

**ERIC BRANDÃO CARNEIRO**

**ANÁLISE TEÓRICA E  
EXPERIMENTAL DO PROCESSO DE  
MEDIÇÃO *IN SITU* DA  
IMPEDÂNCIA ACÚSTICA**

**FLORIANÓPOLIS**

**2011**



**UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO  
EM ENGENHARIA MECÂNICA**

**ANÁLISE TEÓRICA E EXPERIMENTAL DO  
PROCESSO DE MEDIÇÃO *IN SITU* DA IMPEDÂNCIA  
ACÚSTICA**

Tese submetida à  
Universidade Federal de Santa Catarina  
como parte dos requisitos para a  
obtenção do grau de Doutor em Engenharia Mecânica

**ERIC BRANDÃO CARNEIRO**

Florianópolis, Maio de 2011

Catálogo na fonte pela Biblioteca Universitária  
da  
Universidade Federal de Santa Catarina

C289a Carneiro, Eric Brandão

Análise teórica e experimental do processo de medição in situ da impedância acústica [tese] / Eric Brandão Carneiro ; orientador, Arcanjo Lenzi. - Florianópolis, SC, 2011.

349 p.: il., grafs., tabs.

Tese (doutorado) - Universidade Federal de Santa Catarina, Centro Tecnológico. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica.

Inclui referências

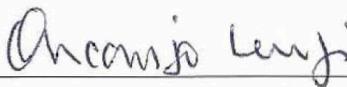
1. Engenharia mecânica. 2. Acústica. 3. Impedância acústica. 4. Câmara reverberante - Medição. 5. In situ. I. Lenzi, Arcanjo. II. Universidade Federal de Santa Catarina. Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica. III. Título.

CDU 621

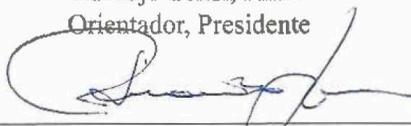
# ANÁLISE TEÓRICA E EXPERIMENTAL DO PROCESSO DE MEDIÇÃO *IN SITU* DA IMPEDÂNCIA ACÚSTICA

**ERIC BRANDÃO CARNEIRO**

Esta Tese foi julgada adequada para obtenção do Título de Doutor em Engenharia Mecânica, Área de concentração Vibrações e Acústica, e aprovada em sua forma final pelo Programa de Pós Graduação em Engenharia Mecânica da Universidade Federal de Santa Catarina.

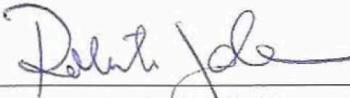


Arcanjo Lenzi, Ph.D.  
Orientador, Presidente



Eduardo Alberto Fancello, D.Sc  
Coordenador do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica

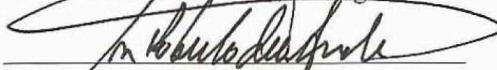
Banca Examinadora:



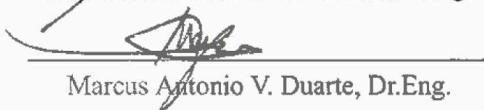
Roberto Jordan, Dr.Eng.



Carlos A. Flesch, Dr.Eng.



José Roberto de Franca Arruda, D.Ing



Marcus Antonio V. Duarte, Dr.Eng.



*Nem tudo que é ouro fulgura,  
Nem todo o vagante é vadio;  
O velho que é forte perdura,  
Raiz funda não sofre o frio.*

*Das cinzas um fogo há de vir,  
Das sombras a luz vai jorrar;  
A espada há de, nova, luzir.  
O sem-coroa há de reinar.*

*(J.R.R. Tolkien)*



## AGRADECIMENTOS

É muito difícil agradecer a todos de forma adequada em um espaço tão pequeno. A mim, parece que as histórias dos dias em que este trabalho aconteceu ocupariam mais páginas que o próprio documento.

Gostaria de agradecer ao CNPq pela bolsa de pesquisa que possibilitou a realização deste trabalho. Também agradeço à secretária do POSMEC-UFSC, especialmente à secretária chefe Maria Goreti e ao coordenador da pós-graduação em engenharia Mecânica: prof. Fancello. O trabalho bem feito de todos vocês facilitou muito o meu e fica pra mim como um grande exemplo de serviço à comunidade.

Ao professor Arcanjo Lenzi, meu orientador, pelas inúmeras horas de discussão. A ele também pela amizade, encorajamento e por não me deixar baixar a guarda nos períodos mais difíceis. Valeu, chefe!

Aos professores Carlos Alberto Flesch e Julio Cordioli pela ajuda, disposição e horas gastas em discussões sobre o trabalho.

Aos colegas da *Microflown Technologies* pelas ajudas quando foram requeridas; especialmente ao Emiel Tij, que gastou algumas horas de *Skype* discutindo o trabalho.

Aos colegas do Laboratório de Vibrações e Acústica. São muitos pra serem nomeados um por um, mas com certeza as histórias de trabalho e as engraçadas vão ficar na memória e com certeza ajudaram muito. Não vou esquecer todos que me trancaram na câmara semi-aneóica por tantas horas, especialmente aos que esqueceram de me tirar de lá. Em especial preciso agradecer ao Marcelo Portela e ao Mario Gonzalez, que dividiram a mesma sala comigo esses anos, me deixaram bagunçar o ambiente, deram opiniões muito valiosas e bons motivos pra dar umas risada. Ao William Fonseca pela amizade, por pular do outro lado da balança incessantemente e por ajudar tanto com alguns dos problemas mais práticos e fundamentais da pesquisa. Ao Paulo Mareze pela amizade, horas de discussão e a ajuda tão valiosa na programação dos últimos algoritmos. Ao Rodolfo Flesch e ao professor Carlos A. Flesch, que prontamente compraram a ideia da estimativa da incerteza e ajudaram a implementar a ferramenta de análise. Ao bolsista Giuliano Valentini pelo trabalho experimental bem feito, que possibilitou um fechamento relativamente rápido do trabalho.

Aos meus outros amigos. E a minha sorte é que eles são muitos. Agradecer a todos seria impossível, mas posso nomear alguns. Ao Guilherme Spinelli por dividir o Ap. e por horas de discussão engraçada e filosófica. Ao Marcelo Portela, porque além de dividir a sala de trabalho dividiu o

Ap. também, e pela amizade nos dias fáceis e difíceis. À Thaís, Kari, Miguel, Giovanna, Carol Julieta, Renata e tantos outros por manterem a amizade mesmo sob condições anormais de temperatura e pressão. À Andrea, Annelise e o resto da família Carvalho por serem um porto aqui, pelas conversas sérias e tantos cafés e almoços. Ao Paulo e a Lia pelo carinho que têm comigo e pelo bom e velho sol sustentido.

Ao Bernardo e a Fran! Eu nem sei por onde começar aqui. Sem dúvida a amizade de vocês me manteve de pé esses anos. Mais que isso, me empurrou pra frente. Eu sinto que ao mesmo tempo em que devo minha vida a vocês, não devo nada. Será que isso é Graça?

Também agradeço a minha família. Olhando pra trás eu vejo que as horas de caminhada no sol da manhã com a minha mãe, o futebol do fim de semana com meu pai e a curiosidade do meu irmão e irmã me fizeram chegar a este ponto.

Por fim e não menos importante, talvez mais... A Deus pela Graça em um tempo de guerra.

P.S. Se eu me esqueci de você, se você torceu e/ou participou, por favor, escreva seu nome aqui: \_\_\_\_\_, obrigado!

Resumo da Tese apresentada à UFSC como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Doutor em Engenharia Mecânica.

## **ANÁLISE TEÓRICA E EXPERIMENTAL DO PROCESSO DE MEDIÇÃO *IN SITU* DA IMPEDÂNCIA ACÚSTICA**

**Eric Brandão Carneiro**

Maio / 2011

Orientador: Arcanjo Lenzi, Ph.D.

Área de Concentração: Vibrações e Acústica.

Palavras-chave: Acústica, Impedância, coeficiente de absorção, *in situ*.

Número de Páginas: 311

A medição *in situ* da impedância acústica possui uma série de vantagens em relação à medição da impedância em tubo de impedância e à medição do coeficiente de absorção em câmara reverberante. Entre essas vantagens, destacam-se o fato de a medição *in situ* ser um método não destrutivo, que leva em conta condições realistas de montagem da amostra e os efeitos de acúmulo de sujeira e a não necessidade de um ambiente especial para a medição. Entre os métodos de medição *in situ* mais comumente usados, destaca-se a técnica baseada na medição da função de transferência entre dois microfones (PP), posicionados próximos à amostra. As principais desvantagens desse método são suas limitações em baixas e altas frequências, devido à distância finita entre os microfones. A sonda PU, que integra um sensor de pressão (microfone) e um de velocidade de partícula não sofre essa limitação, já que os dois sensores ocupam aproximadamente a mesma posição no espaço. A medição *in situ* requer, no entanto, devido à complexidade física do problema, a modelagem precisa do campo acústico em frente à amostra que se deseja caracterizar, especialmente porque em aplicações típicas a fonte sonora e a sonda PU estão próximas uma da outra e não se pode considerar que o campo acústico seja composto por ondas planas. A influência do algoritmo de dedução da impedância de superfície é a primeira fronteira explorada neste trabalho. A partir da escolha do melhor método de dedução da impedância de superfície, uma estimativa da incerteza de medição foi feita através do método de Monte Carlo. E já que as aplicações típicas se destinam à medição de amostras de dimensões limitadas, a influência do tamanho da amostra é investigada com um modelo em elemento de contorno (BEM) da medição. Após a verificação de que os resultados experimentais corroboram

o modelo numérico, a influência de vários parâmetros em relação ao tamanho finito da amostra foi investigada e estratégias propostas para minimizar o erro encontrado. Como a principal estratégia de dedução da impedância de superfície se destina à medição de amostras localmente reativas, a medição de amostras não-localmente reativas também foi avaliada. Neste caso, um modelo analítico foi utilizado para simular a medição *in situ* com boa concordância em relação aos dados experimentais. Para amostras que não podem ser consideradas como localmente reativas, dois novos algoritmos de dedução foram propostos. O primeiro baseia-se na minimização do erro da resposta em frequência, usado com sucesso em diversos casos, e o segundo no método dos mínimos quadrados, que se mostrou menos robusto. Finalmente a técnica PU foi contrastada com a técnica PP em algumas condições de medição *in situ* realistas, o que permitiu estabelecer algumas das vantagens e desvantagens de ambas.

Abstract of Thesis presented to UFSC as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor in Mechanical Engineering.

## **THEORETICAL AND EXPERIMENTAL ANALYSIS OF THE *IN SITU* MEASUREMENT PROCEDURE OF THE ACOUSTIC IMPEDANCE**

**Eric Brandão Carneiro**

May / 2011

Advisor: Arcanjo Lenzi, Ph.D.

Area of Concentration: Acoustics and Vibration.

Keywords: Acoustics, impedance, absorption coefficient, *in situ*.

Number of pages: 311

The *in situ* measurement of the acoustic impedance has many advantages over the impedance tube technique and measurements of the statistical absorption coefficient in the reverberation room. It is worth noting that the *in situ* measurement is a non-destructive method, which takes into account realistic mounting conditions, dust accumulation effects and it does not require any special environment to perform the measurements. One of the most common *in situ* technique is the one based on the measurement of the transfer function between two microphones (PP), placed close to the sample under test. The main disadvantage of this method is its limitations at both low and high frequency ranges, which is caused by the finite distance between the microphones. The PU probe, which integrates a pressure (microphone) and a particle velocity sensors, does not suffer from this limitation as both sensors occupy approximately the same coordinates in space. Due to its mathematical complexity, the *in situ* measurement requires the precise formulation of the acoustic field above the sample under test, specially if the sound source is close to the PU probe, which means that one can not assume the acoustic field to be formed by plane waves. In this sense, the influence of the algorithm used to deduce the surface impedance is the first frontier explored in this research. With the choice of the most precise deduction strategy, an estimative of the measurement uncertainty is made with the Monte Carlo method. As in typical *in situ* measurements samples with limited dimensions are measured, the influence of the sample size is investigated with the aid of a Boundary Element Method (BEM) model. After verifying that the experimental data corroborates the numerical simulations the influence of various parameters, related to the finite sample size, were investigated and strategies proposed

to minimize the error found. As the main deduction technique of the surface impedance has the inherited assumption that the sample is locally reactive, the measurement of non-locally reactive samples was also explored. In this case, an analytical model was used to simulate the *in situ* measurement with good agreement with experimental data. For samples which can not be considered as locally reactive two new deduction algorithms were proposed. The first based on the minimization of the global error of the frequency response, which provided precise results in many cases; the second was based on the least square method, for measurements with varying source height, and showed to be less robust. Finally the PU technique was compared to the PP technique in some realistic measurement conditions, which allowed to establish some of the advantages and disadvantages of both.

## SUMÁRIO

Nomenclatura . . . . .	xxxii
1 INTRODUÇÃO . . . . .	1
2 CAMPO ACÚSTICO - ONDAS PLANAS . . . . .	5
2.1 Definições . . . . .	5
2.1.1 Impedância acústica . . . . .	7
2.2 Ar e meio semi-infinito . . . . .	8
2.3 Ar e camada sobre superfície rígida . . . . .	9
2.4 Ar e superfície representada por uma impedância . . . . .	11
2.5 Características acústicas de materiais porosos . . . . .	14
2.5.1 O modelo de Delany e Bazley . . . . .	14
2.5.2 O modelo de Allard e Champoux . . . . .	15
2.5.3 O modelo de Allard . . . . .	15
2.6 Algoritmo básico . . . . .	19
2.7 Sumário . . . . .	21
3 CAMPO ACÚSTICO - ONDAS ESFÉRICAS . . . . .	23
3.1 Derivação da integral de Weyl-Sommerfeld . . . . .	23
3.2 Integral para um meio semi-infinito . . . . .	28
3.2.1 Integração direta via eixo real . . . . .	28
3.2.2 Integração via método de Prony . . . . .	29
3.3 Integral para uma amostra sobre uma superfície rígida . . . . .	33
3.3.1 Integração direta via eixo real usando a rotina DQAGP / Quadpack (FORTRAN) . . . . .	33
3.3.2 Integração via método <i>steepest descent</i> . . . . .	36
3.4 Integral para uma amostra localmente reativa . . . . .	39
3.4.1 Avaliação da integral pelo método termo q (q-term) . . . . .	39
3.4.1.1 Derivação do termo q de Nobile e Hayek . . . . .	39
3.4.1.2 Derivação do termo q de Di e Gilbert . . . . .	41
3.4.2 Métodos de integração . . . . .	42
3.4.3 Derivação da velocidade de partícula para o termo q . . . . .	45
3.4.4 Avaliação da integral pelo método de Prony . . . . .	47
3.4.5 Avaliação da integral pelo método termo F (F-term) . . . . .	48
3.5 Aproximação por ondas planas . . . . .	56
3.6 Comparação numérica . . . . .	56
3.7 Comparação entre as diversas configurações . . . . .	60

3.8	Sumário . . . . .	62
4	MÉTODOS USUAIS . . . . .	65
4.1	Tubo de impedância . . . . .	65
4.1.1	Tubo de impedância de ondas estacionárias: princípio de funcionamento . . . . .	67
4.1.2	Tubo de impedância com dois microfones: princípio de funcionamento . . . . .	69
4.1.3	Vantagens e desvantagens do método do tubo de impedância . . . . .	72
4.2	Câmara reverberante . . . . .	73
4.3	Sumário . . . . .	77
5	REVISÃO DOS MÉTODOS DE MEDIÇÃO <i>IN SITU</i> . . . . .	79
5.1	Métodos de separação temporal . . . . .	79
5.2	Métodos de campo acústico . . . . .	85
5.2.1	Aproximação por ondas planas . . . . .	85
5.2.2	Métodos iterativos: ondas esféricas em reflexão complexa . . . . .	90
5.3	Métodos alternativos . . . . .	97
5.4	Sumário . . . . .	100
6	MEDIÇÃO DE IMPEDÂNCIA ACÚSTICA <i>IN SITU</i> . . . . .	103
6.1	Descrição do sensor e contexto histórico . . . . .	103
6.2	Princípio de operação do sensor <i>microflown</i> . . . . .	105
6.3	Calibração da sonda PU em campo livre . . . . .	110
6.4	Medição da impedância . . . . .	111
6.4.1	Sistema de medição . . . . .	111
6.4.2	Medição com a sonda PU . . . . .	114
6.4.3	Medição com o sistema PP . . . . .	115
6.4.4	Média móvel e janelamento temporal . . . . .	115
6.4.5	Resumo do processo de medição . . . . .	117
6.5	Pós processamento . . . . .	117
6.5.1	Método de dedução baseado na aproximação por ondas planas (PWA) . . . . .	117
6.5.2	Método de dedução através do termo q (q-term) . . . . .	118
6.5.3	Método de dedução através do termo F (F-term) . . . . .	120
6.6	Comparação entre os algoritmos de dedução . . . . .	121
6.6.1	Comparação dos algoritmos de dedução: simulação . . . . .	121
6.6.2	Comparação dos algoritmos de dedução: experimento . . . . .	125

6.7	Comparação entre as técnicas PU e PP . . . . .	129
6.7.1	Análise de repetitividade . . . . .	130
6.7.2	Comparação entre PU e PP em câmara semi-aneecóica . . . . .	132
6.7.3	Comparação entre PU e PP com relação ao ajuste ao modelo teórico . . . . .	135
6.8	Sumário . . . . .	140
7	ANÁLISE DE INCERTEZAS . . . . .	143
7.1	Introdução . . . . .	143
7.2	O porquê das incertezas . . . . .	144
7.3	O método de Monte Carlo . . . . .	145
7.4	Modelo matemático da medição ideal . . . . .	147
7.5	Incerteza associada à geometria . . . . .	147
7.5.1	Incerteza associada à altura da fonte sonora . . . . .	147
7.5.2	Incerteza associada à altura da sonda PU . . . . .	149
7.5.3	Incerteza associada à separação horizontal entre fonte e sensor . . . . .	151
7.5.4	Incerteza associada à rotação do sensor . . . . .	152
7.5.5	Incerteza associada à combinação dos parâmetros relativos à geometria . . . . .	153
7.6	Incerteza associada à função de transferência . . . . .	156
7.7	Incerteza devido à combinação dos parâmetros . . . . .	159
7.8	Resultados experimentais . . . . .	162
7.9	Sumário . . . . .	167
8	INFLUÊNCIA DO TAMANHO DA AMOSTRA . . . . .	169
8.1	Revisão . . . . .	169
8.2	Descrição do modelo de elemento de contorno . . . . .	172
8.3	Validação experimental . . . . .	176
8.4	Visualização do campo acústico . . . . .	180
8.5	Análise e minimização dos erros . . . . .	183
8.5.1	Influência do tamanho da amostra . . . . .	184
8.5.2	Influência da posição horizontal do sensor (incidência oblíqua) . . . . .	186
8.5.3	Influência da posição horizontal do sensor (incidência normal) . . . . .	194
8.5.4	Variação da posição do sensor: validação experimental . . . . .	198
8.5.5	Influência da altura do sensor . . . . .	200
8.5.6	Influência da altura da fonte sonora . . . . .	203

8.5.7	Influência da impedância de superfície da amostra . . . . .	205
8.6	Influência das condições de contorno laterais . . . . .	212
8.7	Sumário . . . . .	215
9	AMOSTRAS NÃO-LOCALMENTE REATIVAS . . . . .	219
9.1	Revisão . . . . .	219
9.2	Simulação da medição . . . . .	221
9.3	Validação experimental . . . . .	222
9.4	Análise dos erros . . . . .	223
9.4.1	Medição de amostras sob incidência normal . . . . .	224
9.4.2	Medição de amostras sob incidência oblíqua . . . . .	229
9.5	Estratégias para medição mais precisa . . . . .	231
9.5.1	Aumento da altura da fonte sonora . . . . .	232
9.5.2	Método do gradiente . . . . .	234
9.5.3	Método dos mínimos quadrados . . . . .	235
9.5.4	Comparação entre os algoritmos de dedução . . . . .	236
9.6	Sumário . . . . .	238
10	APLICAÇÕES PRÁTICAS . . . . .	241
10.1	Influência do ambiente de medição . . . . .	241
10.2	Influência do ruído de fundo . . . . .	248
10.3	Influência de vibrações . . . . .	250
10.4	Método do gradiente e dos mínimos quadrados . . . . .	251
10.5	Sumário . . . . .	253
11	CONCLUSÕES E SUGESTÕES . . . . .	255
11.1	Sugestões para trabalhos futuros . . . . .	257
	Apêndice A – Métodos de calibração . . . . .	259
A.1	Calibração no tubo de impedância . . . . .	259
A.2	Calibração usando o pistão na esfera . . . . .	260
	Apêndice B – Comparação entre as técnicas PU e PP . . . . .	267
	Apêndice C – Velocidades de partícula do modelo BEM . . . . .	275
	Apêndice D – Câmara semi-aneecóica vs. <i>in situ</i> . . . . .	277
	Apêndice E – Desenhos esquemáticos . . . . .	281

## LISTA DE FIGURAS

1	Tubo infinito com um pistão em uma das extremidades oscilando em movimento harmônico simples. . . . .	5
2	Reflexão e transmissão de uma onda plana do ar a um meio semi-infinito. . . . .	9
3	Reflexão e transmissão de uma onda plana do ar a uma camada depositada sob uma superfície rígida. . . . .	10
4	Reflexão de uma onda plana do ar em um sistema representado por uma impedância $Z$ . . . . .	11
5	Módulo do índice de refração de uma amostra porosa típica. . . . .	13
6	Coefficiente de absorção calculado com os modelos de Delany e Bazley e Allard e Champoux. . . . .	17
7	Coefficiente de absorção calculado para amostras com diferentes espessuras pelo modelo de Allard e Champoux. . . . .	18
8	Coefficiente de absorção calculado para amostras com diferentes resistividades pelo modelo de Allard e Champoux. . . . .	18
9	Impedância medida pelo sensor à 1 cm da amostra comparada a impedância de superfície da mesma. . . . .	20
10	Monopolo sobre uma superfície com coeficiente de reflexão $V_p$ . . . . .	24
11	Pressão sonora causada por um monopolo sobre um meio semi-infinito calculada por integração numérica e pelo método de Prony; $h_s = 0.3$ m, $z = 0.1$ m, $r = 1$ m. . . . .	32
12	Função tangente e tangente hiperbólica. . . . .	34
13	Comparação da integração via DQAGP e método Steepest Descent para a magnitude da pressão sonora. . . . .	38
14	Partes real e imaginária do integrando. . . . .	41
15	Comparação entre integração pelo método dos trapézios e por quadratura adaptativa. . . . .	43
16	Distribuição espacial da pressão sonora causada por um monopolo acima de um plano com impedância de superfície $Z$ . . . . .	44
17	Linhas de fluxo dos vetores intensidade sonora. . . . .	46
18	Pressão sonora causada por um monopolo sobre um plano com impedância $Z$ calculada por integração numérica e pelo método de Prony; $h_s = 0.3$ m, $z = 0.01$ m, $r = 0$ m. . . . .	49
19	Comparação entre os métodos do termo $q$ , $F$ (Ingard, Thomasson e Hayek) para uma fonte sonora em $h_s = 0.3$ m, sensor em $z = 0.01$ m, $r = 0$ e $\theta = 0^\circ$ ; $0.57 < k_0 r_2  < 56.77$ . . . . .	57

20	Comparação entre os métodos do termo $q$ , $F$ (Ingard, Thomasson e Hayek) para uma fonte sonora em $h_s = 5$ m, sensor em $z = 0.01$ m, $r = 0$ e $\theta = 0^\circ$ ; $9.18 < k_0 \vec{r}_2  < 917.75$ .	58
21	Comparação entre os métodos do termo $q$ , $F$ (Ingard, Thomasson e Hayek) para uma fonte sonora em $h_s = 0.1$ m, sensor em $z = 0.1$ m, $r = 300$ m e $\theta \approx 90^\circ$ ; $549.55 < k_0 \vec{r}_2  < 1648.6$ .	59
22	Comparação entre os métodos do termo $q$ , $F$ (Ingard, Thomasson e Hayek), com a onda de superfície adicionada, para uma fonte sonora em $h_s = 0.1$ m, sensor em $z = 0.1$ m, $r = 300$ m e $\theta \approx 90^{circ}$ ; $549.55 < k_0 \vec{r}_2  < 1648.6$ .	60
23	Comparação entre plano localmente reativo, amostra de espessura finita não localmente reativa e amostra semi-infinita, para uma fonte sonora em $h_s = 0.3$ m, sensor em $z = 0.01$ m, $r = 0$ .	61
24	Comparação entre plano localmente reativo, amostra de espessura finita não localmente reativa e amostra semi-infinita, para uma fonte sonora em $h_s = 0.3$ m, sensor em $z = 0.2$ m, $r = 2$ m.	62
25	Esquema do tubo de impedância de ondas estacionárias.	66
26	Esquema do tubo de impedância de dois microfones.	66
27	Onda estacionária com seus máximos e mínimos formada pela superposição das pressões incidente e refletida pela amostra.	67
28	Esquema do tubo de impedância de dois microfones: posição dos microfones; o microfone próximo ao alto-falante é opcional e será usado para aumentar a precisão em baixas frequências.	70
29	Esquema do método de separação apresentado na referência [95].	82
30	Esquema do método de separação apresentado na referência [98].	84
31	Esquema dos métodos de medição apresentados nas referências [65, 102].	86
32	Esquema de medição usado por Allard [103].	87
33	Geometrias de cálculo propostas na referência [108].	90
34	Planos de medição usados por Tamura em [112].	91
35	Esquema da medição com dois microfones e fonte sonora.	94

36	Array de microfones usado no trabalho de Ducourneau [128] (foto usada com permissão do autor). . . . .	98
37	Esquema de medição usado por Amédin <i>et al.</i> [132]. . . . .	100
38	Linha do tempo da evolução dos métodos de medição de impedância baseados em microfones. . . . .	102
39	Visão do sensor <i>microflown</i> no microscópio (foto usada com a permissão da Microflown Technologies). . . . .	106
40	Padrão polar do sensor <i>microflown</i> . . . . .	107
41	Sensibilidade típica de um sensor <i>microflown</i> . . . . .	108
42	Sonda PU: Foto e desenho esquemático (usado com a permissão da <i>Microflown Technologies</i> ). . . . .	109
43	Desenho esquemático do sistema para medição de impedância. . . . .	112
44	Sistema para medição de impedância <i>in situ</i> composto pelo alto-falante esférico montado em uma estrutura isolante e os suportes para a sonda PU e dois microfones. . . . .	113
45	Fixadores PU e PP. . . . .	113
46	Esquema de posição dos sensores e fonte sonora durante o experimento. . . . .	116
47	Esquema do algoritmo q-term. . . . .	120
48	Simulação da medição da impedância de superfície calculada com os três algoritmos de dedução para uma amostra com resistividade $\sigma = 25000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ e espessura $d_1 = 25 \text{ mm}$ . . . . .	123
49	Simulação da medição do coeficiente de absorção calculado com os três algoritmos de dedução para uma amostra com resistividade $\sigma = 25000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ e espessura $d_1 = 25 \text{ mm}$ . . . . .	124
50	Simulação da medição do coeficiente de absorção calculado com os três algoritmos de dedução para uma amostra com resistividade $\sigma = 45000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ e espessura $d_1 = 50 \text{ mm}$ . . . . .	125
51	Simulação da medição do coeficiente de absorção calculado com os três algoritmos de dedução para uma amostra com resistividade $\sigma = 25000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ e espessura $d_1 = 25 \text{ mm}$ e $h_s = 3 \text{ m}$ . . . . .	126
52	Impedância de superfície $Z$ medida numa câmara semi-aneecóica e pós processada pelos três métodos de dedução para uma amostra com $64 \text{ kg/m}^3$ e $d_1 = 25 \text{ mm}$ . . . . .	127
53	Coefficiente de absorção medido numa câmara semi-aneecóica e pós processado pelos três métodos de dedução para uma amostra com $64 \text{ kg/m}^3$ e $d_1 = 25 \text{ mm}$ . . . . .	128

54	Coefficiente de absorção medido numa câmara semi-aneecóica e pós processado pelos três métodos de dedução para uma amostra com $96 \text{ kg/m}^3$ e $d_1 = 50 \text{ mm}$ . . . . .	129
55	Coefficiente de absorção medido 30 vezes numa câmara semi-aneecóica com a técnicas PU; lâ de rocha com $64 \text{ kg/m}^3$ e $d_1 = 25 \text{ mm}$ . . . . .	131
56	Coefficiente de absorção medido 30 vezes numa câmara semi-aneecóica com a técnicas PP; lâ de rocha com $64 \text{ kg/m}^3$ e $d_1 = 25 \text{ mm}$ . . . . .	132
57	Coefficiente de absorção medido numa câmara semi-aneecóica com as técnicas PU e PP; lâ de rocha com $64 \text{ kg/m}^3$ e $d_1 = 25 \text{ mm}$ . . . . .	133
58	Z medida numa câmara semi-aneecóica com as técnicas PU e PP; lâ de rocha com $64 \text{ kg/m}^3$ e $d_1 = 25 \text{ mm}$ . . . . .	134
59	Coefficiente de absorção medido numa câmara semi-aneecóica com as técnicas PU e PP; lâ de rocha com $96 \text{ kg/m}^3$ e $d_1 = 0.05 \text{ m}$ . . . . .	134
60	Z medida numa câmara semi-aneecóica com as técnicas PU e PP; lâ de rocha com $96 \text{ kg/m}^3$ e $d_1 = 50 \text{ mm}$ . . . . .	135
61	Coefficiente de absorção medido numa câmara semi-aneecóica com as técnicas PU e PP; lâ de rocha com $80 \text{ kg/m}^3$ e $d_1 = 10 \text{ cm}$ . . . . .	136
62	Z medida numa câmara semi-aneecóica com as técnicas PU e PP; lâ de rocha com $80 \text{ kg/m}^3$ e $d_1 = 10 \text{ cm}$ . . . . .	136
63	Coefficiente de absorção medido numa câmara semi-aneecóica com as técnicas PU e PP e ajustado com o modelo de Delany e Bazley; lâ de rocha com $80 \text{ kg/m}^3$ e $d_1 = 25 \text{ mm}$ . . . . .	138
64	Coefficiente de absorção medido numa câmara semi-aneecóica com as técnicas PU e PP e ajustado com o modelo de Delany e Bazley; lâ de rocha com $64 \text{ kg/m}^3$ e $d_1 = 50 \text{ mm}$ . . . . .	139
65	Erro na medição do coeficiente de absorção devido a estimativa errada da altura do sensor; $\sigma = 25000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ , $d_1 = 25 \text{ mm}$ . . . . .	145
66	Incerteza no coeficiente de absorção devido à incerteza na medição da altura da fonte sonora; $h_s = 0.3 \pm 0.03 \text{ m}$ . . . . .	148
67	Incerteza no coeficiente de absorção devido à incerteza na medição da altura do sensor; $h_s = 0.015 \pm 0.005 \text{ m}$ . . . . .	150

68	Incerteza no coeficiente de absorção devido à incerteza na medição da distância horizontal entre fonte e sensor do sensor; $r = 0 \pm 0.035$ m. . . . .	152
69	Incerteza no coeficiente de absorção devido à orientação do sensor em relação ao eixo vertical; $\psi = 0^\circ \pm 20^\circ$ . . . . .	153
70	Incerteza no coeficiente de absorção devido a incerteza na medição de $h_s$ , $z$ , $r$ e $\psi$ ; $h_s = 0.3 \pm 0.03$ m, $z = 0.015 \pm 0.005$ m, $r = 0 \pm 0.035$ m e $\psi = 0^\circ \pm 20^\circ$ . . . . .	154
71	Incerteza na impedância de superfície devido à incerteza na medição de $h_s$ , $z$ , $r$ e $\psi$ ; $h_s = 0.3 \pm 0.03$ m, $z = 0.015 \pm 0.005$ m, $r = 0 \pm 0.035$ m e $\psi = 0^\circ \pm 20^\circ$ . . . . .	155
72	Incerteza no coeficiente de absorção devido à incerteza na calibração da impedância $Z_m$ ; $Z_m = (1 \pm 0.2) Z_m  \angle 0^\circ \pm 5^\circ$ . . . . .	157
73	Incerteza na impedância de superfície devido à incerteza na calibração da impedância $Z_m$ ; $Z_m = (1 \pm 0.2) Z_m  \angle 0^\circ \pm 5^\circ$ . . . . .	158
74	Incerteza no coeficiente de absorção devido a incerteza em todos os parâmetros; avaliação da influência de uma maior $h_s$ e $r$ . . . . .	160
75	Incerteza no coeficiente de absorção devido à incerteza em todos os parâmetros; $\sigma = 25000$ $kg s^{-1} m^{-3}$ , $d_1 = 10$ cm. . . . .	161
76	Incerteza no coeficiente de absorção devido à incerteza em todos os parâmetros; $\sigma = 55000$ $kg s^{-1} m^{-3}$ , $d_1 = 10$ mm. . . . .	161
77	Experimento vs. simulação da incerteza para o coeficiente de absorção de uma amostra de resistividade ao fluxo $\sigma = 21604$ $kg s^{-1} m^{-3}$ , espessura $d_1 = 25$ mm, porosidade $\phi = 0.99$ , tortuosidade $a_\infty = 1.1479$ . . . . .	162
78	Experimento vs. simulação da incerteza para a impedância de superfície de uma amostra de resistividade ao fluxo $\sigma = 21604$ $kg s^{-1} m^{-3}$ , espessura $d_1 = 25$ mm, porosidade $\phi = 0.99$ , tortuosidade $a_\infty = 1.1479$ . . . . .	163
79	Experimento vs. simulação da incerteza para o coeficiente de absorção de uma amostra de resistividade ao fluxo $\sigma = 15913$ $kg s^{-1} m^{-3}$ , espessura $d_1 = 40$ mm, porosidade $\phi = 0.99$ , tortuosidade $a_\infty = 1.0$ . . . . .	165
80	Incerteza no coeficiente de absorção devido a incerteza em todos os parâmetros; Absorvedor de membrana cuja cavidade possui 9.1 cm de profundidade, com amostra porosa no interior de 6.0 cm de espessura; a membrana possui densidade superficial de 1.4 $kg/m^2$ . . . . .	166

81	Esquema do modelo de elemento de contorno usado na simulação da medição de impedância. . . . .	173
82	Medição do coeficiente de absorção por incidência normal de uma amostra de lâ de rocha de $0.3 \times 0.3 \text{ m}^2$ feita na câmara semi-aneecóica e simulada com o modelo BEM. . . . .	178
83	Medição do coeficiente de absorção por incidência normal de uma amostra de lâ de rocha de $0.6 \times 0.6 \text{ m}^2$ feita na câmara semi-aneecóica e simulada com o modelo BEM. . . . .	178
84	Medição do coeficiente de absorção por incidência normal de uma amostra de lâ de rocha de $1.0 \times 0.6 \text{ m}^2$ feita na câmara semi-aneecóica e simulada com o modelo BEM. . . . .	179
85	Medição do coeficiente de absorção por incidência normal de uma amostra de lâ de rocha de $0.3 \times 0.3 \text{ m}^2$ feita na câmara semi-aneecóica com a técnica PP e simulada com o modelo BEM. . . . .	180
86	Linhas tangentes aos vetores intensidade para a amostra com $L = 60 \text{ cm}$ , resistividade $\sigma = 25000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ e espessura $d_1 = 25 \text{ mm}$ . . . . .	181
87	Comparação do campo acústico acima de uma amostra infinita e acima de uma amostra finita (BEM); resistividade $\sigma = 25000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ e espessura $d_1 = 25 \text{ mm}$ . . . . .	182
88	Distribuição de cores da pressão sonora em 950 Hz sobre uma amostra finita (BEM) de impedância $Z = 0.77 - i1.76$ ; $L = 0.3 \text{ m}$ , resistividade $\sigma = 25000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ e espessura $d_1 = 25 \text{ mm}$ ; . . . . .	183
89	Coefficiente de absorção de amostras de vários tamanhos; neste caso fonte e receptor estão posicionados no centro da amostra e $h_s = 30 \text{ cm}$ , $z = 15 \text{ mm}$ , $\sigma = 25000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ e $d_i = 25 \text{ mm}$ . . . . .	184
90	Coefficiente de absorção de várias amostras retangulares; neste caso fonte e receptor estão posicionados no centro da amostra e $h_s = 30 \text{ cm}$ , $z = 15 \text{ mm}$ , $\sigma = 25000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ e $d_i = 25 \text{ mm}$ . . . . .	186
91	Distribuição horizontal do erro no plano $z = 0.015 \text{ m}$ ; média na frequência da faixa 550-750 Hz. . . . .	188
92	Influência da posição horizontal do sensor relativo ao tamanho da amostra; a amostra é quadrada de lado $L = 30 \text{ cm}$ ; $\sigma = 55000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ , $d_1 = 25 \text{ mm}$ . . . . .	189

93	Influência da posição horizontal do sensor relativo ao tamanho da amostra; a amostra é quadrada de lado $L = 50$ cm; $\sigma = 25000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ , $d_1 = 40$ mm. . . . .	189
94	Influência da posição horizontal do sensor relativo ao tamanho da amostra; a amostra é quadrada de lado $L = 60$ cm; $\sigma = 25000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ , $d_1 = 25$ mm. . . . .	190
95	Influência da posição horizontal do sensor relativo ao tamanho da amostra; a amostra é quadrada de lado $L$ m; vários tamanhos de amostra medidos na posição ótima: $\sigma = 35000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ , $d_1 = 40$ mm. . . . .	191
96	Vista superior da zona de confiança e posição posição ótima de medição. . . . .	192
97	Influência da posição do sensor relativo ao tamanho da amostra para uma amostra retangular. . . . .	194
98	Influência da posição horizontal da fonte sonora e sensor (incidência normal vs. incidência oblíqua); a amostra é quadrada de lado $L = 0.3$ m; $\sigma = 55000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ , $d_1 = 40$ mm. . . . .	196
99	Influência da posição horizontal da fonte sonora e sensor (incidência normal vs. incidência oblíqua); a amostra é quadrada de lado $L = 0.5$ m; $\sigma = 25000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ , $d_1 = 40$ mm. . . . .	196
100	Influência da posição horizontal da fonte sonora e sensor (incidência normal vs. incidência oblíqua); a amostra é quadrada de lado $L = 0.8$ m; $\sigma = 35000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ , $d_1 = 40$ mm. . . . .	197
101	Influência da posição horizontal da fonte sonora e sensor (incidência normal vs. incidência oblíqua); a amostra é quadrada de lado $L = 1.0$ m; $\sigma = 35000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ , $d_1 = 40$ mm. . . . .	197
102	Medição do coeficiente de absorção por incidência normal de uma amostra de lã de rocha de $0.6 \times 0.6 \text{ m}^2$ , $80 \text{ kg/m}^3$ e $0.025$ m de espessura; fonte sonora e sonda PU posicionadas no centro da amostra. . . . .	198
103	Medição do coeficiente de absorção por incidência oblíqua de uma amostra de lã de rocha de $0.6 \times 0.6 \text{ m}^2$ , $80 \text{ kg/m}^3$ e $0.025$ m de espessura; fonte sonora no centro e sonda PU na posição ótima de medição. . . . .	199

104	Medição do coeficiente de absorção por incidência normal de uma amostra de lâ de rocha de $0.6 \times 0.6 \text{ m}^2$ , $96 \text{ kg/m}^3$ e $0.025 \text{ m}$ de espessura; fonte sonora e sonda PU na posição ótima de medição. . . . .	200
105	Erro em função da altura do sensor e tamanho da amostra em bandas de 1 oitava; a amostra é quadrada com lado $L \text{ m}$ ; $\sigma = 25000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ ; a espessura é $25 \text{ mm}$ . . . . .	201
106	Comparação entre as técnicas PU e PP para a fonte e sensor no centro da amostra; a amostra é quadrada de lado $L = 0.6 \text{ m}$ ; $\sigma = 25000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ , $d_1 = 25 \text{ mm}$ . . . . .	203
107	Erro em função da altura da fonte sonora e tamanho da amostra em bandas de 1 oitava; a amostra é quadrada com lado $L \text{ m}$ ; $\sigma = 25000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ ; a espessura é $25 \text{ mm}$ . . . . .	204
108	Erro em função da espessura e tamanho da amostra em algumas bandas de $1/3$ de oitava; a amostra é quadrada com lado $L \text{ m}$ ; $\sigma = 25000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ . . . . .	206
109	Simulação da medição de um absorvedor de membrana; espessura da cavidade - $5 \text{ cm}$ , membrana com densidade superficial de $0.7 \text{ kg/m}^2$ ; o absorvedor é quadrado com lado $L = 0.6 \text{ m}$ . . . . .	207
110	Mapa de cores do coeficiente de absorção como função da impedância de superfície $Z$ . . . . .	208
111	Esquema dos quadrantes para uma amostra de material poroso e um absorvedor de membrana. . . . .	209
112	Mapa de cores do erro do coeficiente de absorção devido ao tamanho da amostra como função de $Z$ ; $f = 250 \text{ Hz}$ , $\lambda = 1.372 \text{ m}$ . . . . .	210
113	Mapa de cores do erro do coeficiente de absorção devido ao tamanho da amostra como função de $Z$ ; $f = 500 \text{ Hz}$ , $\lambda = 0.686 \text{ m}$ . . . . .	210
114	Mapa de cores do erro do coeficiente de absorção devido ao tamanho da amostra como função de $Z$ ; $f = 1000 \text{ Hz}$ , $\lambda = 0.343 \text{ m}$ . . . . .	211
115	Mapa de cores do erro do coeficiente de absorção devido ao tamanho da amostra como função de $Z$ ; $f = 2000 \text{ Hz}$ , $\lambda = 0.172 \text{ m}$ . . . . .	211
116	Condições de contorno laterais aplicadas a uma amostra. . . . .	213

117	Coefficiente de absorção de uma amostra medida na câmara semi-aneecóica; a amostra está sujeita a duas condições de contorno laterais diferentes. . . . .	214
118	Validação experimental para a impedância característica de uma amostra porosa com resistividade ao fluxo estimada em $\sigma = 15913 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ e 40 mm de espessura. . . . .	224
119	Medição do coeficiente de absorção de uma amostra não-localmente reativa de $\sigma = 15913 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ , $\phi = 0.99$ e $\alpha_{\infty} = 1.0$ e espessura $d_1 = 40$ mm. . . . .	225
120	Medição do coeficiente de absorção de uma amostra não-localmente reativa de $\sigma = 9628 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ , $\phi = 0.97$ , $\alpha_{\infty} = 1.004$ e espessura $d_1 = 27$ mm. . . . .	226
121	Medição do coeficiente de absorção de uma amostra não-localmente reativa de $\sigma = 41264 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ , $\phi = 0.97$ , $\alpha_{\infty} = 1.054$ e espessura $d_1 = 50$ mm. . . . .	227
122	Simulação da medição do coeficiente de absorção de uma amostra não-localmente reativa de resistividade ao fluxo $\sigma = 20000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ para vários ângulos de incidência. . . . .	230
123	Simulação da medição do coeficiente de absorção de uma amostra não-localmente reativa de resistividade ao fluxo $\sigma = 40000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ para vários ângulos de incidência. . . . .	231
124	Medição do coeficiente de absorção de amostras não-localmente reativas. . . . .	233
125	Esquema do algoritmo de dedução multidimensional. . . . .	235
126	Medição do coeficiente de absorção, feita com o método do gradiente e dos mínimos quadrados, de duas amostras não-localmente reativas medidas anteriormente. . . . .	237
127	Tempo de reverberação medido no escritório e na câmara reverberante. . . . .	242
128	Distribuição dos modos por banda de 1/3 de oitava. . . . .	243
129	Medição do coeficiente de absorção de uma amostra de lã de rocha de densidade $64 \text{ kg/m}^3$ e espessura 50 mm; as medidas foram tomadas em câmara semi-aneecóica, câmara reverberante, escritório e no interior de um automóvel. . . . .	244
130	Medição coerência em função do ambiente de medição. . . . .	246
131	Medição do coeficiente de absorção de uma amostra de lã de rocha de densidade $80 \text{ kg/m}^3$ e espessura 10 cm; as medidas foram tomadas em câmara semi-aneecóica, câmara reverberante e escritório. . . . .	247

132	NPS das medições <i>in situ</i> com ruído e sem ruído. . . . .	248
133	Medição do coeficiente de absorção de uma amostra de lã de rocha de densidade $96 \text{ kg/m}^3$ e espessura 25 mm; as medidas foram tomadas em câmara semi-aneecóica e no escritório com e sem ruído de fundo. . . . .	249
134	Medição do coeficiente de absorção de uma amostra de lã de rocha; as medidas foram tomadas em câmara semi-aneecóica para averiguar a influência das vibrações. . . . .	250
135	Medição do coeficiente de absorção de uma amostra espuma (Flamex); as medidas foram tomadas em câmara semi-aneecóica para averiguar a influência das vibrações. . . . .	251
136	Medição do coeficiente de absorção de uma amostra de uma espuma de espessura 40 mm; as medidas foram tomadas em tubo de impedância, na câmara reverberante, no escritório e no interior de um automóvel para averiguar a sensibilidade do Método do Gradiente. . . . .	252
137	Medição do coeficiente de absorção de uma amostra de uma espuma de espessura 40 mm; as medidas foram tomadas em tubo de impedância e no escritório para averiguar a sensibilidade do método dos mínimos quadrados. . . . .	253
138	Calibração da sonda PU em tubo de impedância (foto usada com a permissão da <i>Microflown Technologies</i> ). . . . .	259
139	Fonte sonora pistão na esfera. . . . .	261
140	Razão entre a impedância em frente a um pistão na esfera e a impedância em frente a um monopolo; as distâncias entre fonte sonora e sensor variam entre 15 cm e 75 cm em passos de 10 cm; o pistão, neste caso, possui diâmetro de 6.5 cm e a esfera um diâmetro de 20.5 cm. Os resultados foram obtidos da referência [149] com permissão dos autores. . . . .	262
141	Sistema de calibração utilizando o pistão na esfera (foto usada com a permissão da <i>Microflown Technologies</i> ). . . . .	263
142	Coefficiente de absorção medido numa câmara semi-aneecóica com as técnicas PU e PP; lã de rocha com $80 \text{ kg/m}^3$ e $d_1 = 25 \text{ mm}$ . . . . .	267
143	Impedância de superfície medida numa câmara semi-aneecóica com as técnicas PU e PP; lã de rocha com $80 \text{ kg/m}^3$ e $d_1 = 25 \text{ mm}$ . . . . .	267

144	Coefficiente de absorção medido numa câmara semi-aneecóica com as técnicas PU e PP; lâ de rocha com $96 \text{ kg/m}^3$ e $d_1 = 25 \text{ mm}$ . . . . .	268
145	Impedância de superfície medida numa câmara semi-aneecóica com as técnicas PU e PP; lâ de rocha com $96 \text{ kg/m}^3$ e $d_1 = 25 \text{ mm}$ . . . . .	268
146	Coefficiente de absorção medido numa câmara semi-aneecóica com as técnicas PU e PP; lâ de rocha com $64 \text{ kg/m}^3$ e $d_1 = 50 \text{ mm}$ . . . . .	269
147	Impedância de superfície medida numa câmara semi-aneecóica com as técnicas PU e PP; lâ de rocha com $64 \text{ kg/m}^3$ e $d_1 = 50 \text{ mm}$ . . . . .	269
148	Coefficiente de absorção medido numa câmara semi-aneecóica com as técnicas PU e PP; lâ de rocha com $80 \text{ kg/m}^3$ e $d_1 = 50 \text{ mm}$ . . . . .	270
149	Impedância de superfície medida numa câmara semi-aneecóica com as técnicas PU e PP; lâ de rocha com $80 \text{ kg/m}^3$ e $d_1 = 50 \text{ mm}$ . . . . .	270
150	Coefficiente de absorção medido numa câmara semi-aneecóica com as técnicas PU e PP; lâ de rocha com $64 \text{ kg/m}^3$ e $d_1 = 10 \text{ cm}$ . . . . .	271
151	Impedância de superfície medida numa câmara semi-aneecóica com as técnicas PU e PP; lâ de rocha com $64 \text{ kg/m}^3$ e $d_1 = 10 \text{ cm}$ . . . . .	271
152	Coefficiente de absorção medido numa câmara semi-aneecóica com as técnicas PU e PP; lâ de rocha com $96 \text{ kg/m}^3$ e $d_1 = 10 \text{ cm}$ . . . . .	272
153	Impedância de superfície medida numa câmara semi-aneecóica com as técnicas PU e PP; lâ de rocha com $96 \text{ kg/m}^3$ e $d_1 = 10 \text{ cm}$ . . . . .	272
154	Coefficiente de absorção medido numa câmara semi-aneecóica com as técnicas PU e PP; Espuma <i>Flamex</i> $d_1 = 10 \text{ cm}$ . . . . .	273
155	Impedância de superfície medida numa câmara semi-aneecóica com as técnicas PU e PP; Espuma <i>Flamex</i> $d_1 = 10 \text{ cm}$ . . . . .	273
156	Medição do coeficiente de absorção de uma amostra de espuma com espessura $40 \text{ mm}$ ; as medidas foram tomadas em câmara semi-aneecóica, câmara reverberante, escritório e no interior de um veículo. . . . .	277

157	Medição do coeficiente de absorção de lã de rocha com densidade $96 \text{ kg/m}^3$ e espessura 25 mm; as medidas foram tomadas em câmara semi-anecóica, câmara reverberante e escritório. . . . .	278
158	Medição do coeficiente de absorção de lã de rocha com densidade $80 \text{ kg/m}^3$ e espessura 50 mm; as medidas foram tomadas em câmara semi-anecóica, câmara reverberante e escritório. . . . .	279
159	Medição do coeficiente de absorção de lã de rocha com densidade $80 \text{ kg/m}^3$ e espessura 50 mm; as medidas foram tomadas em câmara semi-anecóica, câmara reverberante e escritório. . . . .	280
160	Desenho dos fixadores PP. . . . .	281
161	Desenho dos fixadores PU. . . . .	282
162	Desenho do suporte horizontal do alto-falante. . . . .	283
163	Desenho do cubo que conecta o suporte horizontal ao vertical. . . . .	284
164	Desenho do cubo que conecta o suporte horizontal ao vertical. . . . .	285
165	Aparato usado para suportar os equipamentos de medição. . . . .	286
166	Medição na câmara semi-anecóica com o <i>baffle</i> feito de MDF. . . . .	286
167	Medição na câmara semi-anecóica com o <i>baffle</i> para a fonte sonora no centro da amostra e a sonda PU na posição ótima de medição. . . . .	287
168	Medição <i>in situ</i> na câmara reverberante. . . . .	287

## LISTA DE TABELAS

1	Tempos de processamento no cálculo da pressão sonora para a integração via método dos trapézios e quadratura adaptativa.	44
2	Máxima área equivalente de absorção para uma câmara reverberante de 200 [m <sup>3</sup> ]. . . . .	75
3	Incerteza dos parâmetros de medição. . . . .	159
4	Análise da incerteza em função de Z e da frequência. . . . .	167
5	Estimativa da posição ótima de medição. . . . .	193
6	Estimativa da resistividade ao fluxo em função da densidade da amostra. . . . .	229



## LISTA DE SÍMBOLOS E ABREVIACÕES

### Símbolos Gerais

$(h_x, h_y, h_s)$	Coordenadas da fonte sonora [m], Eq. (3.5), pág. 25.
$(x, y, z)$	Coordenadas de algum sensor [m], Eq. (2.32), pág. 19.
$\bar{A}$	Área equivalente de absorção de uma sala [m <sup>2</sup> ], Eq. (4.10), pág. 74.
$\Delta h_s$	Incerteza na determinação da altura da fonte sonora [m], pág. 147.
$\Delta r$	Incerteza na determinação da distância horizontal entre fonte sonora e sonda PU [m], pág. 151.
$\Delta z$	Incerteza na determinação da altura da sonda PU [m], pág. 150.
$\varepsilon$	Erro causado pelo fato de a amostra medida ser finita [-], Eq. (8.9), pág. 187.
$\tilde{g}$	Fator multiplicador associado à incerteza na medição de $Z_m$ [-], pág. 157.
$\vec{r}_1$	Distância entre fonte sonora e sensor [m], Eq. (3.18), pág. 28.
$\vec{r}_2$	Distância entre fonte imagem e sensor [m], Eq. (3.18), pág. 28.
$\vec{r}_s$	Vetor posição na superfície de uma malha de elemento de contorno [Pa], Eq. (8.1), pág. 173.
$a$	Raio que determina a zona de confiança [m], Eq. (8.10), pág. 190.
$c$	Velocidade do som em um meio qualquer [m/s], Eq. (2.1), pág. 6.
$c_0$	Velocidade do som no ar [m/s], Eq. (2.5), pág. 7.
$c_1$	Velocidade do som em um meio poroso [m/s], Eq. (2.5), pág. 7.
$CF$	Função de correção para a sonda PU [-], Eq. (6.3), pág. 110.
$d_1$	Espessura da camada de material poroso [m], Eq. (2.11), pág. 10.
$f$	Frequência [Hz], Eq. (2.1), pág. 6.
$f_i$	Frequência de corte inferior de um tubo de impedância [Hz], Eq. (4.6), pág. 68.
$f_u$	Frequência de corte superior de um tubo de impedância [Hz], Eq. (4.1), pág. 66.

$H(f)$	Função de transferência [-], Eq. (4.8), pág. 70.
$H_m$	Função de transferência medida pelo sistema PP [-], Eq. (6.9), pág. 118.
$I_r$	Intensidade sonora na direção $\hat{r}$ [m/s], Eq. (3.50), pág. 45.
$I_z$	Intensidade sonora na direção $\hat{z}$ [m/s], Eq. (3.50), pág. 45.
$k$	Vetor número de onda em um meio qualquer [m <sup>-1</sup> ], Eq. (2.2), pág. 6.
$k_0$	Número de onda de um meio poroso [m <sup>-1</sup> ], Eq. (2.6), pág. 8.
$k_0$	Número de onda do ar [m <sup>-1</sup> ], Eq. (2.6), pág. 8.
$k_x$	Número de onda na direção $\hat{x}$ [m <sup>-1</sup> ], Eq. (3.3), pág. 25.
$k_y$	Número de onda na direção $\hat{y}$ [m <sup>-1</sup> ], Eq. (3.3), pág. 25.
$K_z$	Número de onda na direção $\hat{z}$ [m <sup>-1</sup> ], Eq. (3.5), pág. 25.
$L$	Lado de uma amostra plana quadrangular [m], pág. 173.
$L_x$	Comprimento de uma amostra plana retangular [m], pág. 173.
$L_y$	Largura de uma amostra plana retangular [m], pág. 173.
$m$	Razão entre as densidades dos meios 0 e 1 [-], Eq. (3.20), pág. 29.
$M_c$	Número de avaliações feitas pelo método de Monte Carlo [-], pág. 146.
$n$	Índice de refração [-], Eq. (2.9), pág. 9.
$p$	Pressão sonora [Pa], Eq. (2.1), pág. 6.
$p(\vec{r}_s)$	Pressão sonora na superfície de uma malha de elemento de contorno [Pa], Eq. (8.1), pág. 173.
$p_i$	Pressão sonora incidente [Pa], Eq. (3.12), pág. 27.
$p_r$	Pressão sonora refletida [Pa], Eq. (3.13), pág. 27.
$r$	Distância horizontal entre fonte sonora e sensor [m], Eq. (3.10), pág. 26.
$S_{LFS}$	Sensibilidade do sensor de velocidade de partícula em 250 [Hz] [Vs/m], Eq. (6.1), pág. 107.
$S_u$	Sensibilidade do sensor de velocidade de partícula [Vs/m], Eq. (6.1), pág. 107.
$t$	Tempo [s], Eq. (2.1), pág. 6.
$T_{60}$	Tempo de reverberação [s], Eq. (4.10), pág. 74.
$u$	Velocidade de partícula [m/s], Eq. (2.3), pág. 6.

$u_x$	Velocidade de partícula na direção $\hat{x}$ [m/s], Eq. (3.49), pág. 45.
$u_z$	Velocidade de partícula na direção $\hat{z}$ [m/s], Eq. (3.48), pág. 45.
$V$	Volume [m <sup>3</sup> ], Eq. (4.10), pág. 74.
$V_p$	Coefficiente de reflexão [-], Eq. (2.8), pág. 9.
$x_{12}$	Distância entre dois microfones no tubo de impedância [m], Eq. (4.7), pág. 69.
$Z$	Impedância de superfície normalizada pela impedância característica do ar [-], Eq. (2.16), pág. 12.
$Z_m$	Impedância característica medida pelo sensor PU [Pas/m], Eq. (2.32), pág. 19.

### Acrônimos

BEM	<i>Boundary Element Method</i> , ou em português Método do Elemento de Contorno, pág. 171.
F-term	Um dos métodos iterativos de dedução da impedância de superfície., pág. 121.
PP	Designa a sonda PP ou a técnica de medição de impedância acústica com dois microfones., pág. 111.
PU	Designa a sonda PU ou seja, o sensor que mede pressão sonora e velocidade de partícula., pág. 109.
PWA	Método de dedução; do inglês <i>Plane Wave Approximation</i> ., pág. 118.
q-term	Um dos métodos iterativos de dedução da impedância de superfície., pág. 119.
TEF	Transformada Espacial de Fourier, pág. 25.
TEIF	Transformada Espacial Inversa de Fourier, pág. 25.

### Símbolos Gregos

$\alpha$	Coefficiente de absorção [-], Eq. (2.31), pág. 16.
$\alpha_\infty$	Tortuosidade [-], Eq. (2.20), pág. 15.
$\alpha_q$	Coefficiente de absorção estimado pelo algoritmo q-term [-], Eq. (8.9), pág. 187.
$\alpha_r$	Coefficiente de absorção de referência como se a amostra fosse infinita [-], Eq. (8.9), pág. 187.
$\alpha_s$	Coefficiente de absorção por incidência difusa [-], Eq. (4.14), pág. 74.
$\beta$	Admitância normal à superfície normalizada pela admitância característica do ar [-], Eq. (2.17), pág. 12.

$\chi$	Coefficiente de absorção do ar $[-]$ , Eq. (4.10), pág. 74.
$\Delta\psi$	Incerteza na determinação da rotação da sonda PU $[^\circ]$ , pág. 153.
$\Lambda$	Comprimento térmico característico $[m]$ , Eq. (2.20), pág. 15.
$\Lambda'$	Comprimento viscoso característico $[m]$ , Eq. (2.27), pág. 16.
$\nu_{0z}$	Número de onda no meio 0 e na direção $\hat{z}$ $[m^{-1}]$ , Eq. (3.32), pág. 34.
$\nu_{1z}$	Número de onda no meio 1 e na direção $\hat{z}$ $[m^{-1}]$ , Eq. (3.32), pág. 34.
$\omega$	Frequência angular $[rad/s]$ , Eq. (2.1), pág. 6.
$\phi$	Porosidade $[-]$ , Eq. (2.20), pág. 15.
$\psi_N$	Rotação nominal da sonda PU $[^\circ]$ , pág. 153.
$\rho$	Densidade característica de um meio qualquer $[kg/m^{-3}]$ , Eq. (2.5), pág. 7.
$\rho_0$	Densidade característica do ar $[kg/m^{-3}]$ , Eq. (2.5), pág. 7.
$\rho_1$	Densidade característica de um meio poroso $[kg/m^{-3}]$ , Eq. (2.5), pág. 7.
$\sigma$	Resistividade ao fluxo $[kgs^{-1}m^{-3}]$ , Eq. (2.18), pág. 14.
$\theta$	Ângulo de incidência e reflexão $[^\circ]$ , Eq. (2.6), pág. 8.
$\theta_t$	Ângulo de refração $[^\circ]$ , Eq. (2.6), pág. 8.
$K$	Módulo de compressibilidade $[kg/m^3]$ , Eq. (2.21), pág. 15.

# 1 INTRODUÇÃO

Em diversas aplicações em acústica o uso de materiais absorvedores é de extrema importância. Em controle de ruído em plantas industriais, por exemplo, materiais absorvedores podem ser aplicados entre as camadas de uma parede dupla a fim de aumentar sua perda de transmissão. Painéis acústicos também são amplamente usados no controle da reverberação em cinemas, teatros e diversos outros recintos. Além disso, seu uso na indústria automotiva e aeronáutica é também bastante difundido devido à necessidade de limitar o ruído ao qual os usuários dos automóveis e aviões estão expostos. Uma outra aplicação é a utilização de materiais absorvedores em filtros acústicos, de forma a melhorar suas características acústicas.

Muitos outros exemplos de aplicação de materiais podem ser encontrados, e devido à sua importância, a caracterização de tais amostras é necessária. Quando se deseja caracterizar tais amostras no que tange às suas capacidades de absorção sonora é importante medir sua impedância acústica de superfície, que é a razão entre pressão sonora e velocidade de partícula normal à superfície. A impedância de superfície está associada ao coeficiente de absorção da amostra, que expressa a razão entre as energias sonoras absorvida e incidente sobre a amostra.

Entre os métodos padrão de medição de impedância acústica e do coeficiente de absorção destacam-se o método do tubo de impedância e de câmara reverberante. Estes são descritos em detalhes por normas internacionais, mas possuem algumas desvantagens intrínsecas, descritas em maiores detalhes no Capítulo 4. Uma dessas desvantagens é a necessidade de um ambiente especial para realizar a medição. Além disso, o método de tubo de impedância é um ensaio destrutivo, pois a amostra precisa ser cortada para ser inserida no tubo. Uma alternativa para esses problemas é a utilização de um método de medição que não destrua a amostra nem necessite de um ambiente especial para realizar a medição.

O termo *in situ* vem do latim e significa "em sítio" ou "no lugar". Uma medição *in situ* é, portanto, realizada no ambiente onde a amostra, que se deseja caracterizar, está instalada sem a necessidade de desmontá-la para realizar a medição. Desta forma, a medição *in situ* da impedância acústica é uma alternativa aos métodos considerados padrão, e um tema pelo qual o interesse da comunidade científica cresceu significativamente nos últimos anos. A aplicação do método em acústica de salas, no interior de automóveis e aeronaves desperta o interesse em diversos ramos da indústria. Além disso, a medição de impedância *in situ* pode levar em conta condições realistas de

montagem da amostra, acúmulo de sujeira, e outros efeitos.

No entanto, o método de medição possui uma complexidade matemática relativamente elevada, devido ao fato de não se poder assumir ondas planas em aplicações típicas. Adicionalmente, efeitos como o tamanho da amostra sob medição são temas de preocupação, o que torna necessária a investigação de tais efeitos. Este trabalho visa investigar a medição *in situ* da impedância acústica com o foco na medição com a sonda de pressão-velocidade de partícula (PU).

De forma a investigar essa técnica, uma série de modelos da medição foram construídos ao longo desta pesquisa. A investigação inicia-se com a modelagem da difração de ondas esféricas em superfícies planas (Capítulo 3). Os termos difração ou espalhamento<sup>1</sup> aparecem com frequência na literatura técnica sobre o assunto. De acordo com Morfey [1], o termo espalhamento está ligado à reflexão sonora em diversas direções além daquela correspondente ao ângulo de incidência. O termo difração tem um significado similar a este, porém é mais amplo que o termo espalhamento, já que não está associado a comprimentos de onda menores que a superfície refletora.

De acordo com Brekhovskikh e Godin [2], a complexidade matemática do problema da difração das ondas sonoras está ligada à diferença de simetria entre as frentes de onda esféricas e a superfície plana da amostra. A análise no Capítulo 3 visa apresentar, passo a passo, a formulação do problema em questão, o que pode ser conveniente para futuros pesquisadores do campo. Da análise realizada no Capítulo 3, destacam-se os modelos de campo acústico sobre amostras localmente reativas e não-localmente reativas. A primeira, uma simplificação da segunda, que leva a equações dependentes somente da impedância de superfície da amostra. Para amostras não-localmente reativas o campo acústico depende da densidade característica ( $\rho_1$ ) e do número de onda ( $k_1$ ) na amostra, e sua avaliação é consideravelmente mais complexa.

A partir da análise realizada no Capítulo 3, descreve-se o procedimento de medição com as técnicas PU e PP (que usa dois microfones) no Capítulo 6. Neste capítulo, o princípio de funcionamento da sonda PU é mostrado. Procura-se demonstrar também que, mesmo para amostras localmente reativas, a formulação do campo acústico leva à necessidade do uso de um algoritmo iterativo para deduzir a impedância de superfície a partir dos dados medidos. Uma comparação entre três algoritmos é apresentada, da qual se pôde determinar o mais preciso. Além disso, uma comparação entre a medição de impedância com as técnicas PU e PP também é realizada.

---

<sup>1</sup>O termo "espalhamento" foi traduzido diretamente da palavra *scattering* em língua inglesa.

A partir da escolha do algoritmo iterativo mais preciso, realiza-se uma análise da incerteza de medição da técnica PU através do método de Monte Carlo (Capítulo 7). Tal análise não foi encontrada na literatura técnica e, embora não esteja completa, serve como um ponto de partida para identificar os fatores mais influentes na incerteza de medição com a técnica PU.

A medição de amostras finitas é estudada no Capítulo 8 com o uso de um modelo da medição em elemento de contorno (BEM). Após uma validação experimental bem sucedida, o modelo da medição foi explorado de forma a encontrar estratégias de minimização do erro de medição causado pelo fato de a amostra ser finita. A análise realizada permitiu explorar o posicionamento do sensor e da fonte sonora, relativos ao centro da amostra, e definir uma posição ótima de medição em função das dimensões da amostra.

A medição de amostras não-localmente reativas é também um tema de interesse prático para medições *in situ* e é explorada no Capítulo 9. Tal análise, aplicada à técnica PU, não foi encontrada na literatura técnica. Procura-se demonstrar que o uso do algoritmo iterativo, que considera a amostra como sendo localmente reativa, leva a uma sobre-estimativa do coeficiente de absorção, caso a amostra seja não-localmente reativa. Quanto menor a resistividade ao fluxo da amostra, maior será o erro. Desta forma, propôs-se o uso de dois algoritmos para a medição correta de amostras não-localmente reativas. O primeiro algoritmo, baseado no método do gradiente, visa encontrar os parâmetros resistividade ao fluxo, porosidade e tortuosidade da amostra, e assim estimar o número de onda ( $k_1$ ) e a densidade característica ( $\rho_1$ ) da mesma. O segundo algoritmo é baseado na medição da impedância, variando a altura da fonte sonora, e na estimativa de  $k_1$  e  $\rho_1$  usando o método dos mínimos quadrados. Uma comparação da performance dos dois algoritmos é apresentada neste capítulo.

Finalmente, no Capítulo 10, apresenta-se uma comparação entre as técnicas PU e PP em aplicações *in situ* realistas, como a medição em uma sala de escritório e no interior de um automóvel. A análise feita neste capítulo, e no Capítulo 6, permitiu comparar as técnicas PU e PP e avaliar sua compatibilidade. As vantagens da técnica PU sobre a técnica PP também foram analisadas, bem como a robustez dos algoritmos propostos nos Capítulos 6 (para amostras localmente reativas) e 9 (para amostras não-localmente reativas).

As conclusões e sugestões para trabalhos futuros são apresentadas no capítulo final deste documento.



