Lhémery.

Apresentam-se, nas figuras (4.32) e (4.33), os sinais teóricos (linhas traço-ponto e pontilhado) e experimentais (linha sólida), implementados neste trabalho, refletidos por um

cone circular reto, utilizando um transdutor de 1,6 MHz de diâmetro 19 mm, considerando-se distâncias z de (a) 30 mm, (b) 45 mm, (c) 70 mm e (d) 120 mm, entre a face do transdutor e a extremidade pontiaguda do cone, conforme apresenta-se na figura (3.11).

Nas comparações (ângulo de vértice do cone com 130° e 150° e diâmetro 4 mm), todos os sinais, tanto experimental como os simulados, foram normalizados pelos dados da posição $z = 30\text{mm}$. Assim, os demais sinais normalizados tiveram amplitudes relativas maiores que 1, pois a amplitude relativa de $z = 30\text{ mm}$ é menor em relação a $z = 45\text{ mm}$, $z = 70\text{ mm}$ e $z = 120\text{ mm}$.

Considerou uma discretização espacial de $\lambda/10$ e uma discretização temporal de 10ns. Os sinais simulados foram obtidos pelo método da representação discreta, com conversão de modo (linha traço-ponto) e sem conversão de modo (linha pontilhada) na superfície do alvo. Os resultados simulados e experimentais apresentam certas regiões de concordância para todas as posições z . No entanto, há trechos em que há semelhanças. Isso pode ser explicado pelo sinal de excitação usado para a modelagem teórica, o qual foi obtido experimentalmente com o hidrofone e truncado numa tentativa de se usar apenas onda plana.

Usou-se um microcomputador com processador de 3,2 GHz Intel Xeon com de 64 bits e memória RAM de 12,0 GB para as simulações. O tempo computacional médio para cada ângulo de vértice do cone e deslocamento do transdutor no eixo z foi de 30 minutos.

Na figura (4.32), apresentam-se os sinais para um cone circular reto de diâmetro 4mm com ângulo de vértice de 150° . Já na figura (4.33) são apresentados simulações obtidas usando o ângulo de vértice do cone com 130° e diâmetro 4 mm.

Para as figuras (4.32) e (4.33), os sinais foram ajustados no tempo a partir do início do sinal, possibilitando a convergência das principais amplitudes dos sinais simulados e experimentais.

Figura 4.32 - Resultados obtidos dos ecos refletidos em um cone circular reto (diâmetro 4 mm) com o ângulo de vértice 150°. Simulações com conversão de modo (linhas pontilhadas) e sem conversão de modo (linhas traços-pontos) e sinal experimental (linhas sólidas) usando o transdutor de 1,6 MHz (diâmetro 19 mm) nas posições: (a) $z = 30\text{ mm}$, (b) $z = 45\text{ mm}$, (c) $z = 70\text{ mm}$, e (d) $z = 120\text{ mm}$.

Os coeficientes de reflexão para cada onda semiesférica incidente sobre uma superfície refletora variaram entre 0,84 e 0,99, ou seja, foram muito próximos de 1.

Verificou-se que um deslocamento indesejado $x_{off} = 0,5\text{ mm}$ entre o centro do transdutor e o centro da superfície cônica produz um sinal com amplitudes diferentes de um sinal obtido com $x_{off} = 0\text{ mm}$.

Figura 4.33 - Resultados obtidos dos ecos refletidos em um cone circular reto (diâmetro 4 mm) com o ângulo de vértice 130°. Simulações com conversão de modo (linhas pontilhadas) e sem conversão de modo (linhas traços-pontos) e sinal experimental (linhas sólidas) usando o transdutor de 1,6 MHz (diâmetro 19 mm) nas posições: (a) $z = 30$ mm, (b) $z = 45$ mm, (c) $z = 70$ mm, e (d) $z = 120$ mm.

