Relatório Anual de Atividades

O relatório de atividades deve ser carregado no site do PPGEM pelo aluno e deve obedecer ao formato apresentado a seguir. O site ficará disponível para a entrega do relatório entre o período de 10/12 a 31/01/2019. O orientador deverá efetuar a aprovação do relatório até o dia 15/02/2019.

Nome: Alexandre Rabelo **NUSP:** 9356282 **Curso:**

Orientador: Flávio Buiochi

Ano de Ingresso no PPGEM: 2015 **Bolsista ( ) Sim (X) Não Agência:**

Área de Concentração: 3152 – Engenharia de controle e automação mecânica

Data do Exame de Qualificação: Não definido

Título do Projeto

Simulação de campos ultrassônicos através de interfaces planas

Resumo

Este trabalho acadêmico visa desenvolver métodos computacionais que permitam realizar a simulação de campos ultrassônicos através de interfaces, regiões onde ocorrem variações da impedância acústica. Tais métodos tratam basicamente da simulação da propagação de ondas ultrassônicas em meios líquidos e sólidos. Os métodos da resposta impulsiva (método analítico) e da representação discreta (método numérico) serão aplicados à simulação de campos ultrassônicos provenientes de transdutores circulares (monoelemento) e retangulares (monoelemento e array). A implementação será realizada primeiramente em campos ultrassônicos livres de interfaces, e posteriormente serão adicionadas interfaces planas (sólido-líquido). Também serão implementados modelos para o estudo da influência da conversão de

modos entre as ondas longitudinais e as transversais nas descontinuidades dos meios. Os resultados a serem obtidos da simulação com os modelos desenvolvidos serão comparados com resultados experimentais. Serão utilizados nos experimentos transdutores de ultrassom com frequência entre 1 e 3 MHz, e hidrofones pontuais para medição do campo ultrassônico refratado devido à presença de descontinuidades no meio de propagação.

1. Breve Introdução Sobre o Problema no Contexto Científico/Tecnológico

A acústica é uma ciência interdisciplinar que estuda a geração, a transmissão e a recepção de energia de ondas vibratórias no meio. Quando as moléculas de fluido ou sólido são deslocadas das suas configurações de equilíbrio, a força de restauração elástica interna cresce. É essa força de restauração elástica aliada à inércia do sistema que permite que o meio participe de vibrações oscilatórias e, assim, gere e transmita as ondas acústicas (Kinsler *et al.*, 2000). Se a frequência da pertubação vibracional está entre 20 Hz e 20 kHz, uma pessoa normalmente consegue interpretá-la como ondas sonoras. Mas as frequências abaixo de 20 Hz e acima de 20kHz são classificadas como infrassom e ultrassom, respectivamente (Kinsler *et al.*, 2000).

O ultrassom é usado para realizar exames não invasivos em pacientes no campo médico. E, da mesma forma, ele é usado na indústria para ensaios não destrutivos (END) de estruturas e materiais. Os métodos ultrassônicos são rápidos, seguros e relativamente baratos, e são esses motivos que fazem com que esta técnica seja frequentemente empregada em ambas as áreas (Schmerr, 2015).

Como consequência, o campo acústico gerado pelos transdutores piezelétricos tem sido amplamente estudado. Em geral, os transdutores são dispositivos que convertem energia de uma forma em outra e eles são normalmente considerados como pistões planos rígidos montados sobre paredes planas, rígidas e infinitas (Buiochi, 1994). Entende-se como campo acústico a distribuição espacial da pressão gerada por um transdutor. Assim, o campo inicia-se na face do transdutor e prolonga-se pelo espaço a sua frente. E a forma da onda produzida depende da abertura do emissor que está associada diretamente à geometria do mesmo (Kinsler *et al.*, 1982).

Ocorre que o tratamento da propagação de ondas acústicas em sólidos é complicado porque podem existir simultaneamente ondas longitudinais e de cisalhamento. Para simplificar, pode-se assumir que as ondas de interesse são ondas pura longitudinal e pura de cisalhamento, e que todas as quantidades físicas, tais como o deslocamento da partícula, a velocidade da partícula, a tensão, a deformação, a elasticidade e a constante de acoplamento piezelétrico, podem ser expressos em forma de uma dimensão (Kino, 1987).

A simulação computacional provê uma poderosa ferramenta quando os fenômenos não são observáveis ou quando as medições são impraticáveis. O desenvolvimento da simulação computacional, cujo objetivo é o estudo e previsão de eventos físicos ou do comportamento de sistemas de engenharia, representa uma extensão da ciência teórica que se baseia em modelos matemáticos (Oden *et al.*, 2006). Sua aplicação na área de ultrassom, como em ensaios não destrutivos por ultrassom, pode apresentar algumas das seguintes motivações (Pires, 2009): definir e otimizar protocolos de inspeção, ajudar a visualização e compreensão dos resultados de inspeção, otimizar projeto de transdutores *phased array* para aplicações específicas, definir leis focais nas aplicações de arrays etc.

Deste modo, os modelos de campos ultrassônicos foram bastante explorados na literatura. A solução proposta por San Emeterio e Ullate (1992) foi adotada neste trabalho, especificamente por fornecer campos de pressão precisos sob excitações realísticas. Assim, a proposta deste trabalho é a elaboração de métodos computacionais que permita realizar a simulação de campos ultrassônicos através de interfaces.

2. Objetivos

Este trabalho tem como objetivo principal desenvolver programas em Matlab que simulem os campos ultrassônicos através de interfaces planas utilizando o modelo da resposta impulsiva do pistão plano e da representação discreta. Os resultados simulados serão comparados com os obtidos experimentalmente, medindo-se o campo acústico com hidrofones pontuais e utilizando transdutores circulares (monoelemento) e retangulares (array) na geração do campo acústico.

3. Metodologia (Descrever os Principais Métodos, Infraestrutura Utilizada)

No final da década de 1870, o matemático e físico inglês Rayleigh realizou uma das primeiras investigações de propagação de ondas acústicas em fluidos de extensão semi-infinita, cujas ondas foram geradas por um pistão plano rígido montado sobre uma parede plana, rígida e infinita. Posteriormente, diversos estudos relacionados com a determinação do campo acústico proveniente da radiação do pistão plano rígido foram publicados. Uma grande parte da literatura se preocupou com o pistão circular e uma atenção especial foi dada ao caso cujas oscilações de amplitudes pequenas do pistão são harmônicas (Tupholme, 1969).

Diversas interpretações teóricas para a excitação de onda contínua foram apresentadas para o caso de transdutores circulares e retangulares, e as várias técnicas foram revisadas por Harris (1981b). Em todas as investigações, o ponto de partida para encontrar a solução é a integral de Rayleigh, representada por uma integral de superfície, cujo resultado é a pressão em um ponto do campo devido à contribuição de cada fonte pontual da superfície radiante. A integral de Rayleigh é uma afirmação do princípio de Huygens, como explicado por Fresnel: cada ponto de uma superfície vibratória plana pode ser considerado com uma fonte de ondas esféricas e que o campo em um ponto arbitrário pode ser construído a partir da superposição dessas ondas. O conceito de Huygens-Fresnel foi analiticamente enunciado por Helmholtz e Kirchhoff, e a integral Rayleigh é um caso especial da solução Helmholtz-Kirchhoff, nas quais a fonte irradiante e a fronteira encontra-se em um plano (Harris, 1981b).

A seguir são apresentados os conceitos teóricos fundamentais do campo acústico.

3.1. Campo acústico

A descrição do campo acústico produzido por um transdutor ultrassônico é geralmente dividida em duas partes: Uma parte é limitada na vizinhança do transdutor, conhecida como região de campo próximo (ou região de difração de Fresnel), que é caracterizada por fenômenos de interferências. E a outra é limitada ao campo distante (região de difração de Fraunhöfer), que é caracterizada por um campo acústico sem interferência. A figura (3.2) ilustra as regiões de campo próximo e de campo distante. Na região de campo distante, a linha contínua é um contorno do feixe de pressão acústica, que apresenta o mesmo decaimento de amplitude de pressão relativo aos respectivos valores axiais. O ângulo do feixe θ é calculado a partir da aproximação de campo distante para a equação exata para o contorno de pressão especificada. Uma vez que o deslocamento do pistão é uniforme em toda a sua face, o contorno, obviamente, não pode prolongar-se ao longo da linha pontilhada até o centro do pistão. A distribuição de pressão dentro do campo próximo é confinada a um cilindro cujo raio é igual ao raio do transdutor (Zemanek, 1971).

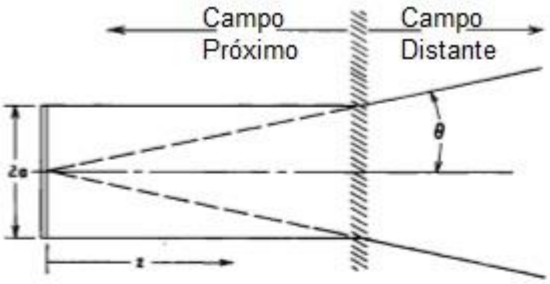


Figura 3.2 – Ilustração usual usada na localização do limite entre o campo próximo e o campo distante.
Fonte: Autor “adaptado de” Zemanek, 1971, p. 181.

A excitação transiente de um transdutor ideal gera um campo acústico que tem duas componentes chamadas de ondas de borda e plana. Essas ondas foram observadas experimentalmente através do efeito Schlieren (Weight e Hayman, 1978), comprovando assim o modelo teórico desenvolvido por Stepanishen (Stepanishen, 1971a). A onda plana propaga-se dentro da região de projeção da face do transdutor, enquanto a onda de borda propaga-se em todas as direções a partir da borda do pistão em um formato toroidal, conforme a ilustração da figura (3.3).

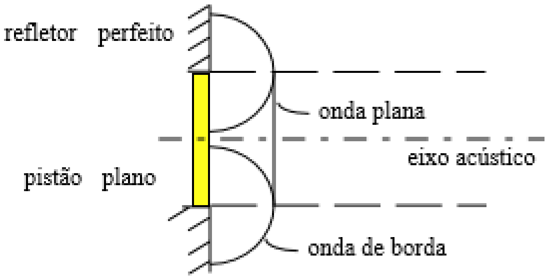


Figura 3.3 – Ilustração das ondas de borda e plana.
Fonte: Autor Buiochi, 1994, p. 16.

3.2. Método da resposta impulsiva

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

$$p(\vec{r},t) = \rho \frac{\partial \phi(\vec{r},t)}{\partial t} \tag{3.5}$$

onde $\vec{r}$ é o vetor posição do ponto em que se mede a pressão, ρ é a densidade do meio e $\phi(\vec{r},t)$ é o potencial de velocidade definido por:

$$v(\vec{r},t) = -\nabla\phi(\vec{r},t) \tag{3.6}$$

Deve-se supor que o movimento da partícula seja irrotacional:

$$\nabla \times v(\vec{r},t) = \vec{0} \tag{3.7}$$

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

$$\phi(\vec{r},t) = \frac{1}{2\pi}\int_S \frac{vn(\vec{\sigma}, t - r'/c)}{r'} dS \qquad (3.8)$$

De acordo com a figura (3.4), r’ é a distância entre um ponto do campo ($\vec{r}$) e um ponto da fonte ($\vec{\sigma}$) de área elementar dS, c é a velocidade de propagação da onda no meio e vn($\vec{\sigma}$, t) é a componente normal da velocidade do pistão em cada ponto de sua face de área S (Stepanishen, 1971a). A integral da equação (3.8) representa a soma das infinitas contribuições de fontes simples de área elementar dS, que irradiam ondas semiesféricas no meio, segundo o princípio de Huygens.

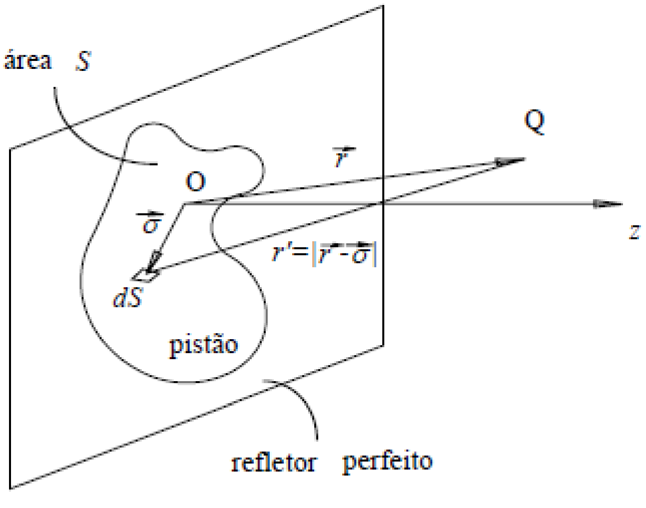


Figura 3.4 – Geometria usada na equação (3.8) de Rayleigh.
Fonte: Autor Buiochi, 1994, p. 9.