## 2 CAMPO ACÚSTICO À FRENTE DE SUPERFÍCIES REFLETORAS - ONDAS PLANAS

Este capítulo trata da propagação de ondas planas no ar e de sua reflexão em interfaces com diferentes configurações como: uma interface com impedância definida, um meio semi-infinito e uma camada de material (diferente do ar) sob uma superfície rígida. Uma revisão também é feita sobre propriedades acústicas de diferentes materiais e configurações que podem ter importância no escopo desta tese.

### 2.1 Definições

Uma onda sonora em um fluido é um fenômeno que envolve variações locais e temporais na densidade do fluido. Considerando, por exemplo, o fluido no interior de um tubo de comprimento infinito, em cuja uma das extremidades um pistão se move com um movimento harmônico simples, regiões de compressão e rarefação são observadas ao longo do eixo do tubo em instantes de tempo definido. Também poder-se-á observar uma variação da densidade com o tempo em um determinado local fixado pelo observador. Tais fenômenos são criados pelo movimento oscilatório do pistão. As variações de densidade se traduzem em variações de pressão e de velocidade local, o que significa que se fosse possível fotografar um elemento de volume no fluido, de forma a observá-lo, tal elemento seria visto em movimento oscilatório tal qual o do pistão. A esta velocidade chamamos de velocidade de partícula. As variações de pressão e de velocidade de partícula são as duas principais variáveis que descrevem o comportamento da onda acústica. Neste texto, a pressão será representada pelo símbolo  $p$  e dada em Pa e a velocidade de partícula será representada pelo símbolo  $u$  dada em m/s.

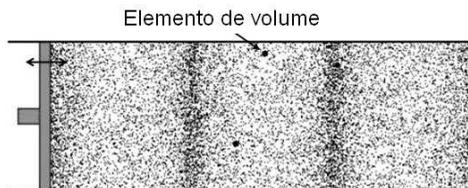


Figura 1: Tubo infinito com um pistão em uma das extremidades oscilando em movimento harmônico simples.

A equação da onda descreve como ocorre a variação da pressão sonora<sup>1</sup> e da velocidade de partícula no tempo e no espaço. A derivação desta equação é apresentada em muitos textos como, por exemplo, nas referências [3, 4]. Para pequenas perturbações, a equação da onda pode ser linearizada sendo dada por:

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = 0, \quad (2.1)$$

onde  $c^2 = \gamma P_0 / \rho$  é a velocidade do som,  $P_0$  é a pressão estática do meio,  $\rho$  é a densidade do meio, e  $\gamma = C_p / C_v$  é a razão de calores específicos do gás (ou meio) em que a onda se propaga.  $\nabla^2$  é o laplaciano que pode ser dado em coordenadas cartesianas, esféricas ou cilíndricas, dependendo da geometria do problema que se deseja modelar. Em alguns textos o símbolo para o laplaciano é  $\Delta$ .

Em muitos casos ondas harmônicas podem ser consideradas e o princípio da superposição aplicado para solucionar o problema [5]. Neste caso, se  $p = \tilde{p} e^{i\omega t}$  é inserido na Eq. (2.1), esta se torna a equação de Helmholtz dada por

$$\nabla^2 \tilde{p} + k^2 \tilde{p} = 0, \quad (2.2)$$

em que  $\tilde{p}$  representa uma pressão sonora complexa,  $\omega = 2\pi f$  é a frequência angular em rad/s,  $f$  é a frequência em Hz,  $k$  é o vetor número de onda associado com a direção de propagação da onda e dado em  $\text{m}^{-1}$  e  $i = \sqrt{-1}$ .

Pressão e velocidade de partícula são duas quantidades relacionadas pela equação de Euler (Eq. (2.3)):

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

A pressão sonora é um escalar e a velocidade de partícula um vetor definido no espaço 3D com direções  $\hat{x}$ ,  $\hat{y}$  e  $\hat{z}$ , dadas em coordenadas cartesianas. A velocidade de partícula carrega a informação da direção em que a energia sonora se propaga. O produto da pressão sonora pela velocidade de partícula resulta na intensidade sonora, que descreve o fluxo de energia sonora através de uma área.

---

<sup>1</sup>A pressão sonora é entendida neste contexto como o valor flutuante da pressão ao redor da pressão estática.

### 2.1.1 Impedância acústica

De acordo com Morfey [1], a razão entre pressão sonora e velocidade de partícula é chamada de impedância acústica representada neste texto pelo símbolo  $Z$  e seus subíndices. Este é um conceito análogo à impedância elétrica e é, em sua forma mais geral, uma quantidade complexa. O conceito de impedância acústica encontra aplicações em muitos campos da engenharia acústica, como a modelagem de materiais porosos [6], na modelagem de microfones e alto-falantes [3, 7] e na modelagem da reflexão e transmissão do som por interfaces [4]. Analiticamente é representada através da razão:

$$Z_{ac} = \frac{p}{u}. \quad (2.4)$$

Existem dois tipos de impedância acústica que são de especial importância para este trabalho e serão introduzidas neste momento: a impedância característica e a impedância de superfície.

A impedância característica descreve como o som se propaga através de um meio, ou a razão entre pressão e velocidade de partícula em qualquer ponto deste meio. Similarmente à impedância de um componente eletrônico em um circuito, a impedância característica fornece informações sobre o comportamento acústico do meio. Sem nenhuma perda de generalidade a impedância característica é o produto da densidade característica pela velocidade de propagação da onda sonora no meio, dada por:

$$Z_c = \rho(\omega)c(\omega), \quad (2.5)$$

que pode ser uma característica dependente da frequência. Para o ar  $Z_0 = \rho_0 c_0$ ,  $\rho_0 = 1.21 \text{ kg/m}^3$  e  $c_0 = 343 \text{ m/s}$ . A unidade da impedância acústica no SI é  $\text{Pa s m}^{-1}$ .

A impedância de superfície é a razão entre pressão e velocidade de partícula na interface que separa dois meios. Como será visto adiante, esta quantidade será usada para quantificar a quantidade de energia refletida pela interface. Neste texto, a impedância de superfície será denotada simplesmente por  $Z$ . O recíproco da impedância é a admitância denotada por  $\beta = 1/Z$ .

Uma vez que os principais termos a serem utilizados nesta tese se encontram definidos, passa-se ao estudo do problema da reflexão de ondas planas na interface entre o ar e um segundo meio. A derivação dos coeficientes de reflexão será realizada para três casos de interesse: onda sonora refletindo em um meio semi-infinito, em uma camada de material

colocada sobre uma superfície rígida e em uma interface representada por uma impedância de superfície.

## 2.2 Interface entre o ar e meio semi-infinito

Considere o ar em contato com um meio semi-infinito como mostrado na Fig. 2. Neste caso, ondas planas incidem no meio 1 com amplitude de pressão  $\tilde{A}_0$ , fazendo um ângulo de incidência  $\theta$  com a normal à interface. Uma onda plana é refletida, especularmente com o mesmo ângulo em relação à normal, com amplitude  $\tilde{B}_0$ , e refratada no meio 1 de um ângulo  $\theta_t$ , com amplitude  $\tilde{A}_1$ , definida pelas propriedades acústicas do meio 1. O ângulo  $\theta_t$  pode ser complexo indicando que, além da refração, a onda sonora sofrerá um efeito de atenuação com a distância à medida que viaja pelo meio 1 [6]. A pressão sonora e velocidade partícula nos meios 0 (ar) e 1 (meio semi-infinito) estão expressas na Eq. (2.6).

$$\begin{aligned}\tilde{p}_0 &= (\tilde{A}_0 e^{-ik_0 \cos(\theta)z} + \tilde{B}_0 e^{ik_0 \cos(\theta)z}) e^{ik_0 \sin(\theta)x}, \\ \tilde{u}_0 &= \frac{\cos(\theta)}{\rho_0 c_0} (\tilde{A}_0 e^{-ik_0 \cos(\theta)z} - \tilde{B}_0 e^{ik_0 \cos(\theta)z}) e^{ik_0 \sin(\theta)x}, \\ \tilde{p}_1 &= \tilde{A}_1 e^{-ik_1 \cos(\theta_t)z} e^{ik_1 \sin(\theta_t)x}, \\ \tilde{u}_1 &= \frac{\cos(\theta_t)}{\rho_1 c_1} \tilde{A}_1 e^{-ik_1 \cos(\theta_t)z} e^{ik_1 \sin(\theta_t)x},\end{aligned}\quad (2.6)$$

onde  $x$  e  $z$  representam coordenadas no eixo cartesiano.  $k_0$ ,  $c_0$  e  $\rho_0$  são respectivamente o número de onda, a velocidade do som e a densidade no ar (meio 0), e  $k_1$ ,  $c_1$  e  $\rho_1$  são respectivamente o número de onda, a velocidade do som e a densidade no meio 1.

Aplicando as condições de contorno de continuidade de pressão e velocidade de partícula em  $z = 0$ , tem-se:

$$\begin{aligned}\tilde{A}_0 + \tilde{B}_0 &= \tilde{A}_1, \\ \frac{\cos(\theta)}{\rho_0 c_0} (\tilde{A}_0 - \tilde{B}_0) &= \frac{\cos(\theta_t)}{\rho_1 c_1} \tilde{A}_1.\end{aligned}\quad (2.7)$$

Igualando as equações anteriores, multiplicadas por  $\omega$ , e sendo  $V_p = \tilde{B}_0/\tilde{A}_0$  o coeficiente de reflexão, e ainda  $K_{0z} = k_0 \cos(\theta)$  e  $K_{1z} = k_1 \cos(\theta_t)$  os números de onda na direção  $\hat{z}$  nos meios 0 e 1, respectivamente, tem-se que:

$$V_p = \frac{\frac{K_{0z}}{\rho_0} - \frac{K_{1z}}{\rho_1}}{\frac{K_{0z}}{\rho_0} + \frac{K_{1z}}{\rho_1}}.\quad (2.8)$$

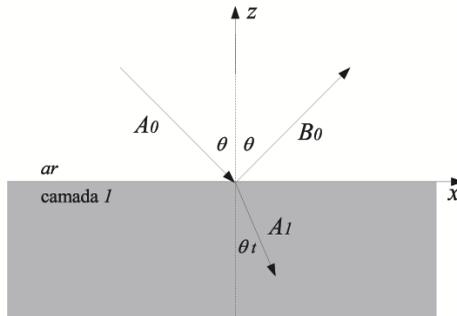


Figura 2: Reflexão e transmissão de uma onda plana do ar a um meio semi-infinito.

O coeficiente de reflexão escrito nesta forma será útil no Capítulo 3 em que ondas esféricas serão consideradas. Vale ainda lembrar que o índice de refração é  $n = k_1/k_0 = c_0/c_1$  e expressa a razão dos senos dos ângulos de incidência e de refração:

$$n = \frac{\text{sen}(\theta)}{\text{sen}(\theta_t)}. \quad (2.9)$$

### 2.3 Interface entre ar e camada sobre superfície rígida

Considere o ar em contato com uma camada de um material qualquer depositada sobre uma superfície rígida, como mostra a Fig. 3. Neste caso, para o ar, a mesma condição da Seção 2.2 é encontrada. Ondas planas incidem ( $\tilde{A}_0$ ) no meio 1 fazendo um ângulo de incidência  $\theta$  com a normal. Tal onda plana é refletida ( $\tilde{B}_0$ ) espelharmente com o mesmo ângulo em relação a normal e refratada ( $\tilde{A}_1$ ) no meio 1 de um ângulo  $\theta_t$ , que será definido pelas propriedades acústicas do meio 1. Devido à presença da superfície rígida, a onda refratada  $\tilde{A}_1$  será refletida dentro da camada 1, com amplitude  $\tilde{B}_1$ . A superposição dessas quatro componentes compõem o campo acústico no ar acima da camada 1.

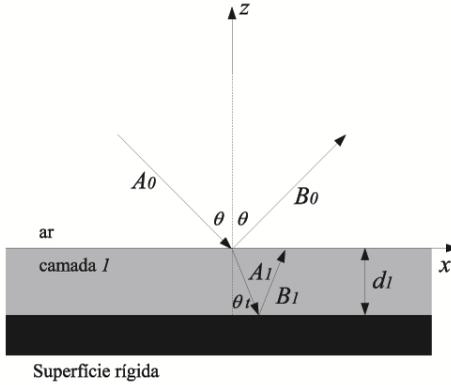


Figura 3: Reflexão e transmissão de uma onda plana do ar a uma camada depositada sob uma superfície rígida.

A pressão sonora e velocidade partícula nos meios 0 (ar) e 1 são dadas pela Eq. (2.10):

$$\begin{aligned}
 \tilde{p}_0 &= (\tilde{A}_0 e^{-ik_0 \cos(\theta)z} + \tilde{B}_0 e^{ik_0 \cos(\theta)z}) e^{ik_0 \sin(\theta)x}, \\
 \tilde{u}_0 &= \frac{\cos(\theta)}{\rho_0 c_0} (\tilde{A}_0 e^{-ik_0 \cos(\theta)z} - \tilde{B}_0 e^{ik_0 \cos(\theta)z}) e^{ik_0 \sin(\theta)x}, \\
 \tilde{p}_1 &= (\tilde{A}_1 e^{-ik_1 \cos(\theta)z} + \tilde{B}_1 e^{ik_1 \cos(\theta)z}) e^{ik_1 \sin(\theta)x}, \\
 \tilde{u}_1 &= \frac{\cos(\theta_t)}{\rho_1 c_1} (\tilde{A}_1 e^{-ik_1 \cos(\theta)z} - \tilde{B}_1 e^{ik_1 \cos(\theta)z}) e^{ik_1 \sin(\theta)x}.
 \end{aligned} \tag{2.10}$$

As condições de contorno, neste caso, serão dadas em  $z=0$  e  $z=d_1$ , onde  $d_1$  é a espessura da camada 1, como indicado na Fig. 3. Fazendo  $K_{0z} = k_0 \cos(\theta)$  e  $K_{1z} = k_1 \cos(\theta)$  tem-se que em  $z = -d_1$ ,  $\tilde{u}_1 = 0$  devido à presença da superfície rígida, o que leva a:

$$\tilde{B}_1 = \tilde{A}_1 e^{2iK_{1z}d_1}. \tag{2.11}$$

Em  $z=0$  será usada a igualdade das impedâncias acústicas  $\frac{\tilde{p}_0}{\tilde{u}_0} = \frac{\tilde{p}_1}{\tilde{u}_1}$ , e considerando a Eq. (2.11), obtém-se

$$\frac{\tilde{A}_0 + \tilde{B}_0}{\frac{\tilde{A}_0 K_{0z}}{\rho_0} - \frac{\tilde{B}_0 K_{0z}}{\rho_0}} = \frac{\tilde{A}_1 [1 + e^{2iK_{1z}d_1}]}{\frac{\tilde{A}_1 K_{1z}}{\rho_1} [1 - e^{2iK_{1z}d_1}]}. \tag{2.12}$$

Multiplicando o lado direito da Eq. (2.12) por  $\tilde{A}_0/\tilde{A}_0$  e o lado esquerdo por  $e^{-iK_{1z}d_1}/e^{-iK_{1z}d_1}$ , e usando as relações de Euler para o seno ( $2i\text{sen}(K_{1z}d_1) = e^{iK_{1z}d_1} - e^{-iK_{1z}d_1}$ ) e cosseno ( $2\text{cos}(K_{1z}d_1) = e^{iK_{1z}d_1} + e^{-iK_{1z}d_1}$ ), obtém-se o coeficiente de reflexão após algumas manipulações matemáticas:

$$V_p = \frac{\left(\frac{iK_{0z}}{\rho_0}\right) - \left(\frac{K_{1z}}{\rho_1}\right) \tan(K_{1z}d_1)}{\left(\frac{iK_{0z}}{\rho_0}\right) + \left(\frac{K_{1z}}{\rho_1}\right) \tan(K_{1z}d_1)}. \quad (2.13)$$

## 2.4 Interface entre ar e superfície representada por uma impedância

Outra situação bastante comum é o ar inferiormente limitado por um plano de impedância normal à superfície  $Z$ . A impedância normal à superfície é definida pela razão entre a pressão sonora e a velocidade de partícula na direção  $\hat{z}$  em  $z = 0$ . Tal situação é representada através da Fig. 4. Neste caso, para o ar, a mesma condição da Seção 2.2 é encontrada. Existem ondas planas incidentes ( $\tilde{A}_0$ ) no meio 1 fazendo um ângulo de incidência  $\theta$  com a normal. Tal onda plana é refletida ( $\tilde{B}_0$ ) especularmente com o mesmo ângulo em relação à normal.

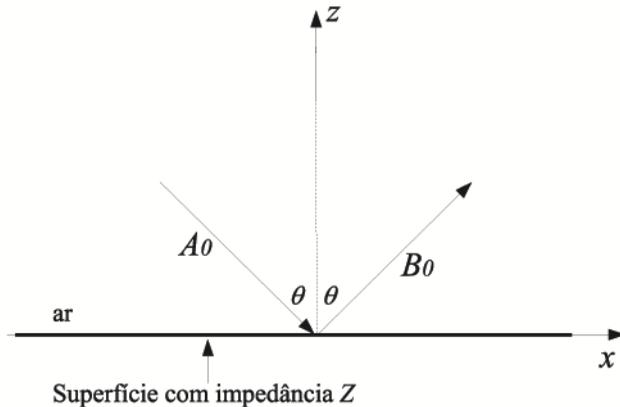


Figura 4: Reflexão de uma onda plana do ar em um sistema representado por uma impedância  $Z$ .

A pressão sonora e velocidade partícula no meio 0 (ar) é dada pela Eq. (2.14):

$$\begin{aligned}\tilde{p}_0 &= (\tilde{A}_0 e^{-ik_0 \cos(\theta)z} + \tilde{B}_0 e^{ik_0 \cos(\theta)z}) e^{ik_0 \sin(\theta)x}, \\ \tilde{u}_{0z} &= \frac{\cos(\theta)}{\rho_0 c_0} (\tilde{A}_0 e^{-ik_0 \cos(\theta)z} - \tilde{B}_0 e^{ik_0 \cos(\theta)z}) e^{ik_0 \sin(\theta)x}.\end{aligned}\quad (2.14)$$

A condição de contorno neste caso é a impedância de superfície  $Z$ , em  $z = 0$ , que resulta na seguinte igualdade

$$\frac{\tilde{A}_0 + \tilde{B}_0}{\frac{\cos(\theta)}{\rho_0 c_0} [\tilde{A}_0 - \tilde{B}_0]} = Z. \quad (2.15)$$

Tomando a definição anterior do coeficiente de reflexão e invertendo a Eq. (2.15), obtém-se o coeficiente de reflexão

$$V_p = \frac{\frac{Z}{\rho_0 c_0} \cos(\theta) - 1}{\frac{Z}{\rho_0 c_0} \cos(\theta) + 1}, \quad (2.16)$$

onde  $\frac{Z}{\rho_0 c_0}$  é a impedância normal à superfície normalizada pela impedância característica do ar.

É possível escrever o coeficiente de reflexão acima no mesmo formato dos anteriores, notando que a admitância normalizada é  $\beta = \rho_0 c_0 / Z$  e multiplicando a Eq. (2.16) por  $k_0$ , em que se obtém:

$$V_p = \frac{K_{0z} - k_0 \beta}{K_{0z} + k_0 \beta}. \quad (2.17)$$

Esta é, de fato, uma simplificação das configurações anteriores, já que o meio 1 é, neste caso, representado por um único parâmetro ( $Z$  ou  $\beta$ ). Na prática, esta simplificação pode ser utilizada sempre que o índice de refração do meio 1 for  $n \gg 1$  ( $c_0 \gg c_1$ ) [4]. A implicação disto é que uma vez que o ângulo de incidência  $\theta$  é um valor fixo e finito, a Eq. (2.9) tem como consequência o fato de que  $\sin(\theta t) \approx 0$ , o que significa que  $\theta t \approx 0$ . Fisicamente isto significa que uma onda plana incidindo em tal meio será refratada na direção da normal, independente do ângulo de incidência  $\theta$ . Adicionalmente, isto significa que um determinado ponto perturbado pela onda plana incidente não trocará energia com os pontos ao seu lado. Meios com alto índice de refração são conhecidos como localmente reativos. Este é um conceito de suma importância neste trabalho, porque, como será visto

nos capítulos futuros, assumir que a amostra é localmente reativa simplifica sobremaneira as equações quando ondas esféricas forem consideradas (Cap. 3).

A Fig. 5 mostra o módulo do índice de refração  $|n|$  de um material poroso típico para três valores de resistividade ao fluxo. Tal amostra foi simulada de acordo com o modelo descrito na Seção 2.5.2. Detalhes sobre os parâmetros de simulação serão descritos posteriormente, já que interessa apenas uma análise qualitativa da Fig. 5. Primeiramente, pode-se observar que  $|n|$  é dependente da frequência, tendo um valor decrescente com o aumento da mesma. A apreciação do modelo de Delany e Bazley [8], descrito também na Seção 2.5.1, permite observar tal decaimento já que  $k_c/k_0$ , na Eq. (2.19) está relacionado ao termo  $(f/\sigma)^{-a}$  e  $a > 0$ . Adicionalmente,  $|n|$  aumenta com o aumento da resistividade ao fluxo, o que também é explicado pelo termo  $(f/\sigma)^{-a}$  no modelo de Delany e Bazley.

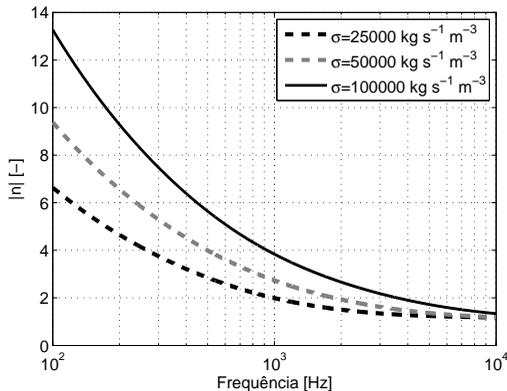


Figura 5: Módulo do índice de refração de uma amostra porosa típica.

Pode-se aqui questionar se a pré-suposição de que a camada de material poroso seja localmente reativa é ou não dependente da frequência. A resposta a este questionamento é sim. Como poderá ser visto na Seção 2.5, o número de onda em uma amostra porosa é uma quantidade complexa. Se um número de onda complexo  $k_1$  é inserido na Eq. (2.10), isso implicará que as exponenciais associadas com  $k_1$  possuirão um termo de oscilação, associada à frequência da onda sonora incidente, e um termo de atenuação associado com a parte imaginária de  $k_1$ . Como apontado por Embleton *et al.*[9], uma

onda sonora de baixa frequência necessitará de um índice de refração maior do que uma onda sonora de alta frequência, para poder ser considerada localmente reativa. Isto porque um maior índice de refração implica numa maior parte imaginária de  $k_1$ . Logo, quanto maior  $\text{Im}\{k_1\}$ , mais rápido a onda penetrante no meio 1 decairá. Se o decaimento for suficientemente rápido, um determinado ponto da amostra não perturbará áreas adjacentes. Seguindo este raciocínio, uma onda de baixa frequência necessita de um maior  $\text{Im}\{k_1\}$  que uma de alta frequência, de modo que o decaimento seja significativo para o comprimento de onda em questão.

## 2.5 Características acústicas de materiais porosos

### 2.5.1 O modelo de Delany e Bazley

No trabalho de Delany e Bazley [8], os autores realizaram uma série de medições em materiais com diferentes fibras minerais e com diferentes especificações de tamanho das fibras. Medições foram realizadas em um tubo de impedância, garantindo incidência normal. A resistividade ao fluxo  $\sigma$  foi medida através da medição da diferença das pressões estáticas entre duas faces da amostra quando a mesma é submetida a um fluxo de ar com velocidade de volume conhecido e constante. Os resultados obtidos levaram à conclusão de que as partes real e imaginária da impedância característica e do número de onda característico podem ser expressas em função de  $(f/\sigma)^{-a}$ , onde  $a > 0$  e  $a$  é uma constante diferente para as partes real e imaginária da impedância característica e do número de onda, dados respectivamente pelas Eqs. (2.18) e (2.19):

$$\frac{Z_c}{\rho_0 c_0} = 1 + 9.08 \left(\frac{f}{\sigma}\right)^{-0.75} - i 11.9 \left(\frac{f}{\sigma}\right)^{-0.73}, \quad (2.18)$$

$$\frac{k_c}{k_0} = 10.3 \left(\frac{f}{\sigma}\right)^{-0.59} + i \left[ 1 + 10.8 \left(\frac{f}{\sigma}\right)^{-0.70} \right]. \quad (2.19)$$

O modelo apresentado por Delany e Bazley [8] é bastante simples, sendo que as características acústicas da amostra fibrosa são inteiramente dependentes da resistividade ao fluxo. No entanto, possui limitações intrínsecas que levam a uma errônea modelagem, especialmente em baixas frequências. De acordo com os autores, uma boa prática é limitar a análise à faixa  $0.01 < f/\sigma < 1.0$ .

### 2.5.2 O modelo de Allard e Champoux

Allard e Champoux [10] usaram a formulação proposta por Johnson para estabelecer um modelo de propagação do som em meios porosos. Com base na descrição das forças viscosas atuantes entre o esqueleto rígido de uma amostra porosa e o fluido em seu interior, os autores obtiveram relações empíricas bastante simplificadas. O modelo proposto é baseado numa série de parâmetros macroscópicos, independentes da frequência, que descrevem as características acústicas do material em questão. Neste caso, a densidade característica e o módulo de compressibilidade são dados respectivamente nas Eqs. (2.20) e (2.21):

$$\rho_c = \rho_0 \alpha_\infty \left[ 1 + \frac{\sigma \phi}{i \alpha_\infty \rho_0 \omega} \left( 1 + \frac{4i \alpha_\infty^2 \eta \rho_0 \omega}{\sigma^2 \Lambda^2 \phi^2} \right)^{1/2} \right], \quad (2.20)$$

$$K = \gamma P_0 / \left[ \gamma - \frac{\gamma - 1}{1 + \frac{\sigma \phi}{i \alpha_\infty \rho_0 B_2 \omega} \left( 1 + \frac{4i \alpha_\infty^2 \eta \rho_0 B_2 \omega}{\sigma^2 \Lambda^2 \phi^2} \right)^{1/2}} \right], \quad (2.21)$$

em que  $\phi$  é a porosidade,  $\alpha_\infty$  a tortuosidade,  $\eta = 1.84 \cdot 10^{-5}$  Pa s a viscosidade do ar,  $B_2 = 0.77$  o número de Prandtl,  $\Lambda$  o comprimento térmico característico e  $\Lambda'$  o comprimento viscoso característico. Para definições físicas mais precisas dos parâmetros listados recomendam-se as referências [10, 11]. A discussão de tais parâmetros está fora do escopo deste trabalho já que o foco desta pesquisa não é a modelagem de propagação do som em meios porosos, sendo esta uma ferramenta de simulação a ser usada nos capítulos que se seguem.

### 2.5.3 O modelo de Allard

Allard propôs em seu livro [6] um modelo ligeiramente diferente baseado nas equações dadas abaixo:

$$\rho_c = \rho_0 \left[ \alpha_\infty + \frac{v \phi}{i \omega q_0} G(\omega) \right], \quad (2.22)$$

onde  $v = \eta / \rho_0$ , e:

$$K = \gamma P_0 / \left[ \gamma - \frac{\gamma - 1}{1 + \frac{v' \phi}{i \omega q'_0} G'(\omega)} \right]. \quad (2.23)$$

Os termos  $q_0$ ,  $q'_0$ ,  $G(\omega)$  e  $G'(\omega)$  são dados respectivamente por:

$$q_0 = \frac{\eta}{\sigma}, \quad (2.24)$$

$$q'_0 = \phi \frac{\Lambda'^2}{8}, \quad (2.25)$$

$$G_\omega = \left[ 1 + \left( \frac{2\alpha_\infty q_0}{\phi \Lambda} \right)^2 \left( \frac{i\omega}{v} \right) \right]^{1/2}, \quad (2.26)$$

$$G'_\omega = \left[ 1 + \left( \frac{\Lambda'}{4} \right)^2 \left( \frac{i\omega}{v'} \right) \right]^{1/2}. \quad (2.27)$$

No caso das Seções 2.5.2 e 2.5.3, a impedância característica e o número de onda característico da amostra porosa são dados respectivamente por:

$$Z_c = \sqrt{K\rho_c}, \quad (2.28)$$

$$k_c = \omega \sqrt{\rho_c/K}. \quad (2.29)$$

Considerando uma amostra porosa de espessura  $d_1$  colocada sob uma parede rígida é interessante obter sua impedância normal à superfície. Para incidência normal  $Z$  é dado por:

$$Z = -i \frac{Z_c}{\phi} \cot(k_c d_1). \quad (2.30)$$

Uma vez obtida a impedância de superfície para incidência normal, o coeficiente de reflexão será dado pela Eq. (2.16) e o coeficiente de absorção é definido por:

$$\alpha = 1 - |V_p|^2. \quad (2.31)$$

A Fig. 6 mostra o coeficiente de absorção calculado de acordo com os modelos de Delany e Bazley [8] e Allard e Champoux [10] para uma amostra com  $d_1 = 0.025$  m de espessura colocada sobre uma superfície rígida. Os demais dados são  $\sigma = 25000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ ,  $\phi = 0.96$ ,  $\alpha_\infty = 1.1$ ,  $\Lambda = 10^{-4}$  m e  $\Lambda' = 2\Lambda$ . As respostas dos dois modelos apresentam comportamentos similares, mas há diferenças ao longo de todo o espectro.

Nota-se especialmente o desvio em baixas frequências em que o modelo de Delany e Bazley possui um comportamento errôneo, já que sua validade é limitada à  $0.01 < f/\sigma < 1.0$ .

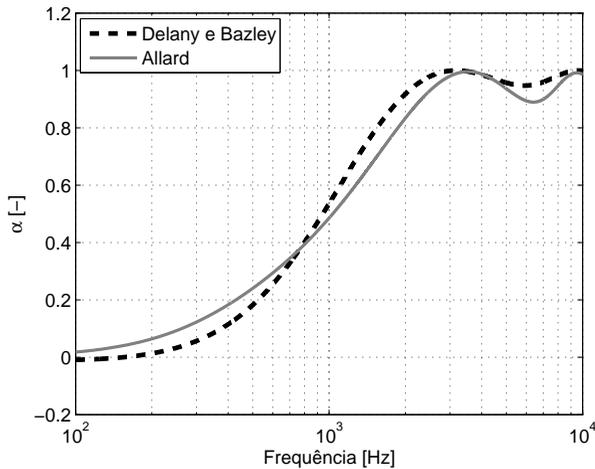


Figura 6: Coeficiente de absorção calculado com os modelos de Delany e Bazley e Allard e Champoux.

A Fig. 7 mostra a simulação do coeficiente de absorção de uma amostra com as mesmas características físicas da simulação anterior, mas com espessura variável. Observa-se que com o aumento da espessura da amostra o coeficiente de absorção aumenta em baixas frequências, mas permanece próximo da unidade em altas frequências.

A Fig. 8 mostra a simulação do coeficiente de absorção para amostras com diferentes resistividades ao fluxo, mas as demais características físicas são as mesmas das simulações anteriores. A espessura é 0.025 m. Observa-se que o aumento da resistividade ao fluxo tem um efeito de aumentar o coeficiente de absorção em baixas frequências e diminuir nas altas frequências. Em baixas frequências o aumento da resistividade significa um aumento da energia dissipada nos poros devido a maior dificuldade que o ar tem de penetrar na amostra. Em altas frequências o aumento da resistividade tende a tornar a amostra mais reflexiva, o que faz com que o coeficiente de absorção diminua ligeiramente.

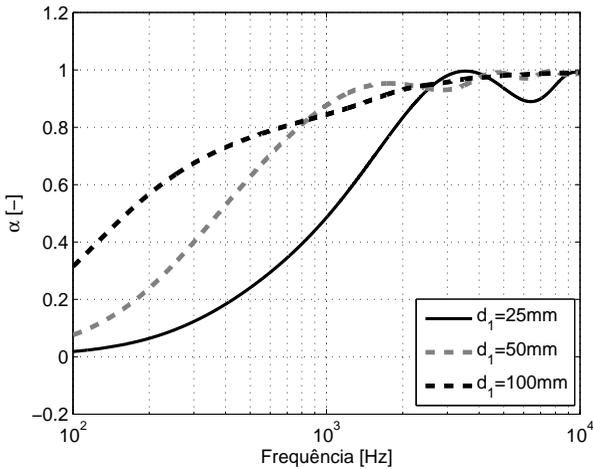


Figura 7: Coeficiente de absorção calculado para amostras com diferentes espessuras pelo modelo de Allard e Champoux.

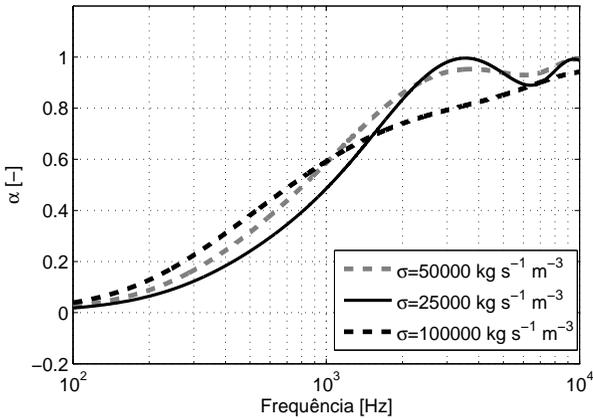


Figura 8: Coeficiente de absorção calculado para amostras com diferentes resistividades pelo modelo de Allard e Champoux.

Outros modelos acústicos para diversos tipos de materiais são encontrados na literatura. Para os absorvedores de membrana, os leitores são referidos em [11, 12]. Para os absorvedores tipo placa perfurada, as referências [12, 11, 13] são boas fontes de pesquisa. O comportamento acústico de placas micro-perfuradas pode ser encontrado em [12, 14, 15, 16].

## 2.6 O algoritmo básico de recuperação da impedância de superfície

O propósito desta seção é conduzir o leitor à introdução ao problema da medição *in situ* da impedância acústica. Isto é feito neste capítulo pois o caso das ondas planas é extremamente simples, mas fornece uma ideia do procedimento real. Considere, então, a situação mais ideal possível: uma onda plana incide normalmente sobre um plano de impedância  $Z$ , a qual se deseja determinar. Tal plano é o mesmo da Fig. 4. Para isto, considere também que seja usado um sensor capaz de medir a impedância a uma distância vertical  $z$  do plano. A impedância medida pelo sensor é uma impedância característica e será chamada de  $Z_m$  (normalizada em relação à impedância característica do ar). Deve-se ressaltar que mesmo para o sensor bastante próximo da superfície da amostra,  $Z_m$  será diferente de  $Z$ , o que é mostrado na Fig. 9 para a mesma amostra simulada na Seção 2.5.3.

Usando a Eq. (2.14) e  $V_p = \tilde{B}_0/\tilde{A}_0$ , pode-se escrever  $Z_m$  como:

$$Z_m = \frac{e^{-ik_0z} + V_p e^{ik_0z}}{\frac{1}{\rho_0 c_0} [e^{-ik_0z} - V_p e^{ik_0z}]}. \quad (2.32)$$

É possível então isolar  $V_p$ , obtendo-se

$$V_p = \frac{Z_m - \rho_0 c_0}{Z_m + \rho_0 c_0} e^{-ik_0 2z}. \quad (2.33)$$

Uma vez obtido o coeficiente de reflexão  $V_p$  é possível reinseri-lo na Eq. (2.32) fazendo  $z = 0$ , o que leva à impedância de superfície:

$$Z = \frac{1 - V_p}{1 + V_p}. \quad (2.34)$$

Este é o procedimento básico realizado na medição de impedância *in situ*: 1) A impedância característica  $Z_m$  é medida em um ponto situado a uma distância  $z$  da amostra sob teste; 2) Um modelo matemático do campo acústico é usado para recuperar a impedância de superfície da amostra. Tal modelo usa como dados de entrada a impedância característica medida pelo

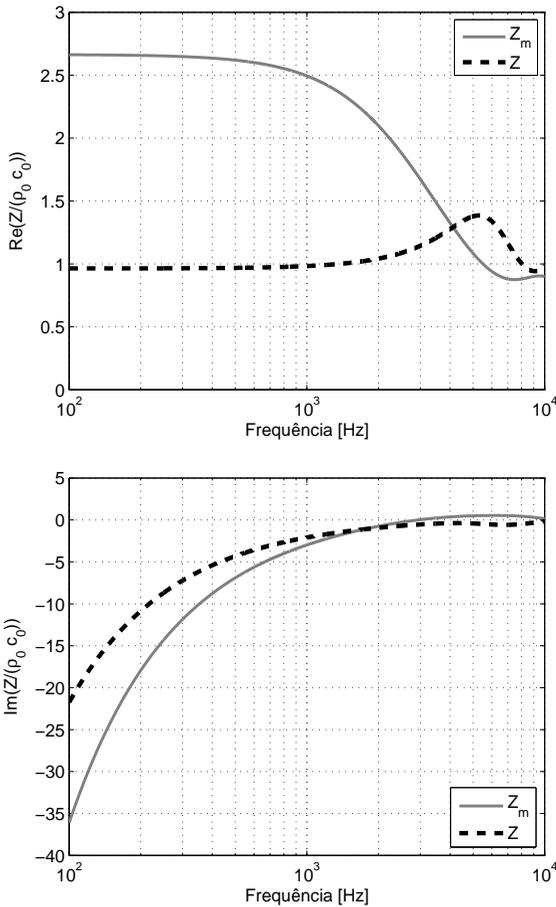


Figura 9: Impedância medida pelo sensor à 1 cm da amostra comparada a impedância de superfície da mesma.

sensor  $Z_m$  e os dados geométricos do problema como, por exemplo, a posição do sensor  $z$ .

Nesta situação, a tarefa da recuperação da impedância de superfície é bastante simples. No entanto, situações mais realistas exigirão que o problema de reflexão de ondas esféricas em superfícies planas seja descrito

e um novo algoritmo de cálculo seja proposto. Além disso, as amostras avaliadas neste trabalho possuem dimensões finitas e a influência do tamanho deverá ser levada em conta. Outros parâmetros como o índice de refração da amostra, o ambiente de medição, etc, influenciam também no resultado. O ponto central aqui é que a precisão de uma medição será limitada pela precisão do modelo acústico dos diversos parâmetros que compõem o sistema de medição: fonte sonora, sensor, amostra e descrição do campo acústico. É a precisão dos modelos, suas limitações e medidas que podem ser tomadas a fim de minimizar os erros de medição, que serão discutidas nos capítulos seguintes desta tese.

## 2.7 Sumário

Neste capítulo, os principais termos utilizados ao longo deste trabalho foram definidos. Foram derivados em sequência os coeficientes de reflexão para o ar em contato com uma camada de material semi-infinito, ar em contato com uma camada de material colocada sobre uma superfície reflexiva e ar em contato com uma superfície descrita por uma impedância normal à superfície. Neste último caso a superfície é chamada de localmente reativa. Modelos para propagação do som em meios porosos também foram apresentados e exemplos de simulações foram mostrados. Por fim, foi indicado o procedimento da medição *in situ* ideal.

Os coeficientes de reflexão derivados serão utilizados nos capítulos que se seguem, em que ondas esféricas serão consideradas. Neste caso, os algoritmos de recuperação da impedância também serão mostrados, suas limitações exploradas e medidas de mitigação dos erros que serão encontrados propostas. Em vários momentos ao longo desta tese modelos numéricos, que utilizam os modelos de propagação do som em meios porosos, serão demonstrados e utilizados.



### 3 CAMPO ACÚSTICO FORMADO POR REFLEXÃO DE ONDAS ESFÉRICAS

A partir da descrição do campo acústico para ondas planas apresentada no capítulo anterior, este capítulo estabelece as bases teóricas para a descrição do campo acústico composto por ondas esféricas, bem como os métodos de avaliação numérica das equações encontradas para os casos do meio semi-infinito, amostra de espessura finita não localmente reativa colocada sobre uma superfície rígida e plano localmente reativo descrito pela impedância de superfície  $Z$ .

#### 3.1 Derivação da integral de Weyl-Sommerfeld

O capítulo anterior considerou o problema de ondas planas incidindo e sendo refletidas em uma superfície, ou configuração, com o coeficiente de reflexão derivado para três casos de interesse nesta pesquisa: meio semi-infinito, amostra de espessura finita não localmente reativa colocada sobre uma superfície rígida e plano localmente reativo descrito pela impedância de superfície  $Z$ . No entanto, como apontado por Brekhovskikh e Godin [2], é necessário muitas vezes considerar que a fonte sonora está localizada a uma distância finita do receptor, em  $(r, z)$ , e da configuração que se deseja caracterizar. Este capítulo considera o caso de um monopolo localizado próximo a uma superfície que possui um coeficiente de reflexão definido por  $V_p$ , podendo este ser da forma das Eqs. (2.8), (2.13) ou (2.16). A configuração em questão é mostrada na Fig. 10.

Neste caso, o sistema é mostrado em coordenadas cilíndricas. Um monopolo e sua fonte imagem<sup>1</sup> estão posicionados respectivamente em  $(0, h_s)$  e  $(0, -h_s)$  ( $h_s$  é designado como a altura da fonte sonora). Um receptor está posicionado em  $(r, z)$ , sendo  $z$  a altura do receptor e  $r$  a distância horizontal entre fonte e receptor. Em coordenadas cartesianas tem-se que:

$$\begin{aligned} r &= \sqrt{x^2 + y^2}, \\ |\vec{r}_1| &= \sqrt{r^2 + (h_s - z)^2}, \\ |\vec{r}_2| &= \sqrt{r^2 + (h_s + z)^2}. \end{aligned} \quad (3.1)$$

onde  $|\vec{r}_1|$  é a distância entre fonte sonora e receptor e  $|\vec{r}_2|$  a distância entre fonte imagem e receptor, e ambos estão indicadas na Fig. 10.

---

<sup>1</sup>De acordo com Morfey [1] [p. 192], a fonte imagem é uma réplica da fonte original mas localizada no ponto oposto de simetria com respeito à interface.

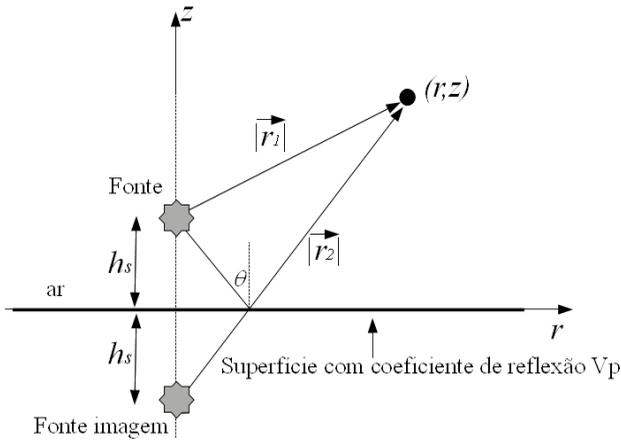


Figura 10: Monopolo sobre uma superfície com coeficiente de reflexão  $V_p$ .

O ângulo de incidência é:

$$\theta = \tan^{-1} \left[ \frac{r}{h_s + z} \right], \quad (3.2)$$

e o plano infinito em  $z = 0$  possui coeficiente de reflexão  $V_p$ .

A solução deste problema para aplicação em acústica foi inicialmente apresentada por Rudnick [17] em 1947. Neste artigo, o autor aponta que a presença de ondas planas é sempre uma aproximação e uma "Ficção matemática". O autor discute o fato de que, quando o ângulo de incidência  $\theta = 90^\circ$ , o coeficiente de reflexão se torna  $V_p = -1$ , o que significa que a onda refletida é igual em magnitude mas está  $180^\circ$  defasada da onda incidente. Neste caso, a superposição das duas leva à conclusão de que nenhuma energia se propaga ao longo da superfície. Como esta é uma situação não reproduzível experimentalmente, o autor foi levado a concluir que a pré-suposição de ondas planas é muitas vezes excessivamente incorreta.

De acordo com Rudnick [17], o problema aplicado à acústica foi solucionado a partir das soluções propostas para a propagação de ondas eletromagnéticas geradas por um dipolo vertical. As principais soluções

foram propostas por Sommerfeld [18] e Weyl [19]<sup>2</sup>.

Em simples palavras, a solução do problema é realizada através da decomposição das frentes de onda esféricas em componentes de ondas planas [20]. Esta decomposição é feita através da transformada espacial de Fourier (TEF). Em seguida, o problema de reflexão de ondas planas em uma interface com coeficiente de reflexão  $V_p$  é resolvido para cada componente de onda plana, no domínio do número de onda. Finalmente, a transformada espacial inversa de Fourier (TEIF) é utilizada para se chegar à solução final do problema, no domínio espacial.

O passo inicial é definir o par de transformadas espaciais de Fourier. Como o problema será resolvido no plano  $z = 0$  podem-se usar a transformada espacial de Fourier bidimensional e sua inversa [2, 20], definidas por: [21]:

$$F(k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) e^{-i(k_x x + k_y y)} dx dy, \quad (3.3)$$

$$f(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y, \quad (3.4)$$

onde  $F(k_x, k_y)$  é a TEF e  $f(x, y)$  a TEIF,  $x$  e  $y$  as coordenadas no espaço e  $k_x$  e  $k_y$  os números de onda na direção  $\hat{x}$  e  $\hat{y}$ , respectivamente.

De acordo com Di e Gilbert [22], é possível expressar as componentes incidentes e refletida do campo acústico no domínio do número de onda  $k$  por:

$$P(k_x, k_y) = \frac{-2\pi i}{K_{0z}} \left[ e^{iK_{0z}|h_s - z|} + V_p(K_{0z}) e^{iK_{0z}|h_s + z|} \right], \quad (3.5)$$

em que  $V_p(K_{0z})$  é dado por uma das Eqs. (2.8), (2.13) ou (2.16). A dependência com o tempo assumida aqui é  $e^{i\omega t}$  e será omitida ao longo da derivação.

É interessante fazer uma analogia da transformada de Fourier temporal com a transformada espacial de Fourier em termos de uma análise dimensional. No caso da transformada de Fourier temporal, tem-se um mapeamento do domínio do tempo dado em segundos  $s$  ao domínio da frequência dado em  $s^{-1}$ . No caso da transformada de espacial Fourier, temos um mapeamento do domínio espacial dado em metros  $m$  ao domínio do número de onda dado em  $m^{-1}$ . Inserindo a Eq. (3.5) no lugar de  $F(k_x, k_y)$  na Eq. (3.4) obtém-se a pressão sonora no domínio espacial:

<sup>2</sup>Embora se tenha tentado encontrar os trabalhos originais de Sommerfeld e Weyl, isto não foi possível devido à sua raridade.

$$p(x, y) = \frac{-i}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left( e^{iK_{0z}|h_s-z|} + V_p(K_{0z}) e^{iK_{0z}|h_s+z|} \right) \frac{e^{i(k_x x + k_y y)}}{K_{0z}} dk_x dk_y. \quad (3.6)$$

A integral na Eq. (3.6) pode ser dividida em duas componentes, sendo uma a componente de pressão incidente  $p_i$  e a outra a componente de pressão refletida  $p_r$ , dadas por:

$$p_i = \frac{-i}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{iK_{0z}|h_s-z|}}{K_{0z}} e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y, \quad (3.7)$$

$$p_r = \frac{-i}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} V_p(K_{0z}) \frac{e^{iK_{0z}|h_s+z|}}{K_{0z}} e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y. \quad (3.8)$$

Pode-se transformar o sistema cartesiano de coordenadas das Eqs. (3.7) e (3.8) em coordenadas cilíndricas fazendo  $k_x = k \cos(\psi)$ ,  $k_y = k \sin(\psi)$ ,  $x = r \cos(\varphi)$ ,  $y = r \sin(\varphi)$ . Neste caso,  $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$  e  $K_{0z} = \sqrt{k_0^2 - k^2}$ , sendo  $k_0$  o número de onda no ar, definido anteriormente. O jacobiano desta transformação é:

$$dk_x dk_y = \det \begin{vmatrix} \frac{\partial k_x}{\partial k} & \frac{\partial k_x}{\partial \psi} \\ \frac{\partial k_y}{\partial k} & \frac{\partial k_y}{\partial \psi} \end{vmatrix} = k dk d\psi. \quad (3.9)$$

Levando em conta o jacobiano na Eq. (3.9) e que os limites de integração para  $r$  são 0 e  $\infty$ , e para  $\psi$  são 0 e  $2\pi$ , as Eqs. (3.7) e (3.8) se tornam:

$$p_i = \frac{-i}{2\pi} \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \frac{e^{iK_{0z}|h_s-z|}}{K_{0z}} e^{i(k \cos(\psi) r \cos(\varphi) + k \sin(\psi) r \sin(\varphi))} k dk d\psi, \quad (3.10)$$

$$p_r = \frac{-i}{2\pi} \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} V_p(K_{0z}) \frac{e^{iK_{0z}|h_s+z|}}{K_{0z}} e^{i(k \cos(\psi) r \cos(\varphi) + k \sin(\psi) r \sin(\varphi))} k dk d\psi. \quad (3.11)$$

Re-agrupando os termos  $r$  e  $k$  nas integrais das Eqs. (3.10) e (3.11) e levando em conta que  $\cos(\psi - \varphi) = \cos(\psi)\cos(\varphi) - \sin(\psi)\sin(\varphi)$  estas podem ser re-escritas na forma:

$$p_i = \frac{-i}{2\pi} \int_0^\infty \frac{e^{iK_{0z}|h_s-z|}}{K_{0z}} k dk \int_0^{2\pi} e^{ikr\cos(\psi-\varphi)} d\psi, \quad (3.12)$$

$$p_r = \frac{-i}{2\pi} \int_0^\infty V_p(K_{0z}) \frac{e^{iK_{0z}|h_s+z|}}{K_{0z}} k dk \int_0^{2\pi} e^{ikr\cos(\psi-\varphi)} d\psi. \quad (3.13)$$

De acordo com Allard e Atalla [6], Abramovitz e Stegun [23] expressam a integral a direita nas Eqs. (3.12) e (3.13) da seguinte forma:

$$\int_0^{2\pi} e^{ikr\cos(\psi-\varphi)} d\psi = 2\pi J_0(kr), \quad (3.14)$$

em que  $J_0$  é a função de Bessel de ordem zero [24]. Inserindo a Eq. (3.14) nas Eqs. (3.12) e (3.13) a integral dupla será reduzida a uma única integral conhecida como a integral de radiação de Sommerfeld. De fato, de acordo com Brekhovskikh e Godin [2], as integrais nas Eqs. (3.7) e (3.8) são chamadas de integrais de Weyl pois seguem a definição da referência [19], e as integrais nas Eqs. (3.15) e (3.16) serão chamadas de integrais de Sommerfeld, seguindo as definições na referência [18]. Esta segunda forma será usada neste texto. Deste modo,

$$p_i = -i \int_0^\infty \frac{e^{iK_{0z}|h_s-z|}}{K_{0z}} k J_0(kr) dk, \quad (3.15)$$

$$p_r = -i \int_0^\infty V_p(K_{0z}) \frac{e^{iK_{0z}|h_s+z|}}{K_{0z}} k J_0(kr) dk. \quad (3.16)$$

A identidade de Sommerfeld [25] fornece uma solução analítica da Eq. (3.15) e é dada por:

$$-i \int_0^\infty \frac{e^{iK_{0z}|h_s-z|}}{K_{0z}} k J_0(kr) dk = \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|}. \quad (3.17)$$

Somando as Eqs. (3.17) e (3.16), a pressão sonora total gerada por um monopolo sobre um plano com coeficiente de reflexão  $V_p$ , é dada por:

$$p = \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|} - i \int_0^\infty V_p(K_{0z}) \frac{e^{iK_{0z}|h_s+z|}}{K_{0z}} k J_0(kr) dk, \quad (3.18)$$

sendo que esta pressão sonora é composta por um termo fonte, expressado

pela exponencial  $\frac{e^{-ik_0|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|}$ , e por um termo integral, que adiante será decomposto em um termo fonte imagem e um outro termo integral. De forma a manter a convergência e o significado físico da integral na Eq. (3.18) deve-se ter que:  $\text{Im}\{K_{0z}\} \leq 0$  e  $\text{Re}\{K_{0z}\} \geq 0$ .

A partir deste ponto é importante definir uma estratégia para avaliar a integral na Eq. (3.18) para cada coeficiente de reflexão (Eqs. (2.8), (2.13) ou (2.16)). Optou-se por apresentar as estratégias de solução da integral na mesma ordem de apresentação dos coeficientes de reflexão no Capítulo 2. As soluções poderiam ser apresentadas por ordem crescente de complexidade, mas apresentá-las na mesma ordem do Capítulo 2 mantém a uniformidade do texto. As estratégias de solução serão apresentadas para cada caso e comparações numéricas serão realizadas na sequência.

### 3.2 Avaliação da integral para o caso de um meio semi-infinito

No caso do meio semi-infinito, com o coeficiente de reflexão dado na Eq. (2.8), a Eq. (3.18) se torna:

$$p = \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|} - i \int_0^\infty \frac{(K_{0z}/\rho_0) - (K_{1z}/\rho_1)}{(K_{0z}/\rho_0) + (K_{1z}/\rho_1)} \frac{e^{iK_{0z}|h_s+z|}}{K_{0z}} k J_0(kr) dk. \quad (3.19)$$

Duas formas de avaliação da integral são propostas neste caso: a integração direta via eixo real e o método de Prony. Ambas serão descritas a seguir:

#### 3.2.1 Integração direta via eixo real

A integração ao longo do eixo real assume que a variável de integração  $k$  varia de 0 a  $\infty$ . O primeiro passo na solução da integral na Eq. (3.19) é observar que  $K_{0z} = \sqrt{k_0^2 - k^2}$  e que a integral possui uma singularidade em  $K_{0z} = 0$ . Isto equivale à igualdade  $k = \pm k_0$ , sendo este o ramo de corte<sup>3</sup> do integrando. O segundo passo na avaliação da integral é a observação de que  $K_{0z} = \sqrt{k_0^2 - k^2}$  é real para  $k < k_0$  e imaginário para  $k > k_0$ . Como  $\text{Im}\{K_{0z}\} \leq 0$  o integrando convergirá para zero, para  $k > k_0$ , pois neste caso será controlado pelo termo exponencial. O próximo passo na avaliação

<sup>3</sup>Ramo de corte é uma tradução literal do inglês para o termo *branch cut* encontrado em vários textos literários [20, 26].

da integral é realizar a substituição de variável  $s = k/k_0$ . Desta forma,  $K_{0z} = k_0\sqrt{1-s^2}$ ,  $K_{1z} = \sqrt{k_1^2 - k^2} = k_0\sqrt{n^2 - s^2}$ , sendo  $n = k_1/k_0$  o índice de refração e a pressão sonora é:

$$p = \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|} - i \int_0^\infty \frac{(\sqrt{1-s^2}/m) - \sqrt{n^2-s^2}}{(\sqrt{1-s^2}/m) + \sqrt{n^2-s^2}} \frac{e^{ik_0\sqrt{1-s^2}|h_s+z|}}{\sqrt{1-s^2}} k_0 s J_0(k_0 s r) ds, \quad (3.20)$$

onde  $m = \rho_0/\rho_1$  é a razão entre as densidades dos meios 0 e 1. No ponto do ramo de corte em  $k = k_0$  ou  $s = 1$ , a integral se comporta de forma errônea. Este ponto é evitado no domínio de integração separando-se a integral em duas partes: uma com limites de 0 a 1 e outra com limites de 1 a  $\infty$ . Pode-se auxiliar a convergência da integral fazendo a substituição  $s = e^{0.5\pi\text{senh}(t)}$  [27] na primeira integral, o que muda seus limites de integração de 0 a 1 para  $-\infty$  a 0 e a substituição  $\sqrt{1-s^2} = it$  para a segunda integral o que muda os limites de integração de 1 a  $\infty$  para 0 a  $\infty$ . A integração da Eq. (3.20) com essas substituições é, em geral, convergente, mas cuidado deve ser tomado, já que a integração direta da integral de Sommerfeld pelo eixo real pode sofrer com a presença de polos no coeficiente de reflexão. Tais polos ocorrem sempre que o denominador do coeficiente de reflexão se torna nulo, sendo, portanto, caracterizado por singularidades do integrando.

### 3.2.2 Integração via método de Prony

O método de Prony consiste em escrever o coeficiente de reflexão em uma série, de forma que se possa, num passo adiante, usar a identidade de Sommerfeld para avaliar analiticamente as integrais obtidas a partir de cada termo da série. No que tange à reflexão de ondas sonoras esféricas, este método foi proposto inicialmente por Li e White [28], havendo também outros trabalhos, em acústica e vibrações, utilizando o método ou semelhante em diferentes aplicações [29, 30, 31]. No entanto, o único trabalho relacionado à reflexão do som é o de Li e White [28]. Em eletromagnetismo vários trabalhos utilizam o método, ou semelhante, no contexto de propagação de ondas eletromagnéticas ao longo de uma superfície dielétrica [32, 33, 34, 35, 36].

Seguindo o desenvolvimento de Li e White [28], o primeiro passo é a extração do termo estático do coeficiente de reflexão. Isto também é feito na referência [35]. O termo estático é dado por:

$$V_0 = \lim_{k_0 \rightarrow 0} V_p(K_{z0}) = \frac{\rho_1 - \rho_0}{\rho_1 + \rho_0}. \quad (3.21)$$

O termo estático é somado e subtraído da Eq. (3.19), obtendo-se:

$$p = \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|} + V_0 \left[ -i \int_0^\infty \frac{e^{iK_{0z}|h_s+z|}}{K_{0z}} k J_0(kr) dk \right] - i \int_0^\infty \left[ \frac{(K_{0z}/\rho_0) - (K_{1z}/\rho_1)}{(K_{0z}/\rho_0) + (K_{1z}/\rho_1)} - V_0 \right] \frac{e^{iK_{0z}|h_s+z|}}{K_{0z}} k J_0(kr) dk. \quad (3.22)$$

A segunda integral na equação anterior pode ser resolvida a partir da identidade de Sommerfeld dada na Eq. (3.17), o que resulta na Eq. (3.23):

$$p = \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|} + V_0 \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_2|}}{|\vec{r}_2|} - i \int_0^\infty \left[ \frac{(K_{0z}/\rho_0) - (K_{1z}/\rho_1)}{(K_{0z}/\rho_0) + (K_{1z}/\rho_1)} - V_0 \right] \frac{e^{iK_{0z}|h_s+z|}}{K_{0z}} k J_0(kr) dk. \quad (3.23)$$

O próximo passo consiste em escrever o coeficiente de reflexão com o termo estático extraído na forma da série:

$$\frac{(K_{0z}/\rho_0) - (K_{1z}/\rho_1)}{(K_{0z}/\rho_0) + (K_{1z}/\rho_1)} - \frac{\rho_1 - \rho_0}{\rho_1 + \rho_0} = \sum_{n=1}^N a_n e^{-b_n K_{0z}}, \quad (3.24)$$

onde os termos  $a_n$  e  $b_n$  são desconhecidos, sendo encontrados pelo método de Prony. Por hora, no entanto, a tarefa de encontrá-los será deixada de lado e assume-se que já são conhecidos de forma a explicar o porquê dos passos dados até aqui. Quando a parte a direita da igualdade na Eq. (3.24) é inserida na Eq. (3.22), tem-se:

$$p = \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|} + V_0 \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_2|}}{|\vec{r}_2|} + \sum_{n=1}^N a_n \left[ -i \int_0^\infty \frac{e^{iK_{0z}|h_s+z-ib_n|}}{K_{0z}} k J_0(kr) dk \right]. \quad (3.25)$$

A integral na Eq. (3.25) será resolvida analiticamente com uso da identidade de Sommerfeld. Isto implica que a única aproximação envolvida nesta solução é a aproximação do coeficiente de reflexão por uma série. Tal aproximação pode ser bastante precisa de forma que este método se torna uma ferramenta bastante útil na avaliação de tais integrais. Usando a identidade

de Sommerfeld na Eq. (3.25), tem-se:

$$p = \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|} + V_0 \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_2|}}{|\vec{r}_2|} + \sum_{n=1}^N a_n \frac{e^{-ik_0|r_n|}}{|r_n|}. \quad (3.26)$$

onde  $|r_n|$  é dado por:

$$|r_n| = \sqrt{r^2 + (h_s + z - ib_n)^2}. \quad (3.27)$$

Volta-se agora ao problema de encontrar os coeficientes  $a_n$  e  $b_n$ . Como apontado por Li e White [28], esta não é uma tarefa simples devido à presença do ramo de corte em  $k = k_0$ . A estratégia usada por Li e White [28], e muitos outros, no caso do eletromagnetismo [33, 34, 35, 36], é a de deformar o caminho de integração a fim de evitar a rápida oscilação do integrando próxima ao ramo de corte. De acordo com as referências [28, 35],  $K_{0z}$  é, então, escrito da seguinte forma

$$K_{0z} = k_0 \left[ -it' + \left( 1 - \frac{t'}{T_0} \right) \right], \quad (3.28)$$

onde  $T_0$  é o parâmetro de truncamento que determina o local em que o novo caminho de integração intercepta o eixo real. De acordo com Li e White [28],  $T_0$  deve ser escolhido de forma que o cruzamento ocorra além de  $k_0$ , mas sua escolha é relativamente arbitrária. Ao longo do novo caminho de integração  $V_p(K_{0z}) - V_0$  é uma função suave representada pela série:

$$\frac{(K_{0z}/\rho_0) - (K_{1z}/\rho_1)}{(K_{0z}/\rho_0) + (K_{1z}/\rho_1)} - \frac{\rho_1 - \rho_0}{\rho_1 + \rho_0} = \sum_{n=1}^N A_n e^{B_n t}, \quad 0 \leq t \leq T_0. \quad (3.29)$$

Pode-se, então, determinar os coeficientes  $A_n$  e  $B_n$  utilizando o método de Prony. Este método consiste em encontrar tais coeficientes num processo com dois passos. Primeiramente, os coeficientes  $B_n$  são encontrados por um processo de discretização da parte esquerda da igualdade na Eq. (3.29). Este procedimento envolve a solução de um sistema de equações  $N/2 \times N/2$  e no processo de encontrar as raízes de um polinômio de ordem  $N/2 + 1$ . Os coeficientes  $A_n$  são encontrados no segundo passo, uma vez que se têm os coeficientes  $B_n$  e os primeiros  $N/2$  pontos da abcissa e ordenada de

$V_p(K_{0z}) - V_0$ . Este passo também envolve a solução de um sistema de equações  $N/2 \times N/2$ . Para uma derivação mais rigorosa do método de Prony, os leitores são referenciados à [37] [p. 619-626].

Após encontrar os coeficientes  $A_n$  e  $B_n$ , os coeficientes  $a_n$  e  $b_n$  são calculados através da Eq. (3.30) e podem ser inseridos na Eq. (3.25) completando o procedimento. São obtidos assim os valores:

$$\begin{aligned} a_n &= A_n e^{B_n \frac{T_0}{1+iT_0}}, \\ b_n &= \frac{B_n T_0}{k_0(1+iT_0)}. \end{aligned} \quad (3.30)$$

Na Fig. 11 uma comparação entre a integração numérica e o método de Prony é apresentada para o monopolo sobre o meio semi-infinito. Neste caso  $h_s = 0.3$  m,  $z = 0.1$  m e  $r = 1$  m. As propriedades do meio semi-infinito são  $\sigma = 10000 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$ ,  $\phi = 0.96$ ,  $\alpha_\infty = 1.1$ ,  $\Lambda = 100 \text{ } \mu\text{m}$  e  $\Lambda' = 300 \text{ } \mu\text{m}$ , e foram calculadas de acordo com o modelo apresentado na Seção 2.5.3;  $T_0 = 10$ .

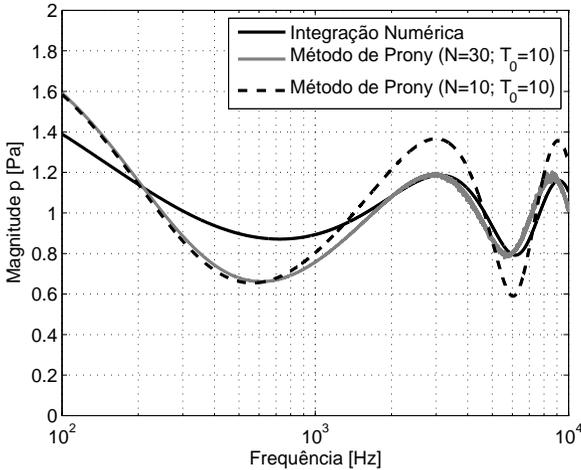


Figura 11: Pressão sonora causada por um monopolo sobre um meio semi-infinito calculada por integração numérica e pelo método de Prony;  $h_s = 0.3$  m,  $z = 0.1$  m,  $r = 1$  m.

Pode-se ver que os desvios entre os métodos de Prony e a integração numérica são menores que 0.3 Pa para toda a faixa de frequência, o que é aceitável. O aumento do número de elementos no somatório do método de Prony está associado às instabilidades numéricas pois as matrizes usadas na solução do sistema de equações para achar os coeficientes  $A_n$  e  $B_n$  se tornam singulares. É possível observar este efeito como um aumento de ruído em altas frequências quando  $N = 30$  na Fig. 11. Por outro lado, um número pequeno de elementos no somatório está associado a um maior erro em relação à integração numérica. É importante salientar também que o método de Prony possui um custo computacional consideravelmente menor que a integração numérica, o que é uma vantagem em termos de tempo de processamento.

### 3.3 Avaliação da integral para uma camada amostra sobre uma superfície rígida

No caso de uma amostra com espessura  $d_1$  posicionada sobre uma superfície rígida, com coeficiente de reflexão dado na Eq. (2.13), a Eq. (3.18) torna-se:

$$p = \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|} - i \int_0^\infty \left[ \frac{\left(\frac{iK_{0z}}{\rho_0}\right) - \left(\frac{K_{1z}}{\rho_1}\right) \tan(K_{1z}d_1)}{\left(\frac{iK_{0z}}{\rho_0}\right) + \left(\frac{K_{1z}}{\rho_1}\right) \tan(K_{1z}d_1)} \right] \frac{e^{iK_{0z}|h_s+z|}}{K_{0z}} kJ_0(kr) dk, \quad (3.31)$$

Integrar a Eq. (3.31) é uma tarefa relativamente complicada devido aos inúmeros polos e zeros presentes no coeficiente de reflexão do integrando. Adicionalmente, a função tangente também limita a precisão e usabilidade da integração numérica devido às suas descontinuidades. Por isso, a integração numérica da Eq. (3.31) requer o uso de ferramentas especiais. Dois métodos serão apresentados: a integração direta via eixo real utilizando uma rotina especial do pacote QUADPACK do FORTRAN, e um método derivado por Brekhovskikh e Godin [2] que utiliza uma avaliação assintótica da integral.

#### 3.3.1 Integração direta via eixo real usando a rotina DQAGP / Quadpack (FORTRAN)

Como os dois problemas principais são a presença da função tangente e dos zeros e polos no coeficiente de reflexão, o procedimento aqui utilizado

possui três passos. Este procedimento é bastante similar ao processo usado por Allard, Lauriks e Verhaegen [38]. O procedimento é, no entanto, repetido aqui por dois motivos: 1) para conveniência do leitor, já que não se encontrou nenhuma outra referência que detalhe a solução do problema; 2) porque parece haver alguns erros de tipografia na digitação das equações do artigo original [38], e uma revisão detalhada é, portanto, necessária.

