

REYNALDO TRONCO GASPARINI

**DESENVOLVIMENTO DE UM *SOFTWARE*
EM AMBIENTE MATLAB PARA
SIMULAÇÃO DE CAMPO ULTRASSÔNICO**

***DEVELOPMENT OF A MATLAB
ENVIRONMENT SOFTWARE FOR
SIMULATION OF ULTRASONIC FIELD***

CAMPINAS

2012



Universidade Estadual de Campinas
Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação
Departamento de Engenharia Biomédica



REYNALDO TRONCO GASPARINI

**DESENVOLVIMENTO DE UM *SOFTWARE* EM
AMBIENTE MATLAB PARA SIMULAÇÃO DE
CAMPO ULTRASSÔNICO**

***DEVELOPMENT OF A MATLAB
ENVIRONMENT SOFTWARE FOR SIMULATION
OF ULTRASONIC FIELD***

Dissertação de Mestrado apresentada à Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação como parte dos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Engenharia Elétrica. Área de concentração: Engenharia Biomédica.

Dissertation presented to the Faculty of Electrical Engineering and Computer Science as part of the requirements to obtain the Master's Degree in Electrical Engineering. Concentration area: Biomedical Engineering.

Orientadora: Prof.^a Dr.^a Vera Lúcia da Silveira Nantes Button

Tutor: Prof. Dr. Vera Lúcia da Silveira Nantes Button

CAMPINAS
2012

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

G213d Gasparini, Reynaldo Tronco
Desenvolvimento de um software em ambiente
MATLAB para simulação de campo ultrassônico /
Reynaldo Tronco Gasparini. --Campinas, SP: [s.n.],
2012.

Orientador: Vera Lúcia da Silveira Nantes Button.
Dissertação de Mestrado - Universidade Estadual de
Campinas, Faculdade de Engenharia Elétrica e de
Computação.

1. MATLAB (Programa de computador). 2.
Transdutores ultra-sonicos. 3. Campo acústico. 4.
Simulação por computador. I. Button, Vera Lúcia da
Silveira Nantes, 1959-. II. Universidade Estadual de
Campinas. Faculdade de Engenharia Elétrica e de
Computação. III. Título.

Título em Inglês: Development of a MATLAB environment software for simulation of
ultrasonic field

Palavras-chave em Inglês: MATLAB (Computer program), Ultra-sonic transducers,
Sound field, Computer simulation

Área de concentração: Engenharia Biomédica

Titulação: Mestre em Engenharia Elétrica

Banca examinadora: Francisco José Arnold, Sérgio Santos Muhlen

Data da defesa: 10-07-2012

Programa de Pós Graduação: Engenharia Elétrica

COMISSÃO JULGADORA - TESE DE MESTRADO

Candidato: Reynaldo Tronco Gasparini

Data da Defesa: 10 de julho de 2012

Título da Tese: "Desenvolvimento de um Software em Ambiente Matlab para Simulação de Campo Ultrassônico"

Profa. Dra. Vera Lúcia da Silveira Nantes Button (Presidente): Vera Lucia da Silveira Nantes Button

Prof. Dr. Francisco José Arnold: Francisco José Arnold

Prof. Dr. Sérgio Santos Muhlen: Sergio Santos US

“O dinheiro faz homens ricos, o conhecimento faz homens sábios e a humildade faz homens grandes.”

Autor Desconhecido

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente a Deus, pela minha vida, por me permitir uma nova oportunidade de viver e por sempre me acompanhar, dando-me forças e me ajudando a vencer todas as dificuldades.

Agradeço imensamente aos meus pais, Reinaldo Gasparini e Maristela Tronco Gasparini, e minha irmã Katarine pelo apoio moral e emocional, incentivo e compreensão pelos momentos de ausência, que sempre me ensinaram valores e princípios que definiram integralmente minha formação como pessoa.

A minha orientadora, Prof.^a Dr.^a Vera Lúcia da Silveira Nantes Button, pela oportunidade, orientação, acompanhamento e paciência dados a este trabalho e a mim e ao Prof. Dr. Eduardo Tavares Costa pelas explicações.

A toda minha família e aos meus amigos de muitos anos que sempre torceram por mim e acreditaram na minha vitória, por estarem ao meu lado nos momentos que mais precisei e também aos novos amigos do DEB pela companhia, amizade e auxílio com o meu trabalho.

Aos meus médicos, pela dedicação e total apoio em minha luta pela vida, e por sempre estarem presentes nos momentos de necessidade durante todos estes anos.

Agradeço carinhosamente a Thaisa Ventricci Koch, minha futura esposa pelo apoio, dedicação, carinho, amizade, companheirismo, amor e compreensão durante estes anos que estamos juntos.

A CAPES pelo apoio financeiro.

RESUMO

O estudo do campo acústico gerado por um transdutor ultrassônico é fundamental para sua construção e caracterização, pois permite prever qual será seu comportamento antes mesmo de ser construído e indica se ele realmente é viável para aplicação para a qual foi projetado, e se são necessárias modificações para que se comporte como o esperado. O presente estudo teve como objetivo o desenvolvimento de um *software*, em ambiente MATLAB[®], para a simulação computacional de campos acústicos gerados por transdutores ultrassônicos de diferentes configurações, utilizando dois modelos que descrevem o campo, o de Zemanek e o de Stepanishen. Os campos de transdutores com focalização, apodização e meios com atenuação também poderão ser simulados. Para a simulação do modelo de Zemanek é utilizado o método matemático de discretização e para o de Stepanishen é empregada uma solução analítica para a resposta impulsiva de cada geometria de transdutor. As simulações foram validadas com resultados obtidos anteriormente por alunos do DEB/FEEC/UNICAMP e os programas desenvolvidos foram agregados em um pacote computacional. Estes programas têm seus códigos abertos para que futuramente sejam implementadas outras funções e configurações de transdutor. O *software* pode auxiliar no projeto de transdutores e também no estudo da modelagem do campo acústico pelos diferentes modelos que o descrevem.

Palavras-chave: Simulação do campo acústico, Transdutores de ultrassom, MATLAB, Resposta impulsiva, Representação discreta, Solução analítica.

ABSTRACT

The study of the acoustic field generated by an ultrasonic transducer is fundamental to its construction and characterization, because it allows to predict how it will behave before being built and whether it is really feasible or not for the application to which it was designed, and to suggest modifications to behave as expected. The present study describes the development of a software implemented in MATLAB[®], for computational simulation of acoustic fields generated by ultrasonic transducers, of different configurations, using two models that describe the field, Zemanek and Stepanishen. Transducers with focusing, apodization and attenuation environment may also be simulated. For Zemanek's model simulation is used the mathematical method of discretization and for Stepanishen's model, an analytical solution for the impulse response of each transducer geometry is employed. The simulations were validated with results obtained previously by students from DEB/FEEC/UNICAMP and the developed programs were aggregated into a computer package. These programs have their code available so that, in a near future, other functions and transducer configurations can be implemented. The software can support the transducer design and also the study of the acoustic field modeling by different models that describe it.

Keywords: Acoustic field simulation, Ultrasound transducers, MATLAB, Impulse response, Discrete representation, Analytical solution.

LISTA DE SÍMBOLOS

λ	Comprimento de onda
f	Frequência de vibração central do pistão (Hz)
a	Raio do transdutor
$\phi(\vec{r}, t)$	Potencial velocidade em função do espaço e do tempo
$\Phi(\vec{r}, s)$	Potencial velocidade em função do espaço e da frequência
$v_n(\vec{r}_1, t)$	Componente normal da velocidade do pistão em cada ponto da sua face
$V_n(\vec{r}_1, s)$	Componente normal da velocidade do pistão em função da frequência
P, Q	Pontos no espaço tridimensional
P', Q'	Projeções dos pontos no plano do transdutor
\vec{r}_1	Vetor de posição de um elemento de superfície ativa do transdutor
\vec{r}	Vetor de posição de um ponto no espaço tridimensional
R, η	Distância entre o elemento de superfície ativa e um ponto do espaço
c_0	Velocidade de propagação do som no meio (m/s)
t	Tempo (s)
S	Área ativa da face do transdutor
dS	Diferencial de área
$p(\vec{r}, t)$	Pressão acústica
ρ	Densidade do meio (kg/m ³)
∇	Operador diferencial nabra
k	Número de onda
ω	Frequência angular
(x, y, z)	Sistema de coordenadas cartesianas
(r, θ, z)	Coordenadas cilíndricas
$\Phi(r, \theta, z)$	Potencial velocidade em coordenadas cilíndricas

\sum	Somatória
J	Função de Bessel
$A(\alpha)$	Coefficiente funcional
j	Operador complexo ($=\sqrt{-1}$)
∞	Infinito
H	Função de Heaviside (degrau unitário)
$v_o(r_1, \theta_1)$	Distribuição da velocidade do pistão em coordenadas cilíndricas
v_σ	Distribuição espacial de velocidade do pistão
$R(\theta), R_1(\theta), R_2(\theta)$	Distância de um ponto no espaço às respectivas bordas do transdutor
$\rho_0(\theta), \rho_1(\theta), \rho_2(\theta)$	Distância da projeção do ponto no plano do transdutor até suas respectivas bordas
u_0	Amplitude de pico da velocidade de vibração do pistão
Γ	Curva fechada
$g(\vec{r}, t \vec{r}_0, t_0)$	Função de Green
$v_n(t_0)$	Velocidade de vibração do pistão em função do tempo
δ	Delta de Dirac (função impulso)
$h(\vec{r}, t)$	Função resposta impulsiva
$\dot{h}(\vec{r}, t)$	Derivada da função resposta impulsiva
$\dot{v}_n(t)$	Derivada da velocidade em função do tempo
t_0	Tempo de chegada da onda plana
t_1, t_2	Tempo de chegada das ondas de borda
r'	Distância entre um ponto do campo e um ponto da fonte
*	Convolução
Ω	Ângulo dos arcos
$p^n(\vec{r})$	Pressão normalizada

$P_{n_{r_0}, \dots, n_{r_{m-1}}}^n$	Pressão normalizada na n_{r_x} -ésima amostra da x -ésima dimensão espacial do campo
$\Delta_{y, n_{r_0}, \dots, n_{r_{m-1}}}$	Distância entre um ponto do espaço e um elemento discreto do transdutor
r_{x_0}	Valor inicial da amostra do espaço
Δr	Amostragem espacial
$r'_{x,y}$	Posição do y -ésimo elemento de área ativa do transdutor na x -ésima dimensão espacial
T_S	Número de elementos de área ativa do transdutor
$a(\vec{r}_1, t) = a(\vec{r}_1)$	Apodização do transdutor
$a_{i,j}$	Ganho do i -ésimo elemento ativo do eixo x e do j -ésimo elemento ativo do eixo y
$a(k_i)$	Ganho do k_i -ésimo elemento ativo do eixo x
$a(k_j)$	Ganho do k_j -ésimo elemento ativo do eixo y
$T_{S_{i,j}}$	Número total de elementos no eixo x ou no eixo y
β_1	Parâmetro de ajuste da máscara Kaiser
$I_0(u)$	Função de Bessel modificada de ordem zero
$A_c(\vec{r}, f)$	Atenuação (dB)
β_{linear}	Coefficiente de atenuação linear (dB/cm)
β	Coefficiente de atenuação dependente da frequência (dB/(cm·MHz))
α	Dependência da atenuação com a frequência
$r_f = (x_f, y_f, z_f)$	Ponto focal
(x_n, y_n, z_n)	Centro do elemento n
(x_c, y_c, z_c)	Ponto do centro de referência
Δz_n	Distância entre o ponto focal e o elemento ativo do transdutor

S_i	Lados do retângulo
d_i	Distância da projeção do ponto no plano aos lados do transdutor
$\tau_A, \tau_B, \tau_C, \tau_D$	Tempo de chegada aos respectivos vértices
τ_{Si}	Tempo de chegada aos lados do retângulo

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 – (a) Seção longitudinal através do feixe ultrassônico produzido por um transdutor circular de raio a . (b) Variação da intensidade de pressão ao longo do eixo axial do transdutor (modificado de MAIA, 1995).	12
Figura 2.2 – Geometria de um pistão plano de forma arbitrária situado no plano $z = 0$ e sistema de coordenadas para Integral de Rayleigh.	14
Figura 2.3 – Geometria da integral de King de um pistão circular (modificado de HARRIS, 1981a).....	15
Figura 2.4 – Geometria do pistão para a solução de Schoch. (a) Projeção do ponto do campo fora dos limites do pistão (região I); (b) projeção do ponto dentro dos limites do pistão (região II) (modificado de HARRIS, 1981a).....	17
Figura 2.5 – Sistema de coordenadas cilíndricas (modificado de ZEMANEK, 1970).....	20
Figura 2.6 – Geometria de um pistão delimitado por uma curva fechada (modificado de TUPHOLME, 1969).....	21
Figura 2.7 – Geometria utilizada para calcular a função resposta impulsiva no ponto Q (modificado de COSTA, 1989).	24
Figura 2.8 – Geometria de um pistão circular de raio a (modificado de COSTA, 1989)....	25
Figura 3.1 – Representação discreta de um transdutor de geometria arbitrária.	29
Figura 3.2 – Geometria utilizada para o cálculo da resposta impulsiva de um ponto P em um transdutor circular de raio a (modificado de FORMIGONI, 2011).	37
Figura 3.3 – Geometria e sistema de coordenadas para resposta impulsiva do transdutor retangular (modificado de SAN EMETERIO e ULLATE, 1992).....	39
Figura 3.4 – Pistão de geometria retangular, o arco ativo L e as quatro regiões de interesse (modificado de SAN EMETERIO e ULLATE, 1992).	39
Figura 3.5 – Fluxograma do algoritmo do FSIM para simulação do campo ultrassônico... 43	
Figura 4.1 – Interface do programa FSIM.....	47
Figura 4.2 – Simulação pelo modelo de Zemanek de um transdutor circular de 12,7 mm de diâmetro, frequência 2 MHz e resolução $\lambda/4$: a) intensidade da pressão no plano xz , b) campo acústico gerado em função dos eixos x , y e z , c) pressão normalizada ao longo do eixo axial e d) contorno dos picos de pressão no plano xz	49
Figura 4.3 – Simulação do campo acústico pelo modelo de Zemanek de um transdutor circular de 12,7 mm de diâmetro e frequência 2 MHz (NICACIO, 2002).	50

Figura 4.4 – Simulação do campo acústico de um transdutor circular de 12,7 mm de diâmetro e frequência 2 MHz; a) pressão ao longo dos eixos x , y e z e b) intensidade da pressão no plano xz (ALBUQUERQUE, 2006).	50
Figura 4.5 – Simulação pelo modelo de Zemanek de um transdutor circular de 19 mm de diâmetro, frequência 2 MHz e resolução $\lambda/2$: a) intensidade da pressão no plano xz , b) campo acústico gerado em função dos eixos x , y e z , c) pressão normalizada ao longo do eixo axial e d) contorno dos picos de pressão no plano xz	51
Figura 4.6 – Simulação do campo acústico pelo modelo de Zemanek de um transdutor de 19 mm de diâmetro e frequência 2 MHz, visão do plano xz (NICACIO, 2002).	52
Figura 4.7 – Simulação pelo modelo de Zemanek de um transdutor circular de 15 mm de diâmetro, frequência 500 kHz e resolução $\lambda/6$: a) intensidade da pressão no plano xz , b) campo acústico gerado em função dos eixos x , y e z , c) pressão normalizada ao longo do eixo axial e d) contorno dos picos de pressão no plano xz	53
Figura 4.8 – Simulação pelo modelo de Zemanek de um transdutor circular de 30 mm de diâmetro, frequência 500 kHz e resolução $\lambda/6$: a) intensidade da pressão no plano xz , b) campo acústico gerado em função dos eixos x , y e z , c) pressão normalizada ao longo do eixo axial e d) contorno dos picos de pressão no plano xz	54
Figura 4.9 – Simulação de um transdutor quadrado de 8 mm de lado, frequência 2 MHz e resolução $\lambda/4$: a) pressão normalizada em função dos eixos x e z , b) intensidade da pressão no plano xz , c) campo acústico gerado em função dos eixos x , y e z , d) pressão normalizada ao longo do eixo axial e e) contorno dos picos de pressão no plano xz	55
Figura 4.10 – Simulação de um transdutor anelar com frequência 2 MHz, 15 mm de diâmetro externo e 7,5 mm de diâmetro interno, com resolução $\lambda/2$: a) pressão normalizada em função dos eixos x e z , b) intensidade da pressão no plano xz , c) campo acústico gerado em função dos eixos x , y e z , d) pressão normalizada ao longo do eixo axial e e) contorno dos picos de pressão no plano xz	57
Figura 4.11 – Simulação de um transdutor circular de 8 mm de diâmetro, frequência de 2 MHz e resolução $\lambda/2$, apodizado com a aplicação de uma máscara de Hanning: a) pressão normalizada em função dos eixos x e z , b) intensidade da pressão no plano xz , c) campo acústico gerado em função dos eixos x , y e z , d) pressão normalizada ao longo do eixo axial e e) contorno dos picos de pressão no plano xz	58
Figura 4.12 – Simulação de um transdutor circular de 12,7 mm de diâmetro, frequência 2 MHz e resolução $\lambda/2$, apodizado com a aplicação de uma máscara de Hamming: a) pressão normalizada em função dos eixos x e z , b) intensidade da pressão no plano xz , c) campo acústico gerado em função dos eixos x , y e z , d) pressão normalizada ao longo do eixo axial e e) contorno dos picos de pressão no plano xz	59

Figura 4.13 – Simulação do campo acústico pelo modelo proposto por Albuquerque (2006) de um transdutor de 8 mm de diâmetro e frequência 2 MHz: a) sem apodização e b) apodizado com a aplicação de uma máscara Hanning (ALBUQUERQUE, 2006).....	60
Figura 4.14 – Simulação de um transdutor quadrado de 8 mm de lado, frequência 2 MHz e resolução $\lambda/4$, apodizado com a aplicando de uma máscara de Hamming: a) intensidade da pressão no plano xz , b) campo acústico gerado em função dos eixos x , y e z , c) pressão normalizada ao longo do eixo axial e d) contorno dos picos de pressão no plano xz	61
Figura 4.15 – Simulação de um transdutor circular de 8 mm de diâmetro, frequência 1 MHz e resolução $\lambda/4$, ponto focal (-4mm, 0, 40mm): a) pressão normalizada em função dos eixos x e z , b) intensidade da pressão no plano xz , c) campo acústico gerado em função dos eixos x , y e z , d) pressão normalizada ao longo do eixo axial e e) contorno dos picos de pressão no plano xz	62
Figura 4.16 – Simulação de um transdutor circular de 8 mm de diâmetro, frequência 1 MHz e resolução $\lambda/4$, ponto focal (-20mm, 0, 60mm): a) pressão normalizada em função dos eixos x e z , b) intensidade da pressão no plano xz , c) campo acústico gerado em função dos eixos x , y e z , d) pressão normalizada ao longo do eixo axial e e) contorno dos picos de pressão no plano xz	63
Figura 4.17 – Simulação do campo acústico pelo modelo proposto por Albuquerque (2006) de um transdutor de 8 mm de diâmetro e frequência 1 MHz, com ponto focal: a) (-4mm, 0, 40mm) e b) (-20mm, 0, 60mm) (ALBUQUERQUE, 2006).	64
Figura 4.18 – Simulação de um transdutor quadrado com frequência central 2 MHz, 8 mm de lado e resolução $\lambda/4$, com atenuação linear de 2,5 dB/cm: a) pressão normalizada em função dos eixos x e z , b) intensidade da pressão no plano xz , c) campo acústico gerado em função dos eixos x , y e z , d) pressão normalizada ao longo do eixo axial e e) contorno dos picos de pressão no plano xz	65
Figura 4.19 – Comparação entre dois transdutores quadrados de 8 mm de lado, um com 1 MHz e outro com 2 MHz de frequência de vibração e atenuação dependente da frequência de 2,5 dB/(cm·MHz) e $\alpha = 1$: a) campo acústico gerado em função dos eixos x , y e z , pelo transdutor de 1 MHz, b) de 2 MHz; c) pressão normalizada ao longo do eixo axial do transdutor de 1 MHz e d) de 2 MHz.	66
Figura 4.20 – Simulação de um transdutor quadrado de 8 mm de lado, frequência 2 MHz e resolução $\lambda/2$, ponto focal (-10mm, 0, 40mm) e apodizado com a aplicação de uma máscara de Hanning: a) pressão normalizada em função dos eixos x e z , b) intensidade da pressão no plano xz , c) campo acústico gerado em função dos eixos x , y e z , d) pressão normalizada ao longo do eixo axial e e) contorno dos picos de pressão no plano xz	67
Figura 4.21 – Imagem do programa FSIM para o modelo de Stepanishen selecionado.	68

Figura 4.22 – Simulação pelo modelo de Stepanishen de um transdutor circular de 12,7 mm de diâmetro e frequência 2 MHz a) pressão normalizada em função dos eixos x e z , b) intensidade da pressão no plano xz , c) pressão normalizada ao longo do eixo axial e d) contorno dos picos de pressão no plano xz	69
Figura 4.23 – Simulação pelo modelo de Stepanishen de um transdutor circular de 19 mm de diâmetro e frequência 2 MHz: a) pressão normalizada em função dos eixos x e z , b) intensidade da pressão no plano xz , c) pressão normalizada ao longo do eixo axial e d) contorno dos picos de pressão no plano xz	70
Figura 4.24 – Simulação do campo acústico de um transdutor circular de 2 MHz e 12,7 mm de diâmetro: a) pelo modelo de Zemanek e b) pelo modelo de Stepanishen (NICACIO, 2002).	71
Figura 4.25 – Simulação pelo modelo de Stepanishen de um transdutor circular de 15 mm de diâmetro e frequência 500 kHz: a) pressão normalizada em função dos eixos x e z , b) intensidade da pressão no plano xz , c) pressão normalizada ao longo do eixo axial e d) contorno dos picos de pressão no plano xz	72
Figura 4.26 – Simulação pelo modelo de Stepanishen de um transdutor circular de 30 mm de diâmetro e frequência 500 kHz: a) pressão normalizada em função dos eixos x e z , b) intensidade da pressão no plano xz , c) pressão normalizada ao longo do eixo axial e d) contorno dos picos de pressão no plano xz	73
Figura 4.27 – Simulação pelo modelo de Stepanishen de um transdutor quadrado de 8 mm de lado e frequência 2 MHz: a) pressão normalizada em função dos eixos x e z , b) intensidade da pressão no plano xz , c) campo acústico gerado em função dos eixos x , y e z , d) pressão normalizada ao longo do eixo axial e e) contorno dos picos de pressão no plano xz	74
Figura 4.28 – Pressão acústica de um transdutor circular calculada utilizando a solução exata de Zemanek: a) pressão em função dos eixos x e z para um transdutor com relação $a/\lambda = 2,5$, b) $a/\lambda = 5$, c) pressão normalizada ao longo do eixo axial sendo $a/\lambda = 2,5$ e d) $a/\lambda = 5$ (modificado de ZEMANEK, 1970).	75

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 – Valores típicos de atenuação para o tecido humano (JENSEN, 2002b).....	34
Tabela 3.2 – Expressões para o cálculo da resposta impulsiva de transdutores circulares (STEPANISHEN, 1970b e c).....	38
Tabela 3.3 – Expressões analíticas para o ângulo $\Omega(\vec{r},t)$ de um pistão retangular (SAN EMETERIO e ULLATE, 1992).	40
Tabela 3.4 – Resumo dos transdutores simulados.	45
Tabela 5.1 – Resumo dos tempos aproximados de processamento das simulações.	81

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	1
1.1	Objetivo.....	3
1.2	Revisão bibliográfica	4
2	MODELOS TEÓRICOS PARA CÁLCULO DO CAMPO ACÚSTICO	11
2.1	Integral de Rayleigh.....	13
2.2	Integral de King.....	14
2.3	Solução de Schoch.....	16
2.4	Solução de Zemanek.....	19
2.5	Solução de Tupholme	21
2.6	Solução de Stepanishen.....	22
3	METODOLOGIA	27
3.1	Método da representação discreta.....	27
3.2	Simulação computacional do modelo de Zemanek	28
3.2.1	Apodização	30
3.2.2	Atenuação	33
3.2.3	Focalização	35
3.3	Simulação computacional do modelo de Stepanishen. Método da Resposta Impulsiva	36
3.4	Desenvolvimento do <i>software</i>	41
4	RESULTADOS E SIMULAÇÕES.....	47
4.1	Interface do programa	47
4.2	Simulações do campo acústico pelo modelo de Zemanek.....	48
4.3	Simulações do campo acústico pelo modelo de Stepanishen.....	68
5	DISCUSSÃO	77
6	CONCLUSÃO	83
7	BIBLIOGRAFIA	87
	APÊNDICE A PROGRAMAS EM MATLAB® PARA SIMULAÇÃO DO CAMPO ULTRASSÔNICO.....	93

1 INTRODUÇÃO

Ondas ultrassônicas são ondas mecânicas com frequência de vibração acima da faixa audível (20 Hz – 20 kHz) que se propagam em um determinado meio (água, ar, tecido biológico, etc.) sendo que cada material possui propriedades acústicas características como velocidade de propagação, atenuação e impedância acústica.

O ultrassom tem sido amplamente utilizado nas últimas décadas na obtenção de imagens médicas e em ensaios não destrutivos de materiais, por ser uma tecnologia de baixo custo, um método não invasivo e principalmente devido à sua característica não ionizante. Os equipamentos de ultrassom possibilitam a obtenção de imagens de órgãos internos em tempo real, sem a invasão dos tecidos, como também a sua caracterização analisando o comportamento das ondas ultrassônicas ao se propagarem por diferentes meios (MAIA, 1995).

Um equipamento de ultrassom básico é composto por um ou mais transdutores, por uma unidade de geração e transmissão de pulsos elétricos que excitarão o transdutor, uma unidade de recepção e amplificação dos sinais de eco captados, uma unidade de controle e processamento, utilizada para a configuração dos parâmetros da unidade de transmissão e de recepção e uma unidade de visualização dos resultados obtidos no processamento (WEBSTER, 1998).

O transdutor é o responsável por transformar os pulsos elétricos gerados pelo equipamento em ondas acústicas que irão se propagar pelo meio (tecido biológico, por exemplo), e também por receber os ecos dos pulsos emitidos e transformá-los em sinais elétricos que serão processados para que a imagem do meio seja reconstruída. O transdutor ultrassônico pode ser construído com um disco único de cerâmica piezolétrica como também com um conjunto de elementos piezolétricos em arranjos especiais (transdutores matriciais) (NICACIO, 2002).

A exigência com relação à qualidade e confiabilidade dos resultados produzidos por estes equipamentos é cada vez maior, e para que essas exigências sejam atendidas são necessários estudos para caracterização e análise do campo acústico produzido por transdutores ultrassônicos.

A caracterização e a modelagem do campo acústico destes transdutores são fundamentais para a interpretação dos sinais obtidos que representam a interação das ondas que produzem com o meio em que estas ondas são propagadas. Para a caracterização, existem diversos modelos matemáticos que descrevem o campo acústico com sua difração inerente e os resultados são comparados com o mapeamento real gerado pelos transdutores (NICACIO, 2002).

O entendimento do campo acústico gerado por um transdutor ultrassônico em função das suas características (diâmetro e frequência de ressonância, por exemplo), pode orientar na sua construção e caracterização, indicando se ele realmente possui as propriedades para as quais foi projetado e sugerindo modificações, se necessário, para que se comportem como o esperado.

A modelagem do campo consiste na determinação da pressão acústica em um determinado conjunto de pontos no espaço, resultante da vibração da superfície do transdutor, seja por meio de equações analíticas, em que se emprega a integração numérica e a convolução, ou por meio de aproximações numéricas (FORMIGONI, 2011). Essa modelagem pode ser feita através de modelos matemáticos e simulação computacional, por exemplo.

Os modelos matemáticos que descrevem o campo acústico foram bastante estudados e citados na literatura. Também existem programas disponíveis na internet que podem ser baixados gratuitamente e trabalham com simulação do campo, todavia, grande parte desses programas não possui seu código acessível, ou seja, não é possível alterá-lo. Alguns dos programas mais utilizados são o FIELD II (JENSEN, 2002a) o Ultrasim (HOLM, 2007) e o DREAM Toolbox (LINGVALL e PIWAKOWSKI, 2009); todos trabalham em ambiente MATLAB[®].

Neste trabalho foi desenvolvido um programa para simulação do campo acústico, considerando o transdutor plano, rígido, operando no modo transmissor e com geometrias circular, retangular e anelar. Dois métodos que descrevem o campo foram implementados para a simulação: o de Stepanishen (1970a, b e c), que apresenta o método da resposta impulsiva e o de Zemanek (1970), que considera a velocidade de vibração uniforme em toda a superfície do pistão. Dois modelos matemáticos foram utilizados, sendo

que o primeiro utiliza soluções analíticas para cada geometria de transdutor, para o cálculo da resposta impulsiva e da pressão; já o segundo utiliza o método de discretização, que considera a estrutura dividida em elementos de superfície ativa e permite a simulação de modelos mais precisos e genéricos que o modelo anterior.

A finalidade deste *software* é auxiliar no projeto de transdutores, pois será possível prever o comportamento do campo acústico antes da construção do transdutor e, também, didática, pois permitirá estudar e visualizar o campo acústico pelos diversos métodos que o descrevem.

No capítulo 2 são apresentados os fundamentos que descrevem o campo ultrassônico e os modelos teóricos propostos por Rayleigh, Schoch, King, Zemanek, Tupholme e Stepanishen para o cálculo da pressão em qualquer ponto do espaço a partir da face de um transdutor de ultrassom.

No capítulo 3 são descritos os métodos utilizados para as simulações computacionais do campo ultrassônico pelos modelos de Zemanek e Stepanishen. Também é apresentado como foi desenvolvida a interface do *software* e um resumo dos transdutores simulados.

No capítulo 4 são mostradas a interface e as simulações realizadas com o programa desenvolvido e os resultados são, então, discutidos no capítulo 5.

1.1 Objetivo

O objetivo deste trabalho foi o desenvolvimento de um *software* com interface gráfica, implementado em ambiente MATLAB[®], que permite simular o campo acústico de transdutores de ultrassom de diferentes configurações, utilizando dois modelos que descrevem o campo e o método matemático de discretização para a simulação computacional. O *software* também é capaz de simular transdutores com apodização e focalização em meios de propagação ideal ou com atenuação, e o resultado é mostrado em diversos modelos de gráfico. O programa tem seu código aberto para que futuramente seja possível complementá-lo com outros modelos de campo acústico e configurações de transdutor.

1.2 Revisão bibliográfica

A modelagem do campo acústico produzido por transdutores de ultrassom foi bastante estudada e descrita na literatura, sendo uma das primeiras investigações realizada por Lord Rayleigh (1945) ainda no século XIX, que desenvolveu equações que descrevem, na forma de integral, o fenômeno de propagação de ondas acústicas. Seus estudos eram direcionados a oscilações harmônicas de um pistão de forma arbitrária (TUPHOLME, 1969).

A partir destas equações surgiram diversos modelos que descrevem o campo acústico. Em 1960, Freedman apresentou um trabalho mostrando o campo acústico gerado por transdutores retangulares. Ao compará-los com os de geometria circular verificou que os transdutores retangulares produzem uma aproximação melhor de uma onda plana no campo próximo (FREEDMAN, 1960).

Ainda na década de 1960, Tupholme (1969) apresentou uma solução para o cálculo de pulsos de pressão produzidos por um pistão móvel fixado a um anteparo rígido. Ele ainda desenvolveu uma solução analítica para um pistão circular, entre outras geometrias, mas limitou a velocidade da face do pistão à função degrau.

Zemanek (1970) desenvolveu um método numérico para o cálculo do campo acústico de um transdutor, de geometria circular, considerando uniforme o movimento da face do pistão, e mostrou a distância em que ocorre a transição entre o campo próximo e o campo distante. No mesmo ano, em uma série de trabalhos, Stepanishen (1970a, b e c) desenvolveu um dos modelos mais utilizados até hoje, o método da resposta impulsiva, permitindo obter o potencial velocidade e o campo acústico dependentes do tempo, num ponto do espaço, resultantes do movimento impulsivo do pistão. Calcula-se então a resposta impulsiva usando uma transformação de coordenadas da fonte para o observador, obtendo-se uma expressão simples que é função de coordenadas espaciais e do tempo. Este modelo é baseado na integral de Rayleigh e na sua convolução com a função velocidade do pistão; e é adaptável a qualquer geometria de transdutor e também permite a utilização de funções de atraso de excitação e apodização.

Em 1973, Lockwood e Willette desenvolveram um método para o cálculo de uma solução analítica para o campo acústico próximo de transdutores de geometria retangular. No ano seguinte Robinson, Lees e Bess (1974), apresentaram uma resposta impulsiva exata do campo acústico para qualquer ponto do espaço para transdutores circulares. É mostrado que a maior parte da energia está confinada dentro do feixe com o mesmo diâmetro do transdutor e diminui monotonicamente fora desta região. Greenspan (1978) apresentou uma extensão sobre a teoria do cálculo do campo acústico para alguns outros casos, mostrando que problemas com condições de contorno em termos de velocidade são solucionados mais facilmente quando as condições de contorno estão enquadradas em termos da pressão. Hayman e Weight (1979) apresentaram um trabalho comparando as formas de onda do modelo teórico e de medições experimentais, utilizando transdutores circulares e retangulares no modo pulso-eco. Foram observadas a transmissão e a recepção de pulsos curtos em um alvo de pequenas dimensões e superfície plana e foram analisados diversos formatos de onda, colocando-se o alvo dentro e fora do eixo acústico do transdutor.

Harris (1981a e b) apresentou dois trabalhos, no primeiro é feita uma revisão dos modelos matemáticos que descrevem o campo acústico gerado pelo movimento de um pistão plano em um defletor rígido infinito, a integral de Rayleigh, integral de King, solução de Schoch e a integral da convolução. No segundo trabalho Harris apresenta um modelo teórico para calcular o potencial velocidade e o campo de pressão radiado por um pistão plano, fixado em um refletor rígido e infinito, com excitação arbitrária. O método é baseado no desenvolvimento de uma função de resposta impulsiva espacial que descreve o potencial velocidade, calculada sobre um ponto ou uma superfície finita para um transdutor com vibração uniforme ou não uniforme da sua superfície. No mesmo ano, Tjotta e Tjotta (1981), utilizando o método da resposta impulsiva desenvolvido por Stepanishen, avaliaram o campo acústico gerado por um pistão de geometria arbitrária e velocidade de vibração não uniforme, obtendo resultados analíticos. Também são obtidas expressões que mostram como a forma do pulso e da fonte influencia no direcionamento do campo distante.

Em um artigo publicado por Lasota, Salamon e Delannoy (1984), os autores mostram uma abordagem do método da resposta impulsiva adaptada para análise do campo

de diversos elementos de sistemas de imagem acústica como lentes acústicas, por exemplo, que devem ser tratadas em termos da difração acústica e não da radiação e introduzindo um atraso de tempo à onda transmitida.

Scarano *et al.* (1985) empregaram uma abordagem de convolução espacial para encontrar uma solução analítica para a resposta impulsiva de um transdutor retangular com vibração uniforme, diferente do modelo proposto por Stepanishen que considera a resposta impulsiva como uma função do tempo em um ponto fixo do campo. Ocheltree e Frizzell (1989) desenvolveram um método eficiente para o cálculo do campo acústico de fontes retangulares planas, dividindo-as em elementos retangulares, e acopladas a um refletor rígido. O método consiste em somar a contribuição da pressão em elementos retangulares suficientemente pequenos para que a aproximação do campo distante seja apropriada no ponto onde o campo será calculado.

Piwakowski e Delannoy (1989) descreveram o método da representação discreta para o cálculo do campo acústico para qualquer formato de pistão, velocidade e atrasado de excitação, dividindo a superfície do transdutor em pequenos elementos de área, e a pressão total em um ponto do campo é produzida pela soma das contribuições individuais de cada elemento nesse ponto. A precisão do cálculo depende apenas do número de elementos de área utilizado. Ainda Piwakowski com Sbai (1999) apresentaram um novo algoritmo no domínio do tempo, baseado na abordagem da resposta impulsiva espacial, para calcular o campo acústico, utilizando o método da representação discreta, aplicado para o cálculo do campo de transdutores multielementos (*array*). O modelo computacional, que se baseia no conceito de representação discreta, gera a resposta impulsiva do potencial velocidade do transdutor multielementos, não necessitando qualquer solução analítica e permitindo qualquer forma de excitação para a modelagem do campo. A exatidão do resultado depende da discretização temporal e espacial.