As diferenças entre os sinais simulados e os obtidos experimentalmente, pode ter ocorrido devido a três características, sendo a primeira uma pequena variação angular, entre o eixo de alinhamento entre a face do transdutor com a superfície cônica e o eixo de deslocamento do transdutor z , pois, mesmo que alinhado em três pontos distintos da base plana, como mostrado na figura (3.10), ao mover o transdutor em z , um pequeno ângulo entre os eixos é suficiente para produzir um x_{off} indesejado, como na figura (4.34), que apresenta o

esquema da variação angular entre o eixo z de movimentação do transdutor com o eixo de alinhamento entre a face do transdutor e a superfície cônica do alvo.

A segunda característica provável para diferenças entre os sinais simulados e os obtidos experimentalmente foi devido ao método de discretização da superfície do cone, onde foram utilizados elementos retangulares com lados Δx e Δy , e não arcos de circunferências.

A terceira característica provavelmente foi devido a dificuldade em selecionar a onda plana da onda de borda do sinal característico do transdutor, já que ocorre o truncamento dificultando identificar o fim da onda plana e o início da onda de borda.

Figura 4.34 – Esquema do alinhamento entre o eixo de deslocamento em z pelo posicionador e o eixo de paralelismo entre a superfície cônica (alvo) e a superfície plana do transdutor.

CAPÍTULO 5

CONCLUSÃO

Foram implementadas modelagens em Matlab, que permitiram o cálculo dos campos acústicos gerados por transdutores ultrassônicos no modo pulso-eco, sobre alvos com superfícies de geometrias diversas, como em alvéolo circular e cone circular reto. Avaliaram-se os campos acústicos produzidos por transdutores com diversas frequências e diversos diâmetros, todos do tipo pistão plano. As simulações baseadas nos modelos teóricos implementados foram comparadas com dados experimentais obtidos no tanque de teste. Os testes experimentais reproduziram adequadamente as condições simuladas. Para o método da resposta impulsiva, verificou-se que a geometria com cavidade tipo alvéolo circular poderia ser aproximada através da adição de diversos anéis concêntricos, deslocados ao longo de seu eixo. Já para o método da representação discreta, as superfícies geométricas podem ser representadas pela soma das áreas elementares. Embora possa ser feito para qualquer geometria, o tempo de processamento é certamente maior, quanto maior a superfície e também quanto maior a discretização dos elementos de área.

O método computacional para a determinação dos sinais de eco, refletidos de superfícies tanto cônicas como alveolares, baseada na solução aproximada pela discretização da abertura acústica do transdutor (emissor/receptor) e de refletores em pequenos elementos de área, mostrou-se adequada em comparação com a literatura.

Foi estabelecido um compromisso entre o tempo computacional e a precisão dos resultados, mediante a seleção da amostragem temporal e da amostragem espacial (discretização das superfícies do transdutor e do refletor). Verificou-se que as discretizações $\Delta t = 20 \mu s$ e $\Delta x = 0,2 \text{ mm}$ são adequadas para os dois transdutores de 5 MHz com 10 e 19 mm de diâmetros e o transdutor de 2,25MHz com 19 mm de diâmetro. Já para o transdutor de 5 MHz e diâmetro 6,3 mm são adequadas as discretizações $\Delta x = 0,06 \text{ mm}$ e $\Delta t = 20 \mu s$.

As simulações com ou sem conversão de modo tiveram pouca influência na forma do campo acústico refletido. Verificou-se somente uma pequena diminuição da amplitude do eco quando se utilizou a conversão de modo. Isso ocorreu porque foram utilizadas superfícies

cônicas pouco inclinadas a fim de não perder o sinal de eco refletido, já que foi usado o mesmo transdutor para a emissão e recepção (modo pulso-eco). Assim, os coeficientes de reflexão para cada onda semiesférica incidente sobre uma superfície refletora variaram entre 0,97 e 0,99, ou seja, foram muito próximo de 1. Uma possibilidade de se verificar o efeito da conversão de modo na forma do sinal é aumentar a inclinação da superfície refletora e usar um segundo transdutor como receptor.