O primeiro passo é transformar a função tangente numa função tangente hiperbólica. Isto se deve ao fato de que a função tangente hiperbólica é limitada entre  $-1$  e  $1$ , não possuindo o mesmo problema de descontinuidades da função tangente (ver Fig. 12). Esta transformação é conseguida fazendo  $iv_{0z} = K_{0z}$  e  $iv_{1z} = K_{1z}$  na Eq. (2.13), observando que  $\tan(i\alpha) = i \tanh(\alpha)$ . Neste caso, o coeficiente de reflexão na Eq. (2.13) torna-se:

$$p = \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|} + \int_0^\infty \left[ \frac{\frac{v_{0z}}{\rho_0} - \frac{v_{1z}}{\rho_1} \tanh(v_{1z}d_1)}{\frac{v_{0z}}{\rho_0} + \frac{v_{1z}}{\rho_1} \tanh(v_{1z}d_1)} \right] \frac{e^{-v_{0z}|h_s+z|}}{v_{0z}} kJ_0(kr) dk. \quad (3.32)$$

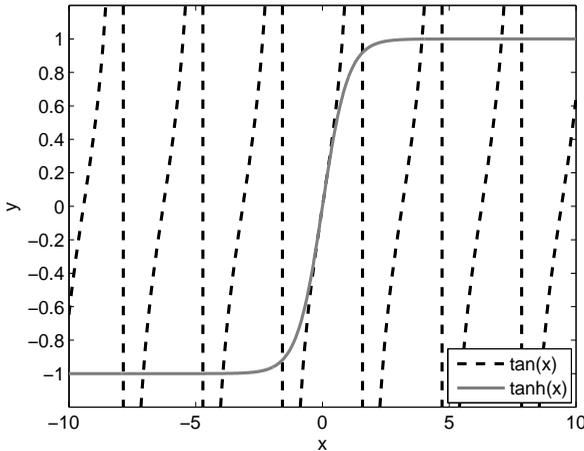


Figura 12: Função tangente e tangente hiperbólica.

As descontinuidades da função tangente foram eliminadas, como pode ser visto na Fig. 12. No entanto, o coeficiente de reflexão na Eq. (3.32) ainda possui polos e zeros. O segundo passo consiste em eliminar os zeros e o ramo de corte do integrando da Eq. (3.32). Somando e subtraindo  $v_{0z}/\rho_0$  do numerador na integral, a Eq. (3.32) torna-se:

$$p = \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|} - \int_0^\infty \frac{e^{-v_{0z}|h_s+z|}}{v_{0z}} kJ_0(kr)dk + \int_0^\infty \frac{2\frac{v_{0z}}{\rho_0}}{\frac{v_{0z}}{\rho_0} + \frac{v_{1z}}{\rho_1} \tanh(v_{1z}d_1)} \frac{e^{-v_{0z}|h_s+z|}}{v_{0z}} kJ_0(kr)dk. \quad (3.33)$$

A primeira integral é resolvida analiticamente com o uso da identidade de Sommerfeld. A segunda integral tem o ramo de corte eliminado pois  $v_{0z}$  aparece em seu numerador e denominador. Além disso, multiplicando-a por  $\rho_0\rho_1/\rho_0\rho_1$  obtém-se:

$$p = \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|} - \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_2|}}{|\vec{r}_2|} + \int_0^\infty \frac{2\rho_1 e^{-v_{0z}|h_s+z|}}{v_{0z}\rho_1 + v_{1z}\rho_0 \tanh(v_{1z}d_1)} kJ_0(kr)dk, \quad (3.34)$$

onde os zeros do coeficiente de reflexão foram eliminados pois o único termo restante é a constante  $2\rho_1$ . Além disso, nota-se o aparecimento do termo fonte imagem na Eq. (3.34), representado por  $\frac{e^{-ik_0|\vec{r}_2|}}{|\vec{r}_2|}$ . Vale ainda salientar que de acordo com as definições de  $v_{0z}$  e  $v_{1z}$  tem-se que  $v_{0z} = \sqrt{k^2 - k_0^2}$  e  $v_{1z} = \sqrt{k^2 - k_1^2}$ . Da mesma forma que na Seção 3.2.1, observa-se que a variável de integração  $k$  varia de 0 a  $\infty$  e que  $v_{0z}$  é imaginário negativo para  $k < k_0$  e real positivo para  $k > k_0$ . Desta forma, o integrando convergirá para zero quando  $k > k_0$ , pois neste caso será controlado pelo termo exponencial, podendo, portanto, ser truncado. O próximo passo na avaliação da integral é realizar a substituição de variável  $s = k/k_0$ . Assim,  $v_{0z} = k_0\sqrt{s^2 - 1}$ ,  $v_{1z} = k_0\sqrt{s^2 - n^2}$ , sendo  $n = k_1/k_0$  o índice de refração; o integrando convergirá para zero quando  $s \gg 1$  e a integral é truncada em  $s = 10$ . Com esta mudança de variável, a Eq. (3.34) torna-se:

$$p = \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|} - \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_2|}}{|\vec{r}_2|} + \int_0^\infty \frac{2e^{-k_0\sqrt{s^2-1}|h_s+z|} k_0 s J_0(k_0 sr)}{\sqrt{s^2-1} + m\sqrt{s^2-n^2} \tanh(k_0\sqrt{s^2-n^2}d_1)} ds. \quad (3.35)$$

A integral na Eq. (3.35) ainda possui o problema dos polos no denominador. O terceiro passo na solução do problema consiste em utilizar uma rotina de integração numérica capaz de resolver este tipo de problema. Neste caso, a rotina DQAGP do pacote de integração numérica QUADPACK do FORTRAN foi utilizada. De acordo com Piessens *et al.*[39], esta é uma rotina de precisão dupla que usa quadratura adaptativa para realizar a integração numérica. A rotina também permite que o usuário proveja pontos próximos aos quais o integrando possa ter singularidades. Tais pontos são especificados próximos uns dos outros ( $\Delta = 0.01$  ou  $\Delta = 0.001$ , dependendo do problema avaliado) de forma que os polos sejam representados por estes pontos e a rotina seja capaz de calcular corretamente a integral.

A rotina DQAGP foi desenvolvida para a integração de funções reais, logo foi preciso adaptá-la para a integração de funções complexas<sup>4</sup>. Isto foi realizado simplesmente definindo o integrando como uma função externa complexa no programa e integrando separadamente as partes real e imaginária da função. Os leitores são referidos a [39] para um maior entendimento da rotina DQAGP<sup>5</sup>.

### 3.3.2 Integração via método *steepest descent*

Este é um método matematicamente bastante complexo e foi utilizado por Brekhovskikh e Godin [2] e Allard e Atalla [6]. O método é chamado de *steepest descent* em inúmeros lugares na literatura, além de receber os nomes de ponto de sela (*saddle point*) ou método da passagem (*passage method*). Este se baseia no fato de que em muitos casos práticos  $k_0|\vec{r}_2| \gg 1$  e a integral pode ser avaliada assintoticamente. Allard e Atalla [6] propõem que para incidência normal ( $r = 0$ ), em uma amostra de espessura  $d_1$  colocada sobre uma parede rígida, a pressão sonora no receptor é dada por

$$p = \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|} + \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_2|}}{|\vec{r}_2|} \left[ V_p + \frac{iN}{k_0|\vec{r}_2|} \right], \quad (3.36)$$

sendo

---

<sup>4</sup>As rotinas mais importantes programadas no trabalho de doutorado serão disponibilizadas em página pessoal do autor e/ou em mídia que acompanhará a tese na Biblioteca Universitária da UFSC.

<sup>5</sup>Nota pessoal: O autor deseja agradecer e honrar a memória do Professor Walter Lauriks, falecido em 2010, que foi docente da Universidade Católica de Leuven - Bélgica, que apontou o caminho para a solução deste problema e o uso da estratégia aqui adotada.

$$\begin{aligned}
N &= \left[ 1 + \frac{2nk_0d_1}{(1-n^2)\text{sen}(2nk_0d_1)} \right] M(0), \\
M(0) &= \frac{2m'(0)(1-n^2)}{(m'(0)+n)^2n}, \\
m'(0) &= -\text{imcot}(nk_0d_1).
\end{aligned} \tag{3.37}$$

Outros métodos que utilizam a avaliação assintótica da integral e esquemas mais complexos como retirada dos polos são mostrados nas referências [6, 40, 41, 42, 43, 44]. Tais métodos se baseiam sempre na pré-suposição de que  $k_0|\vec{r}_2| \gg 1$  e são limitados por esta hipótese. Como neste trabalho a fonte sonora está usualmente próxima ao sensor, esta hipótese tem uma aplicabilidade restrita no caso específico desta pesquisa. Por isso, esses métodos não serão aqui explorados detalhadamente.

A Fig. 13 mostra a comparação da magnitude da pressão sonora calculado pelos métodos de integração DQAGP e Steepest Descent. Neste caso,  $\sigma = 20000 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$ ,  $d_1 = 0.025 \text{ m}$ ,  $\phi = 0.96$ ,  $\alpha_\infty = 1.1$ ,  $\Lambda = 100 \mu\text{m}$  e  $\Lambda' = 300 \mu\text{m}$ . O monopolo se encontra a uma altura  $h_s = 0.3 \text{ m}$  para a Fig. 13(a) e  $h_s = 3 \text{ m}$  para a Fig. 13(b). O sensor se encontra a uma altura  $z = 0.01 \text{ m}$  para a Fig. 13(a) e  $z = 0.1 \text{ m}$  para a Fig. 13(b). Desta forma,  $0.57 < k_0\vec{r}_2 < 56.79$  para a Fig. 13(a) e  $5.68 < k_0\vec{r}_2 < 567.87$  para a Fig. 13(b). Nota-se que existem desvios na integração pelo método Steepest Descent quando  $k_0\vec{r}_2$  se torna muito pequeno, como mostra a Fig. 13(a) em baixas frequências. Para  $k_0\vec{r}_2 \gg 1$  a integração pelo método Steepest Descent é bastante confiável, o que é esperado já que  $k_0\vec{r}_2 \gg 1$  é assumido na derivação da solução. A integração pelo método Steepest Descent é consideravelmente mais rápida que a integração via DQAGP, mas deve ser evitada se a fonte estiver muito próxima do sensor e em baixas frequências.

A avaliação da integral decorrente do caso de uma amostra com espessura finita e não localmente reativa através do método de Prony é um procedimento bastante complexo. De acordo com Yuan *et al.*[32], isto se deve a presença dos polos no coeficiente de reflexão. Estes polos precisam ser representados de alguma forma, e a função suave da Eq. (3.28) não é aplicável, neste caso. Além disso, a presença dos polos leva à necessidade de um maior número de coeficientes  $a_n$  e  $b_n$  no somatório da Eq. (3.21). O aumento de  $N$  leva a instabilidades numéricas com o método de Prony tradicional e novas alternativas precisam ser pesquisadas. Para o caso de ondas eletromagnéticas Yuan *et al.*[32] utilizaram com sucesso a decomposição em valores singulares na solução das matrizes. O método é chamado nas referências [45, 46, 47] de *Matrix Pencil Method*. Outros métodos também existem na literatura, especialmente para o caso de ondas

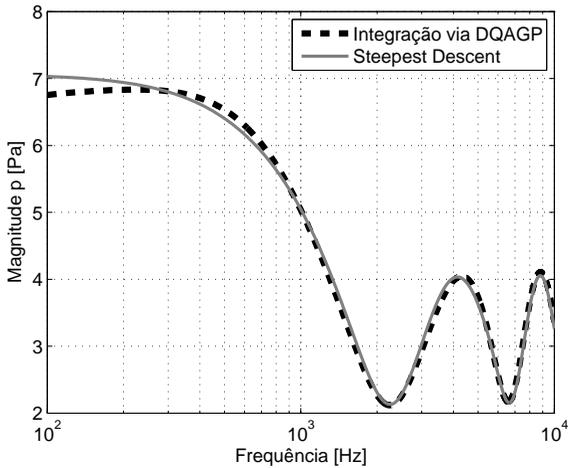
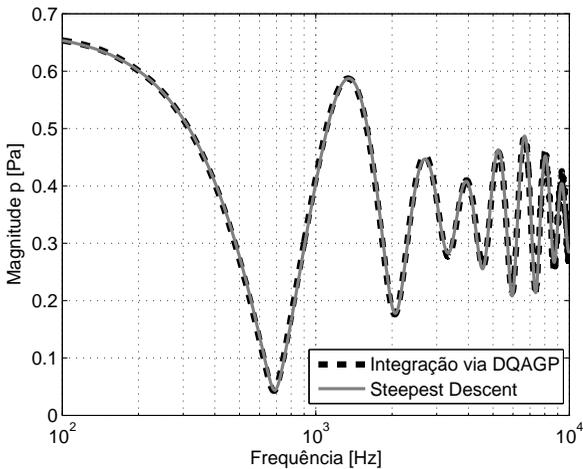
(a)  $h_s = 30$  cm,  $z = 1$  cm e  $0.57 < k_0 |\bar{r}_2| < 56.79$ .(b)  $h_s = 3$  m,  $z = 10$  cm e  $5.68 < k_0 |\bar{r}_2| < 567.87$ .

Figura 13: Comparação da integração via DQAGP e método Steepest Descent para a magnitude da pressão sonora.

eletromagnéticas, utilizando técnicas como extração de polos [48, 36, 49]. Tentativas do uso de tais técnicas foram realizadas sem sucesso significativo, o que levou a não se abordar tais assuntos neste trabalho.

### 3.4 Avaliação da integral para o caso de uma amostra localmente reativa

No caso de uma impedância localmente reativa  $Z = 1/\beta$ , com o coeficiente de reflexão dado pela Eq. (2.17), a Eq. (3.18) torna-se:

$$p = \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|} - i \int_0^\infty \left[ \frac{K_{0z} - k_0\beta}{K_{0z} + k_0\beta} \right] \frac{e^{iK_{0z}|h_s+z|}}{K_{0z}} kJ_0(kr) dk. \quad (3.38)$$

Existem vários métodos para avaliar corretamente a integral. Tais métodos serão vistos nas seções seguintes numa ordem que segue dos métodos mais precisos aos matematicamente mais simples.

#### 3.4.1 Avaliação da integral pelo método termo $q$ ( $q$ -term)

Existem dois caminhos para derivar uma solução bastante estável e precisa para a avaliação da integral que aparece no caso do plano com impedância localmente reativa. Os dois métodos levam à mesma equação e serão descritos a seguir.

##### 3.4.1.1 Derivação do termo $q$ de Nobile e Hayek

Nobile e Hayek [50] fizeram uso da relação  $iv_{0z} = K_{0z}$  na Eq. (3.38) tal qual na Seção 3.3.1. Somando  $-ik_0\beta + ik_0\beta$  ao numerador da integral é possível re-escrever a Eq. (3.38) numa soma de dois termos:

$$p = \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|} + \int_0^\infty \frac{e^{-v_{0z}|h_s+z|}}{v_{0z}} kJ_0(kr) dk + 2ik_0\beta \int_0^\infty \frac{e^{-v_{0z}|h_s+z|}}{(v_{0z} - ik_0\beta)v_{0z}} kJ_0(kr) dk. \quad (3.39)$$

A primeira integral é resolvida analiticamente com o uso da identidade de Sommerfeld. Nobile e Hayek [50] apontam que uma solução precisa para a segunda integral é bastante difícil devido à presença do polo em  $v_{0z} = ik_0\beta$ . De forma a avaliar corretamente a integral, o termo  $(v_{0z} - ik_0\beta)^{-1}$  pode ser

re-escrito como a integral de uma função exponencial dada na Eq. (3.40) (integral 3.310 [p. 334] da referência [51]):

$$\frac{1}{v_{0z} - ik_0\beta} = i \int_0^\infty e^{-i(v_{0z} - ik_0\beta)q} dq, \quad (3.40)$$

se  $\text{Re}[i(v_{0z} - ik_0\beta)] > 0$ . Como  $\beta = \beta_r + i\beta_i$  pode ser expresso em função da sua parte real e imaginária o termo  $\text{Re}[i(v_{0z} - ik_0\beta)]$  é igual a  $k_0 Z_r (Z_r^2 + Z_i^2)^{-1/2} + \text{Re}[K_{0z}]$ . A desigualdade é, então, verdadeira para todos os casos reais porque  $Z_r$  e  $k_0$  são sempre reais e positivos e  $K_{0z}$  é real e positivo se  $k \leq k_0$ , ou puramente imaginário se  $k > k_0$ . Desta forma, com uso da identidade de Sommerfeld e da Eq. (3.40), a Eq. (3.39) pode ser re-escrita como uma integral dupla:

$$p = \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|} + \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_2|}}{|\vec{r}_2|} - 2k_0\beta \int_0^\infty \left[ \int_0^\infty \frac{e^{-v_{0z}|h_s+z-iq|}}{v_{0z}} kJ_0(kr) dk \right] e^{-k_0\beta q} dq. \quad (3.41)$$

A integral interna aos colchetes pode ser resolvida de acordo com a identidade de Sommerfeld e será escrita na forma  $\frac{e^{-ik_0R'}}{R'}$ , com  $R' = \sqrt{r^2 + (h_s + z - iq)^2}$ . Esta manipulação leva à forma final da pressão sonora dada pelo método do termo q, dada pela Eq. (3.42):

$$p = \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|} + \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_2|}}{|\vec{r}_2|} - 2k_0\beta \int_0^\infty e^{-k_0\beta q} \frac{e^{-ik_0\sqrt{r^2 + (h_s + z - iq)^2}}}{\sqrt{r^2 + (h_s + z - iq)^2}} dq. \quad (3.42)$$

A grande vantagem dessa formulação é que o integrando na Eq. (3.42) não possui polos e tende a zero a medida que  $q$  aumenta (de 0 a  $\infty$ ) devido à presença do termo exponencial  $e^{-k_0\beta q}$  e  $q > 0$ . Desta forma, o limite de integração pode ser estabelecido quando o integrando cai abaixo de um determinado valor. As partes real e imaginária do integrando podem ser vistas na Fig. 14 para valores típicos de uma impedância de superfície de uma amostra porosa. Neste caso,  $h_s = 0.3$  m,  $z = 1$  m e  $r = 1$  m. As setas na figura indicam os valores de  $q$  para os quais as partes real e imaginária do integrando se tornaram menores que 0.0001. Nota-se na figura que o limite de integração deve crescer à medida que a frequência diminui, pois o termo  $e^{-k_0\beta q}$  decai mais vagarosamente para frequências menores. O mesmo estudo

de decaimento do integrando foi realizado para os casos apresentados nas seções 3.2 e 3.3. Os resultados, no entanto, só foram mostrados para o caso do plano com impedância  $Z$  por motivos de tempo e espaço.

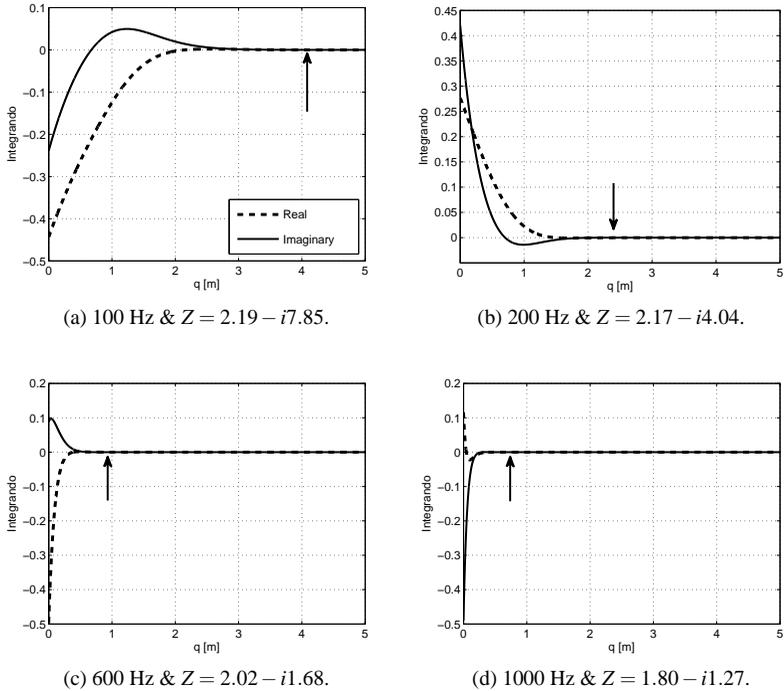


Figura 14: Partes real e imaginária do integrando.

### 3.4.1.2 Derivação do termo $q$ de Di e Gilbert

Di e Gilbert [22] apresentaram outra técnica de solução, baseada nos trabalhos de Lindell e Alanen [52, 53], para calcular a pressão sonora sobre um plano localmente reativo. Neste caso, o coeficiente de reflexão é escrito como uma transformada de Laplace de uma distribuição de fontes virtuais:

$$V_p(k_z) = \frac{K_{0z} - k_0\beta}{K_{0z} + k_0\beta} = \int_0^\infty s(q) e^{-qK_{0z}} dq, \quad (3.43)$$

onde  $s(q)$  é uma distribuição de fontes virtuais a ser determinada. Substituindo a Eq. (3.43) na segunda parte da Eq. (3.5), tem-se:

$$P(k_x, k_y) = \frac{-2\pi i}{K_{0z}} e^{iK_{0z}|h_s-z|} + \int_0^\infty s(q) \frac{-2\pi i}{K_{0z}} e^{-iK_{0z}|h_s+z-iq|} dq. \quad (3.44)$$

Tomando a TEIF<sup>6</sup> (Eq. (3.4)) da Eq. (3.44), obtém-se:

$$p = \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|} + \int_0^\infty s(q) \frac{e^{-ik_0\sqrt{r^2+(h_s+z-iq)^2}}}{\sqrt{r^2+(h_s+z-iq)^2}} dq. \quad (3.45)$$

A distribuição de fontes virtuais  $s(q)$  é obtida através da transformada de Laplace inversa da Eq. (3.43)<sup>7</sup>. Neste caso, a transformada inversa de Laplace é obtida de uma tabela e é dada por:

$$s(q) = \delta(q) - 2k_0\beta e^{-k_0\beta q}. \quad (3.46)$$

Inserindo a Eq. (3.46) na Eq. (3.45) chega-se à resposta final obtida por Di e Gilbert [22]:

$$p = \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|} + \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_2|}}{|\vec{r}_2|} - 2k_0\beta \int_0^\infty e^{-k_0\beta q} \frac{e^{-ik_0\sqrt{r^2+(h_s+z-iq)^2}}}{\sqrt{r^2+(h_s+z-iq)^2}} dq, \quad (3.47)$$

que é a mesma equação obtida na Seção 3.4.1.1. No entanto, vale notar que embora Nobile e Hayek [50] não tenham feito menção do fato que a integral na Eq. (3.42) é facilmente integrável, seu procedimento, mostrado na Seção 3.4.1.1, parece um tanto mais intuitivo.

### 3.4.2 Métodos de integração

A integração da Eq. (3.42) pode ser feita através da técnica dos trapézios ou através de quadratura adaptativa [27]. No primeiro caso, o passo de integração está relacionado ao número de fontes virtuais  $q$  por

<sup>6</sup>Transformação Espacial Inversa de Fourier.

<sup>7</sup>É comum na transformada de Laplace usar o termo  $s$  como variável independente no domínio da frequência complexa. Aqui  $s$  equivale a  $K_{0z}$  na parte do meio da Eq. (3.43) e a transformada de Laplace é simplesmente  $\frac{s-a}{s+a} = 1 - \frac{2a}{s+a}$ , em que  $a = k_0\beta$ .

comprimento de onda. A Fig. 15 mostra a magnitude da pressão sonora calculada com a Eq. (3.42). Neste caso  $\sigma = 55000 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$ ,  $d_1 = 0.04 \text{ m}$ ,  $\phi = 0.96$ ,  $\alpha_\infty = 1.1$ ,  $\Lambda = 100 \text{ } \mu\text{m}$  e  $\Lambda' = 300 \text{ } \mu\text{m}$ ; a altura da fonte é  $h_s = 0.3 \text{ m}$ ,  $z = 0.01 \text{ m}$  e  $r = 0$ . Observa-se que passos de integração  $\Delta$  excessivamente grandes levam a um cálculo errôneo da integral em altas frequências, o que causa os desvios para  $\Delta = 0.01$  e  $\Delta = 0.005$ . O passo de integração pode, no entanto, ser feito tão pequeno quanto se necessite, o que aumenta a precisão dos cálculos e o tempo de processamento consideravelmente. Os tempos de processamento, para este caso em que a análise é feita de 100 Hz a 10 kHz, em passos de 1 Hz são mostrados na Tabela 1. A quadratura adaptativa fornece resultados tão precisos quanto à integração pela regra dos trapézios com  $\Delta = 0.0004$ , e é, no entanto, significativamente mais rápida. Após uma bateria extensiva de testes, a quadratura adaptativa foi escolhida como método de integração da Eq. (3.42), e será extensivamente utilizada neste trabalho.

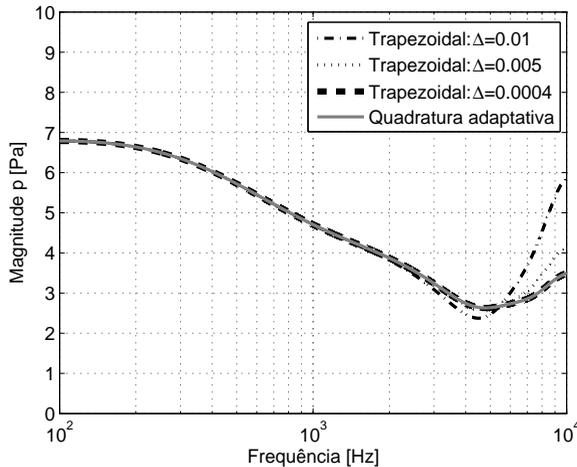


Figura 15: Comparação entre integração pelo método dos trapézios e por quadratura adaptativa.

A quadratura adaptativa foi usada na Fig. 16 a fim de avaliar qualitativamente a distribuição espacial da pressão sonora causada por um monopolo acima de um plano com impedância de superfície  $Z$ . O plano vertical é mostrado para a mesma configuração da simulação feita na Fig. 15.

Tabela 1: Tempos de processamento no cálculo da pressão sonora para a integração via método dos trapézios e quadratura adaptativa.

Método	tempo	% relativo a $\Delta = 0.0004$
$\Delta = 0.01$	14 s	12 %
$\Delta = 0.005$	23 s	20 %
$\Delta = 0.0004$	115 s	100 %
Quadratura adaptativa	14 s	12 %

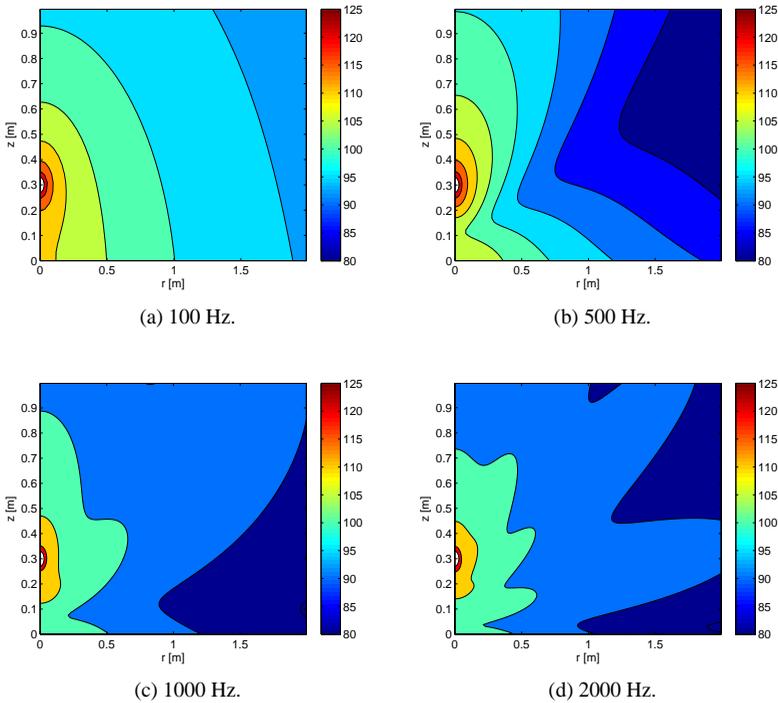


Figura 16: Distribuição espacial da pressão sonora causada por um monopolo acima de um plano com impedância de superfície  $Z$ .

As frequências de 100 Hz, 500 Hz, 1000 Hz e 2000 Hz são mostradas na Fig. 16 (a)-(d), respectivamente. Este caso não permite nenhuma análise estritamente quantitativa, mas é importante observar que, no caso das ondas esféricas refletindo em uma interface, a superposição das ondas incidente e refletida forma um padrão consideravelmente mais complexo que no caso de ondas planas (em que frentes de ondas perfeitamente planas seriam vistas). No caso das ondas esféricas, o padrão geométrico complexo é dependente da frequência. A complexidade decorre, como apontado por Brekhovskikh e Godin [2], da diferença de simetria entre as frentes de onda esféricas e a interface plana.

### 3.4.3 Derivação da velocidade de partícula para o termo $q$

Como mostrado na Seção 2.1, a velocidade de partícula nas direções  $\hat{r}$  e  $\hat{z}$  são obtidas a partir da equação de Euler Eq. (2.3). Para uma dependência com o tempo  $e^{i\omega t}$  tem-se que a velocidade de partícula na direção  $\hat{z}$  é:

$$u_z = \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|} \left[ \frac{1}{ik_0|\vec{r}_1|} + 1 \right] \left( \frac{h_s - z}{|\vec{r}_1|} \right) - \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_2|}}{|\vec{r}_2|} \left[ \frac{1}{ik_0|\vec{r}_2|} + 1 \right] \left( \frac{h_s + z}{|\vec{r}_2|} \right) + 2k_0\beta \int_0^\infty e^{-k_0\beta q} \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_q|}}{|\vec{r}_q|} \left[ \frac{1}{ik_0|\vec{r}_q|} + 1 \right] \left( \frac{h_s + z - iq}{|\vec{r}_q|} \right) dq, \quad (3.48)$$

onde  $|\vec{r}_q| = \sqrt{r^2 + (h_s + z - iq)^2}$ , e a velocidade de partícula na direção  $\hat{r}$  é:

$$u_r = \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|} \left[ \frac{1}{ik_0|\vec{r}_1|} + 1 \right] \left( \frac{-r}{|\vec{r}_1|} \right) + \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_2|}}{|\vec{r}_2|} \left[ \frac{1}{ik_0|\vec{r}_2|} + 1 \right] \left( \frac{-r}{|\vec{r}_2|} \right) + 2k_0\beta \int_0^\infty e^{-k_0\beta q} \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_q|}}{|\vec{r}_q|} \left[ \frac{1}{ik_0|\vec{r}_q|} + 1 \right] \left( \frac{r}{|\vec{r}_q|} \right) dq. \quad (3.49)$$

Uma vez definidas a pressão sonora e as velocidades de partícula nas direções  $\hat{r}$  e  $\hat{z}$ , é possível calcular os vetores intensidade sonora nestas direções e apresentar as linhas de fluxo no plano vertical para um caso similar ao apresentado na Fig. 16. Os vetores intensidade são:

$$\begin{aligned} \vec{I}_r &= 0.5\text{Re} \{ p u_r^* \}, \\ \vec{I}_z &= 0.5\text{Re} \{ p u_z^* \}. \end{aligned} \quad (3.50)$$

As linhas de fluxo para os vetores intensidade são mostradas na Fig. 17. Neste caso, o monopolo está a uma altura  $h_s = 0.3$  m. Para a

Fig. 17 (a) a frequência de excitação é 100 Hz e a impedância de superfície é  $Z = 2.58 - i10.05$ . Para a Fig. 17 (b) a frequência de excitação é 1000 Hz e a impedância de superfície é  $Z = 1.74 - i1.40$ . Para a Fig. 17 (c) a frequência de excitação é 100 Hz e a impedância de superfície é  $Z = 1.74 - i1.40$ . E, para a Fig. 17 (d) a frequência de excitação é 1000 Hz e a impedância de superfície é  $Z = 2.58 - i10.05$ .

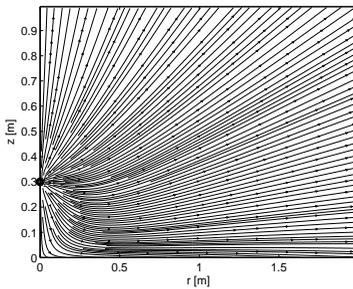
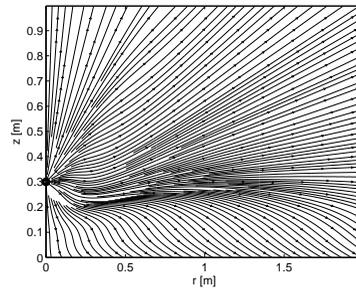
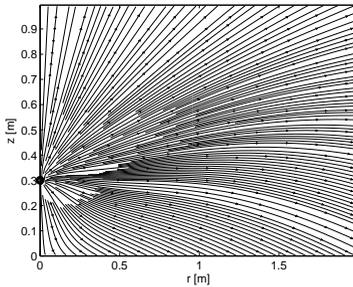
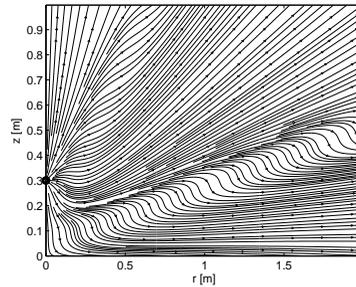
(a) 100 Hz e  $Z = 2.58 - i10.05$ .(b) 1000 Hz e  $Z = 1.74 - i1.40$ .(c) 100 Hz e  $Z = 1.74 - i1.40$ .(d) 1000 Hz e  $Z = 2.58 - i10.05$ .

Figura 17: Linhas de fluxo dos vetores intensidade sonora.

Pode-se observar na Fig. 17(a) que próximo ao plano  $z = 0$  o vetor intensidade na direção  $\hat{z}$  tende a zero restando apenas o vetor  $\vec{I}_r$ . Isto pode ser explicado pelo fato de que em 100 Hz a impedância simulada se aproxima muito a de uma superfície rígida, embora  $Z$  seja finita. No entanto, tal efeito sobre o vetor intensidade  $\vec{I}_z$  é que quase toda a energia incidente é refletida e o vetor  $\vec{I}_z$  resultante tende a se anular. Tal efeito é relativamente independente

da frequência pois na Fig. 17(d) a mesma impedância da Fig. 17(a) é simulada para o caso da excitação em 1000 Hz e o mesmo efeito, próximo a  $z = 0$ , é observado. Uma impedância menor, como  $Z = 1.74 - i1.40$  nas Fig. 17 (b) e (c) leva a uma penetração das linhas de fluxo no plano  $z = 0$  já que, neste caso, a impedância representa uma superfície com absorção sonora considerável.

### 3.4.4 Avaliação da integral pelo método de Prony

O método de Prony, descrito em maiores detalhes na Seção 3.2.2, também pode ser utilizado com sucesso no cálculo da pressão sonora gerada por um monopolo sobre um plano com impedância de superfície  $Z$ . Seguindo o desenvolvimento de Li e White [28], o primeiro passo é a extração do termo estático do coeficiente de reflexão da Eq. (2.17), neste caso dado por:

$$V_0 = \lim_{k_0 \rightarrow 0} V_p(K_{z0}) = 1. \quad (3.51)$$

O termo estático é somado e subtraído da Eq. (3.38), obtendo-se:

$$p = \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|} + \left[ -i \int_0^\infty \frac{e^{iK_{0z}|h_s+z|}}{K_{0z}} kJ_0(kr) dk \right] - \quad (3.52)$$

$$i \int_0^\infty \left[ \frac{-2k_0\beta}{K_{0z} + k_0\beta} \right] \frac{e^{iK_{0z}|h_s+z|}}{K_{0z}} kJ_0(kr) dk.$$

A segunda integral na equação anterior pode ser resolvida a partir da identidade de Sommerfeld dada pela Eq. (3.17), o que resulta em

$$p = \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|} + \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_2|}}{|\vec{r}_2|} - i \int_0^\infty \left[ \frac{-2k_0\beta}{K_{0z} + k_0\beta} \right] \frac{e^{iK_{0z}|h_s+z|}}{K_{0z}} kJ_0(kr) dk. \quad (3.53)$$

O coeficiente de reflexão com o termo estático extraído é, então, escrito na forma da série dada na Eq. (3.21) e os termos  $a_n$  e  $b_n$  serão encontrados pelo método de Prony. O procedimento segue os mesmos passos explicitados nas Eqs. (3.21) a (3.29), sendo que, no caso desta última, é reescrita na Eq. (3.54) para o caso da impedância localmente reativa:

$$\frac{-2k_0\beta}{K_{0z} + k_0\beta} = \sum_{n=1}^N A_n e^{B_n t'}, \quad 0 \leq t \leq T_0. \quad (3.54)$$

Os coeficientes  $A_n$  e  $B_n$  são encontrados com uso do método de

Prony descrito na Seção 3.2.2. Após encontrar os coeficientes  $A_n$  e  $B_n$ , os coeficientes  $a_n$  e  $a_n$  são calculados pela Eq. (3.30) e podem ser inseridos na Eq. (3.25), completando o cálculo. A pressão sonora é semelhante à Eq. (3.25), dada por:

$$p = \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|} + \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_2|}}{|\vec{r}_2|} + \sum_{n=1}^N a_n \frac{e^{-ik_0|r_n|}}{|r_n|}, \quad (3.55)$$

onde  $|r_n| = \sqrt{r^2 + (h_s + z - ib_n)^2}$ .

Na Fig. 18 uma comparação entre a integração numérica por quadratura adaptativa e o método de Prony é apresentada para o monopolo sobre o plano com impedância de superfície  $Z$ . Neste caso  $h_s = 0.3$  m,  $z = 0.01$  m e  $r = 0$  m. As propriedades do meio poroso são  $\sigma = 55000$   $kg s^{-1} m^{-3}$ ,  $d_1 = 0.04$  m,  $\phi = 0.96$ ,  $\alpha_\infty = 1.1$ ,  $\Lambda = 100$   $\mu m$  e  $\Lambda' = 300$   $\mu m$ , e foram calculadas de acordo com o modelo apresentado na Seção 2.5.3. A escolha do parâmetro  $T_0$  é um tanto arbitrária e aqui é usado o valor  $T_0 = 15$ . Nota-se que os desvios calculados com o método de Prony para  $N = 20$  são insignificantes. Uma análise mais detalhada sobre o uso do método de Prony na avaliação da integral para o caso de superfícies localmente reativas foi apresentada na referência [54].

### 3.4.5 Avaliação da integral pelo método termo $F$ (F-term)

Historicamente, a solução dada na Seção 3.4.1 é posterior à solução apresentada nesta seção. De fato, inúmeros artigos trataram o problema da propagação de ondas esféricas sobre um plano com coeficiente de reflexão  $V_p$  (Fig. 10) de um ponto de vista bastante matemático. Os trabalhos apresentados nesta seção se ocuparam da análise da integral gerada pelas transformadas espaciais de Fourier, uma vez que o problema da derivação da integral já havia sido resolvido. Aparentemente, o volume de trabalhos apresentados com o intuito de analisar a integral se deve à complexidade física e matemática do problema, bem como ao fato de que a computação e métodos numéricos aplicados não estavam eficientemente desenvolvidos quando o problema começou a ser estudado no final da década de 1940, o que levou à necessidade de apresentar soluções mais viáveis às complexas integrais.

Como dito anteriormente, o trabalho de Rudnick [17] apresentou o que parece ser a primeira solução teórica para o caso da propagação de ondas

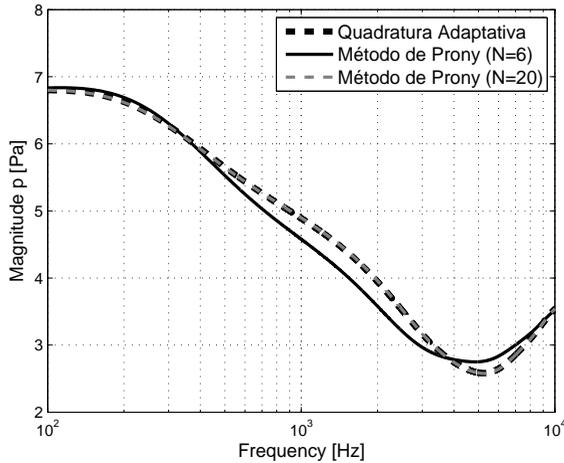


Figura 18: Pressão sonora causada por um monopolo sobre um plano com impedância  $Z$  calculada por integração numérica e pelo método de Prony;  $h_s = 0.3$  m,  $z = 0.01$  m,  $r = 0$  m.

esféricas sobre um plano com coeficiente de reflexão  $V_p$ . Neste trabalho, o autor também apresentou uma análise da integral resultante para o caso de um monopolo no ar sobre um meio semi-infinito. Para tanto, apresentou uma solução para o campo acústico resultante na forma:

$$p = \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|} + \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_2|}}{|\vec{r}_2|} [(1 - V_p)F + V_p], \quad (3.56)$$

onde  $F$  é um termo que impõe mudanças de fase e amplitude no coeficiente de reflexão  $V_p$ , de forma que a difração da frente de onda esférica seja levada em conta.

Embora Rudnick [17] tenha avaliado o problema da reflexão em um meio semi-infinito, o formato de sua solução, dado pela Eq. (3.56), foi utilizado em inúmeros outros trabalhos e será aqui chamado de termo  $F$ .

Ingard [55] avaliou o problema da propagação de ondas sonoras, geradas por um monopolo, sobre um plano de impedância de superfície  $Z$ . O autor também escreveu a pressão sonora no formato do termo  $F$ , com  $F$

dado por:

$$F = 1 - (\beta + \gamma_0)(k_0|\vec{r}_2|) \int_0^\infty \frac{e^{-k_0|\vec{r}_2|s} ds}{\sqrt{(1 + \beta\gamma_0 + is)^2 - (1 - \gamma_0^2)(1 - \beta^2)}}, \quad (3.57)$$

onde  $\gamma_0 = \cos(\theta)$ . Negligenciando o termo em  $s^2$  no denominador da integral anterior, Ingard [55] notou que a integral se reduz a uma transformada de Laplace da forma  $1/(1 + Bs)^{1/2}$ , e neste caso  $F$  pode ser escrito da forma:

$$F = 1 - \sqrt{\pi} w e^{w^2} \left[ 1 - \sqrt{\text{erf}(w)} \right], \quad (3.58)$$

onde  $w$  é chamado de distância numérica<sup>8</sup> e  $\text{erf}(w)$  é a função de erro, dados respectivamente por:

$$w = \sqrt{\frac{1}{2} i k_0 |\vec{r}_2|} \frac{(\gamma_0 + \beta)}{(1 + \gamma_0 \beta)^{1/2}}, \quad (3.59)$$

e

$$\text{erf}(w) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^w e^{-u^2} du. \quad (3.60)$$

Ingard [55] apresenta ao final de seu artigo uma expansão em série de potência para o termo  $F$  para pequenos e grandes valores do argumento  $w$ . Lawhead e Rudnick [56], fazendo menção ao trabalho de Ingard [55] e de como este fora conduzido de forma independente do seu, apresentam uma solução no mesmo formato da Eq. (3.56), mas com o termo  $F$  dado por uma equação ligeiramente diferente. Wenzel [57] utilizou um método de dedução da integral diferente do apresentado por Ingard [55] e Lawhead e Rudnick [56], chegando a uma equação para o campo acústico bastante mais complexa, e que inclui um termo chamado de onda de superfície. Wenzel aponta que o resultado proposto por Ingard [55] pode não ser aplicável para o caso de uma pequena admitância  $\beta$  e que este é o provável motivo das diferenças entre os resultados de Ingard e os resultados experimentais reportados na literatura,

---

<sup>8</sup>o termo "distância numérica" foi traduzido diretamente do inglês *numerical distance*.

embora o próprio autor não tenha mostrado nenhum resultado significativo da aplicação de sua formulação teórica.

Chien e Soroka [58] abordam estas discrepâncias utilizando um método chamado de *double saddle point* para avaliar a integral. Após intensa derivação matemática, os autores chegaram à seguinte equação para o campo acústico:

$$p = \frac{e^{-ik_0|\bar{r}_1|}}{|\bar{r}_1|} + V_p \frac{e^{-ik_0|\bar{r}_2|}}{|\bar{r}_2|} + 2ik_0\beta \frac{1+\beta\gamma_0}{(\beta+\gamma_0)^3} \frac{e^{-ik_0|\bar{r}_2|}}{(k_0|\bar{r}_2|)^2} - 2\pi H(-\text{Im}\{i[1+\beta\gamma_0 - (1-\beta^2)^{1/2}\text{sen}(\theta)]\})^{1/2} k_0\beta e^{-ik_0\beta|h_s+z|} H_0^2\{k_0r(1-\beta^2)^{1/2}\}, \quad (3.61)$$

onde  $H$  é a função de Heavside [51] [p. xliv] e  $H_0^2$  é a função de Hankel do primeiro tipo e ordem 0. Os autores notaram que para uma superfície quase rígida  $|\beta|^2 \ll 1$  o campo acústico se reduz a equações muito similares àquelas encontradas por Ingard [55]. Neste caso, a pressão sonora é igual à da Eq. (3.56), mas os autores notaram um erro no sinal da Eq. (3.58) dada por Ingard e a re-escreveram na forma correta:

$$F = 1 + i\sqrt{\pi}we^{-w^2}\text{erfc}(-iw), \quad (3.62)$$

onde  $\text{erfc}(x) = 1 - \text{erf}(x)$ , e  $w$  é dado por:

$$w = \sqrt{ik_0|\bar{r}_2|} \sqrt{1 + \beta\cos(\theta) - \sqrt{1 - \beta^2}\text{sen}(\theta)}. \quad (3.63)$$

Percebe-se que o sinal na exponencial da Eq. (3.62) é diferente do sinal na Eq. (3.58). Chien e Soroka [58] também notaram que as equações encontradas por Lawhead e Rudnick [56] diferem das encontradas em sua pesquisa devido à aplicação incorreta de uma condição de contorno. Ao final do seu artigo, fazem uma análise da validade das equações corrigidas de Ingard e concluem que estas são válidas não somente para  $|\beta|^2 \ll 1$ . Os autores afirmam que as Eqs. (3.56), (3.62) e (3.59) são válidas para condições mais relaxadas desde que  $\text{Im}\{\beta\} > \text{Re}\{\beta\}/(1 + \text{Re}\{\beta\}^2)^{1/2}$  e  $k_0|\bar{r}_2| \gg 1$ . Em outro artigo Chien e Soroka [59] propõem uma série de fórmulas baseadas em soluções propostas para a função  $f(w) = e^{-w^2}\text{erfc}(-iw)$  por Abramowitz e Stegun [23] e Matta e Reichel [60]. No estudo também comparam seus resultados com os apresentados em outros trabalhos obtendo resultados com

boa concordância com suas fórmulas, pelo menos para o caso de  $k_0|\vec{r}_2| \gg 1$  e  $\theta \approx 90^\circ$ .

Donato [61] também utiliza o método *steepest descent* na análise da integral obtendo uma fórmula mais complexa que os autores anteriores, porém sem nenhum avanço significativo com relação aos resultados apresentados.

Thomasson [62] comenta que existia uma controvérsia entre as soluções propostas por Sommerfeld [18] e Weyl [19]. Tal controvérsia era a mesma entre Ingard [55], que utilizou o método de Weyl [19] e por isso não obteve o termo da onda de superfície, e Wenzel [57], que utilizou o método de Sommerfeld [18] obtendo o termo da onda de superfície. Thomasson notou que Wenzel aplicou seu trabalho a ondas eletromagnéticas se propagando sobre um meio não-localmente reativo e que esta não é a mesma condição utilizada por Ingard. Neste caso, Ingard usou um caminho de integração, que dependendo da admitância do plano e da frequência de análise, pode ignorar a presença de um polo e, portanto, ignorar a onda de superfície. Esta seria a razão da divergência entre os trabalhos de Ingard e Wenzel. Levando em conta que o caminho de integração proposto por Ingard poderia estar incorreto, Thomasson propõe um caminho alternativo escrevendo a solução para o campo acústico da seguinte forma:

$$p = \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|} + \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_2|}}{|\vec{r}_2|} - 2ik_0\beta \int_{L_1} \frac{e^{ik_0|\vec{r}_2|\eta}}{\sqrt{[\beta - \eta \cos(\theta)]^2 - [\sqrt{(1-\eta^2)}\text{sen}(\theta)]^2}} d\eta. \quad (3.64)$$

Notando a presença dos dois possíveis polos  $\eta_0 = -\beta \cos(\theta) + \sqrt{1-\beta^2}\text{sen}(\theta)$  e  $\eta_1 = -\beta \cos(\theta) - \sqrt{1-\beta^2}\text{sen}(\theta)$  Thomasson [62] usou o método *steepest descent* e dividiu a avaliação da integral  $p_r$  em duas formas possíveis: 1)  $p_r = p_{SD} + p_B$ , caso  $\text{Re}\{\eta_0\} > 1$  e  $\text{Im}\{\beta\} > 0$ ; e 2)  $p_r = p_{SD}$  em todos os outros casos. Neste caso,  $p_B$  representa a onda de superfície dada por:

$$p_B = -2\pi k_0\beta H_0^2 \left[ k_0 r \sqrt{1-\beta^2} \right] e^{-ik_0|h_s+z|\beta}, \quad (3.65)$$

e  $p_{SD}$  é

$$p_{SD} = -2k_0\beta e^{-ik_0|\bar{r}_2|} \int_0^\infty \frac{e^{-k_0|\bar{r}_2|t}}{\sqrt{[\cos(\theta) + \beta]^2 + 2it[1 + \cos(\theta)\beta] - t^2}} dt. \quad (3.66)$$

O autor avaliou o caso em que fonte e sensor estão localizados no plano  $z = 0$ , separados de uma distância  $r$ , e comparou seus resultados com os obtidos por Wenzel. Além disso, Thomasson [62] aponta que a solução proposta por Ingard (desprezando  $t^2$ ) parece ser compatível com o resultado avaliado em sua pesquisa ( $\beta = 1$ ) e que, por isso, Ingard pôde negligenciar o termo da onda de superfície. É interessante notar que no contexto acústico Thomasson parece ser o primeiro a defender o uso de computadores para a integração numérica da Eq. (3.66). Além disso, numa discussão interessante, Thomasson propõe que o aparecimento da onda de superfície é uma consequência matemática do caminho de integração escolhido e não uma consequência intrínseca da física do problema. Isto assegura que o uso do método do termo q, descrito na Seção 3.4.1, pode ser feito com segurança.

Em outro artigo, Thomasson [63] propõe a expansão do integrando em  $p_{SD}$  em uma série de potência e a posterior integração termo a termo. Neste caso a integral do primeiro termo da expansão fica em função da função de erro complementar  $\text{erfc}(x)$  e a integral dos termos subsequentes são funções dos termos anteriores. Assim, é necessário avaliar a função  $\text{erfc}(x)$  somente uma vez. O autor nota que a solução é bastante precisa usando somente o primeiro termo da série e que resultados mais precisos são obtidos adicionando-se mais termos. Isto possibilita a aproximação de fonte e sensor especialmente se o resultado em dB for requerido com uma precisão não tão alta. Outra vantagem apontada pelo autor é que é possível avaliar o resíduo e, portanto, a precisão da expansão pela ordem de grandeza do último termo utilizado da série.

Kawai, Hidaka e Nakajima [64] apontam que a solução proposta por Chien e Soroka [58] é singular quando  $r = 0$  (incidência normal) ou quando  $\beta = 1$ , devido à singularidade que ocorre no argumento da função de Hankel na Eq. (3.61). Para evitar este problema, os autores propuseram o uso do método de avaliação da integral chamado de ponto de sela modificado<sup>9</sup>. Neste caso, os autores obtiveram a seguinte equação para a pressão sonora:

<sup>9</sup>"Ponto de sela modificado" foi traduzido diretamente do inglês *modified saddle point*.

$$p = \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|} + \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_2|}}{|\vec{r}_2|} \left[ V_p - \frac{2\beta}{\beta + \cos(\theta)} \{F^*(k_0|\vec{r}_2|a) - 1\} \right] + p_B, \quad (3.67)$$

em que  $a = 1 + \beta \cos(\theta) - \sqrt{1 - \beta^2} \sin(\theta)$  para  $\text{Re} \left\{ \sqrt{1 - \beta^2} \right\} > 0$ ,  $p_B$  é o termo onda de superfície, sendo o mesmo dado por Thomasson [62] na Eq. (3.65), e  $F^*(w)$  é dada em função da função de erro complementar por

$$F^*(w) = \sqrt{\pi w} e^{-i\pi/4 - iw} \text{erfc}(\sqrt{iw}). \quad (3.68)$$

Os autores compararam seu método com a exata integração numérica e com outros métodos propostos na literatura como o de Thomasson [62], Ingard [65] e Lawhead e Rudnick [56], obtendo resultados bastante satisfatórios com uma considerável redução no tempo de cálculo. A análise proposta, no entanto, parece limitada por  $\text{Re} \left\{ \sqrt{1 - \beta^2} \right\} > 0$ , o que não acontece na solução proposta por Thomasson [62].

Briquet e Filippi [66] usam uma expansão do coeficiente de reflexão ( $V_p$ ) em três termos de forma a derivar uma nova expressão para o campo acústico. Os autores apresentam uma solução assintótica para fonte e sensor posicionados no plano  $z = 0$ . Filippi [67] usa um método que envolve transformadas de Laplace na derivação do campo acústico para uma grande variedade de casos, incluindo o caso do monopolo sobre um plano com impedância de superfície  $Z$ . As informações contidas nos dois artigos não apresentam informações novas e relevantes à discussão apresentada nesta seção e por isso não serão detalhadas aqui.

No trabalho apresentado por Nobile e Hayek [50], os autores apresentaram uma derivação intuitiva da Eq. (3.42), tendo como ideia inicial a eliminação do polo do integrando através da transformação integral proposta na Eq. (3.40). Os autores foram bem sucedidos nesta ideia, mas parecem não terem dado a devida atenção ao fato de que a integral obtida na Eq. (3.42) é facilmente integrável. Nobile e Hayek [50] notam que a integral obtida é difícil de resolver, e o que talvez queiram dizer com isso é que ela não apresenta uma solução analítica. Então, após uma extensa derivação da Eq. (3.42), uma outra integral foi obtida e os autores propõem que o denominador deste integrando seja expandido em uma série de Taylor ao redor da origem. Cada termo da série de Taylor obtida resulta num integrando no formato da função de erro, o que possibilita a integração termo a termo.

Nobile e Hayek [50] apresentaram resultado final na forma da Eq. (3.56), sendo o termo  $F$  dado por:

$$F = 1 + \sum_{n=0}^{\infty} T_n^* (e_1 E_n^* + K_n^*), \quad (3.69)$$

onde  $T_n^*$  é

$$T_n^* = 1 + \sum_{n=0}^{n-2k>0} \binom{n-k}{k} a_{n-k} \left( \frac{4G}{H} \right)^{n-k}, \quad (3.70)$$

onde

$$\begin{aligned} E_0^* &= 1, \quad E_1^* = -0.5, \\ E_m^* &= -0.5 E_{m-1}^* - [(m-1)/8ik_0 |\vec{r}_2| G] E_{m-2}^*, \\ K_0^* &= 0, \quad K_1^* = -0.5, \\ K_m^* &= -0.5 K_{m-1}^* - [(m-1)/8ik_0 |\vec{r}_2| G] K_{m-2}^*, \\ a_1 &= 1 \text{ e } a_m = [(0.5 - m)/m] a_{m-1}, \\ e_1 &= i\sqrt{\pi} w e^{-w^2} \operatorname{erfc}(-iw), \\ G &= 1 + \beta \cos(\theta) - \sqrt{1 - \beta^2} \operatorname{sen}(\theta), \\ H &= 1 + \beta \cos(\theta) + \sqrt{1 - \beta^2} \operatorname{sen}(\theta). \end{aligned}$$

Nobile e Hayek [50] ainda mencionaram que em muitos casos de interesse prático o parâmetro  $k_0 |\vec{r}_2| \gg 1$  e nestes casos somente o primeiro termo da série é importante. Tal termo se reduz ao termo  $F$  de Chien e Soroka [58] dado na Eq. (3.62). Nobile e Hayek compararam os resultados obtidos com suas equações para a série com diversos termos e somente usando o primeiro termo, com os resultados assumindo ondas planas (Seção 3.5) e com a integração numérica, considerada o resultado exato. Os resultados foram comparados em dB para a atenuação sonora. Os autores apontam que para  $\theta \approx 90^\circ$  os resultados obtidos somente com o primeiro termo são bastante satisfatórios em relação à série com mais termos e à integração numérica. Um fato interessante encontrado na pesquisa é que a série proposta pelos autores não é completamente convergente. Isto tem a ver com o fato de que a expansão em série de Taylor foi feita além do raio de convergência da mesma. A conclusão dos autores é que para  $k_0 |\vec{r}_2| > 1$  a convergência da série é rápida e somente alguns termos são necessários, mas para  $k_0 |\vec{r}_2| < 1$  a série diverge após alguns termos, de forma que a adição de mais termos degrada o resultado, o que obviamente é uma limitação bastante séria.

Não foram encontrados mais trabalhos referentes a este assunto além das revisões apresentadas por Taraldsen [68, 69], nas quais o autor aponta que as soluções propostas para o problema em questão têm a tendência de serem re-descobertas por fontes independentes. Aparentemente isto se deve à complexidade física e matemática do problema, o que levou muitos dos autores entre 1947 a 2005 a focarem em equacionamentos e em resultados, quando houve uma tendência a publicar resultados antigos como se fossem descobertas completamente novas.

### 3.5 Aproximação por ondas planas

Em vários artigos comenta-se que quando  $k_0|\vec{r}_2| \gg 1$  e  $\theta \ll 90^\circ$  a pressão sonora pode ser reduzida a

$$p = \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|} + \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_2|}}{|\vec{r}_2|} \left[ \frac{Z\cos(\theta) - 1}{Z\cos(\theta) + 1} \right]. \quad (3.71)$$

Esta é, de fato, uma aproximação, já que neste caso a onda esférica reflete no plano em  $z = 0$  como se fosse uma onda plana, tendo sua amplitude e fase alteradas somente pelo coeficiente de reflexão  $V_p = \frac{Z\cos(\theta) - 1}{Z\cos(\theta) + 1}$ . Aqui, o termo integral, que leva em conta a difração, desaparece. Tal aproximação será chamada neste texto de PWA (*Plane Wave Approximation*).

### 3.6 Comparação numérica

A fim de comparar as equações dadas para a pressão sonora nas seções anteriores, foi simulado um plano com impedância de superfície calculada de acordo com a Seção 2.5.3. Neste caso  $\sigma = 55000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ ,  $d_1 = 0.04 \text{ m}$ ,  $\phi = 0.96$ ,  $\alpha_\infty = 1.1$ ,  $\Lambda = 100 \text{ }\mu\text{m}$  e  $\Lambda' = 300 \text{ }\mu\text{m}$ . A altura da fonte e sensor, bem como a separação horizontal entre eles, varia caso a caso. Na Fig. 19  $h_s = 0.3 \text{ m}$ ,  $z = 0.01 \text{ m}$  e  $r = 0$ ; dessa forma  $0.57 < k_0|\vec{r}_2| < 56.77$ . Na Fig. 20  $h_s = 5 \text{ m}$ ,  $z = 0.01 \text{ m}$  e  $r = 0$ ; dessa forma  $9.18 < k_0|\vec{r}_2| < 917.75$ ; em ambos os casos  $\theta = 0^\circ$ . Na Fig. 21  $h_s = 0.1 \text{ m}$ ,  $z = 0.1 \text{ m}$  e  $r = 300$ ; dessa forma  $549.55 < k_0|\vec{r}_2| < 1648.6$ , pois a frequência, aqui, vai de 100 Hz a 300 Hz. Neste caso,  $\theta \approx 90^\circ$ . O termo q (vermelho) é usado como referência aqui pois se baseia na integração numérica da equação exata para o campo acústico. Os métodos comparados são o de Ingard (curva preta pontilhada) dado pelas Eqs. (3.56) e (3.57), o de Nobile e Hayek (curva em magenta), em que só o primeiro termo da série é utilizado, reduzindo o termo  $F$  à Eq. (3.62),

o de Thomasson (curva azul), que leva em conta a onda de superfície e é dado de acordo com as Eqs. (3.64), (3.65) e (3.66), e o método PWA (curva verde) dado de acordo com a Eq. (3.71).

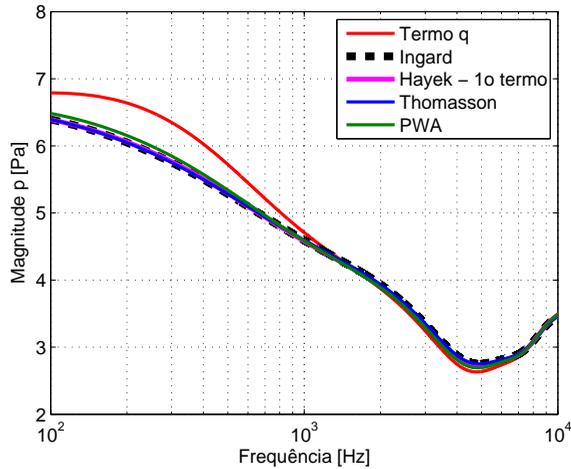


Figura 19: Comparação entre os métodos do termo q,  $F$  (Ingard, Thomasson e Hayek) para uma fonte sonora em  $h_s = 0.3$  m, sensor em  $z = 0.01$  m,  $r = 0$  e  $\theta = 0^\circ$ ;  $0.57 < k_0|\vec{r}_2| < 56.77$ .

Na Fig. 19 nota-se que existe um desvio entre os métodos calculados pelo termo  $F$  (Hayek, Thomasson e Ingard) e PWA em relação ao método de referência (Termo q). Tal desvio é significativo somente em baixas frequências, sendo que todos os métodos convergem nas altas frequências. O desvio é causado pelo fato de que  $k_0|\vec{r}_2|$  é muito pequeno em baixas frequências. Isto torna a difração das ondas esféricas um efeito importante e, portanto, o método PWA não fornece resultados satisfatórios. No caso dos métodos baseados no termo  $F$ , o motivo do desvio é o baixo valor de  $k_0|\vec{r}_2|$ , pois todos são, de alguma forma, baseados no método do *steepest descent*, mesmo os métodos de Ingard e Thomasson, em que a integração numérica é utilizada.

A fim de validar esta hipótese tomou-se  $h_s = 5$  m na Fig. 20, o que aumenta consideravelmente o valor de  $k_0|\vec{r}_2|$  em toda a faixa de frequências analisada. O que se observa, mesmo levando em conta a escala diferente das

duas figuras, é que todas as curvas se aproximam, o que confirma a hipótese. Além disso, a análise minuciosa das Figs. 19 e 20 permite observar que os métodos de Ingard e Thomasson convergem e que o de Nobile e Hayek é ligeiramente diferente destes, embora essa diferença seja insignificante. Tal diferença se deve ao fato de que os métodos de Ingard e Thomasson são baseados em integração numérica e o de Hayek só o primeiro termo da série assintótica é utilizado.

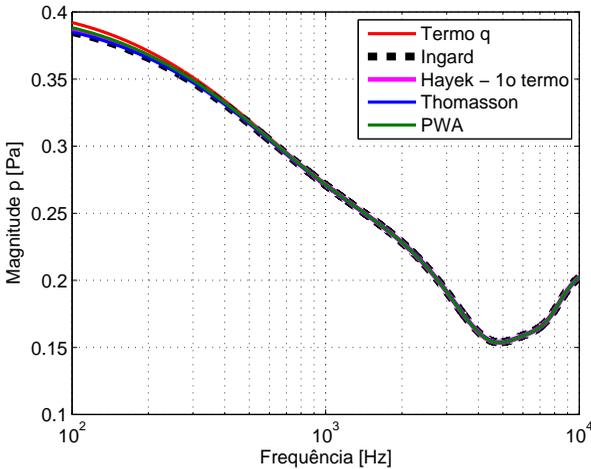


Figura 20: Comparação entre os métodos do termo  $q$ ,  $F$  (Ingard, Thomasson e Hayek) para uma fonte sonora em  $h_s = 5$  m, sensor em  $z = 0.01$  m,  $r = 0$  e  $\theta = 0^\circ$ ;  $9.18 < k_0 |\vec{r}_2| < 917.75$ .

Na Fig. 21 é simulada a incidência rasante<sup>10</sup> ( $\theta \approx 90^\circ$ ). O método PWA falha completamente, pois como  $\cos(\theta) \approx 0^\circ$ ,  $V_p \approx -1$ , o que corresponde ao cancelamento da onda incidente e da refletida. Isto não é uma boa representação da realidade como discutido por Rudnick [17] e mostrado no início deste capítulo, e portanto o método PWA não é confiável neste caso. Observa-se também, aqui, que a onda de superfície tem uma significativa importância pois o método de Thomasson se aproxima mais da solução exata, conseguindo modelar satisfatoriamente o aumento da pressão sonora abaixo de 200 Hz, aquilo que os métodos de Ingard e Hayek

<sup>10</sup>Na literatura, "incidência rasante" é conhecido como *grazing incidence*.

não conseguem. De fato, a onda de superfície se torna importante para incidência rasante, mas não para incidência normal, já que na condição de existência da onda de superfície de Thomasson fica implícito que esta nunca existirá para incidência normal, pois neste caso  $\text{Re}\{\eta_0\} = -\beta$  e, por isso, nunca será maior que 1 pois  $\text{Re}\{\beta\} > 0$ . De fato, a função de Heavside na Eq. (3.61) expressa a mesma condição de existência da onda de superfície de Thomasson, e por isso a afirmação de Kawai, Hidaka e Nakajima [64] de que a solução proposta por Chien e Soroka [58] é singular, para  $r = 0$ , não é correta, já que a singularidade ocorre na função de Hankel da onda de superfície para  $r = 0$ , mas a condição de existência da mesma elimina este termo da equação.

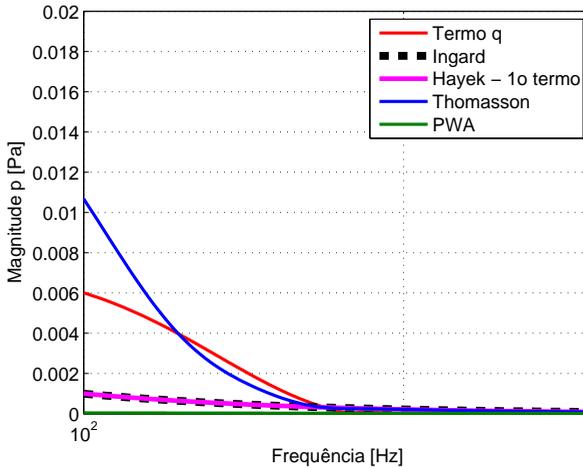


Figura 21: Comparação entre os métodos do termo  $q$ ,  $F$  (Ingard, Thomasson e Hayek) para uma fonte sonora em  $h_s = 0.1$  m, sensor em  $z = 0.1$  m,  $r = 300$  m e  $\theta \approx 90^\circ$ ;  $549.55 < k_0|\vec{r}_2| < 1648.6$ .

A seguinte pergunta poderia, então, ser apresentada: Seria suficiente adicionar o termo da onda de superfície às formulações de Ingard [55] e Nobile e Hayek [50] para que estas se tornem similares à de Thomasson [70]?