O trabalho publicado por San Emeterio e Ullate (1992) descreve expressões exatas para a resposta impulsiva do potencial velocidade e da pressão para transdutores de geometria retangular. Esta solução não exige o uso de métodos de superposição e baseia-se na condição de contorno do pistão rígido. No mesmo ano foi apresentado um método para o cálculo do campo acústico gerado por transdutores de qualquer formato e apodizados,

dividindo-se a superfície do transdutor em pequenos retângulos e somando suas respostas. Neste método pode-se controlar qualquer excitação do transdutor e a solução da onda contínua pode ser encontrada fazendo-se a transformada de Fourier (JENSEN e SVENDSEN, 1992).

A partir de 1996, Jensen publicou diversos trabalhos relacionados ao FIELD II, programa que ele desenvolveu para simulação do campo acústico. O programa tem como base o método de Tupholme-Stepanishen e é bem versátil, pois permite a simulação do campo para qualquer excitação e geometria de transdutor, operando em modo pulso-eco ou transmissor, apodização dinâmica e focalização e também possui uma interface gráfica no MATLAB® (JENSEN, 1996a). Jensen (1996b) desenvolveu uma nova abordagem para o cálculo do campo de transdutores de geometria arbitrária utilizando triângulos. Essa metodologia foi implementada e simulada com sucesso no programa FIELD II. No ano seguinte, foi apresentada uma nova metodologia para o cálculo da resposta impulsiva espacial, que mostra que a resposta pode ser encontrada pela intersecção da onda esférica projetada e os limites da abertura, podendo-se utilizar qualquer geometria de transdutor, rígido ou flexível e apodizado (JENSEN, 1997 e 1999a). Em trabalhos posteriores, Jensen e Nicolov (2000) mostraram um método de simulação rápida utilizando o FIELD II. Em 2002, uma abordagem para a simulação de imagens não lineares de ultrassom foi implementada, onde a difração, atenuação e propagação não linear são manipuladas individualmente (JENSEN *et al.*, 2002). Em outra publicação, Jensen (2004) fez a simulação de sistemas avançados de ultrassom e mais recentemente, ainda utilizando o FIELD II, Jensen, Baek e Willatzen (2010) investigaram a flexibilidade de se combinar um transdutor multicamadas de uma dimensão com o programa para a modelagem da resposta impulsiva do transdutor.

Em 1995, Holm (2007) desenvolveu um programa interativo e orientado por menus para simulação de campo ultrassônico, implementado em ambiente MATLAB®. O programa foi desenvolvido primeiramente para área de ultrassom médico, mas tem sido utilizado também para análise sonar e ensaios não destrutivos. Ele permite simular transdutores de diversas geometrias, *phased arrays*, *arrays* anelares, lineares, 1.5D e

bidimensionais, de superfícies planas ou curvas, em excitação contínua ou pulsada, com focalização eletrônica, apodização e atenuação do meio.

Em 2004, Lingvall e Piwakowski (2009) desenvolveram o DREAM (*Discrete REpresentation Array Modeling*) Toolbox, uma ferramenta que pode ser implementada em ambiente MATLAB[®] ou Octave, para simulação do campo ultrassônico gerado por transdutores mais simples até *arrays* arbitrários mais complexos, utilizando a aproximação numérica da representação discreta. O programa permite a análise do direcionamento e focalização do feixe ultrassônico e vem acompanhado de uma interface gráfica.

No trabalho de Nicacio (2002) é feita a simulação e o mapeamento de campos acústicos gerados por transdutores ultrassônicos. As simulações são feitas utilizando o modelo de Stepanishen e Zemanek e são comparadas com os resultados obtidos pelas medições de campo realizadas com hidrofones de larga área ativa (LAH – *Large Active Hydrophone*) e com mapeamento pontual (obtido com hidrofones pontuais). Albuquerque (2006) desenvolveu um novo método de simulação para o processamento de imagens ultrassônicas em modo B de alta eficiência computacional. O autor faz a modelagem do transdutor e do campo acústico e a pressão acústica é, então, obtida pela convolução entre os modelos. Estes trabalhos serão utilizados para a validação das simulações realizadas neste estudo.

Arnold e Pelá (2004) publicaram uma maneira simples de calcular o campo acústico de transdutores de geometria circular baseada no modelo de Stepanishen, encontrando uma solução analítica para o transdutor e apresentaram a programação em linguagem MATLAB[®].

Em um trabalho de 2007, Mast forneceu expressões analíticas de uma grande variedade de fontes simétricas retangulares para a modelagem do campo acústico, inclusive aberturas com focalização e várias formas de apodização utilizando aproximações de Fresnel (MAST, 2007).

Buiochi *et al.* (2011) publicaram um artigo mostrando a modelagem do campo acústico radiado por transdutores multielementos utilizando a resposta impulsiva do potencial velocidade e o método da representação discreta, que permite o cálculo para geometrias mais complexas. Foi utilizada a solução exata do pistão plano para analisar o

custo computacional referente à solução discreta; o tempo requerido para diferentes casos de discretização foi comparado com o obtido pela solução exata e, como esperado, com discretizações espacial e temporal mais elevadas, o tempo de processamento foi maior.

Cheng *et al.* (2011) desenvolveram um novo algoritmo simples e exato para calcular a resposta impulsiva espacial de transdutores planos retangulares, envolvendo apenas funções trigonométricas elementares e um conjunto de operações simples. Este método é uma implementação exata da integral de Rayleigh sem qualquer aproximação de campo distante.

2 MODELOS TEÓRICOS PARA CÁLCULO DO CAMPO ACÚSTICO

O campo acústico pode ser entendido como a distribuição espacial de pressão gerada por um transdutor e apresenta duas regiões ao longo do seu eixo de propagação. Uma é o campo que fica limitado às proximidades do transdutor, denominada região de campo próximo (*nearfield region*) ou região de difração de Fresnel. E a outra região é a de campo distante (*farfield region*) ou região de Fraunhofer. Na região de campo próximo ocorre superposição entre as ondas geradas na borda do transdutor e as ondas geradas por toda a face do transdutor (ondas diretas ou “planas”) e não há divergência do feixe ultrassônico. Estas ondas podem interagir construtivamente ou destrutivamente, pois podem apresentar amplitude e fase diferentes. Na região de campo distante o campo é divergente e a diferença de fase entre as ondas de borda e direta é menos preponderante e elas interagem construtivamente formando uma frente de onda quase plana que, à medida que vai se distanciando da fonte, é atenuada ao se propagar pelo meio acústico (MAIA, 1995).

A figura 2.1 mostra quando as regiões de campo próximo e de campo distante se separam ao longo do eixo axial de um transdutor circular, onde o ângulo de divergência do feixe na região de campo distante é dado por: $\theta = \text{sen}^{-1}(0,61 \lambda / a)$, a é o raio do transdutor e λ é o comprimento de onda ultrassônica. Segundo Zemanek (1970) a transição entre o campo próximo e distante ocorre a uma distância $z = 0,75 a^2 / \lambda$.

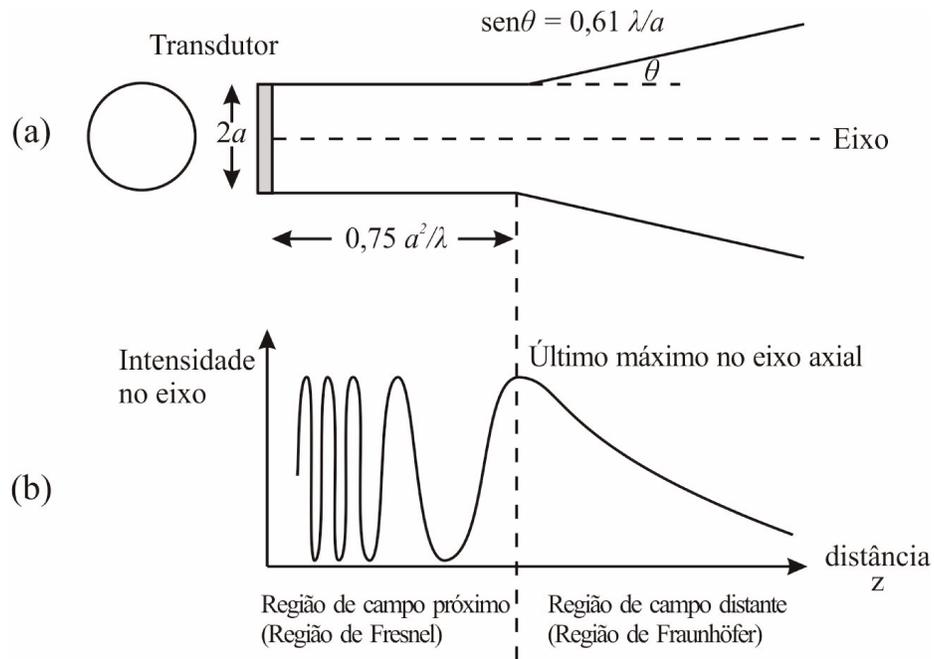


Figura 2.1 – (a) Seção longitudinal através do feixe ultrassônico produzido por um transdutor circular de raio a . (b) Variação da intensidade de pressão ao longo do eixo axial do transdutor (modificado de MAIA, 1995).

Existem basicamente dois tipos de ondas em um meio físico, ondas longitudinais e de cisalhamento. As ondas longitudinais são aquelas em que as partículas se deslocam na mesma direção de propagação de uma onda, e as ondas de cisalhamento as partículas se deslocam perpendicularmente à direção da onda acústica. Neste trabalho são consideradas apenas as ondas longitudinais para as simulações. O meio de propagação também é considerado isotrópico (possui as mesmas propriedades físicas em todas as direções), invíscido (sem viscosidade), perfeitamente elástico (não sofre deformações permanentes) e com velocidade de propagação das ondas acústicas constante.

O campo acústico, produzido por uma fonte irradiadora vibrando num anteparo rígido infinito, tem recebido destaque na literatura devido à sua importância na análise de uma variedade de sistemas acústicos (HARRIS, 1981a). Existem diversos modelos matemáticos para a determinação do campo acústico como: a Integral de Superfície de Rayleigh (HARRIS, 1981a; RAYLEIGH, 1945), a Solução de Tupholme (TUPHOLME, 1969), a Solução de Zemanek (ZEMANEK, 1970), a Solução de Schoch (HARRIS, 1981a) e a Solução de Stepanishen (Método da Convolução) (HARRIS, 1981a; LOCKWOOD &

WILLETE, 1973; STEPANISHEN, 1970a, b e c). A seguir são apresentados alguns desses modelos, partindo da Integral de Superfície de Rayleigh.

2.1 Integral de Rayleigh

Uma das primeiras investigações sobre a perturbação acústica, causada num fluido pelo movimento de um pistão acoplado a um anteparo rígido, foi realizada por Rayleigh no século XIX. Seus estudos eram direcionados a oscilações harmônicas de um pistão de forma arbitrária (TUPHOLME, 1969).

A equação 2.1 mostra a Integral de Rayleigh (1945) que define o potencial velocidade como sendo uma função do tempo e do espaço, e a equação 2.2 mostra a integral no domínio do espaço e da frequência pela sua transformada de Laplace.

$$\phi(\vec{r}, t) = \int_S \frac{v_n(\vec{r}_1, t - R/c_0)}{2\pi R} dS \quad (2.1)$$

$$\Phi(\vec{r}, s) = \int_S \frac{V_n(\vec{r}_1, s) e^{-sR/c_0}}{2\pi R} dS \quad (2.2)$$

As equações 2.1 e 2.2 expressam o potencial velocidade no ponto P da figura 2.2 produzido pelo movimento de um pistão em um meio homogêneo, isotrópico e sem perdas, onde o formato deste pistão é definido por uma superfície S localizada no plano $z = 0$, $R = |\vec{r} - \vec{r}_1|$ é a distancia entre um ponto do espaço e um elemento ativo do transdutor e c_0 é a velocidade de propagação do meio. A velocidade do pistão está na direção normal ao plano da fonte e é descrita pela função $v_n = (\vec{r}_1, t)$ ou por sua transformada de Laplace $V_n = (\vec{r}_1, s)$. Conhecido o potencial velocidade, a pressão $p(\vec{r}, t)$ pode ser obtida pela equação 2.3, onde ρ é a densidade do meio.

$$p(\vec{r}, t) = \rho \frac{\partial}{\partial t} \phi(\vec{r}, t) \quad (2.3)$$

A propagação da onda acústica é considerada um processo praticamente adiabático onde os deslocamentos das partículas são pequenos, de forma que também sejam pequenas as variações de densidade do meio (KINSLER *et al.*, 1982).

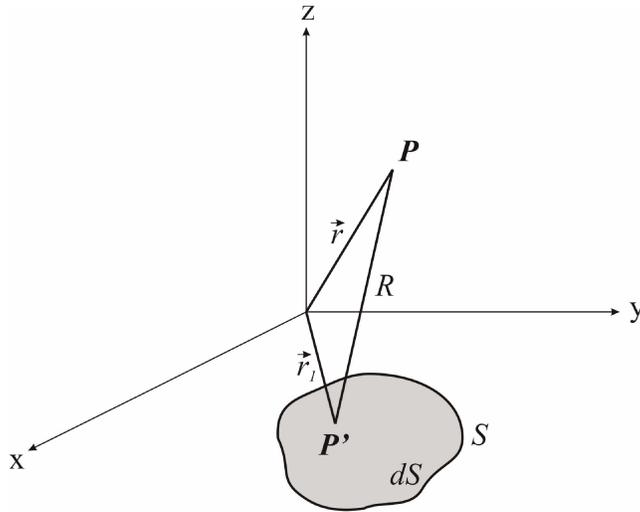


Figura 2.2 – Geometria de um pistão plano de forma arbitrária situado no plano $z = 0$ e sistema de coordenadas para Integral de Rayleigh.

Fisicamente, a Integral de Rayleigh é uma confirmação do princípio de Huygens como explicado por Fresnel, que para uma superfície plana vibrante todo ponto pode ser considerado como uma fonte de ondas esféricas irradiantes, e o campo em um ponto qualquer pode ser calculado pela superposição dessas ondas. O conceito de Huygens-Fresnel foi formulado analiticamente por Helmholtz e Kirchhoff, e a Integral de Rayleigh é um caso especial da solução de Helmholtz-Kirchhoff na qual a fonte de radiação é plana (HARRIS, 1981a).

2.2 Integral de King

Considerando um pistão de geometria circular e velocidade de vibração uniforme, e utilizando o método da separação de variáveis, a solução da equação de Helmholtz, descrita por King em 1934, em coordenadas cilíndricas:

$$\nabla^2 \Phi(r, \theta, z) + k^2 \Phi(r, \theta, z) = 0 \quad (2.4)$$

onde $k = 2\pi/\lambda = \omega/c_0$ é o número de onda e $\lambda = c_0/f$ é o comprimento de onda, é dada por (HARRIS, 1981a):

$$\Phi(r, \theta, z) = \sum_{m,n} A_{mn} J_m(\alpha_{mn} r) \cos(m\theta) e^{-\beta_{mn} z} \quad (2.5)$$

As constantes de separação estão relacionadas por:

$$l_{mn}^2 = k^2 - \alpha_{mn}^2 \quad (2.6)$$

É utilizada uma função de Bessel de primeira espécie porque são consideradas apenas soluções finitas. O potencial velocidade é expresso como uma função de coordenadas cilíndricas como mostra a figura 2.3. Uma vez que há uma fronteira em $z = \infty$, o conjunto de autovalores é contínuo e uma integral pode substituir a somatória:

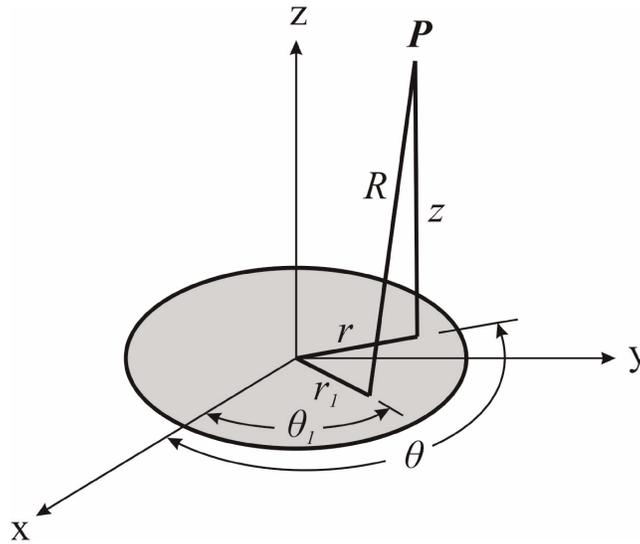


Figura 2.3 – Geometria da integral de King de um pistão circular (modificado de HARRIS, 1981a).

$$\Phi(r, \theta, z) = \int_0^{\infty} \frac{\alpha A(\alpha)}{\mu} J_m(\alpha r) e^{-\mu z} \cos(m\theta) d\alpha \quad (2.7)$$

onde $\mu = j l_{mn}$ e $\mu^2 = \alpha^2 - k^2$.

Então, determina-se o coeficiente funcional $A(\alpha)$ pela introdução da condição de contorno $z = 0$. Utilizando a função v_o para representar a distribuição da velocidade do pistão, tem-se:

$$\frac{-\partial \Phi(r_1, \theta_1, 0)}{\partial z} = v_o(r_1, \theta_1) H(a - r_1) \quad (2.8)$$

de onde:

$$\cos(m\theta_1) \int_0^{\infty} A(\alpha) J_m(\alpha r_1) \alpha d\alpha = v_o(r_1, \theta_1) H(a - r_1) \quad (2.9)$$

H é uma função degrau unitário de Heaviside. Se a velocidade $v_o(r_1, \theta_1)$ for expressa como $v_o(r_1, \theta_1) \cos(m\theta_1)$, então $A(\alpha)$ pode ser encontrada pela transformada de Hankel (Fourier-Bessel):

$$A(\alpha) = \int_0^a r_1 v_o(r_1) J_m(\alpha r_1) \alpha dr_1 \quad (2.10)$$

Ainda são possíveis duas simplificações. Se a velocidade do pistão é considerada apenas uma função da distância radial ($m = 0$), então as equações 2.7 e 2.10 se tornam:

$$\Phi(r, z) = \int_0^\infty \frac{\alpha A(\alpha)}{\mu} J_o(\alpha r) e^{-\mu z} d\alpha \quad (2.11)$$

$$A(\alpha) = \int_0^a r_1 v_o(r_1) J_o(\alpha r_1) dr_1 \quad (2.12)$$

E se a velocidade do pistão é uniforme, $v_o(r_1) = v$, então:

$$A(\alpha) = v \int_0^a r_1 J_o(\alpha r_1) dr_1 = \frac{av J_1(\alpha a)}{\alpha} \quad (2.13)$$

$$\Phi(r, z) = av \int_0^\infty \frac{e^{-\mu z}}{\mu} J_o(\alpha r) J_1(\alpha a) d\alpha \quad (2.14)$$

A equação 2.14 é conhecida na literatura como a integral de King (HARRIS, 1981a).

Greenspan obteve a integral de Rayleigh, de maneira reversa, utilizando as equações 2.11 e 2.12, onde a velocidade do pistão não é uniforme, mas tem simetria radial (HARRIS, 1981a).

2.3 Solução de Schoch

Sete anos depois do trabalho de King, Schoch publicou uma solução para o campo, que consiste na transformação da integral de superfície de Rayleigh em uma integral de linha, por meio de uma mudança da origem do sistema de coordenadas que define o elemento de superfície dS . A nova origem situa-se no ponto de projeção do ponto P do campo no plano $z = 0$. Pela figura 2.4, a equação 2.2 pode ser escrita:

$$\Phi(\vec{r}) = \int_0^{\theta_1} \int_{\rho_1(\theta)}^{\rho_2(\theta)} v_o \frac{e^{-jkR(\theta)}}{2\pi R(\theta)} \rho d\rho d\theta \quad (2.15)$$

onde $R^2(\theta) = \rho_0^2(\theta) + z^2$.

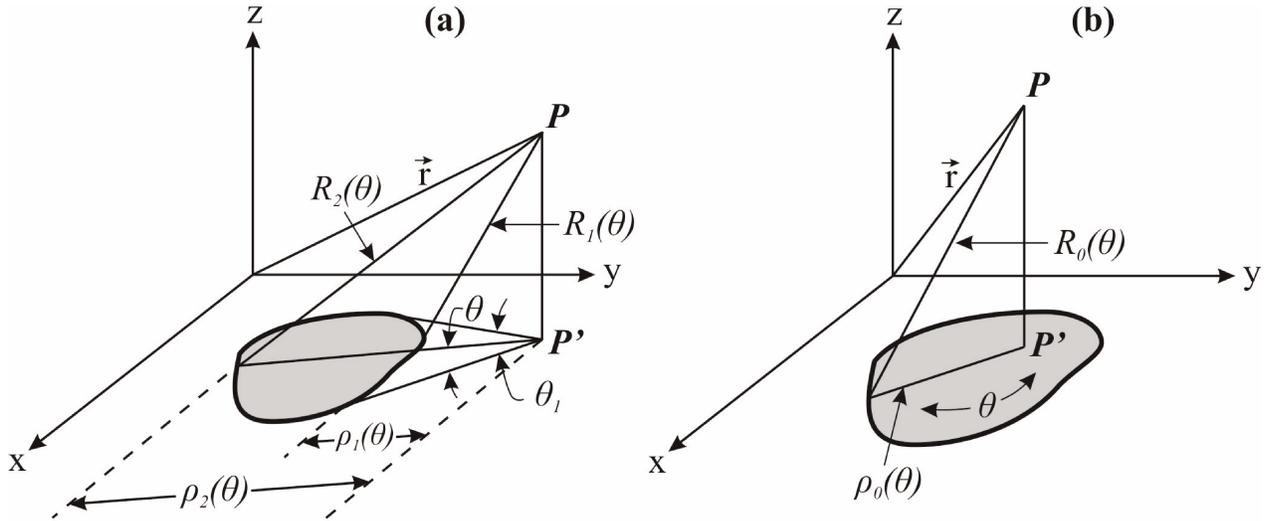


Figura 2.4 – Geometria do pistão para a solução de Schoch. (a) Projeção do ponto do campo fora dos limites do pistão (região I); (b) projeção do ponto dentro dos limites do pistão (região II) (modificado de HARRIS, 1981a).

Assumindo que a função velocidade do pistão na equação 2.2 está na forma separável:

$$V_n(\vec{r}_1, s) = v_\sigma V(s) \quad (2.16)$$

onde v_σ representa a distribuição espacial de velocidade da fonte e $V(s)$ é a transformada de Laplace da forma de onda de velocidade do pistão. Através de uma mudança de variável de ρ para R , encontra-se que $\rho d\rho = R dR$ e:

$$\Phi(\vec{r}) = \int_0^{\theta_1} \int_{R_1(\theta)}^{R_2(\theta)} v_\sigma \frac{e^{-jkR(\theta)}}{2\pi} dR d\theta \quad (2.17)$$

Se v_σ é uniforme, a integral interna pode ser calculada:

$$\Phi(\vec{r}) = \frac{1}{2\pi j k} \left[\int_0^{\theta_1} e^{-jkR_1(\theta)} d\theta - \int_0^{\theta_1} e^{-jkR_2(\theta)} d\theta \right] \quad (2.18)$$

A equação 2.18 é a solução de Schoch para o cálculo do potencial velocidade em um ponto do campo, cuja projeção no plano $z = 0$ situa-se fora da fronteira da fonte. Se o ponto P' está dentro da fonte, então $R_1(\theta) = z$, $\theta_1 = 2\pi$ e $R_2(\theta)$ é representado por $R(\theta)$, como mostra a figura 2.4b, e a equação se torna:

$$\Phi(\vec{r}) = \frac{1}{jk} \left[e^{-jkz} - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{-jkR(\theta)} d\theta \right] \quad (2.19)$$

Fisicamente, as equações 2.18 e 2.19 significam que se as duas regiões representadas por equações são chamadas de região I e II, respectivamente, então a região II compreende a “imagem geométrica” diretamente em frente à fonte. Nesta região o campo é a soma de uma onda plana e uma onda de fase invertida originada da borda da fonte. Na região I apenas a onda de borda está presente, e as contribuições da borda próxima da fonte possuem fase oposta daquelas da borda distante. Deve-se observar que a equação de onda não permite soluções descontínuas, onde há uma queda abrupta para 0. Para compensar, a onda de borda da fonte passa por uma mudança de fase de 180° , fazendo com que o campo na transição da região I para a região II seja contínuo (HARRIS, 1981a).

Kozina e Makarov foram os primeiros a utilizar a solução de Schoch para chegar a uma solução para a pressão no domínio do tempo em qualquer ponto nas regiões I e II, devido a um pistão de velocidade arbitrária (HARRIS, 1981a). Ao introduzir a equação 2.2 e a equação 2.16 (com $v_\sigma = 1$) na equação 2.18, para a região I o resultado é:

$$\Phi(\vec{r}, s) = \frac{c_0 V(s)}{2\pi s} \left[\int_0^{\theta_1} e^{-sR_1(\theta)/c_0} d\theta - \int_0^{\theta_1} e^{-sR_2(\theta)/c_0} d\theta \right] \quad (2.20)$$

Para pontos na região II, a equação análoga à equação 2.19 é:

$$\Phi(\vec{r}, s) = \frac{c_0 V(s)}{s} \left[e^{-sz} - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{-sR(\theta)/c_0} d\theta \right] \quad (2.21)$$

Substituindo as equações 2.20 e 2.21 na equação 2.22 abaixo,

$$P(\vec{r}, s) = \rho s \Phi(\vec{r}, s) \quad (2.22)$$

e então resolvendo a transformada inversa de Laplace, as seguintes expressões para a pressão nas regiões I e II são obtidas, respectivamente:

$$p(\vec{r}, t) = \frac{\rho c_0}{2\pi} \left[\int_0^{\theta_1} v\left(t - \frac{R_1(\theta)}{c_0}\right) d\theta - \int_0^{\theta_1} v\left(t - \frac{R_2(\theta)}{c_0}\right) d\theta \right] \quad (2.23)$$

$$p(\vec{r}, t) = \rho c_0 v\left(t - z/c_0\right) d\theta - \frac{\rho c_0}{2\pi} \int_0^{2\pi} v\left(t - \frac{R(\theta)}{c_0}\right) d\theta \quad (2.24)$$

Estas equações evidenciam as contribuições das ondas plana e de borda. Pode-se notar também pela equação 2.24 que no eixo de uma fonte circular, as ondas plana e de borda terão a mesma forma que a velocidade do pistão, mas a onda de borda terá polaridade invertida (HARRIS, 1981a).

2.4 Solução de Zemanek

A pressão acústica gerada pela vibração do pistão em qualquer ponto do campo pode ser calculada a partir da Integral de Rayleigh, que determina o potencial velocidade ϕ , da sua relação com a pressão acústica p (equação 2.3) e definindo-se a função velocidade do pistão $v_n = (\vec{r}, t)$. A principal simplificação deste método é considerar uniforme o movimento da face do pistão, tornando a velocidade da face uma função independente da posição, ou seja, $v_n = (\vec{r}, t)$ é simplificada para $v_n = (t)$, e que esta função é senoidal (equação 2.25, na forma exponencial), correspondendo ao movimento harmônico simples, onde u_0 é a amplitude de pico da velocidade do pistão (NICACIO, 2002).

$$v_n(t) = u_0 e^{j\omega t} \quad (2.25)$$

Substituindo esta função na equação 2.1, pode-se expressar o potencial velocidade em função do tempo e da posição \vec{r} do campo através da equação 2.26.

$$\phi(\vec{r}, t) = \int_S \frac{u_0 e^{j\omega(t-R/c_0)}}{2\pi R} dS \quad (2.26)$$

$$\phi(\vec{r}, t) = \frac{u_0}{2\pi} \int_S \frac{e^{j(\omega t - kR)}}{R} dS$$

A pressão no ponto P será a soma das contribuições individuais de cada elemento de área dS do transdutor e pode ser determinada pela equação 2.27:

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

$$p(\vec{r}, t) = \rho \frac{u_o}{2\pi} \frac{\partial}{\partial t} \int_s \frac{e^{j(\omega t - kR)}}{R} dS \quad (2.27)$$

$$p(\vec{r}, t) = \frac{j u_o \rho c_0 k}{2\pi} \int_s \frac{e^{j(\omega t - kR)}}{R} dS$$

Devido à simetria radial do modelo utilizado, no caso de um transdutor circular, pode-se adotar um sistema de coordenadas cilíndricas para calcular a pressão acústica. O novo sistema de coordenadas é mostrado na figura 2.5 e a expressão para o cálculo da pressão é dada pela equação 2.28.

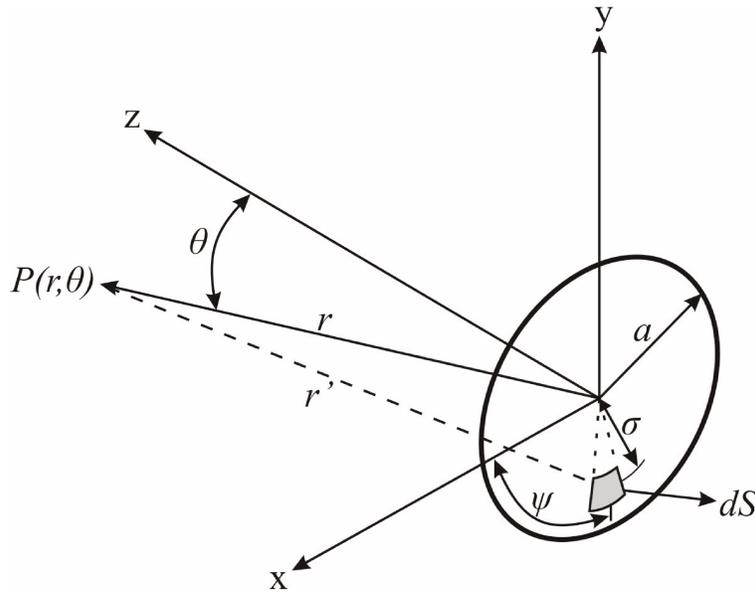


Figura 2.5 – Sistema de coordenadas cilíndricas (modificado de ZEMANEK, 1970).

$$p(\vec{r}, t) = \frac{j u_o \rho c_0 k}{2\pi} \int_0^a \sigma d\sigma \int_0^{2\pi} \frac{e^{j(\omega t - kr')}}{r'} d\psi \quad (2.28)$$

$$\text{sendo } r' = (r^2 + \sigma^2 - 2r\sigma \text{sen}\theta \cos\psi)^{1/2} \quad (2.29)$$

onde r' é a distância do elemento de área dS ao ponto P .

O modelo de Zemanek é restrito a campos de ondas contínuas e oscilações de pequena amplitude.

2.5 Solução de Tupholme

Tupholme (1969) apresenta uma solução para o cálculo de pulsos de pressão produzidos por um pistão móvel fixado a um anteparo rígido e sua borda definida por uma curva fechada Γ . Inicialmente, o pistão e o anteparo estão no mesmo plano, e no instante $t=0$, um pulso é gerado no meio pelo movimento inicial do pistão. O sistema de coordenadas cartesianas (x, y, z) é definido em relação à origem localizada no interior da posição inicial de Γ , sendo o eixo z perpendicular à superfície do pistão S , como mostra a figura 2.6. O movimento do pistão é especificado por sua velocidade $v(t)$ na direção positiva de z e o pulso é descrito pelo potencial velocidade ϕ em função de x, y, z e t .

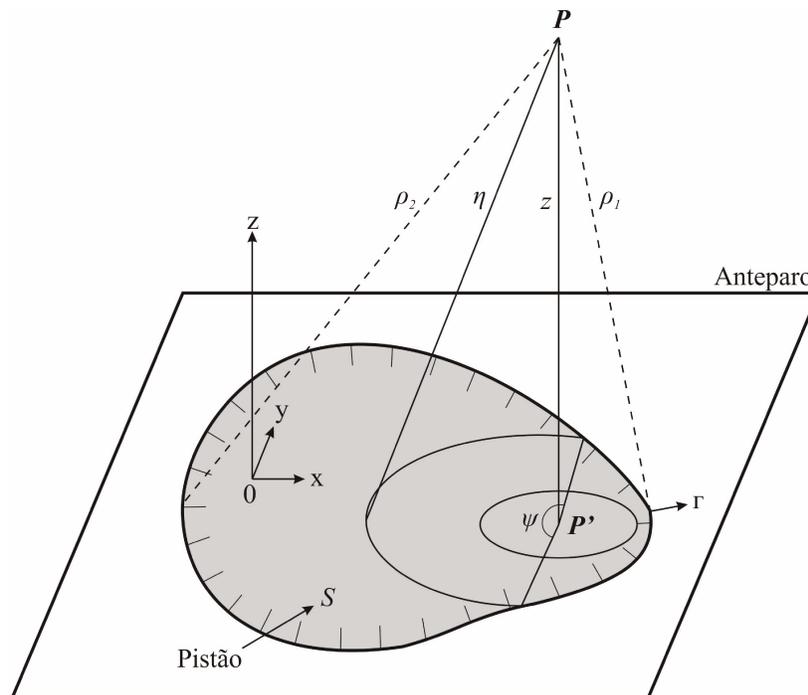


Figura 2.6 – Geometria de um pistão delimitado por uma curva fechada (modificado de TUPHOLME, 1969).

O potencial velocidade satisfaz o seguinte problema de condição de contorno inicial:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \quad \text{para } z > 0, t \geq 0 \quad (2.30)$$

$$\phi = 0, \frac{\partial \phi}{\partial t} = 0 \quad \text{para } z \geq 0 \text{ em } t = 0 \quad (2.31)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \begin{cases} v(t) & \text{para pontos dentro de } \Gamma, t \geq 0, \text{ em } z = 0 \\ 0 & \text{para pontos fora de } \Gamma, t \geq 0, \text{ em } z = 0 \end{cases} \quad (2.32)$$

Para se resolver este problema de condição de contorno, Tupholme sugere a utilização da função de Green dada pela equação 2.33, onde $P(x, y, z)$ é um ponto e $\eta = \{(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2\}^{1/2}$ é a distância de P a um ponto fixo no meio $P'(x', y', z')$, e H é a função unitária de Heaviside.

$$G(\eta, t) = -v(t - \eta / c_0)H(t - \eta / c_0) / 2\pi\eta \quad (2.33)$$

Integrando a função de Green da equação 2.33 sobre a região do anteparo ocupada pelo pistão, encontra-se que o problema das equações 2.30, 2.31 e 2.32 possui a solução formal da equação 2.34.

$$\phi(x, y, z, t) = -\frac{1}{2\pi} \iint_S \frac{1}{\eta} v(t - \eta / c_0) H(t - \eta / c_0) dx' dy' \quad (2.34)$$

Tupholme desenvolveu a solução analítica para um pistão circular, entre outras geometrias, mas limitou a velocidade $v(t)$ da face do pistão à função degrau (NICACIO, 2002).

2.6 Solução de Stepanishen

Em uma série de trabalhos, Stepanishen (1970a, b e c) desenvolveu o método da resposta impulsiva, para algumas geometrias de pistões, como sendo o potencial velocidade dependente do tempo num ponto do espaço, resultante do movimento impulsivo do pistão. A resposta impulsiva, que pode ser expressa como uma integral de superfície, é então calculada usando uma transformação de coordenadas da fonte para o observador, obtendo como resultado uma simples expressão, em função de coordenadas espaciais e do tempo para qualquer formato de pistão.