Supondo uma distribuição de velocidade uniforme na face do pistão e utilizando a propriedade da função de Dirac $\delta(t)$, Stepanishen (1971a) escreve o termo $vn(\vec{\sigma}, t - \frac{r'}{c})$ da equação (3.8) como:

$$vn\left(t-\frac{r'}{c}\right)=\int_{-\infty}^{\infty}vn(\tau)\delta\left(t-\frac{r'}{c}-\tau\right)d\tau \qquad (3.9)$$

Substituindo a equação (3.9) na equação (3.8) e trocando a ordem de integração, o potencial de velocidade na posição $\vec{r}$ resulta:

$$\phi(\vec{r},t)=\int_{-\infty}^{\infty}vn(\tau)\left[\int_{S}\frac{\delta(t-\frac{r'}{c}-\tau)}{2\pi r'}dS\right]d\tau \qquad (3.10)$$

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

$$\phi i(\vec{r},t)=\int_{S}\frac{\delta(t-\frac{r'}{c}-\tau)}{2\pi r'}dS \qquad (3.11)$$

O potencial de velocidade pode ser representado como a convolução entre $\phi i(\vec{r},t)$ e a velocidade normal do pistão vn(t):

$$\phi(\vec{r},t)=vn(t)*\phi i(\vec{r},t) \qquad (3.12)$$

Em que * indica a operação de convolução.

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

A partir da equação (3.5), a pressão no ponto é dada por:

$$\mathrm{p}(\vec{r},t)=\rho\frac{\partial}{\partial t}[vn(t)]*\phi i(\vec{r},t) \qquad (3.13)$$

Para determinar a resposta impulsiva do potencial de velocidade $\phi i(\vec{r},t)$ é possível reduzir a integral dupla da equação (3.11) em uma integral simples usando mudança de variável.

Uma alternativa pode ser obtida em termos do ângulo $\Omega(\mathrm{ct})$, definido pelo arco circular formado pelos pontos na superfície do pistão, cuja excitação impulsiva chega ao ponto P em um certo instante t. Assim, a resposta impulsiva do potencial de velocidade pode ser calculada por:

$$\phi\mathrm{i}(\vec{r},t) = \frac{c}{2\pi}\Omega(\mathrm{ct}), \text{ se t1 < t < t2} \tag{3.14}$$

$$\phi\mathrm{i}(\vec{r},t) = \vec{0}, \text{ se t ≤ t1 e t ≥ t2} \tag{3.15}$$

onde os tempos $t1 = \frac{r1}{c}$ e $t2 = \frac{r2}{c}$ correspondem ao menor e maior tempo de propagação entre o ponto P e a superfície do pistão (Weight e Hayman, 1978).

Para o caso particular de um pistão plano circular de raio R, a expressão dos ângulos dos arcos na superfície do pistão $\Omega(\mathrm{ct})$ são dados na tabela (3.1), para as três regiões geométricas de projeção: superfície do pistão, borda do pistão e exterior ao pistão.

Região	Limite de tempo	$\Omega(\mathrm{ct})$
Superfície do pistão circular (y < R)	to ≤ t ≤ t1	2π
	t1 < t ≤ t2	$2cos^{-1}\left(\frac{c^2t^2 - x^2 + y^2 - R^2}{2y\ \sqrt{c^2t^2 - x^2}}\right)$
Borda do pistão circular (y = R)	to = t = t1	π
	t1 < t ≤ t2	$2cos^{-1}\left(\frac{\sqrt{c^2t^2 - x^2}}{2R}\right)$
Exterior ao pistão	to < t ≤ t1	0

circular (y > R)	t1 < t ≤ t2	$2cos^{-1}\left(\frac{c^2t^2 - x^2 + y^2 - R^2}{2y\ \sqrt{c^2t^2-x^2}}\right)$

Tabela 3.1 - Tabela para os ângulos $\Omega(\mathrm{ct})$ dos arcos na superfície do pistão circular (Robinson *et al.*, 1974).

Onde:

$$to = \frac{x}{c}$$

$$\mathrm{t1} = \frac{\sqrt{(R-y)^2 + x^2}}{c}$$

$$\mathrm{t2} = \frac{\sqrt{(R+y)^2 + x^2}}{c} \tag{3.16}$$

O instante t0 refere-se ao tempo de chegada da onda plana no ponto P de observação (y < a) e os instantes t1 e t2, das ondas de borda provenientes dos pontos mais próximo e mais distante da borda do pistão ao ponto P. O tempo t = 0 representa o instante em que o pistão começa a se mover.

3.3. Método da resposta discreta

O método da representação discreta é um método de aproximação numérica, que se baseia na divisão da abertura acústica do transdutor em pequenos elementos de área. A exatidão dos resultados é extremamente dependente da escolha da discretização temporal e espacial a serem adotados no modelo. Tal método é válido tanto para transdutores monoelemento (Piwakowski e Delannoy, 1989) ou multielemento (Piwakowski e Sbai, 1999).

A derivação da solução geral proposta por Lasota (Lasota *et al.*, 1984) e implementada por Piwakowski (Piwakowski e Delannoy, 1989), a partir da equação (3.11), resulta na seguinte resposta impulsiva do potencial de velocidade em um ponto P do campo:

$$\phi(\vec{r}p,t) = \frac{1}{2\pi}\int_S A(\vec{r}a)\alpha(\theta)\frac{\delta\left(t-\frac{r}{c}-T(\vec{r}a)\right)}{r}dS \tag{3.17}$$

Onde $\alpha(\theta)$ é coeficidente de diretividade correspondente às seguintes condições de contorno ou aos tipos de refletores:

$$\alpha(\theta) = \begin{cases} 1 & refletor\ rígido; \\ \cos(\theta) & refletor\ elástico; \\ [1+\cos(\theta)]/2 & campo\ livre. \end{cases} \tag{3.18}$$

É chamada de discretização a divisão da superfície do emissor em elementos de área, como mostra a figura (3.5), onde N é a quantidade desses elementos de área ΔS.

Se a superfície do emissor S é discretizada por meio de N elementos de área ΔSj, a integral da equação (3.17) é substituída pela somatória daqueles elementos de área que em um dado instante t colaboram para o cálculo da resposta impulsiva do potencial de velocidade na posição P:

$$\phi\text{discr}(\vec{r}p,t) = \sum_{j=1}^{N} Aj\alpha j\frac{\delta\left(t-\frac{rj}{c}-Tj\right)}{2\pi rj}\Delta Sj, \tag{3.19}$$

onde ϕdiscr é a representação discreta da resposta impulsiva no instante t = rj/c+Tj, rj é a distância entre o ponto P e cada elemento de área ΔSj, Aj é o coeficiente de apodização, Tj representa o valor do atraso de excitação de cada elemento e αj é o coeficiente das condições de contorno, cujo valor é igual a um para o caso de um refletor rígido.

A pressão acústica $p(\vec{r}p,t)$ em função do tempo, em um certo ponto P do campo, é dada pela equação (3.20), onde vn(t) é a velocidade normal da face da abertura acústica.

$$\mathrm{p}(\vec{r}p,t) = \phi\mathrm{discr}(\vec{r}p,t) * \frac{\partial vn(t)}{\partial t} \qquad (3.20)$$

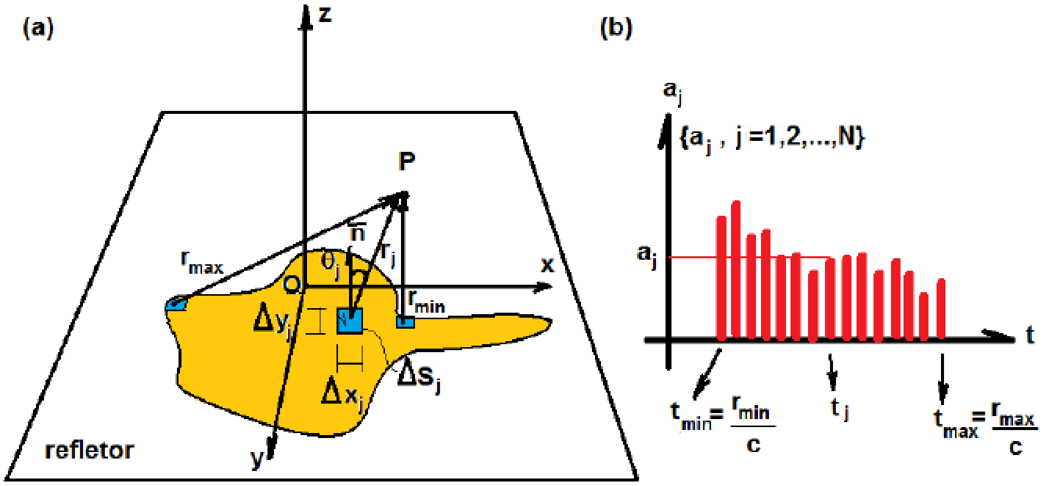


Figura 3.5 – (a) Figura para a equação (3.22). (b) Representação gráfica da série aj.
Fonte: Autor “adaptado de” Piwakowski (Piwakowski e Delannoy, 1989, p. 2423) e Formigoni (Formigoni *et al.*, 2009,p. 3).

A resposta impulsiva discreta ϕdiscr assume a forma de uma distribuição de delta de Dirac, cuja representação gráfica de densidades é mostrada na figura (3.5) (b), onde o tmin e tmax são o menor e o maior tempo de propagação entre um elemento de área na superfície do emissor e o ponto P. A amplitude aj, que representa a resposta impulsiva do potencial de velocidade gerado por cada um dos elementos de área ΔSj, é apresentado como (Piwakowski e Delannoy, 1989):

$$\mathrm{aj} = \frac{A\mathrm{j}\alpha\mathrm{j}\Delta\mathrm{Sj}}{2\pi r\mathrm{j}} \qquad (3.21)$$

A resposta impulsiva média no instante ts é obtida quando discretiza-se o tempo em intervalo de duração Δt e em janelas temporais $[ts - \frac{\Delta t}{2}, ts + \frac{\Delta t}{2}]$, para então ser calculado a média temporal de todas as amplitudes aj que chegam ao ponto de observação P, expresso pela equação (3.22) (Piwakowski e Delannoy, 1989):

$$\bar{\phi}\mathrm{discr}(\vec{r}p, \mathrm{ts}) = \frac{1}{\Delta t}\sum_j aj, \text{ para } ts - \frac{\Delta t}{2} < tj < ts + \frac{\Delta t}{2} \qquad (3.22)$$

Na figura (3.6), são representados o intervalo de tempo Δt e o instante ts, a série aj da resposta impulsiva discreta $\phi\mathrm{discr}(\vec{r}p, t)$, a média temporal da resposta impulsiva $\bar{\phi}\mathrm{discr}(\vec{r}p, \mathrm{ts})$ e a resposta impulsiva exata $\phi(\vec{r}p, t)$, cuja solução analítica é obtida pela equação (3.17) (Piwakowski e Delannoy, 1989).

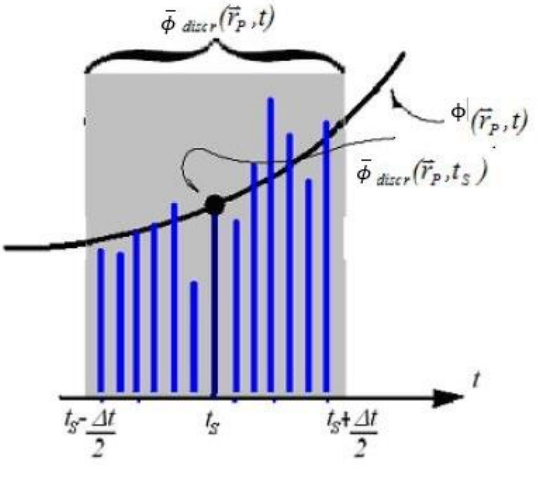


Figura 3.6 – Representação das respostas impulsivas discretas ϕdiscr, média $\bar{\phi}$discr e exata ϕ, na janela temporal $[ts - \frac{\Delta t}{2}, ts + \frac{\Delta t}{2}]$.

Fonte: Autor “adaptado de” Piwakowski (Piwakowski e Sbai, 1999, p. 423).

Quando as dimensões dos elementos de área tendem a zero, a média temporal da resposta impulsiva $\bar{\phi}\mathrm{discr}(\vec{r}p,\mathrm{t})$ tende para a solução analítica exata da resposta impulsiva $\phi(\vec{r}p,t)$, desde que o espectro de frequência obedeça f < 2fmax, e fmax << $\frac{1}{\Delta\mathrm{t}}$, então:

$$\phi(\vec{r}p,ts) = \lim_{\Delta t\to 0}\bar{\phi}\mathrm{discr}(\vec{r}p,\mathrm{ts}) \tag{3.23}$$

Neste trabalho, usa-se a média temporal da resposta impulsiva $\bar{\phi}\mathrm{discr}(\vec{r}p,\mathrm{t})$ como a solução computacional aproximada da solução exata, com amostragem temporal Δt e amostragem espacial $\Delta xj = \Delta yj$. Dessa maneira, a pressão acústica no ponto P pode ser calculada como mostra as equações (3.19), (3.22) e (3.24).

$$\mathrm{p}(\vec{r}p,t) = \rho\bar{\phi}\mathrm{discr}(\vec{r}p,t) * \frac{\partial v(t)}{\partial t} \tag{3.24}$$

3.4. Resposta impulsiva do pistão retangular

Nesta seção, a implementação da resposta impulsiva de um pistão retangular baseia-se no trabalho de San Emeterio e Ullate (1992). Considera-se uma abertura retangular de comprimento 2b e largura 2a, sendo a ≤ b, montado sobre uma parede plana, rígida, infinita e localizada no plano z = 0. Além disso, meio é homogêneo sem perdas, com a velocidade de propagação c e densidade ρ, com semiespaço é z > 0. Devido à simetria, apenas os pontos do campo no primeiro quadrante serão considerados. Os lados do retângulo são chamados Si, onde o índice i varia entre 1 e 4, e as distâncias da projeção do ponto do campo P’ para as retas que contêm os lados do retângulo são definidas como |di|, onde o índice i também alterna entre 1 e 4.

d1 = x – a (3.25)
d2 = y – a
d3 = x + a
d4 = y + a

Dependendo da posição de P' pode ocorrer até oito descontinuidades na inclinação temporal de $\Omega(\overline{x},t)$ e, consequentemente, na $\frac{\partial h(\overline{x},t)}{\partial t}$. Isto ocorre quando o arco ativo conter os vértices do retângulo ou quando eles são tangentes aos lados Si.