E a resposta para esta pergunta é sim. Como pode ser visto na simulação da Fig. 22, onde  $h_s = 0.1$  m, sensor em  $z = 0.1$  m,  $r = 300$  m, porém aqui a onda de superfície  $p_B$  de Thomasson foi adicionada às equações

propostas por Ingard e Nobile e Hayek. Thomasson sugeriu que o caminho de integração tomado por Ingard ignoraria o polo. O que fica demonstrado aqui é que a adição desse termo corrige o erro levando as formulações de Ingard e Hayek a convergir para a solução de Thomasson e, portanto, serem mais próximas da realidade. A presença dos polos é, no entanto, função da admitância e da geometria do problema. A admitância, por sua vez, é função da frequência, para o caso de uma amostra porosa. Isto leva à conclusão de que a onda de superfície existirá somente para certas frequências e que as condições de transição entre a existência e não existência das ondas de superfície não são tão suaves como proposto por Chien e Soroka [58].

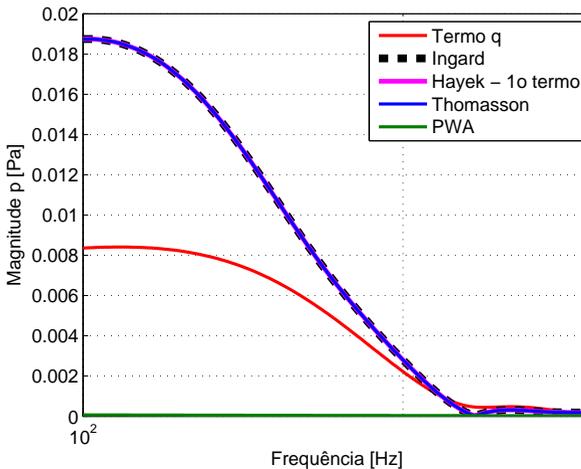


Figura 22: Comparação entre os métodos do termo  $q$ ,  $F$  (Ingard, Thomasson e Hayek), com a onda de superfície adicionada, para uma fonte sonora em  $h_s = 0.1$  m, sensor em  $z = 0.1$  m,  $r = 300$  m e  $\theta \approx 90^{circ}$ ;  $549.55 < k_0 |\vec{r}_2| < 1648.6$ .

### 3.7 Comparação entre plano localmente reativo, amostra de espessura finita não localmente reativa e amostra semi-infinita

Uma comparação entre as pressões sonoras geradas por um monopolo acima de um meio semi-infinito (Seção 3.2), de uma amostra não localmente

reativa com espessura finita sobre uma superfície rígida (Seção 3.3), e sobre um plano localmente reativo com impedância de superfície  $Z$  (Seção 3.4), é mostrada nas Fig. 23 e 24.

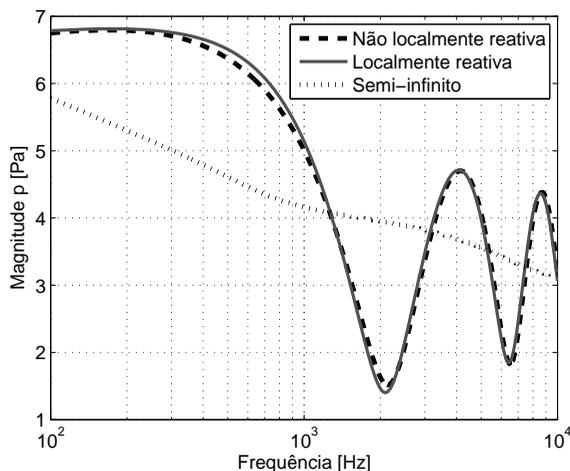


Figura 23: Comparação entre plano localmente reativo, amostra de espessura finita não localmente reativa e amostra semi-infinita, para uma fonte sonora em  $h_s = 0.3$  m, sensor em  $z = 0.01$  m,  $r = 0$ .

No caso da Fig. 23, as propriedades da amostra são  $\sigma = 6000 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$ ,  $\phi = 0.96$ ,  $\alpha_\infty = 1.1$ ,  $\Lambda = 100 \text{ } \mu\text{m}$ ,  $\Lambda' = 300 \text{ } \mu\text{m}$  e espessura  $d_1 = 0.025$  m, e foram calculadas de acordo com o modelo apresentado na Seção 2.5.3. A altura da fonte é  $h_s = 0.3$  m, a do sensor é  $z = 0.01$  m e  $r = 0$ , o que implica em incidência normal. Nota-se que a pressão sonora sobre o meio semi-infinito (curva preta pontilhada) é mais suave que nos outros dois casos, o que se deve ao fato de que o meio semi-infinito não apresenta ressonâncias internas que a amostra com espessura finita apresenta. Tais ressonâncias são causadas pela superposição das ondas refratadas na amostra e refletidas pela superfície rígida. As diferenças entre os meios não-localmente reativo e localmente reativo parecem pequenas neste caso, mas ainda assim uma investigação mais profunda sobre o efeito da pré-suposição de que o meio é localmente reativo, no que se refere à medição *in situ* da impedância acústica, se faz necessária e será apresentada no Capítulo 9.

No caso da Fig. 24 as propriedades da amostra são  $\sigma = 20000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ ,  $\phi = 0.96$ ,  $\alpha_\infty = 1.1$ ,  $\Lambda = 100 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $\Lambda' = 300 \text{ }\mu\text{m}$  e espessura  $d_1 = 0.025 \text{ m}$ . A altura da fonte é  $h_s = 0.3 \text{ m}$ , a do sensor é  $z = 0.2 \text{ m}$  e  $r = 2 \text{ m}$ . Pode-se observar uma maior diferença entre os meios não localmente reativo e localmente reativo. Isso se deve ao fato de que, no primeiro caso, as características da amostra são dependentes do ângulo de incidência, que neste caso é  $\theta = 75.96^\circ$ . A influência deste parâmetro na medição *in situ* da impedância também será investigada mais profundamente no Capítulo 9, sendo que o objetivo desta seção é simplesmente introduzir a discussão e apontar a necessidade da mesma para o tema da pesquisa.

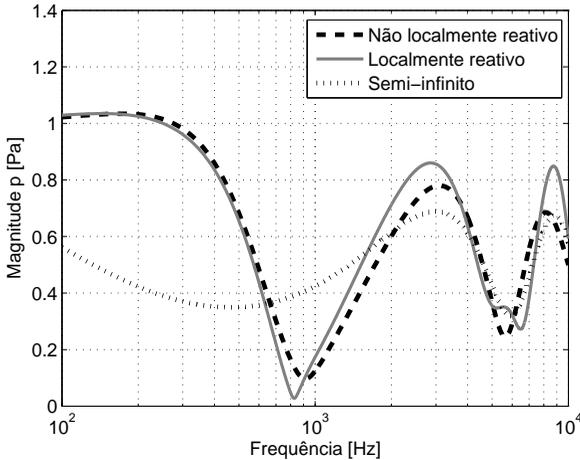


Figura 24: Comparação entre plano localmente reativo, amostra de espessura finita não localmente reativa e amostra semi-infinita, para uma fonte sonora em  $h_s = 0.3 \text{ m}$ , sensor em  $z = 0.2 \text{ m}$ ,  $r = 2 \text{ m}$ .

### 3.8 Sumário

Este capítulo estabeleceu as bases teóricas para a descrição do campo acústico causado pela interação de ondas esféricas refletidas por um plano infinito com coeficiente de reflexão  $V_p$ . O par da transformada espacial de Fourier foi usado para encontrar a pressão sonora que é função de um termo fonte, um termo fonte imagem e uma integral. Tal integral possui

um formato diferente para cada caso: meio semi-infinito, amostra com espessura finita não localmente reativa e amostra localmente reativa descrita por uma impedância de superfície  $Z$ . Métodos de avaliação da integral foram propostos em cada caso.

Os casos de uma amostra não localmente reativa de espessura finita colocada sobre uma superfície rígida e o caso da amostra localmente reativa são de especial importância. No primeiro caso, o método padrão de avaliação é a integração pela rotina DQAGP, já que se trata de um método preciso de integração. Tal método será utilizado no Capítulo 9 para avaliar a influência da pré-suposição de que a amostra é localmente reativa, e na proposição de métodos que visam minimizar o erro encontrado decorrente desta pré-suposição.

No caso da amostra localmente reativa, o método do termo  $q$  é escolhido como referência por também se tratar de uma integração numérica precisa. Tal método será utilizado no Capítulo 6 na construção de algoritmos iterativos que visam recuperar a impedância de superfície através da medição da impedância próxima a uma amostra que se deseja caracterizar. Outros métodos como o termo  $F$  e PWA também foram avaliados e uma discussão a respeito da precisão de cada um deles na medição de impedância será apresentada no Capítulo 6.

Este capítulo é, portanto, de suma importância na descrição do problema e os capítulos citados farão referência a ele. No entanto, antes de se entrar em detalhes na descrição dos métodos de medição PU e PP, uma revisão dos métodos de medição de impedância e coeficiente de absorção em tubo de impedância e câmara reverberante será realizada (Capítulo 4), bem como uma revisão sobre os métodos de medição de impedância *in situ* (Capítulo 5).



## 4 MÉTODOS USUAIS DE MEDIÇÃO DE IMPEDÂNCIA E ABSORÇÃO SONORA

Este capítulo apresenta uma breve revisão dos métodos de medição de impedância acústica em tubo de impedância e de medição do coeficiente de absorção por incidência difusa em câmara reverberante. As normas que regem os dois métodos terão seus principais pontos cobertos. As vantagens, desvantagens e fontes de incerteza dos dois métodos serão exploradas, e uma comparação com a técnica de medição *in situ* também será apresentada, de forma qualitativa.

### 4.1 Tubo de impedância

Existem dois tipos de métodos de medição com tubo de impedância, e os mesmos serão brevemente descritos nesta seção. O tubo de impedância da Fig. 25 possui um alto-falante através do qual passa uma sonda conectada a um microfone<sup>1</sup>. A sonda pode se movimentar ao longo do tubo de impedância e uma escala ( $x$ ) marca sua posição em relação à origem, considerada como sendo a superfície da amostra. Uma das terminações do tubo é rígida e na outra o alto-falante excita o tubo com um ruído senoidal de frequência conhecida. Sobre a terminação rígida a amostra a ser medida é posicionada. Devido às dimensões do tubo, a uma certa distância do alto-falante, pode-se considerar o campo acústico composto por ondas planas e a superposição das ondas incidente e refletida forma uma onda estacionária. Medindo-se os valores absolutos dos máximos e mínimos de pressão, pode-se obter o módulo do coeficiente de reflexão, e medindo-se as distâncias da superfície da amostras em que esses máximos e mínimos ocorrem, pode-se calcular a fase do coeficiente de reflexão. Maiores detalhes serão dados na Seção 4.1.1.

Uma segunda forma de medição e excitação do campo acústico permite reduzir o tempo de ensaio, conforme descrito a seguir. O tubo de impedância da Fig. 26 possui uma das terminações em que a amostra é posicionada e na outra o alto-falante excita o tubo com um ruído de espectro uniforme. Ondas planas também podem ser consideradas a uma certa distância do alto-falante e a função de transferência entre os dois microfones é usada para estimar o coeficiente de reflexão. Maiores detalhes serão dados na Seção 4.1.2

---

<sup>1</sup>Existem diversas formas de inserir a sonda no tubo. Uma das formas é passá-la através da placa polo do alto-falante.

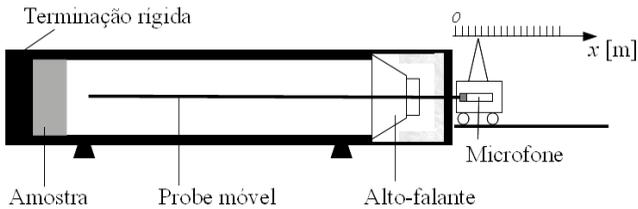


Figura 25: Esquema do tubo de impedância de ondas estacionárias.

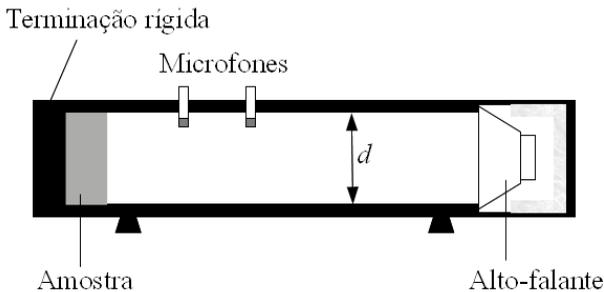


Figura 26: Esquema do tubo de impedância de dois microfones.

As características comuns, necessárias à construção do tubo de impedância, estão descritas nas normas [71, 72]. O tubo deve ser reto com diâmetro interno constante (variabilidade  $< 0.2\%$ ). As paredes devem ser rígidas de forma que modos de vibração na faixa de frequências de operação do tubo não sejam excitados por fontes externas ou pelo alto-falante. Para tubos de paredes metálicas e secção circular é recomendado que as paredes possuam espessura de pelo menos  $5\%$  do diâmetro  $d$  do tubo. A máxima frequência de operação do tubo  $f_u$  é definida pela frequência do primeiro modo transversal ( $d = 0.50\lambda_u$ ), o que assumindo uma velocidade do som de  $340$  m/s leva à equação:

$$f_u = \frac{170}{d}. \quad (4.1)$$

#### 4.1.1 Tubo de impedância de ondas estacionárias: princípio de funcionamento

Como dito anteriormente, se o alto-falante na Fig. 25 emite um sinal estacionário senoidal, a superposição das ondas incidente e refletida criará uma onda estacionária no interior do tubo, como pode ser visto na Fig. 27.

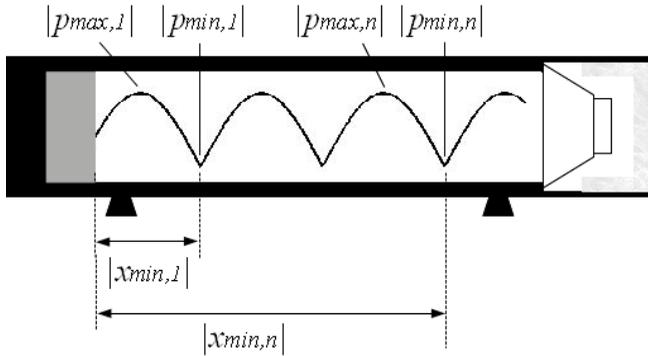


Figura 27: Onda estacionária com seus máximos e mínimos formada pela superposição das pressões incidente e refletida pela amostra.

Medindo-se os valores absolutos dos máximos e mínimos de pressão pode-se obter o módulo do coeficiente de reflexão. Assumindo que a onda incidente tenha uma amplitude arbitrária  $|p_0|$ , a pressão máxima ocorre quando as pressões incidente e refletida estão em fase. Neste caso, a amplitude da pressão máxima será:

$$|p_{max}| = |p_0|(1 + |V_p|), \quad (4.2)$$

e a pressão mínima ocorre quando as pressões incidente e refletida estão em oposição de fase. Neste caso, a amplitude da pressão mínima será

$$|p_{min}| = |p_0|(1 - |V_p|). \quad (4.3)$$

Resolvendo o sistema das Eqs. (4.2) e (4.3), o módulo do coeficiente de reflexão é:

$$|V_p| = \frac{s-1}{s+1}, \quad (4.4)$$

onde  $s = |p_{max}|/|p_{min}|$  é a razão entre os módulos das pressões máxima e mínima.

Medindo-se as distâncias da superfície da amostra em que esses máximos e mínimos ocorrem, pode-se calcular a fase do coeficiente de reflexão. Para um mínimo de pressão, a fase do coeficiente de reflexão é:

$$\Phi = \pi \left( \frac{4fx_{min,m}}{c_0} - 2m_s + 1 \right), \quad (4.5)$$

sendo  $m_s$  o  $m$ -ésimo mínimo da onda estacionária a uma distância  $x_{min,m}$  da superfície da amostra,  $f$  a frequência do tom puro gerado pelo alto-falante e  $c_0$  a velocidade no interior do tubo, que pode ser determinada precisamente com ajuda de um termômetro. O coeficiente de reflexão é, então,  $V_p = |V_p|e^{i\Phi}$ , o coeficiente de absorção  $\alpha = 1 - |V_p|^2$  e a impedância de superfície  $Z = \frac{1-V_p}{1+V_p}$ .

Como a excitação é um ruído tonal do qual se conhece a frequência, as medições podem ser realizadas simplesmente com um osciloscópio, já que as distâncias são medidas na escala e as amplitudes das pressões podem ser medidas com este dispositivo. Por esta razão, pode-se inferir que este método é anterior ao método de dois microfones, já que este último se baseia no processamento dos sinais captados pelos microfones. Como este procedimento permite somente medições em frequências discretas, um maior tempo é requerido para a realização dos ensaios.

Além da frequência de corte superior (Eq. (4.1)), relacionada aos modos transversais, o tubo possui uma frequência de corte inferior  $f_l$ . Tal frequência é limitada pela necessidade de formação de pelo menos um mínimo na onda estacionária e, por isso, o comprimento  $L$  do tubo deve acomodar pelo menos  $3/4$  de um comprimento de onda da menor frequência de interesse ( $L > 3\lambda/4$ ), o que para frequências muito baixas se torna impraticável. Um outro fator limitando a  $f_l$  é que próximo ao alto-falante as ondas não são exatamente planas. Por isso, uma distância da ordem de 3 diâmetros deve ser adicionada ao comprimento do tubo e a frequência de corte inferior para um dado comprimento  $L$  é, então, dada por:

$$f_l = \frac{3c_0}{4(L - 3d)}. \quad (4.6)$$

Deste modo, para uma frequência de corte inferior de 100 Hz, para um diâmetro de 5 cm o tubo deverá possuir no mínimo um comprimento de 2.70 m. Maiores detalhes construtivos do tubo e do procedimento de medição podem ser vistos na norma [71], sendo o objetivo desta seção simplesmente uma descrição do método para conveniência do leitor.

#### 4.1.2 Tubo de impedância com dois microfones: princípio de funcionamento

Em 1977, Seybert e Ross [73] publicaram o primeiro artigo descrevendo a medição de impedância acústica em um tubo de impedância excitado por ruído de banda larga. Os autores mencionam que o método de medição com o tubo de impedância de ondas estacionárias demanda um longo tempo de medição. Além disso, para medir satisfatoriamente em frequências muito baixas o tubo precisa ser muito longo (por ex:  $L > 2.70$  m para medir a 100Hz), o que pode tornar efeitos de dissipação importantes. Seybert e Ross propuseram uma técnica baseada na medição da pressão sonora em dois pontos no interior do tubo excitado com ruído aleatório, demonstrando que através da obtenção dos auto-espectros do sinal captado por cada microfone e do espectro cruzado entre eles é possível obter a impedância de superfície da amostra.

A norma [72] estabelece os princípios matemáticos básicos do sistema de medição. Para um sistema com dois microfones (Fig. 28), o microfone mais distante da amostra está a uma distância  $x_1$  m da superfície da mesma e a distância entre os microfones é  $x_{12}$ . O terceiro microfone é opcional mas torna-se necessário nas medições em baixas frequências devido à pequena diferença de fase entre os sensores, caso estejam muito próximos. Somente um par de microfones será usado por medição e, neste caso, as pressões nos microfones 1 e 2 são dadas por:

$$\begin{aligned} p_1 &= p_0 \left[ e^{ik_0(x_1-x_{12})} + V_p e^{-ik_0(x_1-x_{12})} \right], \\ p_2 &= p_0 \left[ e^{ik_0 x_1} + V_p e^{-ik_0 x_1} \right]. \end{aligned} \quad (4.7)$$

Fazendo  $H(f) = p_1/p_2$  a função de transferência entre os microfones 1 e 2, é possível escrevê-la como:

$$H(f) = \frac{e^{ik_0(x_1-x_{12})} + V_p e^{-ik_0(x_1-x_{12})}}{e^{ik_0 x_1} + V_p e^{-ik_0 x_1}}, \quad (4.8)$$

e da equação anterior pode-se extrair o coeficiente de reflexão:

$$V_p = \frac{H(f) - e^{-ik_0x_{12}}}{e^{ik_0x_{12}} - H(f)}, \quad (4.9)$$

e, da mesma forma que na seção anterior, o coeficiente de absorção é  $\alpha = 1 - |V_p|^2$  e a impedância de superfície  $Z = \frac{1-V_p}{1+V_p}$ .

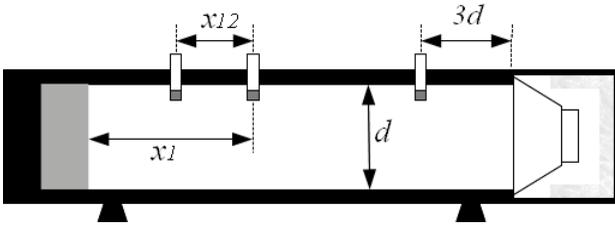


Figura 28: Esquema do tubo de impedância de dois microfones: posição dos microfones; o microfone próximo ao alto-falante é opcional e será usado para aumentar a precisão em baixas frequências.

Usando ruído aleatório como excitação,  $H(f)$  é obtida pela transformada de Fourier, o que implica que o espectro todo é conhecido com apenas uma medição. Por isso, este método é significativamente mais rápido que o método baseado em ondas estacionárias. No entanto, a medição com o osciloscópio não é possível, sendo necessário o uso de um computador e/ou um analisador de sinais. Seybert e Ross [73] também apontam que este método é menos suscetível a erros do operador, já que os erros se concentram no sistema de medição e processamento de sinal e não nas leituras de distância e amplitude realizadas pelo operador.

De acordo com a norma [72] a frequência superior de operação está relacionada tanto à existência de modos transversais e, portanto, limitada pela Eq. (4.1), quanto ao espaçamento excessivo entre os microfones. A norma recomenda que  $x_{12} < 0.45\lambda_u$ .

A menor frequência de operação  $f_l$  depende do espaçamento entre os microfones e do comprimento do tubo. Com um pequeno espaçamento entre os microfones, os mesmos mediriam essencialmente a mesma pressão sonora em baixas frequências, e devido à precisão finita do sistema de medição, erros de diferença de fase seriam induzidos. A norma [72] recomenda que  $x_{12}$

seja maior que 5% do maior comprimento de onda. O compromisso entre  $x_{12} > 0.05\lambda_l$  e  $x_{12} < 0.45\lambda_l$  faz com que haja necessidade de um tubo de impedância com dois espaçamentos diferentes, sendo o menor para cobrir as altas frequências e o maior para cobrir as baixas frequências.

O comprimento do tubo é função dos espaçamentos entre os microfones e da existência de ondas não planas próximo da fonte sonora e da superfície da amostra. A norma [72] recomenda que o microfone mais próximo à fonte sonora seja posicionado a três diâmetros de distância da mesma e que o microfone mais próximo à amostra esteja a dois diâmetros da superfície da mesma (para amostras bastante irregulares, considerado o pior caso). Para um tubo operando de 100 Hz a 4 kHz o comprimento do tubo seria da ordem de 40 cm, o que é consideravelmente menor que o tubo de ondas estacionárias (2.70 m para 100 Hz).

O uso de dois microfones possui o inconveniente de que pode haver diferenças de amplitude e fase entre as curvas de sensibilidade dos microfones, já que os microfones podem não ser um par casado, e mesmo que seja uma pequena diferença sempre existirá. Seybert e Ross [73] propõe a calibração relativa dos microfones, montando-os rente à superfície rígida de terminação do tubo. Chung e Blaser [74, 75] e a norma [72] propõem a eliminação desses erros por um método que consiste em medir duas funções de transferência. Ao assumir que existe um erro sistemático de fase  $\varphi$  e amplitude  $|A|$  entre os microfones 1 e 2, ao medir a  $H(f)$  com os microfones na posição indicada na Fig. 28 esta será:  $\hat{H}(f) = |H(f)||A|e^{i\varphi}$ . Trocando os microfones de posição, mas não os canais em que são conectados ao analisador de sinais tem-se:  $\hat{H}'(f) = |H(f)||A|^{-1}e^{i\varphi}e^{-i\varphi}$ . Desta forma, a função de transferência corrigida é dada por  $H(f) = \sqrt{\hat{H}\hat{H}'} = |H(f)|e^{i\varphi}$ .

A fim de evitar os desvios de fase entre os dois microfones, Chu [76] propõe que a medição seja realizada somente com 1 microfone, mudando-o de posição para obter-se  $H(f)$ . O procedimento consiste em medir  $\hat{H}(f) = p_1/v(f)$ , em que  $p_1$  é a pressão medida pelo microfone mais distante da amostra e  $v(f)$  é o sinal de tensão extraído do gerador de ruído aleatório. Move-se, então, o microfone para a posição 2, mais próxima à superfície da amostra, e mede-se  $\hat{H}'(f) = p_2/v(f)$ . Finalmente a função de transferência é  $H(f) = \hat{H}/\hat{H}'$ . Maiores detalhes construtivos do tubo e do procedimento de medição podem ser vistos na norma [71].

### 4.1.3 Vantagens e desvantagens do método do tubo de impedância

As três principais vantagens do método do tubo de impedância são: 1) permite medições de uma quantidade complexa, a impedância de superfície, o que não é o caso do método de câmara reverberante, como será visto na Seção 4.2; 2) é um método matematicamente simples; 3) o método recebeu a atenção de normas internacionais tendo sido extensivamente usado ao longo do tempo, o que faz dele um método bastante confiável e que pode ser usado como referência para comparações com medições *in situ*.

Entre as principais desvantagens estão:

- a impedância de superfície é medida somente para incidência normal;
- possui uma faixa de frequência limitada, especialmente em altas frequências, devido às dimensões do tubo e ao aparecimento dos primeiros modos radiais. Boa parte dos tubos de impedância comerciais disponíveis tem uma faixa de trabalho de 50-6000 Hz, requerendo para isso o uso de dois tubos (um para baixas frequências e outro para altas frequências), o que faz o sistema de medição perder um pouco de sua praticidade;
- o ensaio de amostras é destrutivo, pois requer o corte das mesmas. O corte de amostras pode, em alguns casos específicos, mudar suas características acústicas, o que limita a aplicabilidade do método a amostras relativamente regulares;
- em contraste com aplicações *in situ* o método pode não conseguir levar em conta efeitos de envelhecimento e acúmulo de sujeira, já que em alguns casos a própria técnica de corte pode eliminar partículas depositadas na amostra ao longo do tempo (ex: medição *in situ* de amostras asfálticas);
- uma incerteza com grande impacto na medição é a compressão da amostra para que esta seja inserida no tubo, ou a existência de espaços vazios entre a amostra as paredes laterais do tubo. Kino e Ueno [77] investigaram o problema experimentalmente e observaram que a compressão da amostra leva à mudança da frequência de ressonância do esqueleto. Vazamentos laterais também se mostraram indesejáveis. Castagnède *et al.*[78] investigaram o problema do ponto de vista teórico, propondo alterações nos parâmetros resistividade ao fluxo e porosidade, para avaliar os efeitos de compressão. Os autores apontam que um dos efeitos da compressão radial das amostras é o aumento

da espessura das mesmas o que leva a um aumento do coeficiente de absorção. Outros exemplos de trabalhos reportando investigações dessa natureza são apresentados em [79, 80].

Um trabalho recente [81], envolvendo 7 universidades, investigou a reprodutibilidade do método do tubo de impedância com dois microfones em uma série de medições que envolveu a medição de várias amostras sob várias condições de montagem. A variabilidade dos testes inter-laboratoriais mostrou-se um pouco dependente da amostra, mas foi da ordem de 20%, o que é bastante significativo. Os autores apontam que uma revisão da norma ISO 10534-2 [72] no que se refere à montagem da amostra no tubo se faz necessária. Apontam também que a norma deve especificar a forma de se preparar a amostra, o número mínimo de amostras medidas, o tamanho da amostra como função de algumas de suas propriedades, o procedimento correto para a fusão de respostas em frequência de curvas obtidas com tubos de diferentes diâmetros e o tipo de ruído de excitação e método de processamento de sinal.

## 4.2 Câmara reverberante

O método de medição do coeficiente de absorção em câmara reverberante é baseado na teoria de Wallace Sabine e descrito na norma ISO 354 [82]. O procedimento de medição consiste basicamente em realizar duas medições do tempo de reverberação  $T_{60}$  em uma câmara reverberante, onde se possa considerar um campo acústico difuso<sup>2</sup>. Na primeira medição do  $T_{60}$  a câmara reverberante está vazia, e na segunda, a amostra a ser caracterizada é posicionada e a segunda medida de  $T_{60}$  é tomada. A comparação das duas condições permite o cálculo do coeficiente de absorção por incidência difusa. Como o som incidente na amostra é considerado difuso, o coeficiente de absorção medido é considerado como o resultado de uma média ao longo dos ângulos de incidência.

A teoria de Sabine expressa que o tempo que o som leva para decair 60 dB em um ambiente está relacionado ao volume da sala, às propriedades do ar na sala (velocidade do som e coeficiente de absorção  $\chi$  do ar), do coeficiente de absorção de cada material aplicado no ambiente e de suas respectivas áreas  $S$ . Desta forma:

---

<sup>2</sup>O campo difuso considera que a pressão sonora é uniformemente distribuída no espaço do ambiente onde a medição é realizada.

$$T_{60} = \frac{55.3V}{c_0(\bar{A} + 4V\chi)}, \quad (4.10)$$

onde  $\chi$  é dado pelas condições climáticas do ar,  $\bar{A}$  é definida como a área equivalente de absorção de uma sala. Para uma sala com apenas um absorvedor  $\bar{A} = \alpha S$ , onde  $S$  é a área do absorvedor. Para uma sala com vários absorvedores  $\bar{A} = \bar{\alpha} \sum_i S_i$ , onde  $S_i$  é a área de cada absorvedor e  $\bar{\alpha}$  é um coeficiente de absorção médio, dado por:

$$\bar{\alpha} = \frac{\sum_i \alpha_i S_i}{\sum_i S_i}. \quad (4.11)$$

Desta forma, ao medir o tempo de reverberação com a câmara reverberante sem a amostra que se deseja caracterizar  $T_{60_1}$  a área equivalente de absorção da câmara será:

$$A_1 = \frac{55.3V}{c_0 T_{60_1}} - 4V\chi_1. \quad (4.12)$$

Posiciona-se, então, o absorvedor, de área  $S$ , a ser caracterizado na câmara reverberante e mede-se um segundo tempo de reverberação  $T_{60_2}$ . A área equivalente de absorção da câmara com o absorvedor será

$$A_2 = \frac{55.3V}{c_0 T_{60_2}} - 4V\chi_2. \quad (4.13)$$

Subtraindo a Eq. (4.12) da Eq. (4.13) obtém-se o coeficiente de absorção da amostra por incidência difusa  $\alpha_s$

$$\alpha_s = \frac{55.3V}{c_0 S} \left( \frac{1}{T_{60_2}} - \frac{1}{T_{60_1}} \right) - 4V(\chi_2 - \chi_1), \quad (4.14)$$

onde o subscrito  $s$  é recomendado pela norma [82] e representa a palavra da língua inglesa *statistical*. O uso do subscrito evita confusão com o coeficiente de absorção medido por incidência normal no caso do tubo de impedância ou coeficientes de absorção medidos *in situ*.

A norma ISO 354 [82] recomenda que o volume da câmara reverberante seja de  $200 \text{ m}^3$  e que a maior dimensão da sala satisfaça a relação  $L_{\max} < 1.9V^{1/3}$ . Deve-se tomar cuidado com a distribuição na frequência dos modos acústicos na sala, de forma a minimizar seus efeitos. O uso de difusores é recomendado de forma a criar um som o mais difuso possível. A norma também recomenda que o valor de  $A_1$  para uma câmara reverberante de  $200 \text{ m}^3$  não exceda os valores dados na Tabela 2. Para câmaras reverberantes com volume diferente de  $200 \text{ m}^3$ , os valores na Tabela 2 devem ser multiplicados por  $(V/200)^{2/3}$ .

Tabela 2: Máxima área equivalente de absorção para uma câmara reverberante de  $200 \text{ m}^3$ .

Frequência Hz	100	125	160	200	250	315
Máximo $A_1 \text{ m}^2$	6.5	6.5	6.5	6.5	6.5	6.5
Frequência Hz	400	500	630	800	1000	1250
Máximo $A_1 \text{ m}^2$	6.5	6.5	6.5	6.5	7.0	7.5
Frequência Hz	1600	2000	25000	3150	4000	5000
Máximo $A_1 \text{ m}^2$	8.0	9.5	10.5	12.0	13.0	14.0

A área da amostra sob medição, recomendada pela norma, deve estar entre  $10 \text{ m}^2$  a  $12 \text{ m}^2$  para amostras de absorção média à alta, em câmaras de  $200 \text{ m}^3$ . Para câmaras com volume diferente de  $200 \text{ m}^3$ , a área deve ser multiplicada por  $(V/200)^{2/3}$ , e para amostras com baixa absorção áreas maiores são recomendadas a fim de que os dois tempos de reverberação medidos sejam significativamente diferentes. As amostras devem ser retangulares com uma razão entre comprimento e largura de 0.7 a 1.0, e devem ser posicionadas na câmara de forma que suas bordas estejam no mínimo a 1 m de distância de qualquer parede da câmara. A norma também aponta que as bordas da amostra devem preferencialmente ser orientadas numa direção não paralela às paredes da câmara. Seis tipos de configuração de montagem são explicitados na norma, sendo mais comum a montagem da amostra diretamente sobre o piso.

A norma recomenda que o número mínimo de microfones usados seja 3 (em pontos diferentes da sala) e o número mínimo de posições da fonte

sonora seja 2 (a não menos que 3 m de distância uma da outra). Desta forma, no mínimo 12 curvas de decaimento são obtidas para o cálculo posterior de uma média do tempo de reverberação por banda de frequência.

Dois métodos de medição do tempo de reverberação são possíveis. O primeiro consiste em excitar a sala com um ruído de banda larga (ruído branco, por exemplo) por um tempo suficiente para que a pressão sonora se estabilize na sala e, então, a fonte é desligada e o decaimento é gravado por um computador ou mídia adequada. É recomendável que o nível do sinal seja tal que exista uma diferença de pelo menos 15 dB entre o menor nível medido e o ruído de fundo. A outra forma de se obter o tempo de reverberação é através da medição da resposta impulsiva. A fonte sonora é excitada com um ruído pseudo aleatório, ou varredura de senos, e a pressão sonora é medida por cada microfone. A transformada inversa de Fourier da função de transferência entre a pressão em cada microfone e o ruído de excitação fornece a resposta impulsiva, da qual se extrai o  $T_{60}$ .

As três principais vantagens do método de medição do coeficiente de absorção em câmara reverberante são: 1) é um método matematicamente bastante simples; 2) o método recebeu a atenção de uma norma internacional; 3) o método mede o coeficiente de absorção por incidência aleatória que, em alguns casos, pode ser a grandeza desejada.

As principais desvantagens são:

- o método requer um ambiente especial de difícil construção, o que pode ser inviável para um laboratório de médio porte;
- somente mede o coeficiente de absorção por incidência difusa e não a impedância. Fundamentalmente essa grandeza é diferente do coeficiente de absorção por incidência normal obtido com o tubo de impedância. Alguns autores [83, 84] tentam correlacionar os dois métodos através da integração de  $\alpha_N$  ao longo do ângulo de incidência ( $\alpha_s = 2 \int_0^{\pi/2} \alpha_N(\theta) \cos(\theta) d\theta$ ). Este cálculo é válido somente para amostras localmente reativas. É possível calcular  $\alpha_s$  com  $\alpha_N$ , mas não o contrário;
- o método requer amostras consideravelmente grandes, o que pode dificultar a montagem das mesmas, dependendo das condições em que as amostras serão montadas num ambiente real. Adicionalmente, sendo este um método laboratorial, não levará em conta os efeitos do tempo como acúmulo de pó e sujeira;

- a fórmula de Sabine representa bem o campo acústico para ambientes com pequena absorção. No entanto, para ambientes com mais absorção, a fórmula de Eyring é mais precisa e geralmente utilizada. Hodgson [85] reporta discrepâncias experimentais quando se utiliza a fórmula de Sabine para medir  $\alpha_v$  e a fórmula de Eyring para calcular o tempo de reverberação em um outro ambiente em cujas paredes foram aplicadas o material medido numa câmara reverberante. O autor aponta que o mesmo modelo de propagação sonora deve ser usado nas duas situações dando uma preferência ao de Eyring, devido à sua menor limitação;
- coeficientes de absorção maiores que 1 podem ser encontrados, o que é atribuído à difração nas bordas ou a irregularidades na superfície da amostra, além dos erros de medição.

Os efeitos de difração nas bordas da amostra foram estudados em alguns artigos. Pellam [86] avaliou teoricamente o problema bidimensional. Northwood, Grisaru e Medcof [87] apontam que em alguns casos as dimensões da amostra são da ordem do comprimento de onda e que, neste caso, o coeficiente de absorção seria sobrestimado. Bruijn [88] analisou o problema bidimensional e apontou que a difração em uma das bordas da amostra pode perturbar a difração na borda oposta caso a amostra seja pequena, o que faz com que os efeitos de difração ocorrendo em uma borda não sejam independentes da difração na borda oposta. Thomasson [89] analisou o problema tridimensional e propôs uma nova forma de estimar o coeficiente de absorção para evitar os problemas de sobre-estimativa do coeficiente de absorção. Recentemente, o uso do método de elemento de contorno foi usado por Kawai e Meotoiwa [90] para estimar os efeitos do tamanho finito das amostras e o efeito de sua distribuição espacial em câmara reverberante de forma a diminuir os erros na medição. O problema, no entanto, é bastante complexo e muitas questões ainda permanecem e precisam ser esclarecidas.

### 4.3 Sumário

Este capítulo apresentou uma breve revisão dos métodos de medição de impedância acústica em tubo de impedância e de medição do coeficiente de absorção por incidência difusa em câmara reverberante. Os principais pontos das respectivas normas foram colocados para conveniência do leitor, e as principais vantagens e desvantagens dos dois métodos foram levantadas.

Algumas das principais fontes de incerteza listadas na literatura também foram citadas. A principal vantagem comum aos dois métodos é sua simplicidade matemática.

O método do tubo de impedância mostra seu potencial, no que se refere à medição *in situ*, como método de comparação. O leitor deve ter, no entanto, em mente que as incertezas reportadas na referência [81] e as causadas pela compressão da amostra podem degradar seriamente as medições em tubo de impedância. Além do mais, o fato deste ser um método destrutivo limita sua aplicação. Somando estes fatos às vantagens intrínsecas da técnica de medição *in situ* (ver Capítulo 1), tem-se uma grande motivação para investigá-la profundamente.

O método da câmara reverberante mede o coeficiente de absorção por incidência difusa ( $\alpha_s$ ) o que é essencialmente diferente do coeficiente de absorção por incidência normal ( $\alpha_N$ ) obtido com o tubo de impedância; estes somente se relacionam caso a amostra seja localmente reativa. O mesmo acontece com medições *in situ*, já que na maioria das vezes o algoritmo de dedução encontra  $\alpha_N$  como resultado. A correlação entre os dois métodos é, portanto, um pouco mais difícil que no caso do tubo de impedância. A principal desvantagem do método de câmara reverberante é a necessidade de um ambiente especial para realização dos ensaios, o que pode estar fora das condições de um laboratório de médio porte. A técnica *in situ* obviamente não sofre este problema.

As maiores desvantagens da técnica *in situ* são: sua maior complexidade matemática (ver Capítulos 3 e 6), susceptibilidade da técnica às condições ambientes como reflexões espúrias, ruído de fundo, tamanho da amostra e ao fato de que esta pode ser não-localmente reativa. Esta pesquisa visa entre outras coisas investigar tais problemas. No capítulo seguinte, uma revisão sobre os principais métodos de medição de impedância *in situ* é mostrada. Os métodos revistos se baseiam em medições com 1 ou 2 microfones. O Capítulo 6 apresenta a técnica de medição *in situ* com a sonda PU, foco desta pesquisa, em contraste com a técnica PP (2 microfones).

## 5 REVISÃO DOS MÉTODOS DE MEDIÇÃO DE IMPEDÂNCIA *IN SITU*

Este capítulo apresenta uma revisão dos métodos de medição *in situ* da impedância de superfície. Pretende-se fornecer uma descrição básica dos métodos de medição reportados até hoje. *In situ* vem do latim e significa "em sítio", ou seja, a medida é tomada num ambiente qualquer (uma sala ou no interior de um automóvel, por exemplo). Neste capítulo, por uma questão de simplificação da notação, o termo *in situ* também será usado para descrever medições realizadas em câmara anecóica ou semi-anecóica. Tal condição representa a condição de campo livre. Medições em câmara semi-anecóica são usadas neste trabalho como medições de referência tomadas sob condições mais controladas do que em uma sala comum.

Em contraste com os métodos de medição descritos no capítulo anterior, a medição *in situ* é atrativa porque a amostra, que se deseja caracterizar, se encontra sob condições reais de montagem. Outra vantagem é que as características da amostra podem variar com o tempo (acúmulo de sujeira) e clima (umidade e neve sobre a grama ou asfalto). Por estas razões, a medição de impedância *in situ* é um tema de grande interesse prático.

Os métodos de medição serão divididos em três categorias: os métodos de separação temporal, os métodos de campo acústico e os métodos alternativos. Após a revisão, uma análise dos problemas atuais na medição de impedância *in situ* será feita e conclusões apresentadas.

### 5.1 Métodos de separação temporal

Como a impedância de superfície ( $Z$ ) e o coeficiente de absorção ( $\alpha$ ) estão relacionados pelo coeficiente de reflexão, e este é a razão entre as pressões refletida e a incidente ( $V_p = p_r/p_i$ ), é natural pensar em métodos de medição em que se consiga separar os sinais de pressão refletida e incidente.

Em 1974, Barry [91] apresentou um método de separação das pressões refletida e incidente baseado nas funções de auto-correlação e correlação cruzada e nas suas respectivas transformadas de Fourier: auto-espectro e espectro cruzado. Utilizando dois microfones e posicionando um dos microfones próximo à fonte sonora e o outro microfone próximo à amostra, que se deseja caracterizar, os sinais de pressão são medidos e os atrasos entre eles usados para estimar o coeficiente de absorção. Os valores do coeficiente de absorção obtidos com esta técnica foram comparados com valores medidos em um tubo de impedância e em câmara reverberante. Os resultados obtidos

por Barry correlacionam relativamente bem com os resultados de medições em tubo de impedância para frequências de 500 a 2000 Hz. Na época em que este artigo foi publicado, as técnicas de FFT ainda não eram tão comuns e aplicadas como são atualmente. Portanto, este trabalho é um marco importante no desenvolvimento de técnicas de medição baseados em processamento de sinais.

Hollin e Jones [92] utilizaram uma excitação por ruído branco e mediram as funções de correlação entre os sinais de tensão, que alimenta a fonte sonora, e de pressão, captado por um único microfone posicionado em frente a uma amostra. A comparação entre medições de uma amostra rígida e outra absorvente permitiu o cálculo do coeficiente de reflexão e da absorção da amostra. Os resultados são comparados às medições feitas em tubo de impedância com boa concordância para diversos tipos de materiais. Os autores também apresentam uma análise do erro de medição causado pela precisão finita do correlator analógico usado no trabalho. Foi apontado que quanto menos absorvente a amostra maior o erro percentual de medição.

Em 1979, Davies e Mulholland [93] apresentaram um artigo usando um ruído impulsivo como sinal de excitação. Medindo a resposta em campo livre, os autores obtiveram a pressão incidente  $p_i$ , e medindo a pressão sonora próxima da superfície da amostra a pressão total  $p_i + p_r$  é obtida, desde que o ruído de excitação tenha uma repetitividade adequada. Com essas duas medições é possível separar a pressão refletida da incidente e calcular o coeficiente de reflexão. Alguns tipos de amostras foram medidos com resultados satisfatórios (para amostras com resistividade ao fluxo de média à alta) e ruins (para amostras de baixa resistividade ao fluxo ou para uma superfície rígida). Semelhantemente à [92] os autores também demonstraram que a resolução digital finita, de 8 bits no caso (0.1 dB), leva a erros relativamente maiores para amostras menos absorventes. O método também é dito inadequado para grandes ângulos de incidência.

O uso de sinais de excitação impulsivos também foi a técnica utilizada no artigo apresentado por Cramond e Don [94] em 1984. Neste caso os autores também utilizaram dois microfones espaçados e fizeram duas medições. Na primeira, o eixo principal da fonte sonora foi orientado perpendicularmente à superfície da amostra, com os microfones posicionados na linha do eixo da fonte (incidência normal). Na segunda medição a fonte sonora tem seu eixo orientado a 180 graus em relação à amostra e os microfones são posicionados na linha de eixo da fonte. A distância que separa os microfones é escolhida de forma que o microfone mais distante da amostra receba o sinal direto da fonte no mesmo instante em que o microfone

mais próximo da amostra recebe o sinal refletido. Os sinais no domínio do tempo são processados de forma a se obter a impedância da amostra no domínio da frequência. Durante o experimento, a fonte impulsiva é disparada diversas vezes de forma que uma média das medições seja obtida. Amostras como grama e carpete sobre cimento foram medidos em vários ângulos de incidência de forma que a dependência ou independência da impedância de superfície em relação ao ângulo de incidência pudesse ser analisada. Os resultados de impedância de superfície foram comparados com o modelo de Delany e Bazley [8]. Em geral, os resultados apresentam boa concordância com o modelo para frequências de 800 a 4000 Hz, especialmente para grama e carpete em que o ângulo de incidência não demonstrou ter grande efeito no resultado final. Outras amostras, como de fibra de vidro e neve, não mostraram a mesma independência em relação ao ângulo de incidência.

Yuzawa [95] também propôs um método de separação baseado no uso de dois microfones. Um dos microfones seria montado distante da amostra e o outro próximo à mesma, de acordo com a Fig. 29. Desta maneira, o microfone M2 capta a pressão incidente  $p_{M2} = p_i$  e o microfone M1 os sinais incidente e refletido  $p_{M1} = p_i + p_r$ , desde que a fonte possa ser considerada um monopolo. Os sinais dos dois microfones passam, então, por um amplificador diferencial, onde são subtraídos. Assim, o sinal  $p_{M1} - p_{M2}$  é igual à pressão refletida  $p_r$ . Duas fontes sonoras foram utilizadas. Para cobrir a faixa de 250-500 Hz um radiador direto foi usado de forma que  $k_0a < 0.7$  (sendo  $a$  o raio do diafragma do alto-falante). Para a faixa de 500-4000 Hz uma corneta é acoplada a um alto-falante de forma que  $a$  seja o raio da boca da corneta e  $k_0a < 0.8$ . Sinais harmônicos de curta duração são usados como sinais de excitação. Yuzawa propõe três desigualdades para estimar o tempo de medição necessário como função das posições de fonte e sensor e tamanho da amostra. Tal proposição foi baseada na teoria de difração de Fraunhofer. Os resultados apresentados pelo autor apresentam boa concordância com resultados obtidos com o tubo de impedância, para incidência normal, na faixa de 500-4000 Hz. Alguns resultados medidos como função do ângulo de incidência apresentam desvios em relação à teoria, o que foi atribuído ao fato de que a amostra medida ser não-localmente reativa.

Em 1993, Garai [96] apontou que os problemas principais das técnicas que utilizam ruídos impulsivos como excitação são a baixa repetitividade, não linearidades e dificuldades de processamento. O autor também aponta a complexidade de alguns métodos que levam em conta formulações do campo acústico (Seção 5.2), como um fator causador de dificuldades práticas. Desta forma, o autor propõe um método de separação das pressões sonora

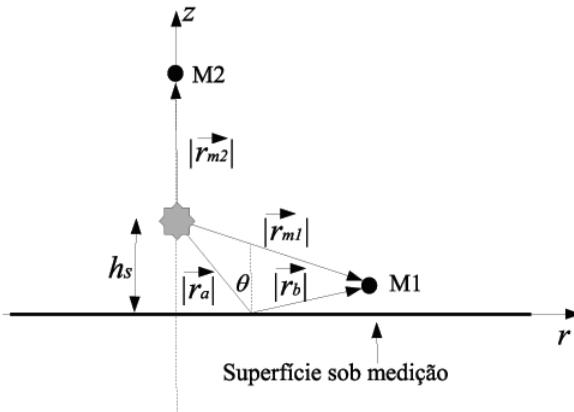


Figura 29: Esquema do método de separação apresentado na referência [95].

e incidente baseada no uso de janelas temporais e excitação com ruído estacionário. O método proposto por Garai usa uma fonte sonora e apenas 1 microfone. A fonte sonora irradia um ruído conhecido como MLS (*Maximum Length Sequence*) que é determinístico, estacionário e possui resposta em frequência plana. De posse desse ruído (determinístico), das características da fonte sonora e do sinal captado pelo microfone, a resposta impulsiva da amostra sob teste pode ser extraída. Tal resposta impulsiva contém o sinal direto da fonte (como se esta estivesse em campo livre), o sinal refletido pela amostra, e uma série de componentes que correspondem ao ruído e reflexões indesejadas da sala onde a amostra foi medida (ver Figura 5 do artigo de Garai). Os sinais direto ( $p_i$ ) e refletido pela amostra ( $p_r$ ) são, então, janelados por uma janela de duração  $T_w$  ms de forma a serem separados. Os sinais separados são processados pela transformada de Fourier e o coeficiente de absorção pode ser finalmente obtido. O autor mediu amostras somente sob incidência normal e utilizaram um termo de correção para levar em conta a esfericidade das ondas sonoras. Garai apontou que seu método é limitado em baixas frequências pela duração da janela, já que a superposição das componentes incidente e refletida pode acontecer e janelas muito curtas levariam a perdas de informações em baixas frequências. Em altas frequências é também limitado por irregularidades na superfície

da amostra de forma que a máxima frequência de análise foi definida por  $f_{max} = c_0/4e$ , onde  $e$  é a profundidade da irregularidade. Garai propõe um método para estimar o tamanho necessário da amostra para uma medição correta, em função da altura da fonte e duração da janela. O autor propôs que a janela Blackman-Harris [97] possui desempenho superior à janela retangular. Alguns tipos de amostras foram medidos e os resultados são similares aos obtidos com tubo de impedância para frequências superiores a 300 Hz. Valores negativos no coeficiente de absorção aparecem para frequências menores que esta.

Mommertz [98] propôs uma modificação da técnica de Garai [96] em 1995 e mediu amostras sob outros ângulos de incidência. O autor usou uma técnica de subtração para separar as pressões incidente e refletida. Tal técnica consiste na medição da resposta impulsiva do aparato de medição (alto-falante/microfone) em condições de campo livre (como em uma câmara anecóica). Esta primeira resposta impulsiva corresponde à pressão incidente. Uma segunda resposta impulsiva é obtida *in situ* posicionando o microfone próximo à amostra a ser medida. Tal resposta impulsiva contém tanto a informação da pressão incidente como a da refletida. Subtraindo a primeira resposta impulsiva da segunda obtém-se uma terceira resposta correspondente à pressão refletida. Esta terceira resposta também contém, além da pressão refletida, as reflexões presentes no ambiente. Estas podem ser retiradas do sinal com o uso de uma janela apropriada. Um esquema do sistema de medição pode ser visto na Figura 30. Por fim, a razão das FFT<sup>1</sup> da terceira resposta impulsiva (devidamente janelada) e da primeira fornece o coeficiente de reflexão no domínio da frequência. O autor apontou que seu método requer amostras de materiais com área relativamente grandes e que também podem haver erros de medição devido às mudanças de temperatura e umidade entre os locais de medição (terceira resposta impulsiva) e calibração (primeira resposta impulsiva). Robinson e Xiang [99] reconhecem que a técnica de subtração é bastante sensível às mudanças de ambiente, especialmente nos casos em que a medida de campo livre é realizada num ambiente diferente da medição *in situ*, e apresentam estratégias de calibração e alinhamento dos sinais no tempo de forma a diminuir os erros causados por tais efeitos.

Mais recentemente Londhe [100] usou uma técnica similar à de Mommertz, combinando a norma ISO 13472-1 com a técnica de subtração para obter a impedância acústica de vários tipos de gramas e em variadas condições atmosféricas. As áreas requeridas das amostras são calculadas como função da duração da janela utilizada. Os resultados apresentados pelo

---

<sup>1</sup>Do inglês *Fast Fourier Transform*, ou Transformada rápida de Fourier.

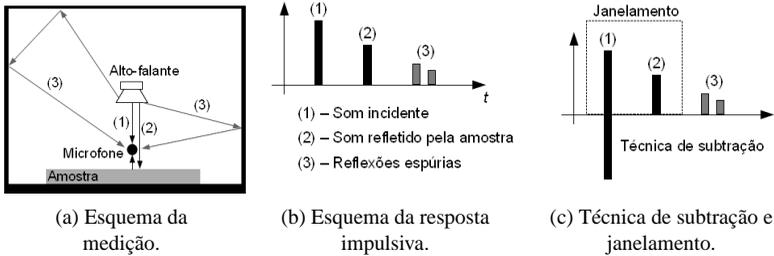


Figura 30: Esquema do método de separação apresentado na referência [98].

autor mostram diferenças significativas em relação ao tubo de impedância.

No trabalho apresentado por Kimura e Yamamoto [101], um sinal otimizado foi usado como sinal de excitação da amostra. Tal sinal foi chamado no artigo de OATSP<sup>2</sup> e é um sinal estacionário (como ruído branco e MLS) otimizado de forma que sua resposta impulsiva é muito próxima de um pulso de curta duração. De acordo com os autores, o sinal tem algumas vantagens tais como: O espectro de potência do sinal de excitação é plano e a forma de onda do sinal no tempo é estável, o que não é o caso no uso de sinais de excitação impulsivos tais como pistola e balão. Outra vantagem é que a relação sinal ruído (SNR) é alta. Usando esta técnica, os autores foram capazes de medir o coeficiente de absorção em função do ângulo de incidência para uma amostra cujas dimensões eram  $4 \times 5 \text{ m}^2$ . Sob estas condições, e para frequências maiores que 315 Hz, as medições mostraram-se similares aos resultados teóricos esperados.

A falha em comum entre os métodos de separação temporal é que estes assumem que o coeficiente de reflexão da amostra não varia com a posição do sensor e da fonte sonora, o que é verdade para o caso de ondas planas, mas não para ondas esféricas. Os métodos de campo acústico, apresentados na seção a seguir, abordam esse problema sob o custo de uma maior complexidade matemática.

<sup>2</sup>OATSP vem do inglês *Optimized Aoshima's Time Stretched Pulse* e pode ser traduzido como Pulso estendido e otimizado de Aoshima.

## 5.2 Métodos de campo acústico

Os trabalhos de medição de impedância *in situ* que usam uma formulação do campo acústico como base para obter a impedância de superfície da amostra estão intimamente ligados ao que foi apresentado nos Capítulos 2 e 3. Nesta seção, serão apresentados alguns dos métodos descritos na literatura que usam somente microfones na medição e algum tipo de formulação do campo acústico para deduzir a impedância de superfície da amostra. É preciso ter em mente que quanto mais precisa for a formulação do campo acústico melhor será o resultado obtido. O custo desta precisão normalmente será uma maior complexidade matemática e numérica. Basicamente, por razões históricas de uma evolução científica ao longo dos anos, os métodos de medição de impedância que usam uma formulação do campo acústico podem ser divididos em dois grupos: 1) os que assumem alguma aproximação a ondas planas; 2) os que utilizam métodos iterativos de solução por considerar uma formulação mais complexa do campo acústico, como as mostradas no Capítulo 3.

O procedimento de medição baseado em pressão e velocidade de partícula (PU) será investigado no Capítulo 6, bem como seu similar (utilizado neste trabalho) baseado na medição com dois microfones (PP).

### 5.2.1 Aproximação por ondas planas

Em 1951, Ingard e Bolt [65] apresentaram um método para obter a impedância baseado na pré-suposição de que o campo acústico é formado por ondas planas. Os autores usaram uma fonte sonora posicionada distante da amostra para que a pré-suposição fosse válida. Como sensor usaram uma sonda conectada a um microfone e posicionada rente à superfície da amostra sob medição como mostra a Fig. 31(a). Os autores mediram o coeficiente de reflexão a partir da medição com a sonda rente à amostra e outra medição com a sonda rente à uma superfície rígida. Assumindo ondas planas foram capazes de medir a impedância de superfície. A amostra foi montada sob uma superfície rígida em câmara anecóica. Esta superfície podia girar o que permitiu a medição da impedância em função do ângulo de incidência. Sides e Mulholland [102] exploraram a ideia de Ingard e Bolt [65] tornando-a uma adaptação da medição do tubo de impedância [71] para medições da impedância em função do ângulo de incidência em campo livre (Fig. 31(b)). Ondas planas também foram assumidas ao se colocar a fonte sonora distante da amostra e do sensor.

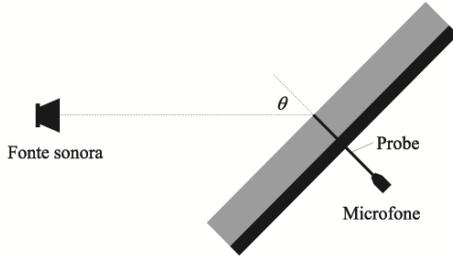
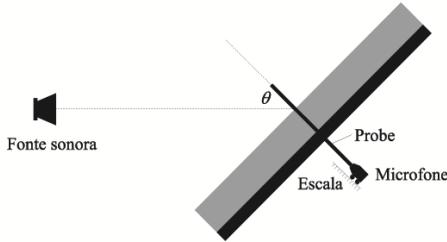
(a) *Probe* rente à superfície da amostra [65].(b) *Probe* se desloca ao longo da normal à superfície da amostra [102].

Figura 31: Esquema dos métodos de medição apresentados nas referências [65, 102].

Em 1985, Allard e Sieben [103] propuseram um método de medição da impedância por incidência normal que é uma generalização do tubo de impedância com dois microfones [72]. A medição proposta é feita em câmara anecóica e usa dois microfones, tal qual em uma sonda de intensidade. Neste caso, a pressão sonora é tomada como a média das pressões sonoras captadas pelos dois microfones  $p_M = 0.5(p_{M1} + p_{M2})$  e a velocidade de partícula é obtida do gradiente de pressão e equação de Euler (Eq. (2.3)):  $u_M = (p_{M2} - p_{M1})/i\omega\rho_0d_{12}$  (ver Fig. 32). Com os valores de pressão e velocidade de partícula é possível calcular a impedância no ponto médio entre os microfones  $M$  ( $Z_M$ ). Os autores assumiram que o campo acústico é formado por ondas planas, já que a fonte sonora estava a 4 m da amostra, e derivaram uma expressão para a obtenção da impedância de superfície, dada por:

$$Z = \frac{Z_m + i \tan(k_0 d)}{1 + i Z_m \tan(k_0 d)}. \quad (5.1)$$

Os autores apontam que se os microfones estão próximos da amostra ( $\approx 0.01$  m) é possível medir amostras de  $1 \text{ m}^2$  de área para frequências acima de 250 Hz. O problema na utilização da técnica é que para baixas frequências os microfones precisam de uma maior separação para serem capazes de medir a diferença de pressão. Como separar os microfones implica em afastá-los da amostra, isso implica num limite intrínseco ao método de medição proposto já que neste caso o tamanho finito da amostra começa a influenciar consideravelmente os resultados. As medições realizadas foram comparadas com medições feitas em tubo de impedância e os desvios foram significativos abaixo de 500 Hz. Tal fato pode ser atribuído à separação insuficiente entre os microfones e também à pré-suposição de que o campo acústico é formado por ondas planas.

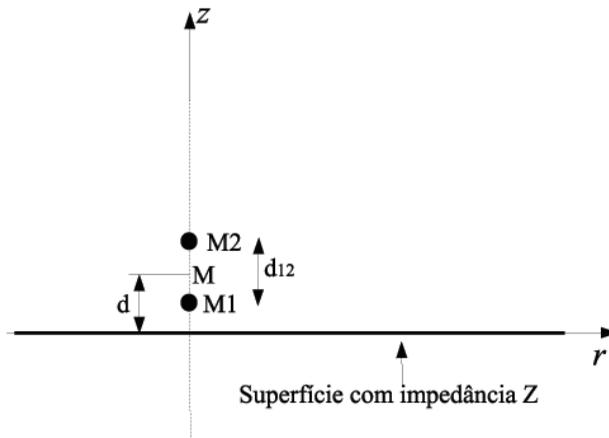


Figura 32: Esquema de medição usado por Allard [103].

Allard e Aknine [104] usaram o mesmo método de medição que em [103]. Neste artigo, o método de dois microfones foi testado primeiramente no tubo de impedância, em comparação com o método tradicional [71], obtendo-se boa concordância. Em seguida, os autores mediram uma amostra de  $1 \text{ m}^2$ , mas dessa vez utilizaram dois espaçamentos diferentes entre os

microfones:  $d_{12} = 0.015$  m para frequências maiores que 707 Hz e  $d_{12} = 0.12$  m para frequências menores que 707 Hz. Os autores concluem que embora, em teoria, o maior espaçamento entre os microfones fornece melhores resultados em baixas frequências, a influência do tamanho finito da amostra torna a medição abaixo de 707 Hz impraticável, já que o segundo sensor está muito distante da amostra e, por isso, sofre maior influência do tamanho limitado da mesma.

Minten, Cops e Lauriks [105] avaliaram os efeitos da separação finita entre os microfones e dos erros de fase entre eles na medição de impedância acústica. Os autores assumem que o campo acústico seja formado por ondas planas como em [103] e derivam expressões que mapeiam os erros causados pela aproximação finita no cálculo da pressão sonora e velocidade de partícula no ponto  $M$ , bem como os erros de fase entre os microfones. Os erros devido à aproximação finita se mostram mais importantes em altas frequências e pequenos ângulos de incidência. Os erros de fase entre os microfones se mostram mais importantes quando a fase entre as pressões sonora  $p_{M1}$  e  $p_{M2}$  são pequenas. Os autores propuseram que o desvio de fase entre os microfones seja medido posicionando o diafragma dos microfones muito próximos um ao outro e fazendo-se uma medição. Como os diafragmas estão muito próximos, estes devem em teoria medir a mesma pressão sonora e essa medida fornece, portanto, o erro de fase do sistema, que pode ser descontado em futuras medições. Os autores também apontaram que a posição em que a fase entre  $p_{M1}$  e  $p_{M2}$  é máxima (e o erro é mínimo) depende da frequência, do ângulo de incidência e das características da amostra, e é portanto difícil de se encontrar. Por fim, os autores apontam que a pré-suposição de ondas planas leva a erros, especialmente em baixas frequências e grandes ângulos de incidência.

Champoux, Nicolas e Allard [106], usando as ideias descritas na referência [105], propuseram que o desvio causado pelas diferenças de fase entre os microfones seja minimizado colocando-se os diafragmas dos microfones a 1 mm um do outro sobre uma superfície rígida. A função de transferência entre os microfones, neste caso, é chamada de  $H_c(f)$ , e a função de transferência corrigida é  $H_m(f) = H_{12}/H_c$ , onde  $H_{12}$  é a função de transferência medida acima da amostra. Os autores também propuseram o uso de um terceiro microfone de posição variável  $Mr$ , entre os microfones  $M1$  e  $M2$ , de forma a minimizar os erros oriundos da indeterminação das distâncias entre os microfones. A pré-suposição de ondas planas também foi avaliada, usando-a como método de dedução da impedância de superfície para o campo acústico simulado com as equações dadas por Nobile e Hayek [50].

Em um artigo mais completo nesta questão [107] os mesmos autores, usam simulações e medições a fim de comparar a pré-suposição de ondas planas de [103] com um modelo simples de reflexão de ondas esféricas, baseado na pré-suposição da Seção 3.5 para ângulos de incidência que vão de  $0^\circ$  a  $75^\circ$ . Para o modelo simples de ondas esféricas, os autores concluem que desde que a separação entre fonte e sensor seja maior que 0.5 m, a impedância de superfície de uma amostra localmente reativa pode ser medida corretamente para ângulos de incidência de  $0^\circ$  a  $75^\circ$  e frequências acima de 300 Hz.

No trabalho apresentado por Li e Hodgson [108] os autores apresentaram duas formas diferentes para calcular a impedância de superfície com o uso de 2 microfones, baseadas na formulação do campo acústico dada na Seção 3.5. Neste caso, ondas esféricas foram consideradas mas com reflexão simplificada. As duas formas apresentadas foram comparadas com a pré-suposição de ondas planas de Allard e Sieben [103]. O primeiro método apresentado se baseia na medição da impedância no ponto médio entre os microfones (Figura 33(a)). No segundo método, o fato de que o ângulo de incidência é ligeiramente diferente para os microfones (Figura 33(b)) é assumido e a função de transferência entre os microfones  $M1$  e  $M2$  é usada no cálculo da impedância de superfície. Os autores mediram amostras em uma câmara semi-anecóica e em uma sala semi-reverberante ( $T_{60} \approx 1$  s) e vários ângulos de incidência. Os resultados da medição *in situ* apresentaram concordância entre 300-5000 Hz com os resultados da câmara semi-anecóica. O método que utiliza a função de transferência entre os microfones é apontado como o mais preciso dos três, e a aproximação da fonte sonora dos sensores leva a desvios em baixas frequências. Os autores também apontaram que o erro causado pelo ruído de fundo pode ser reduzido por uma média de  $N$  medições e que a medição com somente um microfone evita o desvio de fase presente na utilização de dois microfones, embora seja sempre necessário medir duas vezes.

Recentemente Treeby, Pan e Paurobally [109] utilizaram a técnica proposta por Li e Hodgson [108] para medir a impedância de superfície de um tipo de cabelo sintético. Os autores apontam que o cabelo humano pode ser aproximado por uma superfície localmente reativa, o que permite que os dados levantados na pesquisa sejam utilizados em simulações de elemento de contorno onde se deseja modelar a influência do cabelo nas HRTF's<sup>3</sup> humanas.

---

<sup>3</sup>HRTF é uma sigla que em inglês significa *Head Related Transfer Function*. A HRTF é uma função de transferência que visa modelar corretamente a audição humana. Para uma definição tecnicamente mais correta de HRTF, ver [110, 111].

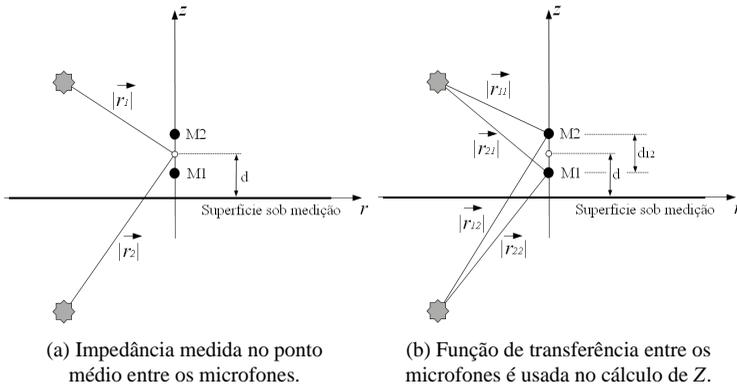


Figura 33: Geometrias de cálculo propostas na referência [108].

Com a introdução da sonda PU no começo do Séc. XXI, diversos trabalhos surgiram na literatura sobre a medição de impedância acústica com este sensor. A maioria assumindo alguma simplificação no campo acústico. Tais trabalhos serão vistos no capítulo seguinte. Por enquanto será apresentada uma revisão dos trabalhos que utilizam somente microfones e uma formulação mais complexa do campo acústico como ponto de partida.