Usando a aproximação da função de Green $g(\vec{r}, t | \vec{r}_0, t_0)$, Stepanishen descreve o potencial velocidade, como mostra a equação 2.35.

$$\phi(\vec{r}, t) = \int_0^t v_n(t_0) \int_S g(\vec{r}, t | \vec{r}_0, t_0) dt dS \quad (2.35)$$

Nesta equação, a velocidade de vibração do pistão v_n é considerada constante em toda sua face, não depende da posição \vec{r} . A função de Green para este problema é conhecida e expressa pela equação 2.36.

$$g(\vec{r}, t | \vec{r}_0, t_0) = \frac{1}{2\pi} \frac{\delta(t - t_0 - R/c_0)}{R} \quad (2.36)$$

Substituindo a equação 2.36 na equação 2.35 obtém-se a equação 2.37 para o potencial velocidade.

$$\phi(\vec{r}, t) = \int_0^t v_n(t_0) \int_S \frac{\delta(t - t_0 - R/c_0)}{2\pi R} dt dS \quad (2.37)$$

Se a equação 2.37 é primeiramente integrada no tempo, o resultado é a integral de Rayleigh para o potencial velocidade em função do tempo, como mostra a equação 2.38.

$$\phi(\vec{r}, t) = \int_S \frac{v_n(t - R/c_0)}{2\pi R} dS \quad (2.38)$$

Alternativamente, a equação 2.37 pode ser calculada desenvolvendo primeiramente a integral de superfície. O potencial velocidade pode ser, então, expresso como a convolução da velocidade v_n da face do pistão com a resposta impulsiva do pistão $h(\vec{r}, t)$, em um ponto localizado na posição \vec{r} (equações 2.39 e 2.40).

$$\phi(\vec{r}, t) = v_n(t_0) * h(\vec{r}, t) \quad (2.39)$$

$$h(\vec{r}, t) = \int_S \frac{\delta(t - R/c_0)}{2\pi R} dS \quad (2.40)$$

Sabendo a função da resposta impulsiva, é possível calcular o potencial velocidade $\phi(\vec{r}, t)$ a partir da especificação da velocidade do pistão, também é possível determinar a pressão acústica pela equação 2.3, sendo descrita pela equação 2.41.

$$p(\vec{r}, t) = \rho \frac{\partial}{\partial t} \int_{-\infty}^{+\infty} h(\vec{r}, t - \tau) \cdot v_n(\tau) d\tau$$

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

$$\begin{aligned}
 p(\vec{r}, t) &= \rho \dot{h}(\vec{r}, t) * v_n(t) \\
 p(\vec{r}, t) &= \rho h(\vec{r}, t) * \dot{v}_n(t)
 \end{aligned}
 \tag{2.41}$$

onde $\dot{h}(\vec{r}, t) = \frac{\partial}{\partial t} h(\vec{r}, t)$ e $\dot{v}_n(t) = \frac{\partial}{\partial t} v_n(t)$.

Para resolver essa integral, encontra-se primeiramente a função da resposta impulsiva $h(\vec{r}, t)$ para cada ponto em que se deseja calcular o campo acústico. Pode-se determinar a função da resposta impulsiva em qualquer instante de tempo, considerando que a pressão $p(\vec{r}, t)$ é constituída pela contribuição de todos os elementos dL na face do transdutor, equidistantes do ponto $Q(\vec{r})$, para um determinado instante de tempo, formando um arco circular na face do pistão (figura 2.7) (COSTA, 1989; NICACIO, 2002).

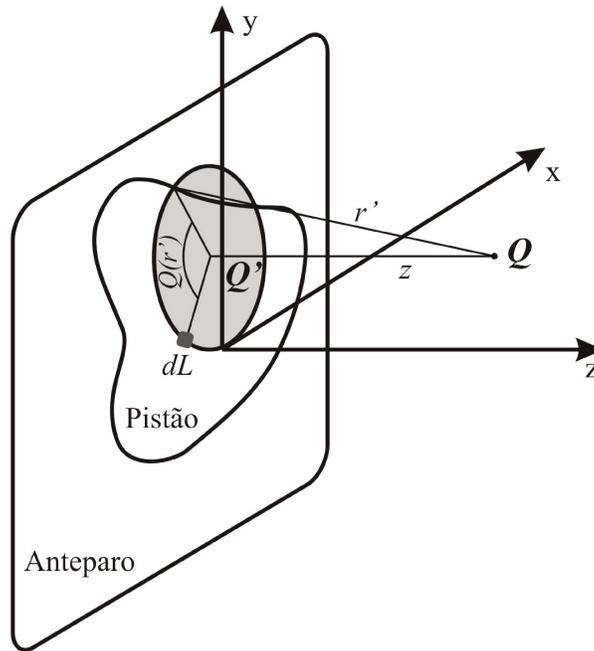


Figura 2.7 – Geometria utilizada para calcular a função resposta impulsiva no ponto Q (modificado de COSTA, 1989).

A projeção do ponto $Q(\vec{r})$ no plano xy é indicada pelo ponto $Q'(x, y, 0)$, que é o centro do arco circular de raio L formado pelos pontos do plano xy equidistantes do ponto do campo $Q(\vec{r})$. Considerando $\Omega(r')$ o ângulo formado pelo arco circular no ponto $Q'(x, y, 0)$, o elemento de área dS pode ser determinado pela equação 2.42.

$$\begin{aligned}
r'^2 &= L^2 + z^2 \\
dr' &= (L/r')dL \\
dS &= \Omega(r')LdL = \Omega(r')r'dr'
\end{aligned}
\tag{2.42}$$

Substituindo a equação 2.42 na equação 2.40, a resposta impulsiva agora é dada pela equação 2.43.

$$\begin{aligned}
h(\vec{r}, t) &= \frac{c_0}{\pi} \Omega(c_0 t), \text{ se } r_1 < c_0 t < r_2 \text{ e} \\
h(\vec{r}, t) &= 0, \quad \text{caso contrário}
\end{aligned}
\tag{2.43}$$

onde r_1 e r_2 são as distâncias da borda mais próxima e mais distante do pistão ao ponto espacial de interesse, como pode ser visto na figura 2.8.

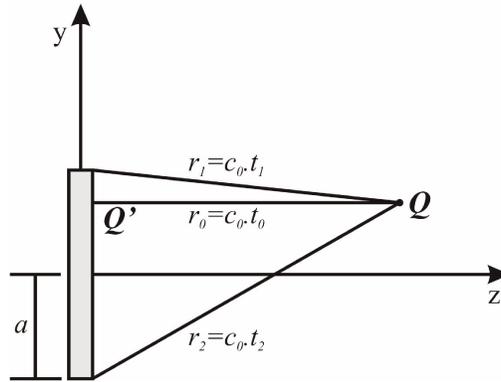


Figura 2.8 – Geometria de um pistão circular de raio a (modificado de COSTA, 1989).

Como a função da resposta impulsiva depende tanto da geometria do pistão quanto do tempo, ela dever ser calculada para cada ponto onde se deseja encontrar o campo acústico. A equação 2.44 apresenta a expressão para o cálculo da função da resposta impulsiva de transdutores circulares, separada em duas regiões: $y < a$ e $y \geq a$.

Para $y < a$

$$\begin{aligned}
h(\vec{r}, t) &= 0 && \text{para } t < t_0 \text{ e } t > t_2 \\
&= c_0 && \text{para } t_0 < t < t_1 \\
&= \frac{c_0}{\pi} \cos^{-1} \left\{ \frac{(c_0 t)^2 - z^2 + y^2 - a^2}{2y[(c_0 t)^2 - z^2]^{1/2}} \right\} && \text{para } t_1 < t < t_2
\end{aligned}$$

Para $y \geq a$

$$h(\vec{r}, t) = 0$$

para $t < t_1$ e $t > t_2$

$$= \frac{c_0}{\pi} \cos^{-1} \left\{ \frac{(c_0 t)^2 - z^2 + y^2 - a^2}{2y[(c_0 t)^2 - z^2]^{1/2}} \right\}$$

para $t_1 < t < t_2$

onde:

$$t_0 = z / c_0$$

$$t_1 = \frac{1}{c_0} [z^2 + (y - a)^2]^{1/2} \tag{2.44}$$

$$t_2 = \frac{1}{c_0} [z^2 + (y + a)^2]^{1/2}$$

Depois de conhecida a função da resposta impulsiva, encontra-se a função velocidade de vibração da face do pistão e, então, calcula-se sua derivada $\dot{v}_n(t)$. A densidade do meio multiplica pela convolução entre estas duas funções corresponde à variação de pressão no ponto Q .

3 METODOLOGIA

Neste trabalho foi desenvolvido o FSIM, um *software* que trabalha em ambiente MATLAB[®] para a simulação computacional do campo acústico de transdutores de ultrassom por dois modelos, o modelo de Zemanek utilizando o método da representação discreta, e o modelo de Stepanishen que foi implementado encontrando-se a resposta impulsiva através de uma solução analítica de cada geometria do transdutor.

Inicialmente, foram desenvolvidas rotinas no MATLAB[®] dos modelos propostos, com a finalidade de validá-los. Em seguida, foi construída uma interface gráfica para o programa, para facilitar sua utilização por qualquer usuário que deseje visualizar o campo acústico de determinado transdutor. Por conseguinte, as rotinas foram anexadas à interface do programa através de funções, de forma a poder trabalhar com os dados de entrada do *software*.

3.1 Método da representação discreta

Para as simulações do campo acústico realizadas pelo método de Zemanek foi implementado o método da representação discreta. Esta aproximação numérica tende à solução analítica e consiste na discretização do domínio, ou seja, na divisão do domínio de integração em um número finito de pontos, tornando o que era contínuo em discreto.

A divisão do domínio do problema em pontos ou elementos é uma aproximação e implica que o conjunto do comportamento unitário de cada elemento determina completamente o comportamento de todo o domínio.

Uma grande vantagem deste método é a capacidade de calcular o campo acústico de pistões de geometria arbitrária, tanto de elemento único como multielementos. A precisão dos resultados é limitada apenas pelo número de elementos utilizado na discretização temporal e espacial adotados para modelar o campo e a abertura do transdutor (PIWAKOWISKI e DELANNOY, 1989). Quanto maior for a discretização utilizada, ou seja, quanto maior o número de pontos definidos, maior será a exatidão do campo simulado, porém, com custo computacional mais alto e maior demanda de tempo de

processamento. A discretização torna-se computacionalmente ineficiente quando devem ser discretizadas estruturas de transdutores muito grandes, ou ainda quando a precisão das simulações exige muitos elementos discretos, como é o caso de simulações de campo acústico de frequências elevadas. Esta é a maior barreira na implementação da representação discreta.

A estimativa do campo acústico a partir do método descrito é realizada primeiramente discretizando o espaço nas três dimensões (utilizando coordenadas retangulares) em um número finito de pontos, com amostragem suficiente para limitar erros de quantização e satisfazer o teorema de Nyquist¹. Para isso, é admitida uma resolução espacial de pelo menos meio comprimento de onda ($\lambda/2$) do sinal de excitação (para transdutores com superfície ativa de dimensões muito maiores que o comprimento de onda) (ALBUQUERQUE, 2006). Em seguida, é feita a discretização da face do transdutor em diversos elementos de superfície ativa, utilizando a mesma resolução, e a pressão acústica total, em um determinado ponto do espaço, é produzida pela somatória da contribuição individual de cada um desses elementos.

3.2 Simulação computacional do modelo de Zemanek

Uma das principais vantagens do modelo de Zemanek é o fato de considerar uniforme o movimento da face do pistão, tornando a velocidade de vibração uma função contínua e, portanto, é restrito a campos gerados por transdutores em excitação contínua.

Considerando o caso do movimento uniforme da face do transdutor, $v_n(\vec{r}, t) = v_n(t) = u_0 e^{j\omega t}$, para $t = 0$, encontra-se para a solução de Zemanek (1970):

$$p^n(\vec{r}) = \frac{u_0 \rho c_0 k}{2\pi} \int_S \frac{e^{-jk|\vec{r}-\vec{r}_1|}}{|\vec{r}-\vec{r}_1|} dS \quad (3.1)$$

¹ O teorema de Nyquist, também conhecido como teorema da amostragem, define que a quantidade mínima de amostras que deve ser obtida de um valor contínuo a ser amostrado deve ser duas vezes a maior frequência deste sinal, a fim de ser possível sua recuperação.

3.2.1 Apodização

O termo apodização pode ser usado para descrever a polarização não uniforme dos elementos piezelétricos de transdutores, ou seja, quando a intensidade e a direção da polarização se modificam ao longo do elemento piezelétrico, e tem como objetivo, a obtenção de resolução lateral similar à da zona focal de transdutores focalizados, sem apresentar a difração acústica característica, em campos próximo e distante, dos transdutores planos. Além da apodização do elemento piezelétrico, também há a apodização do acionamento do transdutor, onde a região da borda do transdutor é excitada com intensidade menor que a região central. Em ambos os casos busca-se estabelecer uma distribuição espacial dos elementos ativos da face do transdutor, de maneira a minimizar a contribuição da vibração gerada pela região da borda do transdutor para o campo ultrassônico, responsável pela difração acústica (BUTTON, 1998).

O resultado da apodização é a diminuição dos lóbulos laterais e a obtenção de um campo ultrassônico mais uniforme. Segundo Jensen (1999b) a apodização pode ser introduzida na equação 3.1, assim:

$$p^n(\vec{r}) = \frac{u_0 \rho c_0 k}{2\pi} \int_S \frac{a(\vec{r}_1, t) \cdot e^{-jk|\vec{r}-\vec{r}_1|}}{|\vec{r}-\vec{r}_1|} dS \quad (3.3)$$

onde $a(\vec{r}_1, t)$ é a apodização sobre a abertura do transdutor e define o ganho de cada elemento ativo \vec{r}_1 em um determinado instante de tempo t .

Uma apodização dinâmica pode ser obtida eletronicamente através de atrasos adequados nos intervalos de excitação e recepção do sinal nos elementos de um transdutor tipo *array* (ALBUQUERQUE, 2006). Considerando transdutores de elemento único e a velocidade de vibração da face do transdutor uniforme, considera-se, também, apenas apodização constante $a(\vec{r}_1, t) = a(\vec{r}_1)$, ou seja, a apodização não se altera com o tempo, e a equação 3.3 pode ser escrita como:

$$p^n(\vec{r}) = \frac{u_0 \rho c_0 k}{2\pi} \int_S \frac{a(\vec{r}_1) \cdot e^{-jk|\vec{r}-\vec{r}_1|}}{|\vec{r}-\vec{r}_1|} dS \quad (3.4)$$

Reescrevendo a equação 3.4 em sua forma discreta, obtêm-se a equação 3.5:

$$P_{nr_0, \dots, nr_{m-1}}^n(\vec{r}) = \frac{u_0 \rho c_0 k}{2\pi} \left| \sum_{y=0}^{T_{S_y}-1} \frac{a_{i,j} \cdot e^{-j \cdot k \cdot \Delta_{y, nr_0, \dots, nr_{m-1}}}}{\Delta_{y, nr_0, \dots, nr_{m-1}}} \right| \quad (3.5)$$

Onde $a_{i,j}$ representa o ganho do i -ésimo elemento ativo do eixo x e do j -ésimo elemento ativo do eixo y .

A apodização é definida por máscaras (janelas) do MATLAB[®], originalmente utilizadas no processamento de sinais. Algumas das janelas mais comuns são: Hanning, Bartlett, Blackman, Triang, Kaiser e Hamming, que foram implementadas neste trabalho. Quando são aplicadas no “janelamento” de sinais, elas visam, de uma maneira geral, aumentar as características espectrais de um sinal amostrado. Utilizando estas máscaras como função de apodização do transdutor, todas têm a finalidade, cada uma utilizando uma função específica, de alterar o ganho de cada elemento ativo do transdutor, fazendo com que o ganho dos elementos ativos centrais seja maior e diminua gradativamente em direção às bordas do transdutor. Considerando:

$$a_{i,j} = a(k_i) \cdot a(k_j) \quad (3.6)$$

onde $a(k_i)$ é o ganho do k_i -ésimo elemento ativo do eixo x , $a(k_j)$ é o ganho do k_j -ésimo elemento ativo do eixo y , As funções das máscaras utilizadas são descritas a seguir (OPPENHEIM, SCHAFER, 1989):

- a) **Hanning:** esta janela tem forma similar a meio ciclo de uma onda senoidal e é definida através da equação 3.7:

$$a(k_{i,j}) = 0,5 \left(1 - \cos \left(2\pi \frac{k_{i,j}}{T_{S_{i,j}}} \right) \right) \quad \text{para } k_{i,j} = 0, 1, 2, \dots, T_{S_{i,j}} - 1 \quad (3.7)$$

T_{S_x} é o número total de elementos do eixo x e T_{S_y} do eixo y , e $a(k_{i,j})$ é o ganho do k_i -ésimo ou do k_j -ésimo elemento ativo nos eixos x e y , respectivamente.

- b) **Bartlett:** é uma janela similar a triangular, porém, a janela Bartlett sempre termina em amostras com valor 0. É definida pela equação 3.8:

$$a(k_{i,j}) = \left\{ \begin{array}{l} \frac{2k_{i,j}}{T_{S_{i,j}}}, \quad 0 \leq k_{i,j} \leq \frac{T_{S_{i,j}}}{2} \\ 2 - \frac{2k_{i,j}}{T_{S_{i,j}}}, \quad \frac{T_{S_{i,j}}}{2} \leq k_{i,j} \leq T_{S_{i,j}} \end{array} \right\} \quad \text{para } k_{i,j} = 0, 1, 2, \dots, T_{S_{i,j}} - 1 \quad (3.8)$$

- c) **Blackman:** similar às janelas Hanning e Hamming, porém esta possui lóbulos centrais maiores e menos espalhamento lateral. É descrita pela equação 3.9:

$$a(k_{i,j}) = 0,42 - 0,5 \cos\left(2\pi \frac{k_{i,j}}{T_{S_{i,j}}}\right) + 0,08 \cos\left(4\pi \frac{k_{i,j}}{T_{S_{i,j}}}\right) \quad \text{para } k_{i,j} = 0, 1, 2, \dots, T_{S_{i,j}} - 1 \quad (3.9)$$

- d) **Triang:** descrita pela equação 3.10, é similar à janela Bartlett, mas termina em amostras com valores diferentes de 0.

$$\text{Para } T_{S_{i,j}} \text{ ímpar: } a(k_{i,j}) = \left\{ \begin{array}{l} \frac{2k_{i,j}}{T_{S_{i,j}} + 1}, \quad 1 \leq k_{i,j} \leq \frac{T_{S_{i,j}} + 1}{2} \\ \frac{2(T_{S_{i,j}} - k_{i,j} + 1)}{T_{S_{i,j}} + 1}, \quad \frac{T_{S_{i,j}} + 1}{2} < k_{i,j} \leq T_{S_{i,j}} \end{array} \right\} \quad \text{para } k_{i,j} = 1, 2, \dots, T_{S_{i,j}} \quad (3.10)$$

$$\text{Para } T_{S_{i,j}} \text{ par: } a(k_{i,j}) = \left\{ \begin{array}{l} \frac{2k_{i,j}}{T_{S_{i,j}}}, \quad 1 \leq k_{i,j} \leq \frac{T_{S_{i,j}} + 1}{2} \\ \frac{2(T_{S_{i,j}} - k_{i,j} + 1)}{T_{S_{i,j}}}, \quad \frac{T_{S_{i,j}} + 1}{2} \leq k_{i,j} \leq T_{S_{i,j}} \end{array} \right\} \quad \text{para } k_{i,j} = 1, 2, \dots, T_{S_{i,j}}$$

- e) **Kaiser:** é uma janela flexível que pode ser modificada pelo ajuste de um parâmetro β_1 . Para pequenos valores de β_1 , sua forma se aproxima a da janela retangular e, conforme seu valor aumenta, há uma diminuição dos lóbulos laterais. É definida pela equação 3.11.

$$a(k_{i,j}) = \frac{I_0 \left[\beta_1 \sqrt{1 - \left(\frac{k_{i,j} - \alpha_1}{\alpha_1} \right)^2} \right]}{I_0(\beta_1)} \quad \text{para } k_{i,j} = 0, 1, 2, \dots, T_{S_{i,j}} - 1 \quad (3.11)$$

$$I_0(u) = 1 + \sum_{r=1}^{\infty} \left[\frac{(u/2)^r}{r!} \right]^2 \quad (3.12)$$

onde $\alpha_1 = T_{S_{i,j}}/2$ e $I_0(u)$ é uma função de Bessel modificada de ordem zero. Neste trabalho foi empregado o valor β_l que pode ser modificado diretamente no código do programa.

- f) **Hamming:** versão modificada da janela Hanning, similar também a meio ciclo de uma onda senoidal, porém, os lóbulos laterais desta não se aproximam do valor 0 como na janela Hanning. É definida pela equação 3.13.

$$a(k_{i,j}) = 0,54 - 0,46 \cos\left(2\pi \frac{k_{i,j}}{T_{S_{i,j}}}\right) \text{ para } k_{i,j} = 0,1,2,\dots,T_{S_{i,j}} - 1 \quad (3.13)$$

3.2.2 Atenuação

A atenuação de uma onda acústica ocorre devido à diminuição da amplitude da variação de pressão que decresce exponencialmente em função da distância percorrida, resultado da diminuição da energia acústica. Diversos mecanismos podem produzir atenuação, dentre eles a absorção e a dispersão. No processo de absorção, uma porção da energia acústica é convertida em energia térmica (em função da viscosidade, condução térmica, etc.) e depende da composição molecular do material e da frequência ultrassônica, enquanto o processo de dispersão depende do comprimento de onda e das propriedades acústicas do meio e se refere à reflexão, refração, espalhamento, etc. (ALBUQUERQUE, 2006; MATOS, 2006).

A atenuação no tecido biológico é quase linear com a frequência (JENSEN, 1999b), e segundo Hilgenfeldt e Lohse (2000) os efeitos da atenuação podem ser modelados pela equação 3.14:

$$A_c(\vec{r}, f) = e^{-\beta|\vec{r}| \cdot f^\alpha} \quad (3.14)$$

α e β são constantes, onde β é o coeficiente de atenuação dependente da frequência, dado em dB/(cm·MHz), α é o parâmetro correspondente à dependência da atenuação com a frequência e $A_c(\vec{r}, f)$ é a atenuação dada em dB.

Dividindo-se a atenuação em um termo dependente e um termo independente da frequência, a equação 3.14 fica (JENSEN, 1999b):

$$A_c(\vec{r}, f) = e^{-\beta_{linear}|\vec{r}|} \cdot e^{-\beta|\vec{r}|f^\alpha} \quad (3.15)$$

onde β_{linear} é o coeficiente de atenuação independente da frequência, dado em dB/cm.

Para a equação 3.15 ser aplicada na equação 3.1, os valores em dB devem ser convertidos em Nepers por metro, como mostra a equação 3.16:

$$dB = \frac{\ln 10}{20} Np \quad (3.16)$$

onde Nepers é adimensional. Considerando os valores pré-definidos do FSIM, $\beta_{linear} \cong 28,782 \text{ m}^{-1}$ (2,5 dB/cm) e $\beta \cong 5,756 \cdot 10^{-6} \text{ s/m}$ (0,5 dB/(cm·MHz)).

A equação 3.17 mostra a equação 3.1 com a aplicação da função de atenuação:

$$p^n(\vec{r}) = \frac{u_0 \rho c_0 k}{2\pi} \int_S \frac{e^{(-jk - A_c(\vec{r}, f))|\vec{r} - \vec{r}_1|}}{|\vec{r} - \vec{r}_1|} dS \quad (3.17)$$

Hilgenfeldt e Lohse (2000) aproximam o coeficiente de atenuação para meios fisiológicos com os seguintes valores das constantes: α igual a 1,5 e β igual a 3,8 dB/(cm·MHz). A tabela 3.1 mostra alguns valores de β para diversos tecidos humanos.

Tabela 3.1 – Valores típicos de atenuação para o tecido humano (JENSEN, 2002b).

Tecido	$\beta \left(\frac{\text{dB}}{\text{cm} \cdot \text{MHz}} \right)$
Fígado	0,6 – 0,9
Rim	0,8 – 1,0
Baço	0,5 – 1,0
Gordura	1,0 – 2,0
Sangue	0,17 – 0,24
Plasma	0,01
Osso	16,0 – 23,0

3.2.3 Focalização

A focalização de feixes ultrassônicos tem como essência alinhar os campos de pressão originados de toda a extensão da face (abertura) do transdutor para chegarem a um determinado ponto do espaço ao mesmo tempo. Este processo pode ser obtido através de transdutores com superfícies curvas, sobreposição de lentes sobre a abertura ou ainda, pelo uso de atrasos de tempo no acionamento dos elementos em transdutores tipo *array*. Todas as opções buscam alinhar a chegada das ondas ultrassônicas em um dado ponto do campo atrasando ou adiantando o campo de cada elemento ativo do transdutor. A propagação do centro do elemento da abertura até o ponto do campo é dada por (JENSEN, 2002b):

$$t_n = \frac{1}{c_0} \sqrt{(x_n - x_f)^2 + (y_n - y_f)^2 + (z_n - z_f)^2} \quad (3.18)$$

onde $(x_f, y_f, z_f) = r_f$ é o ponto focal, (x_n, y_n, z_n) é o centro do elemento n e t_n é o tempo de propagação. Para um ponto da abertura selecionado como referência para o cálculo do campo acústico, o tempo de propagação é dado por (JENSEN, 1999b, 2002b):

$$t_c = \frac{1}{c_0} \sqrt{(x_c - x_f)^2 + (y_c - y_f)^2 + (z_c - z_f)^2} \quad (3.19)$$

onde (x_c, y_c, z_c) é o ponto do centro de referência. Para fins de simulação, a focalização pode ser representada por um adiantamento da posição do elemento ativo sobre o eixo axial $\Delta z_n = c_0 \cdot \Delta t_n \cdot \hat{z}$ (ALBUQUERQUE, 2006), dado por (JENSEN, 1999b, 2002b):

$$\Delta t_n = \frac{1}{c_0} \sqrt{(x_c - x_f)^2 + (y_c - y_f)^2 + (z_c - z_f)^2} - \sqrt{(x_n - x_f)^2 + (y_n - y_f)^2 + (z_n - z_f)^2} \quad (3.20)$$

Desta forma:

$$p^n(\vec{r}) = \frac{u_0 \rho c_0 k}{2\pi} \int_S \frac{e^{-jk|\vec{r} - \vec{r}_1 - \Delta z_n \cdot \hat{z}|}}{|\vec{r} - \vec{r}_1 - \Delta z_n \cdot \hat{z}|} dS \quad (3.21)$$

Para o caso da simulação do campo distante (ALBUQUERQUE, 2006):

$$\frac{e^{-jk|\vec{r}|}}{|\vec{r}|} \cdot e^{-jk\Delta z} \cong \frac{e^{-jk|\vec{r} - \Delta z \cdot \hat{z}|}}{|\vec{r} - \Delta z \cdot \hat{z}|} \quad (3.22)$$

Logo:

$$p^n(\vec{r}) = \frac{u_0 \rho c_0 k}{2\pi} \int_S e^{-jk\Delta z_n} \frac{e^{-jk|\vec{r}-\vec{r}_1|}}{|\vec{r}-\vec{r}_1|} dS \quad (3.23)$$

Reescrevendo o termo Δz_n da equação 3.23 em sua forma discreta, obtém-se:

$$\Delta z_{y,r_f} = \sqrt{x_f^2 + y_f^2 + z_f^2} - \sqrt{\sum_{y=0}^{T_s-1} (r'_{x,y} - x_f)^2 + (r'_{x+1,y} - y_f)^2 + z_f^2} \quad \text{para } x=0, \dots, m-1 \quad (3.24)$$

A equação final para a simulação do campo acústico considerando os modelos descritos de apodização, atenuação e focalização é descrita por:

$$p^n(\vec{r}) = \frac{u_0 \rho c_0 k}{2\pi} \int_S a(\vec{r}_1) \cdot e^{-jk\Delta z_n} \frac{e^{-jk-A_c(\vec{r},f)|\vec{r}-\vec{r}_1|}}{|\vec{r}-\vec{r}_1|} dS \quad (3.25)$$

3.3 Simulação computacional do modelo de Stepanishen. Método da Resposta Impulsiva

Como foi mostrado na seção 2.6, Stepanishen (1970a, b e c) propôs uma solução para o cálculo do campo acústico definindo a função da resposta impulsiva $h(\vec{r}, t)$, através de uma solução analítica para cada geometria do transdutor, circular e retangular. Depois de conhecida a função da resposta impulsiva, encontra-se a função velocidade de vibração da face do pistão e calcula-se sua derivada. A densidade do meio multiplica pela convolução entre estas duas funções corresponde à pressão do campo acústico no ponto de interesse.

Diversos trabalhos descrevem uma solução analítica para a resposta impulsiva do transdutor de geometria circular (STEPANISHEN, 1970a, b e c; LOCKWOOD e WILLETTE, 1972; HARRIS, 1981a) e de geometria retangular (LOCKWOOD e WILLETTE, 1972; SAN EMETERIO e ULLATE, 1992). Costa (1989), Arnold (1990), Maia (1995), Nicacio (2002), Benítez (2007) e Formigoni (2011) se baseiam nas aproximações destes trabalhos para encontrar a função resposta impulsiva do transdutor.

Como na equação 2.41, a pressão do campo acústico pode ser determinada por:

$$p(\vec{r}, t) = \rho h(\vec{r}, t) * \frac{\partial}{\partial t} v_n(t) \quad (3.26)$$

onde $p(\vec{r}, t)$ é o campo acústico, t é o tempo, $h(\vec{r}, t)$ é a resposta impulsiva do transdutor, $\vec{r} = (x, y, z)$ é o vetor de posição no espaço tridimensional e $v_n(t)$ é a velocidade da área ativa do transdutor.

Para o caso particular de um transdutor circular plano de raio a , foi utilizada a aproximação de Stepanishen (1970b e c) para encontrar uma solução analítica para a resposta impulsiva, que é mais simples de ser determinada devido à simetria radial do sistema e pode ser obtida através da expressão dos ângulos dos arcos na superfície do pistão $\Omega(r_0)$ para as duas regiões geométricas de projeção (interna e externa) como mostra a figura 3.2.

$$h(\vec{r}, t) = \frac{c_0}{\pi} \Omega(c_0, t) \text{ , se } r_1 < c_0 t < r_2 \quad (3.27)$$

$$h(\vec{r}, t) = 0, \quad \text{caso contrário}$$

onde r_1 e r_2 são as distâncias da borda mais próxima e mais distante do pistão ao ponto espacial de interesse.

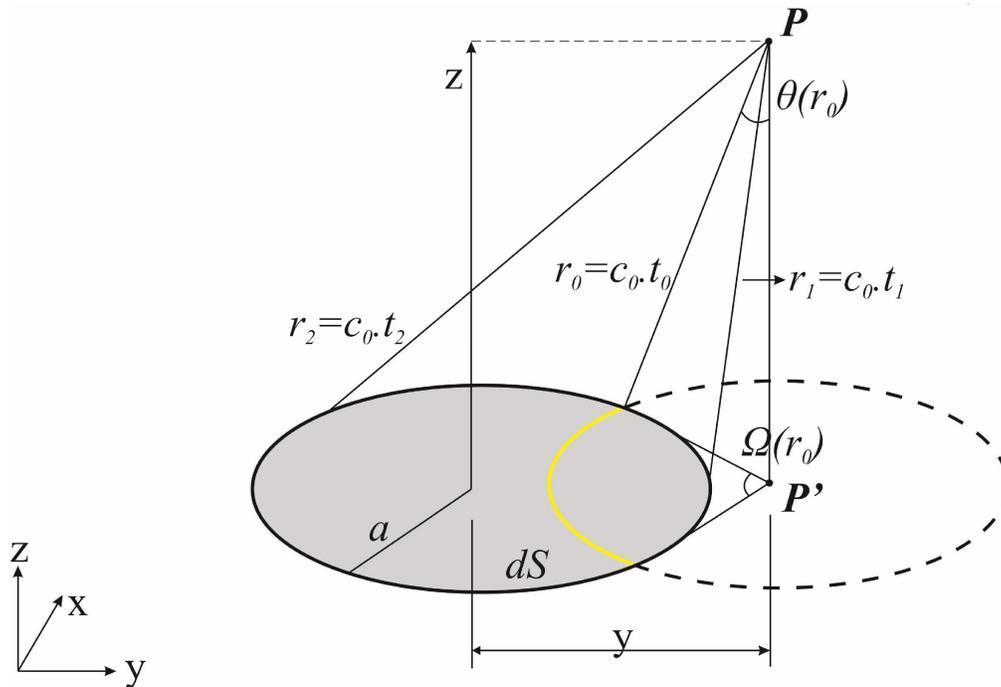


Figura 3.2 – Geometria utilizada para o cálculo da resposta impulsiva de um ponto P em um transdutor circular de raio a (modificado de FORMIGONI, 2011).

Assim como mostra a equação 2.44, a tabela 3.2 apresenta as expressões para o cálculo da resposta impulsiva $h(\vec{r}, t)$ de transdutores circulares nas duas regiões de interesse:

Tabela 3.2 – Expressões para o cálculo da resposta impulsiva de transdutores circulares (STEPANISHEN, 1970b e c).

Intervalo de tempo	$h(\vec{r}, t) =$	
	Para $y < a$	Para $y \geq a$
Para $t < t_0$	0	0
Para $t_0 < t < t_1$	c_o	0
Para $t_1 < t < t_2$	$\frac{c_o}{\pi} \cos^{-1} \left\{ \frac{(c_0 t)^2 - z^2 + y^2 - a^2}{2y[(c_0 t)^2 - z^2]^{1/2}} \right\}$	$\frac{c_o}{\pi} \cos^{-1} \left\{ \frac{(c_0 t)^2 - z^2 + y^2 - a^2}{2y[(c_0 t)^2 - z^2]^{1/2}} \right\}$
Para $t > t_2$	0	0

onde:

$$t_0 = z / c_0$$

$$t_1 = \frac{1}{c_0} \left[z^2 + (y - a)^2 \right]^{1/2}$$

$$t_2 = \frac{1}{c_0} \left[z^2 + (y + a)^2 \right]^{1/2}$$

A determinação da função da resposta impulsiva do transdutor retangular é mais complicada que a do transdutor circular. San Emeterio e Ullate (1992) obtiveram uma solução analítica exata para a resposta impulsiva e esta será utilizada para calcular a pressão do campo acústico de um transdutor retangular.

Considerando um transdutor retangular de lados $2a$ e $2b$, acoplado a um anteparo rígido em $z = 0$, como pode ser visto na figura 3.3, devido à simetria, apenas os pontos nos quadrantes $x \geq 0$ e $y \geq 0$ são considerados, os lados dos retângulos são nomeados como S_i ($i = 1 - 4$) e as distâncias da projeção do ponto do campo P' às bordas do pistão são definidas como $|d_i|$ ($i = 1 - 4$) (figura 3.4) sendo:

$$\begin{aligned} d_1 &= x - a, \quad d_2 = y - a \\ d_3 &= x + a, \quad d_4 = y + b \end{aligned} \quad (3.28)$$

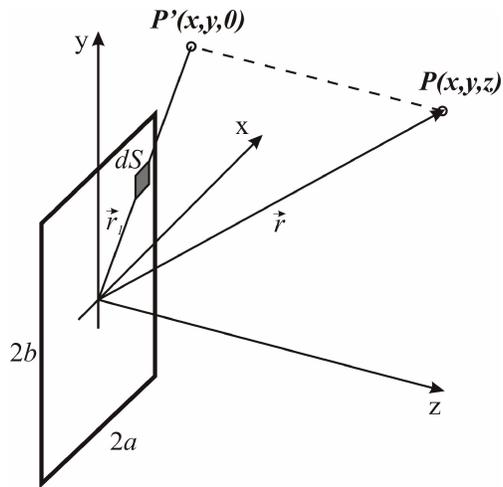


Figura 3.3 – Geometria e sistema de coordenadas para resposta impulsiva do transdutor retangular (modificado de SAN EMETERIO e ULLATE, 1992).

Não existe apenas uma equação fechada para descrever o ângulo $\Omega(\vec{r}, t)$ e expressões analíticas devem ser obtidas dividindo o quadrante $x \geq 0$ e $y \geq 0$ em quatro regiões sendo a região I: $x \geq a$ e $y \geq b$; região II: $x \leq a$ e $y \geq b$; região III: $x \geq a$ e $y \leq b$; região IV: $x \leq a$ e $y \leq b$, como mostra a figura 3.4.