Os tempos de trânsito do sinal a partir dos vértices para um ponto qualquer do campo $\mathrm{P}(\overline{x})$ são dados por:

$$\tau_A = \frac{\sqrt{(d_1^2 + d_2^2 + z^2)}}{c},\ \tau_B = \frac{\sqrt{(d_2^2 + d_3^2 + z^2)}}{c},$$
$$\tau_C = \frac{\sqrt{(d_1^2 + d_4^2 + z^2)}}{c},\ \tau_D = \frac{\sqrt{(d_3^2 + d_4^2 + z^2)}}{c}. \tag{3.26}$$

E os tempos de trânsito τ_{Si}, quando os arcos ativos são tangentes aos lados Si, são:

$$\tau_{Si} = \frac{\sqrt{(d_i^2 + z^2)}}{c}, \text{ onde i = 1, 2, 3 e 4.} \tag{3.27}$$

Finalmente, para os pontos, cuja projeção está dentro da abertura do emissor, a descontinuidade em $\Omega(\overline{x},t)$ existe no instante de tempo τ_0:

$$\tau_0 = \frac{z}{c} \tag{3.28}$$

É imposto que a reposta impulsiva $\mathrm{h}(\overline{x},t)$ seja delimitada pelo intervalo de tempo (τ_{min},τ_D), e fora desses limites seu valor deve ser zero. Assim, o τ_{min}é igual para τ_A, τ_2, τ_1 ou τ_0 para os pontos do campo projetados nas regiões I, II, III e IV, respectivamente.

Com o objetivo de obter as expressões analíticas para $\Omega(\overline{x},t)$, os autores determinaram a seguinte função:

$\alpha_i = \sin^{-1}[\frac{d_i}{\sigma(\overline{x},t)}]$, onde i = 1, 2, 3 e 4. (3.29)

Onde $\sigma(\overline{x},t)$ é o raio do arco ativo dado por:

$$\sigma(\overline{x},t) = \sqrt{(c^2t^2 - z^2)} \qquad (3.30)$$

Cada ângulo α_i é formado pelo vetor raio a partir de P’ até a intersecção do arco ativo com o lado do retângulo Si e um eixo que cruza P’ paralelo ao mesmo lado Si. Do ponto de vista analítico e computacional, cada α_i é o valor principal da função circular inversa, equação (3.29). Consequentemente, as funções α_i são apenas definidas no domínio do tempo t ≥ τ_{Si}, o que é equivalente dizer que $\sigma(\overline{x},t) \geq |d_i|$, e suas variações estão dentro o seguinte alcance: $-\frac{\pi}{2} \leq \alpha_i \leq \frac{\pi}{2}$ (San Emeterio e Ullate, 1992).

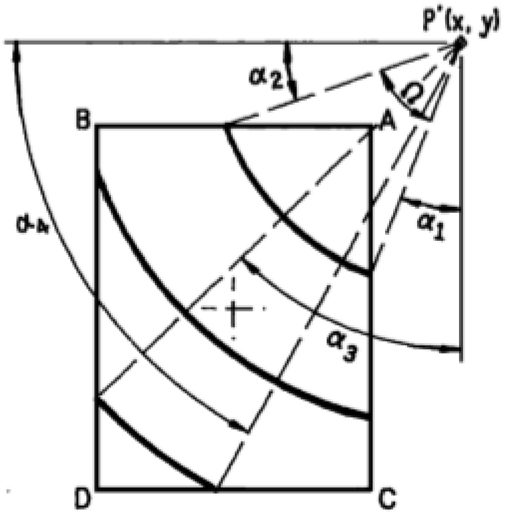


Figura 3.7(a) – Ilustração dos ângulos $\Omega(\overline{x},t)$ e $\alpha_i(\overline{x},t)$ para um ponto do campo na região I (x ≥ a e y ≥ b) ($\tau_B \leq \tau_C$ é assumido).

Fonte: Autor San Emeterio e Ullate, 1992, p. 653.

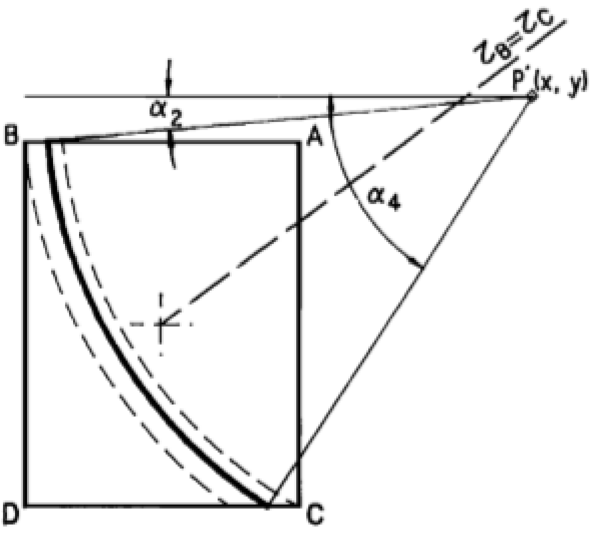


Figura 3.7(b) – Evolução dos arcos ativos durante o intervalo de tempo ($\tau_B \leq \tau_C$) para um ponto do campo na zona geométrica (y ≤ ax/b) da região I.

Fonte: Autor San Emeterio e Ullate, 1992, p. 654.

3.4.1. Expressão analítica para pontos do campo na região I

San Emeterio e Ullate demonstram, conforme ilustra a figura (3.7)(a), a evolução dos arcos ativos para instantes de tempos diferentes sob o pressuposto $\tau_B \leq \tau_C$, para um ponto do campo projetado em P'. Nesta região, foi confirmado que o tempo de trânsito mínimo é sempre $\tau_{min} = \tau_A$. Considerando o tamanho angular $\Omega(\bar{x},t)$ e os ângulos α_i definidos na equação (3.29), a resposta impulsiva $h(\bar{x},t)$ é dado por:

$$\frac{2\pi}{c}h(\bar{x},t)\left|\begin{array}{l} =\frac{\pi}{2}-\alpha_1-\alpha_2,\tau_A \leq t \leq \tau_B, \\ =\alpha_3-\alpha_1,\ \tau_B \leq t \leq \tau_C, \\ =-\frac{\pi}{2}+\alpha_3+\alpha_4,\tau_C \leq t \leq \tau_D, \end{array}\right. \tag{3.31}$$

onde a dependência $(\bar{x},t)$ das funções α_i foi eliminada para expressá-las de maneira resumida.

A figura 4.1(a) apresenta o resultado da resposta impulsiva $h(\bar{x},t)$ calculada através do programa *vpirOfRectangularPistonlikeTransducers.m* (apêndice A) em um ponto do campo, cuja coordenadas são x/a = 2, y/a = 2 e z/a = 5 para um pistão retangular com uma relação do aspecto da abertura do transdutor b/a = 1,6. Esta relação é semelhante a uma abertura típica de um *phased array* linear. Sendo que os valores de t e h são normalizados multiplicando por c/a e 1/c, respectivamente. As descontinuidades na inclinação temporal de $h(\bar{x},t)$ nos tempos de chegada dos vértices podem ser facilmente observadas.

Na abordagem de San Emeterio e Ullate (1992), eles não levaram em consideração a possibilidade de uma outra ordem de precedência nos instantes de tempo τ_B e τ_C. Mas para os pontos onde $\tau_C \leq \tau_B$ (y ≤ ax/b), os arcos ativos para o intervalo de tempo $\tau_C \leq t \leq \tau_B$ são delimitados pelos lados horizontais do retângulo conforme figura (3.7)(b). Pode-se facilmente mostrar que a resposta impulsiva para um ponto nesta zona é dada por uma expressão semelhante à equação (3.31). Só é necessário trocar τ_B e τ_C nos intervalos de tempo e substituir a expressão intermediária pela nova (San Emeterio e Ullate, 1992):

$$\frac{2\pi}{c} h(\overline{x}, t) = \alpha_4 - \alpha_2,\ \tau_C \leq t \leq \tau_B, \tag{3.32}$$

Consequentemente, duas zonas geométricas definidas pela ordem de precedência de τ_B e τ_C existem na região I (x ≥ a e y ≥ b). A expressão analítica para a resposta impulsiva $h(\overline{x}, t)$ muda com a zona. Essas zonas são delimitadas pela reta y = ax/b, obtidas por igualar τ_B e τ_C dada na equação (3.26). Ambas formulações estão resumidas na primeira coluna da tabela 3.2, onde τ_m e τ_M são dados por:

$$\tau_m = min(\tau_B, \tau_C)$$
$$\tau_M = max(\tau_B, \tau_C) \tag{3.33}$$

	Geometrical region			
Time interval	I	II	III	IV
$\tau_{min} < t \leq \tau_A$	…	$\pi - 2\alpha_2$	$2\overline{\alpha}_3 - 2\alpha_1$	$-2\pi - 2\overline{\alpha}_1 - 2\overline{\alpha}_2 + 2\overline{\alpha}_3 + 2\overline{\alpha}_4$
$\tau_A < t \leq \tau_m$	$\frac{\pi}{2} - \alpha_1 - \alpha_2$	$\frac{\pi}{2} - \alpha_1 - \alpha_2$	$-\frac{\pi}{2} - \alpha_1 - \alpha_2 + 2\overline{\alpha}_3$	$-\frac{3}{2}\pi - \alpha_1 - \alpha_2 + 2\overline{\alpha}_3 + 2\overline{\alpha}_4$
$\tau_m < t \leq \tau_M^a$	$-\alpha_1 + \alpha_3$	$-\pi - \alpha_1 + \alpha_3 + 2\overline{\alpha}_4$	$-\alpha_1 + \alpha_3$	$-\pi - \alpha_1 + \alpha_3 + 2\overline{\alpha}_4$
$\tau_m < t \leq \tau_M^b$	$-\alpha_2 + \alpha_4$	…	$-\pi - \alpha_2 + 2\overline{\alpha}_3 + \alpha_4$	$-\pi - \alpha_2 + 2\overline{\alpha}_3 + \alpha_4$
$\tau_M < t \leq \tau_D$	$-\frac{\pi}{2} + \alpha_3 + \alpha_4$	$-\frac{\pi}{2} + \alpha_3 + \alpha_4$	$-\frac{\pi}{2} + \alpha_3 + \alpha_4$	$-\frac{\pi}{2} + \alpha_3 + \alpha_4$

[a] for $\tau_B \leq \tau_C$

[b] for $\tau_C \leq \tau_B$

Tabela 3.2 – Expressões analíticas para as respostas impulsivas do potencial de velocidade $(2\pi/c)h(\overline{x}, t)$ do pistão retangular plano rígido montado sobre parede plana, rígida e infinita. As funções $\alpha_i(\overline{x}, t)$ e $\overline{\alpha_i}(\overline{x}, t)$ estão definidas nas equações (3.29) e (3.34) respectivamente. Aqui $\tau_m = min(\tau_B, \tau_C)$, $\tau_M = max(\tau_B, \tau_C)$ e τ_{min} = τ_A, τ_2, τ_1 ou τ_0 para as regiões I, II, III e IV respectivamente. Além do mais, τ_A para τ_D e τ_{Si} são dados nas equações (3.26) e (3.27). Fora dos intervalos especificados $h(\overline{x}, t) = 0$.
Fonte Autor “adaptado de” San Emeterio e Ullate (San Emeterio e Ullate, 1992, p. 654)

Com o propósito de reprodução da tabela (3.2), o programa *vpirOfRectangularPistonlikeTransducers.m* (apêndice A) mostra que os seguintes resultados quando comparados com o trabalho original foram importantes para validar sua funcionalidade.