### 5.2.2 Métodos iterativos: ondas esféricas em reflexão complexa

No trabalho apresentado por Tamura [112], em 1990, o autor propôs que se utilize a transformada espacial de Fourier (TEF) na decomposição das pressões sonoras medidas em dois planos acima da amostra ( $z = z_1$  e  $z = z_2$ ; ver Figura 34), nas pressões incidentes e refletidas no domínio do número de onda, de forma que um coeficiente de reflexão possa ser obtido. Este, portanto, não é essencialmente um método iterativo (que em geral utilizam o par TEF e TEIF<sup>4</sup> para obter equações para o campo acústico e um método iterativo de busca da impedância de superfície). No entanto, o método de Tamura não faz nenhuma pressuposição sobre o campo acústico, sendo portanto um método bastante flexível. O autor apontou que o uso de uma fonte direcional pode levar a menores erros causados pelo tamanho finito da amostra. Simulações foram, então, realizadas para um monopolo e um dipolo,

<sup>4</sup>TEIF: Transformada Espacial Inversa de Fourier.

e a técnica proposta mostra mais imunidade ao tamanho da amostra para o caso do dipolo. Resultados experimentais são mostrados num artigo posterior de Tamura, Allard e Lafarge [113]. Os resultados mostram o potencial da técnica e boa concordância com valores teóricos. As principais limitações da técnica de Tamura são: 1) a necessidade de um aparato de medição automatizado para mover os microfones precisamente ao longo dos planos de medição já que a precisão na localização do sensor é imprescindível; 2) o longo tempo requerido para a medição (aproximadamente 4 horas por amostra); 3) a limitação do método à câmara anecóica; 4) o método requer amostras com grandes áreas para a medição a partir de 500 Hz ( $4 \text{ m}^2$ ); 5) uma limitação do modelo matemático quando o ângulo de incidência se aproxima de  $90^\circ$ .

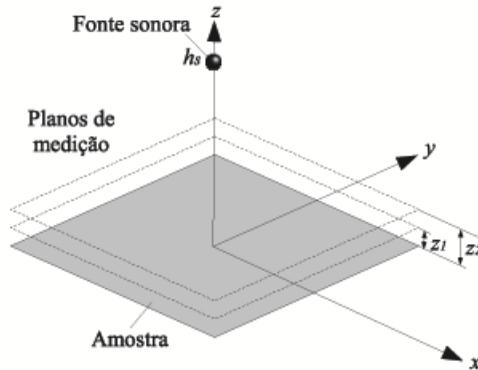


Figura 34: Planos de medição usados por Tamura em [112].

O que os trabalhos apresentados na sequência têm em comum é que se baseiam nas formulações dadas no Capítulo 3 para modelar a medição *in situ* de impedância e/ou propor estratégias iterativas de cálculo da impedância de superfície baseadas nessas formulações. A tentativa aqui é apresentar um panorama histórico desses trabalhos.

Em 1986, Legouis e Nicolas [114] propuseram que o processo de medição de Allard e Sieben [103] fosse repetido para diversas alturas dos dois microfones. De posse das medições e uma formulação alternativa do campo acústico acima da amostra, os autores propõem um algoritmo iterativo

que visa encontrar a fase do coeficiente de reflexão que melhor se ajusta aos dados experimentais. Os autores apontam que o gradiente de fase é maior que o gradiente de amplitude e, por isso, optam por otimizar este parâmetro. Para amostras de 0.1 m de espessura, os dados experimentais mostram boa concordância com o modelo de Delany e Bazley.

Em 1989 Champoux e L'Espérance [107] avaliaram os erros numéricos aos quais a técnica de Allard e Sieben [103] estariam sujeitos. Os autores utilizaram a pressão sonora calculada para incidência normal de acordo com Nobile e Hayek [103]. No caso de incidência normal, a pressão sonora se reduz a:

$$p = \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|} + \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_2|}}{|\vec{r}_2|} + 2ik_0\beta e^{-ik_0|\vec{r}_2|} \int_0^\infty \frac{e^{-k_0|\vec{r}_2|(1+\beta)q}}{q-i} dq, \quad (5.2)$$

em que a integral pode ser avaliada numericamente, com precisão. Os autores, então, impuseram uma impedância de superfície ao plano e avaliaram a pressão sonora nos pontos  $M1$  e  $M2$ . O passo seguinte foi utilizar o procedimento de cálculo descrito por Allard e Sieben [103] (Eq. (5.1)) para recuperar a impedância de superfície e comparar o valor obtido com o valor de referência aplicado. Os autores concluíram que o método de Allard e Sieben é limitado em baixas frequências pela pré-suposição de que o campo acústico é formado por ondas planas, o que leva a desvios da impedância de superfície calculada mesmo quando a fonte sonora está a 3 m de altura. Outra limitação em baixas frequências está associada à separação entre os microfones, que precisa ser suficientemente grande, de forma que entre os mesmos exista uma diferença de fase que o sistema de medição seja capaz de medir com confiança. Tal separação infelizmente leva a uma maior influência do tamanho finito da amostra e de reflexões espúrias. A maior separação entre os microfones leva a um limite em altas frequências, particularmente para distâncias de separação maiores que  $1/2$  comprimento de onda. Outros erros também são simulados, como a localização exata dos centros acústicos dos microfones e erros de calibração de amplitude e fase dos microfones.

Notando que em situações práticas a fonte sonora deve estar próxima ao sensor, para medições *in situ*, e que neste caso os métodos de dedução apresentados em [107, 108] trariam erros inevitáveis em baixas frequências, Champoux e Richarz [115] apresentam, em 1990, um método iterativo de dedução da impedância de superfície. O método é baseado na integração numérica da Eq. (5.2) e é, portanto, válido para incidência normal. Como o cálculo das pressões sonoras nas posições dos microfones  $M1$  e  $M2$  dependem

da impedância de superfície, que a princípio é desconhecida, o cálculo direto dessa quantidade é impossível, já que também não é possível inverter as equações do campo acústico e o método iterativo é necessário. Champoux e Richarz demonstraram que a integração numérica pela regra dos trapézios é válida para qualquer valor de impedância e propõe uma estratégia para a escolha correta do limite de integração a fim de acelerar os cálculos, já que a integração numérica é um processo computacionalmente lento. Pelo mesmo motivo de proximidade entre fonte e sensor, Allard e Champoux [116] apresentam um trabalho em que um algoritmo iterativo é usado no cálculo da impedância de superfície. Tal método é também baseado em equações apresentadas em [50] mas não é limitado à incidência normal como em [115]. A estimativa inicial do algoritmo iterativo é feita com a mesma pré-suposição feita na Seção 3.5. Os autores não deram maiores detalhes sobre seu método iterativo como, por exemplo, o cálculo de  $Z$  a cada iteração, mas apresentaram uma comparação bastante satisfatória da impedância de superfície de uma lâ de vidro medida em câmara anecóica e em uma pequena sala não anecóica.

Também em 1990, Hess, Attenborough e Heap [117] utilizaram o modelo de propagação de Chien e Soroka [58] e um ajuste de curvas por mínimos quadrados para encontrar a resistividade ao fluxo, porosidade e tortuosidade de amostras de solo. Os autores utilizaram uma fonte sonora e dois microfones posicionados acima do solo, como na Fig. 35, e ajustaram os dados teóricos à diferença de nível de pressão sonora entre os microfones,  $M1$  e  $M2$ . Para evitar soluções não únicas no ajuste por mínimos quadrados, já que três parâmetros são ajustados ao mesmo tempo, os autores mediram a mesma amostra de solo em diferentes posições de fonte e sensor, e assumiram como corretos os valores de resistividade ao fluxo, porosidade e tortuosidade obtidos mais próximos entre si. Similarmente, Craig e Sabatier [118] utilizaram um pulso como sinal de excitação para fazer o mesmo tipo de ajuste de curvas.

Em 1997, Nocke *et al.* [119] apresentaram dois métodos iterativos para dedução da impedância de superfície baseados na medição com dois microfones como na Fig. 35. O modelo de campo acústico proposto por Chien e Soroka [58, 59] foi usado. O algoritmo proposto por Nocke *et al.* tenta o ajuste do coeficiente de reflexão aos dados experimentais de Excesso de Atenuação<sup>5</sup> ( $EA$ ). O primeiro método iterativo tenta encontrar a admitância  $\beta$  que satisfaça  $|\operatorname{Re}\{Q_m\} - \operatorname{Re}\{Q_c\}|^{0.005} + i|\operatorname{Im}\{Q_m\} - \operatorname{Im}\{Q_c\}|^{0.005} < \epsilon$ , em que  $Q_m$  é o coeficiente de reflexão medido através do Excesso de Atenuação,

<sup>5</sup>Excesso de Atenuação, dado em dB, vem do inglês *Excess Attenuation*, e é a razão entre a pressão sonora medida em frente à amostra e a pressão sonora em campo livre.

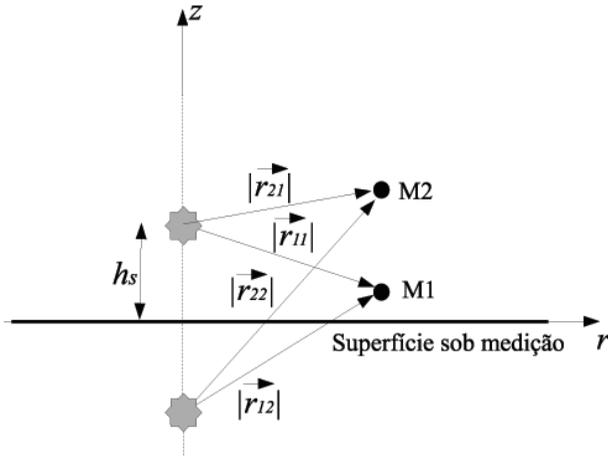


Figura 35: Esquema da medição com dois microfones e fonte sonora.

$Q_c$  é o coeficiente de reflexão calculado pelo modelo de Chien e Soroka e  $\epsilon$  é a tolerância do algoritmo iterativo. O segundo método proposto pelos autores cria um conjunto de  $Q_c$ , que será usado na comparação com  $Q_m$ , de forma que o melhor valor é escolhido da população. Os autores compararam resultados obtidos com ruído MLS e um ruído impulsivo com os resultados de medições em tubo de impedância. Os resultados apresentam boa concordância entre si para as amostras medidas e para incidência rasante, o que demonstra a usabilidade da técnica. Em um método similar, Attenborough [120] propôs a estimativa da resistividade ao fluxo  $\sigma$  a partir de medições de EA. O autor tentou levar em conta efeitos de turbulência. Nota-se que, assim como em [117], a tentativa de estimar  $\sigma$  de Attenborough é dependente da qualidade do modelo de propagação do som em meios porosos.

Reconhecendo que a proposta de otimização bidimensional de Nocke *et al.* [119] consome um tempo considerável de cálculo no pós processamento Taherzadeh e Attenborough [121] propuseram, com sucesso, em 1999 que a impedância seja ajustada pelo método de Newton-Raphson, que é um método de procura de raízes de uma equação. Neste caso, a diferença  $Q_c - Q_m$  era calculada, com  $Q_m$  obtida através da medição de EA e  $Q_c$  calculada pelo modelo de Chien e Soroka. Taherzadeh e Attenborough propuseram que a

estimativa inicial da admitância seja nula para frequências menores que 500 Hz, já que, neste caso, uma amostra porosa tem pequena absorção, e para frequências maiores que 500 Hz a estimativa inicial seja o valor encontrado para o passo de frequência anterior. Os autores também analisam o problema de soluções não únicas, reconhecendo que este pode acontecer em certos casos, e propuseram que pelo menos duas geometrias de medição sejam usadas para encontrar a solução única.

Num trabalho de 2001, Dutilleux, Vigran e Kristiansen [122] utilizaram a função de transferência entre os dois microfones como parâmetro no algoritmo iterativo ao invés de utilizar o Excesso de Atenuação (EA), como os trabalhos anteriores. Os autores focaram principalmente numa avaliação do janelamento e da geometria do sistema de medição. Apontaram que o janelamento no tempo pode eliminar reflexões espúrias, mas também levar a um erro, especialmente em baixas frequências, caso a janela seja muito curta. O tamanho ideal da janela está relacionado com o tipo de ambiente em que se deseja medir e, também, com o tipo de amostra sob análise (amostras altamente reflexivas tendem a ter uma resposta impulsiva mais longa e por isso necessitam de uma janela maior, por exemplo). Os autores propuseram uma estratégia para definir o tamanho ideal da janela baseada no monitoramento da magnitude da função de transferência entre os microfones e na tentativa de manter a energia do sinal janelado o mais próximo possível do sinal não janelado. O tipo de janela foi também investigado e a janela Turkey foi apontada como a melhor opção. Quanto à geometria, os autores utilizam um esquema idêntico ao da Fig. 35, e assim procederam pois, caso utilizassem incidência normal, poderiam ocorrer reflexões indesejadas na fonte sonora que corromperiam a medição. Medições *in situ* de uma amostra porosa e de uma placa perfurada foram apresentadas em comparação com medições de tubo de impedância. Para a amostra porosa, boa concordância é encontrada acima de 500 Hz, e para a placa perfurada, os desvios são atribuídos ao janelamento insuficiente e ao tamanho finito da amostra ligado às reflexões nas bordas da mesma, o que, como será visto, está de acordo com os resultados apresentados no Capítulo 8.

Em 2008, Kruse [123] implementou a solução proposta por Nobile e Hayek [50] como um método iterativo para o cálculo da impedância de superfície, similar ao proposto por Taherzadeh e Attenborough [121], mas também ajustando os dados em termos da função de transferência entre os microfones. A solução da pressão sonora com vários termos da série em [50] ou um termo são dadas como opção ao usuário. Kruse [124] utilizou a solução de um termo de Nobile e Hayek [50] e comparou as geometrias de medição

A, B e C, propostas na norma ANSI [125]. Dois tipos de fontes sonoras foram utilizadas: a primeira um *driver* de compressão conectado a um cilindro de 0.02 m de diâmetro para cobrir a faixa dos 400-4000 Hz, e a segunda, um alto-falante numa caixa acústica para cobrir a faixa de 200-400 Hz. O autor apontou que, em alguns casos, a geometria A parece melhor, e em outros, a B tem um desempenho melhor no que se refere a um menor desvio padrão nas medições. Abaixo de 300 Hz a impedância de superfície obtida mostrou um comportamento inesperado, com o crescimento da parte imaginária, o que foi atribuído a erros de medição e/ou ao modelo do campo acústico que não leva em conta não homogeneidades do solo. A utilização de médias da função de transferência, das medições em vários pontos da amostra, é apontada como uma estratégia de minimização dos erros.

Kruse e Mellert [126] avaliaram os efeitos dos erros na medição da impedância com o método de dois microfones. Erros de  $\pm 0.2$  dB e  $\pm 0.5^\circ$  foram impostos à função de transferência e os efeitos na dedução da impedância de superfície calculada com o método iterativo foram observados. Tais erros seriam causados por erros de calibração dos microfones, desvios de fase entre eles e reflexões espúrias. Os autores também apontaram que a precisão limitada na medição das posições dos microfones e da fonte sonora, bem como as dificuldades de localização do centro acústico da fonte sonora, podem degradar a medição, embora tais efeitos tenham se mostrado menores que os efeitos dos erros impostos à função de transferência. Os autores demonstraram que erros impostos na função de transferência podem levar ao mesmo comportamento de aumento da parte imaginária da impedância observado em [124]. Também foi proposto que uma otimização da geometria de medição, dependendo do tipo de amostra medida, e a medição em vários pontos da amostra e a tomada da média das funções de transferência, ajudaria a reduzir os erros, já que erros aleatórios impostos pelas incertezas nas posições dos microfones e fonte sonora são assimétricos.

Kruse e Sauerzapf [127] utilizaram o método iterativo de Taherzadeh e Attenborough [121] e avaliaram se a utilização de apenas um microfone, utilizada em [76], e a de troca de microfones, utilizada em [74], são estratégias válidas na redução dos erros de medição *in situ*. Os autores concluíram que erros de calibração são cruciais na precisão da determinação da impedância, como descrito em [126], e que a técnica de troca de microfones pode ser usada com maior sucesso, embora deva ser usada com cuidado. O cuidado é necessário pois as medições *in situ* são tomadas duas vezes e mudanças repentinas das condições de vento e ruído ambiente podem corromper a medição. Os autores apontam que o bom senso e algum

conhecimento sobre o comportamento acústico da amostra medida são úteis na decisão de qual seria o melhor resultado de medição.

### 5.3 Métodos alternativos

Até aqui todos os métodos de medição *in situ* apresentados se baseiam ou na separação temporal das pressões incidente e refletida através do uso de processamento de sinais e/ou de ruídos impulsivos como excitação, ou na recuperação da impedância de superfície através de um modelo matemático do campo acústico, o que é muito similar a um problema inverso. Nesta seção alguns métodos alternativos para medição *in situ* são apresentados. Tais métodos se baseiam em filosofias completa ou parcialmente diferentes dos métodos anteriormente apresentados.

Um *array* de microfones (Figura 36) foi utilizado por Ducourneau [128] na medição *in situ* do coeficiente de absorção de amostras de superfície plana. A diferença de tal técnica em relação às anteriores é que esta é baseada na combinação dos sinais dos microfones, de tal forma que, com uma única medição, é possível orientar o lóbulo principal do *array* ora para a fonte sonora, medindo-se então  $p_i$ , ora para a amostra, medindo-se  $p_r$ . Janelas temporais também são utilizadas para eliminar as reflexões espúrias. Medições foram realizadas numa câmara semi-aneecóica e em uma planta industrial, e as medições feitas com o *array* foram comparadas com a técnica de dois microfones de Allard e Sieben [103]. O centro dos dois microfones e do *array* ficava de 1 – 1.5 m da superfície da amostra e a fonte sonora a cerca de 3 m da mesma. Um alto-falante foi usado como fonte sonora. Este não se encontrava em uma caixa acústica e por isso teve um comportamento similar a um dipolo. Os resultados obtidos são concordantes acima de 800 Hz, mas foram encontradas dificuldades nas medições de painéis pouco absorventes, e valores negativos no coeficiente de absorção em frequências mais baixas. Como os resultados ruins em baixas frequências são encontrados tanto em câmara semi-aneecóica como nas medições feitas na planta industrial, este fato não é atribuído às reflexões espúrias, desde que o *array* não se encontre excessivamente próximo a superfícies reflexivas. Os resultados ruins podem ser atribuídos a uma baixa relação sinal-ruído (SNR<sup>6</sup>) em baixas frequências devido às características de radiação da fonte utilizada e à distância da mesma à amostra. Um problema deste método é a necessidade do uso de muitos microfones, o que leva a um custo elevado do *array* e a uma portabilidade limitada, o que pode ser importante na medição *in situ*. Relacionado a isto,

<sup>6</sup>SNR, do inglês *Signal to Noise Ratio*.

há o fato de que o tamanho do *array* faz com que seja necessário que este sempre esteja relativamente mais distante da superfície da amostra que na técnica de dois microfones por exemplo, o que piora a SNR e pode fazer a técnica mais sensível a reflexões espúrias.

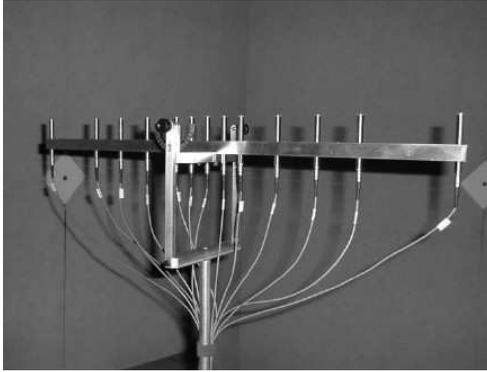


Figura 36: Array de microfones usado no trabalho de Ducourneau [128] (foto usada com permissão do autor).

No trabalho apresentado em 2005, por Takahashi, Otsuru e Tomiku [129], o ruído ambiente foi usado como ruído de excitação. O que difere, neste caso, é que a grande maioria dos trabalhos apresentados anteriormente usam um ruído estacionário ou impulsivo como excitação. De acordo com os autores, a vantagem de se usar ruído ambiente é que nenhum modo particular do ambiente onde se mede é excitado. O método usa dois microfones (próximos à amostra) e considera o ruído ambiente como um campo difuso excitando a amostra. Embora o campo seja difuso, a medição é fundamentalmente diferente da medição do coeficiente de absorção em câmara reverberante, onde os microfones são espalhados no ambiente distantes da amostra e o tempo de reverberação com e sem a amostra na câmara é medido (Capítulo 4). Medições foram realizadas em uma sala de escritório, um corredor e uma cafeteria, sob variadas condições de ruído ambiente. Medições também foram realizadas com a técnica tradicional de dois microfones, variando-se o ângulo de incidência para posterior integração e obtenção de um coeficiente de absorção e impedância por incidência difusa. Os resultados são concordantes em todos os casos para frequências acima de 400 Hz. As vantagens deste método em relação ao método da câmara

reverberante é que, neste caso, não são requeridas amostras tão grandes, além do método fornecer também a impedância de superfície como resultado.

Morgan e Watts [130] implementaram um sistema baseado na técnica de Garai [96] mas adaptada para medições com uma fonte móvel. A motivação é medir a absorção de amostras asfálticas em auto-estradas sem interromper o trânsito. O sistema com um alto-falante e um microfone foi devidamente acoplado a um veículo tomando-se cuidado para que as superfícies do veículo e sistema de acoplamento não induzam reflexões espúrias significativas no microfone. Medições sob velocidades de até 30 km/h foram realizadas com relativo sucesso em relação ao caso estático. As medições com veículo em movimento tendem a superestimar o coeficiente de absorção, e acima de 30 km/h a turbulência do ar no microfone deteriora sobremodo a medição.

Castagnéde *et al.* [131] usaram ultra-som (40 kHz) explorando os fenômenos não lineares que levam a modulações no ar para medir o coeficiente de absorção de 100-4000 Hz. O efeito não linear se deve ao alto nível de pressão do ultra-som no ar que leva a uma transferência de energia das bandas de ultra-som para as bandas de frequência audível. A principal vantagem, segundo os autores, é que a fonte sonora gera ondas planas com alta diretividade. A técnica apresentada é comparada com medições em tubo de impedância e um modelo físico do material poroso (o mesmo da Seção 2.5.2). Os resultados apresentam uma boa concordância para frequências entre 100-4000 Hz. De acordo com os autores, a principal desvantagem da técnica é a distância de modulação, cerca de 1 m, e a necessidade de transdutores de alta qualidade. A necessidade de alta qualidade dos transdutores é contraposta pela simplicidade do conjunto necessário para medição, composto de uma fonte sonora e um sensor somente. Outras aplicações como a procura de defeitos, inhomogeneidades e pontos ruins de cola são colocadas como prováveis aplicações desta técnica.

Amédin *et al.* [132] propõem um método que combina um tubo de impedância e a medição *in situ*. O esquema de medição pode ser visto na Fig. 37. A ideia dos autores é usar os dois microfones no tubo de impedância para estimar a pressão sonora e a velocidade de partícula na terminação do tubo, onde está a amostra. Então, a pressão sonora é medida acima da amostra e a partir da formulação teórica, do mesmo autor [133], de um pistão vibrando em uma amostra poro-elástica e radiando em campo livre, um método iterativo é usado para recuperar a impedância característica e o número de onda no interior da amostra. Medições e simulações apresentam boa concordância, exceto para amostras não homogêneas, o que é uma

limitação do método. Os autores apontam que o método consegue recuperar quatro parâmetros (partes real e imaginária da impedância característica e número de onda) com três medições e não quatro como no tubo de impedância tradicional. O método é não destrutivo e embora sua aplicação em ambientes como teatros, carros, etc, seja limitada pelas condições de montagem da amostra o método foi indicado como boa alternativa para medições de controle de qualidade na fabricação de amostras de materiais acústicos, onde o método pode ser usado na linha de produção para certificar e caracterizar amostras.

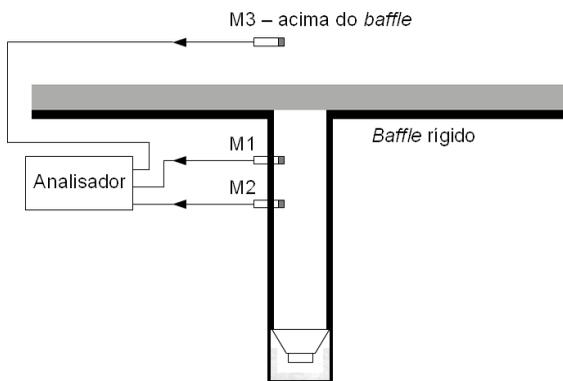


Figura 37: Esquema de medição usado por Amédin *et al.*[132].

## 5.4 Sumário

Este capítulo apresentou uma revisão dos principais métodos de medição *in situ* da impedância de superfície baseados no uso de microfones. Os métodos de medição apresentados foram divididos em três categorias: os métodos de separação temporal, os métodos de campo acústico e os métodos alternativos, que se baseiam em ideias totalmente, ou parcialmente, diferentes dos métodos de separação temporal e campo acústico.

Aparentemente, os métodos de separação parecem mais antigos que os de campo acústico, ou pelo menos mais intuitivos quando se deseja medir o coeficiente de reflexão. E já que  $V_p$  é a razão da pressão refletida pela incidente é intuitivo usar alguma forma de separação e calcular o

coeficiente de reflexão diretamente. Duas estratégias são usadas na separação de  $p_i$  e  $p_r$ : o uso de ruídos impulsivos para excitar a amostra e o uso de processamento de sinais para separar os sinais. Em alguma extensão o uso de ruídos impulsivos como excitação parece estar ligado a não popularização dos computadores da época, já que alguns trabalhos utilizam quase que completamente equipamentos analógicos ou computadores bastante arcaicos [91, 92, 94]. Um problema comum do uso de ruídos impulsivos é a menor repetitividade de tais sinais, o que prejudica a precisão das medições. Os métodos de separação temporal baseados em processamento de sinal parecem um pouco mais recentes e os trabalhos mais populares se baseiam na separação da resposta impulsiva da medição em  $p_i$  e  $p_r$  através do uso de janelas temporais [96, 98]. Nestes casos, ruídos estacionários são utilizados. O problema comum dos métodos de separação é que parecem não levar em conta o fato de que, para um campo acústico composto por ondas esféricas, o coeficiente de reflexão varia com a posição do sensor, o que pode levar a erros de medição.

Os métodos baseados numa formulação do campo acústico são, em geral, uma generalização dos métodos de tubo de impedância, e também possuem uma evolução histórica do menos ao mais complexo. Aparentemente, tais métodos começaram assumindo ondas planas [65, 102, 103], passaram por uma formulação baseada na Seção 3.5 [106, 108], e finalmente chegaram a métodos baseados em algoritmos iterativos [134, 119, 121, 124]. Os algoritmos iterativos são usados para resolver problemas inversos, baseados nas formulações teóricas do termo  $F$  (Seção 3.4.5), e tentam levar em conta a variação do coeficiente de reflexão com a posição dos sensores. O janelamento temporal também é utilizado neste contexto, mas somente para eliminar reflexões espúrias e não para separar  $p_i$  e  $p_r$ . A Fig. 38 fornece uma linha do tempo qualitativa sobre a evolução dos métodos de separação temporal e dos métodos baseados em campo acústico.

A maioria dos métodos de medição *in situ* baseados em algoritmos iterativos apresentada neste capítulo visa a medição de grandes superfícies como gramados próximos a rodovias e, por isso, os trabalhos não se preocupam com o tamanho da amostra medida. Além disso,  $k_0|r_2| \gg 1$ ,  $\theta \approx 90^\circ$  e as amostras podem ser consideradas localmente reativas em quase todos os casos. Nem sempre este será o caso nesta pesquisa. Os métodos PU e PP, apresentados no Capítulo 6, visam a medição com um sistema portátil para medição em salas, automóveis, etc, o que faz  $k_0|r_2|$  não necessariamente grande, especialmente em baixas frequências.

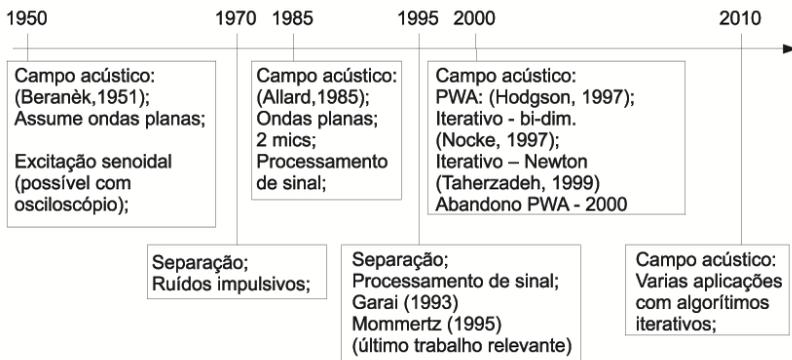


Figura 38: Linha do tempo da evolução dos métodos de medição de impedância baseados em microfones.

Adicionalmente, usualmente incidência normal é utilizada. A medição de amostras menores, e possivelmente não localmente reativas, também é uma aplicação visada do sistema usado nesta pesquisa. O capítulo seguinte apresenta os métodos PU e PP. O foco aqui é o método PU, e o método PP será usado como comparação. O sensor PU, o método de medição e os algoritmos iterativos baseados na formulação do termo  $q$  (Seção 3.4.1) serão apresentados.

## 6 MEDIÇÃO DE IMPEDÂNCIA ACÚSTICA *IN SITU*

Este capítulo descreve o sensor de medição da velocidade de partícula e a sonda PU, que integra tal sensor a um microfone. A história de sua invenção, seu princípio de transdução, suas características e técnica de calibração para a medição de impedância serão expostos. Adicionalmente, as técnicas de medição de impedância *in situ* baseadas na sonda PU e em dois microfones (PP) serão também descritas e comparadas aqui, bem como três algoritmos de dedução da impedância de superfície.

### 6.1 Descrição do sensor e contexto histórico

O sensor principal utilizado nesta pesquisa é fabricado pela *Microflow Technologies*, Holanda. *Micro flow*, em uma tradução direta do inglês, significa microfluxo. Tal sensor transforma a velocidade de partícula em um sinal elétrico. A forma como o sensor o faz será discutida na próxima seção.

Os primeiros microfones foram inventados por Alexander Graham Bell e por Thomas Alva Edison, no final do século XIX. Por microfone entende-se um dispositivo sensível à pressão sonora, capaz de transformá-la em um sinal elétrico. Segundo Beyer [135], Bell e Edison se beneficiaram dos trabalhos de vários cientistas e engenheiros como, por exemplo, a invenção do telégrafo e avanços da época no campo do eletro-magnetismo. A principal motivação era uma corrida tecnológica pela invenção do telefone e, de fato, os primeiros microfones existiam no contexto do telefone: um transmissor (microfone) em uma ponta da linha conectado a um receptor (alto-falante) na outra ponta.

Graham Bell desenvolveu o primeiro microfone dinâmico, cujo princípio de funcionamento implica em uma membrana (diafragma) movendo-se sob a ação da onda sonora e movimentando uma bobina, conectada mecanicamente ao diafragma, imersa num campo magnético permanente. O movimento da bobina no campo magnético permanente gera uma corrente elétrica entre seus terminais, que é análoga ao movimento do diafragma. Edison conectou o diafragma a um disco feito de grânulos de carbono cuja resistência elétrica variava analogamente à compressão e descompressão causada pelo movimento do diafragma. É interessante notar que até Dom Pedro II, ex-imperador do Brasil, teve participação nesta história. Em uma feira na Filadélfia em 1876 ao ouvir Bell recitando Shakespeare pelo receptor do telefone, o imperador exclamou: "*Meu Deus*,

Isso fala!", e acabou por chamar a atenção de outros participantes da feira para a invenção de Bell. A história da invenção e evolução do microfone, bem como seu princípio de funcionamento podem ser encontrados nas referências [3, 7, 136].

O microfone foi praticamente o único sensor acústico por mais de um século. Medições de velocidade de partícula foram propostas por Preece, Forbes, Braun e Tucker ao final do século XIX e início do XX [135] [p. 175]. O dispositivo utilizado por estes inventores utilizava um anemômetro de fio quente, resfriado pelo fluxo local de ar da onda sonora e, portanto, sensível à velocidade de partícula. Outra tentativa de se medir a velocidade de partícula foi proposta por Clapp e Firestone [137], em 1941. A ideia dos autores foi utilizar um microfone de gradiente de pressão para estimar a velocidade de partícula. Tal microfone possui, no entanto, limitações em baixas e altas frequências, inerentes à sua construção [136] [cap. 4].

Por isso, até 1994, os microfones foram praticamente os únicos sensores acústicos utilizados com sucesso. Naquele ano, de Bree [138] havia recém concluído seu mestrado e estava iniciando um novo trabalho de pesquisa na universidade de Twente (Holanda), tentando conectar um anemômetro duplo a um circuito eletrônico para aplicações submarinas de medição de velocidade de escoamento (um sinal DC por natureza). Em uma experiência<sup>1</sup>, de Bree retirou o sensor do tanque e gritou próximo a este, e observou um sinal no osciloscópio reagindo a sua voz. Um projeto de pesquisa foi submetido e rejeitado duas vezes pelo governo holandês, pois foi julgado ora como uma não inovação, ora como impossível de ser realizado. Entretanto, entre 1994 e 1997, o sensor foi desenvolvido para se tornar competitivo com os microfones. Isto implicou num aumento considerável de sensibilidade e extensão da resposta em frequência. de Bree obteve o título de doutor em 1997 e como o projeto não havia obtido o devido crédito, ele obteve a patente do sensor no mesmo ano como único autor. Após uma busca bem sucedida de recursos, a empresa *Microflown Technologies*<sup>2</sup> foi fundada em 1998. O sensor *Microflown* continuou a ser desenvolvido e começou a ser comercializado, tornando-se uma opção viável, especialmente quando combinado com microfones. Uma série de novas aplicações surgiram, como a medição de impedância e intensidade sonora em três dimensões<sup>3</sup>.

---

<sup>1</sup>Em uma conversa pessoal, de Bree revelou que frustrado com os resultados obtidos até então, retirou o sensor do tanque e gritou próximo a este, e para sua surpresa observou um sinal no osciloscópio reagindo a sua voz. de Bree levou a ideia a seu orientador em Twente, e lhes pareceu que tinham algo novo nas mãos.

<sup>2</sup>[www.microflown.com](http://www.microflown.com)

<sup>3</sup>Boa parte desta curta história foi obtida pessoalmente durante um período de trabalho do

O que se observa é que tanto o sensor quanto suas aplicações são recentes, o que é uma justificativa para este trabalho, já que o método de medição de impedância *in situ* com a sonda PU carece de entendimento, aprimoramentos e validações através de comparação com outros métodos.

## 6.2 Princípio de operação do sensor *microflow*n

Conforme mencionado na seção anterior, o sensor *microflow*n opera baseado num anemômetro de dois fios quentes. A Fig. 39 mostra uma foto do sensor obtida por um microscópio. Pode-se observar que os dois fios, feitos de platina, são fixados em um substrato de silício e estão expostos à ação da onda sonora. Através de conexões elétricas uma tensão DC alimenta os fios de platina e os aquece a temperaturas entre 200-400 °C. De acordo com de Bree [139], se nenhuma onda sonora passar pelos fios, todo o calor gerado por eles é transferido ao ar que os circunda. Na existência de uma onda sonora, o fluxo de ar, causado pela velocidade de partícula, próximo ao sensor, irá causar uma diferença de temperatura nos fios<sup>4</sup> proporcional à velocidade de partícula  $u$ . Como a resistência da platina varia com a temperatura, o sinal de tensão na saída do sensor oscilará proporcionalmente a esta variação, de forma que a tensão de saída seja proporcional à velocidade de partícula. A ideia aqui é mostrar o funcionamento qualitativo do sensor e uma descrição mais matemática do mesmo pode ser encontrada nas referências [140, 141].

Em teoria, seria possível medir velocidade de escoamento com apenas um anemômetro. No entanto, o uso de dois anemômetros traz duas vantagens básicas necessárias para a correta operação do sensor em frequências audíveis: 1) o uso de dois anemômetros permite uma medição diferencial da mudança de resistência dos fios de platina. Como a ordem de grandeza do fluxo de ar é muito pequena, a variação absoluta de resistência em ambos os fios também é pequena e se perderia no ruído elétrico do sistema de medição. A medição diferencial não possui essa desvantagem. 2) o uso de dois fios faz com que o sensor seja sensível à direção da velocidade de partícula, já que, neste caso, um dos fios será resfriado antes que o outro quando o vetor velocidade de partícula apontar numa direção. A ordem de resfriamento se inverte caso a direção do vetor velocidade de partícula também seja invertida.

---

autor deste texto em Arnhem - Holanda, atual cede da Microflow Technologies. A outra parte se encontra na referência [138], disponível no *site* da empresa.

<sup>4</sup>Este efeito pode ser comparado, de maneira simples, ao efeito de soprar uma colher de sopa. Ao fazê-lo, a sopa na colher esfria assim como a passagem da onda sonora esfria os fios do sensor, já que a onda sonora pode ser encarada como um fluxo de ar oscilatório.

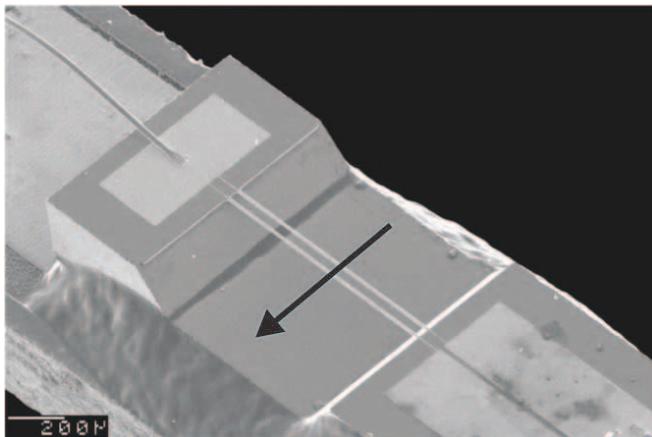


Figura 39: Visão do sensor *microflow* no microscópio (foto usada com a permissão da Microflow Technologies).

Dois fios são, portanto, necessários para medir a velocidade de partícula em uma dada direção.

A sensibilidade do sensor varia com o ângulo de incidência, como se observa na Fig. 40. O eixo de maior sensibilidade ( $0^\circ$  - indicado pela seta na Fig. 39) é perpendicular ao plano horizontal formado pelos dois fios de platina. Se uma onda sonora se propaga na direção paralela aos dois fios ( $90^\circ$ ), esta causará a mesma mudança de temperatura em ambos os fios e nenhum sinal de velocidade de partícula será gerado pelo sensor. Por isto, o sensor possui uma curva polar de direcionalidade em forma de uma figura de 8, similar aos microfones de gradiente de pressão. Uma velocidade de partícula de sentido  $180^\circ$  para  $0^\circ$  gerará um sinal com fase  $+180^\circ$  em relação ao sinal gerado por uma velocidade de partícula de sentido  $0^\circ$  para  $180^\circ$ .

A sensibilidade do sensor *microflow* não é uniforme na frequência. Em altas frequências, dois efeitos contribuem para uma diminuição da sensibilidade do sensor: 1) efeitos de difusão (relacionada ao tempo em que o calor é transferido de um fio ao outro) de forma que, com o aumento da frequência, a sensibilidade diminui como um filtro de primeira ordem, com frequência de corte  $f_D$  entre 500-2000 Hz (dependente da geometria e temperatura de operação); 2) capacidade térmica do sistema (relacionada ao período da onda sonora e ao tempo em que a platina leva para variar a

temperatura): a sensibilidade também diminui com a frequência como um filtro de primeira ordem, cuja frequência de corte é  $f_{HC}$  entre 2-15 kHz. Em baixas frequências o pré-amplificador do sensor funciona como um filtro passa-alta com frequência de corte  $f_{ICP}$ . A sensibilidade é dada pela seguinte equação:

$$|S_u| = \frac{S_{LFS}}{\sqrt{\left(1 + \frac{f_{ICP}^2}{f^2}\right) \left(1 + \frac{f^2}{f_D^2}\right) \left(1 + \frac{f^2}{f_{HC}^2}\right)}}, \quad (6.1)$$

onde  $S_{LFS}$  é a sensibilidade do sensor na região de resposta em frequência constante, usualmente em 250 Hz. A resposta de fase é dada por:

$$\varphi_u = \tan^{-1}\left(\frac{C_1}{f}\right) - \tan^{-1}\left(\frac{f}{C_D}\right) - \tan^{-1}\left(\frac{f}{C_{hc}}\right), \quad (6.2)$$

onde  $C_D$  e  $C_{HC}$  são próximos de  $f_D$  e  $f_{HC}$ , respectivamente, e  $C_1$  está entre 30-100 Hz. Para uma aplicação típica [139],  $f_{ICP} = 10$  Hz,  $f_D = 600$  Hz e  $f_{HC} = 2600$  Hz a sensibilidade e fase podem ser vistas na Fig. 41.

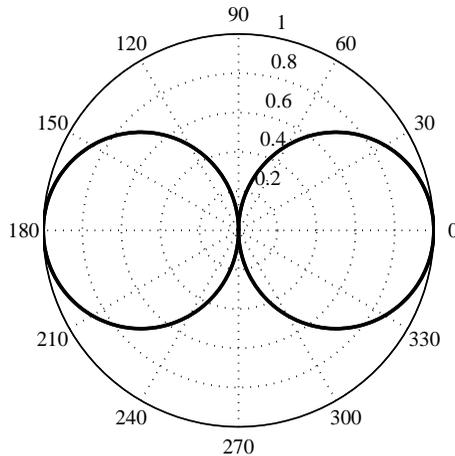
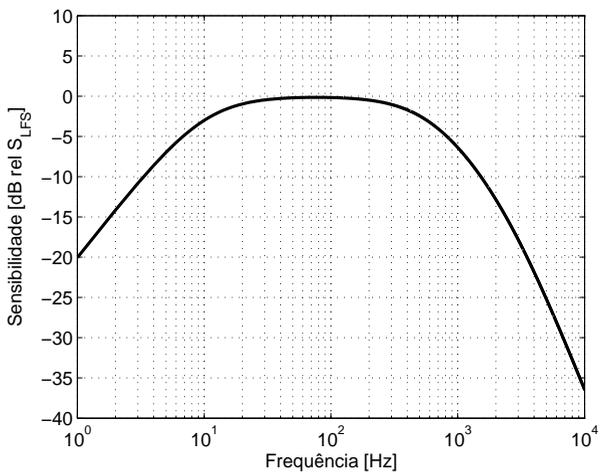
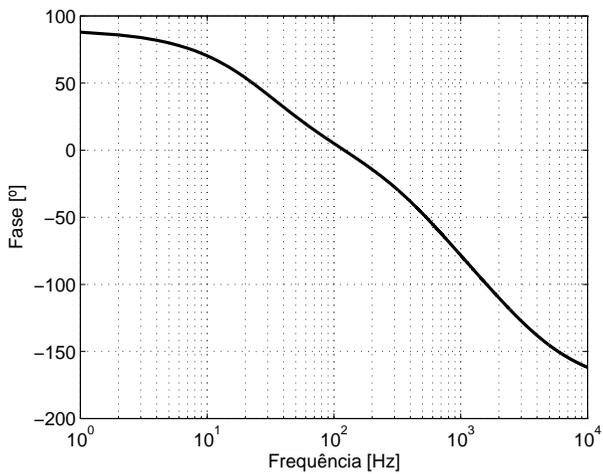


Figura 40: Padrão polar do sensor *microflow*n.



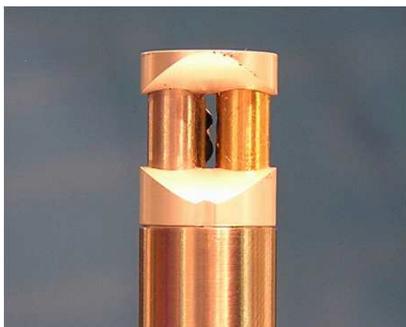
(a) Magnitude da sensibilidade.



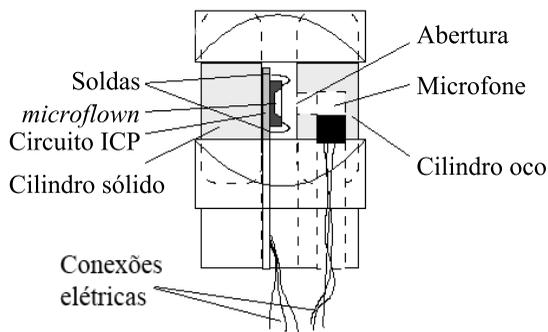
(b) Fase da sensibilidade.

Figura 41: Sensibilidade típica de um sensor *microflow*.

A impedância acústica ou a intensidade sonora podem ser obtidas através da medição simultânea da pressão sonora e da velocidade de partícula. Isto pode ser feito com dois sensores separados, mas é natural que se tente integrá-los em uma única sonda. Esta ideia foi proposta pela *Microflown Technologies*, o que deu origem à sonda PU. Uma foto e um desenho esquemático podem ser observados na Fig. 42. O sensor *microflown* se encontra na parte externa do cilindro prata e o mini-microfone eletreto está localizado no interior do cilindro oco dourado. Na lateral deste cilindro existe uma pequena abertura que o conecta ao exterior, permitindo que o microfone esteja submetido à pressão sonora.



(a) Foto.



(b) Desenho esquemático.

Figura 42: Sonda PU: Foto e desenho esquemático (usado com a permissão da *Microflown Technologies*).

O invólucro altera a sensibilidade do sensor *microflow*, em geral, aumentando-a [139], e do microfone, que não é exatamente constante com a frequência. O único método de calibração da sonda PU, discutido ao longo do texto, será o método usado nesta pesquisa para a medição de impedância. Outros métodos de calibração serão mostrados no Apêndice A.

### 6.3 Calibração da sonda PU em campo livre

Existem três métodos de calibração da sonda PU. Dois deles serão descritos no Apêndice A e o terceiro, usado nesta pesquisa, será descrito a seguir.

Quando se deseja medir somente a impedância acústica, um método de calibração relativo pode ser utilizado. Tal método consiste em medir a função de transferência entre os sensores de pressão e de velocidade de partícula em condições de campo livre e combinar esta medição à impedância de radiação teórica de um monopolo em campo livre a fim de criar uma função de correção *CF* a ser multiplicada por todas as futuras medições realizadas. O método foi utilizado com sucesso em vários trabalhos [142, 143, 144, 145, 146, 147] e pode ser resumido no seguinte procedimento: 1) a fonte sonora e sensor são posicionados distantes de superfícies reflexivas, a fim de obter uma aproximação da condição de campo livre e os sinais de tensão em V da pressão  $p_{ff}$  e da velocidade de partícula  $u_{ff}$  são obtidos; 2) a fonte sonora é considerada como sendo um monopolo e a impedância de radiação deste é usada para criar uma função de correção dada por:

$$CF = \rho_0 c_0 \frac{ik_0 r}{ik_0 r + 1} \left( \frac{u_{ff}}{p_{ff}} \right), \quad (6.3)$$

onde  $r$  é a distância entre fonte sonora e sonda PU; 3) a função de correção é multiplicada pelas medições seguintes.

Considere, então, por exemplo, que se deseja medir a impedância a 1 cm de altura de uma amostra de material poro-elástico. O passo 3 consiste em medir os sinais, em V, de pressão  $p_m$  e velocidade de partícula  $u_m$  a 1 cm de altura da superfície da amostra, e a impedância característica neste ponto será dada por:

$$Z_m = \left( \frac{p_m}{u_m} \right) CF. \quad (6.4)$$

Este método possui algumas vantagens em relação aos descritos no

Apêndice A. Em primeiro lugar, como se trata de um método de calibração relativo (ao campo livre), mudanças causadas por diferenças de temperatura e umidade do ambiente de calibração ao ambiente de medição podem ser levadas em conta, já que, com este método, a medida de calibração pode ser tomada no mesmo ambiente e no mesmo momento da medição *in situ*. Outra vantagem é que este método tem demonstrado ser mais estável em altas frequências, já que nas referências [142, 143, 144, 145, 146, 147] o método foi usado com sucesso até cerca de 10 kHz. Isto provavelmente se deve ao fato de que nenhum modelo aproximado de calibração é usado. Nota-se também que, em relação aos outros métodos de calibração, este é um método bastante simples, já que não envolve ajuste de curvas ou aparatos especiais. Uma desvantagem, no entanto, é que com este método calibra-se a impedância acústica (razão entre  $p$  e  $u$ ) e não os sensores de pressão e velocidade de partícula, individualmente. Como nesta pesquisa o foco é a medição de impedância, este será o método padrão de calibração devido à sua aceitação na literatura e simplicidade.

## 6.4 Medição da impedância

O método de medição de impedância usado nesta pesquisa, seja com a sonda PU ou pela técnica de dois microfones (PP), pode ser dividido em duas partes: a medição em si e o pós-processamento. A medição consiste em utilizar um sistema cujos sensores são ou a sonda PU ou dois microfones. Embora a sonda PU seja o foco desta pesquisa, medições com o sistema PP serão tomadas com fins comparativos. O sistema de medição será apresentado na Seção 6.4.1 e o procedimento de medição para as técnicas PU e PP nas seções 6.4.2 e 6.4.3, respectivamente. O pós-processamento consiste na utilização dos dados medidos como dados de entrada para algoritmos de dedução da impedância de superfície  $Z$ . Três algoritmos serão comparados na Seção 6.5.

### 6.4.1 Sistema de medição

O sistema de medição, descrito na Fig. 43, é composto por um computador que controla a medição e realiza o pós-processamento. Este se comunica com uma interface de áudio, ou analisador de sinais, via uma interface digital (USB, por exemplo). A interface de áudio ou analisador deve possuir no mínimo dois canais de entrada (um para o sinal de pressão e outro para o sinal de velocidade/pressão) e um de saída. O canal de saída

alimenta um amplificador que, por sua vez, alimenta o alto-falante. O som gerado pelo alto-falante excita a amostra sob teste. Os sinais de pressão e/ou velocidade de partícula coletados pelo sensor PU (ou pelo sistema PP) são enviados a um condicionador de sinais (no caso da sonda PU) ou diretamente à interface de áudio. Uma estrutura de alumínio foi montada de forma a dar um suporte estável para o sistema de alto-falante e sensor. Desenhos técnicos desta estrutura são apresentados no Apêndice E.

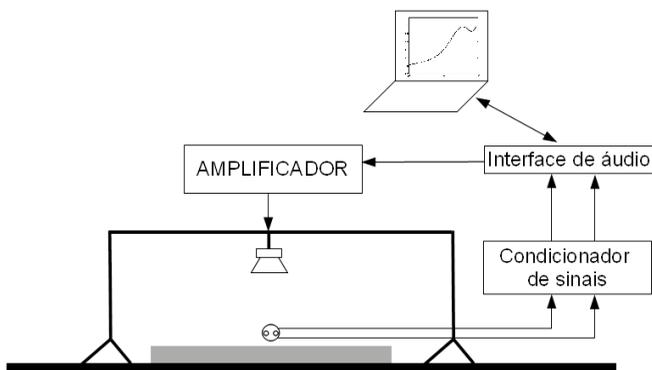


Figura 43: Desenho esquemático do sistema para medição de impedância.

O sistema de excitação é composto por um alto-falante esférico (mesmo sistema utilizado na Seção A.2), similar ao pistão na esfera. Este alto-falante é montado numa estrutura composta por molas e elementos elásticos que o conecta aos fixadores PU ou PP (veja Fig. 44). A utilização do alto-falante esférico está relacionada à proximidade de sua impedância de radiação com a impedância de radiação de um monopolo [148]. Embora existam diferenças entre os dois, especialmente quando  $k_0|\vec{r}_2|$  é pequeno, o alto-falante esférico pode ser considerado uma boa aproximação do monopolo.

Os fixadores PU e PP são nada mais que suportes para a sonda PU e os microfones usados na técnica PP, respectivamente. Estes consistem em furos de meia polegada em estruturas de alumínio que podem ser conectados a um pedestal independente ou ao suporte do alto-falante. O sistema de molas e elásticos do suporte do alto-falante esférico faz com que as vibrações do diafragma do alto-falante não sejam transmitidas aos sensores.

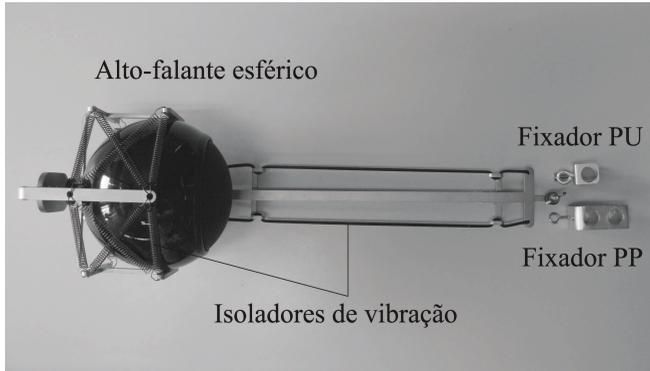


Figura 44: Sistema para medição de impedância *in situ* composto pelo alto-falante esférico montado em uma estrutura isolante e os suportes para a sonda PU e dois microfones.

Os fixadores PU e PP podem ser vistos na Fig. 45 com os respectivos sensores montados.

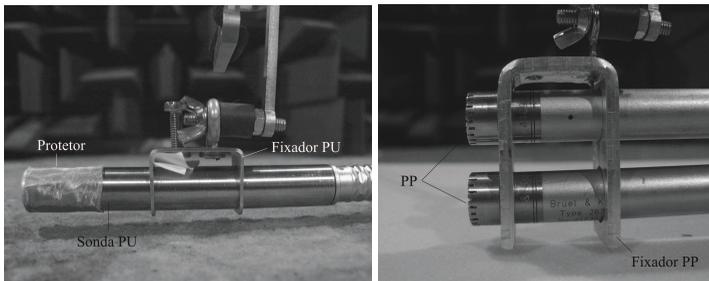


Figura 45: Fixadores PU e PP.

O alto-falante esférico é uma fonte sonora composta por uma alto-falante montado no interior de uma cavidade esférica. O alto-falante pode ser aproximado por um pistão de aproximadamente  $b = 0.04$  m de raio. A esfera possui um raio de aproximadamente  $a = 0.05$  m. Usualmente o alto-falante esférico é alimentado com ruído branco ou uma varredura de senos

logarítmica (*Log sweep*)<sup>5</sup>. Ambos os sinais possuem energia suficiente em toda a faixa de frequência de interesse (100 Hz a 10 kHz), mas a varredura logarítmica será utilizada na maioria dos experimentos, já que possui maior energia em baixas frequências, e esta é uma faixa de especial interesse nesta pesquisa.

A interface de áudio pode ser desde uma placa de som externa de qualidade a um analisador de sinais como o PULSE. Na maioria dos experimentos realizados aqui a interface de áudio NI9233 foi utilizada. Esta interface é fabricada pela *National Instruments* e possui quatro canais de entrada, com a possibilidade de fornecer alimentação a sensores ICP (2-4 mA). O ruído de excitação era gerado pelo computador que gerenciava uma segunda interface de áudio que alimentava o amplificador através de seus canais de saída. Todos os dados foram salvos no domínio do tempo e da frequência<sup>6</sup>.

#### 6.4.2 Medição com a sonda PU

Como explicitado na Seção 6.3, a medição com a sonda PU consiste num processo de dois passos. O primeiro consiste na medição sob condições de campo livre, a fim de se obter a função de correção *CF* dada pela Eq. (6.3). No segundo passo, o sensor é colocado próximo à amostra a ser medida e a função de transferência entre os sinais de pressão sonora ( $p_m$ ) e velocidade de partícula ( $u_m$ ) é multiplicada por *CF*, obtendo-se, então, a impedância característica acima da amostra. Esta impedância característica será referida neste trabalho como  $Z_m$  e é dada na Eq. (6.4).

Durante a medição é importante também medir as posições da fonte sonora e do sensor relativas à superfície da amostra e um ao outro. Isso implica que a distância vertical da fonte à superfície da amostra ( $h_s$ ), a distância vertical da sonda PU à superfície da amostra ( $z$ ), e a distância horizontal entre a fonte e a sonda PU ( $r$ ) devem ser medidas, já que serão dados de entrada para os algoritmos de cálculo da impedância de superfície, descritos na Seção 6.5. Deve-se também observar que, devido às características direcionais do sensor *microflown* (Fig. 40), o eixo de maior sensibilidade deste deve estar perpendicular à superfície da amostra, de forma que a velocidade de partícula é medida somente na direção  $\hat{z}$ .

<sup>5</sup>*log sweep* é uma varredura em senos cujo tempo de transição de uma frequência à outra é controlado por uma função logarítmica, o que faz com que o sinal gaste um tempo maior em baixas frequências do que em altas e possua, portanto, mais energia nas baixas frequências.

<sup>6</sup>Estes dados podem ser usados como base de dados para pesquisas futuras de qualquer pessoa, mediante o contato com o autor deste texto.

Pode-se dizer que, em geral, o procedimento de medição é bastante simples e rápido, e que somado à portabilidade do sistema, tem-se uma boa ferramenta para aplicação em campo. Cuidados extremos, no entanto, foram tomados durante a execução dos experimentos, já que um dos objetivos da pesquisa é contribuir para o desenvolvimento da técnica de medição e incertezas devido ao mal uso dos equipamentos ou a uma operação displicente não podem ser tolerados<sup>7</sup>.

### 6.4.3 Medição com o sistema PP

A medição com o sistema PP também consiste num processo de dois passos, já que o procedimento de Champoux, Nicolas e Allard [106] é usado. O primeiro passo consiste na medição de calibração que visa minimizar o desvio causado pelas diferenças de fase entre os microfones. Para isso, são posicionados sobre uma superfície rígida com os diafragmas a 1 mm um do outro. A função de transferência entre os microfones é medida nessas condições e denotada por  $H_c(f)$ . No segundo passo, os dois microfones são colocados no fixador PP e a medição é feita próxima à amostra. A função de transferência entre os sinais de pressão sonora é medida e denotada por  $H_{12} = p_{M1}/p_{M2}$  (com referência à Fig. 46). Finalmente, a razão  $H_m(f) = H_{12}/H_c$  (análoga a  $Z_m$ ) fornece a função de transferência acima da amostra.

Da mesma forma que na medição com a sonda PU é importante também medir as posições da fonte sonora ( $h_s$ ) e dos dois microfones relativos à superfície da amostra. O microfone  $M_1$  está à distância vertical da superfície da amostra  $z_1$  e o microfone  $M_2$  está à distância vertical  $z_2$  da superfície da amostra. A distância horizontal entre a fonte sonora e o fixador PP (ou PU) é  $r$ . O fixador PP mantém uma distância vertical entre os centros dos diafragmas dos microfones de  $z_2 - z_1 = 2$  cm.

### 6.4.4 Média móvel e janelamento temporal

Basten e de Bree [149] propõem o uso de uma média móvel para eliminação das reflexões espúrias apontando que este é um método mais estável em baixas frequências que o janelamento temporal. Em palavras bastante simples, a média móvel consiste em obter uma média de  $M$  linhas de frequência próximas uma à outra, de forma que o  $i$ -ésimo elemento da função

<sup>7</sup>O autor deste texto passou 3 meses trabalhando na Microflown Technologies na Holanda onde passou inúmeras horas operando o sistema e aprendendo sobre a técnica de medição.

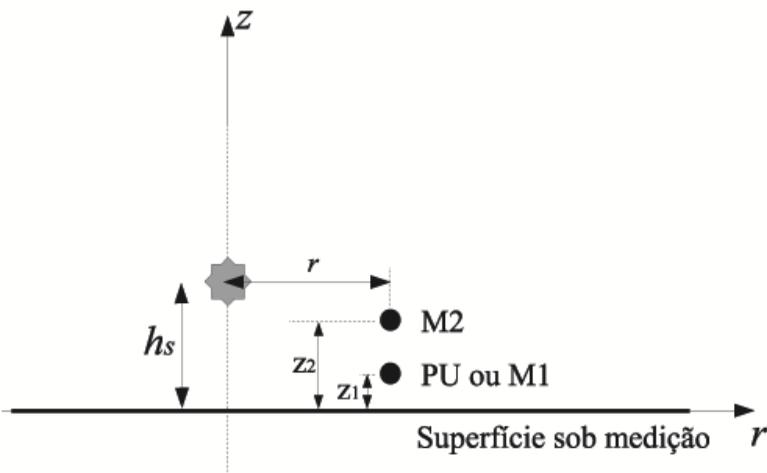


Figura 46: Esquema de posição dos sensores e fonte sonora durante o experimento.

resposta em frequência  $FRF(f_i)$  seja dado por [150] [p. 345]:

$$FRF(f_i) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M FRF(f_m), \quad (6.5)$$

onde  $M$  é um termo que aumenta com a frequência. Neste trabalho o  $i$ -ésimo termo da  $FRF$  é a média dos valores das linhas espectrais entre  $i - (0.4i/15000)f_i(n_{fft}/F_S)$  e  $i + (0.4i/15000)f_i(n_{fft}/F_S)$ , onde  $n_{fft}$  é o número de pontos da FFT (aqui  $n_{fft} = 8192$ ) e  $F_S$  é a frequência de amostragem usada na conversão analógico-digital (aqui  $F_S = 44100$ ).

Neste trabalho, a aplicação da média móvel foi preferida ao janelamento, pois o janelamento temporal pareceu sensível às configurações do ambiente de medição, posição da fonte sonora e sensor em relação às superfícies reflexivas do ambiente. Como um procedimento de janelamento padrão é inexistente, sua reprodutibilidade fica restrita. Além disso, o janelamento temporal pode induzir graves erros em baixas frequências se a janela utilizada não for suficientemente grande. A média móvel não sofre essas restrições e, por isso, será utilizada.

### 6.4.5 *Resumo do processo de medição*

O processo de medição utilizado nesta pesquisa pode ser resumido nos seguintes passos:

1. Gerar uma varredura de senos ou um ruído aleatório e alimentar a fonte sonora através de um amplificador. O ruído de excitação deve ter energia suficiente em toda a faixa de frequência de interesse;
2. Fazer a medição de calibração: campo livre para a técnica PU e sobre superfície rígida para a técnica PP;
3. Aplicar a média móvel à medição de calibração;
4. Posicionar o sensor (PU ou PP) próximo à amostra que se deseja caracterizar e obter  $Z_m$  ou  $H_m$  através das operações descritas anteriormente;
5. Aplicar a média móvel a  $Z_m$  ou  $H_m$ ;
6. Iniciar o pós-processamento, que será descrito a seguir.

## 6.5 Pós processamento

Os métodos de dedução da impedância de superfície são apresentados nesta seção. Estes métodos se baseiam nas medições de  $Z_m$  feitas pela sonda PU ou  $H_m$  feitas com a técnica PP, nas informações de posição dos sensores e fonte sonora e em dados como velocidade do som no ar ( $c_0$ ) e densidade do ar ( $\rho_0$ ). Estes são dados de entrada para as equações de cada algoritmo, descritos nas seções a seguir.

### 6.5.1 *Método de dedução baseado na aproximação por ondas planas (PWA)*

Este método de dedução é baseado no que foi descrito na Seção 3.5, o qual considera uma onda esférica refletida no plano  $z = 0$  como se fosse uma onda plana, o que é uma simplificação.

Para o método de medição com a sonda PU, e a partir da Eq. (3.71),  $Z_m$  pode ser expressa na forma:

$$Z_m = \frac{\frac{e^{-ik_0|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|} + V_p \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_2|}}{|\vec{r}_2|}}{\frac{e^{-ik_0|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|} \left[ \frac{1}{ik_0|\vec{r}_1|} + 1 \right] \left( \frac{h_s - z}{|\vec{r}_1|} \right) - V_p \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_2|}}{|\vec{r}_2|} \left[ \frac{1}{ik_0|\vec{r}_2|} + 1 \right] \left( \frac{h_s + z}{|\vec{r}_2|} \right)}, \quad (6.6)$$

em que  $z$  é a altura do sensor em relação à superfície da amostra ( $z_1$  na Fig. 46),  $|\vec{r}_1| = \sqrt{r^2 + (h_s - z)^2}$  e  $|\vec{r}_2| = \sqrt{r^2 + (h_s + z)^2}$ .

Isolando o coeficiente de reflexão, obtém-se:

$$V_{PPU} = \frac{Z_m \frac{h_s - z}{|\vec{r}_1|} \left( \frac{1}{ik_0|\vec{r}_1|} + 1 \right) - 1 \left( \frac{|\vec{r}_2|}{|\vec{r}_1|} \right)}{Z_m \frac{h_s + z}{|\vec{r}_2|} \left( \frac{1}{ik_0|\vec{r}_2|} + 1 \right) + 1 \left( \frac{|\vec{r}_2|}{|\vec{r}_1|} \right)} e^{-ik_0(|\vec{r}_1| - |\vec{r}_2|)}, \quad (6.7)$$

e o coeficiente de absorção neste caso é  $\alpha_{PWA} = 1 - |V_p|^2$ . Uma vez obtido o coeficiente de reflexão pode-se fazer  $z = 0$  na Eq. (6.6) obtendo-se uma estimativa para a impedância de superfície, dada por:

$$Z_{PWA} = \frac{1 + V_p}{1 - V_p} \frac{\sqrt{r^2 + h_s^2}}{h_s} \frac{ik_0 \sqrt{r^2 + h_s^2}}{1 + ik_0 \sqrt{r^2 + h_s^2}}. \quad (6.8)$$

Para o método de medição PP, e a partir da Eq. (3.71),  $H_m$  é dado por:

$$H_m = \frac{\frac{e^{-ik_0|\vec{r}_{11}|}}{|\vec{r}_{11}|} + V_p \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_{12}|}}{|\vec{r}_{12}|}}{\frac{e^{-ik_0|\vec{r}_{21}|}}{|\vec{r}_{21}|} + V_p \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_{22}|}}{|\vec{r}_{22}|}}, \quad (6.9)$$

onde  $z_1$  e  $z_2$  são dados na Fig. 46,  $|\vec{r}_{11}| = \sqrt{r^2 + (h_s - z_1)^2}$ ,  $|\vec{r}_{12}| = \sqrt{r^2 + (h_s + z_1)^2}$ ,  $|\vec{r}_{21}| = \sqrt{r^2 + (h_s - z_2)^2}$  e  $|\vec{r}_{22}| = \sqrt{r^2 + (h_s + z_2)^2}$ .

Isolando o coeficiente de reflexão, obtém-se:

$$V_{PPP} = \frac{\frac{e^{-ik_0|\vec{r}_{11}|}}{|\vec{r}_{11}|} - H_m \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_{21}|}}{|\vec{r}_{21}|}}{H_m \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_{22}|}}{|\vec{r}_{22}|} - \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_{12}|}}{|\vec{r}_{12}|}}, \quad (6.10)$$

e uma estimativa para a impedância de superfície é dada pela Eq. (6.8).

### 6.5.2 Método de dedução através do termo $q$ ( $q$ -term)

Para o método de medição PU, Alvares e Jacobsen [151] propuseram um método iterativo de dedução da impedância baseado no trabalho de Di

e Gilbert [22] e nas Eqs. (3.47) e (3.48). Nota-se que o algoritmo iterativo é necessário já que pressão e velocidade de partícula acima da amostra são diretamente dependentes da impedância de superfície da amostra  $Z$  de uma forma que não é possível inverter as equações de forma analítica.