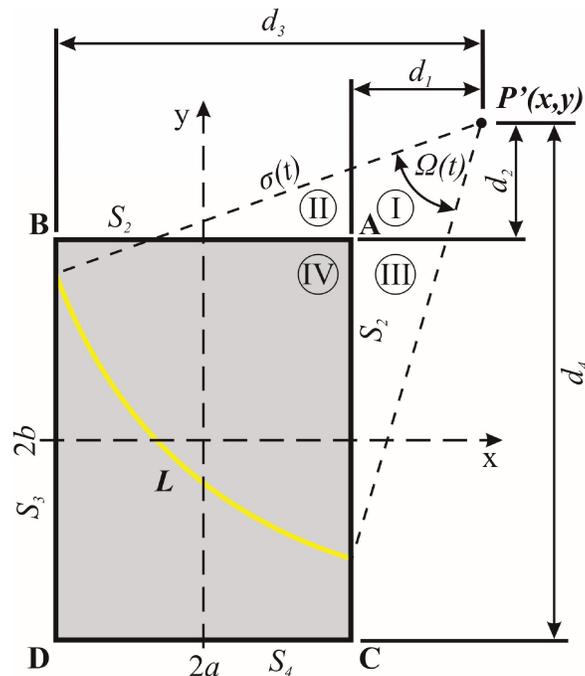


Figura 3.4 – Pistão de geometria retangular, o arco ativo L e as quatro regiões de interesse (modificado de SAN EMETERIO e ULLATE, 1992).

Sendo a resposta impulsiva de um pistão rígido determinada pela equação:

$$h(\vec{r}, t) = \frac{c_0}{2\pi} \Omega(\vec{r}, t) \quad (3.29)$$

onde $\Omega(\vec{r}, t)$ é o ângulo do arco formado pela abertura da circunferência centrada em P' interseccionado com as bordas do pistão retangular.

Os valores de $\Omega(\vec{r}, t)$ foram calculados por San Emeterio e Ullate (1992) para cada uma das regiões mencionadas e são mostrados na tabela 3.3.

Tabela 3.3 – Expressões analíticas para o ângulo $\Omega(\vec{r}, t)$ de um pistão retangular (SAN EMETERIO e ULLATE, 1992).

Intervalo de tempo	Região geométrica			
	I	II	III	IV
$\tau_{\min} < t < \tau_A$...	$\pi - 2\alpha_2$	$2\bar{\alpha}_3 - 2\alpha_1$	$-2\pi - 2\bar{\alpha}_1 - 2\bar{\alpha}_2 + 2\bar{\alpha}_3 + 2\bar{\alpha}_4$
$\tau_A < t < \tau_m$	$\pi/2 - \alpha_1 - \alpha_2$	$\pi/2 - \alpha_1 - \alpha_2$	$\pi/2 - \alpha_1 - \alpha_2 + 2\bar{\alpha}_3$	$-3\pi/2 - \alpha_1 - \alpha_2 + 2\bar{\alpha}_3 + 2\bar{\alpha}_4$
$\tau_m < t < \tau_M^a$	$-\alpha_1 + \alpha_3$	$\pi - \alpha_1 + \alpha_3 + 2\bar{\alpha}_4$	$-\alpha_1 + \alpha_3$	$-\pi - \alpha_1 + \alpha_3 + 2\bar{\alpha}_4$
$\tau_m < t < \tau_M^b$	$-\alpha_2 + \alpha_4$...	$-\pi - \alpha_2 + 2\bar{\alpha}_3 + \alpha_4$	$-\pi - \alpha_2 + 2\bar{\alpha}_3 + \alpha_4$
$\tau_M < t < \tau_D$	$-\pi/2 + \alpha_3 + \alpha_4$	$-\pi/2 + \alpha_3 + \alpha_4$	$-\pi/2 + \alpha_3 + \alpha_4$	$-\pi/2 + \alpha_3 + \alpha_4$

^a para $\tau_B \leq \tau_C$.

^b para $\tau_B \geq \tau_C$.

$\tau_m = \min(\tau_B, \tau_C)$ e $\tau_M = \max(\tau_B, \tau_C)$.

Nesta tabela, os valores de α_i e $\bar{\alpha}_i$ são dados por:

$$\alpha_i(\vec{r}, t) = \text{sen}^{-1} [d_i / \sigma(\vec{r}, t)] \quad (i = 1, 2, 3, 4) \quad (3.30)$$

$$\bar{\alpha}_i(\vec{r}, t) = \text{sgn}(d_i) \text{sen}^{-1} \left\{ \min \left[|d_i| / \sigma(\vec{r}, t), 1 \right] \right\} \quad (i = 1, 2, 3, 4) \quad (3.31)$$

onde os valores de os valores de d_1 , d_2 , d_3 e d_4 estão definidos na equação 3.28, $\text{sgn}(x)$ vale 1 se x for positivo e -1 se x for negativo e $\sigma(\vec{r}, t) = (c_0^2 t^2 - z^2)^{1/2}$. Os tempos transientes do sinal dos vértices A, B, C e D até o ponto $P(\vec{r})$ são dados por:

$$\begin{aligned}
\tau_A &= (d_1^2 + d_2^2 + z^2)^{1/2} / c_0 \\
\tau_B &= (d_2^2 + d_3^2 + z^2)^{1/2} / c_0 \\
\tau_C &= (d_1^2 + d_4^2 + z^2)^{1/2} / c_0 \\
\tau_D &= (d_3^2 + d_4^2 + z^2)^{1/2} / c_0
\end{aligned} \tag{3.32}$$

Os tempos τ_{S_i} quando os arcos ativos são tangentes aos lados S_i e o tempo τ_0 para a onda plana alcançar o ponto $P(\vec{r})$ são:

$$\tau_{S_i} = (d_i^2 + z^2)^{1/2} / c_0 \quad (i=1,2,3,4) \tag{3.33}$$

$$\tau_0 = z / c_0 \tag{3.34}$$

A resposta impulsiva $h(\vec{r}, t)$ é delimitada pelo intervalo de tempo (τ_{\min}, τ_D) , e fora destes limites $h(\vec{r}, t) = 0$. O tempo mínimo τ_{\min} é igual a τ_A , τ_{S_2} , τ_{S_1} ou τ_0 para pontos do campo nas regiões I, II, III e IV respectivamente.

Depois de definido o ângulo $\Omega(\vec{r}, t)$, este é substituído na equação 3.29 para encontrar a resposta impulsiva do transdutor. A pressão do campo acústico, assim como no caso do pistão circular, é a convolução da função da resposta impulsiva encontrada com a derivada da função velocidade num determinado ponto do espaço. Resumindo, as simulações pelo modelo de Stepanishen foram realizadas empregando uma solução analítica para a resposta impulsiva de cada geometria de transdutor. O campo de propagação da onda acústica foi discretizado e para cada ponto foi determinada a resposta impulsiva do transdutor circular e retangular. A pressão acústica foi, então, determinada pela convolução entre a resposta impulsiva encontrada e a derivada da velocidade de vibração da face do pistão, que neste trabalho foi considerada senoidal, multiplicada pela densidade do meio acústico.

3.4 Desenvolvimento do *software*

O FSIM possui uma interface gráfica desenvolvida para facilitar a interação do usuário com o programa. Nela são inseridas, como parâmetros de entrada, as principais características referentes ao transdutor e ao campo acústico, que podem ser simuladas. São elas:

- a) dimensões do transdutor: diâmetro, no caso do transdutor de geometria circular; lado x e lado y , no caso do retangular e diâmetro externo e interno, no caso do transdutor anelar, em mm;
- b) focalização do transdutor nos eixos x , y e z , em mm;
- c) resolução (γ) da simulação, podendo assumir valores fixos de 1 a 6, referentes à resolução ($\lambda/2\gamma$);
- d) apodização do transdutor, utilizando máscaras de Hanning, Bartlett, Blackman, Triang, Kaiser e Hamming, existentes no MATLAB®.
- e) velocidade do som no meio acústico em m/s;
- f) frequência central de vibração da face do transdutor em Hz;
- g) atenuação do meio acústico dada pela expressão $\beta_{linear} + \beta \cdot f^\alpha$ onde, β_{linear} é dado em dB/cm, β em dB/(cm·MHz), e α é adimensional. A caixa à frente da atenuação deve estar selecionada para habilitar esta função;
- h) dimensões do campo acústico nos eixos x , y e z , em mm;
- i) cinco tipos de gráfico para simulação: plano xz pressão 3D, mostra a pressão do campo acústico normalizada entre 0 e 1 em função das coordenadas x e z ; plano xz , mostra a intensidade da pressão pelas cores em função das coordenadas x e z ; slice 3D, simula o campo acústico nas três dimensões x , y e z , em cortes no plano $x = 0$ e $y = 0$, sendo a intensidade do campo definida também pelas cores; eixo z pressão 2D, mostra a intensidade da pressão acústica normalizada entre 0 e 1 em função do eixo axial z e contorno, apresenta o contorno dos picos de pressão em função das coordenadas x e z . As dimensões dos eixos x , y e z são dadas em milímetros.

Pressionando o botão “simular” uma nova tela se abre com o gráfico da simulação selecionado. Para visualizar o campo acústico de outra maneira, basta selecionar o gráfico desejado e clicar novamente em “simular”. A nova simulação será mostrada na mesma tela da anterior. A simulação pode ser rotacionada e ampliada e os resultados podem ser salvos como arquivos de figura do MATLAB® (.fig) ou exportados como arquivos de imagem de diversas extensões, incluindo .bmp e .jpg.

A figura 3.5 apresenta o fluxograma esquemático do modelo utilizado pelo FSIM para a simulação do campo ultrassônico.

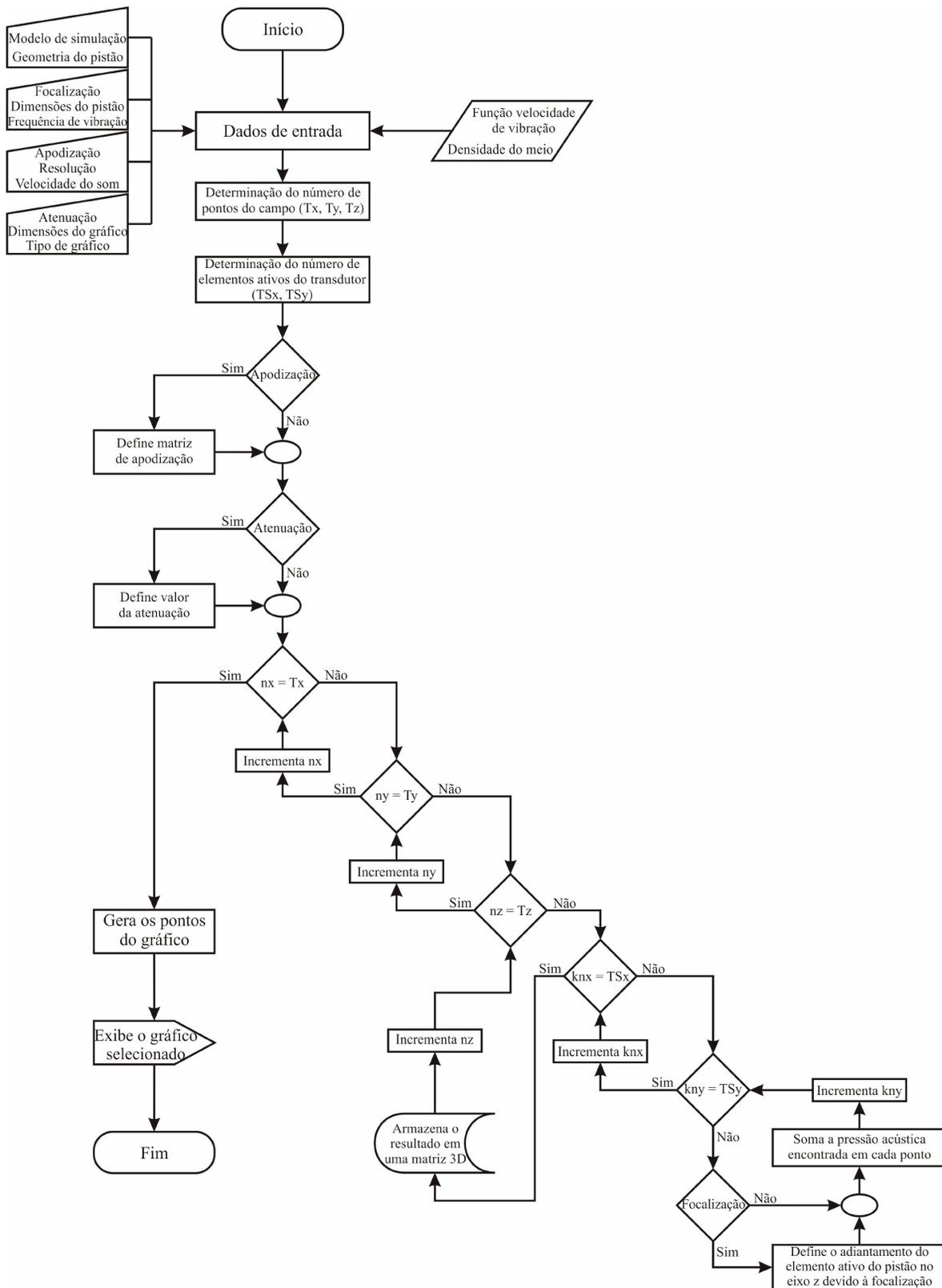


Figura 3.5 – Fluxograma do algoritmo do FSIM para simulação do campo ultrassônico.

O *software* foi desenvolvido dando ênfase ao modelo de Zemanek, por ser mais versátil e por considerar uniforme o movimento de vibração da face do pistão. Para o modelo de Stepanishen foram simulados os transdutores retangular e circular empregando uma solução analítica para a resposta impulsiva, que considera o pistão como um todo. Já para o modelo de Zemanek, além das geometrias citadas, também foi simulado o transdutor em forma de anel, e foram implementadas as funções de apodização e focalização do transdutor e atenuação do meio, utilizando o método da representação discreta.

Os resultados foram obtidos utilizando um computador com processador Intel® Core™ Quad Q8200 de 2,33 GHz, 4 GB de memória RAM DDR3 e sistema operacional Windows 7 de 32 bits. Tanto as funções como a interface gráfica do *software* foram desenvolvidas em ambiente MATLAB®, MathWorks Inc., versão 7.8.0.347 (R2009a).

Foram simulados transdutores de geometria circular de 8 mm de diâmetro com frequências centrais de vibração 1 e 2 MHz, de 12,7 mm e 19 mm de diâmetro com 2 MHz de frequência central, de 15 mm e 30 mm de diâmetro e 500 kHz e transdutores de geometria quadrada de 8 mm de lado e frequência de 1 e 2 MHz, utilizando o modelo de Zemanek. Pelo modelo de Stepanishen, foram simulados transdutores circulares de 12,7 mm e 19 mm de diâmetro de 2 MHz, 15 mm e 30 mm de diâmetro e frequência central 500 kHz e quadrado de 8 mm de lado com frequência 2 MHz. Os resultados foram comparados com as simulações realizadas por Nicacio (2002), Albuquerque (2006) e também com os trabalhos clássicos de Zemanek (1970) e Lockwood e Willette (1972). É possível simular transdutores de geometria retangular de qualquer dimensão. Neste trabalho foi utilizado um transdutor quadrado para ser comparado com o trabalho de Albuquerque (2006). Também foi simulado um transdutor anelar com 15 mm de diâmetro externo, 7,5 mm de diâmetro interno e frequência 2 MHz, apenas pelo modelo de Zemanek.

Ainda pelo modelo de Zemanek, foi aplicada a função de apodização ao transdutor circular de 8 e 12,7 mm de diâmetro e frequência central 2 MHz, utilizando as máscaras de Hanning e de Hamming, respectivamente, e ao transdutor quadrado de 8 mm de lado e frequência 2 MHz, utilizando a máscara Hamming. A função de focalização foi aplicada ao transdutor circular de 8 mm de diâmetro e 1 MHz, com ponto focal (-4 mm, 0, 40 mm) e (-20 mm, 0, 60 mm) nos eixos x , y e z , respectivamente. Foi aplicada a função de

atenuação na simulação do transdutor quadrado de 2 MHz, considerando o coeficiente de atenuação linear igual a 2,5 dB/cm, também foi feita uma comparação entre as simulações dos transdutores quadrados de 1 e 2 MHz aplicando o coeficiente de atenuação dependente da frequência de 2,5 dB/(cm·MHz). Finalmente, foi feita a simulação do transdutor de 8 mm de lado e 2 MHz de frequência central, apodizado com a aplicação de uma máscara Hanning e com ponto focal (-10 mm, 0, 40 mm) nos eixos x , y e z , respectivamente. A tabela 3.4 apresenta o resumo dos transdutores simulados para os dois modelos.

Tabela 3.4 – Resumo dos transdutores simulados.

	Geometria	Dimensão	Frequência central	Transdutor n°
Zemanek	Circular	12,7 mm	2 MHz	1
		19 mm	2 MHz	2
		8 mm	2 MHz	3
		8 mm	1 MHz	4
		15 mm	500 kHz	5
		30 mm	500 kHz	6
	Quadrado	8 mm	2 MHz	7
		8 mm	1 MHz	8
	Anelar	15 mm ext. 7,5 mm int.	2 MHz	9
Stepanishen	Circular	12,7 mm	2 MHz	1
		19 mm	2 MHz	2
		15 mm	500 kHz	5
		30 mm	500 kHz	6
	Quadrado	8 mm	2 MHz	7

Utilizando as funções descritas anteriormente, foram feitas simulações pelo modelo de Zemanek dos seguintes transdutores:

- a) Apodização Hanning: transdutor 3;
- b) Apodização Hamming: transdutor 1 e 7;
- c) Ponto focal (-4mm, 0, 40mm) e (-20mm, 0, 60mm): transdutor 4;
- d) Atenuação 2,5 dB/cm: transdutor 7;
- e) Atenuação 2,5 dB/(cm·MHz): transdutor 7 e 8;
- f) Apodização Hanning e ponto focal (-10mm, 0, 40mm): transdutor 7.

Para todas as simulações, a densidade média do meio de propagação foi considerada igual a 1.000 kg/m^3 , que é a densidade da água.

4 RESULTADOS E SIMULAÇÕES

Neste capítulo são apresentadas a interface gráfica do programa desenvolvido, FSIM, e o resultado das simulações de campo acústico plotados em diferentes modelos de gráficos.

4.1 Interface do programa

A figura 4.1 mostra a tela inicial da interface do FSIM.



Figura 4.1 – Interface do programa FSIM.

A interface do programa foi desenvolvida de maneira a tornar fácil e intuitiva a utilização do *software*. Na tela são inseridos os valores de entrada para as simulações e também o tipo de gráfico a ser simulado. O programa vem com alguns valores de entrada pré-definidos, que podem ser alterados, como: modelo de Zemanek, geometria retangular do transdutor, sem focalização, resolução 2 (que representa uma discretização espacial e do transdutor de $\lambda/4$), velocidade de propagação do som no meio de 1.500 m/s, valores de atenuação pré-definidos de $\beta_{linear} = 2,5$, $\beta = 0,5$ e $\alpha = 1$, porém com a caixa à frente da função não selecionada, dimensões do campo acústico de 10 mm, 10 mm e 30 mm, correspondente às coordenadas x , y e z , respectivamente, e gráfico em função dos eixos xz pela pressão normalizada entre 0 e 1.

4.2 Simulações do campo acústico pelo modelo de Zemanek

As simulações realizadas pelo modelo de Zemanek se deram utilizando o método da representação discreta, onde foram discretizados o campo de propagação da onda ultrassônica e também o transdutor em um número finito de elementos. A pressão acústica é calculada para cada ponto do campo em função da somatória da contribuição individual de cada elemento de área ativa do transdutor discretizado.

Os campos simulados, cujos resultados são apresentados neste capítulo (figuras 4.2, 4.5, 4.7, 4.8 a 4.12, 4.14 a 4.16, 4.18 a 4.20, 4.22, 4.23, 4.25 a 4.27), foram obtidos utilizando os valores de 1.500 m/s, que corresponde à velocidade de propagação do som na água e transdutores com frequência de vibração de 500 kHz, 1 e 2 MHz.

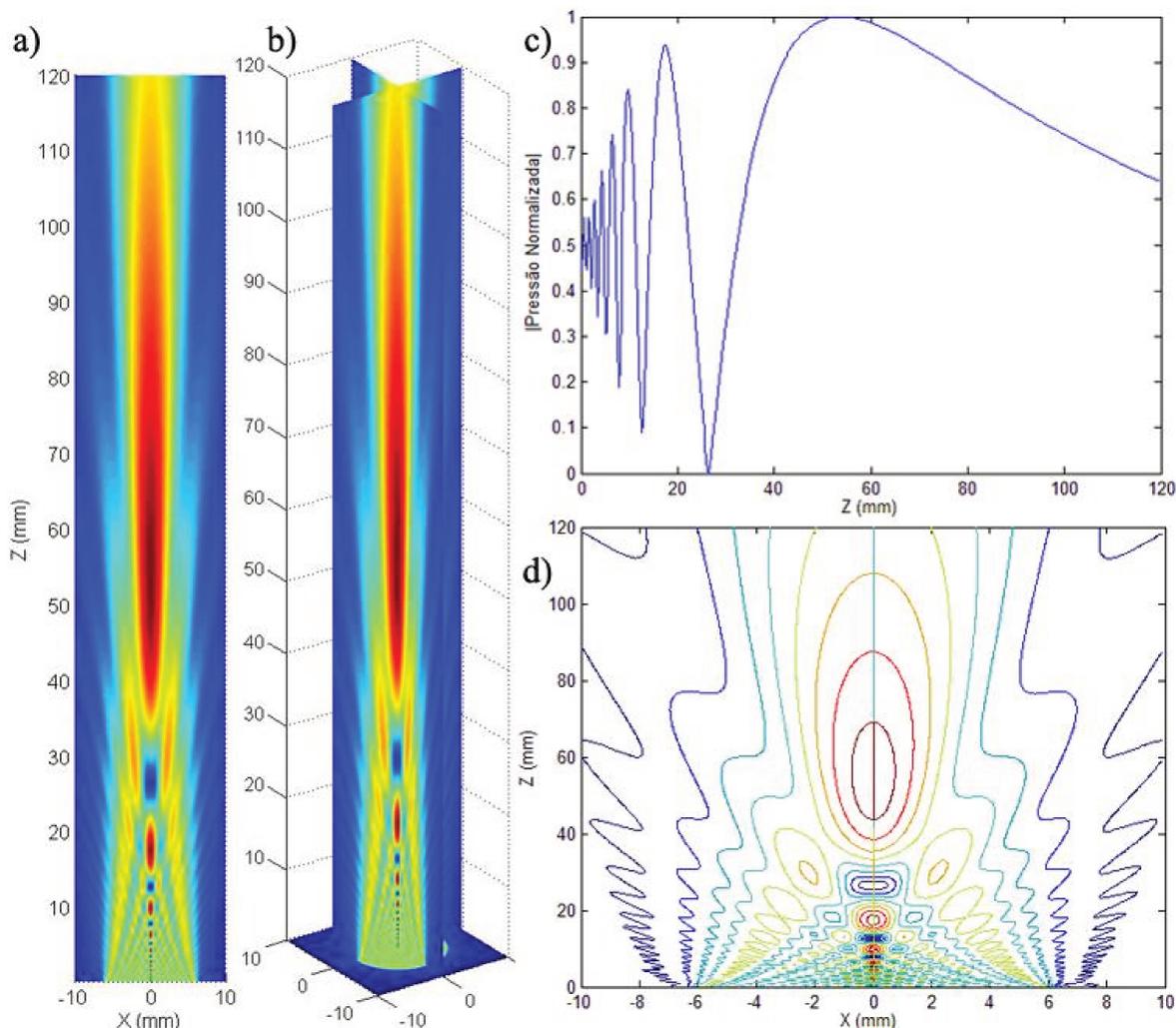


Figura 4.2 – Simulação pelo modelo de Zemanek de um transdutor circular de 12,7 mm de diâmetro, frequência 2 MHz e resolução $\lambda/4$: a) intensidade da pressão no plano xz , b) campo acústico gerado em função dos eixos x , y e z , c) pressão normalizada ao longo do eixo axial e d) contorno dos picos de pressão no plano xz .

A figura 4.3 mostra a simulação pelo modelo de Zemanek obtida por Nicacio (2002) executada em ambiente “Octave” e a figura 4.4 apresenta as simulações feitas por Albuquerque (2006) utilizando o modelo proposto pelo autor, que também foram comparadas com as de Nicacio (2002). Os resultados obtidos e mostrados nas figuras 4.2, 4.5, 4.9, 4.11, 4.15 e 4.16 estão de acordo com os apresentados por Albuquerque (2006) e Nicacio (2002).

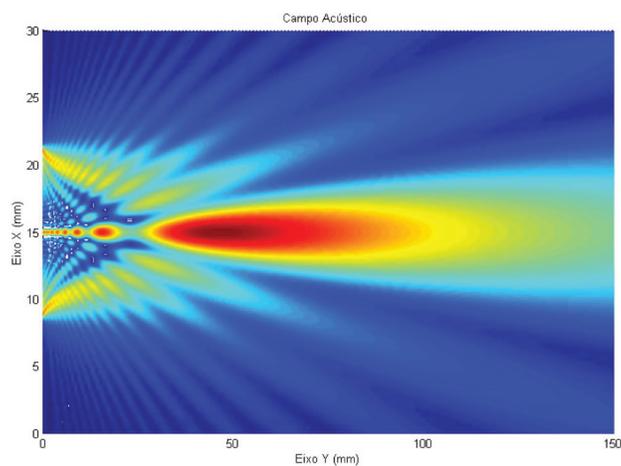


Figura 4.3 – Simulação do campo acústico pelo modelo de Zemanek de um transdutor circular de 12,7 mm de diâmetro e frequência 2 MHz (NICACIO, 2002).

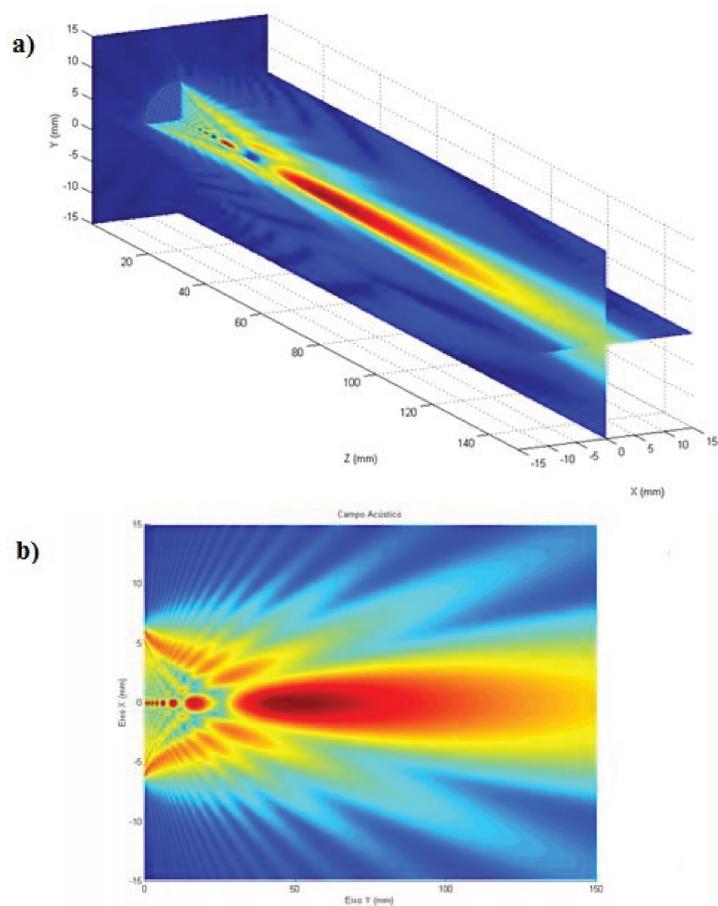


Figura 4.4 – Simulação do campo acústico de um transdutor circular de 12,7 mm de diâmetro e frequência 2 MHz; a) pressão ao longo dos eixos x , y e z e b) intensidade da pressão no plano xz (ALBUQUERQUE, 2006).

A figura 4.5 mostra a simulação de um transdutor circular de 19 mm de diâmetro e frequência central de vibração 2 MHz. Esta é comparada com a simulação realizada por Nicacio (2002) que pode ser vista na figura 4.6.

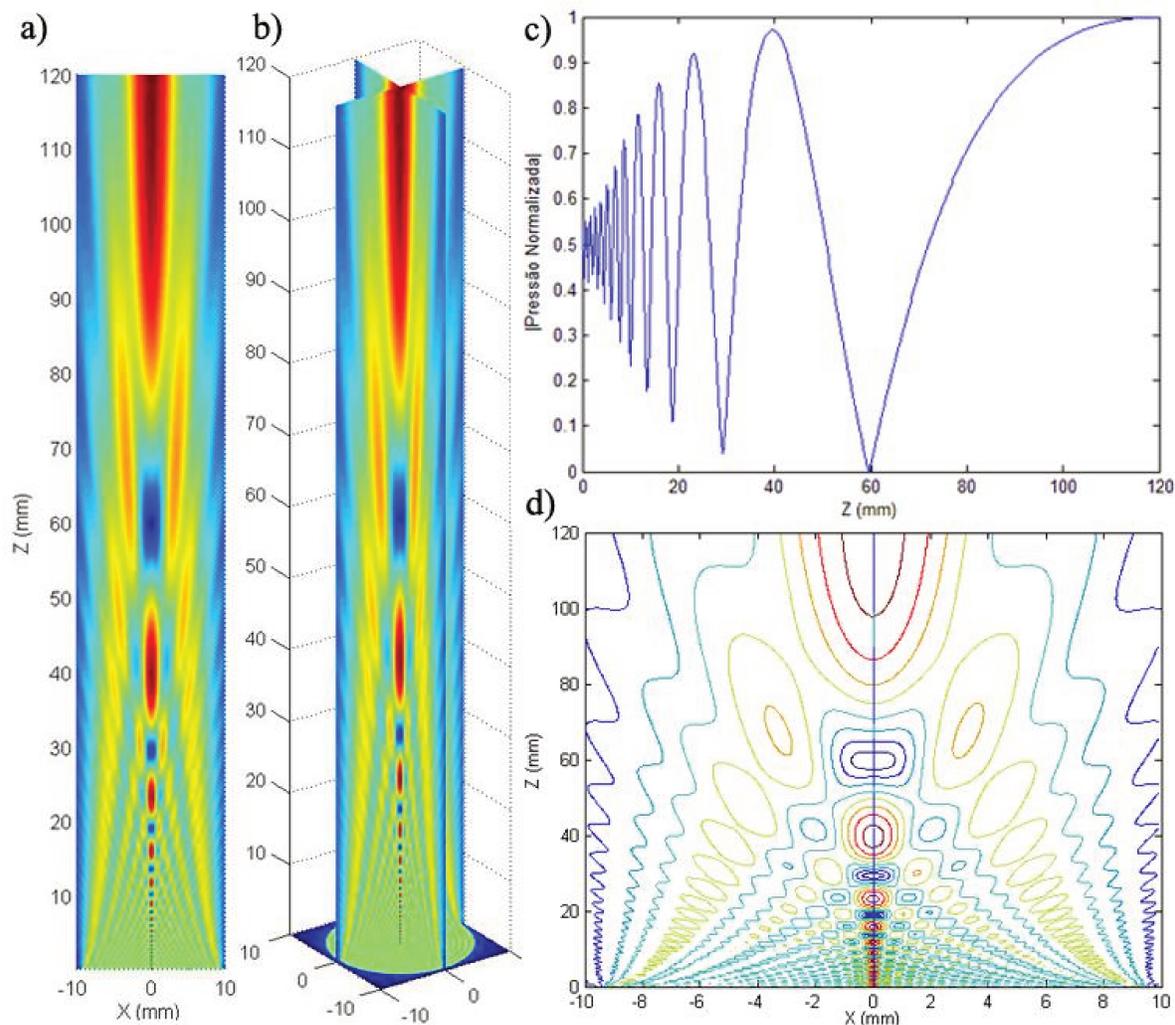


Figura 4.5 – Simulação pelo modelo de Zemanek de um transdutor circular de 19 mm de diâmetro, frequência 2 MHz e resolução $\lambda/4$: a) intensidade da pressão no plano xz , b) campo acústico gerado em função dos eixos x , y e z , c) pressão normalizada ao longo do eixo axial e d) contorno dos picos de pressão no plano xz .

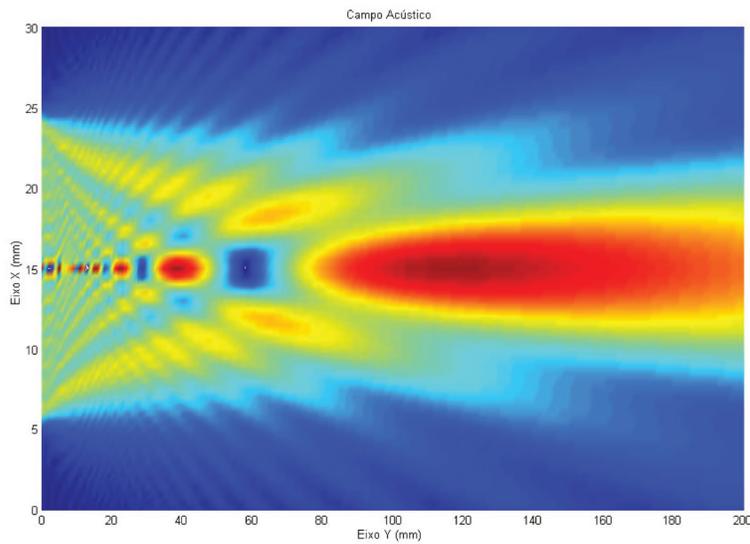


Figura 4.6 – Simulação do campo acústico pelo modelo de Zemanek de um transdutor de 19 mm de diâmetro e frequência 2 MHz, visão do plano xz (NICACIO, 2002).

As figuras 4.7 e 4.8 mostram as simulações de um transdutor circular de 15 mm e 30 mm de diâmetro, respectivamente, ambos com frequência de vibração 500 kHz. Estas simulações são comparadas com as obtidas por Zemanek (1970) e Lockwood e Willette (1972) mostradas na figura 4.28.

A figura 4.9 mostra o campo acústico de um transdutor quadrado de 8 mm de lado e frequência de vibração 2 MHz.

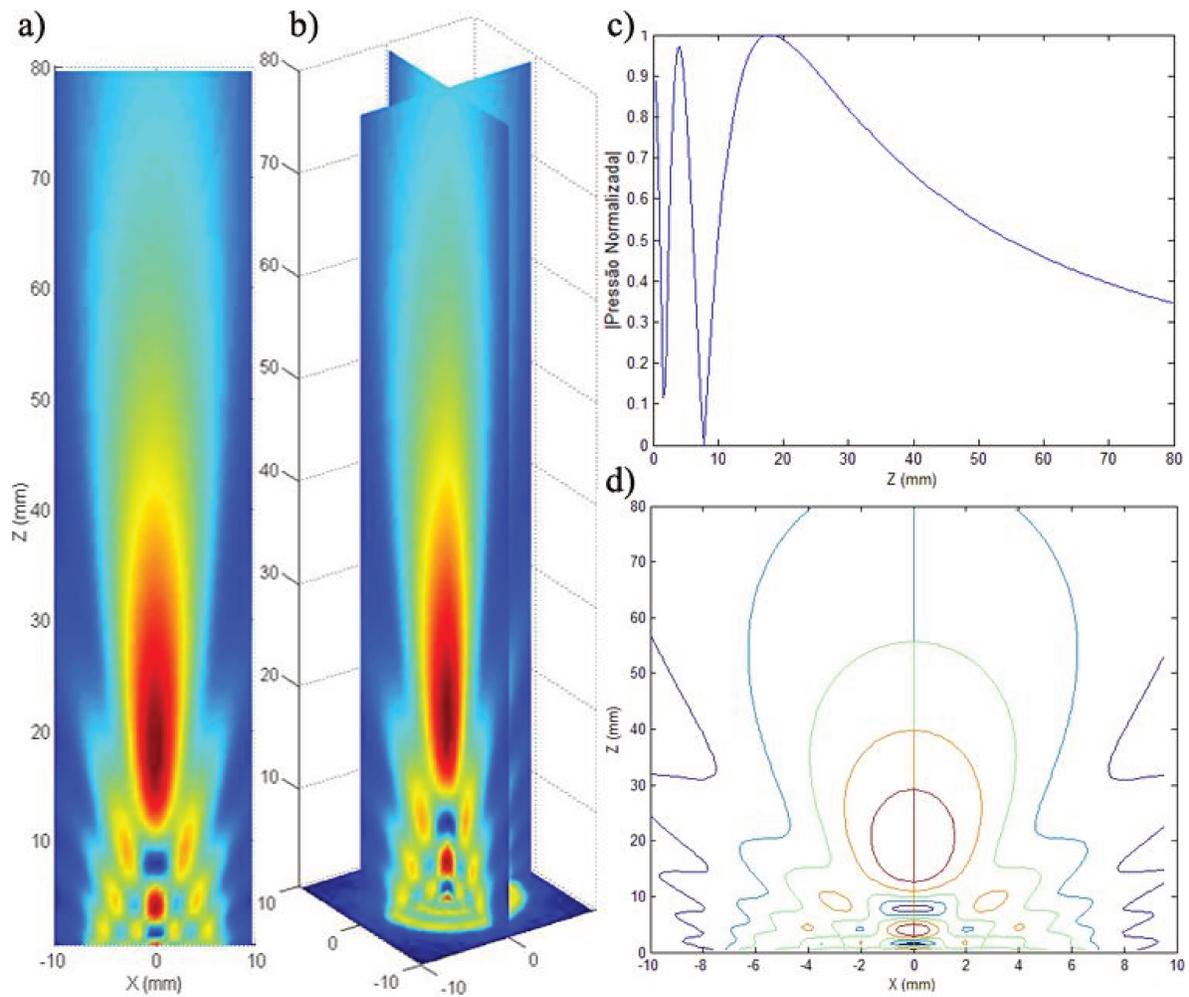


Figura 4.7 – Simulação pelo modelo de Zemanek de um transdutor circular de 15 mm de diâmetro, frequência 500 kHz e resolução $\lambda/6$: a) intensidade da pressão no plano xz , b) campo acústico gerado em função dos eixos x , y e z , c) pressão normalizada ao longo do eixo axial e d) contorno dos picos de pressão no plano xz .