3.4.2. Resposta impulsiva para pontos do campo nas demais regiões

A expressão analítica da resposta impulsiva $h(\overline{x}, t)$ muda para as quatro regiões geométricas definidas anteriormente. E também para diferentes zonas dentro de cada região. Essas zonas são caracterizadas pela ordem de precedência dos tempos de trânsito a partir dos vértices ou das bordas. Para manter o problema dentro de um nível razoável de complexidade, os autores introduziram um novo conjunto da função $\overline{\alpha_i}$:

$$\overline{\alpha_i}(\overline{x}, t) = \operatorname{sgn}(d_i) \sin^{-1}\{min\left[\frac{|d_i|}{\sigma(\overline{x}, t)}, 1\right]\} \tag{3.34}$$

Isto significa que essas funções $\overline{\alpha_i}(\overline{x}, t)$ podem ser interpretadas em termos das funções iniciais $\alpha_i(\overline{x}, t)$ na equação (3.29) com as seguintes considerações: (a) As funções $\alpha_i(\overline{x}, t)$ são apenas definidas para os intervalos de tempo t ≥ τ_{Si} (i = 1, 2, 3 e 4), mas as novas funções $\overline{\alpha_i}(\overline{x}, t)$ são sempre definidas para t ≥ τ_0; (b) Para t < τ_{Si}, o valor absoluto de $\overline{\alpha_i}(\overline{x}, t)$ é $\frac{\pi}{2}$; (c) Para t ≥ τ_{Si}, $\overline{\alpha_i}(\overline{x}, t) = \alpha_i(\overline{x}, t)$; (d) O único propósito do fator $\operatorname{sgn}(d_i)$ é para manter o mesmo sinal para $\overline{\alpha_i}(\overline{x}, t)$ e $\alpha_i(\overline{x}, t)$ (San Emeterio e Ullate, 1992).

A tabela (3.3) apresenta, para cada região geométrica, qual dos instantes de tempo τ_{Si} podem ocorrer dentro dos principais intervalos de tempo.

Region	
II	$\longleftarrow \tau_{S4} \longrightarrow$ $\tau_{S2} \rightarrow \quad \tau_A \rightarrow \quad \tau_B \rightarrow \quad \tau_C \rightarrow \quad \tau_D$
IIIa	$\longleftarrow\!\!\!-\!\!-\!\!-\!\!- \tau_{S3} -\!\!-\!\!-\!\!\longrightarrow$ $\tau_{S1} \rightarrow \quad \tau_A \rightarrow \quad \tau_B \rightarrow \quad \tau_C \rightarrow \quad \tau_D$
IIIb	$\longleftarrow\!\!\!-\!\!-\!\!-\!\!-\!\!-\!\!-\!\!- \tau_{S3} -\!\!-\!\!-\!\!-\!\!-\!\!-\!\!\longrightarrow$ $\tau_{S1} \rightarrow \quad \tau_A \rightarrow \quad \tau_C \rightarrow \quad \tau_B \rightarrow \quad \tau_D$
IVa	$\longleftarrow\!\!\!-\!\!-\!\!-\!\!-\!\!-\!\!-\!\!- \tau_{S4} -\!\!-\!\!-\!\!-\!\!-\!\!-\!\!\longrightarrow$ $\longleftarrow\!\!\!-\!\!-\!\!-\!\!- \tau_{S3} -\!\!-\!\!-\!\!\longrightarrow$ $\longleftarrow \tau_{S1}, \tau_{S2} \longrightarrow$ $\tau_0 \rightarrow \quad \tau_A \rightarrow \quad \tau_B \rightarrow \quad \tau_C \rightarrow \quad \tau_D$

	$\longleftarrow \tau_{S3} \longrightarrow$
	$\longleftarrow \tau_{S4} \longrightarrow$
	$\leftarrow \tau_{S1},\ \tau_{S2} \rightarrow$
IVb	$\tau_0 \rightarrow \quad \tau_A \rightarrow \quad \tau_C \rightarrow \quad \tau_B \rightarrow \quad \tau_D$

Tabela (3.3) – Ilustração do evento possível de uma descontinuidade de borda dentro dos intervalos de tempo principais. Regiões geométricas II, III e IV ($\tau_B \leq \tau_C$) para IIIa e IVa, e ($\tau_B > \tau_C$) para IIIb e IVb são assumidas.
Fonte Autor "adaptado de" San Emeterio e Ullate (San Emeterio e Ullate, 1992, p. 655)

3.4.3. Pressão transiente

As formas de ondas de pressão $P(\overline{x},t)$, quando a velocidade normal é conhecida, podem ser calculadas através de uma convolução numérica, conforme a mostra equação (3.24).

Os mesmos dois pulsos de excitação da velocidade do pistão adotatos por San Emeterio e Ullate (1992), descritos pela equação (3.35), são usados neste trabalho na simulação computacional do campo acústico.

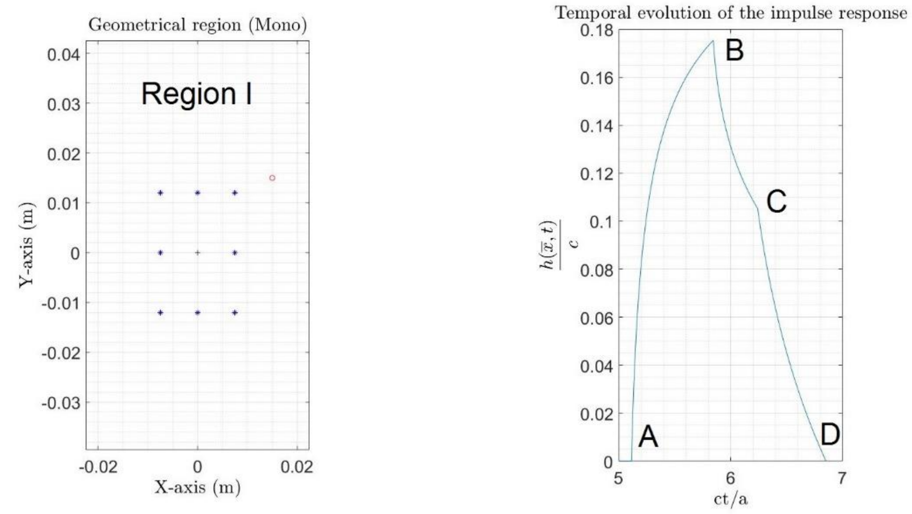
$$v(t) = Ct^3\, e^{-Kft} \cos(2\pi f t), \tag{3.35}$$

4. -Resultados Obtidos ou a Serem Obtidos (Descrever a Principal Contribuição)

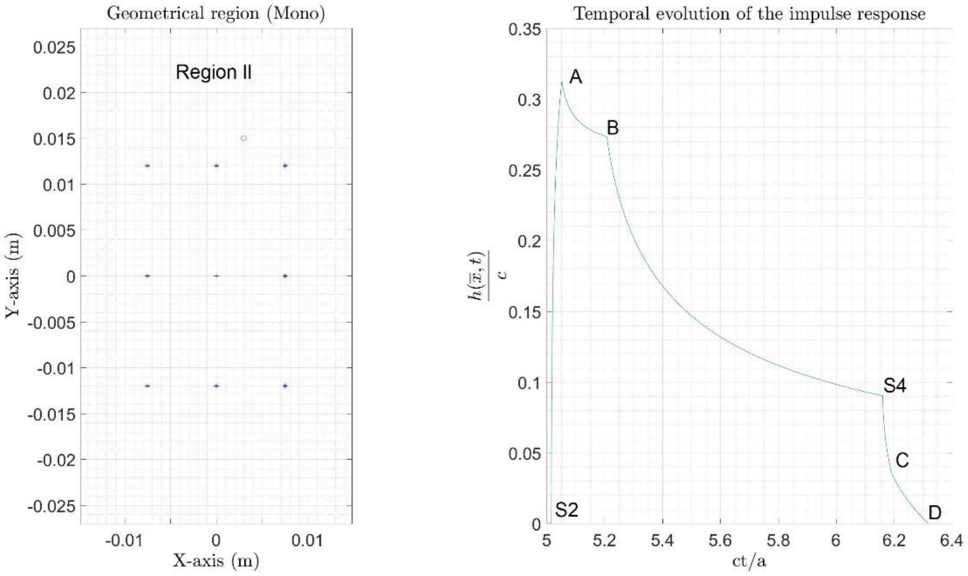
As figuras (4.1) (b), (c) e (d) apresentam os valores calculados das respostas impulsivas $h(\overline{x},t)$ nos pontos dos campos localizados nas regiões II, III e IV, respectivamente. De igual modo, as descontinuidades na inclinação temporal e os instantes de tempo da ocorrência foram também observados. Embora esses gráficos são desenhados para pontos do campo específico, eles podem ser considerados como illustrações do comportamento genérico da resposta impulsiva $h(\overline{x},t)$ nas diferentes regiões geométricas. A alteração da relação do aspecto da abertura ou a posição do ponto do campo dentro de uma das regiões mudará o período relativo dos intervalos de tempo e/ou a ordem de precedência dos instantes de tempo de descontinuidade. E ainda, quando o ponto do campo fica na borda entre duas zonas, então dois instantes de tempo são iguais e uma descontinuidade desaparece. É interessante notar como as descontinuidades na inclinação temporal da resposta impulsiva $h(\overline{x},t)$ para as regiões

II, III e IV são muito mais fortes nos instantes de tempo τ_{Si} definidos pelas bordas do que nos intervalos de tempo definidos pelos vertíces.

De fato, isto confirma que a primeira validação dos resultados foi favorável.



(a
)



(b
)

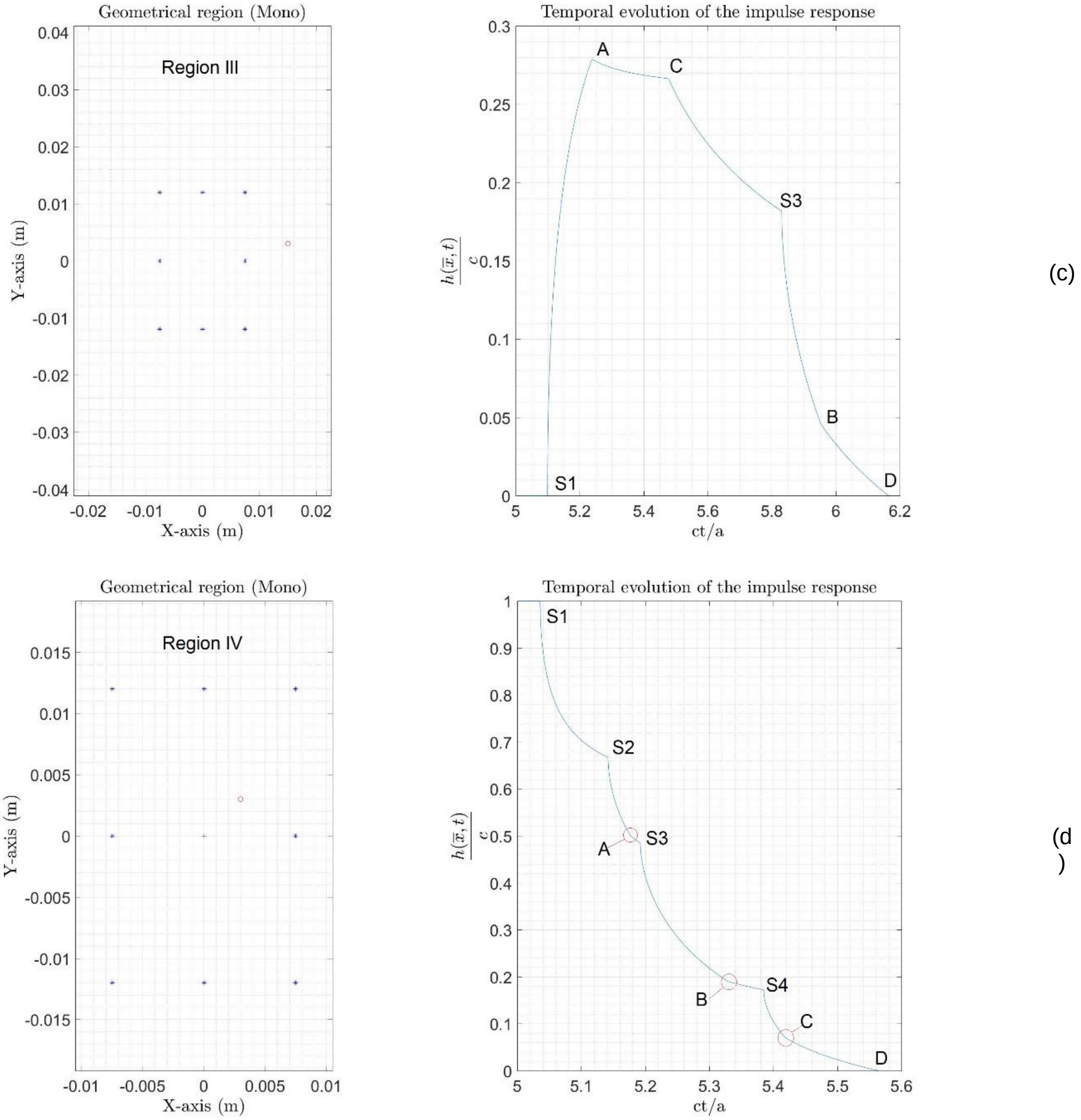
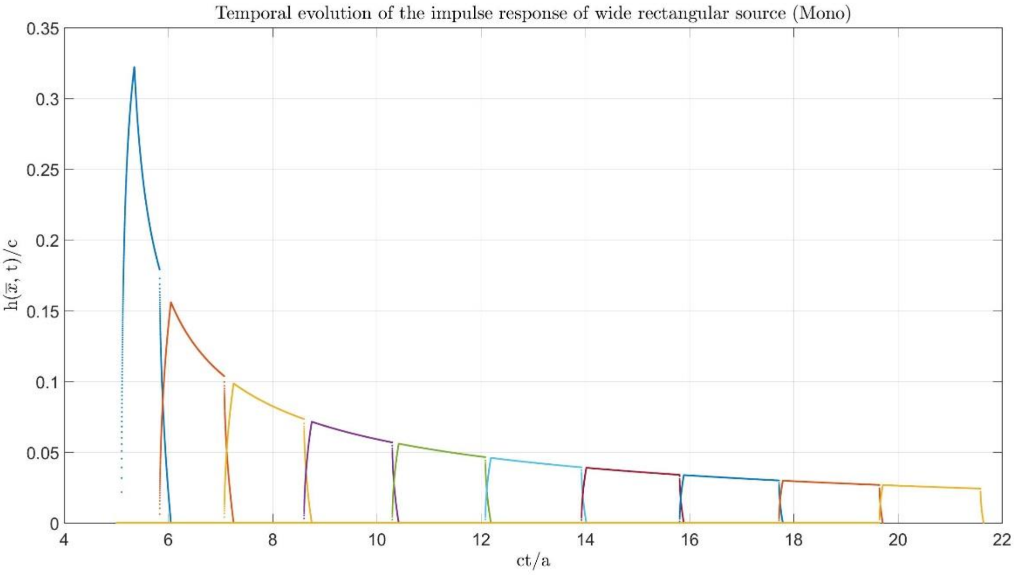
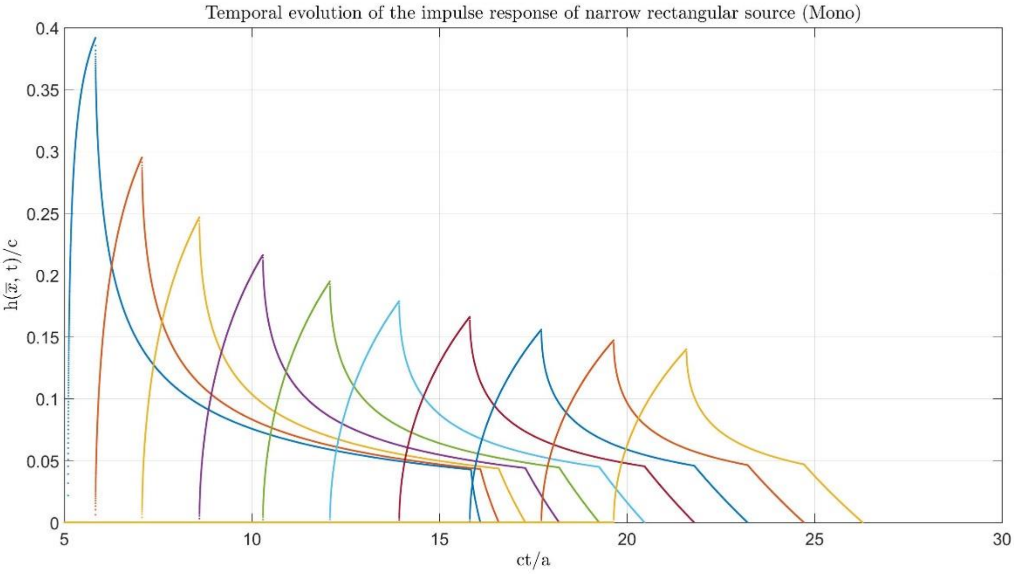