Trabalhos Futuros

Há a possibilidade de aplicar o método da representação discreta na modelagem de sinais refletidos por superfícies diversas gerados por transdutores ultrassônicos do tipo array. Nesse caso, podem ser aplicadas funções de atraso de excitação aos elementos realizando uma varredura pela superfície diversa do alvo, em modo pulso-eco. Também podem ser estudadas técnicas de formação de imagem em modo B. Outra possibilidade é o estudo do campo acústico focalizado gerado por transdutores monoelementos côncavos.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- AGRANAT, B.; DUBROVIN, M.; JAVSKI, N.; ESKIN, G. **Fundamentos de la FISICA y la TECNICA de los ULTRASONIDOS**. Editorial Mir Moscú, URSS, 1990. 384p.
- BANERJEE, S.; KUNDU, T.; ALNUAIMI, N. A. **DPSM technique for ultrasonic field modeling near fluid-solid interface**. *Ultrasonics*, v. 46, p. 235-250, 2007.
- BUIOCHI, F. **Análise dos métodos de medição de densidade de líquidos por ultra-som**. Dissertação de Mestrado, Escola Politécnica da USP, São Paulo, Brasil, 1994.
- BUIOCHI, F.; MARTÍNEZ, O.; GÓMEZ-ULLATE, L.; ESPINOSA, F. M. **A Computational Method to Calculate the Longitudinal Wave Evolution Caused by Interfaces Between Isotropic Media**. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, v. 51, n. 2, p. 181-192, 2004a.
- BUIOCHI, F.; GUZMÁN, E.E.F.; ANDRADE, M.A.B.; ADAMOWSKI, J.C. **Modelagem de campo acústico de transdutores ultrassônicos usando os métodos da resposta impulsiva e da representação discreta**. *Cilamce*, Recife, Brasil, nov., 2004b.
- BUIOCHI, F.; BELASSIANO, E.; ADAMOWSKI, J. C. **Modeling of echo responses from pitting corrosion defects**. *ICU*, Vienna, Austria, April, 2007.
- BUIOCHI, F.; BUIOCHI, E.B.; FORMIGONI, P.O.; ADAMOWSKI, J.C. **Computational Method to Determine Reflected Ultrasonic Signals from Arbitrary-Geometry Targets**. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, v. 57, n. 4, p. 986-994, 2010.
- BUTIN, L.; LHÉMERY, A.; CALMON, P. **A model for predicting effects of surface wave propagation on the echo response from planar cracks**. *Ultrasonics*, v. 36, p. 133-140, 1998.

FINK, M.A. e CARDOSO, J.F. **Diffraction effects in pulse-echo measurement.** IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics, v. 31, n. 4, p. 313-329, jul., 1984.

FISHBANE, P. M .; GASIOROWICZ, S.; THORNTON, S. T. **Physics for scientists and engineers.** Prentice Hall, Extended Version, New Jersey, USA, 1993. 1377p.

FORMIGONI, P.O., ADAMOWSKI, J.C.BUIOCHI, F. **Analysis of the modeling of echo responses from circular concavity defects using impulse response and discrete representation methods.** Physics Procedia, v. 3, p. 847-853, 2010.

FORMIGONI, P.O., CIRULLO FILHO, O., ADAMOWSKI, J.C.BUIOCHI, F. **Analysis of the discrete representation method to compute echo responses from circular concavity .** COBEM, Gramado, R. Grande do Sul, Brasil, nov., 2009.

HAYMAN, A. J., WEIGHT, J. P. **Transmission and Reception of Short Ultrasonic Pulses by Circular and Square Transducer.** Journal of the Acoustical Society of America, v. 66, n. 4, p. 945-951, 1979.

HARRIS, G. R. **Transient field of a baffled planar piston having an arbitrary vibration amplitude distribution.** Journal of the Acoustical Society of America, v. 70, p. 186-204, 1981.

HIGUTI, R. T. **Ensaio Não-destrutivo por ultra-som para inspeção de corrosão em tubulações.** Dissertação de Mestrado. Universidade de São Paulo, São Paulo, Brasil, 1994.

JENSEN, J. A. **Ultrasound fields from triangular apertures.** Journal of the Acoustical Society of America, v.100, n. 4, p. 2049-2056, Oct.,1996.