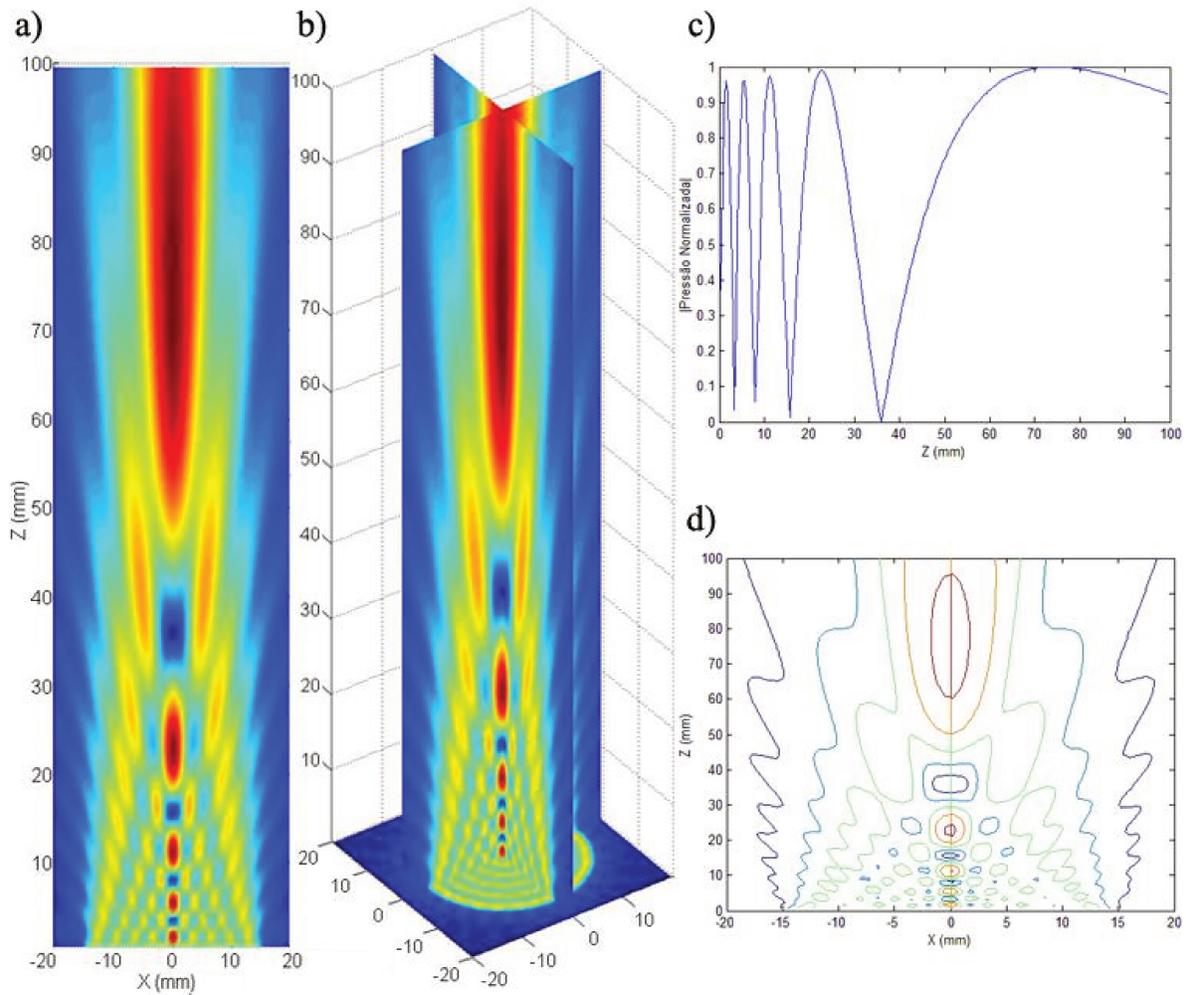


Figura 4.8 – Simulação pelo modelo de Zemanek de um transdutor circular de 30 mm de diâmetro, frequência 500 kHz e resolução $\lambda/6$: a) intensidade da pressão no plano xz , b) campo acústico gerado em função dos eixos x , y e z , c) pressão normalizada ao longo do eixo axial e d) contorno dos picos de pressão no plano xz .

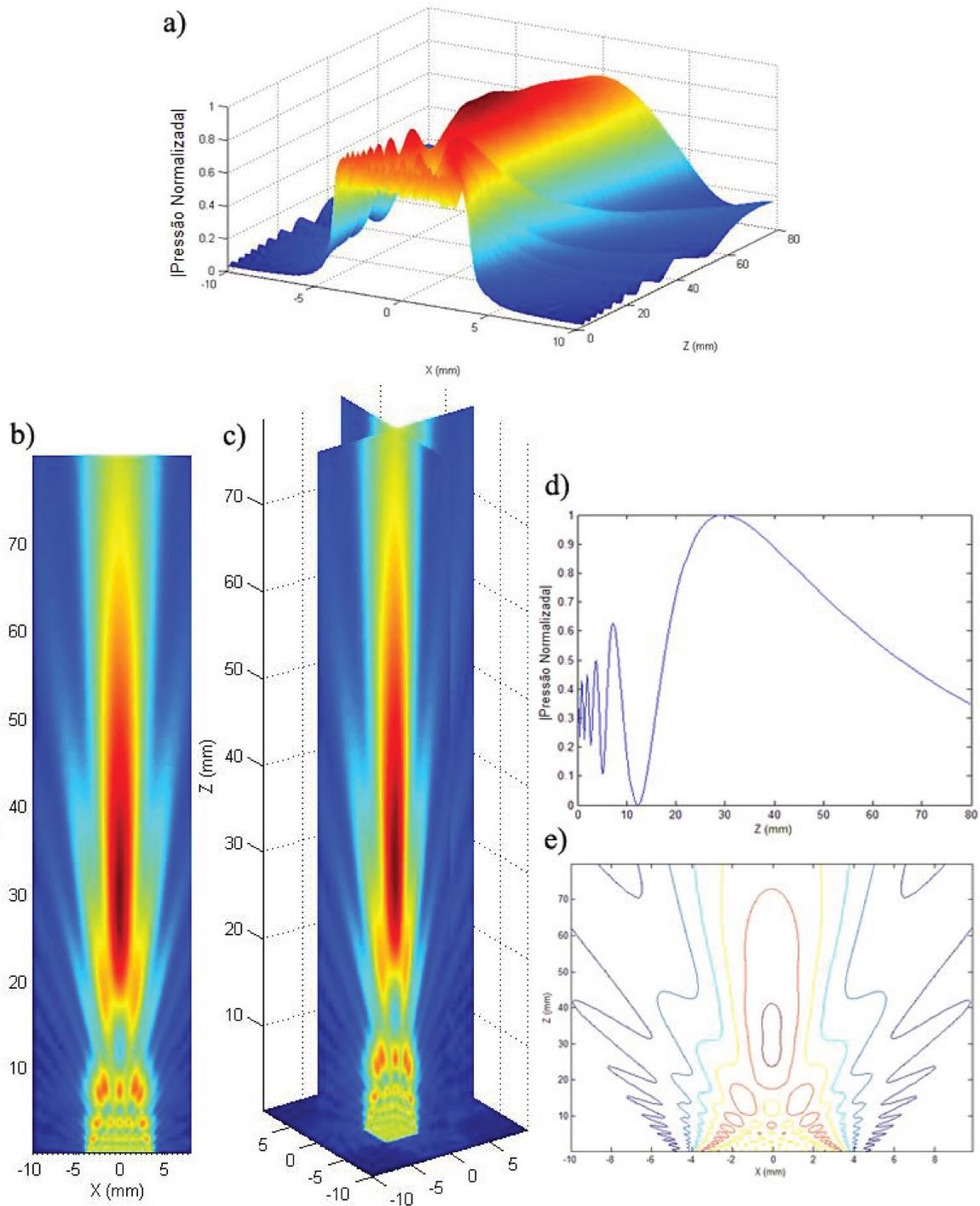


Figura 4.9 – Simulação de um transdutor quadrado de 8 mm de lado, frequência 2 MHz e resolução $\lambda/4$: a) pressão normalizada em função dos eixos x e z , b) intensidade da pressão no plano xz , c) campo acústico gerado em função dos eixos x , y e z , d) pressão normalizada ao longo do eixo axial e e) contorno dos picos de pressão no plano xz .

A figura 4.10 mostra os gráficos obtidos para um transdutor em forma de anel com frequência central 2 MHz, 15 mm de diâmetro externo e 7,5 mm de diâmetro interno. Como neste trabalho apenas transdutores de elemento único são considerados, é possível simular transdutores anelares de um anel apenas, porém, o programa poderá ser complementado futuramente para realizar simulações de transdutores de múltiplos anéis.

A função de apodização do transdutor é introduzida nas simulações apresentadas nas figuras 4.11 e 4.12 e mostram o campo acústico do transdutor de 8 mm de diâmetro, frequência 2 MHz, apodizado utilizando a aplicação de uma máscara de Hanning (figura 4.11), e do transdutor de 12,7 mm de diâmetro, frequência 2 MHz, apodizado com a aplicação de uma máscara de Hamming (figura 4.12). A figura 4.13 apresenta a simulação obtida por Albuquerque (2006), de um transdutor apodizado utilizando uma máscara de Hanning, que é comparada com a figura 4.11.

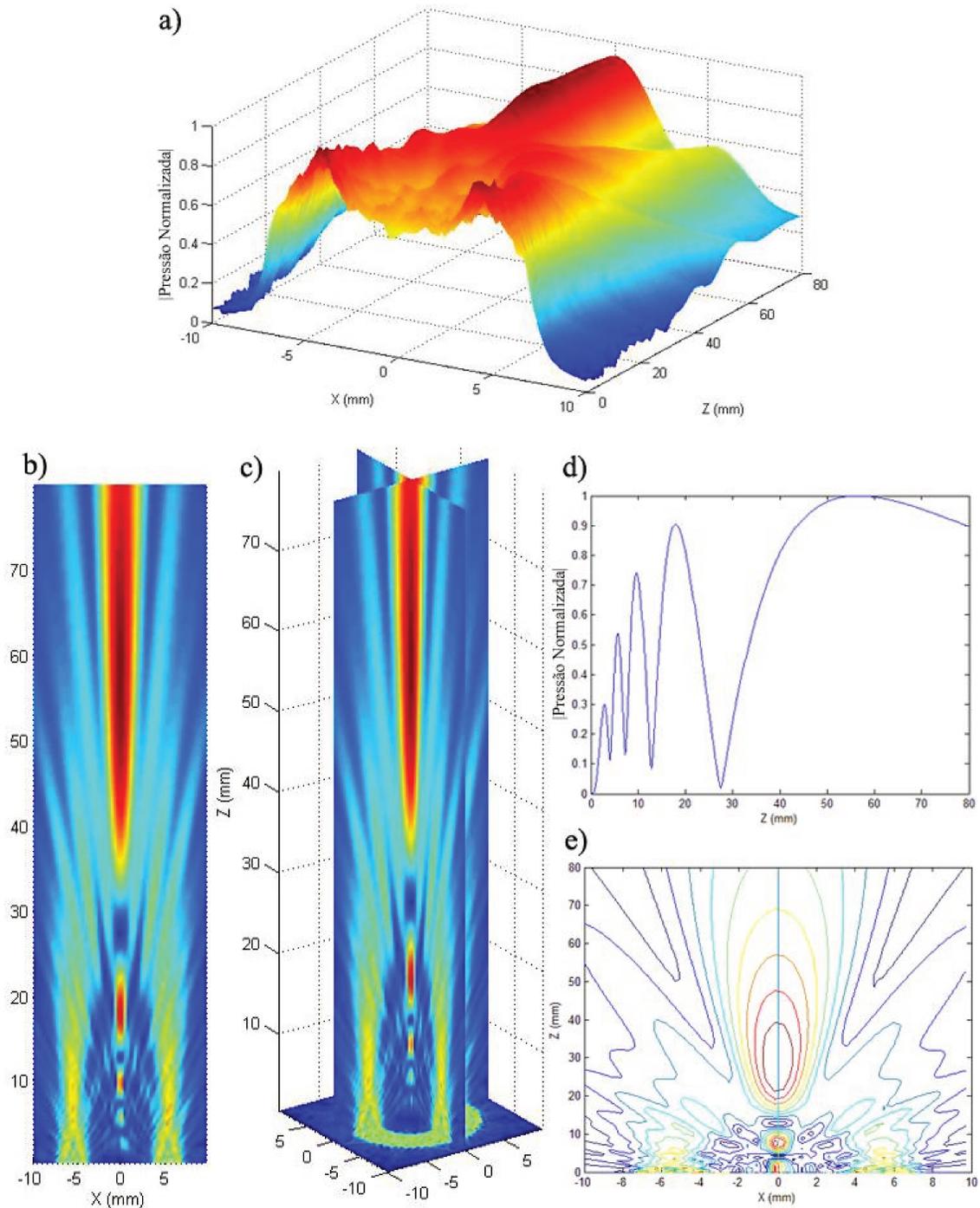


Figura 4.10 – Simulação de um transdutor anelar com frequência 2 MHz, 15 mm de diâmetro externo e 7,5 mm de diâmetro interno, com resolução $\lambda/2$: a) pressão normalizada em função dos eixos x e z , b) intensidade da pressão no plano xz , c) campo acústico gerado em função dos eixos x , y e z , d) pressão normalizada ao longo do eixo axial e e) contorno dos picos de pressão no plano xz .

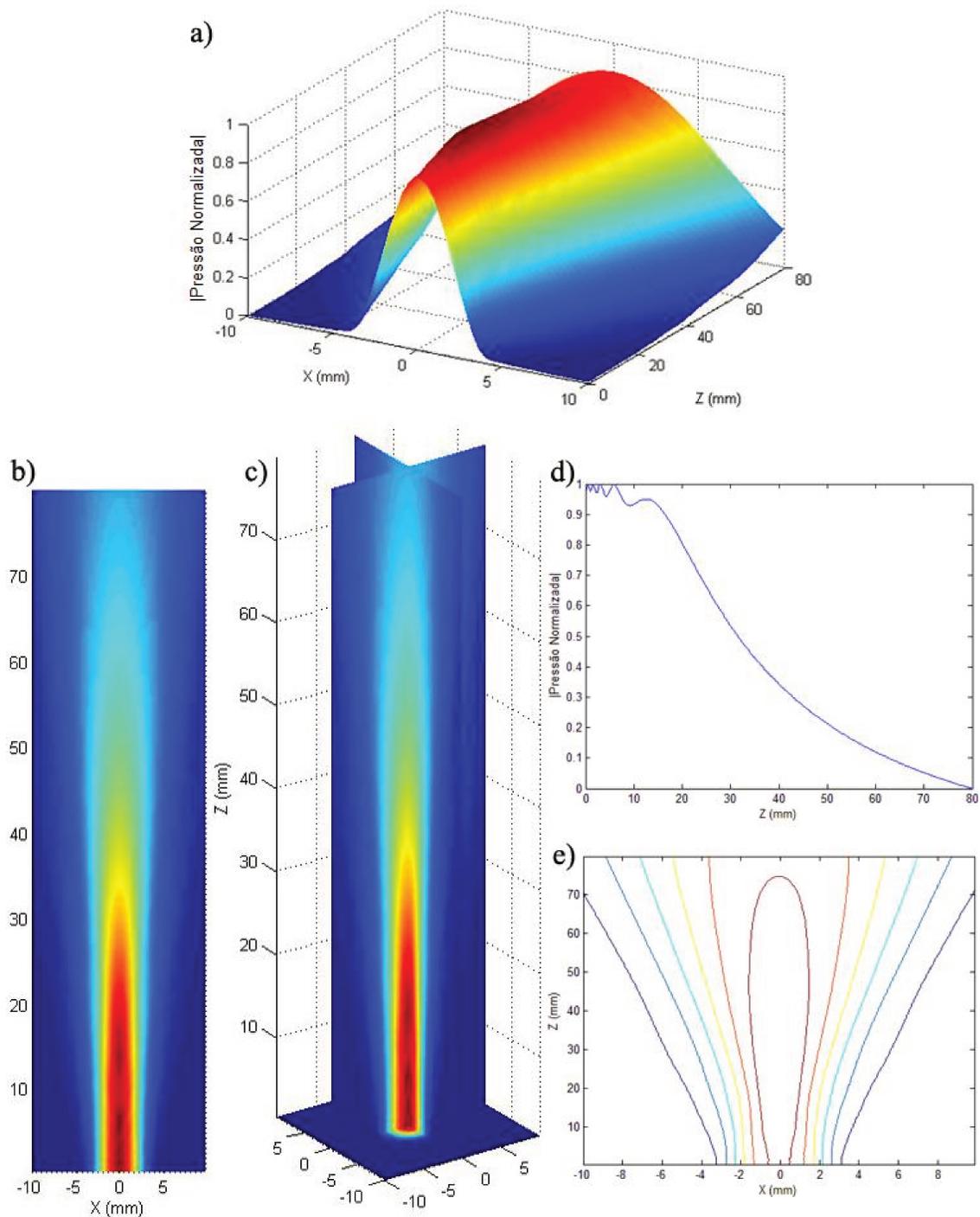


Figura 4.11 – Simulação de um transdutor circular de 8 mm de diâmetro, frequência de 2 MHz e resolução $\lambda/2$, apodizado com a aplicação de uma máscara de Hanning: a) pressão normalizada em função dos eixos x e z , b) intensidade da pressão no plano xz , c) campo acústico gerado em função dos eixos x , y e z , d) pressão normalizada ao longo do eixo axial e e) contorno dos picos de pressão no plano xz .

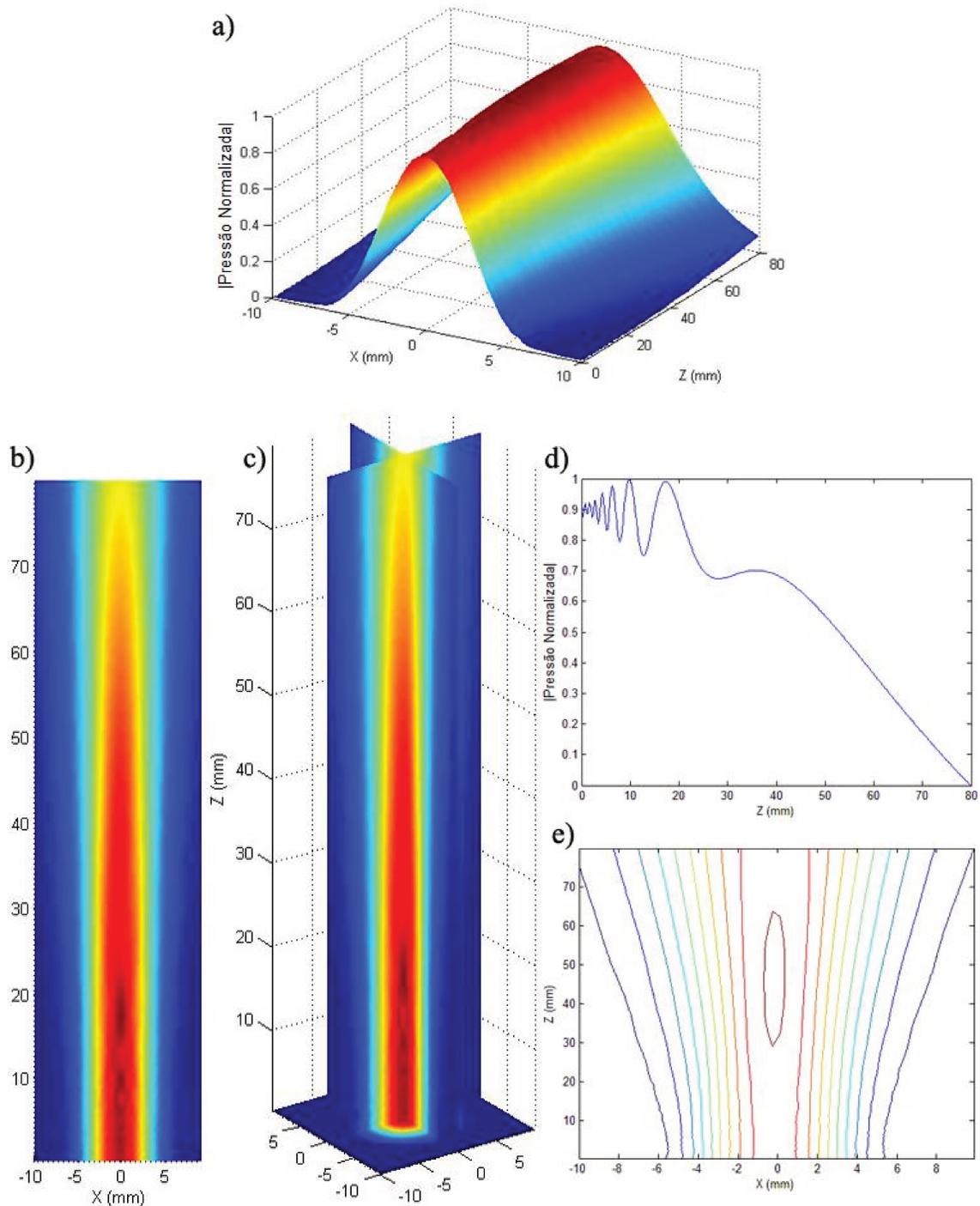


Figura 4.12 – Simulação de um transdutor circular de 12,7 mm de diâmetro, frequência 2 MHz e resolução $\lambda/2$, apodizado com a aplicação de uma máscara de Hamming: a) pressão normalizada em função dos eixos x e z , b) intensidade da pressão no plano xz , c) campo acústico gerado em função dos eixos x , y e z , d) pressão normalizada ao longo do eixo axial e e) contorno dos picos de pressão no plano xz .

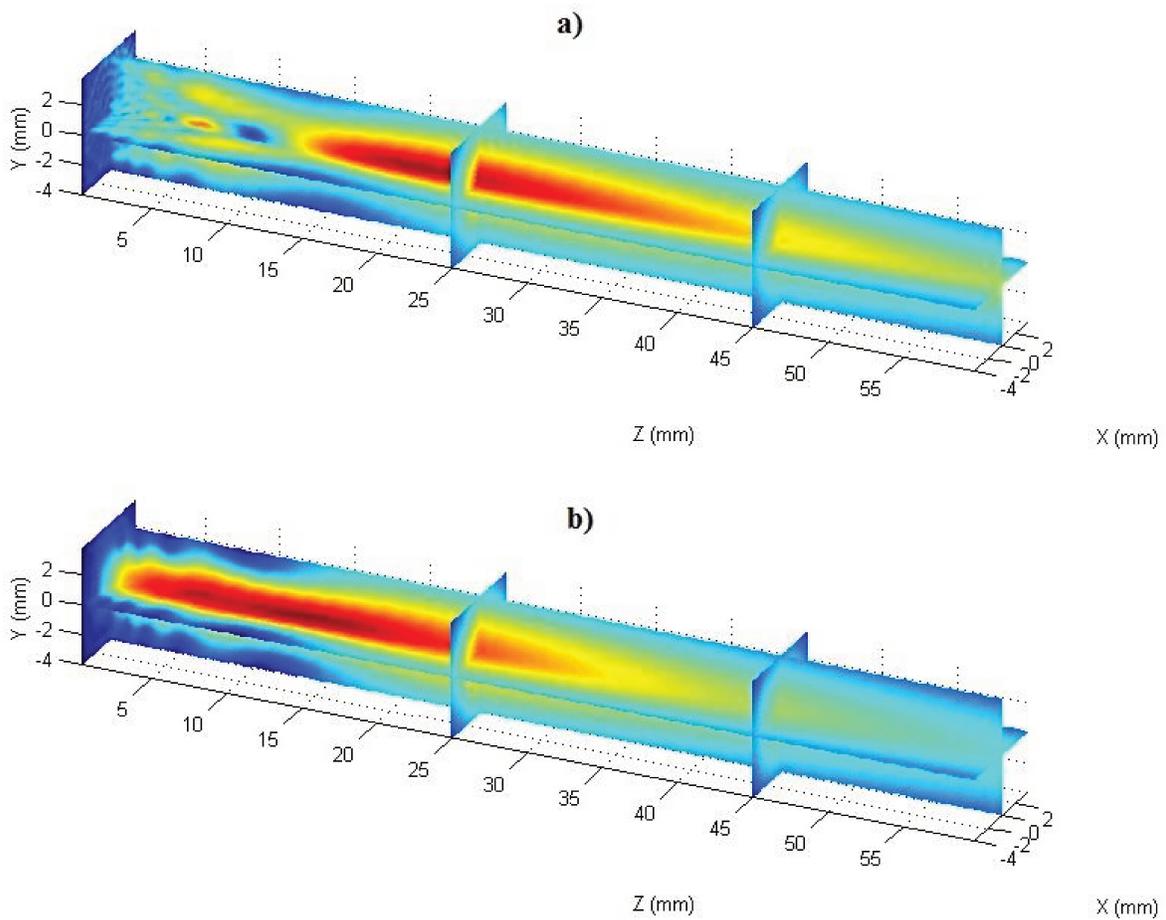


Figura 4.13 – Simulação do campo acústico pelo modelo proposto por Albuquerque (2006) de um transdutor de 8 mm de diâmetro e frequência 2 MHz: a) sem apodização e b) apodizado com a aplicação de uma máscara Hanning (ALBUQUERQUE, 2006).

Na figura 4.14 é mostrada a simulação do campo acústico do transdutor quadrado de 8 mm de lado e frequência de vibração 2 MHz, apodizado utilizando a aplicação de uma máscara de Hamming.

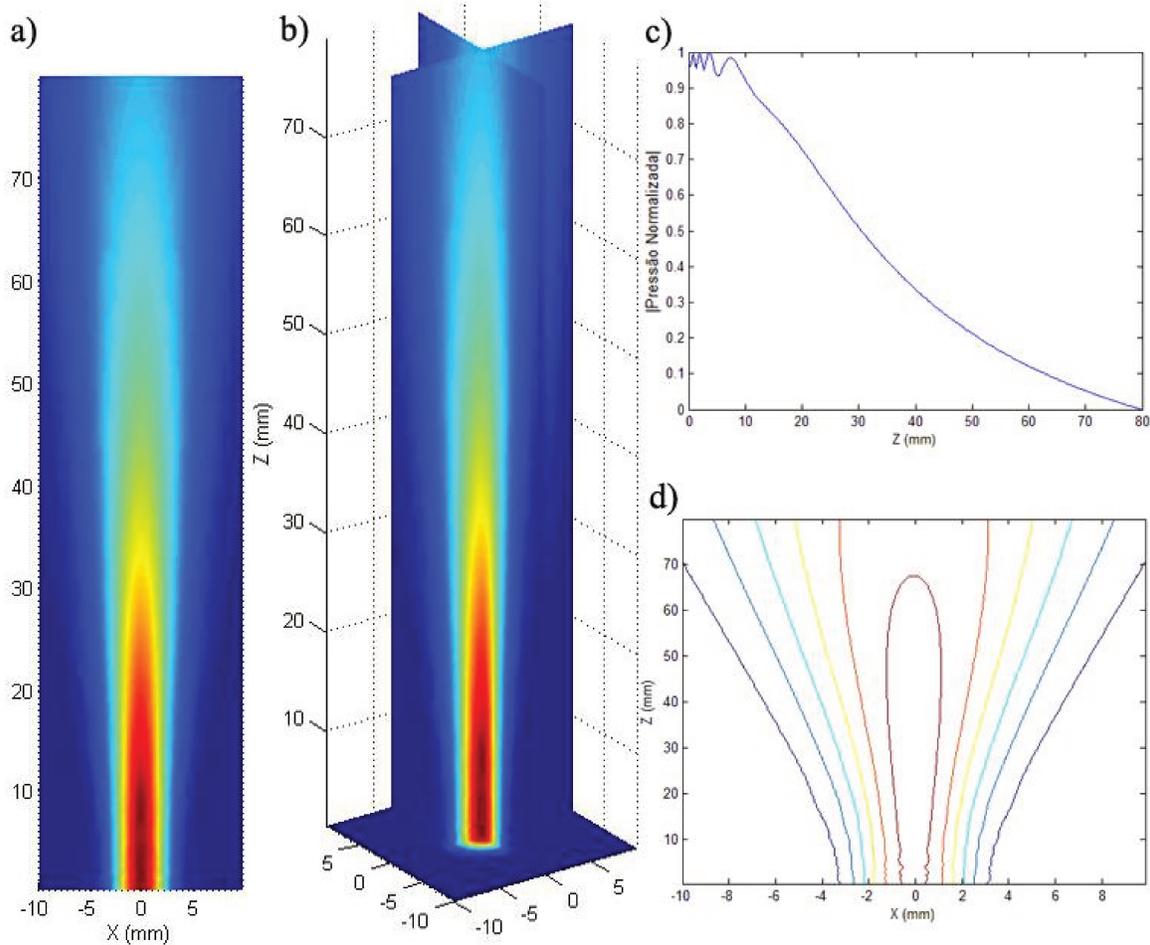


Figura 4.14 – Simulação de um transdutor quadrado de 8 mm de lado, frequência 2 MHz e resolução $\lambda/4$, apodizado com a aplicando de uma máscara de Hamming: a) intensidade da pressão no plano xz , b) campo acústico gerado em função dos eixos x , y e z , c) pressão normalizada ao longo do eixo axial e d) contorno dos picos de pressão no plano xz .

A implementação da função de focalização é mostrada nas figuras 4.15 e 4.16. As simulações foram realizadas com um transdutor de frequência 1 MHz e 8 mm de diâmetro. Foram definidas focalizações com ponto focal (-4 mm, 0, 40 mm) (figura 4.15) e (-20 mm, 0, 60 mm) (figura 4.16) nos eixos x , y e z , respectivamente. Os resultados são comparados com os obtidos por Albuquerque (2006) apresentados na figura 4.17.

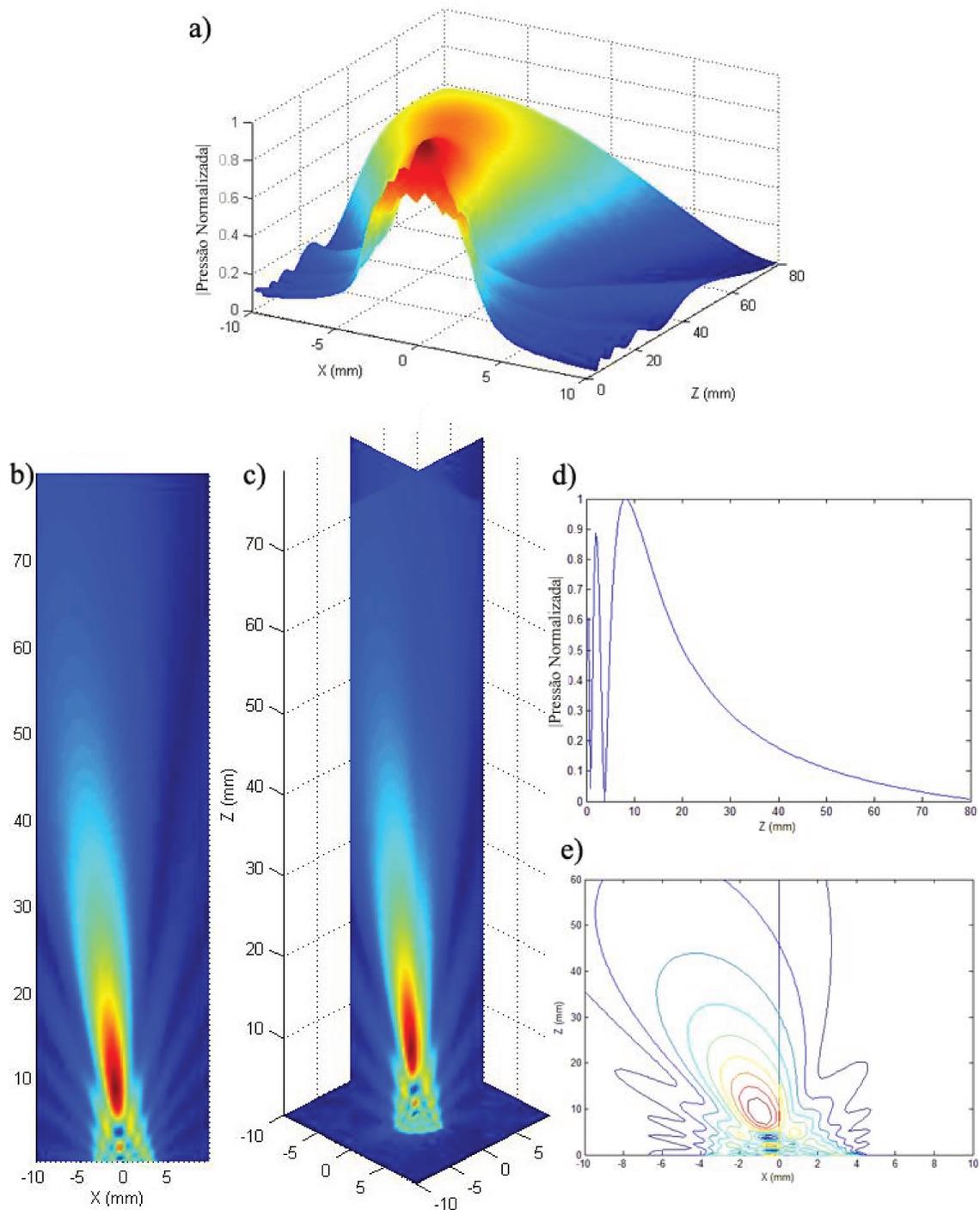


Figura 4.15 – Simulação de um transdutor circular de 8 mm de diâmetro, frequência 1 MHz e resolução $\lambda/4$, ponto focal (-4mm, 0, 40mm): a) pressão normalizada em função dos eixos x e z, b) intensidade da pressão no plano xz, c) campo acústico gerado em função dos eixos x, y e z, d) pressão normalizada ao longo do eixo axial e e) contorno dos picos de pressão no plano xz.