Figura 4.1 – Reprodução e adaptação da evolução temporal da resposta impulsiva para pontos do campo nas quatro regiões geométricas apresentada por San Emeterio e Ullate, 1992. (a) x/a = 2; y/a = 2; (b) x/a = 0,4; y/a = 2; (c) x/a = 2; y/a = 0,4; (d) x/a = 0,4; y/a = 0,4. Para todos os pontos z/a = 5. Relação do aspecto da abertura do transdutor é b/a = 1,6.

Em seguida, as figuras (4.2) (a) e (b) mostram um conjunto de curvas das respostas impulsivas reproduzidas para os pontos que ficam na reta y = 0 e z/a = 5 para as fontes retangulares larga (b/a = 1,6) e estreita (b/a = 15), respectivamente. Bem como, essas relações dos aspectos são similares para a abertura de um *array* linear e um elemento de transdutor. A coordenada x varia em ambos os casos entre 2a e 20a com incrementos de 2a. No caso da fonte retangular larga, San Emeterio e Ullate (1992) comprovam que a resposta impulsiva $h(\overline{x},t)$ rapidamente aproxima-se a uma função retangular do tempo. Afirmam que isto é um comportamento característico da aproximação do campo distante, em que os arcos ativos são modificados pelos segmentos de acordo com o trabalho publicado por Stepanishen (1971a). Mas, segundo ambos, a fonte retangular estreita tampouco apresenta este comportamento. Por esta razão, o uso neste caso dos algoritmos de campos distantes pode produzir desvios importantes, no mínimo nos pontos no campo próximo da abertura de um array global conforme a tese de Ullate (1990). Apenas para os pontos bem distantes da zona paraxial, quando $\tau_{S3} > \tau_A$ $(x > \frac{b^2}{4a})$, os arcos ativos podem ser substituídos pelos segmentos sem causar erros consideráveis. De forma similar ao trabalho de base, este resultado da figura (4.2) sustenta a comprovação da harmonia dos valores apresentados.



(a)

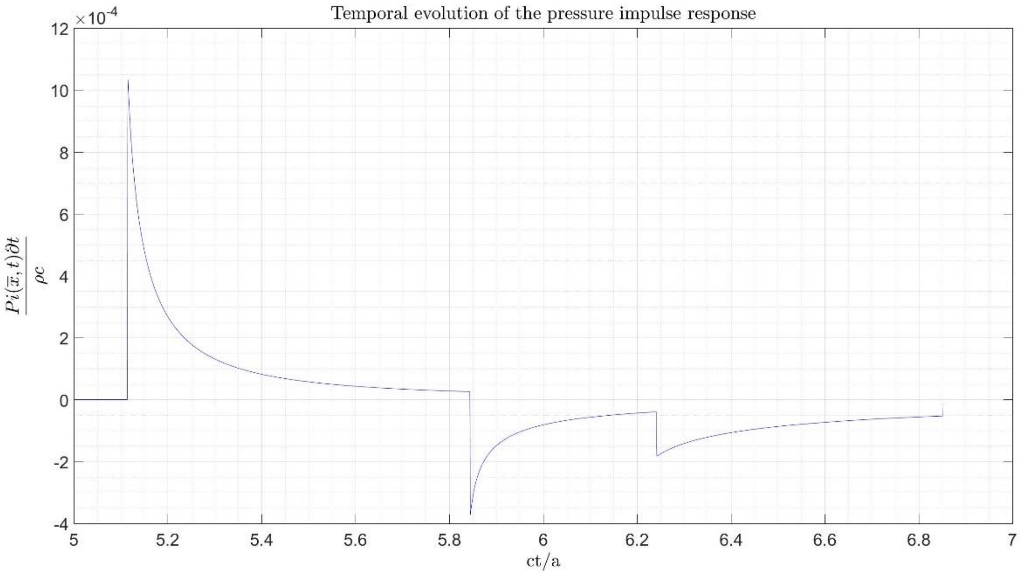


(b
)

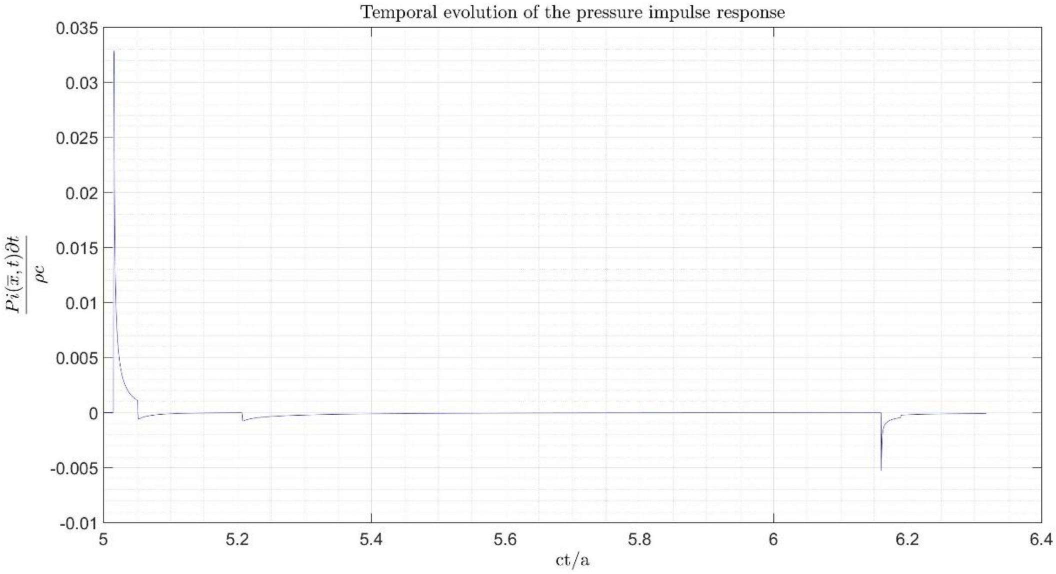
Figura 4.2 – Reprodução e adaptação das respostas impulsivas $\left[\frac{h(\bar{x},t)}{c}\right]$ das fontes retangulares (a) larga e (b) estreira apresentadas por San Emeterio e Ullate, 1992. Dez pontos do campo ao longo da reta y = 0 e z/a = 5 são considerados. Aqui x/a varia entre 2 e 20 com incremento de 2. As relações dos aspectos das aberturas dos transdutores são (a) b/a = 1.6 e (b) b/a = 15.

A reprodução da evolução temporal da resposta impulsiva de pressão $Pi(\bar{x},t)$ para os pontos do campo nas quatro regiões pode ser observada na figura (4.3). A abertura e as coordenadas dos pontos do campo são as mesmas da figura (4.1) para as respostas impulsivas do potencial de velocidade. Para os pontos em todas as regiões, existem diferenças claras entre a resposta impulsiva de pressão $Pi(\bar{x},t)$ exata e a prevista pela aproximação do campo distante (Stepanishen, 1971) (Stepanishen, 1972).

San Emeterio e Ullate (1992) afirmam que a convolução de $Pi(\bar{x},t)$ e $v(t)$ é geralmente menos adequada para o cálculo numérico da pressão transiente $P(\bar{x},t)$ do que a convolução de $h(\bar{x},t)$ e $\frac{\partial v(t)}{\partial t}$. O motivo está na presença de valores infinitos (pulsos de delta de Dirac e formas assintóticas) em $Pi(\bar{x},t)$.


Temporal evolution of the pressure impulse response
$\times 10^{-4}$
12
10
8
6
4
2
0
-2
-4
$\frac{Pi(\overline{x},t)\partial t}{\rho c}$
5
5.2
5.4
5.6
5.8
6
6.2
6.4
6.6
6.8
7
ct/a

(a)


Temporal evolution of the pressure impulse response
0.035
0.03
0.025
0.02
0.015
0.01
0.005
0
-0.005
-0.01
$\frac{Pi(\overline{x},t)\partial t}{\rho c}$
5
5.2
5.4
5.6
5.8
6
6.2
6.4
ct/a

(b)