O método iterativo pode ser descrito nos seguintes passos:

1. Uma estimativa inicial da impedância de superfície é calculada por um método de dedução mais simples. No caso, o método descrito na Seção 6.5.1 fornece essa estimativa inicial;
2. A estimativa inicial  $Z_{PWA}$  é inserida nas Eqs. (3.47) e (3.48) e uma impedância na posição da sonda PU é calculada. Esta impedância calculada será representada por  $Z_{mc}$ ;
3.  $Z_{mc}$  é subtraído de  $Z_m$  (o dado medido). Se  $|Z_m - Z_{mc}|$  é suficientemente pequeno, significa que a estimativa inicial de  $Z = Z_{PWA}$  é a impedância de superfície da amostra e a rotina é finalizada;
4. Se a diferença  $|Z_m - Z_{mc}| > \varepsilon$ , sendo  $\varepsilon = 0.000001$  um critério de convergência, uma nova estimativa de  $Z$  é calculada pelo método da secante [152] e os passos 3 e 4 são repetidos novamente até que o critério de convergência seja satisfeito ou um número máximo de iterações seja atingido.

Este método será referido neste texto como o algoritmo q-term e um esquema de seu funcionamento pode ser visto na Fig. 47.

Conforme especificado nos passos 3 e 4, o algoritmo q-term visa minimizar  $f(Z^i) = |Z_m - Z_{mc}|$  através da seleção apropriada da impedância de superfície  $Z^{(i)}$ , sendo  $i$  a  $i$ -ésima iteração. Quando  $f(Z^{(i)}) < \varepsilon$ , a rotina é finalizada, já que, neste caso, as partes real e imaginária de  $Z_m - Z_{mc}(Z^{(i)})$  são suficientemente pequenas.

O método da secante é usado nas estimativas de  $Z^{(i)}$  e é uma alternativa ao método de Newton-Raphson, usado nas referências [121, 126, 127], para aplicações onde é difícil encontrar as derivadas. Neste caso, a derivada é substituída pela linha secante passando por  $f$  em  $Z^{(i)}$  e um ponto próximo. Desta forma, a próxima iteração  $i + 1$  é dada na Eq. (6.11):

$$Z^{(i+1)} = Z^{(i)} - \frac{Z^{(i)} - Z^{(i-1)}}{f(Z^{(i)}) - f(Z^{(i-1)})} f(Z^{(i)}). \quad (6.11)$$

Informações adicionais e provas matemáticas de convergência do método são dadas na referência [152]. Deve-se mencionar que o algoritmo

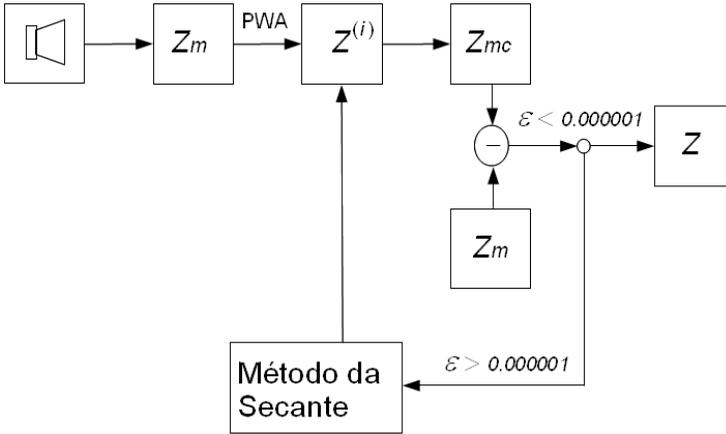


Figura 47: Esquema do algoritmo q-term.

cedido pelos autores Alvares e Jacobsen [151] possuía vários problemas de convergência em altas frequências, aparentemente por um erro de programação que foi corrigido neste trabalho. O algoritmo era também computacionalmente muito custoso devido ao uso da integração trapezoidal. Após comparações que utilizavam quadratura adaptativa, uma diminuição de cerca de 90% do tempo de processamento foi obtida (veja referência [54] para informações mais completas). Além disso, Alvares e Jacobsen [151] apontam que seu método parece não fornecer nenhuma vantagem significativa em relação ao método descrito na Seção 6.5.1. Esse desapontamento parece, no entanto, infundado, como será visto na Seção 6.6, e pode ter sido causado simplesmente por erros no procedimento de entrada dos dados no algoritmo, embora esta causa seja apenas uma hipótese.

Para a utilização do algoritmo q-term com a técnica de medição PP, basta substituir  $Z_m$  e  $Z_{mc}$  por  $H_m$  e  $H_{mc}$  nos passos 3 e 4 do algoritmo e fazer  $f(Z^i) = |H_m - H_{mc}|$ .

### 6.5.3 Método de dedução através do termo $F$ ( $F$ -term)

A forma do algoritmo iterativo proposto por Taherzadeh e Attenborough [121] foi implementada por Kruse [123]. Este algoritmo é muito similar ao descrito na Seção 6.5.2, e possui duas únicas diferenças:

1) faz uso da formulação de Nobile e Hayek [50] para série com somente 1 termo (ver Seção 3.4.5); 2) faz uso do método de Newton-Raphson nas estimativas de  $Z^{(i)}$ .

A lógica do algoritmo é idêntica à descrita na Seção 6.5.2 para o método de medição com a sonda PU e com a técnica PP, respectivamente. O algoritmo iterativo aqui descrito será chamado de F-term.

## 6.6 Comparação entre os algoritmos de dedução

Nesta seção, a acuidade dos algoritmos de dedução da impedância de superfície serão comparados através da simulação da medição e também de experimentos para a técnica PU. Posteriormente, as técnicas PU e PP, descritas neste capítulo, serão comparadas experimentalmente.

### 6.6.1 Comparação dos algoritmos de dedução: simulação

Esta seção apresenta uma simulação da medição da impedância com a técnica PU. O modelo da simulação é construído com uma modificação do método do Elemento de Contorno (BEM<sup>8</sup>) descrito no Capítulo 8.

Na simulação da medição de impedância, à superfície de tamanho  $L \times L$  em  $z = 0$  (ver Fig. 81) é imposta uma impedância de superfície  $Z$  calculada de acordo com o modelo de Allard e Champoux descrito na Seção 2.5.2. Esta superfície plana é considerada localmente reativa e representa uma amostra absorvente com sua superfície montada diretamente na superfície de um *baffle* rígido infinito. A fonte sonora está localizada na coordenada  $(0, 0, h_s)$ . Pressão sonora e velocidade de partícula são calculadas na posição do receptor  $(0, 0, z)$  pelo modelo BEM. A razão entre pressão e velocidade de partícula fornece  $Z_m$ , que será introduzida nos algoritmos descritos na Seção 6.5 a fim de que estes sejam comparados. Como será visto no Capítulo 8, o modelo de elemento de contorno simula a medição sobre uma amostra finita e sua derivação matemática toma um caminho diferente da derivação matemática das equações usadas nos métodos de dedução da impedância. A pré-suposição de que a amostra é localmente reativa é, no entanto, mantida. Estes fatos fazem de BEM uma ferramenta imparcial na simulação da medição da impedância. É necessário notar também que o modelo de elemento de contorno se aproxima muito de uma medição em câmara anecóica, já que as reflexões das paredes laterais não são levadas em conta. As simulações são feitas para frequências 100-4000 Hz. Maiores

---

<sup>8</sup>BEM é uma sigla inglesa que significa *Boundary Element Method*

detalhes como número e tamanho dos elementos, etc podem ser encontrados no Capítulo 8.

Os resultados apresentados aqui serão dados em termos da impedância de superfície  $Z$  e do coeficiente de absorção  $\alpha$ . Somente incidência normal será considerada, por enquanto, o que implica que a fonte sonora e sonda PU estejam localizadas numa linha perpendicular à superfície da amostra ( $r = 0$ ). Nas Figuras 48 a 51 os métodos de dedução "PWA", "q-term" e "F-term" serão comparados com a "Referência" calculada pelo modelo de Allard e Champoux (Seção 2.5.2).

Nestes exemplos numéricos, a medição de impedância sobre uma amostra quadrada de área  $1 \times 1 \text{ m}^2$  foi simulada. Em todos os casos a porosidade é  $\phi = 0.96$  e a tortuosidade  $\alpha_\infty = 1.1$ . A resistividade e a espessura da amostra variam e serão explicitadas em cada caso.

No primeiro exemplo, a altura da fonte sonora é  $h_s = 0.3 \text{ m}$  e a do sensor  $z = 0.01 \text{ m}$ . Neste caso,  $0.57 < k_0 |\bar{r}_2| < 22.71$ . Os resultados para a impedância de superfície normalizada ( $Z/\rho_0 c_0$ ) e coeficiente de absorção são dados nas Figs. 48 e 49. A amostra possui resistividade  $\sigma = 25000 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$  e espessura  $d_1 = 0.025 \text{ m}$ .

No caso da impedância de superfície, o algoritmo PWA e o q-term são capazes de calcular  $Z$  corretamente para as frequências mais altas com uma diferença nas mais baixas. A inspeção minuciosa da Fig. 48 revela que o algoritmo PWA leva a um maior erro que o algoritmo q-term. O algoritmo F-term leva ao maior erro dos três.

No caso do coeficiente de absorção (Fig. 49) o algoritmo q-term fornece resultados muito precisos. O PWA somente equivale à referência para frequências maiores que 2 kHz. Para frequências muito baixas, o coeficiente de absorção calculado pelo algoritmo PWA exhibe valores negativos, o que é incorreto por definição. Estes erros se devem à simplificação da reflexão das ondas esféricas assumida pelo algoritmo PWA. O algoritmo F-term superestima o coeficiente de absorção e a explicação para isto é que existe uma diferença entre os coeficientes de reflexão calculados pelo PWA e F-term que pode ser expressa por:  $(1 - V_p)F$ . Este termo somado a  $V_p$  leva a desvios expressos tanto na magnitude quanto na fase do coeficiente de reflexão. Os desvios do algoritmo F-term em relação à referência são causados pela pré-suposição de que  $k_0 |\bar{r}_2| \gg 1$  feita nas equações do algoritmo F-term. Tal pré-suposição não é satisfeita no caso deste experimento. Nota-se que o algoritmo q-term não sofre nem a pré-suposição de  $k_0 |\bar{r}_2| \gg 1$ , nem a de que as ondas esféricas refletem como se fossem ondas planas, e por isso é capaz de calcular  $Z$  e  $\alpha$  corretamente.

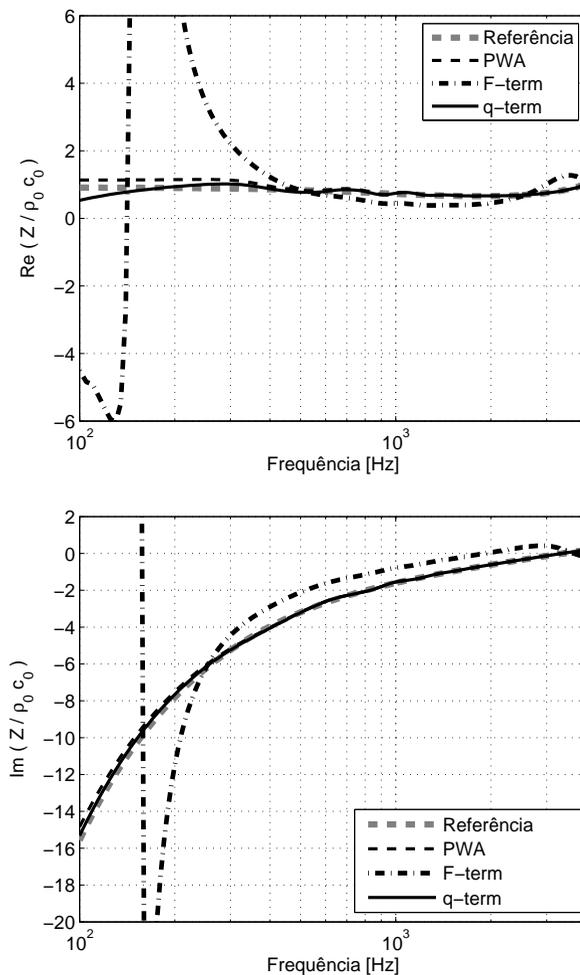


Figura 48: Simulação da medição da impedância de superfície calculada com os três algoritmos de dedução para uma amostra com resistividade  $\sigma = 25000 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$  e espessura  $d_1 = 25 \text{ mm}$ .

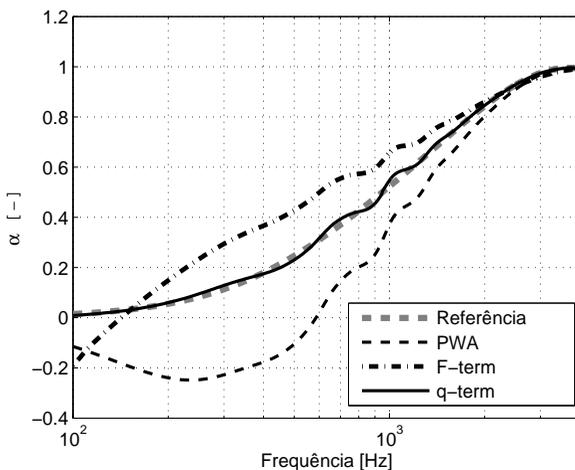


Figura 49: Simulação da medição do coeficiente de absorção calculado com os três algoritmos de dedução para uma amostra com resistividade  $\sigma = 25000 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$  e espessura  $d_1 = 25 \text{ mm}$ .

Um segundo exemplo numérico mostra o coeficiente de absorção na Fig. 50. Neste caso, uma amostra retangular com  $1.2 \times 0.6 \text{ m}^2$  é simulada. Essas dimensões são equivalentes às dimensões da amostra medida em câmara semi-aneecóica, mostrada na Seção 6.6.2. Aqui a amostra possui resistividade  $\sigma = 45000 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$  e espessura  $d_1 = 0.05 \text{ m}$ . A altura da fonte sonora é  $h_s = 0.3 \text{ m}$  e a do sensor  $z = 0.01 \text{ m}$ . Os resultados para a impedância de superfície e coeficiente de absorção são muito similares aos apresentados nas Figs. 48 e 49 e as mesmas conclusões se aplicam. O único resultado mostrado é o coeficiente de absorção na Fig. 50. As pequenas oscilações ao redor da referência obtidas com o algoritmo q-term são fruto do tamanho finito da amostra. Isto será discutido mais detalhadamente no Capítulo 8.

Uma terceira simulação é feita para demonstrar que com o aumento de  $|\bar{r}_2|$  os três algoritmos tenderam ao mesmo resultado. Neste caso, a altura da fonte sonora é  $h_s = 3 \text{ m}$  e a do sensor  $z = 0.01 \text{ m}$ , o que leva a  $5.51 < k|\bar{r}_2| < 220.5$ . Pressão e velocidade de partícula sobre um plano infinito e localmente reativo são calculados com as Eqs. 3.42 e 3.48 e os três algoritmos são usados

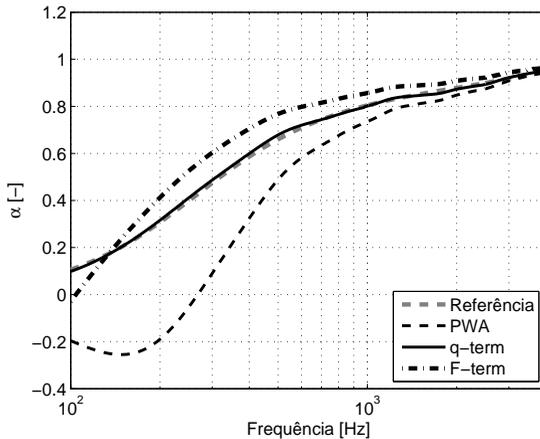


Figura 50: Simulação da medição do coeficiente de absorção calculado com os três algoritmos de dedução para uma amostra com resistividade  $\sigma = 45000 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$  e espessura  $d_1 = 50 \text{ mm}$ .

para deduzir  $Z$ . O coeficiente de absorção na Fig. 51 mostra que a medida que a distância entre fonte sonora e sensor aumentam, os resultados dos três algoritmos convergem para a referência. Isto suporta o fato de que F-term é apropriado para  $k_0 |\vec{r}_2| \gg 1$  e que à medida que  $h_s$  aumenta as frentes de ondas tendem a se tornar planas, o que é compatível com o algoritmo PWA.

### 6.6.2 Comparação dos algoritmos de dedução: experimento

Os experimentos realizados nesta seção foram realizados numa câmara semi-anechoica com volume  $100 \text{ m}^3$ , com frequência de corte de aproximadamente  $150 \text{ Hz}$ . A fonte sonora é a mesma da descrita na Seção A.2. Neste caso, uma varredura logarítmica de senos foi usada como ruído de excitação. As medições foram realizadas com a sonda PU após sua calibração pelo método de campo livre.

A primeira medição é de uma amostra de lâ de rocha cujas dimensões são  $1.2 \times 0.6 \text{ m}^2$ , espessura  $0.025 \text{ m}$  e densidade nominal de  $64 \text{ kg/m}^3$ . A altura da fonte medida foi  $h_s = 0.28 \text{ m}$  e a altura do sensor  $z = 0.015 \text{ m}$ , com  $r = 0$ , garantindo incidência normal. Uma comparação entre os resultados dos três algoritmos é mostrada na Fig. 52, para a impedância de superfície, e

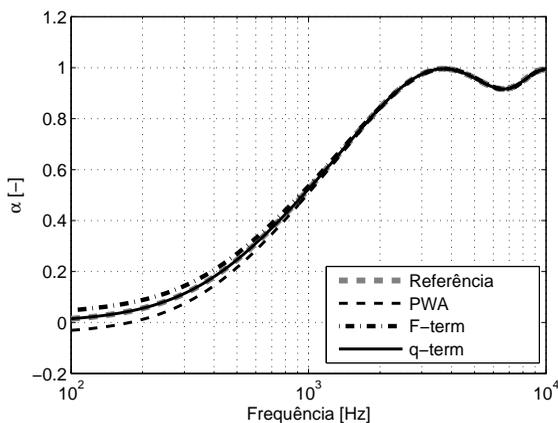


Figura 51: Simulação da medição do coeficiente de absorção calculado com os três algoritmos de dedução para uma amostra com resistividade  $\sigma = 25000 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$  e espessura  $d_1 = 25 \text{ mm}$  e  $h_s = 3 \text{ m}$ .

na Fig. 53, para o coeficiente de absorção.

Pode-se notar que o comportamento geral das Figs. 52 e 53 é o mesmo das simulações numéricas. Para a impedância de superfície existe uma similaridade entre os resultados obtidos com q-term e PWA nas altas frequências e um desvio nas baixas. O coeficiente de absorção calculado com PWA concorda com o calculado por q-term somente acima de 2 kHz. Assim, como na simulação numérica, o coeficiente de absorção calculado com PWA também exibe valores negativos nas baixas frequências. O coeficiente de absorção calculado com F-term também segue o mesmo padrão das simulações exibindo um valor superior ao calculado pelo q-term em quase toda a faixa de interesse.

A medição de uma amostra de lã de rocha mais densa e espessa foi também realizada. As dimensões são  $1.2 \times 0.6 \text{ m}^2$ , espessura  $0.05 \text{ m}$  e densidade nominal de  $96 \text{ kg/m}^3$ . A altura da fonte e sensor são as mesmas do experimento anterior. Uma comparação para o coeficiente de absorção calculado com os três métodos de dedução é mostrada na Fig. 54. Os resultados são muito similares aos do experimento anterior e das simulações numéricas e, portanto, as mesmas conclusões se aplicam, o que ajuda a estabelecer a validade das comparações.

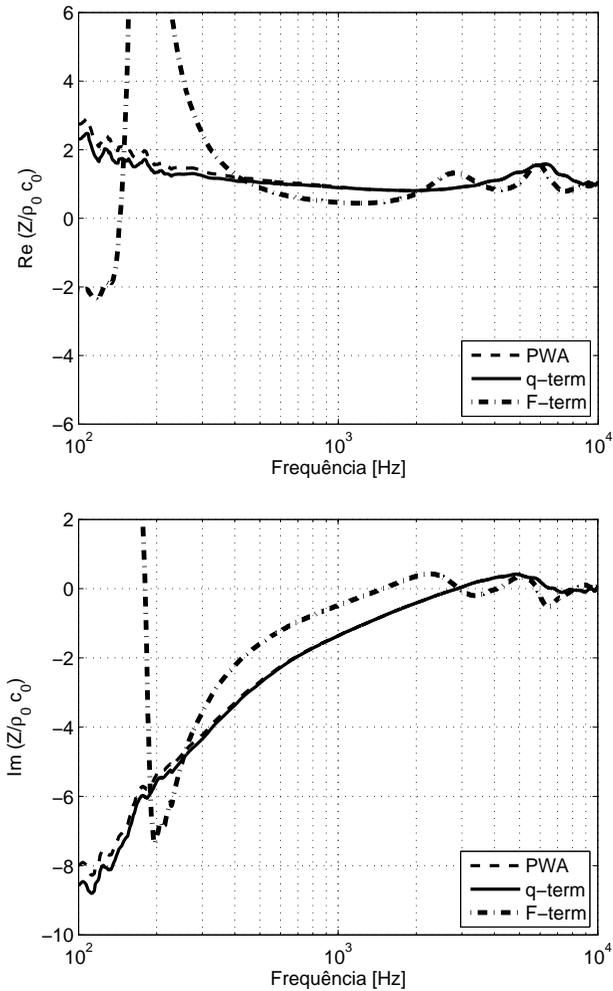


Figura 52: Impedância de superfície  $Z$  medida numa câmara semi-aneecóica e pós processada pelos três métodos de dedução para uma amostra com  $64 \text{ kg/m}^3$  e  $d_1 = 25 \text{ mm}$ .

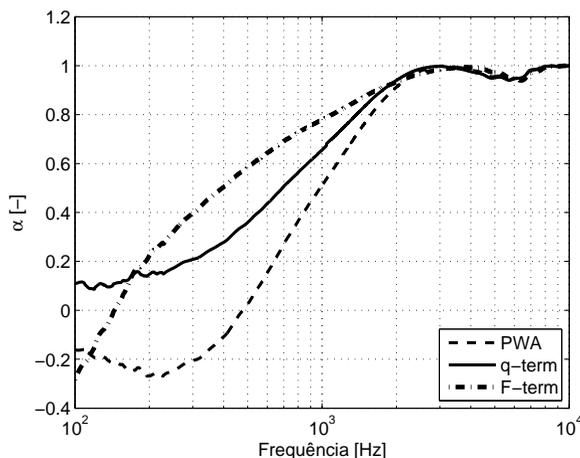


Figura 53: Coeficiente de absorção medido numa câmara semi-anecóica e pós processado pelos três métodos de dedução para uma amostra com  $64 \text{ kg/m}^3$  e  $d_1 = 25 \text{ mm}$ .

As conclusões que podem ser tiradas das simulações numéricas e experimentos é que quando a fonte sonora é colocada próxima à sonda PU, os métodos de dedução PWA e F-term fornecem resultados menos confiáveis que os obtidos com o algoritmo q-term. A maior limitação do método PWA é que este assume que as ondas esféricas refletem como ondas planas, o que é uma boa aproximação somente para altas frequências ou fonte e sensor distantes. O método PWA fornece, no entanto, uma boa estimativa inicial de  $Z$  para o algoritmo q-term. Estimativas iniciais muito distantes do valor verdadeiro poderiam levar a não convergência do algoritmo iterativo. A maior limitação do método F-term é o uso da aproximação  $k_0 |\vec{r}_2| \gg 1$  em suas equações. Novamente, o método é válido para altas frequências ou fonte e sensor distantes. O método q-term se baseia na precisa integração numérica para a pressão sonora e velocidade de partícula e foi o único capaz de deduzir corretamente a impedância de superfície nas simulações, bem como fornecer um resultado típico para amostras porosas. Comparações com o método PP e modelos analíticos de materiais porosos serão fornecidos nas seções seguintes ajudando a estabelecer o método q-term como o padrão mais confiável e, por isso, utilizado nesta pesquisa.

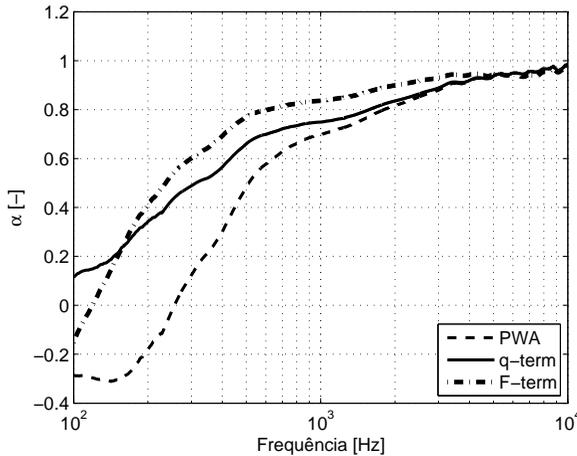


Figura 54: Coeficiente de absorção medido numa câmara semi-anecóica e pós processado pelos três métodos de dedução para uma amostra com  $96 \text{ kg/m}^3$  e  $d_1 = 50 \text{ mm}$ .

Deve-se mencionar que historicamente a *Microflown Technologies* usou o algoritmo PWA por muito tempo e muitas medições exibiam o coeficiente de absorção negativo em baixas frequências [143, 144, 145, 146, 147]. O desafio inicial do trabalho era exatamente entender o porquê desses valores. Pode-se concluir através da análise realizada que a causa está na escolha do modelo matemático do campo acústico. A escolha correta é crítica para um bom resultado e por isso o método q-term provou ser o melhor e mais geral, especialmente quando fonte e sensor estão próximos um do outro. Além disso, o desapontamento com a qualidade do algoritmo q-term, apontado por Alvares e Jacobsen [151], parece não justificado, pois os algoritmos PWA e q-term forneceram resultados significativamente diferentes, para o coeficiente de absorção, e os obtidos com o algoritmo q-term muito próximos do que se espera para amostras porosas.

## 6.7 Comparação entre as técnicas PU e PP

Esta seção apresenta uma comparação experimental entre as técnicas PU e PP. Estas serão comparadas em termos de sua precisão e exatidão em

relação aos modelos teóricos e sensibilidade ao ambiente *in situ*, já que as medidas *in situ* são comparadas às feitas em câmara semi-aneecóica. O algoritmo q-term é utilizado no pós-processamento de todas as medições com as técnicas PU e PP.

### 6.7.1 Análise de repetitividade

Numa primeira análise, a repetitividade das técnicas PU e PP é avaliada. As medições foram realizadas em câmara semi-aneecóica com o sistema de medição descrito na Seção 6.4.1, sendo a fonte sonora alimentada por uma varredura logarítmica de senos. O procedimento de medição, neste caso, consiste em posicionar o sensor/sistema (PU ou PP) próximo à amostra e realizar a medição 30 vezes, simplesmente uma após a outra. A Fig. 55 mostra o coeficiente de absorção das 30 medidas feitas com a sonda PU. A Fig. 56 mostra o coeficiente de absorção das 30 medidas feitas com a sonda PP. Em ambos os casos, uma amostra de lã de rocha de densidade  $64 \text{ kg/m}^3$  e espessura  $d_1 = 0.025 \text{ m}$  foi medida. Os resultados para outras amostras seguem a mesma tendência e não serão mostrados aqui por falta de espaço e por não adicionarem novas informações à discussão.

Nota-se através da Fig. 55 é que a repetitividade da sonda PU é bastante alta na faixa de 80 Hz a 10 kHz.

No caso da técnica PP, a Fig. 56 mostra que a repetitividade é alta acima de 400 Hz. Isto se deve ao fato que, em baixas frequências, microfones muito próximos (2 cm, neste caso) irão medir essencialmente a mesma pressão sonora. Como a precisão do analisador de sinais é finita, em cada medição ocorrerá um erro aleatório, que contribui para uma diminuição da repetitividade. Esta frequência de corte inferior está de acordo com as recomendações encontradas na referência [107] e na norma para medição em tubo de impedância [72], que recomenda uma separação entre os microfones de pelo menos 5% do maior comprimento de onda de interesse. A solução seria aumentar a distância entre os microfones, mas isto tem pelo menos dois custos: 1) o aumento do número de medições e equipamentos necessários, o que acaba por complicar o processo de medição; como a sonda PU exibe alta repetitividade esta se torna uma alternativa mais viável que a técnica PP. 2) o aumento da distância entre os microfones implica que um deles estará bastante afastado da superfície da amostra, estando mais sujeito, portanto, aos efeitos de reflexões espúrias em um ambiente *in situ* e à influência do tamanho finito da amostra, como será visto no Capítulo 8.

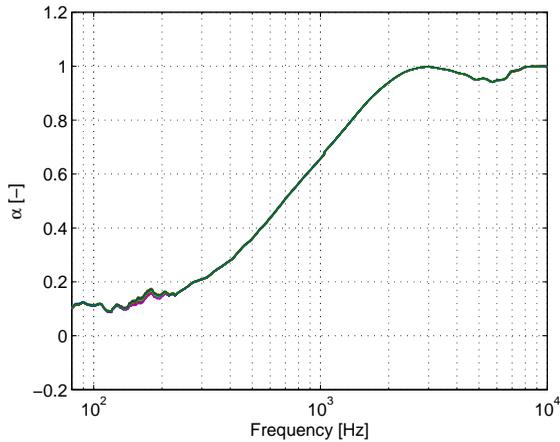


Figura 55: Coeficiente de absorção medido 30 vezes numa câmara semi-aneecóica com a técnicas PU; lã de rocha com  $64 \text{ kg/m}^3$  e  $d_1 = 25 \text{ mm}$ .

A técnica PP também exibe um comportamento errático em altas frequências, possuindo um limite superior em cerca de 6 kHz. Acima desta frequência, a distância entre os microfones se torna da ordem de  $1/2$  comprimento de onda e dificuldades na localização exata dos centros acústicos dos microfones tornam a medição errática. Este limite também está de acordo com a recomendação da norma [72] para tubo de impedância, que recomenda que a separação entre os microfones seja no máximo 45% do menor comprimento de onda de interesse. O aumento da distância entre os microfones, a fim de compensar sua baixa repetitividade em baixas frequências, também acabaria por diminuir esse limite superior da medição, o que representa outra desvantagem da técnica PP.

Em termos de repetitividade, a técnica PU se mostra mais estável que a técnica PP, que pode necessitar de pelo menos duas distâncias entre os microfones e, portanto, de um número maior de medições. A técnica PU é capaz de cobrir uma faixa maior com somente uma medição. Além disso, a fim de cobrir a faixa até 10 kHz, a técnica PP necessitaria de microfones de  $1/4$  de polegada, um equipamento de manuseio mais sensível que o microfone de  $1/2$  polegada. Vale dizer aqui que a sonda PU necessita também

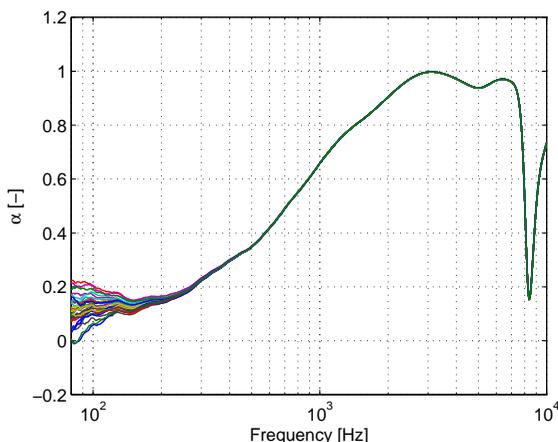


Figura 56: Coeficiente de absorção medido 30 vezes numa câmara semi-aneecóica com a técnicas PP; lã de rocha com  $64 \text{ kg/m}^3$  e  $d_1 = 25 \text{ mm}$ .

de cuidados especiais no manuseio, já que o contato físico com a amostra pode causar danos no sensor de velocidade de partícula.

### 6.7.2 Comparação entre PU e PP em câmara semi-aneecóica

A seguir, as técnicas PU e PP são comparadas através de medições em câmara semi-aneecóica. Estas medições foram realizadas nas mesmas condições das Figs. 55 e 56. Neste caso, os resultados apresentados são uma média das 30 medições em cada linha de frequência.

A Fig. 57 mostra o coeficiente de absorção da amostra de lã de rocha de densidade  $64 \text{ kg/m}^3$  e espessura  $d_1 = 0.025 \text{ m}$ . Nota-se uma concordância bastante satisfatória entre as técnicas PU e PP na faixa de 100-6000 Hz. Acima de 6000 Hz a técnica PP possui um resultado errático devido aos fatores discutidos na seção anterior. Abaixo de 400 Hz, a concordância continua satisfatória já que a média das 30 medições foi tomada. Tomando-se apenas uma medição, o erro sistemático da técnica PP poderia levar a uma divergência devido à baixa repetitividade nessa faixa.

A Fig. 58 mostra a impedância de superfície da mesma amostra da Fig. 57. A concordância, neste caso, é um pouco menos satisfatória,

especialmente na parte real da impedância de superfície. O comportamento geral das partes real e imaginária da impedância é, no entanto, similar e as diferenças podem ser atribuídas a pequenas incertezas de medição que não se traduzem em grandes diferenças no coeficiente de absorção.

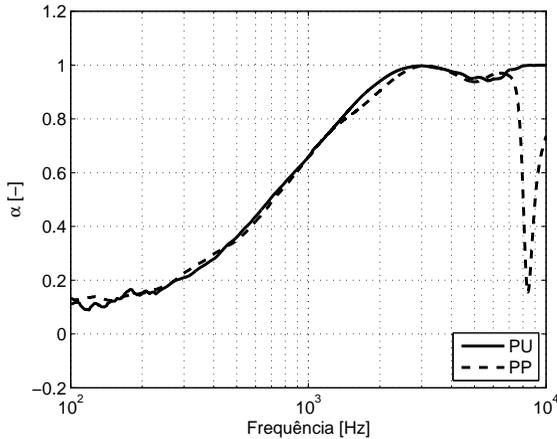


Figura 57: Coeficiente de absorção medido numa câmara semi-aneecóica com as técnicas PU e PP; lã de rocha com  $64 \text{ kg/m}^3$  e  $d_1 = 25 \text{ mm}$ .

A Fig. 59 mostra o coeficiente de absorção da amostra de lã de rocha de densidade  $96 \text{ kg/m}^3$  e espessura  $d_1 = 0.05 \text{ m}$ . Neste caso, os desvios são um pouco maiores, especialmente abaixo de  $400 \text{ Hz}$ , em que a técnica PP está mais sujeita a erros experimentais. Na faixa de frequências de  $400\text{-}6000 \text{ Hz}$ , embora a discordância entre as técnicas PU e PP seja maior que no caso da Fig. 57, os desvios não são superiores à  $0.03$  para o coeficiente de absorção.

No caso da impedância de superfície, a Fig. 60 exibe o mesmo comportamento da Fig. 58, sendo que os desvios parecem mais significativos para a parte real da impedância de superfície; as mesmas conclusões do caso anterior podem ser tomadas.

A Fig. 61 mostra o coeficiente de absorção da amostra de lã de rocha de densidade  $80 \text{ kg/m}^3$  e espessura  $d_1 = 0.1 \text{ m}$ . A concordância, neste caso, também é bastante satisfatória para o coeficiente de absorção, com diferenças maiores abaixo de  $400 \text{ Hz}$ , em que a incerteza da técnica PP é maior e esta mostra um coeficiente de absorção ligeiramente superior ao medido com a

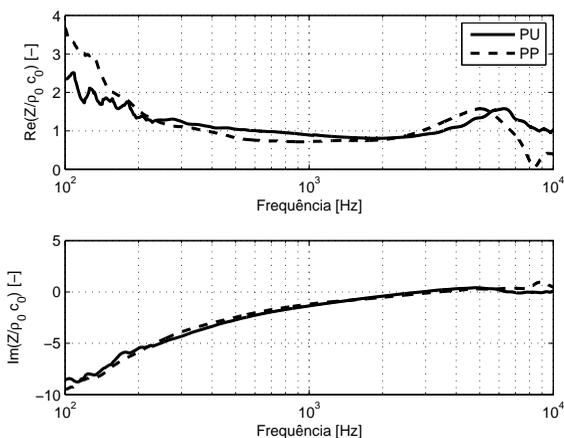


Figura 58:  $Z$  medida numa câmara semi-aneecóica com as técnicas PU e PP; lâ de rocha com  $64 \text{ kg/m}^3$  e  $d_1 = 25 \text{ mm}$ .

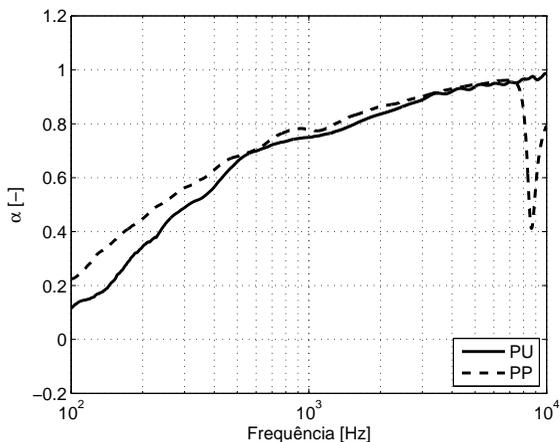


Figura 59: Coeficiente de absorção medido numa câmara semi-aneecóica com as técnicas PU e PP; lâ de rocha com  $96 \text{ kg/m}^3$  e  $d_1 = 0.05 \text{ m}$ .

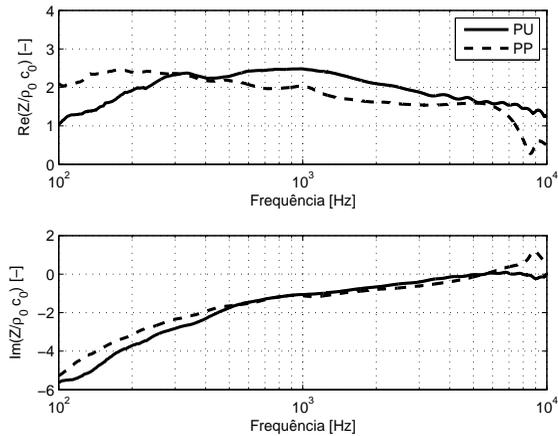


Figura 60:  $Z$  medida numa câmara semi-aneecóica com as técnicas PU e PP; lâ de rocha com  $96 \text{ kg/m}^3$  e  $d_1 = 50 \text{ mm}$ .

sonda PU.

Para a impedância de superfície (Fig. 62), o comportamento é similar aos casos anteriores e as mesmas conclusões se aplicam.

No Apêndice B, a medição de outras amostras, com as técnicas PU e PP, em câmara semi-aneecóica, é mostrada. As especificações de cada amostra estão descritas na legenda de cada figura. Nota-se que em algumas medições a concordância entre as técnicas PU e PP é excelente em toda a faixa de frequência, enquanto que em outras o coeficiente de absorção medido com a técnica PP é maior que o medido com a técnica PU, especialmente abaixo de 400 Hz. Isto pode ser atribuído tanto a incertezas de medição quanto aos erros sistemáticos da técnica PP nessa faixa. Os resultados no Apêndice B mostram, no entanto, o mesmo comportamento dos apresentados nesta seção, de forma que as mesmas conclusões se aplicam.

### 6.7.3 Comparação entre PU e PP com relação ao ajuste ao modelo teórico

Com o intuito de avaliar a exatidão das técnicas PU e PP em relação ao modelo de propagação em meios porosos de Delany e Bazley (referência [8] e Seção 2.5.1), a resistividade ao fluxo das amostras é ajustada aos dados

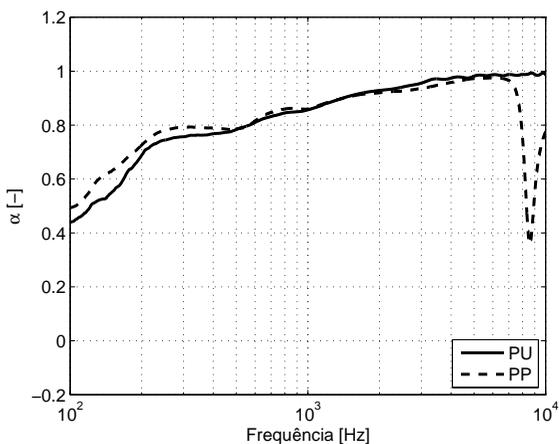


Figura 61: Coeficiente de absorção medido numa câmara semi-aneecóica com as técnicas PU e PP; lâ de rocha com  $80 \text{ kg/m}^3$  e  $d_1 = 10 \text{ cm}$ .

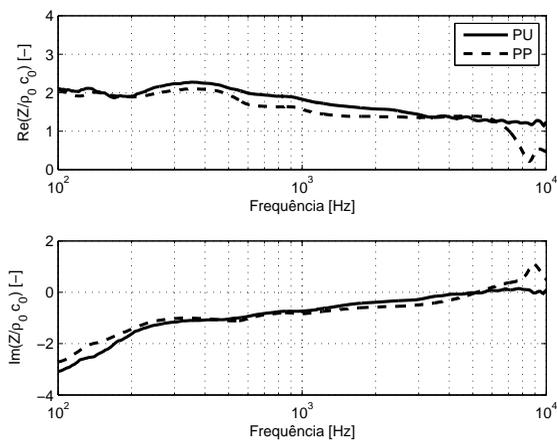


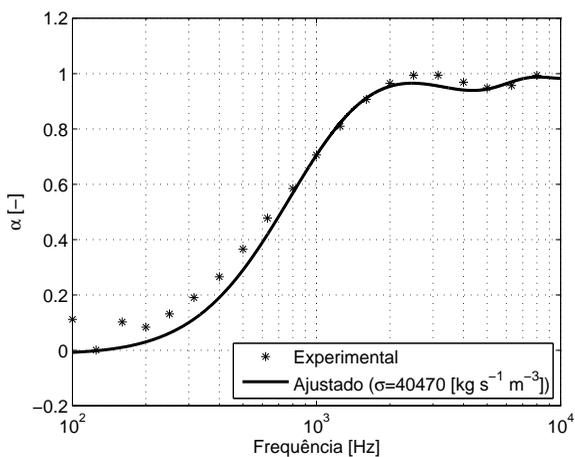
Figura 62:  $Z$  medida numa câmara semi-aneecóica com as técnicas PU e PP; lâ de rocha com  $80 \text{ kg/m}^3$  e  $d_1 = 10 \text{ cm}$ .

experimentais obtidos com as duas técnicas.

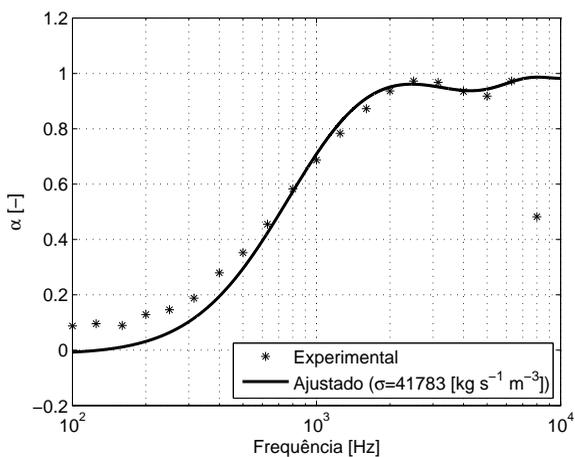
O ajuste consiste em obter o coeficiente de absorção em bandas de  $1/3$  de oitava, para as frequências entre 250-3115 Hz, e usar o modelo de Delany e Bazley e o método de mínimos quadrados para deduzir a resistividade ao fluxo obtida a partir do coeficiente de absorção medido. Embora o modelo de Delany e Bazley tenha sua aplicabilidade limitada em  $0.01 < f/\sigma < 1.0$ , constitui método fácil de estimativa teórica, pois só é dependente da resistividade ao fluxo. As frequências entre 250-3150 Hz são usadas no ajuste, o que garante a validade do modelo de Delany e Bazley. Para ambas as medições com as técnicas PU e PP, são calculadas as resistividades ao fluxo e estas são reinseridas no modelo de Delany e Bazley para comparação dos dados teóricos com os experimentais.

A Fig. 63 mostra essa comparação para uma amostra de lã de rocha de densidade  $80 \text{ kg/m}^3$  e espessura  $d_1 = 0.025 \text{ m}$ . A resistividade ao fluxo obtida com a técnica PU foi  $\sigma = 40470 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ , e a obtida com a técnica PP foi  $\sigma = 41783 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ , o que representa um desvio menor que 5%. A comparação entre o modelo teórico e os dados experimentais também são satisfatórios nos dois casos, embora o ajuste pareça ligeiramente melhor com a técnica PU. Nota-se que na Fig. 142 a concordância entre as medições com as técnicas PU e PP é muito satisfatória. Pode-se também observar que acima de 6000 Hz, onde a técnica PP falha, o ajuste dos dados experimentais da técnica PU ao modelo teórico é excelente.

A Fig. 64 mostra o ajuste do modelo teórico aos dados experimentais para uma amostra de lã de rocha de densidade  $64 \text{ kg/m}^3$  e espessura  $d_1 = 0.05 \text{ m}$ . A resistividade ao fluxo obtida com a técnica PU foi  $\sigma = 30215 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ , e a obtida com a técnica PP foi  $\sigma = 30230 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ , o que representa um desvio menor que 0.05%. Neste caso, a observação da Fig. 146 mostra que a comparação entre as técnicas PU e PP é menos satisfatória que no caso anterior, sendo que o coeficiente de absorção medido com a técnica PP é ligeiramente maior do que o medido com a técnica PU, especialmente entre 100-400 Hz. O que se observa na Fig. 63, no entanto, é que embora as estimativas de resistividade ao fluxo sejam muito similares, o modelo teórico se ajusta melhor aos dados obtidos com a sonda PU. A somatória destes fatos aos apresentados na Fig. 63 ajuda a aumentar a confiabilidade no método PU de medição.

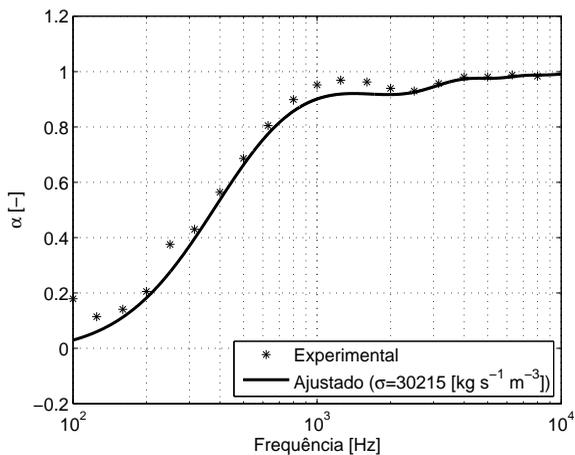


(a) Medição realizada com a sonda PU.

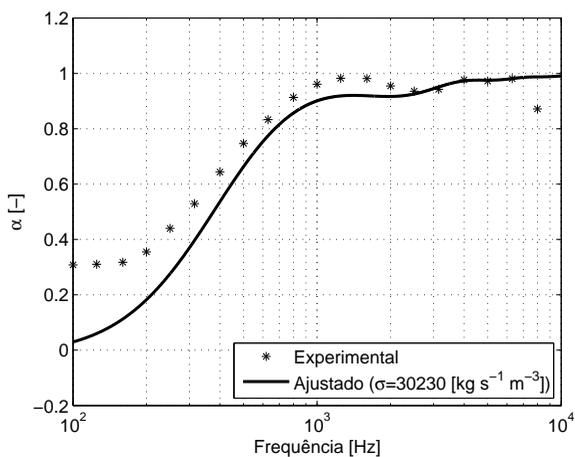


(b) Medição realizada com a sonda PP.

Figura 63: Coeficiente de absorção medido numa câmara semi-anecóica com as técnicas PU e PP e ajustado com o modelo de Delany e Bazley; lâ de rocha com  $80 \text{ kg/m}^3$  e  $d_1 = 25 \text{ mm}$ .



(a) Medição realizada com a sonda PU.



(b) Medição realizada com a sonda PP.

Figura 64: Coeficiente de absorção medido numa câmara semi-aneóica com as técnicas PU e PP e ajustado com o modelo de Delany e Bazley; lâ de rocha com  $64 \text{ kg/m}^3$  e  $d_1 = 50 \text{ mm}$ .

## 6.8 Sumário

Neste capítulo foi apresentado, inicialmente, o sensor que mede velocidade de partícula, o *microflown*, fabricado pela *Microflown Technologies*, Holanda. O contexto histórico de sua invenção, seu princípio de transdução e algumas de suas características como direcionalidade e sensibilidade foram mostrados. Em seguida, apresentou-se a sonda PU, que usa um microfone e um sensor *microflown* integrados numa mesma sonda. O método de calibração em campo livre foi mostrado e escolhido como padrão neste trabalho devido à sua simplicidade e exatidão na faixa de frequência de interesse.

Em seguida, o sistema de medição de impedância com a sonda PU e com o sistema PP foi mostrado. Tal sistema é constituído pelo alto-falante esférico montado numa estrutura flexível, pelos fixadores PU e PP e pelo sistema de aquisição de sinais. O procedimento de medição com a sonda PU e PP também foi detalhado em passos, de forma que um leitor interessado no assunto possa repetir os experimentos com facilidade.

Após a realização da medição acima da amostra, é necessário fazer um pós-processamento. Isto se deve ao fato de que o ponto de medição (PU), ou pontos de medição (PP), estão acima da amostra e é necessário recuperar a impedância na superfície da mesma. Três algoritmos de dedução da impedância de superfície foram mostrados e comparados na sequência para a técnica PU através de simulações da medição com BEM e resultados experimentais. Demonstrou-se que, devido à sua formulação e solução numérica precisa, o algoritmo q-term é o único que consegue recuperar corretamente a impedância de superfície da amostra. A razão para isso reside na pequena distância entre fonte e sensor nos casos apresentados, que torna  $k_0|\vec{r}_2|$  pequeno a ponto de não se poder assumir as simplificações impostas pelos algoritmos PWA e F-term. Do ponto de vista histórico o método PU utilizou na grande maioria das publicações ([143, 144, 145, 146, 147]) o algoritmo PWA e a análise realizada na Seção 6.6.1 ajuda a elucidar o porquê dos coeficientes de absorção negativos encontrados nessas referências, o que é de suma importância no aumento da qualidade das medições *in situ*.

Após a escolha do algoritmo q-term como padrão, passou-se a uma comparação das técnicas de medição PP e PU com respeito a repetitividade e a exatidão de seus resultados em comparação direta ou em comparação com modelos teóricos. No que se refere à repetitividade, a técnica PU possui um comportamento visivelmente melhor. A baixa repetitividade da técnica PP abaixo de 400 Hz está ligada à separação insuficiente dos microfones, sendo

uma separação maior necessária para resultados mais precisos. Comparadas diretamente entre si, as técnicas PU e PP exibem resultados bastante similares para medições feitas em câmara semi-aneecóica. Os desvios são atribuídos às incertezas de medição e a menor precisão da técnica PP abaixo de 400 Hz. Notou-se que o modelo teórico se ajusta melhor, em geral, aos dados experimentais obtidos com a técnica PU.

No capítulo seguinte uma análise da incerteza da medição com a técnica PU será feita com o método de Monte Carlo. Isto ajudará a estabelecer as incertezas nos resultados obtidos por esta técnica e como as incertezas na determinação de diversos parâmetros afetam a medição com a sonda PU em baixas e altas frequências.



## 7 ANÁLISE DE INCERTEZAS

Neste capítulo, uma estimativa da incerteza na medição *in situ*, com a técnica PU, será apresentada para amostras planas de dimensões infinitas e localmente reativas. A escolha da análise deste caso ideal se deve a dois motivos. Em primeiro lugar porque a influência do fato da amostra ser finita será investigada no Capítulo 8, e da amostra ser não-localmente reativa, no Capítulo 9. Em segundo lugar, como o algoritmo q-term foi escolhido como método padrão de cálculo e este pressupõe que a amostra é infinita e localmente reativa, o que se deseja avaliar aqui é a sensibilidade do método *in situ* proposto às incertezas nas leituras de parâmetros como altura da fonte sonora, altura da sonda PU e sensibilidade da sonda PU.

O método de Monte Carlo será usado na estimativa da incerteza de medição. Os parâmetros causadores de incerteza serão explicados e quantificados, e o impacto de cada um e da combinação deles na incerteza total da medição mostrada. Experimentos em tubo de impedância e com a técnica PU também serão realizados de forma a avaliar se a medição com a técnica PU se encontra dentro de uma faixa aceitável de incerteza.

### 7.1 Introdução

Em medições de impedância acústica *in situ*, ou em câmara anecóica, existem vários parâmetros que contribuem para corromper a qualidade dos dados medidos, gerando incertezas de medição. Os parâmetros que contribuem para as incertezas de medição são divididos em duas categorias. Primeiramente serão estudados os parâmetros associados à geometria do experimento e, posteriormente, os parâmetros relacionados a erros na função de transferência medida pela sonda PU. Os parâmetros associados à geometria estão relacionados à medição das coordenadas da fonte sonora e da sonda PU, bem como à orientação desta. Os parâmetros associados à função de transferência estão relacionados às incertezas na sensibilidade dos sensores de pressão e velocidade de partícula, bem como a desvios de amplitude e fase da impedância  $Z_m$ , causados pelo comportamento não ideal da fonte sonora.

A literatura é bastante escassa na questão da estimativa das incertezas no que se refere à medição de impedância *in situ* ou sob condições de campo livre. Kruse e Mellert [126], por exemplo, exploraram o efeito dos erros de magnitude e fase na função de transferência entre dois microfones (técnica PP), bem como os erros associados à leitura da posição dos mesmos.

As análises de Kruse e Mellert são válidas somente para a técnica PP e o erro, na estimativa de  $Z$ , foi estimado sem um tratamento formal da incerteza. Muehleisen e Beamer IV [153], por outro lado, usaram o método de Monte Carlo para estimar incertezas na determinação da impedância característica e número de onda em uma amostra para medições feitas em tubo de impedância, com a técnica de dois e três microfones.

Embora as informações contidas nesses artigos sejam importantes, seus resultados e aplicações são essencialmente diferentes das aplicações neste trabalho. A análise feita neste capítulo se destina à estimativa da incerteza da medição da impedância e do coeficiente de absorção com sonda PU, usando o método de Monte Carlo. Esta análise, embora ainda não tenha sido completamente explorada, não foi encontrada na literatura técnica. O método de Monte Carlo, as fontes de incerteza, os resultados e conclusões preliminares serão mostrados a seguir.

## 7.2 O porquê das incertezas

Numa medição *in situ* da impedância acústica, o operador do sistema necessita fornecer ao algoritmo q-term parâmetros como altura da fonte ( $h_s$ ), altura do sensor ( $z$ ) e o valor de  $Z_m$ , a fim de que o algoritmo calcule  $Z$ . Deseja-se conhecer, por exemplo, os erros de medição de  $Z$  quando o operador mede a altura da sonda PU como  $z = 0.013$  m, mas na realidade esta se encontra a uma altura  $z = 0.015$  m.

Esta informação está parcialmente respondida na Fig. 65. O procedimento usado na geração dessas figuras é similar ao procedimento usado neste capítulo e será explicado em detalhes na Seção 7.3. Por hora, basta saber que  $Z_m$  é medido na condição mais ideal possível, com as Eqs. (3.47) e (3.48)<sup>1</sup>. A amostra medida, neste exemplo, tem resistividade  $\sigma = 25000 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$ , porosidade  $\phi = 0.96$ , tortuosidade  $\alpha_\infty = 1.1$ , comprimento térmico característico  $\Lambda = 100 \text{ } \mu\text{m}$ , comprimento viscoso característico  $\Lambda' = 300 \text{ } \mu\text{m}$  e espessura  $d_1 = 0.025$  m. Suas propriedades acústicas foram calculadas com o modelo descrito na Seção 2.5.3. A altura nominal da fonte é  $h_s = 0.28$  m, a altura nominal do sensor é  $z = 0.015$  m, e a distância horizontal entre eles é  $r = 0$ . A impedância característica  $Z_m$  e as coordenadas da fonte sonora e do sensor são fornecidas ao algoritmo q-term, porém a altura do sensor é variada, simulando uma leitura errônea feita pelo operador.

<sup>1</sup>Por condição "mais ideal possível" quer-se dizer que a amostra medida é infinita e localmente reativa, já que as Eqs. (3.47) e (3.48) são usadas para simular a medição de  $Z_m$ .

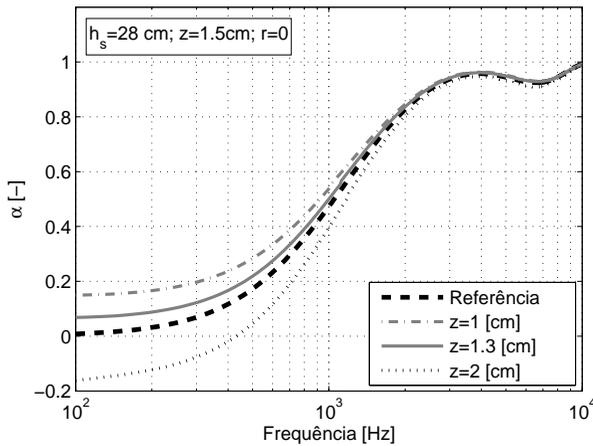


Figura 65: Erro na medição do coeficiente de absorção devido a estimativa errada da altura do sensor;  
 $\sigma = 25000 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$ ,  $d_1 = 25 \text{ mm}$ .

Três alturas do sensor foram simuladas na Fig. 65:  $z = 0.01 \text{ m}$ ,  $z = 0.013 \text{ m}$  e  $z = 0.02 \text{ m}$ . Nota-se na Fig. 65 que quando o operador estima a altura do sensor menor que a nominal, o coeficiente de absorção é sobre-estimado e quando o operador estima uma altura do sensor maior que a nominal o coeficiente de absorção é sub-estimado. Adicionalmente, para materiais porosos, estes efeitos parecem mais pro-eminentes em baixas frequências, onde o coeficiente de absorção é baixo.

Existem vários parâmetros que podem gerar incerteza na medição *in situ*, os quais podem ser divididos em duas categorias: os parâmetros associados à geometria do experimento, que serão discutidos na Seção 7.5, e posteriormente os parâmetros relacionados à função de transferência medida pela sonda PU, que serão discutidos na Seção 7.6. A interpretação física e a quantificação destas fontes de incerteza também serão estudadas neste capítulo.

### 7.3 O método de Monte Carlo

O método de Monte Carlo, usado nesta pesquisa, segue a formulação da norma JCGM 101:2008 [154], e pode ser descrito nos seguintes passos:

1. O primeiro consiste em estabelecer os parâmetros de entrada para o método de Monte Carlo e pode ser dividido em quatro subpassos:
  - (a) estabelecer o modelo matemático da medição  $Y = f(\mathbf{X})$  (descrito na Seção 7.4). Neste caso  $\mathbf{X}$  é um vetor contendo os parâmetros que contribuem para a incerteza;
  - (b) estabelecer as distribuições de probabilidade de cada grandeza do vetor  $\mathbf{X}$ ;
  - (c) estabelecer o número de tentativas  $M_c$  do método de Monte Carlo, o que implica que o modelo matemático  $Y = f(\mathbf{X})$  será avaliado  $M_c$  vezes;
  - (d) estabelecer o intervalo de cobertura, que será considerado como 95%.
2. O segundo passo consiste em avaliar o modelo da medição  $M_c$  vezes e guardar os resultados. Este passo pode ser subdividido em dois subpassos:
  - (a) gerar os  $M_c$  vetores  $\mathbf{X}$  a partir das distribuições de probabilidade de cada grandeza. Isso implica que um dado vetor  $\mathbf{X}$  será  $\mathbf{X} = \{\mathbf{X}_1 + \Delta\mathbf{X}_1, \dots, \mathbf{X}_N + \Delta\mathbf{X}_N\}$ , onde  $\mathbf{X}_m$  é o  $m$ -ésimo parâmetro contribuindo para a incerteza, e  $\Delta\mathbf{X}_m$  um valor positivo ou negativo dentro do intervalo definido pela distribuição de probabilidade da grandeza  $\mathbf{X}_m$ .  $\Delta\mathbf{X}_m$  é calculado através da geração de números aleatórios com a mesma distribuição de probabilidade de  $\mathbf{X}_m$ ;
  - (b) calcula-se o valor de  $Y = f(\mathbf{X})$   $M_c$  vezes.
3. O terceiro passo consiste na ordenação dos dados obtidos com os  $M_c$  cálculos de  $Y = f(\mathbf{X})$ , obtendo a distribuição de probabilidade de  $Y$ .
4. O quarto e último passo, consiste em calcular a média, desvio padrão e intervalo de cobertura e/ou incerteza para  $Y$ .

Como a análise feita nesta pesquisa é dependente da frequência, cada passo de frequência terá sua própria distribuição de probabilidade e incerteza associada.

## 7.4 Modelo matemático da medição ideal

O procedimento de avaliação da incerteza usado neste capítulo considera a situação mais ideal possível: a incerteza na medição de uma amostra infinita e localmente reativa. Para isto, a impedância característica no ponto de medição ( $Z_m$ ) é calculada através das Eqs. (3.47) e (3.48). Como discutido no Capítulo 3, como estas equações representam exatamente a situação em questão, este procedimento é válido e elimina erros decorrentes do fato de a amostra ser finita (problema que será discutido no Capítulo 8) ou não-localmente reativa (problema que será discutido no Capítulo 9).  $Z_m$  é, então, introduzida  $M_c$  vezes no algoritmo q-term, e  $M_c$  valores de impedância de superfície  $Z$  e coeficiente de absorção  $\alpha$  são calculados, de onde se obtém o intervalo de cobertura ( $[\alpha_{min} \ \alpha_{max}]$ ) para  $\alpha$  e para as partes real ( $[\text{Re}\{Z_{min}\} \ \text{Re}\{Z_{min}\}]$ ) e imaginária ( $[\text{Im}\{Z_{min}\} \ \text{Im}\{Z_{min}\}]$ ) de  $Z$ .

## 7.5 Incerteza associada à geometria do experimento

Existem quatro fontes de incerteza associadas à geometria do sistema de medição: a incerteza na leitura da altura da fonte sonora  $\Delta h_s$ , a incerteza na leitura da altura do sensor  $\Delta z$ , a incerteza na leitura da distância horizontal entre fonte e sensor  $\Delta r$  e a incerteza na orientação do sensor em relação ao eixo vertical, normal à superfície da amostra  $\Delta\psi$ .

### 7.5.1 Incerteza associada à altura da fonte sonora

A incerteza na leitura da altura da fonte sonora decorre do fato de que a fonte sonora, sendo um alto-falante esférico, possui um volume finito e, portanto, a determinação exata de seu centro acústico não é uma tarefa óbvia. Atualmente, a medição de  $h_s$  é feita com uma fita métrica, o que não permite a localização exata do centro acústico da fonte sonora. Desta forma, ao se medir  $h_s$ , uma incerteza está associada a esse parâmetro, de forma que a altura da fonte pode ser re-definida aqui como:  $h_s = h_{sN} \pm \Delta h_s$ , onde  $h_{sN}$  é a altura nominal da fonte sonora, e  $\Delta h_s$  a incerteza associada à sua leitura. Para o alto-falante esférico de raio  $a = 0.1$  m, considera-se razoável que a incerteza na altura da fonte seja de  $\Delta h_s = \pm 0.03$  m.

Nas simulações, a seguir a medição de uma amostra infinita e localmente reativa com resistividade  $\sigma = 50000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ , porosidade  $\phi = 0.96$ , tortuosidade  $\alpha_\infty = 1.1$ , comprimento térmico característico  $\Lambda = 100 \text{ }\mu\text{m}$ , comprimento viscoso característico  $\Lambda' = 300 \text{ }\mu\text{m}$ , e espessura

$d_1 = 0.025$  m foi simulada para que a incerteza relativa a cada parâmetro contribuinte fosse calculada. Em todos os casos  $M_c = 50000$  e 20 valores de frequência foram calculados. O número limitado de valores de frequência se deve ao tempo gasto na simulação, já que o algoritmo q-term precisa ser calculado  $M_c$  vezes para cada frequência. O valor  $M_c = 50000$  foi escolhido de modo conservador ao se observar que valores menores geravam distribuições de probabilidade suaves para  $Z$  e  $\alpha$ .

No caso apresentado na Fig. 66, a altura nominal da fonte é  $h_{sN} = 0.3$  m e a incerteza associada a este parâmetro possui uma distribuição retangular com  $\Delta h_s = \pm 0.03$  m. A incerteza de todos os outros parâmetros é nula, de forma que somente a incerteza devido à localização da fonte sonora é simulada. A altura do sensor é  $z = 0.015$  m e a distância horizontal entre fonte e sensor é  $r = 0$ .

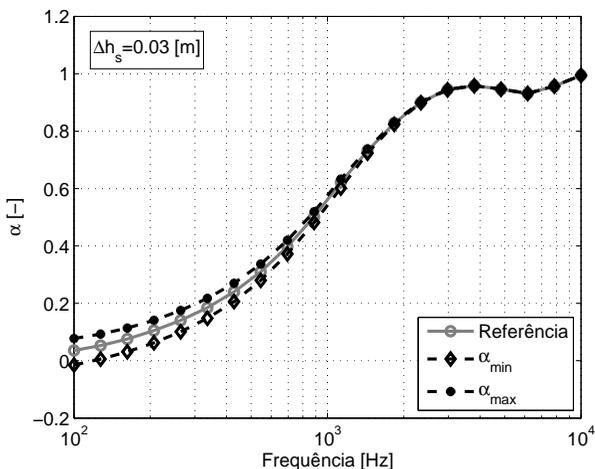


Figura 66: Incerteza no coeficiente de absorção devido à incerteza na medição da altura da fonte sonora;  $h_s = 0.3 \pm 0.03$  m.

No caso do coeficiente de absorção, em baixas frequências, simulações mostraram que, caso o usuário forneça ao algoritmo q-term uma altura de fonte sonora menor que a nominal, o coeficiente de absorção é subestimado, e se o usuário fornece uma altura da fonte sonora maior que a nominal, o coeficiente de absorção é sobrestimado. A Fig. 66 mostra

o valor nominal do coeficiente de absorção (Referência), obtido com o modelo da Seção 2.5.3, e os valores máximo ( $\alpha_{max}$ ) e mínimo ( $\alpha_{min}$ ) do coeficiente de absorção, simulados usando o método de Monte Carlo. Esta simulação mostra que a incerteza na determinação da altura da fonte gera um desvio mais significativo em baixas frequências, onde, neste caso, o coeficiente de absorção é baixo. O baixo coeficiente de absorção, por sua vez, está relacionado ao pequeno valor da velocidade de partícula. Como a velocidade de partícula real é pequena, a velocidade de partícula estimada pelo algoritmo q-term é percentualmente muito diferente da real, o que leva aos erros. Vale também dizer que a distribuição de probabilidade de  $\alpha$  não é simétrica. Uma análise mais formal desses dados não será apresentada neste texto. A incerteza máxima, neste caso, é aproximadamente 0.05 em 100 Hz e diminui com o aumento da frequência até se tornar desprezível acima de 1000 Hz, lembrando que estes valores de desvio no coeficiente de absorção correspondem a um intervalo de confiança de 95%.