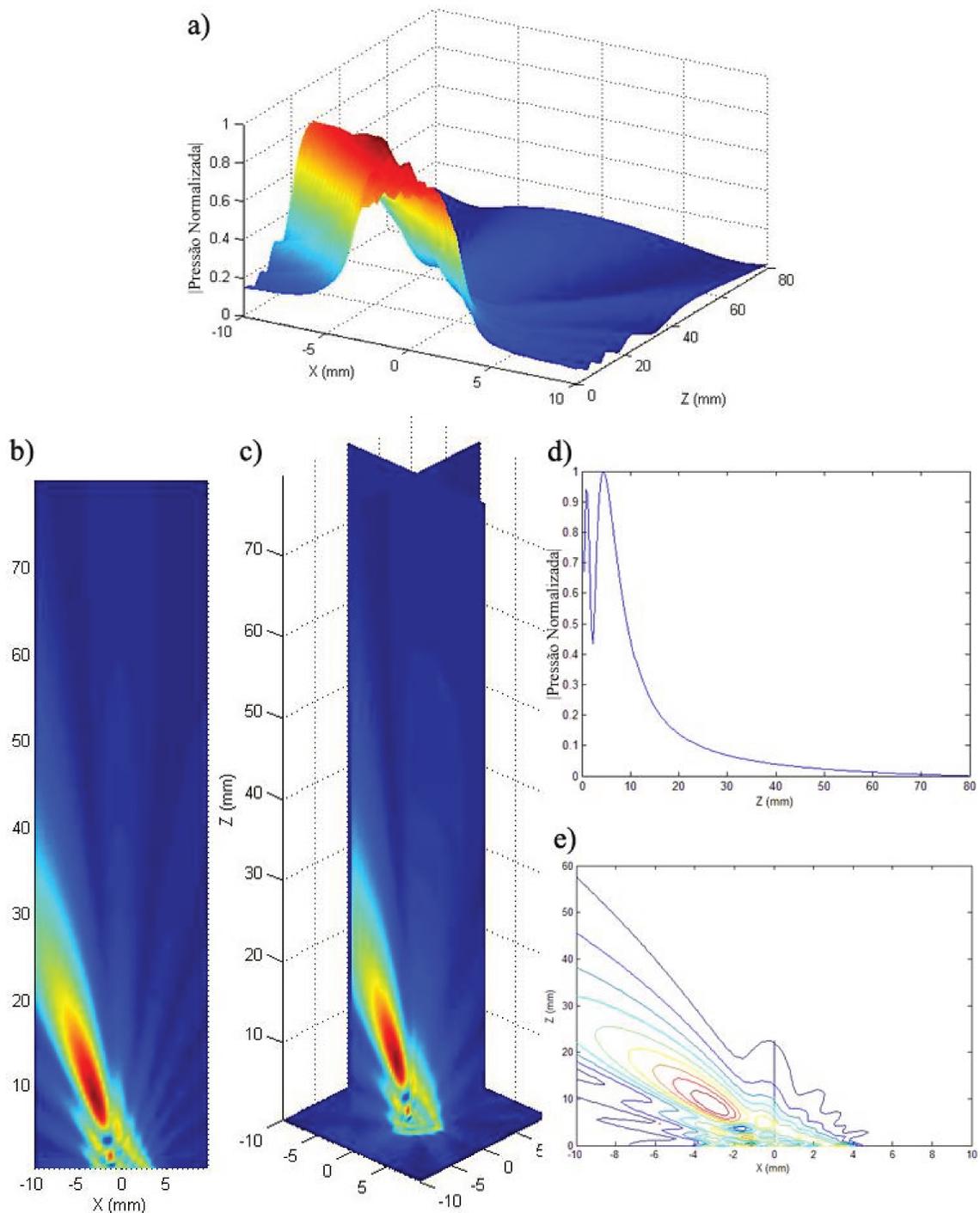


Figura 4.16 – Simulação de um transdutor circular de 8 mm de diâmetro, frequência 1 MHz e resolução $\lambda/4$, ponto focal (-20mm, 0, 60mm): a) pressão normalizada em função dos eixos x e z, b) intensidade da pressão no plano xz, c) campo acústico gerado em função dos eixos x, y e z, d) pressão normalizada ao longo do eixo axial e e) contorno dos picos de pressão no plano xz.

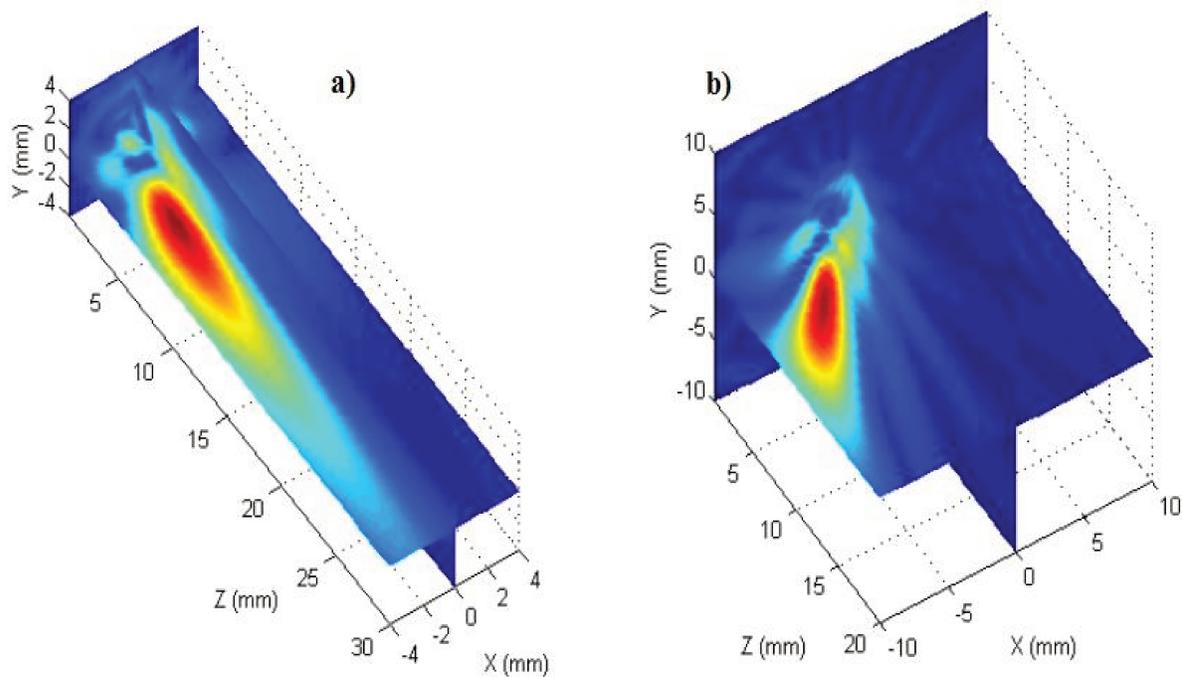


Figura 4.17 – Simulação do campo acústico pelo modelo proposto por Albuquerque (2006) de um transdutor de 8 mm de diâmetro e frequência 1 MHz, com ponto focal: a) (-4mm, 0, 40mm) e b) (-20mm, 0, 60mm) (ALBUQUERQUE, 2006).

A figura 4.18 mostra o resultado da simulação de um transdutor quadrado de 2 MHz e 8 mm lado com atenuação linear de 2,5 dB/cm, e na figura 4.19 é apresentada uma comparação entre dois transdutores iguais ao da figura 4.18, um com frequência 1 MHz e outro 2 MHz, ambas as simulações com atenuação dependente da frequência de $2,5 \frac{\text{dB}}{\text{cm} \cdot \text{MHz}}$ e $\alpha = 1$.

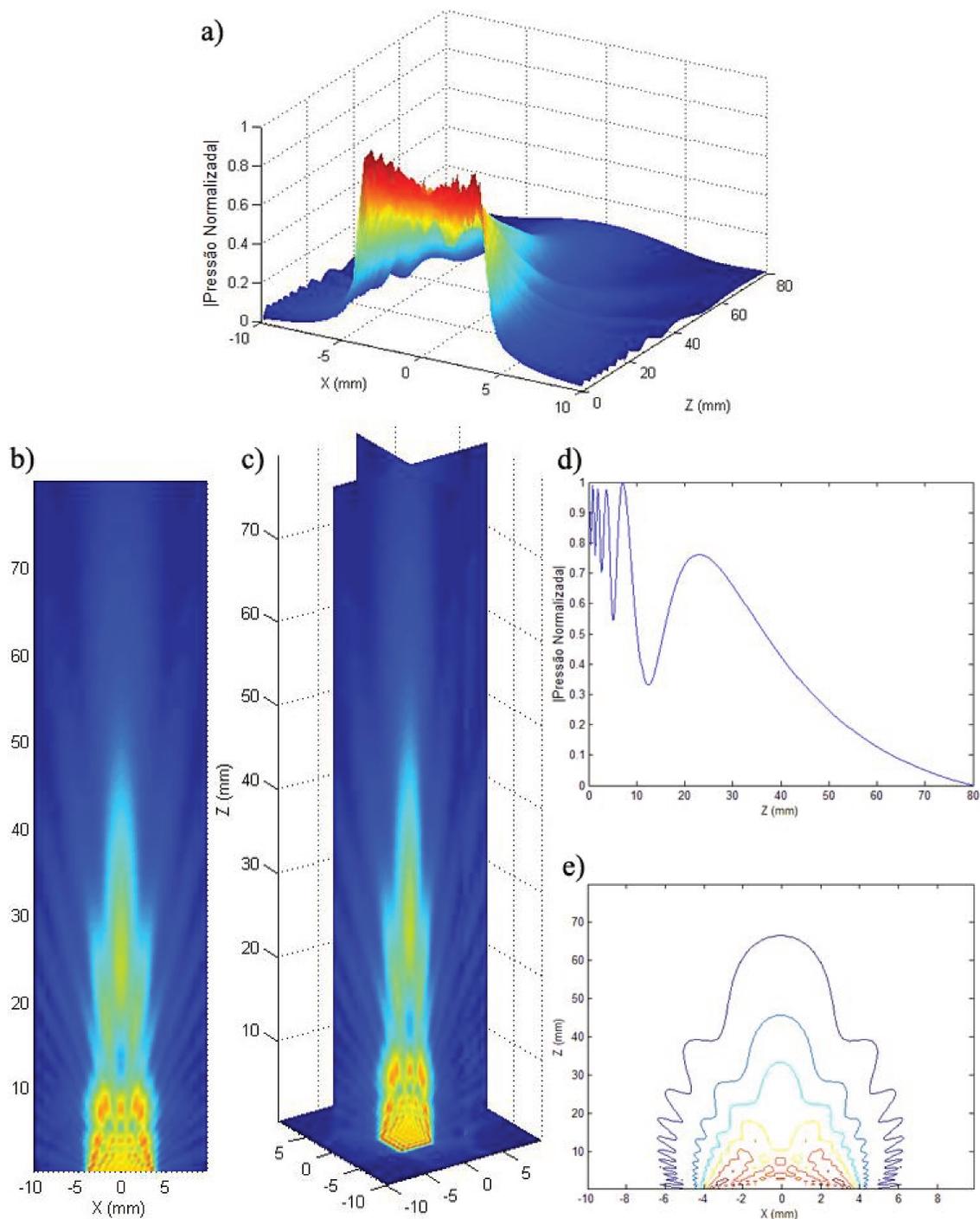


Figura 4.18 – Simulação de um transdutor quadrado com frequência central 2 MHz, 8 mm de lado e resolução $\lambda/4$, com atenuação linear de 2,5 dB/cm: a) pressão normalizada em função dos eixos x e z , b) intensidade da pressão no plano xz , c) campo acústico gerado em função dos eixos x , y e z , d) pressão normalizada ao longo do eixo axial e e) contorno dos picos de pressão no plano xz .

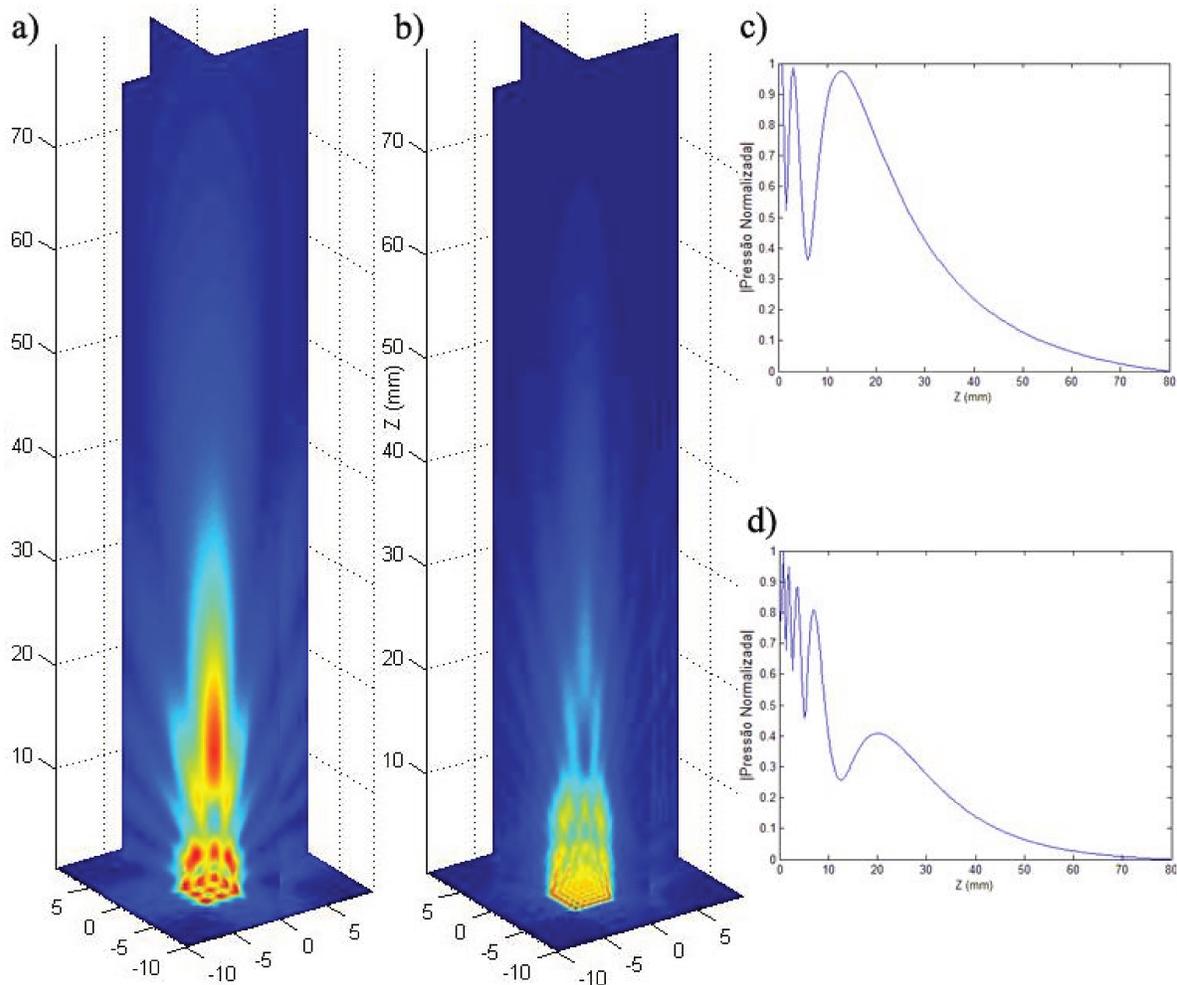


Figura 4.19 – Comparação entre dois transdutores quadrados de 8 mm de lado, um com 1 MHz e outro com 2 MHz de frequência de vibração e atenuação dependente da frequência de 2,5 dB/(cm·MHz) e $\alpha=1$: a) campo acústico gerado em função dos eixos x , y e z , pelo transdutor de 1 MHz, b) de 2 MHz; c) pressão normalizada ao longo do eixo axial do transdutor de 1 MHz e d) de 2 MHz.

A figura 4.20 apresenta o resultado de uma simulação realizada com as funções de apodização e focalização simultaneamente de um transdutor quadrado de 8 mm de lado, frequência 2 MHz, apodizado com a aplicação de uma máscara de Hanning e ponto focal (-10 mm, 0, 40 mm).

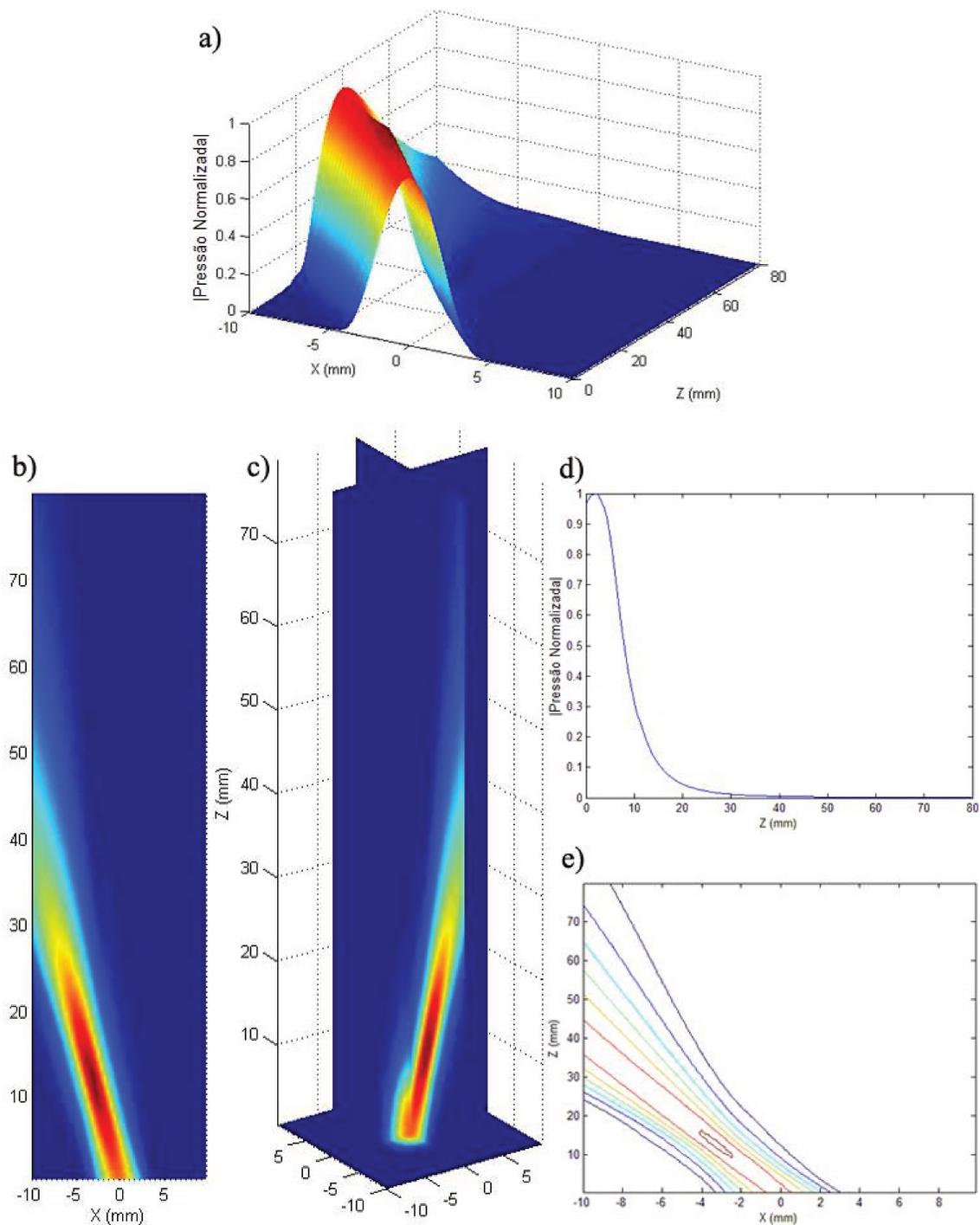


Figura 4.20 – Simulação de um transdutor quadrado de 8 mm de lado, frequência 2 MHz e resolução $\lambda/2$, ponto focal (-10mm, 0, 40mm) e apodizado com a aplicação de uma máscara de Hanning: a) pressão normalizada em função dos eixos x e z , b) intensidade da pressão no plano xz , c) campo acústico gerado em função dos eixos x , y e z , d) pressão normalizada ao longo do eixo axial e e) contorno dos picos de pressão no plano xz .

4.3 Simulações do campo acústico pelo modelo de Stepanishen

Pelo modelo de Stepanishen foram feitas simulações de transdutores retangular e circular, sem a utilização das funções de atenuação, focalização e apodização, com a finalidade de fazer uma comparação entre as simulações de ambos os modelos. Como este *software* é modular, estas funções poderão ser implementadas futuramente. Quando a opção Stepanishen é selecionada, a imagem do programa fica como mostra a figura 4.21.



Figura 4.21 – Imagem do programa FSIM para o modelo de Stepanishen selecionado.

Foram simulados transdutores de geometria circular de 12,7 mm e 19 mm de diâmetro com frequência central 2 MHz e resolução $\lambda/4$, como mostram as figuras 4.22 e 4.23, respectivamente, 15 mm e 30 mm de diâmetro com frequência central 500 kHz e

resolução $\lambda/6$ (figuras 4.25 e 4.26, respectivamente) e quadrado com 8 mm de lado, frequência 2 MHz e resolução $\lambda/4$ (figura 4.27). Os resultados obtidos na figura 4.22 foram comparados com as simulações obtidas por Nicacio (2002) mostradas na figura 4.24.

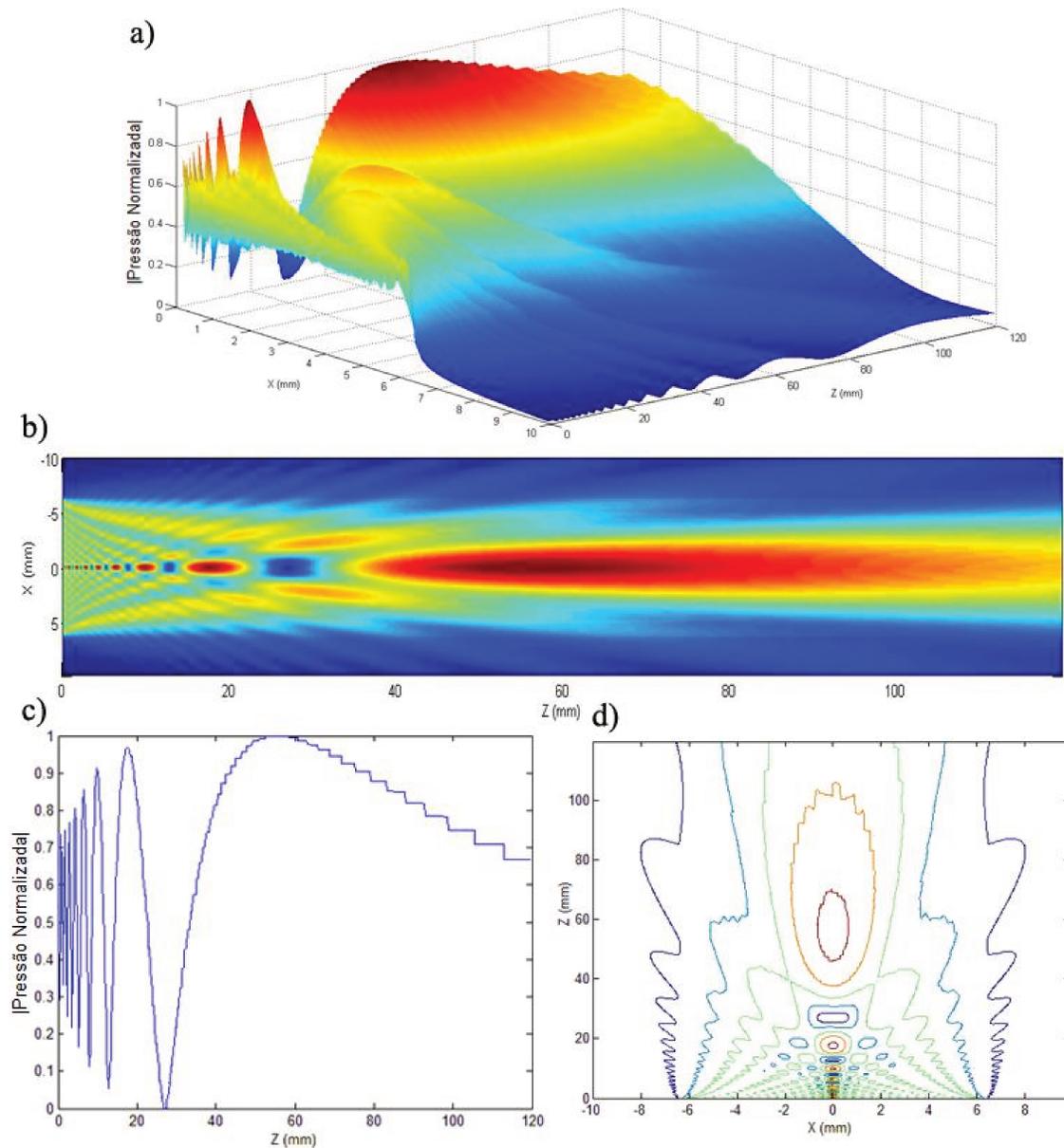


Figura 4.22 – Simulação pelo modelo de Stepanishen de um transdutor circular de 12,7 mm de diâmetro e frequência 2 MHz: a) pressão normalizada em função dos eixos x e z , b) intensidade da pressão no plano xz , c) pressão normalizada ao longo do eixo axial e d) contorno dos picos de pressão no plano xz .

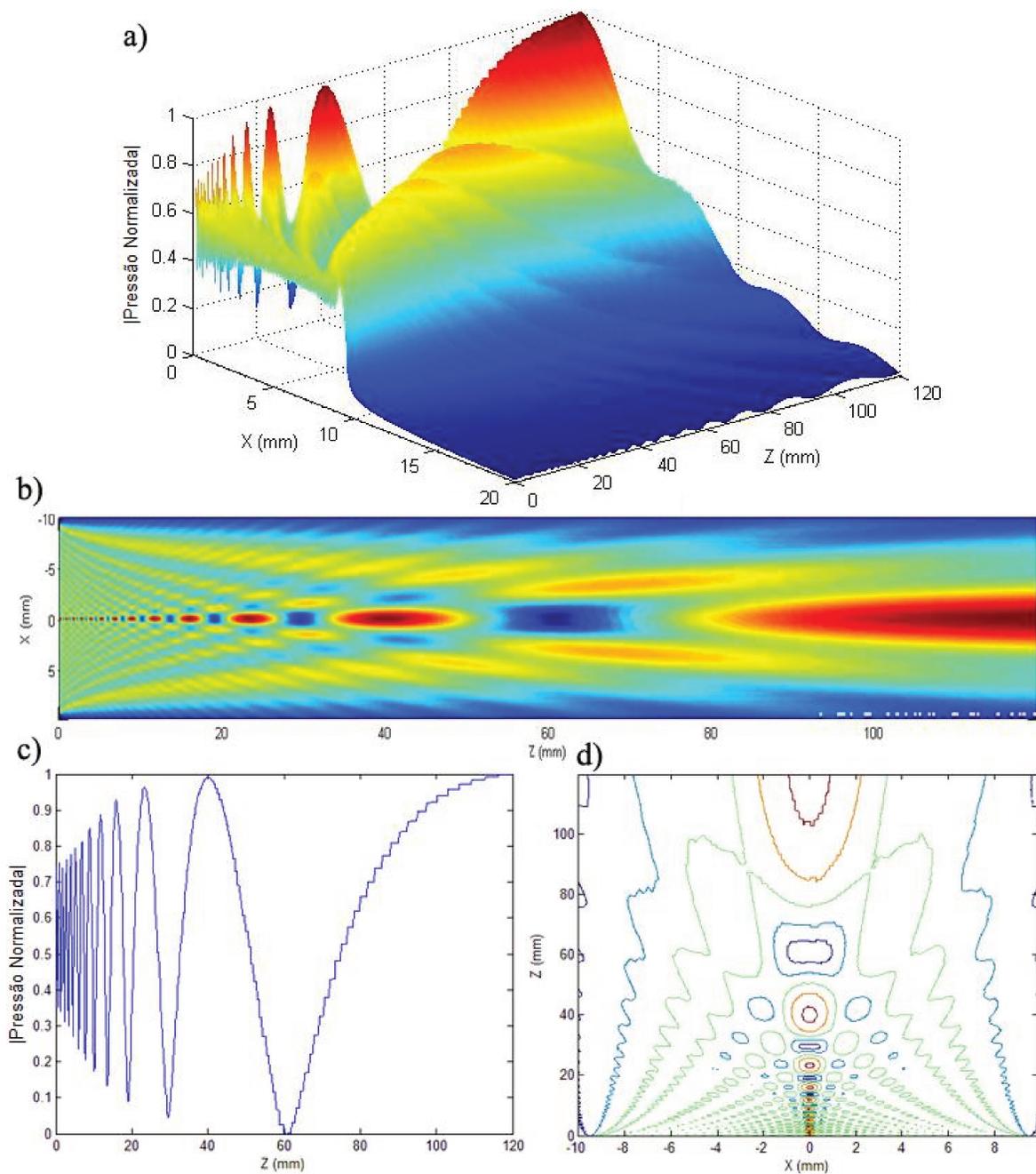


Figura 4.23 – Simulação pelo modelo de Stepanishen de um transdutor circular de 19 mm de diâmetro e frequência 2 MHz: a) pressão normalizada em função dos eixos x e z , b) intensidade da pressão no plano xz , c) pressão normalizada ao longo do eixo axial e d) contorno dos picos de pressão no plano xz .

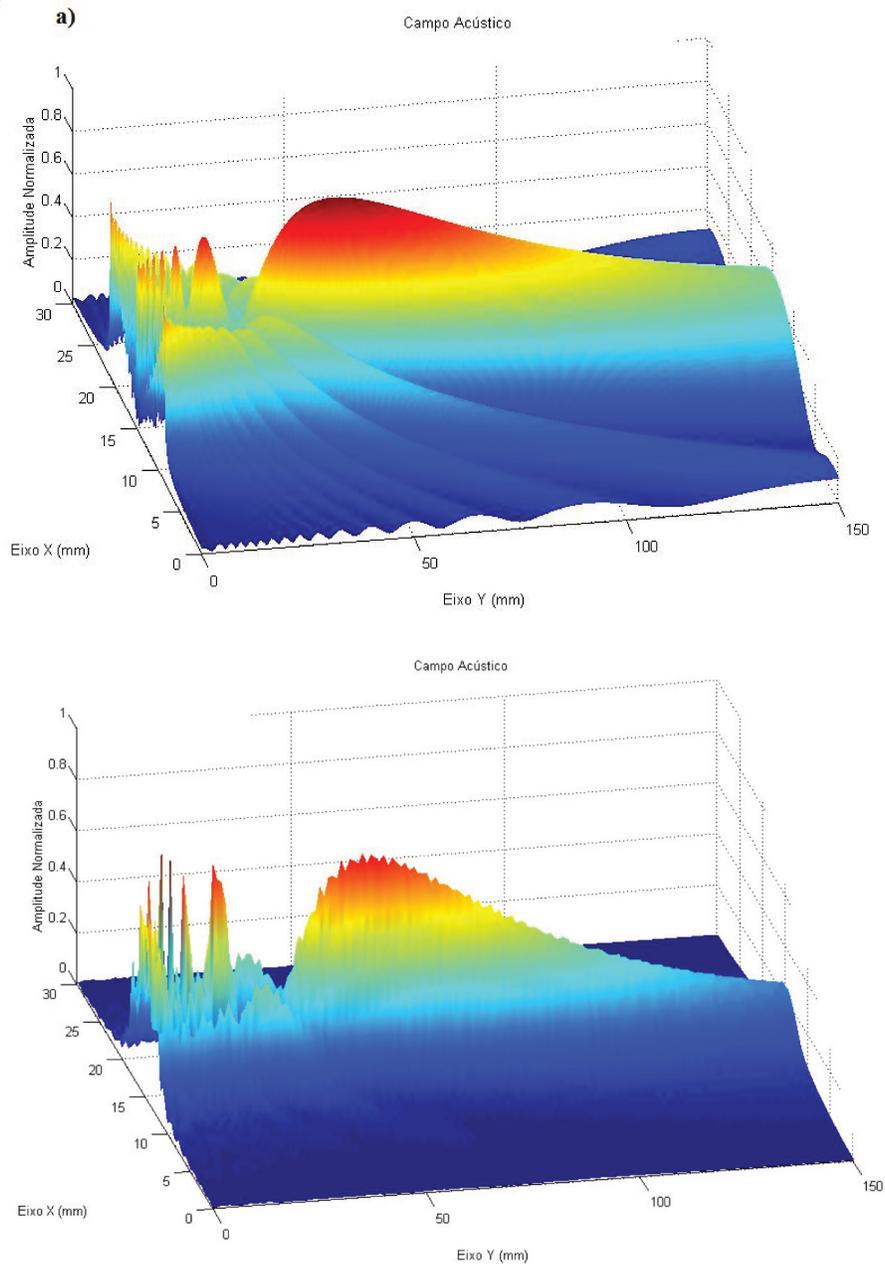


Figura 4.24 – Simulação do campo acústico de um transdutor circular de 2 MHz e 12,7 mm de diâmetro: a) pelo modelo de Zemanek e b) pelo modelo de Stepanishen (NICACIO, 2002).

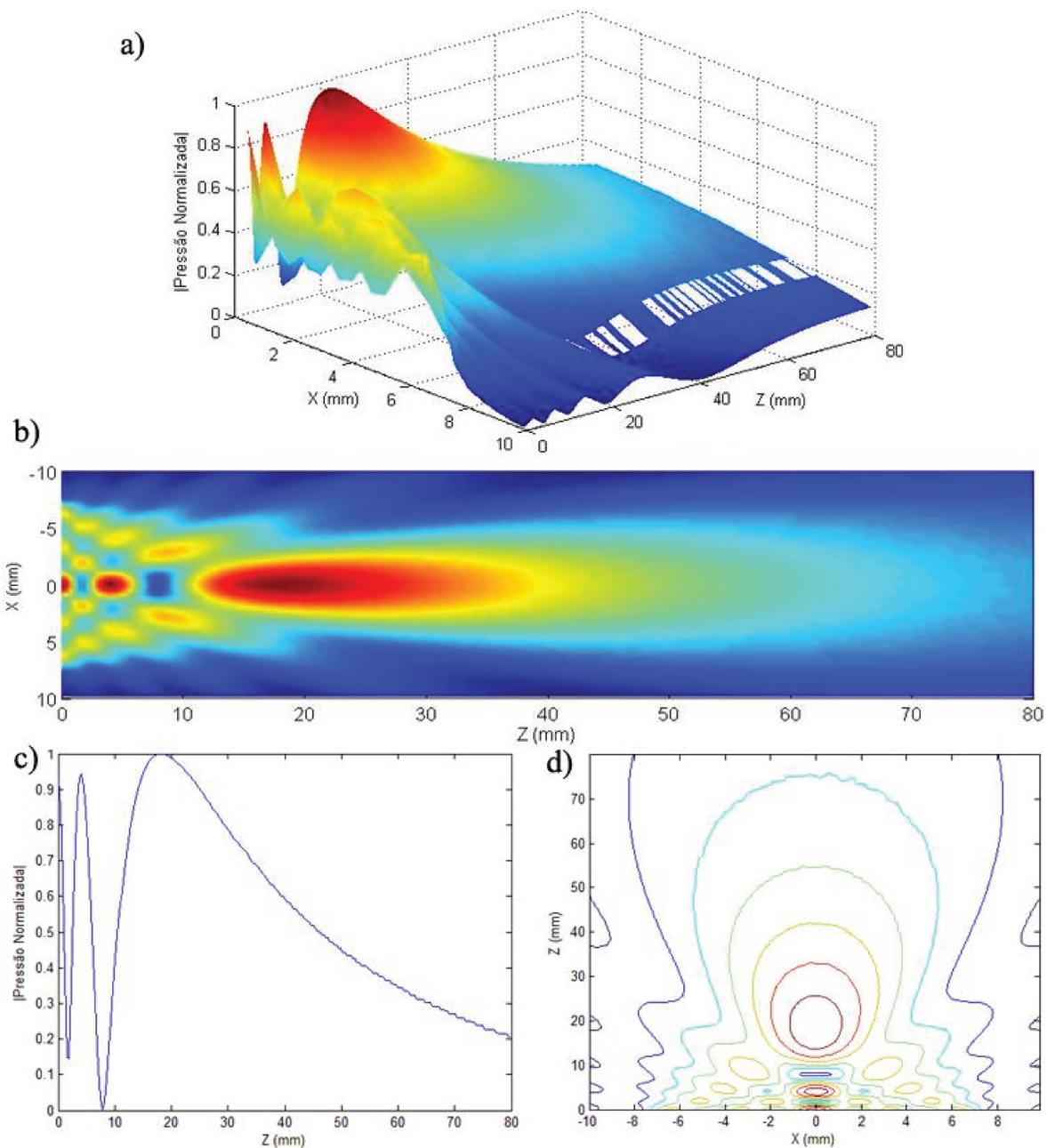


Figura 4.25 – Simulação pelo modelo de Stepanishen de um transdutor circular de 15 mm de diâmetro e frequência 500 kHz: a) pressão normalizada em função dos eixos x e z , b) intensidade da pressão no plano xz , c) pressão normalizada ao longo do eixo axial e d) contorno dos picos de pressão no plano xz .