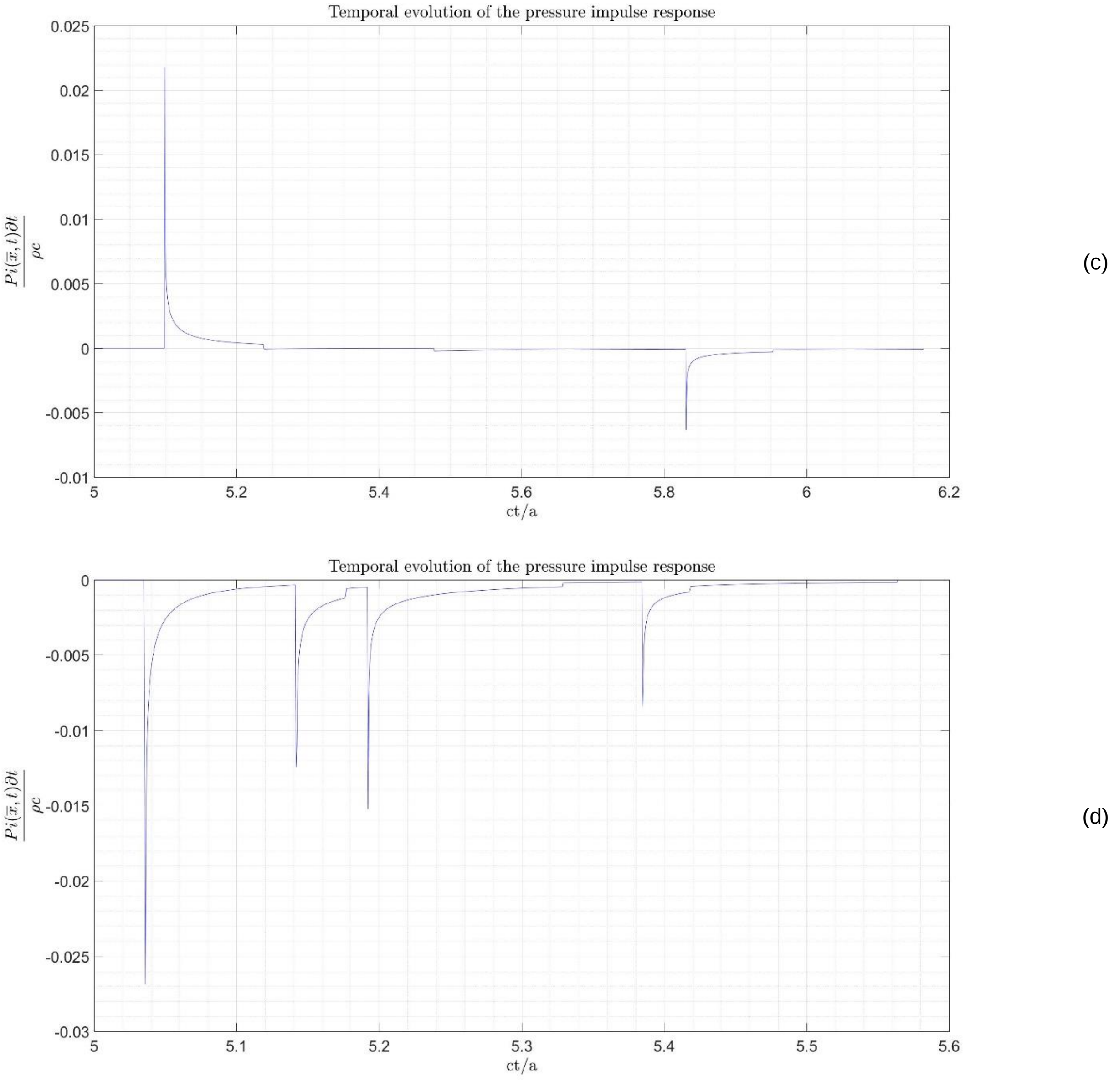


Figura 4.3 – Reprodução e adaptação da evolução temporal da resposta impulsiva de pressão $\left[\frac{Pi(\bar{x},t)}{\rho c}\right]$ nos pontos do campo nas quatro regiões geométricas apresentada por San Emeterio e Ullate, 1992. A relação do aspecto da abertura do transdutor e as coordenadas dos pontos do campo são as mesmas da figura (4.1). A função delta de Dirac em ct/a = 5 em (d) foi reduzida para simplificação.

As figuras (4.4) (a) e (b) mostram, respectivamente, um pulso de excitação de banda larga com uma frequência central f = 3MHz chamado pulso tipo I e um pulso de excitação de banda relativamente estreita com a mesma frequência central chamado pulso tipo II. A velocidade de propagação assumida é c = 1500 m/s, portanto, o comprimento de onda é $\lambda = 0{,}5\ \mathrm{mm}$, com uma abertura típica de um *phased array* linear de largura 2a = 15 mm e comprimento 2b = 24 mm, cuja relação do aspecto de abertura é b/a = 1,6.

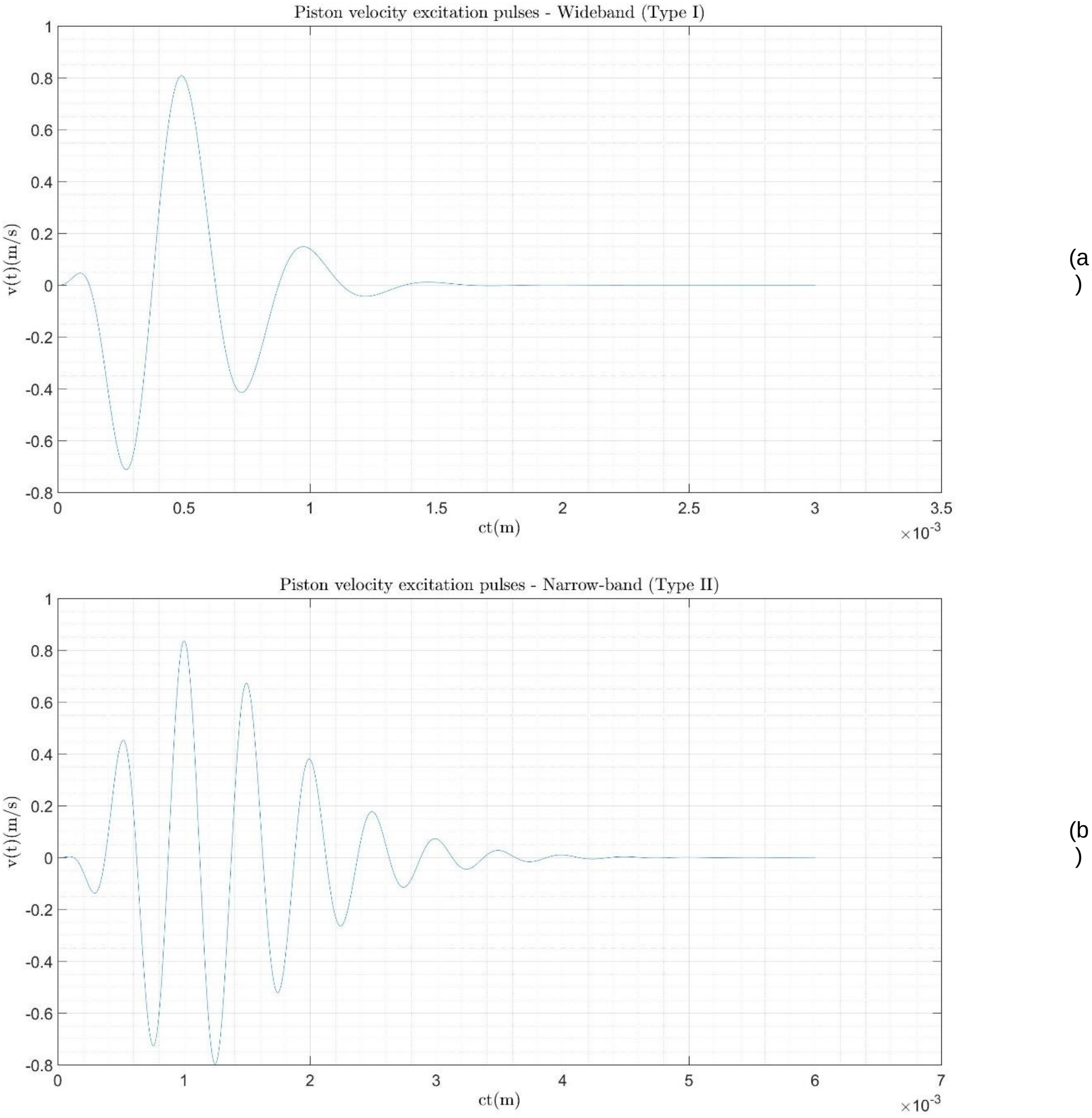


Figura 4.4 – Reprodução e adaptação dos pulsos de excitação da velocidade do pistão $v(t)$ apresentados por San Emeterio e Ullate, 1992: (a) Banda larga, pulso tipo I obtido com K = 3,833 na equação (3.35); (b) Banda relativamente estreira, pulso tipo II obtido com K = 1,437 na equação (3.35). Frequência central f = 3 MHz.

Como consequência, as figuras (4.5) (a) e (b) apresentam as respostas impulsivas do potencial de velocidade $h(\overline{x},t)$ e pressão $Pi(\overline{x},t)$ no eixo OZ, para as coordenadas x = 0 mm, y = 0 mm e z = 20mm. E as figuras (4.5) (c) e (d) apresentam as formas de ondas da pressão transiente para os pulsos de excitação tipo I e tipo II. Tal como os resultados de San Emeterio e Ullate apresentados nesta etapa, é observado que a resposta impulsiva de pressão $Pi(\overline{x},t)$ consiste de um pulso de delta de Dirac, duas curvas assintóticas negativas e uma reta finita, contudo a sua amplitude não está em conformidade com o trabalho original que tem uma variação na ordenada de -20 e 60, e aqui a coordenada vertical está na ordem de -0,2 e 1. É importante observar que essas ondas produzem as correspondentes réplicas escalonadas e distorcidas na pressão transiente. Por um lado, os intervalos de tempo e força entre os pulsos da resposta impulsiva de pressão $Pi(\overline{x},t)$, por outro, a duração da forma de onda radiada determinam as interferências, e portanto, a forma temporal de pressão em um ponto do campo. Para os pontos localizados no campo próximo, quando os intervalos de tempo entre os pulsos da resposta impulsiva de pressão $Pi(\overline{x},t)$ são maiores do que a duração da onda de excitação, tais interferências não ocorrem e as réplicas distorcidas podem ser claramente distinguidas, este é o caso da figura (4.5)(c) para a excitação de banda larga. Contrariamente, para os pulsos de banda relativamente estreira, figura (4.5)(d), o pulso de delta de Dirac e as duas curvas assintóticas interferem parcialmente uma na outra e o pulso principal causa variações mais fortes nos perfis da pressão transiente (San Emeterio e Ullate, 1992).

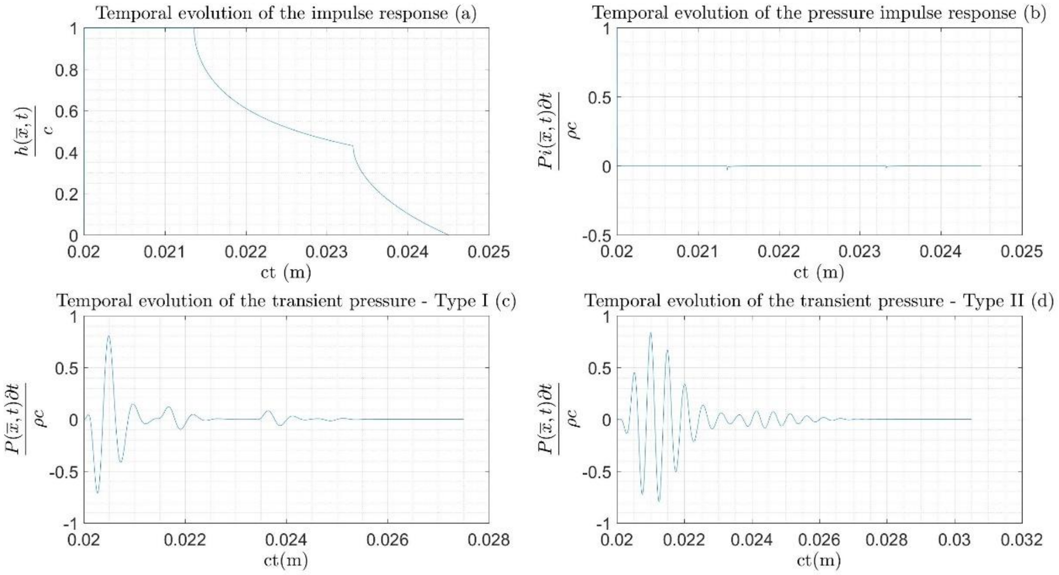
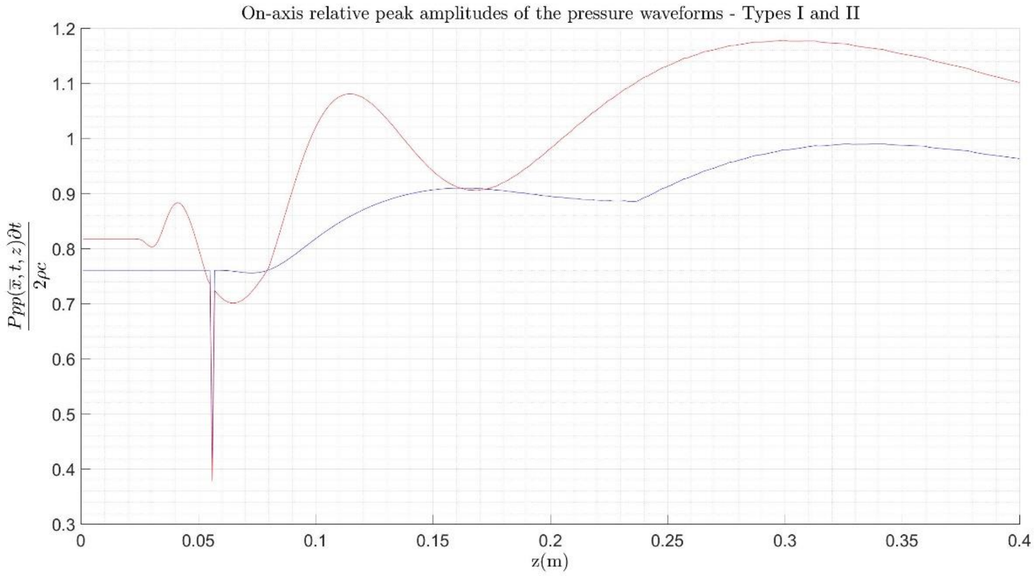
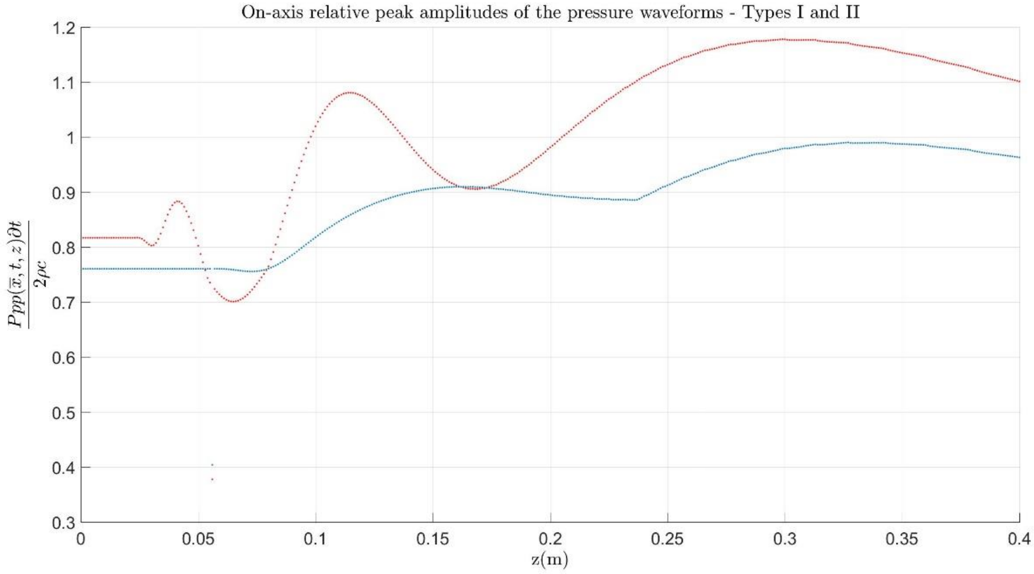


Figura 4.5 – Reprodução e adaptação das formas de ondas das respostas impulsivas e pressão transiente apresentadas por San Emeterio e Ullate, 1992, para o ponto do campo em z = 20 mm, no eixo do transdutor retangular; 2a = 15 mm e 2b = 24 mm, b/a = 1,6; (a) $\frac{h(\overline{x},t)}{c}$; (b) $\frac{Pi(\overline{x},t)}{\rho c}$; e a pressão transiente para os pulsos de excitação (c) tipo I e (d) tipo II.