### 7.5.2 Incerteza associada à altura da sonda PU

A segunda fonte de incerteza relativa à geometria do sistema de medição está associada à altura da sonda PU em relação à superfície da amostra medida. No caso mais ideal, em que a amostra possui uma superfície perfeitamente plana, a incerteza se deve às dificuldades de determinação exata da altura, feita com fita métrica, e na localização do centro acústico da sonda PU. A dificuldade na localização do centro acústico do sensor se deve ao fato de que o microfone está localizado dentro do cilindro oco dourado (ver Fig. 42), e o sensor de velocidade de partícula é microscópico. Ambos são montados numa sonda de 1/2" (0.0127 m) de diâmetro (Fig. 42). Poder-se-ia argumentar que seria possível localizar precisamente o centro acústico da sonda PU através da correlação cruzada entre o sinal captado pelo microfone, ou pelo sensor de velocidade de partícula, e o sinal de excitação. No entanto, a velocidade do som em um meio poroso é diferente da velocidade do som no ar, o que torna a utilização desta técnica de difícil aplicação já que não se conhece a velocidade do som na amostra que se está medindo. Uma tentativa de utilização desta técnica foi realizada, mas sem sucesso. Desta forma, levando em conta as dimensões da sonda PU e a menor divisão da fita métrica de 0.001 m, uma incerteza de  $\Delta z = \pm 0.005$  m é considerada razoável.

Na simulação apresentada na Fig. 67, a medição da mesma amostra da simulação anterior é simulada. A altura nominal do sensor é  $z_N = 0.015$  m e a incerteza associada possui uma distribuição retangular com  $\Delta z = \pm 0.005$  m.

A incerteza de todos os demais parâmetros é considerada nula, de forma que somente a incerteza devido à altura do sensor é simulada. A altura da fonte sonora é  $h_s = 0.3$  m e a distância horizontal entre fonte e sensor é  $r = 0$ .

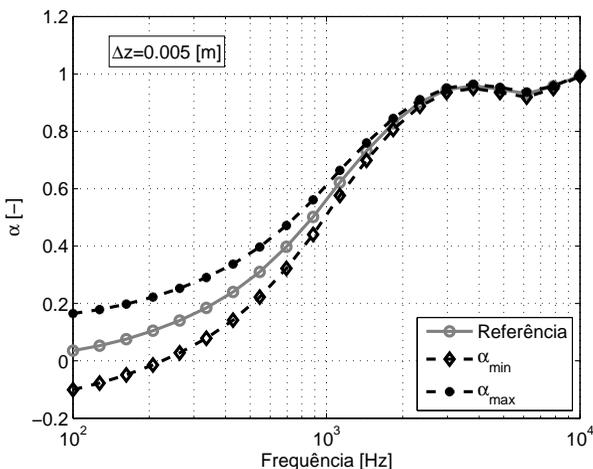


Figura 67: Incerteza no coeficiente de absorção devido à incerteza na medição da altura do sensor;  $h_s = 0.015 \pm 0.005$  m.

No caso do coeficiente de absorção, em baixas frequências, simulações mostraram que, caso o usuário forneça ao algoritmo q-term uma altura do sensor menor que a nominal, o coeficiente de absorção é sobrestimado, e se o usuário fornece uma altura do sensor maior que a nominal, o coeficiente de absorção é subestimado. A Fig. 67 mostra o valor nominal do coeficiente de absorção (Referência) obtido com o modelo da Seção 2.5.3, e os valores máximo ( $\alpha_{max}$ ) e mínimo ( $\alpha_{min}$ ) simulados usando o método de Monte Carlo. Esta simulação mostra que a incerteza na determinação da altura do sensor gera um desvio mais significativo em baixas frequências, onde o coeficiente de absorção e a velocidade de partícula são pequenos, de forma análoga ao caso anterior. A incerteza máxima, neste caso, é aproximadamente 0.13 em 100 Hz, o que é bastante significativo. Esta incerteza diminui com o aumento da frequência, sendo menor que 0.05 para frequências acima de 1000 Hz. Esta incerteza é notoriamente maior que a incerteza associada à altura da fonte sonora ( $h_s$ ), devido ao fato de que,

percentualmente, a incerteza na determinação da altura do sensor tende a ser maior que a incerteza na localização da altura da fonte sonora.

Esta simulação mostra que, para amostras porosas, o coeficiente de absorção medido, em baixas frequências, pode ser até 3 vezes maior (ou menor) que o coeficiente de absorção real da amostra. Assim, estratégias para a localização exata da sonda PU são necessárias para uma medição mais precisa.

### 7.5.3 Incerteza associada à separação horizontal entre fonte e sensor

A terceira fonte de incerteza relativa à geometria do sistema de medição consiste na incerteza de medição da distância horizontal entre fonte sonora e sensor  $r$ . Esta incerteza se deve às dificuldades nas localizações exatas do centro acústico da fonte sonora e sonda PU, já discutidas anteriormente. Como  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ , a incerteza  $\Delta r$  pode ser determinada pela expansão em série de Taylor de  $r$ , mantendo-se apenas os termos de primeira ordem [155]. Desta forma, tem-se:

$$\Delta r = \sqrt{\frac{x^2(\Delta x)^2 + y^2(\Delta y)^2}{x^2 + y^2}}. \quad (7.1)$$

Para  $x = y = 0$  (incidência normal) a Eq. (7.1) é singular. Assumindo que  $y$  seja linearmente relacionado a  $x$ , o que serve para uma estimativa de  $\Delta r$ , tem-se  $y = bx$  e a Eq. (7.1) se torna:

$$\Delta r = \sqrt{\frac{\Delta x^2(1 + b^4)}{1 + b^2}}, \quad (7.2)$$

o que para  $b = 1$  se reduz a  $\Delta r = \Delta x$ . Somando as incertezas na determinação do centro acústico da fonte sonora e da sonda PU, obtém-se uma estimativa de  $\Delta r = 0.035$  m.

No exemplo apresentado na Fig. 68, a medição da mesma amostra da simulação anterior é simulada. A distância horizontal nominal entre fonte e sensor é  $r_N = 0$  m, e a incerteza associada possui distribuição retangular com  $\Delta r = +0.035$  m<sup>2</sup>. A incerteza de todos os outros parâmetros é nula, de forma

---

<sup>2</sup>Valores negativos na incerteza de  $r$  são automaticamente traduzidos em valores positivos, já que  $r$  sempre entra ao quadrado nas equações do campo acústico.

que somente a incerteza devida à distância horizontal é simulada. A altura da fonte sonora é  $h_s = 0.3$  m e a altura do sensor é  $z = 0.015$  m. No caso do coeficiente de absorção, a simulação mostra uma incerteza bastante pequena, o que pode ser explicado, porquê considerando este valor de incerteza, o impacto de  $r$  nos valores de  $\bar{r}_1$  e  $\bar{r}_2$  é da ordem de 0.5%.

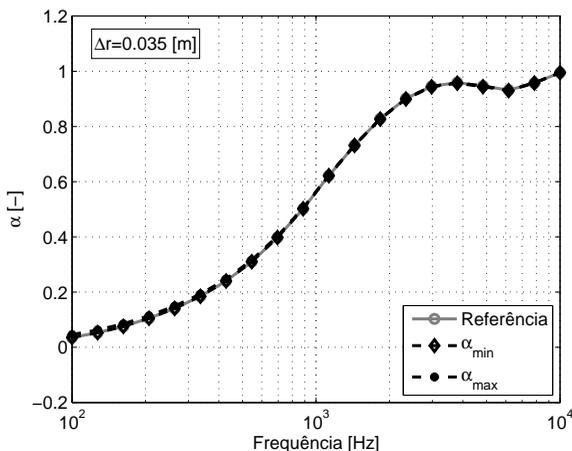


Figura 68: Incerteza no coeficiente de absorção devido à incerteza na medição da distância horizontal entre fonte e sensor do sensor;  $r = 0 \pm 0.035$  m.

#### 7.5.4 Incerteza associada à rotação do sensor

A quarta fonte de incerteza, relativa à geometria do sistema de medição, está associada à orientação do sensor de velocidade de partícula em relação ao eixo vertical, normal à superfície da amostra. Isto se deve ao fato de que o sensor de velocidade de partícula é direcional (Fig. 40), e, portanto, uma rotação de um ângulo  $\Delta\psi$  levaria o sensor de velocidade a medir  $u_z \cos(\Delta\psi)$  ao invés de  $u_z$ . Desta forma, o algoritmo q-term tentaria ajustar a impedância de superfície a  $p/(u_z \cos(\Delta\psi))$  ao invés de  $p/u_z$ , o que gera um erro de medição. Levando em conta as dimensões da sonda PU, uma rotação de  $\Delta\psi = 20^\circ$  pode passar despercebida pelo operador. A incerteza de medição possui uma distribuição retangular com incerteza  $\Delta\psi = \pm 20^\circ$ , sendo

que o valor nominal é sempre  $\psi_N = 0^\circ$ , já que a velocidade de partícula deve ser medida na direção normal à superfície da amostra.

No caso apresentado na Fig. 69, a altura da fonte sonora é  $h_s = 0.3$  m, a altura do sensor é  $z = 0.015$  m e a distância horizontal entre fonte e sensor é  $r = 0$  m. No caso do coeficiente de absorção, a simulação mostra uma incerteza máxima da ordem de 0.025, distribuída ao longo de toda a faixa de frequências analisada, ao contrário do observado nos casos anteriores, em que a incerteza se mostrou maior nas baixas frequências.

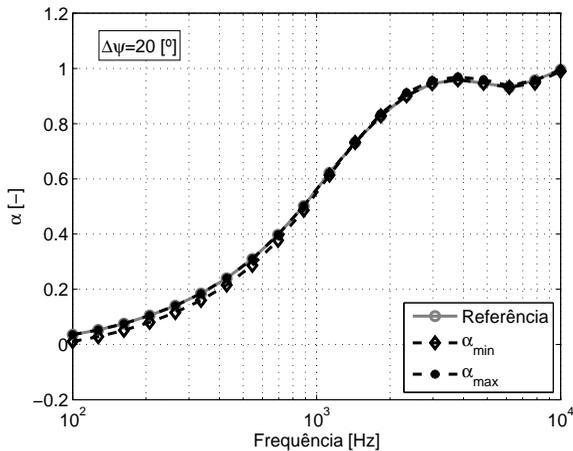


Figura 69: Incerteza no coeficiente de absorção devido à orientação do sensor em relação ao eixo vertical;  $\psi = 0^\circ \pm 20^\circ$ .

### 7.5.5 Incerteza associada à combinação dos parâmetros relativos à geometria

A influência da incerteza na determinação dos parâmetros relativos à geometria pode ser vista na simulação da medição do coeficiente de absorção na Fig. 70 e na impedância de superfície na Fig. 71. A amostra medida tem as mesmas características acústicas das simulações anteriores. As incertezas nos parâmetros geométricos são:  $h_s = 0.3 \pm 0.03$  m,  $z = 0.015 \pm 0.005$  m,  $r = 0 \pm 0.035$  m e  $\psi = 0^\circ \pm 20^\circ$ , conforme usados nas simulações individuais anteriores de cada parâmetro.

O que se observa na incerteza do coeficiente de absorção, na Fig. 70, é o mesmo comportamento das análises anteriores. As incertezas na determinação da altura da fonte sonora  $\Delta h_s$  e na determinação da altura do sensor  $\Delta z$  geram incertezas mais significativas em baixas frequências onde o coeficiente de absorção é pequeno. Isto ocorre provavelmente devido ao fato de que próximo a uma superfície de baixa absorção a velocidade de partícula é baixa e pequenas incertezas no cálculo de  $u_z$  pelo algoritmo q-term influenciam consideravelmente no resultado da medição da impedância. A incerteza na determinação de  $r$  não representa um grande impacto na medição do coeficiente de absorção, pelo menos para amostras localmente reativas. A incerteza na orientação do sensor, em relação ao eixo vertical  $\Delta\psi$ , se traduz numa incerteza no coeficiente de absorção em toda a faixa de frequência, já que neste caso o algoritmo iterativo tentará ajustar  $Z$  a  $p/u_z \cos(\Delta\psi)$  ao invés de  $p/u_z$ , e isto acontecerá em toda a faixa de frequência. A incerteza  $\Delta\psi$  contribui de forma mais significativa para os desvios em altas frequências quando comparada aos efeitos de  $\Delta h_s$  e  $\Delta z$ , embora a contribuição de  $\Delta\psi$ , em baixas frequências, seja menor que a associada a estes dois parâmetros. De qualquer forma, a incerteza gerada pela rotação do sensor não parece ser um parâmetro de grande influência na medição de impedância.

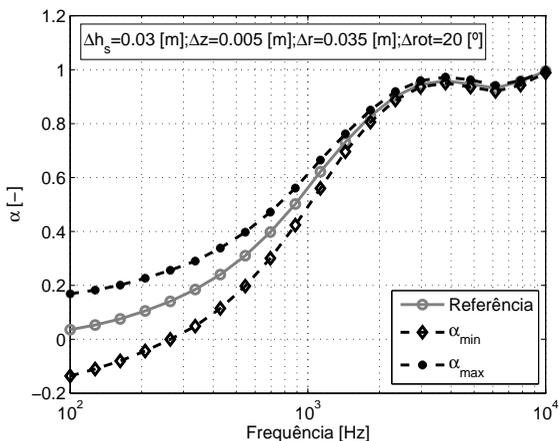


Figura 70: Incerteza no coeficiente de absorção devido a incerteza na medição de  $h_s$ ,  $z$ ,  $r$  e  $\psi$ ;  $h_s = 0.3 \pm 0.03$  m,  $z = 0.015 \pm 0.005$  m,  $r = 0 \pm 0.035$  m e  $\psi = 0^\circ \pm 20^\circ$ .

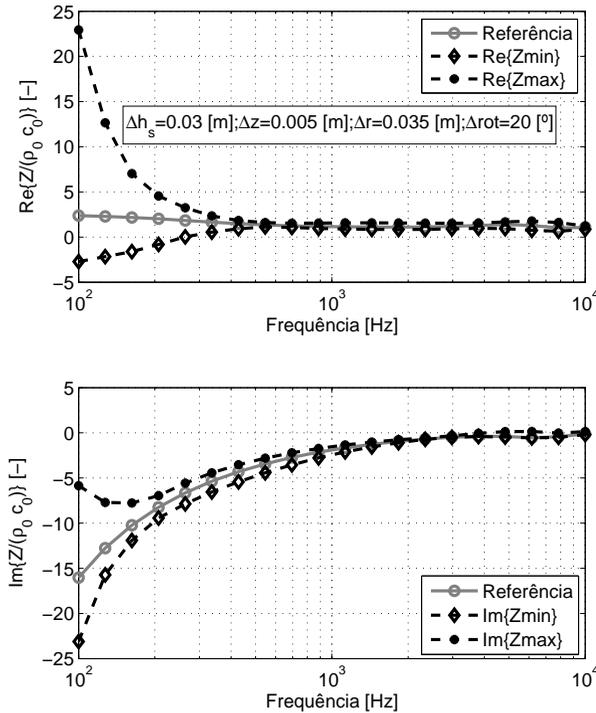


Figura 71: Incerteza na impedância de superfície devido à incerteza na medição de  $h_s$ ,  $z$ ,  $r$  e  $\psi$ ;  $h_s = 0.3 \pm 0.03$  m,  $z = 0.015 \pm 0.005$  m,  $r = 0 \pm 0.035$  m e  $\psi = 0^\circ \pm 20^\circ$ .

A incerteza na determinação de  $Z$  pode ser vista na Fig. 71. Claramente se observa que os valores mínimo e máximo de  $\text{Re}\{Z\}$  e  $\text{Im}\{Z\}$  não são simétricos em relação à "Referência". Nota-se, também, uma maior incerteza em baixas frequências como no coeficiente de absorção, sendo que  $\text{Re}\{Z\}$  pode aumentar consideravelmente ou se tornar negativa, o que levaria a um coeficiente de absorção negativo. Para  $\text{Im}\{Z\}$  nota-se que a medida que a frequência diminui  $\text{Im}\{Z\}$  também diminui, mas a partir de 250 Hz,  $\text{Im}\{Z\}$  pode voltar a aumentar. Este comportamento, na medição da impedância de amostras de solo, foi observado por Kruse [124], atribuído às

incertezas de medição em [126], e pode ser observado também em algumas medições reportadas no Capítulo 6 e no Apêndice B.

## 7.6 Incerteza associada à função de transferência

Existem duas fontes de incerteza que podem ser incorporadas às incertezas na calibração da sonda PU: a incerteza ligada à sensibilidade dos sensores de pressão e velocidade e a incerteza ligada a diferenças entre o monopolo ideal, assumido pelo algoritmo q-term, e o comportamento real da fonte sonora. Ambas fontes de incerteza levam a uma leitura errônea de  $Z_m$ .

A incerteza na calibração da sonda PU decorre da imprecisão experimental do método de calibração. Isto é particularmente sério para a sensibilidade do sensor de velocidade de partícula, que varia com a frequência. Outro fator de influência é o método de calibração de campo livre. Em aplicações *in situ* a medição de calibração não é exatamente realizada em condições de campo livre, já que esta pode ser feita em uma sala normal, simplesmente orientando fonte e sensor afastados de qualquer superfície refletora. Embora o uso da média móvel melhore consideravelmente os resultados a medição em campo livre está sujeita às reflexões, que podem gerar incertezas na função de correção  $CF$  (Eq. (6.3)), o que por sua vez gera incertezas na medição de  $Z_m$ . Uma alternativa consiste em fazer a medição de  $CF$  em condições mais próximas de campo livre (*e.g.* câmara anecóica). Porém, conforme discutido por Mommertz [98], as diferenças de temperatura entre os ambientes em que a medição de  $CF$  e a medição real são tomadas podem interferir consideravelmente nos resultados.

Uma outra fonte que contribui para a incerteza na medição de  $Z_m$  é o fato de que o alto-falante esférico não é um monopolo perfeito, o que implica que a impedância medida por uma sonda PU perfeita, a uma distância do alto-falante esférico, não será igual à impedância medida pela mesma sonda PU caso a fonte sonora fosse um monopolo ideal [148]. Embora seja possível incorporar as características da fonte sonora na incerteza medida pela sonda PU, é impossível, com os modelos atuais, desassociar a incerteza causada pelo comportamento real da fonte da incerteza associada à sensibilidade dos sensores. Esta análise é, no entanto, interessante, já que o alto-falante esférico está usualmente próximo à sonda PU, o que aumentam as diferenças entre fonte real e monopolo ideal.

Estas duas fontes de incerteza podem ser representadas como um fator complexo  $\tilde{g}$  multiplicando a impedância característica ideal  $Z_m$ , de forma que o algoritmo iterativo q-term tenta ajustar a impedância de superfície  $Z$  a  $\tilde{g}Z_m$ ,

ao invés de somente a  $Z_m$ . O fator complexo  $\tilde{g}$  se traduz em uma incerteza na amplitude da impedância medida  $\Delta|Z_m|$  e numa diferença de fase  $\Delta\phi(Z_m)$

A Fig. 72 mostra resultados de simulação da medição do coeficiente de absorção da mesma amostra dos casos anteriores: altura da fonte sonora  $h_s = 0.3$  m, altura do sensor  $z = 0.015$  m, distância horizontal entre fonte e sensor  $r = 0$  m, e o sensor tem rotação nula. A incerteza é inserida somente na amplitude e fase da impedância através do termo  $\tilde{g}$ , com distribuição retangular e incerteza  $\Delta\tilde{g} = \pm 0.2 \angle \pm 5^\circ$ .

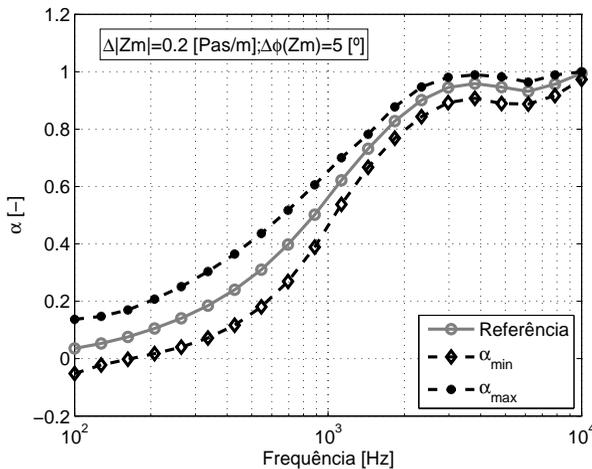


Figura 72: Incerteza no coeficiente de absorção devido à incerteza na calibração da impedância  $Z_m$ ;  $Z_m = (1 \pm 0.2)|Z_m| \angle 0^\circ \pm 5^\circ$ .

O que se observa na incerteza, tanto do coeficiente de absorção (Fig. 72) como da impedância de superfície (Fig. 73), é que a incerteza devido à calibração do sensor se estende por toda a faixa de frequências, assim como no caso da rotação da sonda PU. No entanto, a situação simulada é bastante ideal no sentido de que a incerteza também se distribui de forma regular em todo o espectro, o que não é esperado. Por exemplo, no caso da incerteza devido ao comportamento do alto-falante esférico, é esperado que em altas frequências sua impedância de radiação seja mais próxima da impedância de um monopolo, o que não é o caso em baixas frequências<sup>3</sup> [149]. A análise

<sup>3</sup>Note que o que está em jogo aqui não é a omnidirecionalidade da fonte sonora mas as

feita aqui serve, no entanto, como um ponto de partida e, de certa forma, representa o pior caso. Embora Kruse e Mellert [126] tenham atribuído a maior parte dos erros encontrados às diferenças de amplitude e fase na função de transferência entre os microfones, a análise feita nesta seção e na Seção 7.5 sugere que, para o caso da medição com a sonda PU, as incertezas devido à geometria do sistema de medição são relativamente da mesma ordem das incertezas devido aos erros de magnitude e fase em  $Z_m$ .

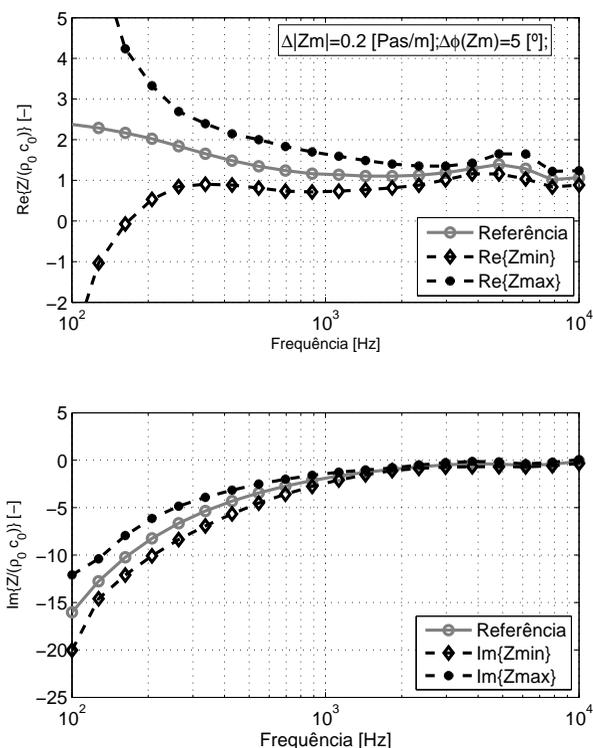


Figura 73: Incerteza na impedância de superfície devido à incerteza na calibração da impedância  $Z_m$ ;  $Z_m = (1 \pm 0.2)|Z_m| \angle 0^\circ \pm 5^\circ$ .

similaridades entre a impedância de radiação do alto-falante esférico e do monopolo ideal.

Uma análise que também pode ser feita é a da influência da incerteza na determinação da velocidade do som no ar  $c_0$ , já que este parâmetro é considerado no algoritmo q-term na forma do número de onda  $k_0$ . Simulações mostraram que este parâmetro não tem grande influência na incerteza do coeficiente de absorção e da impedância de superfície. Deve-se, no entanto, levar em conta que se a mudança na velocidade do som ocorrer durante a realização do experimento, isto pode afetar a calibração da sonda PU e, por consequência, o valor medido de  $Z_m$ . Tal efeito foi simulado na análise anterior e o efeito na mudança de  $c_0$  aqui diz respeito simplesmente à entrada de dados no algoritmo q-term. Como os resultados não mostraram uma influência apreciável os resultados não serão mostrados aqui.

### 7.7 Análise da incerteza devido à combinação dos parâmetros

Nesta seção a incerteza de todos os parâmetros é considerada na estimativa de incertezas pelo método de Monte Carlo. Os valores típicos das incertezas são mostrados na Tabela 3 e são válidos para todas as simulações.

Tabela 3: Incerteza dos parâmetros de medição.

$\Delta h_s$	$\Delta z$	$\Delta \psi$	$\Delta r$	$\Delta c_0$	$\Delta  b $	$\Delta \angle b^\circ$
$\pm 0.03$ m	$\pm 0.005$ m	$\pm 20^\circ$	$\pm 0.035$ m	$\pm 10$ m/s	$\pm 0.2$	$\pm 5^\circ$

Na Fig. 74, a incerteza no coeficiente de absorção é comparada para uma altura nominal diferente da fonte sonora e para uma separação horizontal diferente entre fonte e sensor. A medição da mesma amostra dos casos anteriores foi simulada com altura do sensor  $z_N = 0.015$  m;  $h_{sN} = 0.3$  m e  $r = 0$  m (curvas preta);  $h_{sN} = 0.3$  m,  $r = 0.35$  m (curvas azul) e  $h_{sN} = 1$  m e  $r_N = 0$  m (curvas vermelha). Nestes casos, as medições em incidência oblíqua ( $r = 0.35$  m) e com a fonte distante da amostra ( $h_s = 1$  m) mostraram ser menos susceptíveis a incertezas de medição comparados ao caso simulado anteriormente. A discussão no Capítulo 8 fará referência a esses resultados.

Amostras com características diferentes são simuladas nas medições mostradas nas Figs. 75 e 76. Em todos os casos  $h_{sN} = 0.3$  m,  $z_N = 0.015$  m e  $r_N = 0$  m. Na Fig. 75 a medição de uma amostra de resistividade ao fluxo  $25000 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$  e espessura  $d_1 = 0.1$  m foi simulada com incerteza

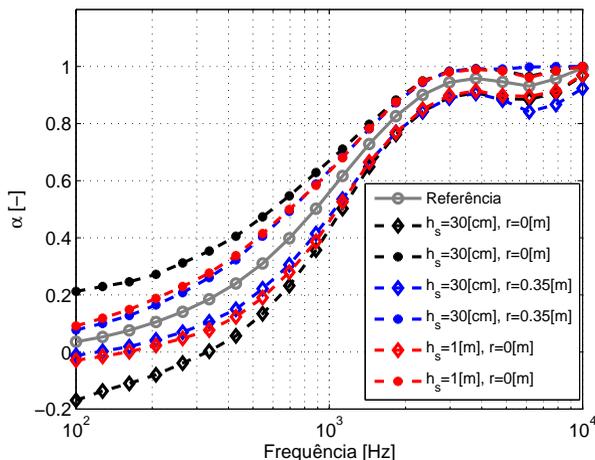


Figura 74: Incerteza no coeficiente de absorção devido a incerteza em todos os parâmetros; avaliação da influência de uma maior  $h_s$  e  $r$ .

máxima da ordem de 0.08 nas frequências mais baixas, o que é menor que a incerteza estimada para a amostra de  $50000 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$  e  $d_1 = 0.025 \text{ m}$ . Na Fig. 76 a medição de uma amostra de resistividade ao fluxo  $55000 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$  e espessura  $d_1 = 0.01 \text{ m}$  foi simulada com uma incerteza máxima da ordem de 0.17, mas, desta vez, não nas frequências mais baixas.

A distribuição da incerteza, neste caso, parece, então, estar relacionada às características da amostra e frequência, o que torna difícil qualquer tentativa de estimar uma faixa aceitável de incerteza, válida em todos os casos. A análise feita aqui, no entanto, fornece informações importantes sobre a medição da impedância com a sonda PU, principalmente no que tange ao que se deve esperar de medições feitas em campo. Este tipo de análise não foi encontrado em nenhuma publicação prévia a este texto.

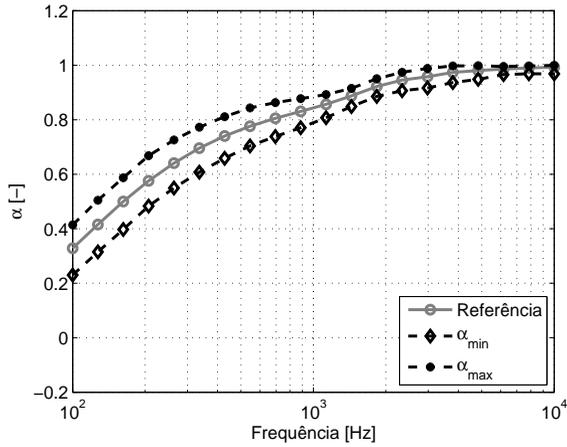


Figura 75: Incerteza no coeficiente de absorção devido à incerteza em todos os parâmetros;  $\sigma = 25000 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$ ,  $d_1 = 10 \text{ cm}$ .

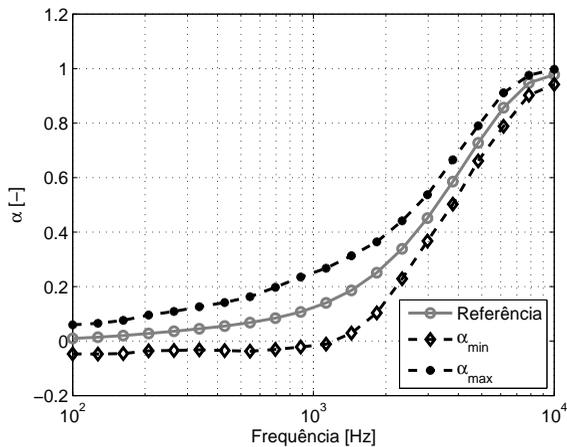


Figura 76: Incerteza no coeficiente de absorção devido à incerteza em todos os parâmetros;  $\sigma = 55000 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$ ,  $d_1 = 10 \text{ mm}$ .

## 7.8 Resultados experimentais

As medições de uma amostra de lã de rocha e de uma espuma são mostrada nas Figs. 77 e 79, respectivamente. A medição foi feita em tubo de impedância, de acordo com a norma ISO 10534-2 [72]. A resistividade ao fluxo, a porosidade e a tortuosidade da amostra são estimadas a partir da medição no tubo de impedância, com o uso do método do gradiente (similar ao descrito no Capítulo 9). Estes dados são inseridos no código que calcula a incerteza com o método de Monte Carlo. Resultados de medição *in situ* também são apresentados.

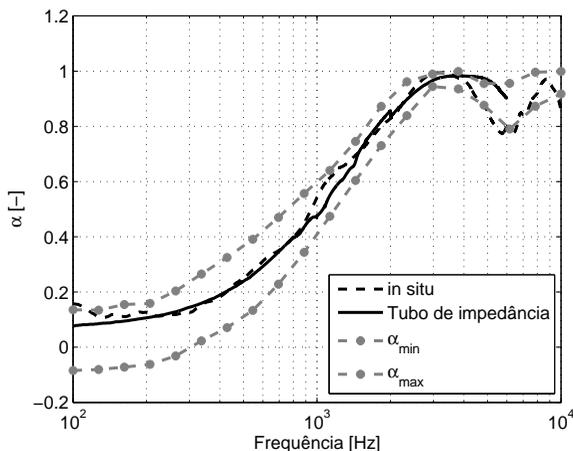


Figura 77: Experimento vs. simulação da incerteza para o coeficiente de absorção de uma amostra de resistividade ao fluxo  $\sigma = 21604 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$ , espessura  $d_1 = 25 \text{ mm}$ , porosidade  $\phi = 0.99$ , tortuosidade  $a_\infty = 1.1479$ .

A Fig. 77 mostra o coeficiente de absorção medido de uma amostra que possui  $\sigma = 21604 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$ ,  $\phi = 0.99$ ,  $\alpha_\infty = 1.1479$  e  $0.025 \text{ m}$  de espessura. A amostra foi medida em câmara semi-anecóica com  $h_{sN} = 0.3 \text{ m}$ ,  $z_N = 0.015 \text{ m}$  e  $r_N = 0.1897 \text{ m}$ . O resultado da medição *in situ* concorda relativamente bem com o experimento feito no tubo de impedância, o que prova a validade de ambos os métodos experimentais. Os resultados experimentais da medição *in situ* se encontram dentro da faixa de incerteza

em quase toda a faixa de frequência analisada, abaixo de 300 Hz, por exemplo, tendendo a  $\alpha_{max}$ . Entre 5000 e 7000 Hz o experimento *in situ* tende ao  $\alpha_{min}$ , o que pode estar associado à maior incerteza nesta faixa devido à incidência oblíqua. O mesmo efeito acontece na simulação mostrada na Fig. 74.

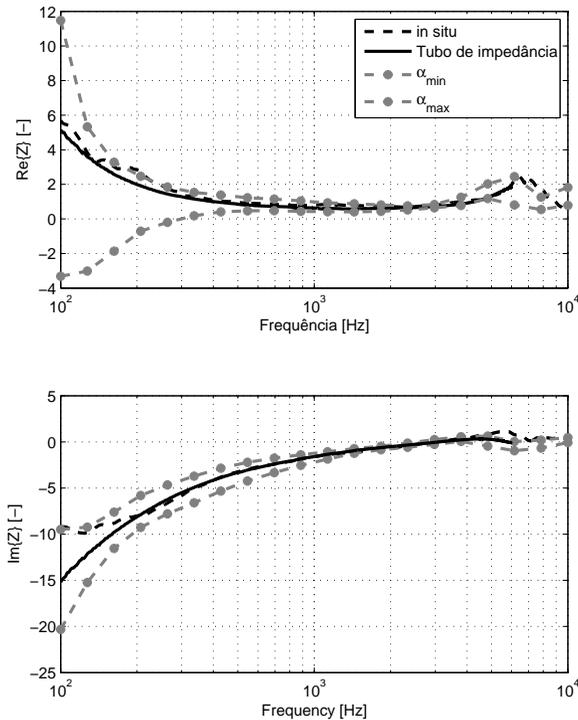


Figura 78: Experimento vs. simulação da incerteza para a impedância de superfície de uma amostra de resistividade ao fluxo  $\sigma = 21604 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$ , espessura  $d_1 = 25 \text{ mm}$ , porosidade  $\phi = 0.99$ , tortuosidade  $\alpha_\infty = 1.1479$ .

A Fig. 78 mostra a impedância de superfície  $Z$  da mesma amostra do caso anterior, medida em tubo de impedância (curva cheia) e em câmara semi-anecóica, com a sonda PU (curva pontilhada). Nota-se a concordância entre a medição *in situ* e a medição com tubo de impedância. Novamente, os resultados experimentais da medição *in situ* se encontram dentro da faixa de incerteza esperada. É interessante também destacar o crescimento de  $\text{Im}\{Z\}$  abaixo de 300 Hz. Este aumento foi discutido por Kruse [124, 126] e pode ser confirmado aqui, como causado pela incerteza de medição.

A Fig. 79 mostra o coeficiente de absorção medido de uma amostra que possui  $\sigma = 15913 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$ ,  $\phi = 0.99$ ,  $\alpha_\infty = 1.0$  e  $0.04 \text{ m}$  de espessura. A amostra foi medida em câmara semi-anecóica com  $h_{sN} = 1.0 \text{ m}$ ,  $z_N = 0.015 \text{ m}$  e  $r_N = 0 \text{ m}$ . O resultado da medição *in situ* também concorda relativamente bem com o experimento feito no tubo de impedância, pelo menos para frequências acima de 600 Hz. Abaixo desta faixa, o coeficiente de absorção medido *in situ* é menor que o medido no tubo de impedância. Isto é explicado pelo tamanho finito da amostra, que neste caso é quadrada, de lado  $L = 0.5 \text{ m}$ . Como será mostrado no Capítulo 8, o coeficiente de absorção tende a ser subestimado para comprimentos de onda maiores que  $L$ . A medição *in situ*, no entanto, se encontra dentro da faixa de incerteza em toda a faixa de frequência analisada.

A medição de um absorvedor de membrana é mostrada na Fig. 80. A medição, neste caso, foi feita *in situ*, em uma das câmaras reverberantes do LVA<sup>4</sup>. As coordenadas da fonte sonora e sensor são  $h_{sN} = 0.3 \text{ m}$ ,  $z_N = 0.015 \text{ m}$  e  $r_N = 0 \text{ m}$ .

Os absorvedores de membrana são caracterizados por uma cavidade fechada por uma membrana flexível no topo. No interior da cavidade há uma amostra de material poroso e a vibração da membrana sobre o colchão de ar cria uma região de máxima absorção sonora para uma faixa de frequências, correspondentes à frequência de ressonância do painel absorvedor. Um modelo matemático descrevendo o comportamento de tais absorvedores pode ser visto na referência [12]. Foi simulado um absorvedor de membrana com cavidade de profundidade de  $0.091 \text{ m}$  e uma membrana de densidade superficial de  $1.4 \text{ Kg/m}^2$ . A cavidade é preenchida com material poroso de  $0.06 \text{ m}$  de espessura e resistividade  $\sigma = 50000 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$ . Este absorvedor de membrana possui uma frequência de ressonância em  $160 \text{ Hz}$ , com absorção da ordem de  $0.95$ , e uma absorção da ordem de  $0.03$  acima dos  $500 \text{ Hz}$ . As maiores incertezas, neste caso, ocorrem nas altas frequências, sendo da ordem de  $0.2$  e relativamente constante acima dos  $700 \text{ Hz}$ , em que o coeficiente de

<sup>4</sup>LVA - Laboratório de Vibrações e Acústica da Universidade Federal de Santa Catarina.

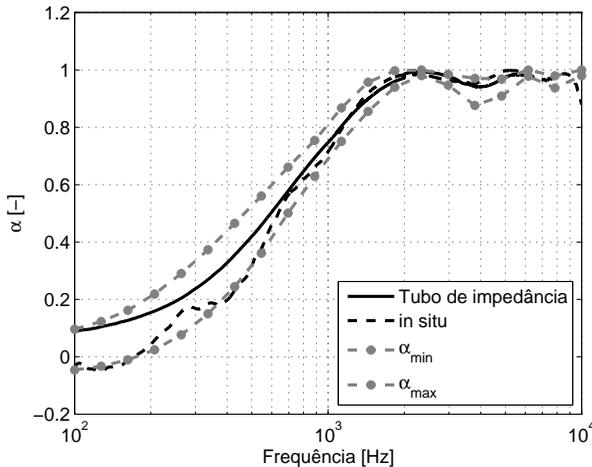


Figura 79: Experimento vs. simulação da incerteza para o coeficiente de absorção de uma amostra de resistividade ao fluxo  $\sigma = 15913 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$ , espessura  $d_1 = 40 \text{ mm}$ , porosidade  $\phi = 0.99$ , tortuosidade  $a_\infty = 1.0$ .

absorção da amostra é muito baixo; A alta incerteza em altas frequências está associada tanto à baixa velocidade de partícula, já que o coeficiente de absorção é pequeno, quanto ao comprimento de onda, que, neste caso, é menor, sendo compatível com as incertezas de parâmetros como altura da fonte e altura do sensor. No caso deste tipo de absorvedor, medições acima dos 5000 Hz mostraram um comportamento errático, o que pode ser associado ao fato de que o comprimento de onda se torna da ordem de  $\frac{1}{4}z_N$ .

A Tabela 4 fornece dados sobre a variação da incerteza no coeficiente de absorção, em função da impedância de superfície da amostra e da frequência de análise. Três valores de  $Z$  são prescritos e mostrados na segunda coluna da tabela. A terceira coluna mostra a qualidade do coeficiente de absorção, que pode ser baixo ( $\alpha = 0.05$ ), médio ( $\alpha = 0.51$ ) ou alto ( $\alpha = 1.00$ ). As colunas seguintes fornecem  $\alpha$ ,  $\alpha_{min}$ ,  $\alpha_{max}$  e  $\Delta\alpha = \alpha_{min} - \alpha_{max}$ . A distância entre fonte e sonda PU é nula. Nota-se que a medida que o coeficiente de absorção aumenta, a incerteza  $\Delta\alpha$  diminui para todas as bandas de frequência. É também notório o fato de que, para um baixo coeficiente de

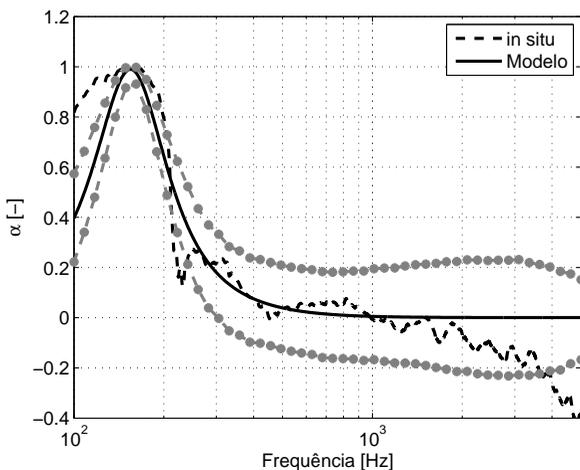


Figura 80: Incerteza no coeficiente de absorção devido a incerteza em todos os parâmetros; Absorvedor de membrana cuja cavidade possui 9.1 cm de profundidade, com amostra porosa no interior de 6.0 cm de espessura; a membrana possui densidade superficial de 1.4 kg/m<sup>2</sup>.

absorção, a incerteza de medição tende a aumentar à medida que a frequência aumenta. Na Tabela 4 este aumento só não acontece para a frequência de 4000 Hz, o que provavelmente está relacionado à razão entre comprimento de onda e os valores  $z_N$  e  $h_{sN}$ . Nos casos do coeficiente de absorção médio ou alto, a incerteza se mantém mais ou menos constante em todas as frequências. Esta análise indica que a medição de amostras pouco absorvedoras é difícil devido às incertezas no processo de medição. Reduzir as incertezas em sua fonte pode ser uma boa estratégia para tornar o método de medição confiável para uma gama considerável de amostras.

Tabela 4: Análise da incerteza em função de  $Z$  e da frequência.

$fHz$	$Z$	Quali	$\alpha$	$\alpha_{min}$	$\alpha_{max}$	$\Delta\alpha = \alpha_{min} - \alpha_{max}$
250	1.0 - $i8.7$	baixo	0.05	-0.14	0.22	0.36
	2.0 - $i2.6$	médio	0.51	0.35	0.65	0.30
	1.2 - $i0.1$	alto	1.00	0.95	1.00	0.05
700	1.0 - $i8.7$	baixo	0.05	-0.16	0.23	0.39
	2.0 - $i2.6$	médio	0.51	0.35	0.64	0.29
	1.2 - $i0.1$	alto	1.00	0.96	1.00	0.04
1000	1.0 - $i8.7$	baixo	0.05	-0.17	0.24	0.41
	2.0 - $i2.6$	médio	0.51	0.36	0.63	0.28
	1.2 - $i0.1$	alto	1.00	0.96	1.00	0.04
4000	1.0 - $i8.7$	baixo	0.05	-0.14	0.23	0.37
	2.0 - $i2.6$	médio	0.51	0.39	0.63	0.24
	1.2 - $i0.1$	alto	1.00	0.96	1.00	0.04
8000	1.0 - $i8.7$	baixo	0.05	-0.18	0.26	0.44
	2.0 - $i2.6$	médio	0.51	0.38	0.62	0.24
	1.2 - $i0.1$	alto	1.00	0.97	1.00	0.03

## 7.9 Sumário

Neste capítulo, uma análise da incerteza da medição *in situ* foi feita com o método de Monte Carlo. A situação mais ideal possível: amostra infinita e localmente reativa, foi simulada. Desta maneira, somente os parâmetros geométricos e os parâmetros relativos à função de transferência medida pela sonda PU contribuem para a incerteza calculada.

Para os parâmetros associados à geometria do sistema de medição, a incerteza se mostrou, para o caso de materiais porosos, decrescente com o aumento da frequência, sendo, portanto, maior nas baixas frequências. Isto pode ser atribuído à baixa velocidade de partícula nesta faixa de frequência, para este tipo de amostra, já que neste caso pequenos erros na localização do sensor levam a grandes erros de ajuste feito pelo algoritmo iterativo q-term.

Para os parâmetros associados à função de transferência medida pela sonda PU, a incerteza se mostrou distribuída ao longo de toda a faixa de frequências. Isto é esperado já que os desvios de amplitude e fase, gerados em  $Z_m$  pela simulação, atuam uniformemente em toda a faixa de frequência

(pelo menos nas simulações). As simulações e medições feitas nas seções 7.7 e 7.8 também corroboram com o fato de que a incerteza tende a ser maior em faixas onde o coeficiente de absorção é menor. Esta análise mostrou que é mais difícil medir superfícies com pequena absorção. Além disso, a medição pode sofrer com a baixa relação sinal-ruído típica nestes casos.

A análise feita neste capítulo mostrou que a medição da impedância com a técnica PU está dentro de um limite de exatidão esperada. Melhorias no sistema de localização e posicionamento do sensor e da fonte sonora, bem como modelos mais precisos para a fonte sonora e melhorias na calibração da sonda PU, são necessárias para aumentar a exatidão da técnica de medição. Estas melhorias parecem ser mandatórias no caso da medição de amostras de baixa absorção, para as quais a incerteza é notoriamente mais significativa. A análise feita aqui, embora ainda incompleta, constitui uma nova ferramenta ainda não encontrada em nenhuma publicação prévia. Tal ferramenta poderá ser estendida para medições de amostras finitas (Capítulo 8) e não-localmente reativas (Capítulo 9). Quando relacionada aos experimentos e outras simulações apresentados neste trabalho, constitui um ponto de partida para identificar as deficiências do sistema de medição, além de fornecer uma estimativa da incerteza da medição de impedância.

## 8 INFLUÊNCIA DO TAMANHO DA AMOSTRA

Este capítulo apresenta uma análise da influência do tamanho finito da amostra referente à medição *in situ*. Este é um problema prático de grande relevância neste tipo de medição. Por isso, uma breve revisão será feita inicialmente mostrando os principais métodos usados para modelar o problema.

A revisão acabou por apontar que o melhor caminho a seguir seria construir um modelo por elemento de contorno. Dificuldades intrínsecas à medição *in situ* e incompatibilidades com os *softwares* comerciais levaram a optar por escrever um código BEM especialmente para esta pesquisa.

Após a revisão, a formulação matemática do modelo BEM usado é apresentada em detalhes. Uma análise profunda do problema é feita após uma validação experimental feita em câmara semi-anecóica. Durante esta análise, estratégias para minimizar os erros de medição são propostas, de forma a melhorar a qualidade das medições de amostras finitas.

### 8.1 Revisão

O problema da medição de impedância de amostras finitas é uma preocupação relativamente antiga e é decorrência do fato de que nenhuma amostra é infinita. Os modelos usados para a dedução da impedância acústica, sejam estes os dados no Capítulo 6 ou em outras referências [117, 118], admitem que a amostra medida é infinita. Essa pré-suposição é válida para a caracterização de solos, como, por exemplo, nos trabalhos apresentados nas referências [122, 124, 127], já que neste caso as dimensões das amostras são tipicamente muito maiores do que vários comprimentos de onda da frequência de interesse mais baixa (*e.g.* campo de futebol). Para as aplicações *in situ* típicas deste trabalho, a validade da pré-suposição de amostra infinita é limitada, pois as dimensões típicas de uma amostra aplicada em uma sala de concertos, automóvel ou em outros ambientes variam de frações de 1 m a alguns metros e, a princípio, interessa caracterizar amostras para frequências tão baixas quanto 100 Hz.

Nocke [156], por exemplo, usou a teoria de Fresnel para estimar a área da amostra necessária para uma medição correta a partir de uma frequência de corte desejada. Esta área era dependente da geometria do sistema de medição (posição da fonte, posição do sensor e frequência). Kimura e Yamamoto [157] usaram um método experimental a fim de determinar a mínima área da amostra necessária para medir corretamente o coeficiente de absorção

sob incidência oblíqua. Várias amostras foram medidas em uma câmara anecóica; as amostras eram cortadas a cada medição a fim de ter seu tamanho diminuído. O coeficiente de absorção foi plotado em função da área da amostra para várias frequências; as curvas obtidas mostram que, além de uma certa dimensão de amostra, o coeficiente de absorção medido se torna constante, o que definiu o tamanho da amostra necessária para a medição. Os autores também apontam que a precisão da medição diminui à medida que a frequência diminui e o ângulo de incidência aumenta.

Soluções analíticas são apresentadas nas referências [158, 159] para o problema da propagação do som acima de um plano infinito de duas impedâncias diferentes. Para o caso de um plano infinito com uma descontinuidade na impedância, soluções analíticas aparecem nas referências [160, 161]. As soluções apresentadas nestes casos tomaram diferentes caminhos para resolver problemas parecidos. De Jong, Moerkerken e Van der Toorn [161], por exemplo, adaptaram soluções, propostas por Pierce [162], para a difração de ondas sonoras ao redor de barreiras acústicas ao problema da propagação do som sobre um plano infinito com uma descontinuidade. O que estas soluções têm em comum é o fato de usarem aproximações que consideram a fonte e o sensor muito distantes um do outro. Esta aproximação é válida nos textos apresentados, já que nestes casos o interesse reside na modelagem da propagação do som a longas distâncias. Lam e Monazzam [163] extrapolaram os resultados apresentados na referência [161] para o caso de descontinuidades periódicas na impedância de uma amostra infinita.

Métodos variacionais também foram usados na modelagem do problema. Investigações sobre a difração de ondas planas em amostras finitas bidimensionais (*strips*) são apresentadas nas referências [86, 164]. Nestes trabalhos nota-se que uma amostra finita muda o campo acústico ao seu redor dependendo do comprimento de onda e tamanho da amostra, absorvendo mais ou menos energia sonora que para uma amostra infinita com as mesmas características acústicas. Como explicitado no Capítulo 4, o método da câmara reverberante também se preocupa com os efeitos do tamanho finito da amostra [87, 88, 89, 165].

Revisões dos modelos anteriores são apresentadas por Hottersall e Harriott [166], Boulanger *et al.*[167] e por Lam e Monazzam [163], que extrapolaram os resultados apresentados na referência [161] para o caso de descontinuidades periódicas na impedância de uma amostra infinita, mostrando também que o princípio da reciprocidade não é satisfeito em alguns dos modelos anteriores.

A solução por equações de integral de contorno (BIE<sup>1</sup>) foi proposta por Levitas e Lax [168] que resolveram o problema com aproximações para campo distante, ou seja, com fonte e sensor distantes um do outro. Chandler-Wilde e Hothersall [169] e outros autores [170, 171, 172] propõem soluções do problema BIE válidas para fontes próximas ao sensor. Nestes trabalhos os autores investigam problemas como a propagação do som sobre *strips* bidimensionais e tridimensionais (infinito ao longo do comprimento, por exemplo). Os autores apontam soluções aproximadas para as integrais encontradas e, também, um método de discretização da amostra em pequenos elementos, similar ao método de elemento de contorno (BEM<sup>2</sup>). Sum e Pan [173] propõe a discretização do *strip* em pequenos elementos de forma a discutir o problema de propagação de ondas planas em incidência rasante sobre uma amostra bidimensional finita. Vale ressaltar que este artigo, embora não seja exatamente sobre o método e elemento de contorno, é bastante elucidativo no que concerne à formação das matrizes de BEM.

Dentre os métodos de modelagem estudados nesta pesquisa, o método que pareceu mais promissor foi uma adaptação do método do elemento de contorno clássico descrito em [174, 175]. O método usado nesta pesquisa será mostrado em mais detalhes na Seção 8.2 e segue a formulação encontrada nos trabalhos de Kawai e Meotoiwa [90], Otsuru *et al.*[176] e Hirotsawa *et al.*[177].

Kawai e Meotoiwa [90] usaram um modelo de BEM para estimar o coeficiente de absorção por incidência difusa. Arranjando as amostras de diferentes maneiras no espaço, os autores foram capazes de minimizar o erro causado pelo tamanho finito das mesmas.

Otsuru *et al.*[176] usam o modelo de BEM para explorar o que chamam de *Ensemble averaged surface normal impedance*. O método consiste em medir a impedância acima da amostra com uma sonda PU sob incidência aleatória e usar a impedância medida  $Z_m$  nessas condições para estimar o coeficiente de absorção. Os autores demonstram que a utilização desse método leva a uma curva de coeficiente de absorção bastante suave. Medições sob incidência normal e difusa são apresentadas em comparação com a simulação da medição feita com BEM; sob incidência normal a comparação entre o experimento e a simulação com BEM não apresenta boa concordância. Já as medições sob incidência difusa concordam com o modelo de BEM. Os resultados discordantes sob incidência normal foram atribuídos ao pequeno volume da câmara anecóica utilizada nesta medição.

---

<sup>1</sup>BIE, do inglês *Boundary Integral Equations*.

<sup>2</sup>BEM, do inglês *Boundary Element Method*.

Hirosawa *et al.*[177] compararam as técnicas PU, PP e UU (similar a PP, porém usando dois sensores de velocidade de partícula ao invés de dois microfones) no que se refere ao tamanho finito da amostra. Os autores usaram um algoritmo iterativo similar ao algoritmo q-term, descrito na Seção 6.5.2, para deduzir a impedância de superfície. Na referência [178], Hirosawa *et al.* fazem uma investigação do tamanho finito, mas sem o uso de um algoritmo iterativo; os autores usaram o método de dedução PWA (Seção 6.5.1), o que, tendo em mente os resultados da Seção 6.6.1, explica os coeficientes de absorção negativos em baixas frequências que os autores encontraram.

Hirosawa *et al.*[177] também reportam que o método PU demonstra ser mais estável relativo ao tamanho finito da amostra. A vantagem do método PU parece residir no fato de que a sonda integra o sensor de pressão sonora e o de velocidade de partícula em um único *probe*, o que não é o caso dos métodos PP e UU; Hirosawa *et al.* mediram e simularam a medição de amostras quadradas, mostrando que ao posicionar o sensor e fonte sonora um pouco distantes do centro da amostra produzem-se resultados com menores erros. Este efeito será explorado na Seção 8.5. Os autores também mostraram resultados experimentais mas não os comparam diretamente com as simulações por BEM. A inspeção cuidadosa dos resultados experimentais apresentados e a comparação com as simulações mostram diferenças significativas entre simulação e experimento. Uma validação experimental que compara experimento e simulação será apresentada na Seção 8.3.

## 8.2 Descrição do modelo de elemento de contorno

O modelo de elemento de contorno (BEM) usado para simular a medição de uma amostra de dimensões finitas admite uma amostra retangular, plana e localmente reativa posicionada rente à superfície de um *baffle* rígido. Este modelo é o mesmo dos modelos apresentados nas referências [90, 176, 177, 178, 179], como mostra a Fig. 81.

A superfície da amostra absorvente de área  $S$  está posicionada rente ao *baffle*; uma fonte sonora posicionada em  $(h_x, h_y, h_s)$ , e sua fonte imagem em  $(h_x, h_y, -h_s)$  irradiam ondas esféricas e excitam a amostra finita. A integral de Helmholtz-Huygens da pressão sonora, que descreve o campo acústico acima e na superfície da amostra, pode ser escrita como [177, 90, 180]:

$$c(\vec{r})p(\vec{r}) = \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|} + \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_2|}}{|\vec{r}_2|} - i\frac{k_0}{Z} \int_S p(\vec{r}_s) \frac{e^{-ik_0|\vec{r}-\vec{r}_s|}}{4\pi|\vec{r}-\vec{r}_s|} dS, \quad (8.1)$$

onde  $\vec{r}$  representa qualquer ponto receptor no domínio e  $p(\vec{r})$  a pressão sonora;  $\vec{r}_s$  qualquer ponto na superfície  $S$  da amostra e  $p(\vec{r}_s)$  a pressão na superfície da amostra  $S$ . Neste caso, o subscrito  $s$  na Eq. (8.1) implica num ponto pertencente a superfície  $S$ .  $c(\vec{r})$  é 0.5 se  $\vec{r}$  está localizado na superfície da amostra  $S$  e 1 se  $\vec{r}$  está localizado em qualquer ponto acima da superfície da amostra.

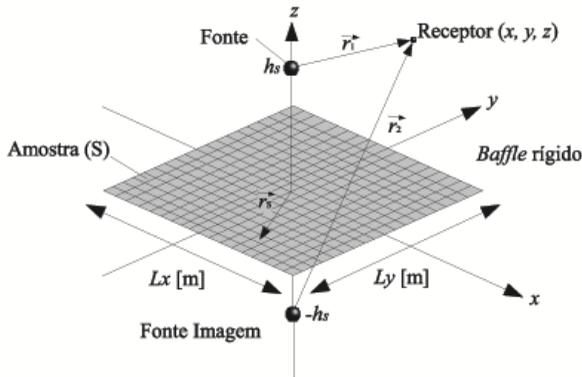


Figura 81: Esquema do modelo de elemento de contorno usado na simulação da medição de impedância.

O termo  $p(\vec{r}_s)$ , desconhecido *a priori*, é função da posição na amostra e um método numérico será usado para avaliá-lo. Este método numérico é muito similar ao método de elemento de contorno (BEM). Neste caso, o primeiro passo consiste em dividir a superfície  $S$  em  $M$  elementos; dessa forma, a Eq. (8.1) pode ser reescrita como:

$$c(\vec{r}_j)p(\vec{r}_j) = \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_{1j}|}}{|\vec{r}_{1j}|} + \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_{2j}|}}{|\vec{r}_{2j}|} - i\frac{k_0}{Z} \sum_{m=1}^M \int_S p(\vec{r}_{sm}) \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_j-\vec{r}_{sm}|}}{4\pi|\vec{r}_j-\vec{r}_{sm}|} dS. \quad (8.2)$$

onde

$$|\vec{r}_{1j}| = \sqrt{(h_x - x_j)^2 + (h_x - y_j)^2 + (hs - z)^2},$$

$$|\vec{r}_{2j}| = \sqrt{(h_x - x_j)^2 + (h_x - y_j)^2 + (hs + z)^2},$$

$\vec{r}_j = (x, y, z)$  é um ponto receptor que pode estar na superfície  $S$  ( $c(\vec{r}_j) = 0.5$ ) ou acima desta ( $c(\vec{r}_j) = 1$ ) e, genericamente, as coordenadas da fonte sonora são  $(h_x, h_y, h_s)$ .

De forma similar ao princípio da difração de Huygens, o somatório de integrais na Eq. (8.2) pode ser interpretado fisicamente como cada elemento  $m$  da superfície  $S$  sendo responsável pela geração de um monopolo, cuja amplitude e fase são representadas pela pressão de superfície  $p(\vec{r}_s)$ . A pressão de superfície de um elemento  $m$ , por sua vez, é afetada pela impedância de superfície  $Z$  da amostra, pela pressão gerada pela fonte sonora e sua fonte imagem, e pela pressão de superfície gerada em cada um dos  $m$  elementos restantes. Assumindo que a pressão de superfície seja constante em cada elemento  $m$  da amostra  $S$ , os termos  $p(\vec{r}_{sm})$  podem ser retirados da integral, o que resulta em:

$$c(\vec{r}_j)p(\vec{r}_j) = \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_{1j}|}}{|\vec{r}_{1j}|} + \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_{2j}|}}{|\vec{r}_{2j}|} - i\frac{k_0}{Z} \sum_{m=1}^M p(\vec{r}_{sm}) \int_S \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_j - \vec{r}_{sm}|}}{4\pi|\vec{r}_j - \vec{r}_{sm}|} dS. \quad (8.3)$$

Para encontrar os  $p(\vec{r}_{sm})$ , o segundo passo consiste em colocar  $\vec{r}_j$  na superfície de  $S$  e variar  $j$  de 1 a  $M$ . Escrevendo estas equações, obtém-se:

$$\begin{aligned} 0.5p(\vec{r}_{s1}) &= p_{u1} - i\frac{k_0}{Z}p(\vec{r}_{s1})I_{11} - i\frac{k_0}{Z}p(\vec{r}_{s2})I_{12} - \dots - i\frac{k_0}{Z}p(\vec{r}_{sM})I_{1M}, \\ 0.5p(\vec{r}_{s2}) &= p_{u2} - i\frac{k_0}{Z}p(\vec{r}_{s1})I_{21} - i\frac{k_0}{Z}p(\vec{r}_{s2})I_{22} - \dots - i\frac{k_0}{Z}p(\vec{r}_{sM})I_{2M}, \\ &\vdots \end{aligned} \quad (8.4)$$

$$0.5p(\vec{r}_{sM}) = p_{uM} - i\frac{k_0}{Z}p(\vec{r}_{s1})I_{M1} - i\frac{k_0}{Z}p(\vec{r}_{s2})I_{M2} - \dots - i\frac{k_0}{Z}p(\vec{r}_{sM})I_{MM}.$$

$$\text{onde } I_{jm} = \int_S \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_j - \vec{r}_{sm}|}}{4\pi|\vec{r}_j - \vec{r}_{sm}|} dS \text{ e } p_{uj} = \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_{1j}|}}{|\vec{r}_{1j}|} + \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_{2j}|}}{|\vec{r}_{2j}|}.$$

A Eq. (8.4) forma um sistema de equações que pode ser reescrito na forma matricial onde  $p(\vec{r}_{s;j})$  são as pressões de superfície a serem determinadas. Escrevendo matricialmente fica:

$$\left[ [C] + i \frac{k_0}{Z} \begin{bmatrix} I_{11} & I_{12} & \dots & I_{1M} \\ I_{21} & I_{22} & \dots & I_{2M} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ I_{M1} & I_{M2} & \dots & I_{MM} \end{bmatrix} \right] \begin{Bmatrix} p(\vec{r}_{s1}) \\ p(\vec{r}_{s2}) \\ \vdots \\ p(\vec{r}_{sM}) \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} p_{u1} \\ p_{u2} \\ \vdots \\ p_{uM} \end{Bmatrix} \quad (8.5)$$

$$[C] = \begin{bmatrix} 0.5 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0.5 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & 0.5 \end{bmatrix} \quad (8.6)$$

Para se resolver o sistema de equações na Eq. (8.5), as integrais  $I_{jm}$  precisam ser calculadas numericamente. O método de integração numérica utilizado aqui é a quadratura de Gauss-Legendre com 6 pontos [174], dado por:

$$\int_{-1}^1 \int_{-1}^1 f(x, y) = \sum_{i=1}^6 \sum_{j=1}^6 w_i w_j f(\zeta_i, \zeta_j). \quad (8.7)$$

Neste caso, o integrando das integrais  $I_{jm}$  sofre uma transformação de coordenadas, de forma que seus limites sejam transformados a  $-1$  e  $1$ ; assim, os pesos  $w_i$  e  $w_j$  e as abscissas  $\zeta_i$  e  $\zeta_j$  são tabelados e podem ser encontrados em diversas referências na literatura [27, 174].

Uma vez que o sistema de equações é resolvido, obtém-se a pressão de superfície  $p(\vec{r}_{sm})$  para cada elemento  $m$ . Uma vez conhecida a pressão de superfície esta pode ser reinserida na Eq. (8.2) para calcular a pressão sonora em qualquer ponto receptor acima da amostra. Da mesma forma as velocidades de partícula nas direções  $\hat{x}$ ,  $\hat{y}$  e  $\hat{z}$  podem ser obtidas aplicando a equação de Euler (Eq. (2.3)) à Eq. (8.2). As velocidades de partícula são dadas no Apêndice C.

### 8.3 Validação experimental do modelo em elemento de contorno

As medições reportadas nesta seção foram realizadas com a sonda PU e com a técnica PP em uma câmara semi-aneecóica de volume de  $100 \text{ m}^3$ , com frequência de corte de 150 Hz. A fonte sonora é a mesma utilizada no Capítulo 6, um alto-falante esférico. A excitação da fonte sonora se deu com uma varredura logarítmica de senos de forma a otimizar a radiação da mesma em baixas frequências. O processo de calibração e medição com o sistema PU e PP segue o procedimento descrito no Capítulo 6.

De forma a validar o modelo BEM utilizado para simular a medição de impedância, uma amostra de lã de rocha foi colocada no piso da câmara semi-aneecóica e cercada por um *baffle* rígido fabricado de madeira MDF. O *baffle* era composto de quatro peças de MDF de 25 mm de espessura; duas delas com  $2.50 \times 1.0 \text{ m}^2$  e duas outras de  $1.60 \times 1.3 \text{ m}^2$ ; quando arranjadas junto com a amostra, a área total chegava a  $3.80 \times 2.60 \text{ m}^2$ . A espessura da amostra de lã de rocha era a mesma das peças de MDF de forma que a superfície da amostra ficava rente à do *baffle*, o que representa a geometria assumida pelo modelo BEM utilizado nesta pesquisa e nas referências [176, 177]. A densidade nominal da amostra de lã de rocha era  $64 \text{ kg/m}^3$ . A altura da fonte sonora era  $h_s = 0.3 \text{ m}$  e a altura do sensor  $z = 0.015 \text{ m}$ ; ambos posicionados no centro da amostra de forma que as outras coordenadas eram  $x = y = 0$ , de forma que incidência normal foi considerada neste experimento.

As dimensões iniciais da amostra eram  $1.2 \times 0.6 \text{ m}^2$ ; a amostra foi medida com essas dimensões e depois cortada para reduzir seu tamanho e, então, medida novamente. O processo de corte e medição se repetiu de forma que a variação dos resultados com o tamanho da amostra pudesse ser levado em conta experimentalmente. Cuidado foi tomado durante o processo de corte da amostra para assegurar que as laterais da mesma se mantivessem planas e se adequassem corretamente às laterais do *baffle*. O corte era feito simetricamente ao centro da amostra de forma que o mesmo ponto era sempre medido.

Depois que a maior amostra foi medida, sua impedância de superfície foi calculada pelo algoritmo q-term. Com esta impedância de superfície, o coeficiente de absorção na direção normal foi calculado de acordo com:

$$\alpha = 1 - \left| \frac{Z - 1}{Z + 1} \right|^2. \quad (8.8)$$

O coeficiente de absorção obtido experimentalmente foi usado para estimar a resistividade ao fluxo da amostra usando um ajuste de curvas,

pele método dos mínimos quadrados, com o modelo de Delany e Bazley [8]. Com a medição da maior amostra, a resistividade ao fluxo encontrada foi  $\sigma = 38472 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$ . Este valor foi reinserido no modelo de Delany e Bazley para gerar uma impedância de superfície que serve como condição de contorno aplicada à malha do modelo BEM. Optou-se por esta estratégia ao invés de se usar a impedância de superfície obtida diretamente do experimento porque uma curva mais suave é obtida com o modelo de Delany e Bazley, já que este modelo considera a amostra como se fosse infinita. Embora o modelo de Delany e Bazley seja limitado por  $0.01 < f/\sigma < 1.0$ , esta estratégia serve como um esquema de validação. Os resultados foram mostrados para frequências menores que 400 Hz (onde  $f/\sigma < 0.01$ ), já que os desvios em relação a um modelo mais correto para a propagação em meios porosos não são significativos a ponto de invalidar as simulações.

As Figs. 82 a 84 mostram a validação do modelo BEM para a medição com a sonda PU. Neste caso, amostras de três tamanhos são mostradas, a Fig. 82 mostra a medição de uma amostra de  $0.3 \times 0.3 \text{ m}^2$  e a Fig. 83 mostra a medição de uma amostra de  $0.6 \times 0.6 \text{ m}^2$ . A Fig. 84 mostra a medição de uma amostra de  $1.0 \times 0.6 \text{ m}^2$ . Em todos os casos, o coeficiente de absorção obtido com a simulação da medição com o modelo BEM é também mostrado (curva cinza). A curva "Referência" é obtida inserindo  $\sigma = 38472 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$  e  $d_i = 0.025 \text{ m}$  no modelo de Delany e Bazley, de forma que a referência mostra o coeficiente de absorção de uma amostra infinita.