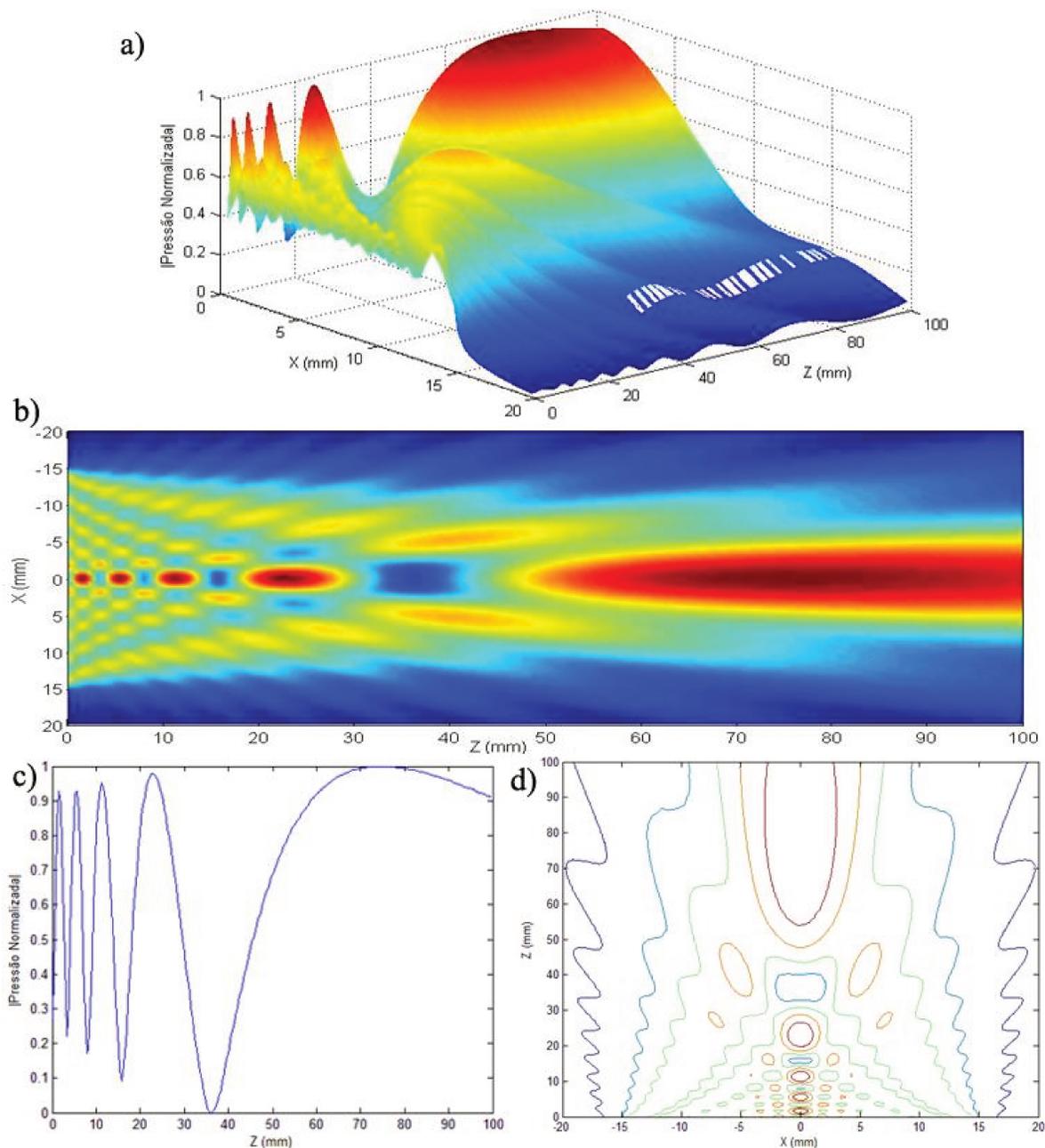


Figura 4.26 – Simulação pelo modelo de Stepanishen de um transdutor circular de 30 mm de diâmetro e frequência 500 kHz: a) pressão normalizada em função dos eixos x e z , b) intensidade da pressão no plano xz , c) pressão normalizada ao longo do eixo axial e d) contorno dos picos de pressão no plano xz .

A figura 4.27 apresenta os gráficos da simulação do modelo de Stepanishen para o transdutor quadrado de 8 mm de lado e 2 MHz.

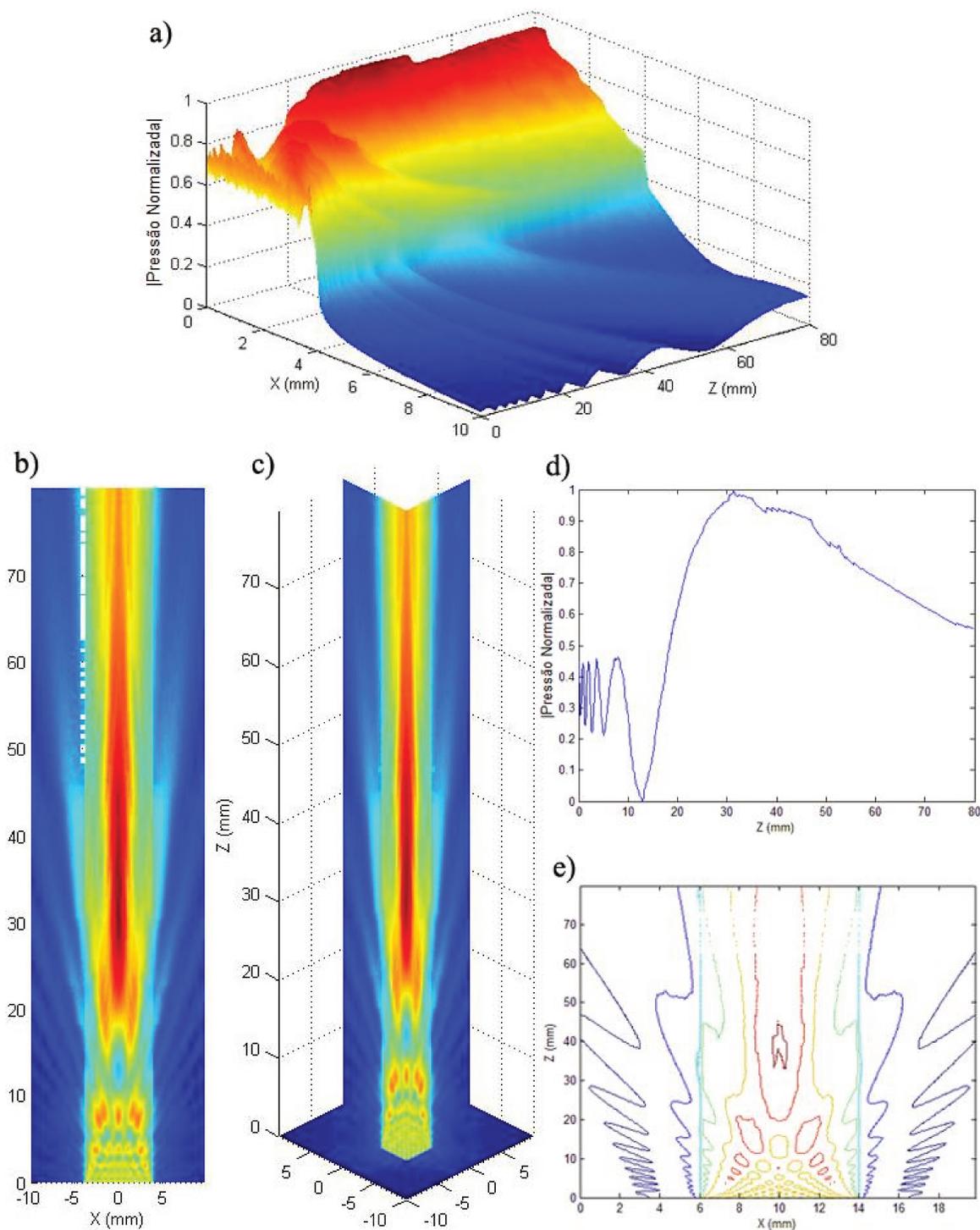


Figura 4.27 – Simulação pelo modelo de Stepanishen de um transdutor quadrado de 8 mm de lado e frequência 2 MHz: a) pressão normalizada em função dos eixos x e z , b) intensidade da pressão no plano xz , c) campo acústico gerado em função dos eixos x , y e z , d) pressão normalizada ao longo do eixo axial e e) contorno dos picos de pressão no plano xz .

A figura 4.28 apresenta as simulações obtidas por Zemanek (1970) e por Lockwood e Willette (1972) de transdutores com relação $a/\lambda = 2,5$ e $a/\lambda = 5$, mostrando a pressão em função dos eixos x e z e a pressão normalizada ao longo do eixo axial. Esses resultados são comparados com simulações das figuras 4.7 e 4.8 do modelo de Zemanek, e 4.25 e 4.26 do modelo de Stepanishen.

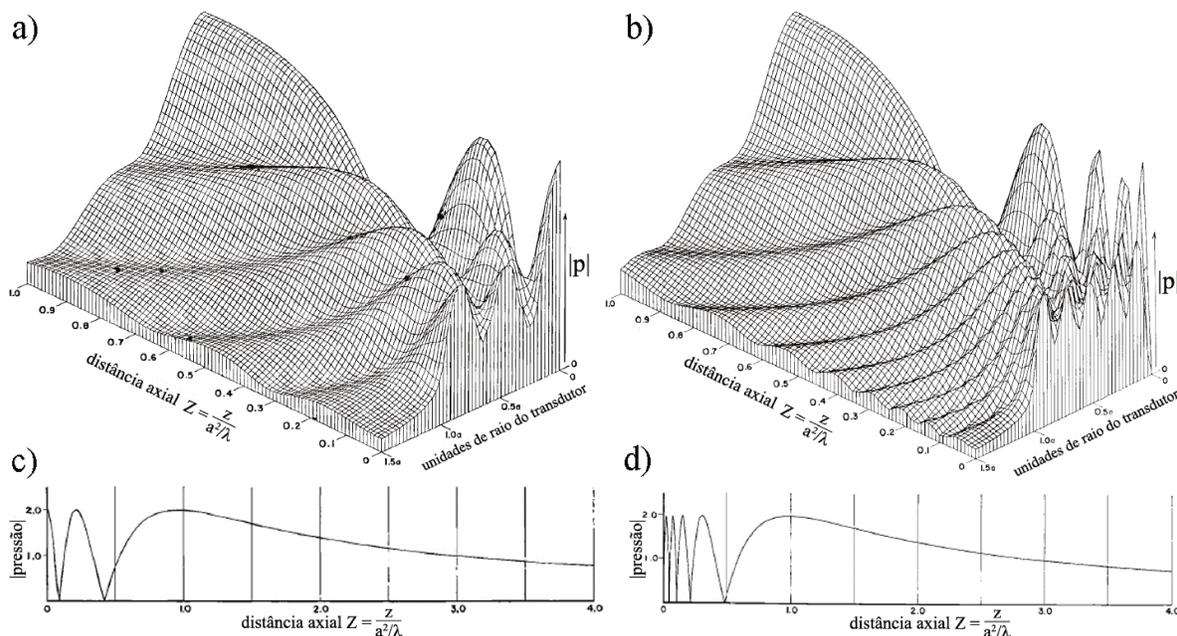


Figura 4.28 – Pressão acústica de um transdutor circular calculada utilizando a solução exata de Zemanek: a) pressão em função dos eixos x e z para um transdutor com relação $a/\lambda = 2,5$, b) $a/\lambda = 5$, c) pressão normalizada ao longo do eixo axial sendo $a/\lambda = 2,5$ e d) $a/\lambda = 5$ (modificado de ZEMANEK, 1970).

5 DISCUSSÃO

Analisando o algoritmo do modelo de Zemanek apresentado no apêndice A, $N_i = T_x.T_y.T_z.Ts_x.Ts_y$ onde $T_x.T_y.T_z$ são os pontos no espaço nos eixos x , y e z , respectivamente, $Ts_x.Ts_y$ representam os elementos de área ativa do transdutor e N_i é o número de iterações realizadas pelo programa. Quanto maior o número de pontos no espaço acústico e os elementos de área ativa definidos, maior será o número de iterações para a simulação do campo acústico e, conseqüentemente, o tempo de processamento. Como a resolução é determinada em função do comprimento de onda, a frequência de vibração do transdutor também contribui na determinação do número de pontos no espaço e dos elementos ativos do transdutor, resultando em mais pontos em frequências mais elevadas.

Como foi dito anteriormente, o tempo de processamento depende da resolução adotada, assim como da frequência de vibração do transdutor. A simulação do campo acústico do transdutor de 12,7 mm de diâmetro, frequência 2 MHz e resolução $\lambda/4$ levou aproximadamente 3 horas e 30 minutos para ser realizada. Para resolução $\lambda/2$ esta simulação levaria apenas 5 minutos e 40 segundos. Este tempo foi obtido para um gráfico de dimensões 20 mm, 20 mm e 120 mm nos eixos x , y e z , respectivamente. Já a simulação do transdutor de 8 mm de lado, 2 MHz de frequência central e resolução $\lambda/4$ levou 55 minutos para ser realizada, com dimensões do campo de 20 mm, 20 mm e 80 mm nos eixos x , y e z , respectivamente. A mesma simulação com resolução $\lambda/2$ levaria 2 minutos aproximadamente.

Em simulações de transdutores com frequência de vibração 2 MHz ou mais, utilizando a resolução $\lambda/2$, são discretizados pontos suficientes para se obter gráficos fidedignos sem comprometer a eficiência computacional. Para transdutores com frequência central menor que 2 MHz, é indicado o uso de uma resolução maior, que deve ser aumentada conforme a frequência do transdutor diminui.

Observa-se nas figuras 4.2, 4.5, 4.7 e 4.8 que os campos acústicos gerados por transdutores de diâmetros diferentes apresentam o mesmo formato, porém com escalas diferentes. Esta diferença é esperada, pois a transição entre o campo próximo e o campo

distante depende do diâmetro e da frequência de vibração do transdutor (relação a/λ) e ocorre a uma distância axial $z = 0,75 a^2 / \lambda$. Ao se comparar as simulações dos transdutores retangulares e circulares, nota-se que a interação entre as ondas de borda e plana nos retangulares é menor que nos circulares, fazendo com que haja menos difração acústica na região de campo próximo.

Comparando-se as simulações da figura 4.14 com as do mesmo transdutor sem apodização (figura 4.9), observa-se que o processo de apodização faz com que o campo acústico seja mais homogêneo na região de campo próximo, com a diminuição da difração acústica e dos lóbulos laterais, assim como descrito por Button (1998). Com a aplicação de máscaras de apodização, nota-se pelas figuras 4.11 e 4.12 que, além da diminuição da difração acústica, há uma diferença de profundidade dos campos acústicos e na homogeneidade do campo próximo quando são aplicadas máscaras diferentes, visto que com a aplicação da máscara Hanning a região do campo próximo é mais uniforme se comparada à da máscara Hamming.

Quando a função de focalização é aplicada às simulações, ou seja, quando um ponto focal é definido como mostra as figuras 4.15 e 4.16, observa-se que o feixe ultrassônico é direcionado para este ponto como era esperado. Do mesmo modo, quando a função de atenuação é aplicada, como mostra a figura 4.18, é possível visualizar a diminuição da intensidade do campo acústico com o aumento da distância da face do transdutor. Já a figura 4.19 mostra que quando a atenuação é dependente da frequência, transdutores com maior frequência de vibração apresentam maior atenuação da pressão acústica.

Com a aplicação das funções de apodização, atenuação e focalização, o número de iterações realizadas permanece inalterado, porém, quando é estabelecido um ponto focal, o tempo de processamento é maior, devido ao acesso do algoritmo à função de focalização, que está no centro do laço de repetição do programa.

Analisando o algoritmo apresentado no apêndice A do modelo de Stepanishen, $N_{iR} = T_x.T_y.T_z.\Delta t$ para o transdutor retangular e $N_{iC} = T_\theta.T_z.\Delta t$ para o transdutor circular, onde $T_x.T_y.T_z$ representam o total do número de pontos no espaço nos eixos x , y e z ,

respectivamente, $T_\theta.T_z$ representa o total do número de pontos no espaço em coordenadas cilíndricas, Δt é o número de amostras do tempo definido empiricamente, de maneira a se obter simulações fidedignas, sem comprometer a eficiência computacional, e N_{iR} e N_{iC} representam o número de iterações realizadas para o transdutor retangular e circular, respectivamente. Como o modelo de Stepanishen requer menos laços de repetição em relação ao modelo de Zemanek, o gasto computacional é menor. Mas, devido à maior complexidade da solução analítica para a resposta impulsiva do transdutor retangular, este realiza mais iterações e, conseqüentemente, requer maior tempo de processamento com relação ao circular.

Pelo modelo de Stepanishen não foi possível simular o gráfico “slice 3D” para o transdutor circular, pois é necessária uma matriz de três dimensões e desta simulação resulta apenas uma matriz bidimensional, devido à simetria cilíndrica do transdutor. Já para o transdutor retangular isso não ocorre e todos os gráficos foram simulados.

Para simular o campo acústico de dimensões 20 mm, 20 mm e 120 mm nos eixos x , y e z , respectivamente, Com resolução $\lambda/4$, do transdutor circular de 12,7 mm o tempo foi de 5 minutos e o de 19 mm foi 7 minutos e 20 segundos. Com resolução $\lambda/2$ o tempo gasto caiu exatamente pela metade nos dois casos. Para um transdutor com frequência de vibração 1 MHz, resolução $\lambda/4$ e 12,7 mm de diâmetro, o tempo de processamento seria de 1 minuto e 50 segundos. Com dimensões de 20 mm, 20 mm e 80 mm nos eixos x , y e z , respectivamente, o tempo para realizar a simulação do transdutor quadrado de 8 mm de lado e 2 MHz de frequência central foi de 19 minutos aproximadamente. Com resolução $\lambda/2$ o tempo seria de 6 minutos e 20 segundos.

Observa-se nas figuras 4.22, 4.23, 4.25, 2.26 e 4.27 que a variação de pressão entre os pontos do campo não é tão suave como nas simulações pelo modelo de Zemanek, principalmente na região de campo distante, dando a impressão de que a imagem apresenta “ruído”. O aumento da resolução diminui, mas não elimina a presença do ruído, fazendo com que um ponto esteja mais próximo do outro. Outra característica observada nas simulações deste modelo é a presença de degraus no campo distante. Segundo Nicacio (2002) os ruídos podem ocorrer devido a aproximações numéricas e pequenas variações

entre os pontos, amplificadas por causa da ordem de grandeza destes números, armazenados pelo computador em forma de ponto flutuante. Wu, Kazys e Stepinski (1996a e b) discutem a presença desses ruídos na implementação numérica da abordagem do espectro angular, que podem surgir por três tipos de artefato: de frequência, de mudança de fase de meio comprimento da amostra e por artefato espacial. O primeiro é resultado da propriedade intrínseca da transformada discreta de Fourier, o segundo é induzido devido à mudança espacial do centro da fonte por meio comprimento de amostra quando a fonte é discretizada por um número par de amostras, e o terceiro mostra uma relação entre a taxa de discretização da fonte e a posição do ponto no campo simulado e o tamanho da fonte, explicado pelo resultado da amostragem inferior da função de Green da transformada de Fourier.

Pelas figuras 4.22 e 4.24 é possível observar que os gráficos obtidos são compatíveis com os obtidos por Nicacio (2002), em relação à região onde ocorre a intensidade máxima do campo acústico e às interações que ocorrem na região do campo próximo entre as ondas de borda e plana. A simulação da figura 4.22 mostra o campo acústico mais “suave” em relação ao da figura 4.24b, devido à diferença de resolução utilizada entre as simulações. As figuras 4.22 e 4.23 se apresentam bem próximas às figuras 4.2 e 4.5, respectivamente, assim como a figura 4.27, se comparada à figura 4.9. Analisando as simulações qualitativamente, observa-se que o modelo de Zemanek e o modelo de Stepanishen estão em concordância considerando a modelagem do campo acústico, diferenciados pela maior precisão do modelo de Zemanek, uma vez que seu campo acústico não apresenta o serrilhado ou artefatos presentes no modelo de Stepanishen.

Comparando os gráficos dos transdutores simulados de frequências 500 kHz, 1 e 2 MHz, observa-se pelos gráficos da pressão ao longo do eixo axial, que a pressão tende a atingir seus valores máximo e mínimo, na região de campo próximo, quando o frequência de vibração do transdutor ou a relação a/λ é menor. Em frequências mais elevadas, na região próxima ao transdutor, a pressão acústica não “alcança” seus extremos devido à velocidade de vibração do pistão e, conforme se distancia da fonte, ela aumenta

gradativamente sua amplitude de oscilação até atingir o último mínimo e último máximo e, então, ocorrer a transição entre campo próximo e distante.

Analisando os resultados das simulações obtidas e comparando qualitativamente as figuras 4.3, 4.4, 4.6, 4.13, 4.17 e 4.24 dos trabalhos de Nicacio (2002) e Albuquerque (2006), observa-se que os resultados apresentados estão em concordância com os obtidos pelos autores. Também são comparadas as figuras 4.7 e 4.8 das simulações de Zemanek e 4.25 e 4.26 das simulações de Stepanishen com os trabalhos clássicos de Zemanek (1970) e Lockwood e Willette (1972) (figura 4.28), mostrando, também, que os resultados obtidos são compatíveis considerando a modelagem do campo acústico.

A tabela 5.1 mostra o tempo de processamento de algumas simulações realizadas. No caso do transdutor retangular, é feita a relação a/λ e b/a , onde a representa o lado menor do retângulo e b o lado maior. Como foram feitas simulações de um transdutor quadrado, $b/a = 1$.

Tabela 5.1 – Resumo dos tempos aproximados de processamento das simulações.

	Transdutor (mm)	x, y, z (mm)	Frequência	a/λ	Res.	Tempo	Res.	Tempo	
Zemanek	Circular	12,7	20, 20, 80	2 MHz	8,47	$\lambda/2$	5' 40"	$\lambda/4$	3h 30'
		19	20, 20, 120	2 MHz	12,67	$\lambda/2$	13'	$\lambda/4$	6h 10'
		15	20, 20, 80	500 kHz	2,5	$\lambda/4$	35"	$\lambda/6$	1' 15"
		30	40, 40, 100	500 kHz	5	$\lambda/4$	1' 50"	$\lambda/6$	23' 45"
	Retangular	8	20, 20, 80	2 MHz	5,33	$\lambda/2$	2'	$\lambda/4$	55'
Stepanishen	Circular	12,7	20, 20, 80	2 MHz	8,47	$\lambda/2$	2' 30"	$\lambda/4$	5'
		19	20, 20, 120	2 MHz	12,67	$\lambda/2$	3' 40"	$\lambda/4$	7' 20"
		15	20, 20, 80	500 kHz	2,5	$\lambda/6$	50"	$\lambda/8$	1' 10"
		30	40, 40, 100	500 kHz	5	$\lambda/6$	4' 35"	$\lambda/8$	6' 15"
	Retangular	8	20, 20, 80	2 MHz	5,33	$\lambda/2$	19'	$\lambda/4$	6' 20"

Como foi dito anteriormente, existem diversos programas livres (*freeware*) disponíveis atualmente que simulam o campo acústico, dentre eles se destacam o FIELD II, o DREAM Toolbox e o Ultrasim. Todos trabalham em ambiente MATLAB[®] e são muito versáteis, possibilitando simular diversas configurações de sistemas ultrassônicos, incluindo

desde transdutores mais simples de elemento único até matriciais lineares, 1.5D, bidimensionais e anelares de múltiplos anéis, de superfície plana ou curva, com excitação contínua ou pulsada, focalização eletrônica e apodização em diferentes tipos de meio acústico. O FIELD II particularmente permite, também, criar *phantoms* virtuais e simular a imagem gerada por diferentes transdutores. Estes programas possuem interface gráfica, porém, para certas simulações alguns parâmetros não podem ser inseridos pela interface, devendo ser digitados em linhas de comando, no caso do FIELD II e do DREAM.

A grande vantagem do FSIM é ter seu código aberto para ser acessado e implementado, possibilitando que novas funções referentes ao meio acústico e ao transdutor sejam adicionadas futuramente, tornando o programa mais completo. Também é fácil e intuitivo de usar, pois não requer profundo conhecimento do usuário em campos acústicos e programação para utilizá-lo, o que não acontece com os outros programas que necessitam de conhecimento razoável para sua utilização, além de não se ter acesso aos seus códigos de programação.

6 CONCLUSÃO

Neste trabalho foi desenvolvido o FSIM, um *software* que trabalha em ambiente MATLAB[®] para a simulação de campos acústicos de transdutores ultrassônicos de geometrias diversas, utilizando os modelos de Zemanek e Stepanishen. Para o desenvolvimento do programa foi utilizado o método da representação discreta para o primeiro modelo, e para o segundo foi empregada uma solução analítica para a resposta impulsiva dos transdutores retangular e circular. Este *software* é capaz de simular, pelo modelo de Zemanek, transdutores retangulares, circulares e anelares de elemento único, com apodização, focalização e considerando o meio de propagação atenuante e gerar diversos tipos de gráficos e, pelo modelo de Stepanishen, transdutores retangulares e circulares simples, sem as funções apresentadas do modelo anterior, utilizado para comparação entre os modelos. Uma interface gráfica foi criada para tornar a simulação mais simples e intuitiva pelo usuário.

Foram feitas simulações de transdutores circulares de 8 mm, 12,7 mm, 15 mm, 19 mm e 30 mm de diâmetro, quadrado de 8 mm de lado e anelar de 15 mm de diâmetro externo e 7,5 mm de diâmetro interno, com frequências de vibração de 500 kHz, 1 MHz e 2 MHz. As dimensões do gráfico foram definidas de acordo com o tamanho dos transdutores para permitir a visualização do campo acústico.

As simulações realizadas foram, então, analisadas e comparadas qualitativamente e estão em concordância com as simulações obtidas por Nicacio (2002), Albuquerque (2006) e com os trabalhos clássicos de Zemanek (1970) e Lockwood e Willette (1972), sendo possível observar as propriedades já conhecidas dos campos ultrassônicos como a interação entre as ondas planas e as ondas de borda na região do campo próximo e a transição do campo próximo para o campo distante. Também é possível observar a diminuição da difração do campo próximo proporcionada pelo emprego das funções de apodização no transdutor, a mudança de direção do feixe acústico com a função de focalização e a diminuição da intensidade do campo acústico com a aplicação da função de atenuação.

Analisando a modelagem do campo acústico das simulações, ambos os modelos se apresentaram muito próximos, porém, o modelo de Zemanek tem um gasto computacional mais elevado em relação ao modelo de Stepanishen devido ao maior número de laços de repetição realizados por este modelo. Enquanto o primeiro realiza um número de iterações $N_i = T_x.T_y.T_z.Ts_x.Ts_y$, o segundo realiza $N_{iR} = T_x.T_y.T_z.\Delta t$ e $N_{iC} = T_\theta.T_z.\Delta t$ iterações para os transdutores retangular e circular, respectivamente, o que torna o tempo de processamento menor para este modelo.

O modelo de Stepanishen é mais completo que o de Zemanek, pois permite a simulação não apenas de ondas contínuas, mas também ondas pulsadas. Porém, o modelo de Zemanek se mostrou mais preciso, pois não apresenta em suas simulações o serrilhado encontrado nas imagens geradas pelo modelo de Stepanishen, e deve ser usado quando o transdutor é excitado por ondas contínuas.

O método da representação discreta se mostrou eficaz na simulação de campos ultrassônicos sendo sua precisão limitada unicamente pela resolução adotada, que é dependente da frequência de vibração da face transdutor. O método divide o transdutor em um número finito de elementos de área ativa, o que o torna bem preciso, podendo ser empregado em transdutores de qualquer geometria. Quanto maior o transdutor e as dimensões do campo, mais pontos são definidos onde o campo acústico deverá ser calculado, da mesma maneira quanto maior a resolução adotada ou a frequência de vibração, mais elevada será a discretização e, conseqüentemente, o tempo de processamento para a realização das simulações. Assim, a utilização da representação discreta se tornaria inviável, se for preciso resultados rápidos, para simulação de transdutores de dimensões muito grandes ou com frequência de vibração muito elevada, pois o tempo de processamento seria muito alto, mas ainda seria eficiente devido à sua precisão.

Todo transdutor tem seu campo acústico simulado antes de ser construído e, após sua construção, seu campo acústico é mapeado e comparado com as simulações realizadas para verificar se ele se comporta como o esperado, o que torna os procedimentos para simulação do campo de significativa importância. O *software* desenvolvido poderá contribuir com o projeto de transdutores, uma vez que permite prever o campo acústico

gerado pelo transdutor antes de sua construção, além disso, o código dos programas é acessível e poderá ser implementado futuramente com outras funções referentes ao transdutor. O FSIM também poderá ser útil no estudo do comportamento de campos acústicos gerados por transdutores de ultrassom. Desta maneira, os objetivos propostos neste trabalho foram atendidos.

Sugestão de trabalhos futuros

Como sugestão para trabalhos futuros, poderão ser implementadas as funções de focalização, apodização e atenuação no modelo de Stepanishen. Também há a possibilidade de acrescentar ao programa simulações de transdutores multielementos lineares, matriciais e anelares, para ambos os modelos, além de introduzir outros modelos de campo acústico como o de Rayleigh. Uma análise mais aprofundada pode ser feita para avaliar quantitativamente os resultados obtidos.

7 BIBLIOGRAFIA

1. ARNOLD, F. J. **Mapeamento de Campos Ultrassônicos**. 1990. 73p. Dissertação (Mestrado) – Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras, Universidade de São Paulo (USP), Ribeirão Preto, 1990.
2. ARNOLD, F. J.; PELÁ, C. A. Simulação Computacional de Campos Ultra-sônicos. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, vol. 26, n° 3, p. 223-231, 2004.
3. ALBUQUERQUE, J. A. G. **Sistema Computacional para Simulação e Processamento de Imagens Ultra-sônicas**. 2006. 245p. Tese (Doutorado) – Departamento de Engenharia Biomédica, Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP), Campinas, 2006.
4. BENÍTEZ, J. C. G. **Modelagem de Campo Acústico Gerado por Transdutores Ultra-sônicos Retangulares**. 2007. 93p. Dissertação (Mestrado) – Departamento de Engenharia Mecatrônica, Universidade de São Paulo (USP), São Paulo, 2007.
5. BUIOCHI, F.; FRANCO, E. E.; ANDRADE, M. A. B.; ADAMOWSKI, J. C. Acoustic beam modeling of ultrasonic transducers and arrays using the impulse response and the discrete representation methods. **Journal of the Brazilian Society of Mechanical Sciences and Engineering**, vol. 33, n° 4, p. 408-416, 2011.
6. BUTTON, V. L. S. N. **Efeitos da Polarização Não-uniforme de Cerâmicas Piezelétricas no Campo de Transdutores de Ultra-som**. 1998. 209p. Tese (Doutorado) – Departamento de Engenharia Biomédica, Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP), Campinas, 1998.
7. CHAPMAN, S. J. **Programação em MATLAB para engenheiros**. São Paulo: Pioneira Thomson Learning, 2003.
8. CHENG, J.; LU, J. Y.; LIN, W.; QIN, Y. X. New Algorithm for Spatial Impulse response of Rectangular Planar Transducers. **Ultrasonics**, vol. 51, p. 229-237, 2010.
9. COSTA, E.T. **Development and Application of a Large-Aperture PVDF Hydrophone for Measurement of Linear and Non-linear Ultrasound Fields**. 1989. 327p. PhD Thesis, University of London, London, 1989.
10. FORMIGONI, P. O. **Modelagem de Ondas Ultrassônicas Refletidas por Superfícies de Geometrias Diversas**. 2011. 99p. Dissertação (Mestrado) –

Departamento de Engenharia Mecatrônica, Universidade de São Paulo (USP), São Paulo, 2011.

11. FREEDMAN, A. Sound Field of a Rectangular Piston. **Journal of Acoustical Society of America**, vol. 32, n° 2, p. 197-209, 1960.
12. GILAT, A. **MATLAB com Aplicações em Engenharia**. 2ª ed. Porto Alegre: Bookman. 2006.
13. GREENSPAN, M. Piston Radiator: Some Extensions of the Theory. **Journal of Acoustical Society of America**, vol. 65, n° 3, p. 608-621, 1979.
14. HARRIS, G. R. Review of Transient Field Theory for a Baffled Planar Piston. **Journal of Acoustical Society of America**, vol. 70, n° 1, p. 10-20, 1981a.
15. HARRIS, G. R. Transient Field of a Baffled Planar Piston Having an Arbitrary Vibration Amplitude Distribution. **Journal of Acoustical Society of America**, vol. 70, n° 1, p. 186-204, 1981b.
16. HAYMAN, A. J.; WEIGHT, J. P. Transmission and Reception of Short Ultrasonic Pulses by Circular and Square Transducers. **Journal of Acoustical Society of America**, vol. 66, n° 4, p. 945-951, 1979.
17. HILGENFELDT, S.; LOHSE, D. The Acoustic of Diagnostic Microbubbles: Dissipative Effects and Heat Deposition. **Ultrasonics**, vol. 38, p. 99-104, 2000.
18. HOLM, S. **Ultrasim** (pacote computacional). University of Oslo, Noruega. 2007. Available from: <<http://www.mn.uio.no/ifi/english/research/groups/dsb/resources/software/ultrasim/index.html>>. Acesso em 25 jun. 2011.
19. JENSEN, J. A. Field: A Program for Simulating Ultrasound Systems. **Medical & Biological Engineering & Computing**, vol. 34, Sup. 1 (Part 1), p. 351-353, 1996a.
20. JENSEN, J. A. Simulating Arbitrary-geometry Ultrasound Transducers Using Triangles. In: IEEE INTERNATIONAL ULTRASONICS SYMPOSIUM, 1996. **Proceedings**. San Antonio, Texas, USA: 1996b.
21. JENSEN, J. A. A New Approach to Calculating Spatial Impulse Responses. In: IEEE ULTRASONICS SYMPOSIUM, 1997. **Proceedings**. Vol. 2, p. 1755-1759, [S.I]: 1997.

22. JENSEN, J. A. A New Calculation Procedure for Spatial Impulse Responses in Ultrasound. **Journal of Acoustical Society of America**, vol. 105, n° 6, p. 3266-3274, 1999a.
23. JENSEN, J. A. **Linear Description of Ultrasound Imaging Systems**. Notes for International Summer School on Advanced Ultrasound Imaging, Technical University of Denmark, Dinamarca. 1999b.
24. JENSEN, J. A. **FIELD II Simulation Program** (pacote computacional). Technical University of Denmark, Dinamarca. 2002a. Available from: <<http://server.elektro.dtu.dk/www/jaj/field/>>. Acesso em 25 jun. 2011.
25. JENSEN, J. A. Ultrasound Imaging and Its Modeling. In: FINK, M. *et al.* (Ed.) **Imaging of Complex Media with Acoustic and Seismic Waves**. Berlin: Springer Verlag, p. 135-164. 2002b.
26. JENSEN, J. A. Simulation of Advanced Ultrasound Systems Using Field II. In: IEEE INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON BIOMEDICAL IMAGING: NANO TO MACRO, 2004. **Proceedings**. Vol. 1, p. 636-639, [S.I]: 2004.
27. JENSEN, J. A.; BAEK, D.; WILLATZEN, M. Modeling Transducer Impulse Responses for Predicting Calibrated Pressure Pulses with the Ultrasound Simulation Program Field II. **Journal of Acoustical Society of America**, vol. 127, n° 5, p. 2825-2835, 2010.
28. JENSEN, J. A.; FOX, P. D.; WILHJELM, J. E.; TAYLOR, L. K. Simulation of Non-linear Ultrasound Fields. In: IEEE ULTRASONICS SYMPOSIUM, 2002. **Proceedings**. Vol. 2, p. 1733-1736, [S.I]: 2002.
29. JENSEN, J. A.; NIKOLOV, I. Fast Simulation of Ultrasound Images. In: IEEE ULTRASONICS SYMPOSIUM, 2000. **Proceedings**. Vol. 2, p. 1721-1724, [S.I]: 2000.
30. JENSEN, J. A.; SVENDSEN, N. B. Calculation of Pressure Fields from Arbitrarily Shaped, Apodized, and Excited Ultrasound Transducers. **IEEE Transactions on Ultrasound, Ferroelectrics, and Frequency Control**, vol. 39, n° 2, p. 262-267, 1992.
31. KINSLER, L. A.; FREY, A. R.; COPPENS, A. B.; SANDERS, J. V. **Fundamentals of Acoustic**. 3rd ed. New York: John Wiley & Sons, Inc. 1982.