JEPERSEN, S. K.; PEDERSEN, P. C.; WILHJELM, J. E. **The Diffraction Response Interpolation Method.** IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, v. 45, n. 6, p. 1461-1475, 1998.

KINO, G.S. **Acoustic Waves – Devices, Imaging & Analog Signal Processing.** Prentice-Hall, jan., 1987. 688p.

KINSLER, L.E.; FREY, A.R.; COPPENS, A.B.; SANDERS, J.V. **Fundamentals of Acoustics.** 3rd ed., Wiley, New York, 1982.

KRAUTKRÄMER, J. e KRAUTKRÄMER, H. **Ultrasonic Testing of Materials.** Springer-Verlag, Berlin, Germany, 1990. 676p.

LASOTA, H., SALAMON, R., DELANNOY, B., **Acoustic diffraction analysis by the impulse method: A line impulse response approach.** Journal of the Acoustical Society of America, v. 76, p. 280-290, 1984.

LHÉMERY, A. **Impulse-response method to predict echo-responses from targets of complex geometry. Part I: Theory.** Journal of the Acoustical Society of America, v. 90, n. 5, p. 2799-2807, 1991.

LHÉMERY, A. e RAILLON, R. **Impulse-response method to predict echo-responses from targets of complex geometry. Part II: Computer implementation and experimental validation.** Journal of the Acoustical Society of America, v. 95, n. 4, p. 1790-1800, 1994.

MARTÍNEZ, O., GÓMEZ-ULLATE, L., MONTERO DE ESPINOSA, F.R. **Computation of the ultrasonic field radiated by segmented-annular arrays.** Journal of Computational Acoustics, v. 9, n. 3, p. 757-772, 2001.

- MCLAREN, S.; WEIGHT, J.P. **Transmit-receive mode responses from finite-sized targets in fluid media.** Journal of the Acoustical Society of America, v. 82, n. 6, p. 2102-2112, 1987.
- NADAL, J.; CALMON, P.; BENOIST, P. **Prediction of surface echo from a non-planar surface.** Ultrasonics, v. 34, p. 503-506, 1996.
- PIWAKOWSKI, B., DELANNOY, B., **Method for computing spatial pulse response: Time domain approach.** Journal of the Acoustical Society of America, v. 86, n. 6, p. 2422-2432, 1989.
- PIWAKOWSKI, B., SBAI, K., **A new approach to calculate the field radiated from arbitrarily structured transducer arrays.** IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, v. 46, n. 2, p. 422-439, 1999.
- ROSE, J. **Ultrasonic Waves in Solid Media.** Cambridge University Press, Cambridge, UK, 1999. 454p.
- SCHECHTER, R. S.; SIMMONDS, K.E.; BATRA, N. K., MIGNOGNA, R.B., DELSANTO, P. P. **Use of a transient wave propagation code for 3D simulation of cw radiated transducer fields.** Ultrasonics, v. 37, p. 89-96, 1999.
- STEPANISHEN, P. R. **Transient Radiation from Pistons in an Infinite Planar Baffle.** The Journal of the Acoustical Society of America, v. 49, n. 5, p. 1629-1638, 1971.
- WAN, L.; PEDERSEN, P. C.; JESPERSEN, S. K. **Modeling of received signals from annular array ultrasound transducers due to extended reflectors.** IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, v. 50, n. 11, p. 1525-1541, 2003.

WEIGHT, J. P. **Ultrasonic beam structures in fluid media.** Journal of the Acoustical Society of America, v. 76, n. 4, p. 1184-1191, 1984.

WEIGHT, J. P. e HAYMAN, A. J. **Observations of the propagation of very short ultrasonic pulses and their reflection by small targets.** Journal of the Acoustical Society of America., v. 63, n. 2, p. 396-404, 1978.

WILHJELM, J.E.; PEDERSEN, P.E.; JACOBSEN, S.M. **The Influence of Roughness, Angle, Range, and Transducer Type of the Echo Signal from Planar Interfaces.** IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, v. 48, n. 2, p. 511-521, 2001.