A figura (4.6) (a) compara as amplitudes de pico das formas de onda de pressão no eixo para as excitações tipo I e tipo II. Apesar dos dados da figura (4.6) (b) conter as mesmas informações da figura anterior, é interessante observar que a diferença está no traço pontilhado, pois em ambas é nitido notar os pontos fora das curvas, o que representa a descontinuidade.



(a)



(b)

Figura 4.6 – Reprodução e adaptação da comparação das amplitudes de pico das formas de ondas de pressão no eixo para excitação tipo I (Curva azul) e excitação tipo II (Curva vermelha) apresentadas por San Emeterio e Ullate, 1992. As curvas da figura (a) foram traçadas com linha contínua e da figura (b) com pontos.

A figura (4.7) compara as amplitudes de pico e máxima das formas de onda de pressão no eixo para as excitações tipo I e tipo II.

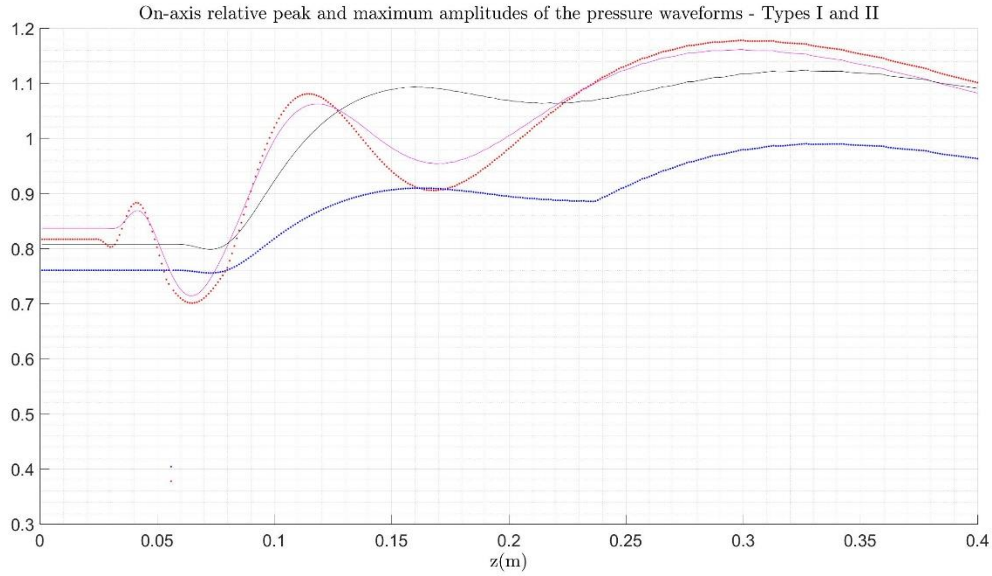
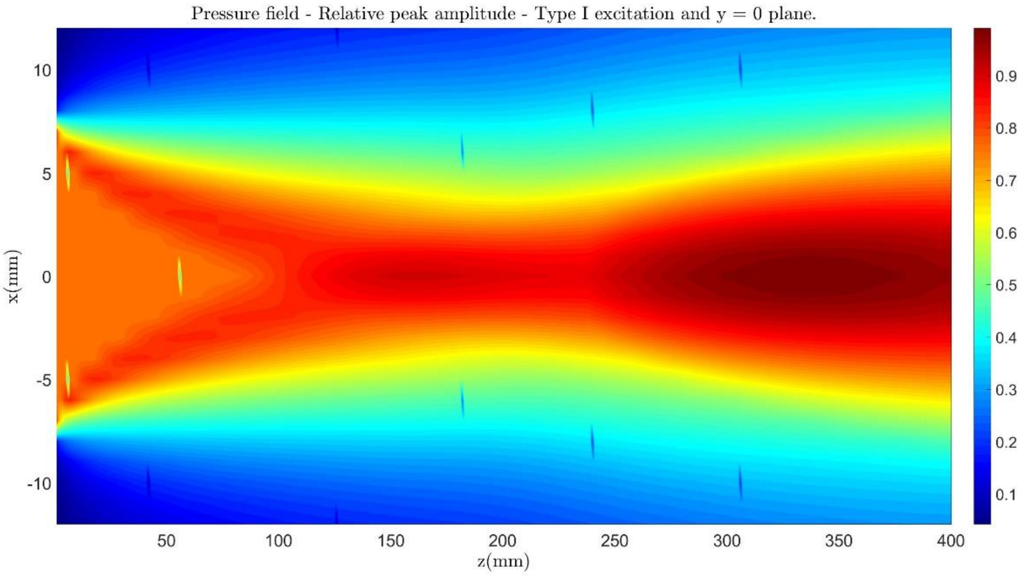
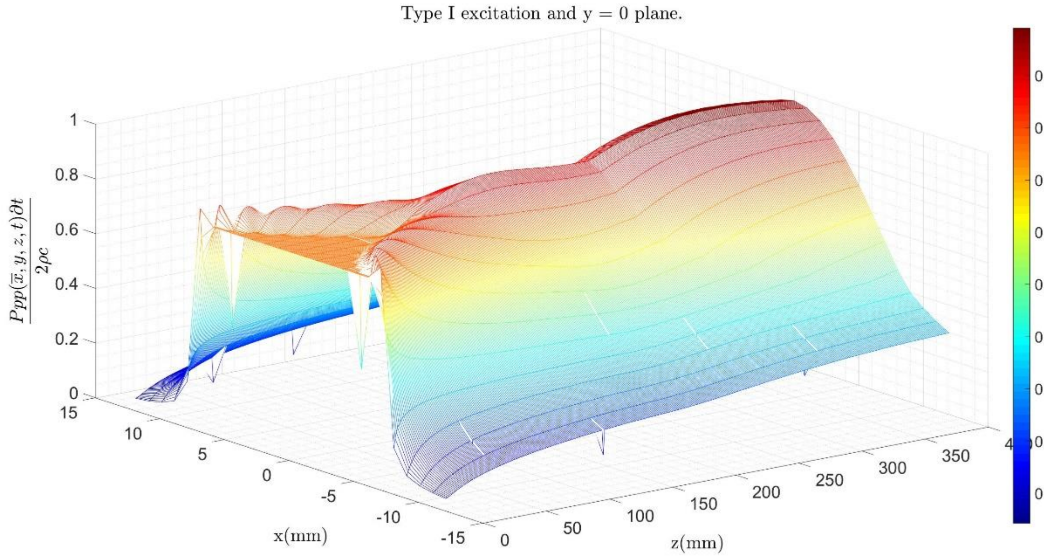

On-axis relative peak and maximum amplitudes of the pressure waveforms - Types I and II

Figura 4.7 – Comparações das amplitudes de pico e máxima das formas de ondas de pressão no eixo para excitação tipo I (curvas pontilhada azul e continua preta) e excitação tipo II (curvas pontilhada vermelha e continua magenta) respectivamente.

As figuras (4.8)-(4.11) ilustram as distribuições bidimensional (a) e tridimensional (b) da amplitude relativa de pico das formas de ondas de pressão no campo próximo de um pistão retangular com a largura de banda do sinal de excitação.

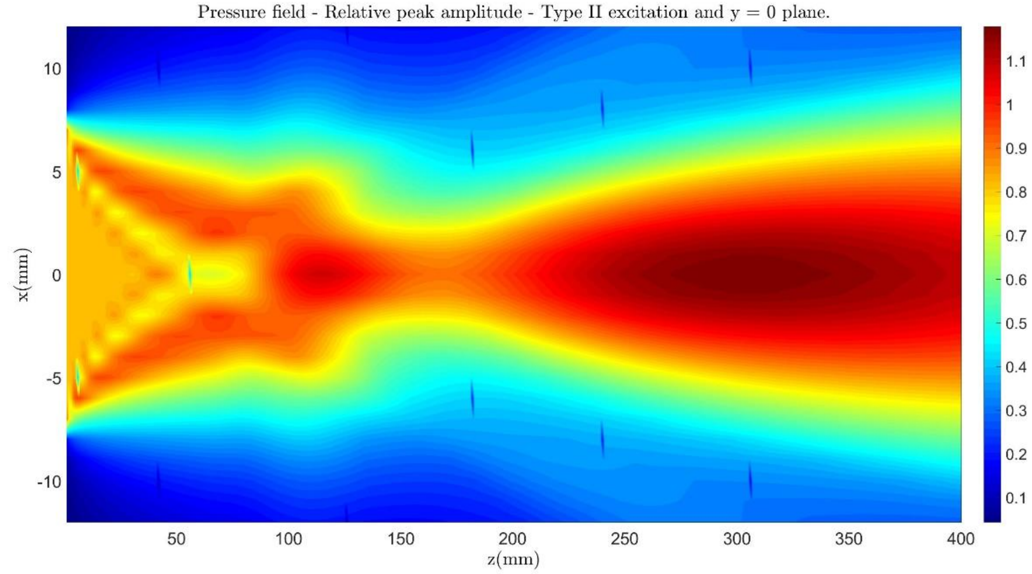

Pressure field - Relative peak amplitude - Type I excitation and y = 0 plane.

(a)

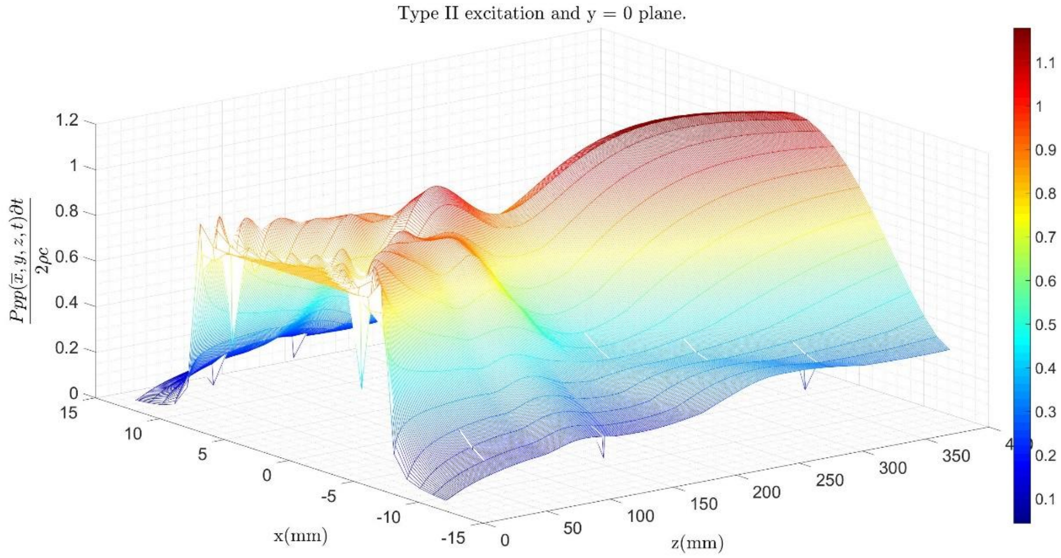


(b
)

Figura 4.8 – Reprodução e adaptação das distribuições bidimensional (a) e tridimensional (b) da amplitude relativa de pico das formas de ondas de pressão no campo próximo de um pistão retangular com dimensões 2a = 15 mm, 2b = 24 mm, excitação tipo I e plano y = 0 apresentadas por San Emeterio e Ullate, 1992.