32. LASOTA, H.; SALAMON, R.; DELANNOY, B. Acoustic Diffraction Analysis by the Impulse Response Method: A Line Impulse Response Approach. **Journal of Acoustical Society of America**, vol.76, n° 1, p. 280-290, 1984.
33. LINGVALL, F.; PIWAKOWSKI, S. **The DREAM Toolbox** (pacote computacional). Uppsala University, Suécia. 2009. Available from: <<http://server.elektro.dtu.dk/www/jaj/field/>>. Acesso em 25 jun. 2011.
34. LOCKWOOD, J.C.; WILLETTE, J.G. High-Speed Method for Computing the Exact Solution for the Pressure Variations in the Nearfield of a Baffled Piston. **Journal of Acoustical Society of America**, vol. 53, n° 3, p. 735-741, 1973.
35. MAIA, J.M. **Sistema Pulso-eco Microcontrolado para Geração e Medição de Campos Ultra-sônicos**. 1995. 135p. Dissertação (Mestrado) – Departamento de Engenharia Biomédica, Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP) Campinas, 1995.
36. MAST, T. D. Fresnel Approximations for Acoustic Fields of Rectangularly Symmetric Sources. **Journal of Acoustical Society of America**, vol. 121, n° 6, p. 3311-3322, 2007.
37. MATOS, P. S. **Avaliação de Parâmetros Ultra-sônicos Utilizados na Caracterização de Tecidos Ósseos**. 2006. 258p. Tese (Doutorado) – Faculdade de Filosofia, Ciências e Letras, Universidade de São Paulo (USP), Ribeirão Preto, 2006.
38. NICACIO, H. **Simulação e Mapeamento de Campos Ultra-sônicos para Caracterização de Transdutores Utilizando os Métodos Pontual e Angular**. 2002. 81p. Dissertação (Mestrado) – Departamento de Engenharia Biomédica, Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP), Campinas, 2002.
39. OCHELTREE, K. B.; FRIZELL, L. A. Sound Field Calculation for Rectangular Sources. **IEEE Transactions on Ultrasound, Ferroelectrics, and Frequency Control**, vol. 36, n° 2, p. 242-248, 1989.
40. OPPENHEIM, A. V, SCHAFFER, R. W. **Discrete-time Signal Processing**. 2nd ed. New Jersey: Prentice-Hall, Inc. 1999.
41. PIWAKOWSKI, B.; DELANNOY, B. Method for Computing Spatial Pulse Response: Time-domain Approach. **Journal of Acoustical Society of America**, vol. 86, n° 6, p. 2422-2432, 1989.

42. PIWAKOWSKI, B.; SBAI, K. A New Approach to Calculate the Field Radiated from Arbitrarily Structured Transducer Arrays. **IEEE Transactions on Ultrasound, Ferroelectrics, and Frequency Control**, vol. 46, n° 2, p. 422-440, 1999.
43. RAYLEIGH, J. W. S. **The Theory of Sound**. 2nd ed. Vol. 2. New York: Dover Publications. 1945.
44. ROBINSON, D. E.; LEES, S.; BESS, L. Near Field Transient Radiation Patterns for Circular Pistons. **IEEE Transaction on Acoustics, Speech, and Signal Processing**, vol. 22, n° 6, p. 395-403, 1974.
45. SAN EMETERIO, J. L.; ULLATE, L. G. Diffraction Impulse Response of Rectangular Piston. **Journal of Acoustical Society of America**, vol. 92, n° 2, p. 651-662, 1992.
46. SCARANO, G.; DENISENKO, M.; PAPPALARDO, M. A New Approach to the Derivation of the Impulse Response of a Rectangular Piston. **Journal of Acoustical Society of America**, vol. 78, n° 3, p. 1109-1113, 1985.
47. STEPANISHEN, P. R. An Approach to Computing Time-Dependent Interaction Forces and Mutual Radiation Impedances between Pistons in a Rigid Planar Baffle. **Journal of Acoustical Society of America**, vol. 49, n° 1, p. 283-292, 1970a.
48. STEPANISHEN, P. R. The Time-Dependent Force and Radiation Impedance on a Piston in a Rigid Infinite Planar Baffle. **Journal of Acoustical Society of America**, vol. 49, n° 3, p. 841-849, 1970b.
49. STEPANISHEN, P. R. Transient Radiation from Pistons in an Infinite Plane Baffle. **Journal of Acoustical Society of America**, vol. 69, n° 5, p. 1629-1638, 1970c.
50. TJOTTA, J. N.; TJOTTA, S. Nearfield and Farfield of Pulsed Acoustic Radiators. **Journal of Acoustical Society of America**, vol. 71, n° 4, p. 824-834, 1982.
51. TUPHOLME, G. E. Generation of Acoustic Pulses by Baffled Plane Pistons. **Mathematika**, vol. 16, p. 209-224, 1969.
52. WEBSTER, J.G. **Medical Instrumentation: Application and Design**. 3rd ed. New York: John Wiley & Sons, Inc. 1998.

53. WU, P.; KAZYS, R.; STEPINSKI, T. Analysis of the Numerically Implemented Angular Spectrum Approach Based on the Evaluation of Two-dimensional Acoustic Fields. Part I. Errors Due to the Discrete Fourier Transform and Discretization. **Journal of Acoustical Society of America**, vol. 99, n° 3, p. 1339-1348, 1996a.
54. WU, P.; KAZYS, R.; STEPINSKI, T. Analysis of the Numerically Implemented Angular Spectrum Approach Based on the Evaluation of Two-dimensional Acoustic Fields. Part II. Characteristics As a Function of Angular Range. **Journal of Acoustical Society of America**, vol. 99, n° 3, p. 1349-1359, 1996b.
55. ZEMANEK, J. Beam Behavior within the Nearfield of a Vibrating Piston. **Journal of Acoustical Society of America**, vol. 49, n° 1 (part 2), p. 181-191, 1970.

APÊNDICE A PROGRAMAS EM MATLAB® PARA SIMULAÇÃO DO CAMPO ULTRASSÔNICO

O presente apêndice apresenta os algoritmos desenvolvidos em linguagem MATLAB®, para simulação do campo acústico pelo modelo de Zemanek e Stepanishen, utilizando os fundamentos descritos no capítulo 3.

a) Script para simulação do campo acústico pelo modelo de Zemanek empregando o método de discretização, para transdutores circulares, retangulares e em forma de anel, com funções de apodização, focalização e atenuação do meio.

```
function [CampoAcustico] = ZemanekFinal(velocidade, fc, rslt, ladoX,
ladoY, eixoX, eixoY, eixoZ, transdutor, focalizacao, apodizacao,
atenuacao, plotagem)

% Simulação do campo ultrassônico pelo método de Zemanek de um transdutor
% único rígido de geometrias arbitrárias.
%
% Valores de entrada:
%
% velocidade = Velocidade de propagação da onda acústica no meio (m/s)
% fc = Frequência de vibração do transdutor (Hz)
% rslt = Resolução (1, 2, 3 ou 4)
% LadoX = Largura da face do transdutor (mm)
%         = Diâmetro do transdutor no caso do transdutor circular (mm)
%         = Diâmetro externo no caso do transdutor em anel (mm)
% LadoY = Altura da face do transdutor (mm)
%         = Diâmetro interno no caso do transdutor em anel (mm)
% eixoX = Dimensão do campo acústico no eixo X (lateral) (mm)
% eixoY = Dimensão do campo acústico no eixo Y (vertical) (mm)
% eixoZ = Dimensão do campo acústico no eixo Z (axial) (mm)
% transdutor = Geometria do transdutor (circular, retangular ou anel)
% focalizacao = Focalização do transdutor
%               - nenhuma
%               - focoZ ou focoX, focoY, focoZ
% apodizacao = Apodização do transdutor
%               - nenhuma
%               - hanning, bartlett, blackman, triang, kaise ou hamming
%               (máscaras do matlab)
% atenuacao = Coeficiente de atenuação
% plotagem = Tipo de gráfico
%             - eixo XZ e pressão 3D
%             - plano XZ 2D
%             - slice 3D
%             - eixo Z e pressão 2D
%             - contorno
```

```

%
% Reynaldo Tronco Gasparini
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

% Valores de entrada
Lx = ladoX*1e-3;
Ly = ladoY*1e-3;
c = velocidade;
rslt = rslt*2;

% Constantes
rho = 1000;           % Densidade média do meio de propagação (água)
lambda = c/fc;       % Comprimento de onda
k = 2*pi/lambda;     % Número de onda

% Dimensões do gráfico (x,y,z)
eixoX = eixoX*1e-3;
eixoY = eixoY*1e-3;
eixoZ = eixoZ*1e-3;

% Para o gráfico da pressão ao longo do eixo axial (otimização)
if plotagem==4
    eixoX = 0.4e-3;
    eixoY = 0.4e-3;
end

% Definição da amostragem em função do comprimento de onda (resolução)
dX = lambda/rslt;
dY = lambda/rslt;
dZ = lambda/rslt;

% Determinação do número de elementos do campo
Tx = ceil(eixoX/dX);
Ty = ceil(eixoY/dY);
Tz = ceil(eixoZ/dZ);

if transdutor == 1      % Transdutor circular
    Ly = Lx;
end
if transdutor == 2      % Transdutor anel
    Lz = Ly;
    Ly = Lx;
end

% Determinação do número de elementos de superfície ativa do transdutor
TSx = ceil(Lx/dX);
TSy = ceil(Ly/dY);

% Função de apodização
if apodizacao~=0
    apod = Apod(TSx, TSy, apodizacao);
else

```

```

    apod = ones(TSx,TSy);
end

% Coeficiente de atenuação
if atenuacao == 0
    acoef = 0;
else
    acoef = Acoef(fc, atenuacao);
end

Campo = zeros(Tx,Ty,Tz);    % Cria a matriz 3D do campo acústico

% Discretização dos pontos do gráfico
for nx = 1:Tx
    for ny = 1:Ty
        for nz = 1:Tz
            x = (nx-1)*dX-eixoX/2;
            y = (ny-1)*dY-eixoY/2;
            z = (nz-1)*dZ;

            pressao = 0;
            % Discretização dos elementos de superfície do transdutor
            for knx = 1:TSx
                for kny = 1:TSy
                    kx = (knx-1)*dX - Lx/2;
                    ky = (kny-1)*dY - Ly/2;

                    if transdutor == 1    % Transdutor circular
                        rcirc = abs(sqrt(kx^2+ky^2));
                        if rcirc<=Lx/2
                            delta = sqrt((x-kx)^2 + (y-ky)^2 + z^2);
                        else
                            delta = 0;
                        end
                    elseif transdutor == 2 % Transdutor anel
                        rcirc = abs(sqrt(kx^2+ky^2));
                        if (rcirc<=Lx/2)&&(rcirc>=Lz/2);
                            delta = sqrt((x-kx)^2 + (y-ky)^2 + z^2);
                        else
                            delta = 0;
                        end
                    else
                        % Transdutor retangular
                        delta = sqrt((x-kx)^2 + (y-ky)^2 + z^2);
                    end

                    % Função de focalização
                    if (focalizacao(1)||focalizacao(2)||focalizacao(3))~=0
                        foco = Foco(kx, ky, focalizacao);
                    else
                        foco = 0;
                    end
                    % Determinação da pressão
                    if (delta~=0)

```

```

        pressao = pressao +...
        ...exp(-1j*k*foco)*apod(knx,kny)*(exp((-1j*k-acoef)*delta))/delta;
        end
    end
end
    %Cálculo do campo acústico
    Campo(nx,ny,nz) = rho*c*k*abs(pressao)/(2*pi);
end
end
end

% Gera a malha dos pontos do campo
[px,py,pz] = meshgrid((0:(Tx-1))*dX-eixoX/2, (0:(Ty-1))*dY-eixoY/2,...
... (0:(Tz-1))*dZ);
[pxx,pzz] = meshgrid((0:(Tx-1))*dX-eixoX/2, (0:(Tz-1))*dZ);

% Gera o gráfico do campo acústico
Grafico(px, py, pz, pxx, pzz, dZ, Campo, plotagem, transdutor)

return

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
function apod = Apod(TSx, TSy, apodizacao)
% Define a apodização do transdutor por máscaras pré-definidas do matlab

switch apodizacao
    case 1  %(janela hanning)
        apod = hanning(TSx)*hanning(TSy)';
        return;
    case 2  %(janela bartlett)
        apod = bartlett(TSx)*bartlett(TSy)';
        return;
    case 3  %(janela blackman)
        apod = blackman(TSx)*blackman(TSy)';
        return;
    case 4  %(janela triang)
        apod = triang(TSx)*triang(TSy)';
        return;
    case 5  %(janela kaiser)
        apod = kaiser(TSx,2.5)*kaiser(TSy,2.5)';
        return;
    case 6  %(janela hamming)
        apod = hamming(TSx)*hamming(TSy)';
        return;
    otherwise  % Sem apodização
        apod = ones(TSx,TSy);
        return;
end
return

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
function acoef = Acoef(fc, atenuacao)
% Define o coeficiente de atenuação do meio

```

```

% coeficiente de atenuação = -betaLinear-beta*(fc/MHz)^alpha

betaLinear = atenuacao(1);
beta = atenuacao(2);
alpha = atenuacao(3);
% determinação do coeficiente de atenuação e conversão de dB para Nepers
acoeff = log(10^(betaLinear/20))*1e2 + log(10^(beta/20))*1e-4*fc^alpha;
return

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
function foco = Foco(kx, ky, focalizacao)
% Define a focalização do transdutor no ponto x,y,z

focoX = focalizacao(1)*1e-3;
focoY = focalizacao(2)*1e-3;
focoZ = focalizacao(3)*1e-3;
if focoX~=0||focoY~=0||focoZ~=0
    pfoco = sqrt(focoX^2 + focoY^2 + focoZ^2);
    foco = pfoco - sqrt((kx-focoX)^2 + (ky-focoY)^2 + (focoZ)^2);
else
    foco = 0;    % Sem focalização
end
return

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
function Grafico(px, py, pz, pxx, pzz, dZ, Campo, plotagem, transdutor)
% Define o gráfico e faz a simulação do campo acústico

figure(1);
switch plotagem
    case 1
        Campo = sum(Campo,2); Campo = squeeze(Campo);
        Campo = Campo(:,2:end);
        Pmax = max(max(Campo));    % Calcula a máxima pressão do campo
        Pmin = min(min(Campo));    % Calcula a mínima pressão do campo
        Campo = (Campo - Pmin) / (Pmax - Pmin);
        pxx = pxx'; pzz = pzz';
        pxx = pxx(:,2:end); pzz = pzz(:,2:end);
        surf(pxx*1e3, pzz*1e3, Campo);
        xlabel('X (mm)'); ylabel('Z (mm)'); zlabel('|Pressão Normalizada|');
        shading interp; view(30,35); colormap(jet);
        return
    case 2
        px=px(:, :, 2:end); py=py(:, :, 2:end); pz=pz(:, :, 2:end);
        Campo = Campo(:, :, 2:end);
        Pmax = max(max(max(Campo))); Pmin = min(min(min(Campo)));
        Campo = (Campo - Pmin) / (Pmax - Pmin);
        slice(px*1e3,py*1e3,pz*1e3,Campo, 0, 0, dZ*1e3)
        xlabel('X (mm)'); zlabel('Z (mm)');
        axis tight image; view(90,0);
        colormap(jet); shading interp;
        return
    case 3

```

```

px=px(:,:,2:end); py=py(:,:,2:end); pz=pz(:,:,2:end);
Campo = Campo(:,:,2:end);
Pmax = max(max(max(Campo))); Pmin = min(min(min(Campo)));
Campo = (Campo - Pmin) / (Pmax - Pmin);
slice(px*1e3,py*1e3,pz*1e3,Campo, 0, 0, dZ*1e3)
xlabel('Y (mm)'); ylabel('X (mm)'); zlabel('Z (mm)');
view(-35,25); axis vis3d tight image;
colormap(jet); shading interp;
return
case 4
z = pz(1,1,:); z = squeeze(z);
z = z(2:end);
Campo = sum(Campo,2); Campo = squeeze(Campo);
Campo = Campo(1,2:end);
Pmax = max(Campo); Pmin = min(Campo);
Campo = (Campo - Pmin) / (Pmax - Pmin);
plot(z*1e3,Campo);
xlabel('Z (mm)'); ylabel('|Pressão Normalizada|');
return
case 5
if transdutor == 1 || transdutor == 2
px = px(:,:,2:end); py=py(:,:,2:end); pz=pz(:,:,2:end);
Campo=Campo(:,:,2:end);
Pmax = max(max(max(Campo))); Pmin = min(min(min(Campo)));
Campo = (Campo - Pmin) / (Pmax - Pmin);
contourslice(px*1e3,py*1e3,pz*1e3,Campo, 0, 0, 0)
view(90,0); colormap(jet); box on;
ylabel('X (mm)'); zlabel('Z (mm)');
else
Campo = sum(Campo,2); Campo = squeeze(Campo);
Campo = Campo(:,2:end);
Pmax = max(max(Campo)); Pmin = min(min(Campo));
Campo = (Campo - Pmin) / (Pmax - Pmin);
pxx = pxx'; pzz = pzz';
pxx = pxx(:,2:end); pzz = pzz(:,2:end);
contour(pxx*1e3, pzz*1e3, Campo);
xlabel('X (mm)'); ylabel('Z (mm)');
end
return
end
return

```

b) Script para simulação do campo acústico pelo modelo de Stepanishen empregando uma solução analítica para a resposta impulsiva de transdutores circulares e retangulares.

```

function StepanishenFinal(velocidade, fc, rslt, ladoX, ladoY, eixoX,
eixoY, eixoZ, transdutor, plotagem)

% Simulação do campo ultrassônico pelo método de Stepanishen de um
% transdutor único rígido retangular e circular empregando uma solução

```

```

% analítica para a resposta impulsiva.
%
% Valores de entrada:
%
% velocidade = Velocidade de propagação da onda acústica no meio (m/s)
% fc = Frequência de vibração do transdutor (Hz)
% rslt = Resolução (1, 2, 3 ou 4)
% LadoX = Largura da face do transdutor (mm)
%         = Diâmetro do transdutor no caso do transdutor circular (mm)
% LadoY = Altura da face do transdutor (mm)
% eixoX = Dimensão do campo acústico no eixo X (lateral) (mm)
% eixoY = Dimensão do campo acústico no eixo Y (vertical) (mm)
% eixoZ = Dimensão do campo acústico no eixo Z (axial) (mm)
% transdutor = Geometria do transdutor (circular ou retangular)
% plotagem = Tipo de gráfico
%             - eixo XZ e pressão 3D
%             - plano XZ 2D
%             - slice 3D
%             - eixo Z e pressão 2D
%             - contorno
%
% Reynaldo Tronco Gasparini
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Valores de entrada
Lx = ladoX*1e-3;
Ly = ladoY*1e-3;
c = velocidade;
rslt = rslt*2;

% Constantes
rho = 1000;           % Densidade média do meio de propagação (água)
lambda = c/fc;       % Comprimento de onda
u0 = 1;              % Amplitude da velocidade

% Dimensões do gráfico (x,y,z)
eixoX = eixoX*1e-3;
eixoY = eixoY*1e-3;
eixoZ = eixoZ*1e-3;

% Para o gráfico da pressão ao longo do eixo axial (otimização)
if plotagem==4
    eixoX = 1e-3;
    eixoY = 1e-3;
end

% Definição da amostragem em função do comprimento de onda (resolução)
dX = lambda/rslt;
dY = lambda/rslt;
dZ = lambda/rslt;

% Definição da amostragem do tempo (discretização do tempo)
if transdutor == 1      % Transdutor circular

```

```

Lx = Lx/2;
rst = 10000;
tmax = sqrt(eixoX^2 + eixoZ^2)/c;
else % Transdutor retangular
rst = 1000;
tmax=sqrt(eixoX^2 + eixoY^2 + eixoZ^2)/c;
end
dT = tmax/rst;
Nt = ceil(tmax/dT);
t = 0:dT:tmax;
vn = u0*cos(2*pi*fc*t); %velocidade
dvn = diff(vn)./dT; %derivada da velocidade

% Determinação do número de elementos do campo
Tx = ceil(eixoX/dX);
Ty = ceil(eixoY/dY);
Tz = ceil(eixoZ/dZ);

% Discretização dos pontos do gráfico
% Transdutor circular
if transdutor == 1
Campo = zeros(Tx,Tz); % Cria a matriz 2D do campo acústico
for nx = 1:Tx
for nz = 1:Tz
if plotagem==2||plotagem==5
x = abs((nx-1)*dX-eixoX/2);
else
x = (nx-1)*dX;
end
z = (nz-1)*dZ;

h = RespostaImpulsivaCirc(x,z,Lx,dT,c);
pressao = rho*conv(h, dvn);
Campo(nx,nz) = abs(sqrt(sum(pressao.^2)/Nt));
end
end
else
Campo = zeros(Tx,Ty,Tz); % Cria a matriz 3D do campo acústico
for nx = 1:Tx
for ny = 1:Ty
for nz = 1:Tz
if plotagem==2||plotagem==3||plotagem==5
x = abs((nx-1)*dX-eixoX/2);
y = abs((ny-1)*dY-eixoY/2);
else
x = (nx-1)*dX;
y = (ny-1)*dY;
end
z = (nz-1)*dZ;

h = RespostaImpulsivaRet(x,y,z,Lx,Ly,dT,c);
pressao = rho*conv(h, dvn);
Campo(nx,ny,nz) = abs(sqrt(sum(pressao.^2)/Nt));

```

```

        end
    end
end

% Gera a malha dos pontos do campo
[px,py,pz] = meshgrid((0:(Tx-1))*dX-eixoX/2, (0:(Ty-1))*dY-eixoY/2,...
    ... (0:(Tz-1))*dZ);
[px2,pz2] = meshgrid((0:(Tx-1))*dX, (0:(Tz-1))*dZ);

if transdutor==1&&(plotagem==1||plotagem==4)
    [pxx,pzz] = meshgrid((0:(Tx-1))*dX, (0:(Tz-1))*dZ);
else
    [pxx,pzz] = meshgrid((0:(Tx-1))*dX-eixoX/2, (0:(Tz-1))*dZ);
end

% Gera o gráfico do campo acústico
Grafico(px, py, pz, px2, pz2, pxx, pzz, Campo, transdutor, plotagem)
Return

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Determinação da resposta impulsiva através de uma solução analítica do
% transdutor circular (Stepanishen, 1970)
function h = RespostaImpulsivaCirc(x, z, Lx, dT, c)

t1 = z/c;
t2 = (1/c)*sqrt(z^2 + (x-Lx)^2);
t3 = (1/c)*sqrt(z^2 + (x+Lx)^2);
cont = 1;
% Projeção do ponto dentro da fonte
if (x<=Lx)
    for t = t1:dT:t2
        h(cont) = c;
        cont = cont+1;
    end
    for t = t2:dT:t3
        num = (c^2*t^2-z^2+x^2-Lx^2);
        den = (2*x*sqrt(c^2*t^2-z^2));
        h(cont) = (c/pi)*acos(num/den);
        cont = cont+1;
    end
% Projeção do ponto fora da fonte
else % (x>Lx)
    for t = t2:dT:t3
        num = (c^2*t^2-z^2+x^2-Lx^2);
        den = (2*x*sqrt(c^2*t^2-z^2));
        h(cont) = (c/pi)*acos(num/den);
        cont = cont+1;
    end
end
return

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

```

```

% Determinação da resposta impulsiva através de uma solução analítica do
% transdutor retangular (SAN EMETERIO E ULLATE, 1992)
function h = RespostaImpulsivaRet(x, y, z, Lx, Ly, dT, c)

Lx = Lx/2; Ly = Ly/2;
d1 = x-Lx; d2 = y-Ly;
d3 = x+Lx; d4 = y+Ly;

% Tempos até os pontos A, B, C e D (vértices do retângulo)
tA = sqrt(d1^2 + d2^2 + z^2)/c;
tB = sqrt(d2^2 + d3^2 + z^2)/c;
tC = sqrt(d1^2 + d4^2 + z^2)/c;
tD = sqrt(d3^2 + d4^2 + z^2)/c;
% Tempos até o plano xy, lado 1 e lado 2 do transdutor
t0 = z/c;
t1 = sqrt(d1^2 + z^2)/c;
t2 = sqrt(d2^2 + z^2)/c;
% Define a região a qual (x,y,z) se encontra e determina o tempo mínimo
if ((x>=Lx)&&(y>=Ly))
    regioao = 1; tmin = tA;
end
if ((x<Lx)&&(y>=Ly))
    regioao = 2; tmin = t2;
end
if ((x>=Lx)&&(y<Ly))
    regioao = 3; tmin = t1;
end
if ((x<Lx)&&(y<Ly))
    regioao = 4; tmin = t0;
end

tmBC = min([tB tC]);
tMBC = max([tB tC]);
cont = 1;

% Para um ponto da região 1
if regioao==1
    for t = tA:dT:tmBC
        sigma = sqrt((c^2)*(t.^2) - z^2);
        alfa1 = asin(d1./sigma);
        alfa2 = asin(d2./sigma);
        omega(cont) = pi/2 - alfa1 - alfa2;
        cont = cont+1;
    end
    if tB<=tC
        for t = tmBC:dT:tMBC
            sigma = sqrt((c^2)*(t.^2) - z^2);
            alfa1 = asin(d1./sigma);
            alfa3 = asin(d3./sigma);
            omega(cont) = -alfa1 + alfa3;
            cont = cont+1;
        end
    end
end
end

```

```

if tB>tC
    for t = tmBC:dT:tmBC
        sigma = sqrt((c^2)*(t.^2) - z^2);
        alfa2 = asin(d2./sigma);
        alfa4 = asin(d4./sigma);
        omega(cont) = -alfa2 + alfa4;
        cont = cont+1;
    end
end
for t = tmBC:dT:tD
    sigma = sqrt((c^2)*(t.^2) - z^2);
    alfa3 = asin(d3./sigma);
    alfa4 = asin(d4./sigma);
    omega(cont) = -pi/2 + alfa3 + alfa4;
    cont = cont+1;
end
end
% Para um ponto da região 2
if regioao==2
    for t = tmin:dT:tA
        sigma = sqrt((c^2)*(t.^2) - z^2);
        alfa2 = asin(d2./sigma);
        omega(cont) = pi - 2*alfa2;
        cont = cont+1;
    end
    for t = tA:dT:tmBC
        sigma = sqrt((c^2)*(t.^2) - z^2);
        alfa1 = asin(d1./sigma);
        alfa2 = asin(d2./sigma);
        omega(cont) = pi/2 - alfa1 - alfa2;
        cont = cont+1;
    end
    if tB<=tC
        for t = tmBC:dT:tmBC
            sigma = sqrt((c^2)*(t.^2) - z^2);
            alfa1 = asin(d1./sigma);
            alfa3 = asin(d3./sigma);
            alfa4b = sign(d4)*asin(min([(abs(d4)/sigma) 1]));
            omega(cont) = -pi - alfa1 + alfa3 + 2*alfa4b;
            cont = cont+1;
        end
    end
    for t = tmBC:dT:tD
        sigma = sqrt((c^2)*(t.^2) - z^2);
        alfa3 = asin(d3./sigma);
        alfa4 = asin(d4./sigma);
        omega(cont) = -pi/2 + alfa3 + alfa4;
        cont = cont+1;
    end
end
% Para um ponto da região 3
if regioao==3
    for t = tmin:dT:tA
        sigma = sqrt((c^2)*(t.^2) - z^2);

```

```

    alfa1 = asin(d1./sigma);
    alfa3b = sign(d3)*asin(min([(abs(d3)/sigma) 1]));
    omega(cont) = 2*alfa3b - 2*alfa1;
    cont = cont+1;
end
for t = tA:dT:tmBC
    sigma = sqrt((c^2)*(t.^2) - z^2);
    alfa1 = asin(d1./sigma);
    alfa2 = asin(d2./sigma);
    alfa3b = sign(d3)*asin(min([(abs(d3)/sigma) 1]));
    omega(cont) = -pi/2 - alfa1 - alfa2 +2*alfa3b;
    cont = cont+1;
end
if (tB<=tC)
    for t = tmBC:dT:tmBC
        sigma = sqrt((c^2)*(t.^2) - z^2);
        alfa1 = asin(d1./sigma);
        alfa3 = asin(d3./sigma);
        omega(cont) = -alfa1 + alfa3;
        cont = cont+1;
    end
end
if(tB>tC)
    for t = tmBC:dT:tmBC
        sigma = sqrt((c^2)*(t.^2) - z^2);
        alfa2 = asin(d2./sigma);
        alfa4 = asin(d4./sigma);
        alfa3b = sign(d3)*asin(min([(abs(d3)/sigma) 1]));
        omega(cont) = -pi - alfa2 + 2*alfa3b + alfa4;
        cont = cont+1;
    end
end
for t = tmBC:dT:tD
    sigma = sqrt((c^2)*(t.^2) - z^2);
    alfa3 = asin(d3./sigma);
    alfa4 = asin(d4./sigma);
    omega(cont) = -pi/2 + alfa3 + alfa4;
    cont = cont+1;
end
end
% Para um ponto da região 4
if regioao==4
    for t = tmin:dT:tA
        sigma = sqrt((c^2)*(t.^2) -z^2);
        alfa1b = sign(d1)*asin(min([(abs(d1)/sigma) 1]));
        alfa2b = sign(d2)*asin(min([(abs(d2)/sigma) 1]));
        alfa3b = sign(d3)*asin(min([(abs(d3)/sigma) 1]));
        alfa4b = sign(d4)*asin(min([(abs(d4)/sigma) 1]));
        omega(cont) = -2*pi -2*alfa1b -2*alfa2b +2*alfa3b +2*alfa4b;
        cont = cont+1;
    end
    for t = tA:dT:tmBC
        sigma = sqrt((c^2)*(t.^2) - z^2);
        alfa1 = asin(d1./sigma);

```

```

    alfa2 = asin(d2./sigma);
    alfa3b = sign(d3)*asin(min([(abs(d3)/sigma) 1]));
    alfa4b = sign(d4)*asin(min([(abs(d4)/sigma) 1]));
    omega(cont) = -3*pi/2 - alfa1 - alfa2 +2*alfa3b +2*alfa4b;
    cont = cont+1;
end
if (tB<=tC)
    for t = tmBC:dT:tMBC
        sigma = sqrt((c^2)*(t.^2) - z^2);
        alfa1 = asin(d1./sigma);
        alfa3 = asin(d3./sigma);
        alfa4b = sign(d4)*asin(min([(abs(d4)/sigma) 1]));
        omega(cont) = -pi - alfa1 + alfa3 +2*alfa4b;
        cont = cont+1;
    end
end
if (tB>tC)
    for t = tmBC:dT:tMBC
        sigma = sqrt((c^2)*(t.^2) - z^2);
        alfa2 = asin(d2./sigma);
        alfa4 = asin(d4./sigma);
        alfa3b = sign(d3)*asin(min([(abs(d3)/sigma) 1]));
        omega(cont) = -pi - alfa2 + alfa4 +2*alfa3b;
        cont = cont+1;
    end
end
for t = tMBC:dT:tD
    sigma = sqrt((c^2)*(t.^2) - z^2);
    alfa3 = asin(d3./sigma);
    alfa4 = asin(d4./sigma);
    omega(cont) = -pi/2 + alfa3 + alfa4;
    cont = cont+1;
end
end
h = (c/(2*pi))*omega;
return

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
function Grafico(px, py, pz, px2, pz2, pxx, pzz, Campo, transdutor,
plotagem)
% Define o gráfico e faz a simulação do campo acústico

figure(1);
% Gráfico para o transdutor circular
if transdutor==1
    switch plotagem
        case 1
            Pmax = max(max(Campo)); % Calcula a máxima pressão do campo
            Pmin = min(min(Campo)); % Calcula a mínima pressão do campo
            Campo = (Campo - Pmin) / (Pmax - Pmin);
            pxx = pxx'; pzz = pzz';
            surf(pxx*1e3, pzz*1e3, Campo);
            xlabel('X (mm)'); ylabel('Z (mm)'); zlabel('Pressão');
            shading interp; view(50,35); colormap(jet);

```

```

        return
    case 2
        Campo = Campo';
        Pmax = max(max(Campo)); Pmin = min(min(Campo));
        Campo = (Campo - Pmin) / (Pmax - Pmin);
        pcolor(pxx*1e3,pzz*1e3,Campo);
        xlabel('X (mm)'); ylabel('Z (mm)');
        axis tight image; view (90,90);
        colormap(jet); shading interp;
        return
    case 4
        z = pzz(:,1);
        Pmax = max(max(Campo)); Pmin = min(min(Campo));
        Campo = (Campo - Pmin) / (Pmax - Pmin);
        Campo = Campo(2,:);
        plot(z*1e3,Campo);
        xlabel('Z (mm)'); ylabel('Pressão');
        return
    case 5
        Pmax = max(max(Campo)); Pmin = min(min(Campo));
        Campo = (Campo - Pmin) / (Pmax - Pmin);
        pxx = pxx'; pzz = pzz';
        contour(pxx*1e3, pzz*1e3, Campo);
        xlabel('X (mm)'); ylabel('Z (mm)');
        return
end
% Gráfico para o transdutor retangular
else
    switch plotagem
    case 1
        Campo = sum(Campo,2); Campo = squeeze(Campo);
        Pmax = max(max(Campo)); % Calcula a máxima pressão do campo
        Pmin = min(min(Campo)); % Calcula a mínima pressão do campo
        Campo = (Campo - Pmin) / (Pmax - Pmin);
        px2 = px2'; pz2 = pz2';
        surf(px2*1e3, pz2*1e3, Campo);
        xlabel('X (mm)'); ylabel('Z (mm)');
        zlabel('|Pressão Normalizada|');
        shading interp; view(50,35); colormap(jet);
        return
    case 2
        Pmax = max(max(max(Campo))); Pmin = min(min(min(Campo)));
        Campo = (Campo - Pmin) / (Pmax - Pmin);
        slice(px*1e3,py*1e3,pz*1e3,Campo, 0, 0, 0)
        xlabel('X (mm)'); zlabel('Z (mm)');
        axis tight image; view (90,0);
        colormap(jet); shading interp;
        return
    case 3
        Pmax = max(max(max(Campo))); Pmin = min(min(min(Campo)));
        Campo = (Campo - Pmin) / (Pmax - Pmin);
        slice(px*1e3,py*1e3,pz*1e3,Campo, 0, 0, 0)
        xlabel('Y (mm)'); ylabel('X (mm)'); zlabel('Z (mm)');
        view(-45,30); axis vis3d tight image;

```

```

        colormap(jet); shading interp;
        return
    case 4
        z = pz(1,1,:); z = squeeze(z);
        Campo = sum(Campo,2); Campo = squeeze(Campo);
        Campo = Campo(2,:);
        Pmax = max(max(Campo)); Pmin = min(min(Campo));
        Campo = (Campo - Pmin) / (Pmax - Pmin);
        plot(z*1e3,Campo);
        xlabel('Z (mm)'); ylabel('|Pressão Normalizada|');
        return
    case 5
        Campo = sum(Campo,2); Campo = squeeze(Campo);
        Pmax = max(max(Campo)); Pmin = min(min(Campo));
        Campo = (Campo - Pmin) / (Pmax - Pmin);
        px2 = px2'; pz2 = pz2';
        contour(px2*1e3, pz2*1e3, Campo);
        xlabel('X (mm)'); ylabel('Z (mm)');
        return
    end
end
return

```