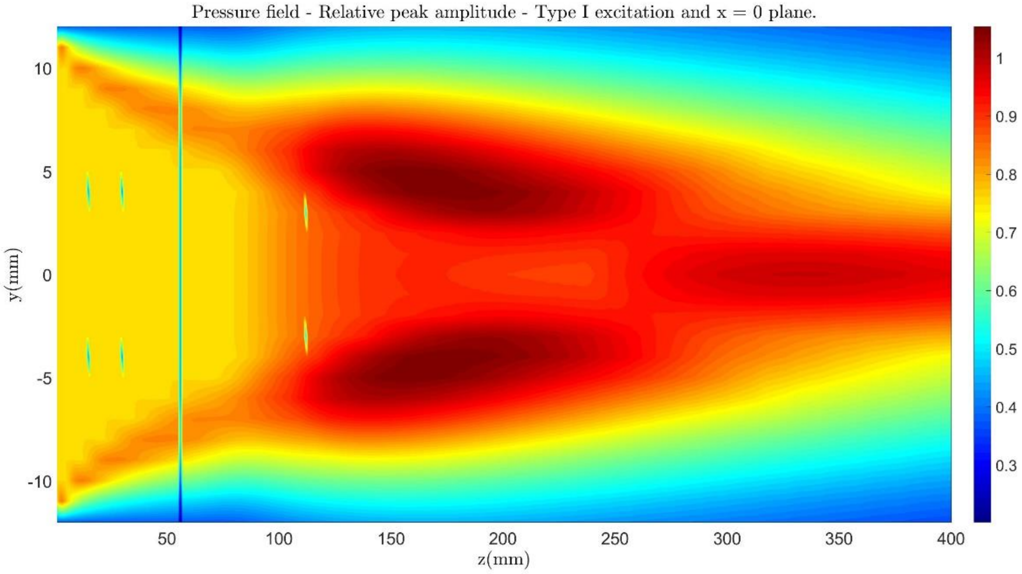
(a
)



Type II excitation and y = 0 plane.

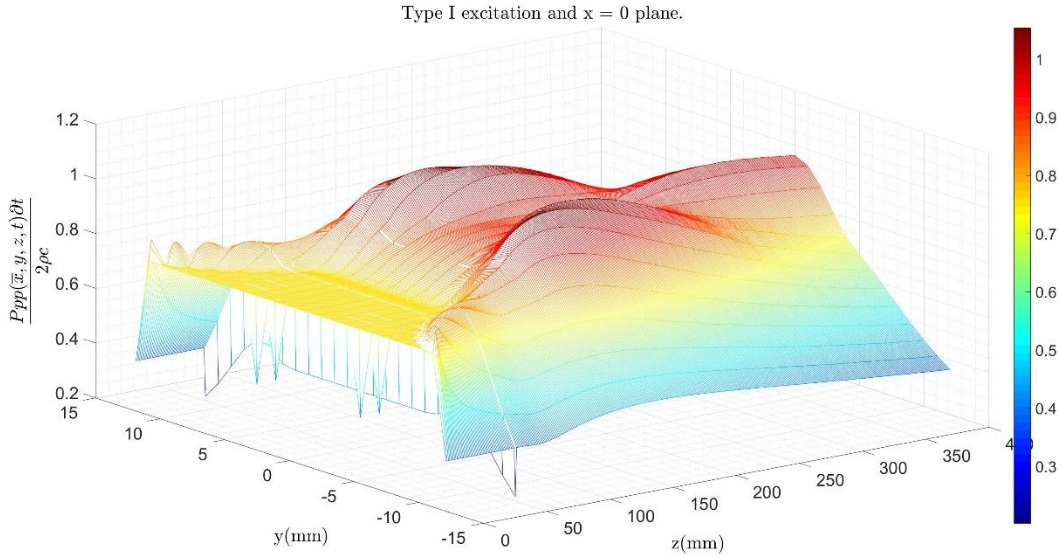
(b
)

Figura 4.9 – Reprodução e adaptação das distribuições bidimensional (a) e tridimensional (b) da amplitude relativa de pico das formas de ondas de pressão no campo próximo de um pistão retangular com dimensões 2a = 15 mm, 2b = 24 mm, excitação tipo II e plano y = 0 apresentadas por San Emeterio e Ullate, 1992.



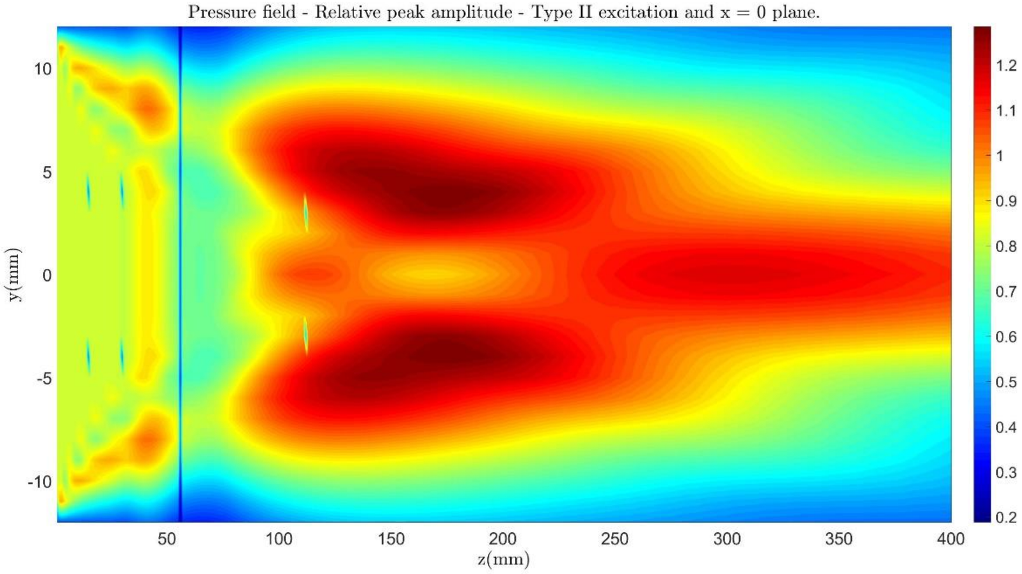
Pressure field - Relative peak amplitude - Type I excitation and x = 0 plane.

(a)



(b)

Figura 4.10 – Reprodução e adaptação das distribuições bidimensional (a) e tridimensional (b) da amplitude relativa de pico das formas de ondas de pressão no campo próximo de um pistão retangular com dimensões 2a = 15 mm, 2b = 24 mm, excitação tipo I e plano x = 0 apresentadas por San Emeterio e Ullate, 1992.



(a)

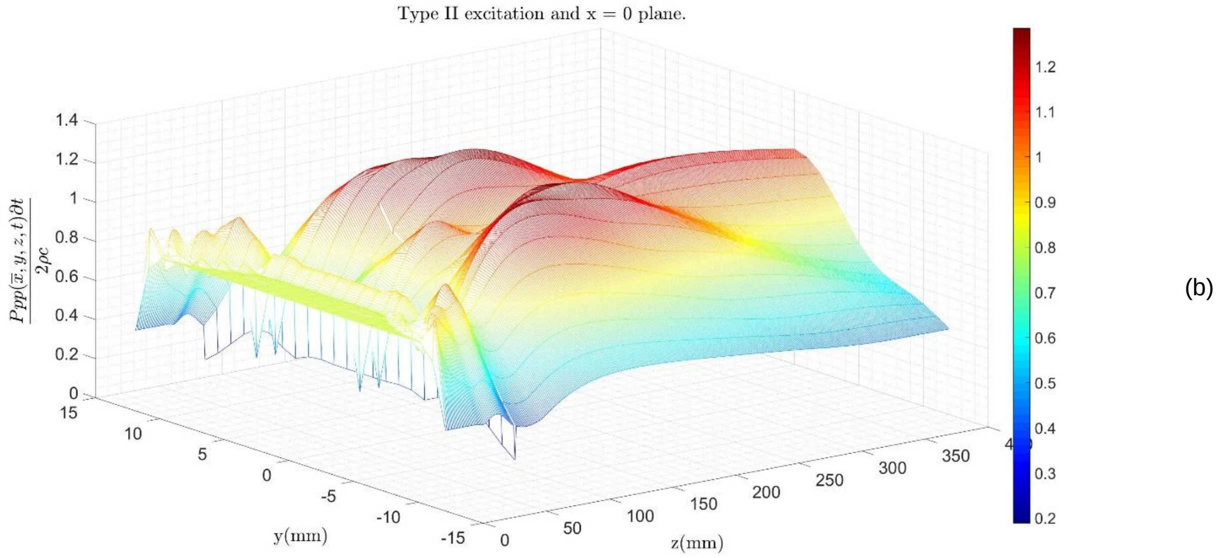


Figura 4.11 – Reprodução e adaptação das distribuições bidimensional (a) e tridimensional (b) da amplitude relativa de pico das formas de ondas de pressão no campo próximo de um pistão retangular com dimensões 2a = 15 mm, 2b = 24 mm, excitação tipo II e plano x = 0 apresentadas por San Emeterio e Ullate, 1992.

5. Publicações Decorrentes do Trabalho (Submetidas, Aprovadas ou em Análise)

O evento Conaend - Congresso Anual de Ensaios Não Destrutivos e Inspeção e IEV - Conferencia Internacional sobre Evaluación de Integridad Y Extensión de Vida de Equipos Industriales, promovido e realizado pela Abendi – Associação Brasileira de Ensaios Não Destrutivos e Inspeção e Promai, apresentará temas que impactam diretamente no dia a dia das empresas, dos profissionais, das universidades e dos centros de pesquisas envolvidos com END e inspeção de equipamentos e materiais, e na prestação de serviços.

O congresso está programado para os dias 27, 28 e 29 de agosto, e o objetivo é submeter o trabalho até a data limite de 28 de fevereiro de 2018.

6. Cronograma Detalhado

Etapa	2015												2016												2017												2018												2019											
	jan	fev	mar	abr	mai	jun	jul	ago	set	out	nov	dez	jan	fev	mar	abr	mai	jun	jul	ago	set	out	nov	dez	jan	fev	mar	abr	mai	jun	jul	ago	set	out	nov	dez	jan	fev	mar	abr	mai	jun	jul	ago	set	out	nov	dez	jan	fev	mar	abr	mai	jun	jul	ago	set	out	nov	dez
1		🟩	🟩	🟩	🟩	🟩	🟩	🟩	🟩	🟩	🟩	🟩																																																
2																											🟩	🟩	🟩	🟩	🟩	🟩	🟩										🟩	🟩				🟩	🟩	🟩	🟩	🟩									
3																							🟩	🟩	🟩	🟩	🟩	🟩	🟩	🟩	🟩	🟩	🟩	🟩	🟩	🟩	🟩	🟩	🟩								🟩	🟩	🟩	🟩	🟩	🟩	🟩	🟩						
4														🟩	🟩				🟩	🟩								🟩	🟩								🟩	🟩	🟩	🟩							🟩	🟩	🟩	🟩	🟩									
5																													🟩	🟩	🟩	🟩	🟩	🟩																										
6											🟩	🟩	🟩										🟩	🟩	🟩			🟩	🟩	🟩	🟩	🟩	🟩	🟩	🟩	🟩	🟩	🟩	🟩	🟩	🟩							🟩	🟩	🟩	🟩	🟩	🟩	🟩						

Etapa 1: Disciplinas de pós-graduação

- Foram cursadas 6 disciplinas de pós-graduação para cumprir os créditos necessários para o programa de mestrado.

Sigla | Disciplina | Período

PME5224 | Processamento de Sinais Aplicado à Engenharia Mecânica | 2015/1º

PMR5234 | Técnica de Ultrassom e suas Aplicações na Indústria e na Medicina | 2015/1º

PME5003 | Análise Modal e Identificação de Estruturas Mecânicas | 2015/2º

PTC5892 | Processamento de Imagens Médicas | 2015/2º

PME5308 | Vibrações Lineares de Sistemas Mecânicos e Aplicações | 2015/3º

PTC5750 | Técnicas Avançadas em Processamento de Imagens Médicas | 2015/3º

Etapa 2: Revisão bibliográfica

- A revisão bibliográfica compreenderá o estudo de técnicas de propagação de ondas em líquidos e sólidos e dos fenômenos de reflexão e transmissão com conversão de modos.

Etapa 3: Implementação dos modelos de propagação de ondas acústicas

- Implementação de métodos computacionais (resposta impulsiva e representação discreta) para calcular o campo ultrassônico produzido por transdutores circulares (monoelemento) e retangulares (monoelemento e array). As simulações serão realizadas em campos ultrassônicos livres de interfaces e com interfaces planas.
- Estudar as leis do atraso.
- Estudar a transmissão através da interface plana e a influência da conversão de modo entre as ondas longitudinais e as transversais nas descontinuidades dos meios.
- Os resultados dos modelos desenvolvidos serão comparados ao obtidos experimentalmente usando transdutores piezelétricos.

Etapa 4: Verificação experimental

- Os resultados da modelagem da propagação de ondas acústicas através de interfaces, desenvolvidos com modelos analítico e numérico, serão analisados por meio de comparações com resultados experimentais. As medições experimentais dos campos acústicos serão feitas com hidrofones pontuais.

Etapa 5: Elaboração do exame de qualificação

- Organização dos resultados e elaboração da apresentação do exame de qualificação.

Etapa 6: Elaboração do texto da dissertação e defesa

- Esta etapa inclui a elaboração do texto da dissertação e de boletins internos, bem como a publicação de artigos em conferências.