Nota-se nas Figs. 82 a 84 que, para todos os casos apresentados, os resultados da medição simulada com o modelo BEM apresentam boa concordância com os dados obtidos experimentalmente. As oscilações ao redor da referência podem ser vistas tanto na simulação como no experimento e as frequências em que os lóbulos e vales acontecem na simulação e experimento são essencialmente as mesmas. Estas oscilações também foram encontradas nas referências [176, 177, 181] e são atribuídas ao fato de que a amostra tem um tamanho finito. As frequências em que os lóbulos ocorrem estão relacionadas ao tamanho da amostra e comprimento de onda, efeito que será discutido mais detalhadamente na Seção 8.5.1.

Os desvios em baixas frequências são atribuídos a uma combinação de fatores tais quais: o fato de que a fonte sonora não é um monopolo perfeito, a frequência de corte da câmara semi-anecóica e a incertezas na medição. Barras de incerteza calculadas com o método de Monte Carlo, descrito no Capítulo 7, podem ser vistas na Fig. 83. As barras de incerteza foram calculadas através da simulação com o modelo BEM, com os mesmos dados de incerteza dados na Tabela 3. As barras de incerteza servem para

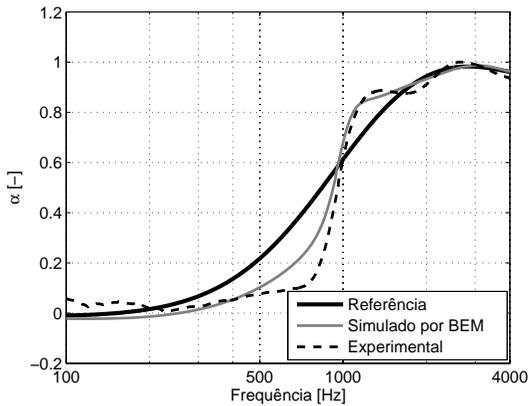


Figura 82: Medição do coeficiente de absorção por incidência normal de uma amostra de lã de rocha de  $0.3 \times 0.3 \text{ m}^2$  feita na câmara semi-aneecóica e simulada com o modelo BEM.

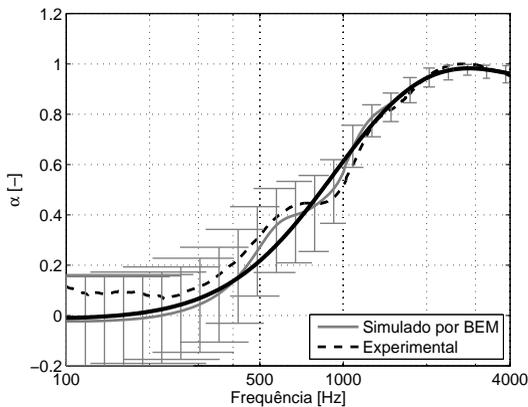


Figura 83: Medição do coeficiente de absorção por incidência normal de uma amostra de lã de rocha de  $0.6 \times 0.6 \text{ m}^2$  feita na câmara semi-aneecóica e simulada com o modelo BEM.

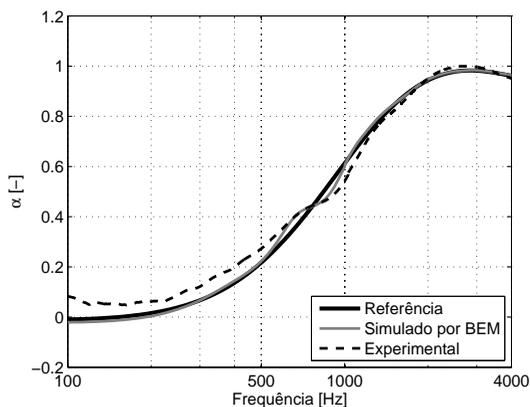


Figura 84: Medição do coeficiente de absorção por incidência normal de uma amostra de lã de rocha de  $1.0 \times 0.6 \text{ m}^2$  feita na câmara semi-aneecóica e simulada com o modelo BEM.

demonstrar que os desvios encontrados nos dados experimentais estão dentro de uma faixa esperada para a medição.

Pode-se destacar aqui que, embora os dados experimentais apresentados nas referências [176, 177] sejam bastante relevantes, uma comparação direta e satisfatória entre a simulação com o modelo BEM e os dados experimentais não foi apresentada nessas referências. Na referência [176] os autores focam em medições em condições de campo difuso. Para este caso, a concordância dos dados experimentais com os numéricos é bastante satisfatória, porém para incidência normal concordância entre experimento e simulação não foi obtida. Na referência [177] os autores apresentaram dados experimentais e simulações nas mesmas condições aqui apresentadas, mas nenhuma comparação direta foi feita; ao inspecionar cuidadosamente os resultados apresentados, pode-se notar desvios significativos entre as simulações e medições. Os resultados concordantes da comparação entre simulação e experimento apresentados aqui ajudam a estabelecer uma maior confiança tanto no método experimental PU quanto na simulação com modelos de elemento de contorno, como uma ferramenta de análise.

Os experimentos relativos à influência do tamanho da amostra também foram repetidos para a técnica PP. Como no Capítulo 6 a comparação das

técnicas foi mostrada em detalhes e uma boa concordância foi encontrada entre as técnicas PU e PP, mostra-se aqui apenas o resultado da medição da amostra de lâ de rocha de tamanho  $L = 0.3$  m, já que o foco desta pesquisa é a técnica PU. A Fig. 85 apresenta este resultado onde se nota novamente uma boa concordância entre a medição com a técnica PP e a simulação com o modelo BEM. Uma pequena discussão entre as vantagens da técnica PU sobre a PP será feita na Seção 8.5.5.

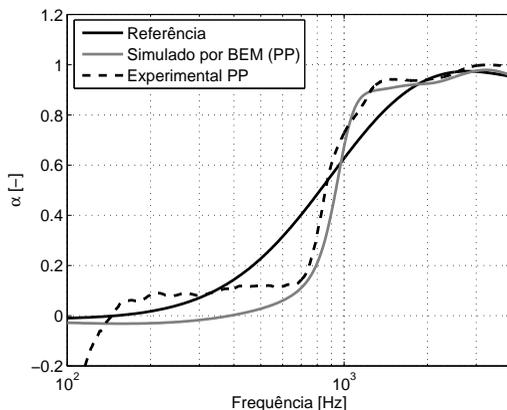


Figura 85: Medição do coeficiente de absorção por incidência normal de uma amostra de lâ de rocha de  $0.3 \times 0.3$  m<sup>2</sup> feita na câmara semi-anecóica com a técnica PP e simulada com o modelo BEM.

#### 8.4 Visualização do campo acústico

Esta seção apresenta alguns resultados que ajudam a elucidar a influência do tamanho da amostra sobre o campo acústico. Na Fig. 86 observa-se as linhas de fluxo dos vetores intensidade, no plano  $y = 0$ , na direção  $\hat{x}$  e  $\hat{z}$ . As características acústicas da amostra estão indicadas na legenda da figura. As frequências 570 Hz e 3500 Hz são mostradas e a amostra é quadrada de lado  $L = 0.6$  m; o comprimento da amostra se estende de  $-0.3$  m a  $0.3$  m e está indicado em  $z = 0$  em cinza na Fig. 86, assim como o *baffle* rígido indicado em preto. O que se observa é que para ambas as frequências os vetores intensidade na direção  $\hat{z}$  são anulados próximo ao

*baffle* e as linhas de fluxo se curvam na direção horizontal. Isto acontece pois o *baffle* rígido impõe uma condição de reflexão total na direção  $\hat{z}$  de forma que os vetores incidente e refletido se anulam sobre o *baffle* nesta direção; sobre a amostra existe absorção, os vetores não se anulam e as linhas de fluxo aparecem entrando na amostra.

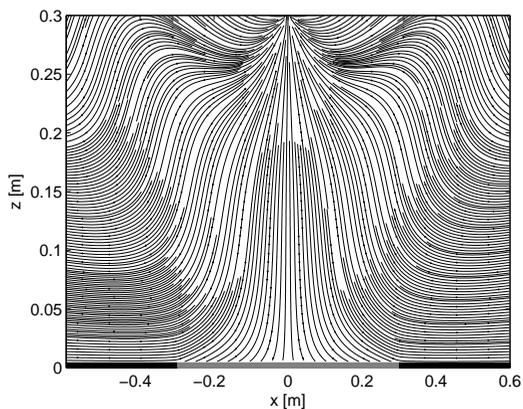
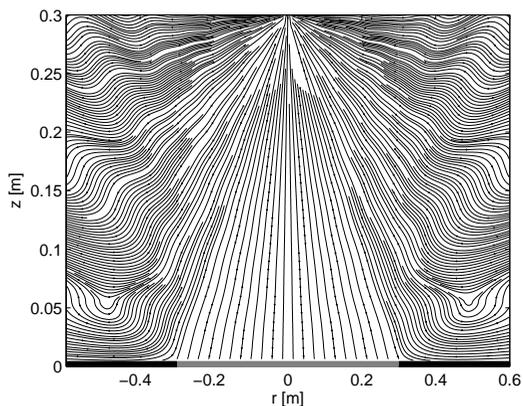
(a) 570 Hz,  $Z = 0.87 - i2.84$ .(b) 3500 Hz,  $Z = 0.97 + i0.12$ .

Figura 86: Linhas tangentes aos vetores intensidade para a amostra com  $L = 60$  cm, resistividade  $\sigma = 25000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$  e espessura  $d_1 = 25$  mm.

A Fig. 87 mostra as magnitudes da pressão sonora e velocidade de partícula em função da frequência para a mesma amostra do exemplo anterior. Os casos de uma amostra infinita (curva preta) e finita (curva cinza) são comparados; o primeiro caso (Referência) calculado com as Eqs. (3.47) e (3.48) e o segundo com o modelo de elemento de contorno. Nota-se que tanto a pressão como a velocidade de partícula, calculadas com BEM, oscilam em torno da referência, sendo ora maiores ora menores. Esta oscilação também acontece nos experimentos e simulações mostrados nas Figs. 82 a 84. No entanto, é difícil estabelecer uma relação entre os valores da pressão e velocidade de partícula com o valor medido do coeficiente de absorção, sendo este um fenômeno bastante complexo.

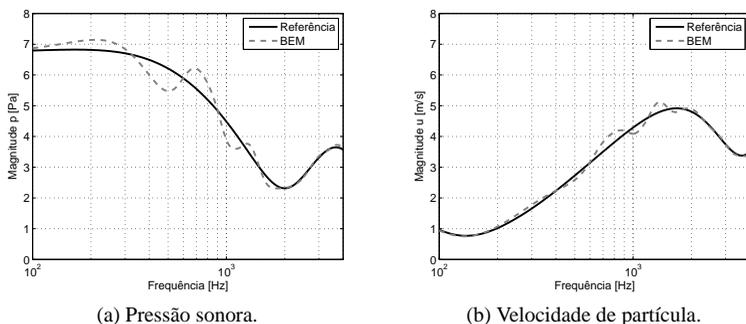


Figura 87: Comparação do campo acústico acima de uma amostra infinita e acima de uma amostra finita (BEM); resistividade  $\sigma = 25000 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$  e espessura  $d_1 = 25 \text{ mm}$ .

A observação da Fig. 86 permite, entretanto, notar que a mudança na condição de contorno amostra-*baffle* faz com que os valores de pressão e velocidade de partícula mudem na interface amostra-*baffle* (bordas da amostra) e que a reflexão das ondas sonoras nesta interface perturba o campo acústico na posição em que o sensor será colocado, o que afeta a qualidade da medição. A Fig. 88 mostra a distribuição espacial da pressão refletida em 950 Hz por uma amostra quadrada de lado  $L = 0.3 \text{ m}$ , com impedância de superfície  $Z = 0.77 - i1.76$ . Note-se o aumento da pressão refletida próximo as bordas da amostra, o que acaba por perturbar o campo acústico em todo o espaço ao redor da mesma.

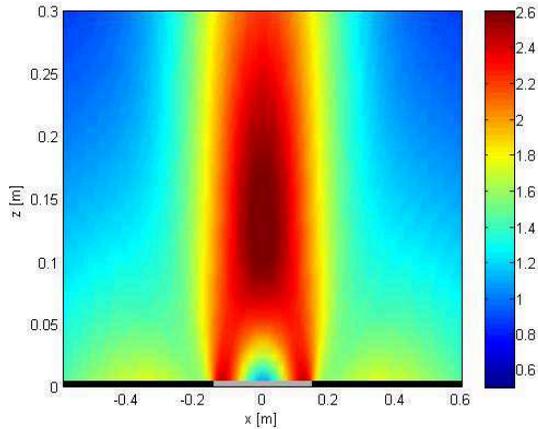


Figura 88: Distribuição de cores da pressão sonora em 950 Hz sobre uma amostra finita (BEM) de impedância  $Z = 0.77 - i1.76$ ;  $L = 0.3$  m, resistividade  $\sigma = 25000 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$  e espessura  $d_1 = 25$  mm;

## 8.5 Análise e minimização dos erros

Uma vez que a simulação da medição de impedância com o modelo BEM foi validada na Seção 8.3, pode-se usar o modelo BEM para investigar a influência de parâmetros da medição tais como: a posição do sensor, a posição da fonte sonora e a influência das características da própria amostra. Avaliando a influência de cada parâmetro é possível estabelecer estratégias de minimização dos erros causados pelo tamanho finito da amostra e/ou um procedimento de medição ou faixa de confiabilidade para casos específicos.

Nesta seção, a impedância de superfície aplicada à malha de BEM é calculada ou com o modelo descrito na Seção 2.5.2, para materiais porosos, ou com modelos acústicos de outros tipos de absorvedores, como os absorvedores de membrana. No caso da simulação de medição de materiais porosos, o modelo da Seção 2.5.2 foi preferido ao invés do modelo de Delany e Bazley, já que este último possui a limitação  $0.01 < f/\sigma < 1.0$  que se traduz em limitações na frequência inferior de análise. De forma a ter resultados mais gerais, o modelo descrito na Seção 2.5.2 foi preferido nestas simulações. A porosidade e a tortuosidade das amostras porosas simuladas

foram escolhidas arbitrariamente como  $\phi = 0.96$  e  $\alpha_\infty = 1.1$ . A resistividade ao fluxo e a espessura variam caso a caso e são especificadas nas legendas das figuras. Mudanças nesses valores foram introduzidas para passar a ideia de que os resultados apresentados aqui são válidos para uma gama considerável de aplicações.

### 8.5.1 *Influência do tamanho da amostra*

Numa primeira simulação com o modelo BEM uma amostra com resistividade  $\sigma = 25000 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$  e espessura  $d_i = 0.025 \text{ m}$  teve seu tamanho variado. Depois de pós-processar as simulações de BEM com o algoritmo q-term, o coeficiente de absorção das amostras de vários tamanhos é mostrado na Fig. 89. Neste caso, amostras quadradas com lado  $L_x = L_y = L$  são consideradas. A fonte sonora e sonda PU são posicionadas no centro da amostra de forma que suas coordenadas são respectivamente  $(0, 0, h_s)$  e  $(0, 0, z)$ , para os casos investigados nesta seção  $h_s = 0.3 \text{ m}$  e  $z = 0.015 \text{ m}$ .

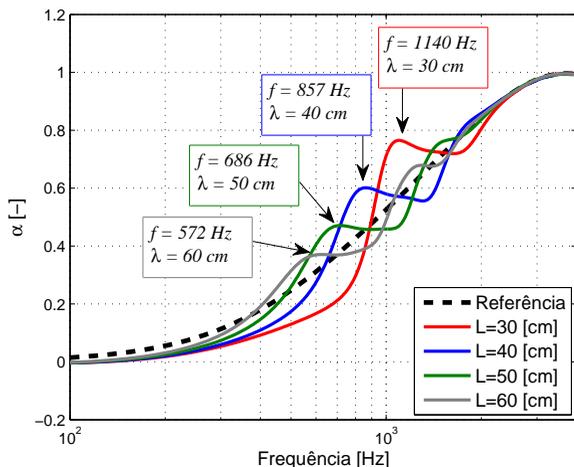


Figura 89: Coeficiente de absorção de amostras de vários tamanhos; neste caso fonte e receptor estão posicionados no centro da amostra e  $h_s = 30 \text{ cm}$ ,  $z = 15 \text{ mm}$ ,  $\sigma = 25000 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$  e  $d_i = 25 \text{ mm}$ .

Comparado ao caso da amostra infinita ao da amostra finita montada com sua superfície rente ao *baffle* rígido, este pode ser visto como uma admitância janelada espacialmente por uma janela retangular. O janelamento espacial leva a uma operação de convolução no domínio do número de onda e o resultado dessa convolução é uma função "sinc" [21], o que leva ao comportamento oscilatório no coeficiente de absorção (Fig. 89). Este fenômeno também pode ser interpretado fisicamente como interferência construtiva e destrutiva causada pela difração das ondas acústicas nas bordas da amostra. O problema é, no entanto, bastante complexo para ser analisado por uma única equação matemática, mas a simulação com BEM fornece uma boa representação da realidade.

Como esperado, quanto maior a amostra menor a amplitude das oscilações em relação aos valores da referência (curva pontilhada preta). Adicionalmente, à medida que o tamanho da amostra aumenta, o número de oscilações também aumenta, o que corrobora o comportamento "sinc" descrito anteriormente. A mudança no tamanho da amostra muda a frequência do primeiro lóbulo, mas devido à esfericidade das ondas sonoras e ao fato de que este lóbulo pode mudar dependendo da posição do sensor, é difícil prever com precisão a localização do primeiro lóbulo para todos os casos possíveis. Por outro lado pode-se notar que para o caso da fonte sonora e da sonda PU localizada no centro da amostra o comprimento de onda do primeiro lóbulo  $\lambda_L$  está relacionado ao tamanho  $L$  da amostra por  $\lambda_L = L$ . Este fato é indicado na Fig. 89 em que  $c_0 = 343$  m/s foi considerado. A frequência do primeiro lóbulo sofre menos oscilações para amostras mais espessas e diferentes alturas de fonte e sensor, mas é sempre próxima a  $\lambda_L = L$ . Outro efeito interessante é que o coeficiente de absorção de uma amostra finita é sempre menor que a referência para frequências abaixo do primeiro lóbulo. Um exame cuidadoso da Fig. 89 revela, por exemplo, que a região do primeiro lóbulo para a amostra  $L = 0.3$  m se estende de 900-1600 Hz e que abaixo de 900 Hz o coeficiente de absorção medido é sempre menor que a referência. Este é o caso para amostras de todos os tamanhos investigados, mas é possível notar que a região do primeiro lóbulo muda para uma frequência menor à medida que o tamanho da amostra aumenta.

Neste item relacionado à análise de amostras retangulares, questiona-se se o erro causado pela redução do tamanho da amostra é governado pela menor dimensão desta ou não. Os resultados encontrados nesta pesquisa apontam que este não é o caso, o que significa que um aumento em uma das dimensões da amostra é benéfico para a medição. A Fig. 90 ilustra essa questão; relativamente à amostra de  $0.3 \times 0.3$  m<sup>2</sup>, o erro decresce para

amostras com uma das dimensões maiores ( $0.3 \times 0.6 \text{ m}^2$  e  $0.3 \times 0.9 \text{ m}^2$ ). A frequência do primeiro lóbulo se mantém basicamente a mesma nestes casos, e abaixo da região do primeiro lóbulo o coeficiente de absorção é menor que a referência. Por outro lado, a amplitude do primeiro lóbulo é menor para amostras com área maior e o desvio, na faixa de frequências abaixo do primeiro lóbulo, também é menor para amostras maiores.

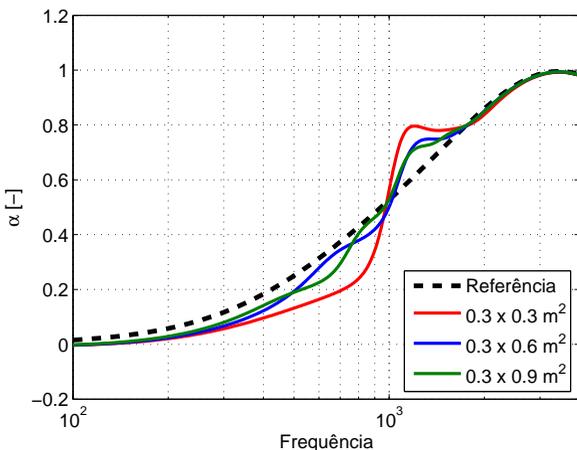


Figura 90: Coeficiente de absorção de várias amostras retangulares; neste caso fonte e receptor estão posicionados no centro da amostra e  $h_s = 30 \text{ cm}$ ,  $z = 15 \text{ mm}$ ,  $\sigma = 25000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$  e  $d_i = 25 \text{ mm}$ .

### 8.5.2 *Influência da posição horizontal do sensor (incidência oblíqua)*

Hirosawa *et al.*[177] mostraram que mover a fonte sonora e o sensor para uma certa distância do centro da amostra tem o efeito de reduzir a amplitude das oscilações ao redor da referência. Este efeito foi atribuído às ondas difratadas nas bordas da amostra, que afetam igualmente a pressão sonora e a velocidade de partícula no centro da mesma, causando um erro maior quando a fonte sonora e a sonda PU estão localizadas no centro. Quando posicionadas a uma distância do centro, as diferentes distâncias entre a sonda PU e as bordas da amostra contribuem para reduzir o erro no coeficiente de absorção medido. Hirosawa *et al.*[177] usaram este fato em

sua investigação, mas posicionaram fonte sonora e sensor basicamente em uma única posição (e.g.  $x = 0.1$  m e  $y = 0.05$  m), movendo-os sempre juntos, o que mantém incidência normal. Nesta seção, uma estratégia diferente é adotada com o objetivo de investigar se há uma posição ótima para o sensor, relacionada ao tamanho da amostra. A fonte sonora é mantida no centro da amostra. Deste modo, as coordenadas do sensor são  $(x, y, z)$  e as da fonte sonora  $(0, 0, h_s)$ .

Isto foi relativamente fácil de implementar no modelo BEM, já que só é necessário estabelecer um número de pontos para se ler pressão e velocidade de partícula (*field points*) e aplicar o algoritmo q-term à impedância característica  $Z_m$  medida em cada ponto. O procedimento inicial foi avaliar o coeficiente de absorção para cada *field point* e frequências ao redor do primeiro lóbulo. O erro devido ao tamanho da amostra é, então, calculado de acordo com

$$\varepsilon = |\alpha_q - \alpha_r|, \quad (8.9)$$

onde  $\alpha_q$  é o coeficiente de absorção da amostra finita, calculado pelo algoritmo q-term, e  $\alpha_r$  é o coeficiente de absorção de referência como se a amostra fosse infinita.

O mapa de cores do erro no plano horizontal paralelo à superfície da amostra pode ser plotado, de forma que a distribuição espacial do erro pode ser visualizada. Os *field points* foram arranjados no plano  $z = 0.015$  m que se estende de  $-0.25$  a  $0.25$  m nas direções  $\hat{x}$  e  $\hat{y}$ . Após avaliar amostras com variados tamanhos e propriedades, uma região de medição ótima apareceu consistentemente. Tal região é caracterizada por um mínimo erro e independente das propriedades da amostra, mas dependente do tamanho da mesma e aparece como um círculo para amostras quadradas. A Fig. 91 mostra o mapa de cores como função da posição horizontal do sensor no plano  $z = 0.015$  m para uma amostra cujo tamanho era  $L = 0.5$  m, a resistividade ao fluxo  $\sigma = 25000 \text{ kgs}^{-1} \text{ m}^{-3}$  e espessura  $d_i = 0.025$  m. Para uma amostra desse tamanho, a região do primeiro lóbulo se encontra na região de 550-750 Hz, de forma que uma média do erro nessa faixa de frequência do erro é mostrada na figura. Note-se a região em azul, em que o erro é menor que 0.01, e a região fora deste círculo, em que o erro se torna muito grande à medida que o sensor é movido em direção às bordas da amostra.

As Figs. 92 a 95 mostram a medição, simulada com BEM, do coeficiente de absorção de várias amostras com lado  $L$ , resistividade ao fluxo  $\sigma$  e espessura  $d_1$ , indicadas em cada uma das legendas das figuras. Neste caso, amostras de vários tamanhos e características acústicas são mostradas.

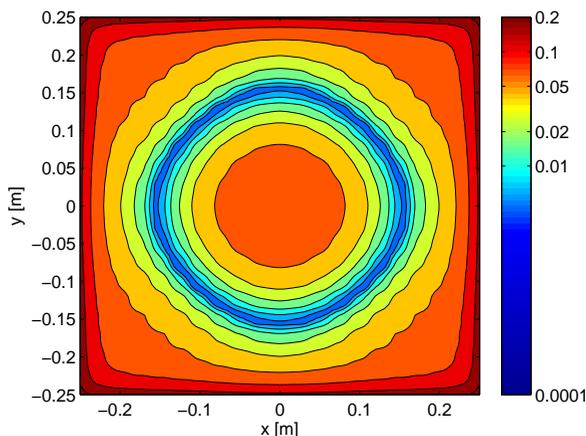


Figura 91: Distribuição horizontal do erro no plano  $z = 0.015$  m; média na frequência da faixa 550-750 Hz.

A fonte sonora foi deixada fixa no centro com coordenadas  $(0,0,0.3)$  m e a posição da sonda PU variada. Após se ter calculado um número significativo de simulações, os resultados discutidos aqui parecem válidos para um número extenso de casos. Os casos discutidos aqui foram apresentados de forma a passar a ideia de que a discussão em si é genérica, porém somente alguns resultados serão mostrados.

Primeiramente, é necessário notar as linhas pontilhadas nas Figs. 92, 93 e 94, que mostram um comportamento errático e um coeficiente de absorção subestimado. Levando em consideração os resultados apresentados na Fig. 91, e que para o caso das linhas pontilhadas as coordenadas  $x$  e  $y$  do sensor estão distantes do centro da amostra, pode-se imaginar se existe uma área limite na qual as medições podem ser feitas com confiança. Em todas as simulações feitas observou-se que se a sonda PU é posicionada dentro de um círculo com centro  $(0,0)$  e raio  $a$  dado por:

$$a = \sqrt{x^2 + y^2} < \frac{1}{3}L, \quad (8.10)$$

a medição pode ser feita com confiança. Esta área será chamada aqui de zona de confiança, como indicado na Fig. 96. Se o sensor estiver fora dessa região,

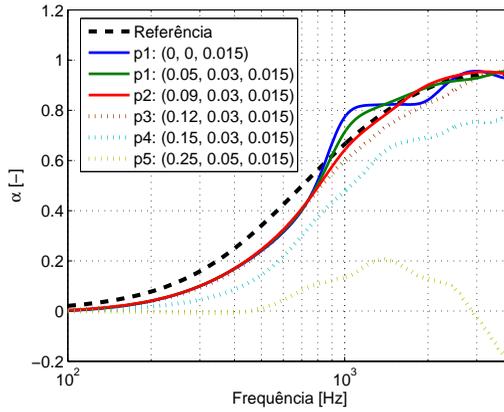


Figura 92: Influência da posição horizontal do sensor relativo ao tamanho da amostra; a amostra é quadrada de lado  $L = 30$  cm;  $\sigma = 55000 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$ ,  $d_1 = 25$  mm.

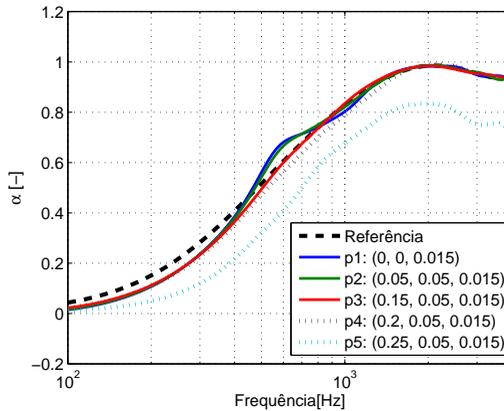


Figura 93: Influência da posição horizontal do sensor relativo ao tamanho da amostra; a amostra é quadrada de lado  $L = 50$  cm;  $\sigma = 25000 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$ ,  $d_1 = 40$  mm.

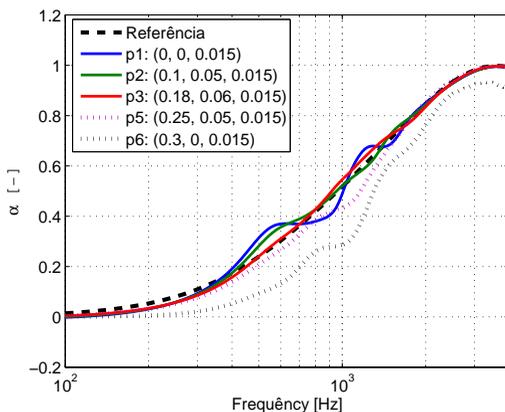


Figura 94: Influência da posição horizontal do sensor relativo ao tamanho da amostra; a amostra é quadrada de lado  $L = 60$  cm;  $\sigma = 25000 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$ ,  $d_1 = 25$  mm.

o coeficiente de absorção se torna errático e subestimado. Isto significa que, à medida que o sensor é movido em direção às bordas da amostra, existe um limite a partir do qual é esperado que os resultados medidos se tornem imprecisos. Isto acontece porque fora da zona de confiança as ondas difratadas, que atingem o sensor, são altamente afetadas pelas propriedades do *baffle* rígido e não pelas propriedades da amostra.

Outra questão analisada refere-se à medição de vários pontos e à utilização da média do coeficiente de absorção para efeitos de mitigação das distorções. As simulações feitas mostram que isto não é o caso. A explicação é que dentro da zona de confiança a amplitude das oscilações é maior ou menor dependendo da posição do sensor, mas as frequências dos picos e vales são similares para todos os pontos de medição, o que pode ser observado nas curvas verde e azul das Figs. 92, 93 e 94. Isto significa que, na utilização da média, as oscilações não se cancelariam à medida que o ponto de medição muda. Portanto, a utilização da média não ajudaria a melhorar os resultados do coeficiente de absorção.

O próximo passo é verificar se existe uma posição ótima de medição relacionada ao tamanho da amostra mas independente das características acústicas da mesma. A região azul na Fig. 91 mostra que existe uma região

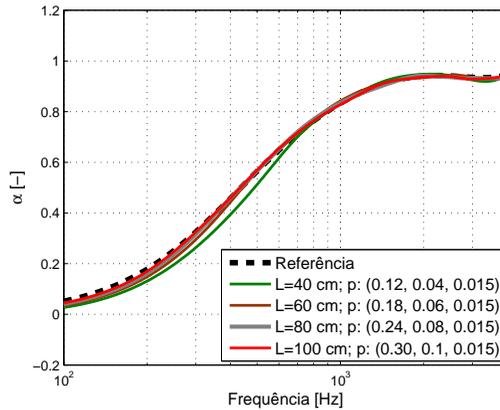


Figura 95: Influência da posição horizontal do sensor relativo ao tamanho da amostra; a amostra é quadrada de lado  $L$  m; vários tamanhos de amostra medidos na posição ótima:  
 $\sigma = 35000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ ,  $d_1 = 40 \text{ mm}$ .

próxima ao raio  $a$  onde o erro é pequeno para frequências próximas ao primeiro lóbulo. Após várias simulações, variando as características acústicas da amostra e a altura da fonte e sensor, os resultados apontaram que a medição na região próxima ao raio  $a$  suaviza a curva não só para frequências próximas ao primeiro lóbulo, mas para toda a faixa de frequências investigada. Com isto em mente, pode-se estabelecer duas regras que controlam a posição ótima de medição  $(x, y)$ . 1) A distância horizontal  $r$  entre fonte e sensor não deve ser maior que  $(L/3)$ , o que é expresso pela Eq. (8.10). 2)  $x$  será um valor próximo e menor que  $(L/3)$  e  $y = x/3$ . Esta é uma relação empírica que pode ser expressa por:

$$x = b\frac{L}{3}, \quad y = \frac{1}{3}x. \quad (8.11)$$

Como a posição ótima de medição é definida por uma região e não por um único ponto de medição,  $b$  pode assumir qualquer valor próximo e menor que 1, de forma que  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$  é mantido menor que  $\frac{L}{3}$ . Este método de cálculo de  $x$  e  $y$  assegura que o sensor está dentro do raio  $a$

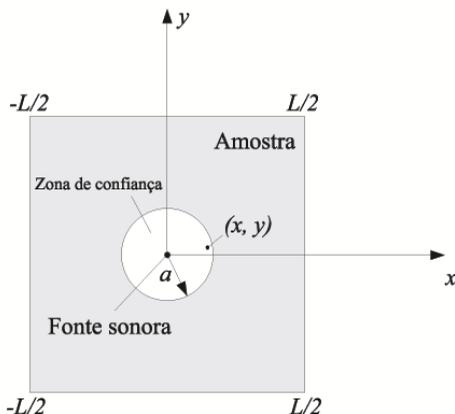


Figura 96: Vista superior da zona de confiança e posição posição ótima de medição.

explicitado na Eq. (8.10) e também mantém a assimetria entre as ondas sonoras difratadas nas bordas paralelas ao longo do eixo  $x$  (comprimento da amostra) e as difratadas nas bordas paralelas ao longo do eixo  $y$  (largura da amostra). A Tabela 5 mostra a posição ótima de medição para amostras de diversos tamanhos.

A curva vermelha nas Figs. 92, 93 e 94 mostra o coeficiente de absorção medido na posição ótima para amostras de três tamanhos diferentes com lados  $L = 0.3$  m,  $L = 0.5$  m e  $L = 0.6$  m, respectivamente. As coordenadas do sensor são indicadas nas figuras e na Tabela 5. Nota-se que a curva vermelha é mais suave que as outras e que as regiões do primeiro e outros lóbulos não são mais super-estimadas ou sub-estimadas. Isto representa um ganho significativo de precisão na região de médias e altas frequências quando medindo pequenas amostras como a de  $0.5 \times 0.5$  m<sup>2</sup>. É válido notar que esta estratégia parece uma boa extensão do trabalho apresentado por Hirose *et al.* [177] já que neste trabalho foi usada somente uma posição para amostras de todos os tamanhos e aqui uma posição ótima de medição, dependente do tamanho da amostra somente, foi encontrada.

A Fig. 95 mostra a simulação da medição para amostras de vários tamanhos. A amostra tem resistividade ao fluxo  $\sigma = 35000$  kg s<sup>-1</sup> m<sup>-3</sup> e espessura  $d_1 = 0.04$  m. A altura da fonte é  $h_s = 0.3$  m e a do sensor  $z = 0.015$

Tabela 5: Estimativa da posição ótima de medição.

L	$x = L/3$	$x = b(L/3)$	y	$\sqrt{x^2 + y^2}$	b
0.3	0.10	0.09	0.03	0.095	0.900
0.4	0.13	0.12	0.04	0.126	0.923
0.5	0.16	0.15	0.05	0.158	0.938
0.6	0.20	0.18	0.06	0.190	0.900
0.7	0.23	0.21	0.07	0.221	0.913
0.8	0.27	0.24	0.08	0.253	0.889
0.9	0.30	0.27	0.09	0.285	0.900
1.0	0.33	0.30	0.10	0.316	0.900

m. A inspeção cuidadosa mostra que os coeficientes de absorção medidos são curvas suaves e que os erros são pequenos para amostras com lado maior que  $L = 0.6$  m. Amostras menores como  $L = 0.5$  m (Fig. 93),  $L = 0.4$  m e  $L = 0.3$  m (Fig. 92) possuem uma resposta precisa acima de  $f_L > c_0/L$ , que está relacionada ao aparecimento do primeiro lóbulo. Para frequências menores que  $f_L$  a medição de amostras pequenas ainda é um problema já que o coeficiente de absorção continua sendo subestimado.

De forma a lidar com este erro em baixas frequências, poder-se-ia usar um modelo de elemento de contorno da geometria da medição como estratégia de cálculo dentro do algoritmo iterativo, ao invés de usar o algoritmo q-term clássico, que assume uma amostra infinita. Neste caso, em teoria, a medição de qualquer geometria, como amostras curvas, ou não montadas rentes ao *baffle* seria possível, e sem a necessidade da preocupação com a posição ótima do sensor. Esta estratégia tem, no entanto, uma grande desvantagem: pode consumir um tempo significativo de pós-processamento, já que BEM deve inverter matrizes cheias. Multiplicando o tempo levado na inversão das matrizes pelo número de iterações necessárias e pelo número de passos de frequência o tempo de cálculo pode ser impraticável para aplicações em campo. Outra desvantagem é que o usuário do sistema de medição deve conhecer precisamente a geometria do mesmo, o que também pode ser impraticável para um usuário menos experiente no campo de modelagem acústica. Para aplicações em campo um algoritmo rápido e independente da geometria da medição é uma opção mais viável, sendo o algoritmo q-term a opção mais indicada.

Para amostras retangulares, encontrar a posição ótima para o sensor PU é uma tarefa um pouco mais árdua devido à assimetria entre comprimento

e largura da amostra. Em outras palavras, as ondas difratadas vindo das bordas ao longo da largura e do comprimento vão interferir de um modo mais complicado que para uma amostra quadrada. Uma boa prática, no entanto, foi posicionar o sensor próximo a  $x = L_x/9$  e  $y = L_y/9$  como mostrado na Fig. 97. A amostra usada nesta simulação tem resistividade ao fluxo  $\sigma = 25000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$  e espessura  $d_1 = 0.025 \text{ m}$ . A altura da fonte é  $h_s = 0.3 \text{ m}$  e a posição do sensor é mostrada na legenda da figura para cada tamanho. Esta condição respeita a zona de confiança, mas dependendo das dimensões da amostra alguma experimentação no posicionamento do sensor é necessária. Modelos de elemento de contorno podem ser novamente úteis nesta tarefa.

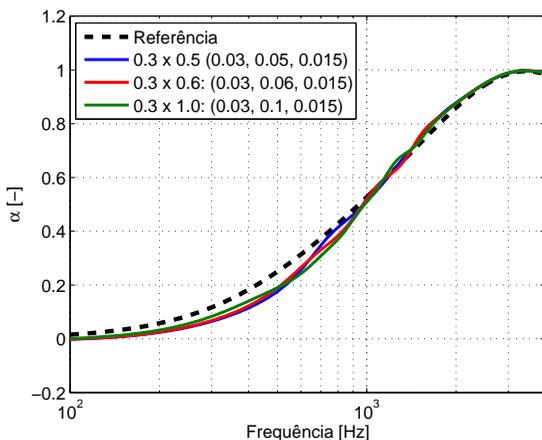


Figura 97: Influência da posição do sensor relativo ao tamanho da amostra para uma amostra retangular.

### 8.5.3 *Influência da posição horizontal do sensor (incidência normal)*

Mantendo a fonte sonora no centro da amostra e mudando as coordenadas  $x$  e  $y$  do sensor, provou-se uma boa alternativa na redução dos erros no coeficiente de absorção em médias e altas frequências. Porém, o aumento na distância horizontal entre fonte e sensor pode ser entendido como um aumento do ângulo de incidência, o que significa que  $\theta \neq 0$ . Para medições de amostras localmente reativas (caso investigado com o modelo BEM), um possível problema desta estratégia é que, com o aumento de  $\theta$ , a

velocidade de partícula na direção  $\hat{z}$  diminui, o que pode impactar a SNR na posição do sensor [142]. Um outro problema seria a medição de amostras não-localmente reativas, que será discutido no Capítulo 9.

De forma a propor uma solução alternativa para o problema, uma investigação é feita nesta seção movendo a fonte sonora junto com o sensor para a posição ótima de medição. Esta estratégia é similar à adotada por Hirose *et al.*[177], mas estes apenas usaram uma posição, independente do tamanho da amostra, e aqui movemos o conjunto para uma posição ótima, que depende do tamanho da amostra. A diferença entre esta estratégia e a da seção anterior é que aqui a incidência normal é mantida, já que  $r = 0$ . As Figs. 98 a 101 mostram a simulação da medição com os mesmos parâmetros das Figs. 92 a 95. As curvas vermelhas (incidência oblíqua) são simulações com a fonte sonora em  $(0, 0, 0.3)$  m e o sensor na posição ótima de medição. As curvas azuis (incidência normal) são simulações com a fonte sonora em  $(x, y, 0.3)$  m e o sensor em  $(x, y, 0.015)$  m, onde  $x$  e  $y$  são dados na Tabela 5.

Pode-se notar nas Figs. 98 a 101 que, em geral, mover a fonte sonora juntamente com o sensor tem um resultado ligeiramente menos satisfatório, especialmente para amostras menores. Por exemplo, com  $L \geq 0.8$  m a estratégia usando incidência normal provou-se bastante satisfatória na suavização do coeficiente de absorção medido. Este resultado aponta para a seguinte solução: para amostras pequenas, o uso da estratégia descrita na Seção 8.5.2 é preferida. Isto se deve a dois fatores: 1) ao se mover somente o sensor, uma estratégia mais robusta na suavização do coeficiente de absorção é alcançada; 2) o ângulo de incidência ( $\theta = \tan^{-1}[r/(h_s + z)]$ ) não é muito grande já que  $x$  e  $y$  são proporcionais ao tamanho da amostra. Como discutido anteriormente, ao se manter  $\theta$  relativamente pequeno, ocorre um aumento da SNR da velocidade de partícula na direção  $\hat{z}$ . Para amostras maiores, o uso da estratégia descrita nesta seção é preferido, já que este provou dar resultados satisfatórios nestes casos, evitando também o problema de grandes ângulos de incidência que apareceriam caso a estratégia da seção anterior fosse utilizada.

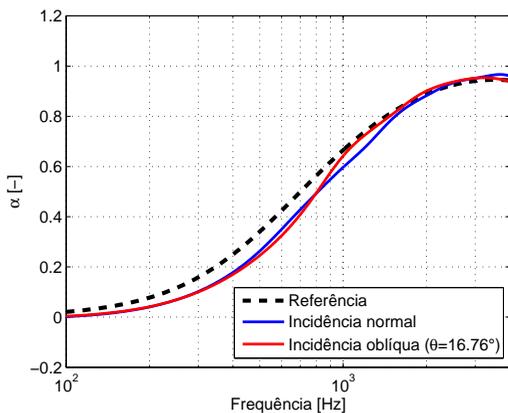


Figura 98: Influência da posição horizontal da fonte sonora e sensor (incidência normal vs. incidência oblíqua); a amostra é quadrada de lado  $L = 0.3$  m;  $\sigma = 55000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ ,  $d_1 = 40$  mm.

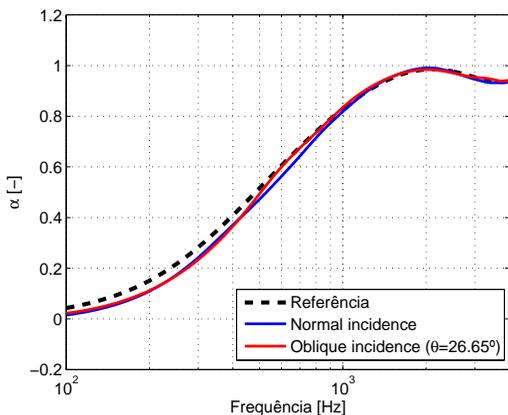


Figura 99: Influência da posição horizontal da fonte sonora e sensor (incidência normal vs. incidência oblíqua); a amostra é quadrada de lado  $L = 0.5$  m;  $\sigma = 25000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ ,  $d_1 = 40$  mm.

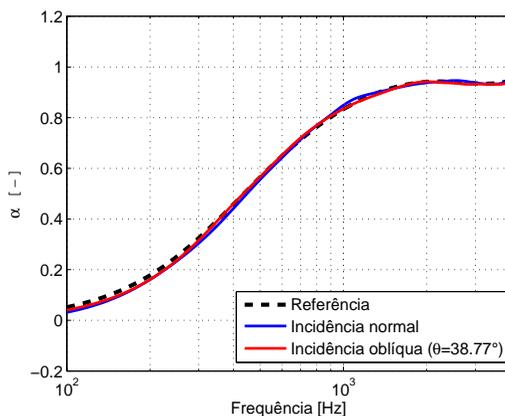


Figura 100: Influência da posição horizontal da fonte sonora e sensor (incidência normal vs. incidência oblíqua); a amostra é quadrada de lado  $L = 0.8$  m;  $\sigma = 35000 \text{ kgs}^{-1} \text{ m}^{-3}$ ,  $d_1 = 40$  mm.

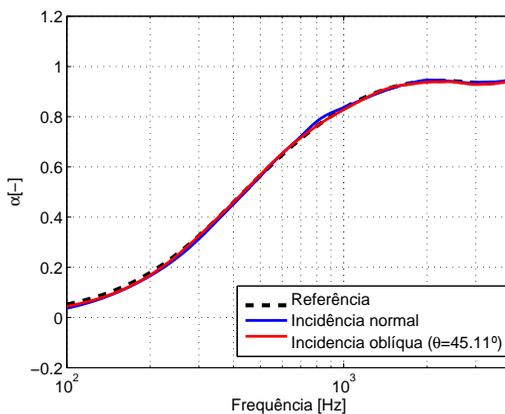


Figura 101: Influência da posição horizontal da fonte sonora e sensor (incidência normal vs. incidência oblíqua); a amostra é quadrada de lado  $L = 1.0$  m;  $\sigma = 35000 \text{ kgs}^{-1} \text{ m}^{-3}$ ,  $d_1 = 40$  mm.

### 8.5.4 Variação da posição do sensor: validação experimental

Já que na Seção 8.3 somente incidência normal foi considerada na validação experimental, os experimentos para a posição ótima do sensor foram também realizados na câmara semi-aneecóica e são apresentados nesta seção. Neste caso, somente a sonda PU foi utilizada para medir uma amostra de lã de rocha quadrada de lado  $L = 0.6$  m, com densidade  $80 \text{ kg/m}^3$  e  $0.025$  m de espessura. O mesmo procedimento experimental da Seção 8.3 foi utilizado. Após a medição da amostra de  $1.2 \times 0.6 \text{ m}^2$ , a resistividade ao fluxo estimada foi de  $50000 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$ .

Três posições de fonte e sensor foram usadas ao longo do experimento. Na primeira medição as coordenadas da fonte sonora são  $(0, 0, 0.3)$  m e as coordenadas do sensor  $(0, 0, 0.018)$  m, de forma que ambos se encontram no centro da amostra e incidência normal é considerada. A Fig. 102 mostra essa medição (curva tracejada) em comparação com a simulação feita com BEM (curva cinza). Novamente os resultados experimentais e de simulação concordam e os desvios são atribuídos às mesmas razões dadas na Seção 8.3.

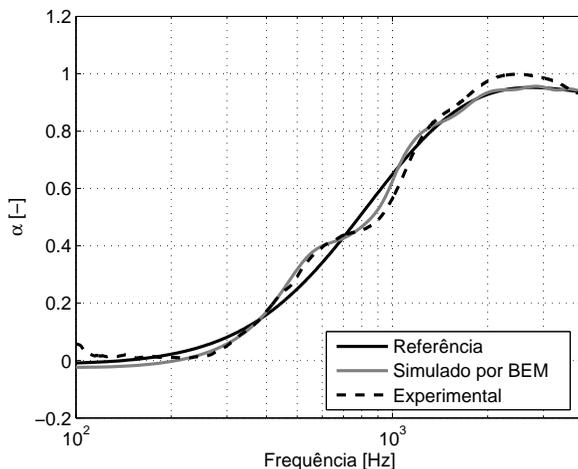


Figura 102: Medição do coeficiente de absorção por incidência normal de uma amostra de lã de rocha de  $0.6 \times 0.6 \text{ m}^2$ ,  $80 \text{ kg/m}^3$  e  $0.025$  m de espessura; fonte sonora e sonda PU posicionadas no centro da amostra.

Na segunda medição, a fonte sonora é mantida no centro e a sonda PU movida para a posição ótima de medição, nas coordenadas (0.18, 0.06, 0.018). Neste caso,  $\theta = 30.8^\circ$  e os resultados são apresentados na Fig. 103. Observa-se novamente a concordância entre as curvas experimental e numérica. Adicionalmente nota-se que ambas as oscilações ao redor da referência são consideravelmente menos pronunciadas que na Fig. 102, o que demonstra experimentalmente a validade da solução proposta na Seção 8.5.2, já que medições de outras amostras, na posição ótima, mostraram comportamento semelhante, porém não são reportados neste trabalho.

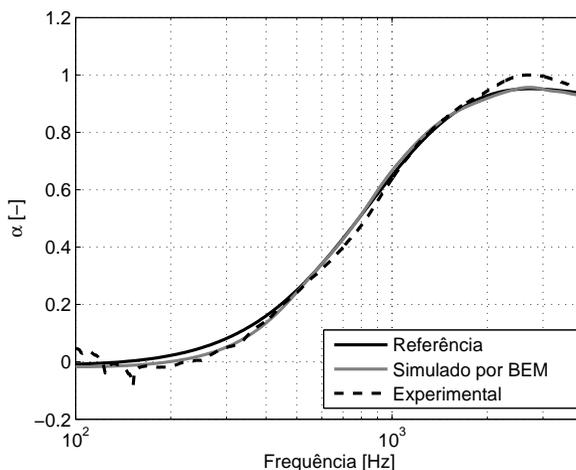


Figura 103: Medição do coeficiente de absorção por incidência oblíqua de uma amostra de lâ de rocha de  $0.6 \times 0.6 \text{ m}^2$ ,  $80 \text{ kg/m}^3$  e  $0.025 \text{ m}$  de espessura; fonte sonora no centro e sonda PU na posição ótima de medição.

Finalmente, fonte sonora e sonda PU são movidas para a posição ótima de medição nas coordenadas (0.18, 0.06, 0.3), para a fonte sonora, e (0.18, 0.06, 0.018), para a sonda PU. Neste caso, uma amostra de lâ de rocha, das mesmas dimensões da anterior, com densidade  $96 \text{ kg/m}^3$  e  $0.025 \text{ m}$  de espessura foi medida. Os resultados, apresentados na Fig. 104, mostram novamente a concordância entre simulação e experimento, o que também contribui para estabelecer a validade da proposição feita na Seção 8.5.3.

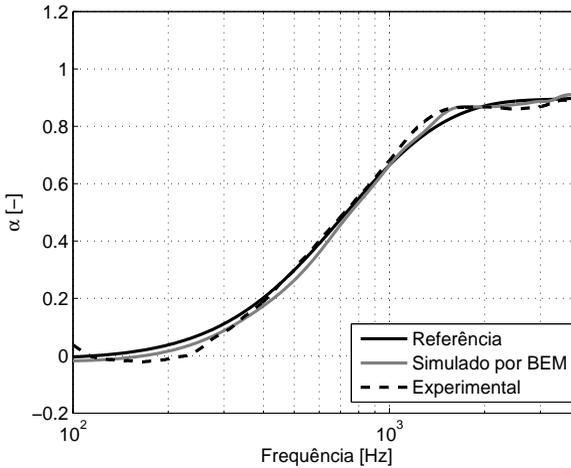
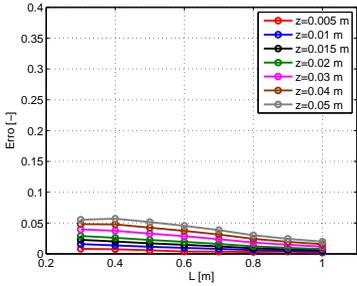


Figura 104: Medição do coeficiente de absorção por incidência normal de uma amostra de lã de rocha de  $0.6 \times 0.6 \text{ m}^2$ ,  $96 \text{ kg/m}^3$  e  $0.025 \text{ m}$  de espessura; fonte sonora e sonda PU na posição ótima de medição.

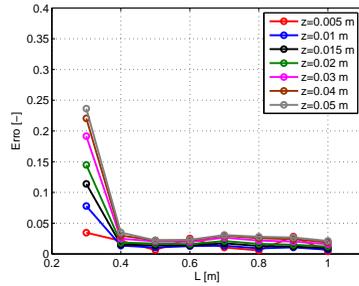
### 8.5.5 Influência da altura do sensor

Nesta seção, o parâmetro de influência é a altura do sensor e a influência deste será investigado em termos do erro definido na Eq. (8.9).

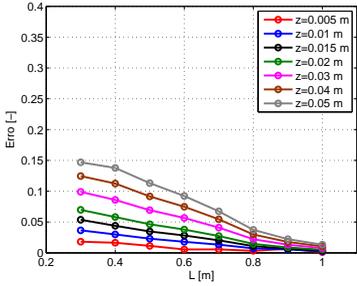
As Figs. 105 (a)-(e) mostram o erro em função do tamanho da amostra e frequência para várias alturas do sensor. A amostra é quadrada com lado  $L$ . Suas características acústicas são  $\sigma = 25000 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$  e  $d_i = 0.025 \text{ m}$ . As coordenadas da fonte sonora são  $(0, 0, 0.3) \text{ m}$  e as do sensor são  $(x, y, z) \text{ m}$ , com  $x$  e  $y$  sendo a posição ótima de medição para cada tamanho  $L$ , dado na Tabela 5;  $z$  varia para que a influência da altura do sensor seja investigada. O erro foi primeiramente calculado em banda estreita e depois uma média em bandas de uma oitava foi realizada, de forma que as Figs. 105 (a)-(e) representam as bandas de frequência de 125 Hz, 250 Hz, 500 Hz, 1000 Hz e 2000 Hz respectivamente.



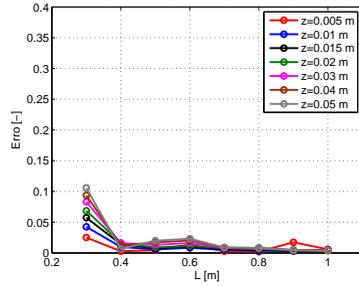
(a) 125 Hz (pos. ótima).



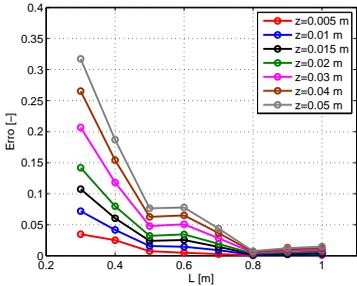
(b) 1000 Hz (pos. ótima).



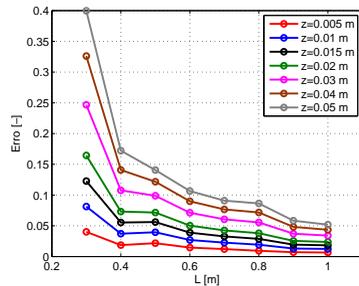
(c) 250 Hz (pos. ótima).



(d) 2000 Hz (pos. ótima).



(e) 500 Hz (pos. ótima).



(f) 500 Hz (centro).

Figura 105: Erro em função da altura do sensor e tamanho da amostra em bandas de 1 oitava; a amostra é quadrada com lado  $L$  m;  $\sigma = 25000 \text{ kgs}^{-1} \text{ m}^{-3}$ ; a espessura é 25 mm.

Pode-se observar que à medida que a altura do sensor aumenta o erro também aumenta. Isto é esperado já que se o sensor está mais distante da superfície da amostra, sofrendo assim maior influência do conjunto *baffle*-amostra como um todo. Em toda a faixa de análise, vê-se que para amostras com lado  $L \geq 0.7$  e alturas  $z \leq 0.3$ , o erro é sempre menor que 0.05. Se medições de amostras menores são necessárias, a altura do sensor pode ser diminuída, o que é somente limitado pelo tamanho do sensor. Neste sentido, a sonda PU apresenta uma vantagem sobre a técnica PP, já que neste último caso um dos microfones sempre estará a uma certa distância do outro. Esta distância é relacionada à precisão requerida em baixas frequências, já que os dois microfones irão medir essencialmente a mesma pressão sonora nesta faixa se o espaçamento entre eles não for suficiente. À medida que o espaçamento entre os microfones aumenta um dos microfones estará mais distante da amostra e, portanto, mais sujeito à influência do tamanho limitado desta. Como a sonda PU integra os sensores de pressão e velocidade em uma única sonda, isto constitui uma vantagem, especialmente se pequenos sensores podem ser construídos com boa sensibilidade. Experimentos com sensores PU do tamanho de um fósforo foram reportados em [182].

Para uma altura  $z$  em torno de 5 mm, o erro é menor que 0.05 em todas as bandas de frequência. Por outro lado, cuidado deve ser tomado ao se medir amostras não homogêneas (e.g. placas perfuradas) já que se o sensor estiver muito próximo da superfície da amostra uma característica local será medida e não uma característica global. Adicionalmente, problemas com a relação sinal-ruído podem aparecer, já que em baixas frequências alguns absorvedores possuem baixa absorção e, portanto, a velocidade de partícula próxima à amostra será baixa e a medição poderá ser corrompida por ruído.

A Fig. 105(f) representa a medição do mesmo do caso da Fig. 105(e), mas com o sensor no centro da amostra e não na posição ótima. Já que o erro é maior neste caso, pode-se também notar que a posição ótima de medição é estável relativo à altura do sensor. Embora o erro aumente com o aumento da altura do sensor nos dois casos, posicioná-lo na posição ótima mostrou um erro sempre menor que se o sensor estivesse no centro da amostra.

Uma comparação entre as técnicas PU e PP para uma amostra de lado  $L = 0.6$  m, resistividade ao fluxo  $\sigma = 25000$  e espessura  $d_1 = 0.025$  m, é mostrada na Fig. 106. Neste caso, duas medições são realizadas com a técnica PU e duas com a técnica PP. Os sensores e fonte sonora foram posicionados sempre no centro da amostra; as alturas da sonda PU eram  $z = 0.015$  m (curva verde) e  $z = 0.065$  m (curva cinza). No caso da técnica PP duas distâncias entre os microfones foram usadas:  $d_{12} = 0.02$  m (curva azul) e  $d_{12} = 0.05$  m

(curva vermelha), o que implica que, se o microfone mais próximo da amostra está em  $z_1 = 0.015$ , o microfone mais distante está respectivamente em  $z_2 = 0.035$  m e  $z_2 = 0.065$  m. O que se nota é que quanto maior a altura média dos sensores maior será o erro. Como discutido anteriormente isso implica numa vantagem para a técnica PU sobre a PP, pois, neste caso, os sensores ocupam a mesma posição no espaço, e no caso da técnica PP estão distantes de  $d_{12}$ , o que contribui para aumentar a distância média. Isto não parece, no entanto, ser um efeito intrínseco em usar um sensor de pressão e outro de velocidade de partícula, mas sim o efeito da altura média dos sensores.

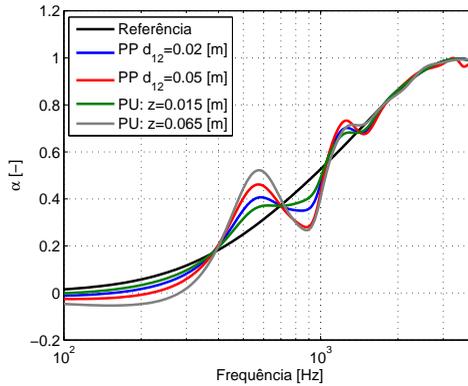
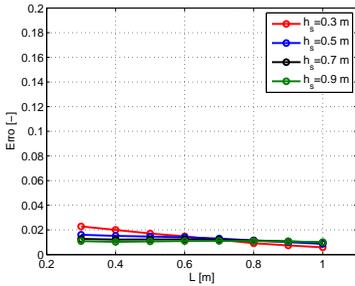


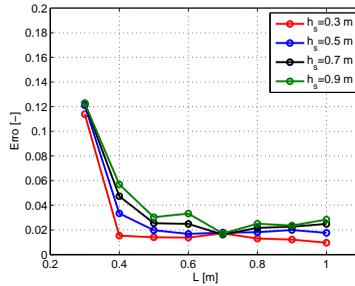
Figura 106: Comparação entre as técnicas PU e PP para a fonte e sensor no centro da amostra; a amostra é quadrada de lado  $L = 0.6$  m;  $\sigma = 25000 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$ ,  $d_1 = 25$  mm.

### 8.5.6 Influência da altura da fonte sonora

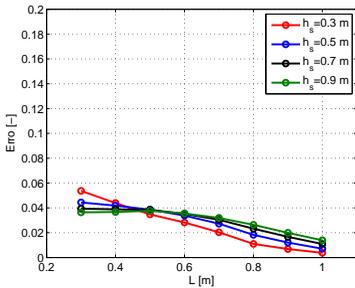
As Figs. 107 (a)-(e) mostram o erro em função do tamanho da amostra e frequência para várias alturas da fonte sonora. A amostra é quadrada com lado  $L$ . Suas características acústicas são  $\sigma = 25000 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$  e  $d_i = 0.025$  m. As coordenadas da fonte sonora são  $(0, 0, h_s)$  com  $h_s$  variando para que a influência da altura do fonte sonora seja investigada; as coordenadas do sensor são  $(x, y, 0.015)$  m com  $x$  e  $y$  sendo a posição ótima de medição para cada tamanho  $L$ , dado na Tabela 5. O erro foi primeiramente calculado em banda estreita e depois uma média em bandas de uma oitava realizada de forma que as Figs. 107 (a)-(e) representam as bandas de frequência de 125 Hz, 250 Hz, 500 Hz, 1000 Hz e 2000 Hz, respectivamente.



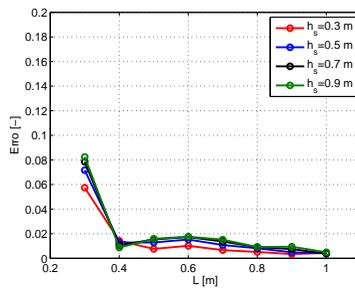
(a) 125 Hz (pos. ótima).



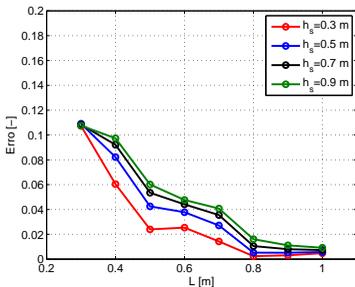
(b) 1000 Hz (pos. ótima).



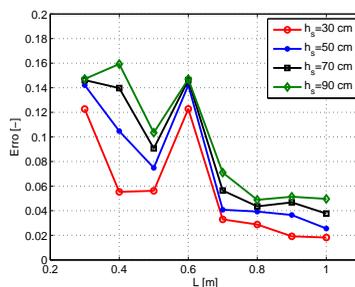
(c) 250 Hz (pos. ótima).



(d) 2000 Hz (pos. ótima).



(e) 500 Hz (pos. ótima).



(f) 500 Hz (centro).

Figura 107: Erro em função da altura da fonte sonora e tamanho da amostra em bandas de 1 oitava; a amostra é quadrada com lado  $L$  m;  $\sigma = 25000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ ; a espessura é 25 mm.

As Figs. 107 (a)-(e) mostram que o erro em geral decai para fontes mais próximas da superfície da amostra, de forma que os resultados mostrados por Hirose *et al.* [178] são corroborados. Este efeito é atribuído à amplitude da difração das ondas nas bordas da amostra relativo à amplitude da onda incidente. À medida que a fonte sonora se move para longe da superfície da amostra, as ondas difratadas nas bordas ganham mais importância relativa ao campo acústico causado pela fonte sonora e pela fonte imagem, em  $h_s$  e  $-h_s$  respectivamente, devido à lei do inverso quadrado.

A Fig. 107(f) representa a medição do mesmo do caso da Fig. 107(e), mas com o sensor no centro da amostra e não na posição ótima. O erro é maior neste caso, especialmente ao redor de  $L = 0.6$  m, o que é próximo a  $\lambda_L$  (primeiro lóbulo) para 500 Hz. Pode-se notar que a posição ótima de medição também é estável relativamente à altura da fonte sonora. Da mesma forma que no caso anterior, o erro aumentará para maiores  $h_s$ , mas medir na posição ótima é uma boa estratégia para minimizar os erros.

Do ponto de vista experimental, a medição com a fonte sonora próxima à amostra tem uma vantagem e uma desvantagem: a vantagem é que uma melhor relação sinal-ruído é obtida para uma  $h_s$  menor. A desvantagem é que o alto-falante esférico usado nos experimentos não é um monopolo perfeito. À medida que a fonte sonora é movida para próximo do sensor, a aproximação ao monopolo, assumida no algoritmo q-term, vai se deteriorando, o que degrada os resultados, especialmente em baixas frequências. Os desvios em baixas frequências parecem, no entanto, estar dentro de uma faixa de incerteza esperada, como mostrado no Capítulo 7 e na Fig. 83. Uma vantagem prática de manter a fonte sonora próxima ao sensor reside no fato de permitir que um sistema portátil seja construído, o que pode ser de suma importância para aplicações em campo.

### 8.5.7 Influência da impedância de superfície da amostra

Como o campo acústico acima da amostra medida depende das características acústicas desta, é esperado que essas características também interfiram na precisão da medição da impedância de superfície. Na referência [181] os autores usaram o modelo em BEM para investigar o erro obtido na medição de uma amostra finita como função da espessura (mostrado na Fig. 108) e resistividade da mesma. Nota-se, neste caso, ( $\sigma = 25000 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$ ), um erro pequeno para todas as amostras na banda de 125 Hz, o que acontece devido à baixa absorção de amostras porosas nesta banda de frequência. De fato, o erro é ligeiramente maior, na banda de 125 Hz

para a amostra mais espessa, já que amostras mais espessas tendem a possuir um coeficiente de absorção maior em baixas frequências (ver Fig. 7). Para as frequências na faixa 500-1260 Hz, o aumento da espessura da amostra leva a um menor erro porque com o aumento da espessura da amostra, e o conseqüente aumento no seu coeficiente de absorção, a amostra começa a influenciar mais o ponto de medição que o *baffle* rígido, o que leva aos menores erros.

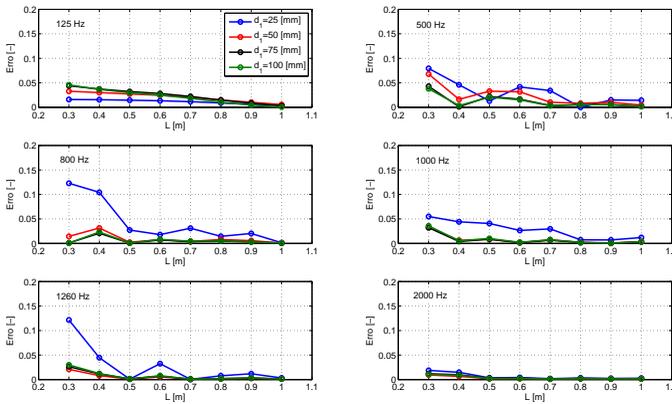


Figura 108: Erro em função da espessura e tamanho da amostra em algumas bandas de 1/3 de oitava; a amostra é quadrada com lado  $L$  m;  $\sigma = 25000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ .

Um outro exemplo interessante é a medição de um absorvedor de membrana, como o descrito no Capítulo 7. Um absorvedor de membrana com cavidade de profundidade de 0.05 m e uma membrana de densidade superficial de  $0.7 \text{ kg/m}^2$  foi simulado. No interior da cavidade há uma amostra de material poroso de 0.025 m de espessura com resistividade  $\sigma = 50000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ . Na Fig. 109 a curva "Referência" (tracejada) indica o coeficiente de absorção da amostra calculada com o modelo da referência [12], simulando uma amostra infinita. Novamente, a simulação com o modelo BEM mostra a medição com o sensor PU no centro da amostra em  $(0, 0, 0.015)$  m (curva pontilhada) e na posição ótima, que para uma amostra com lado  $L = 0.6$  m está na coordenada  $(0.18, 0.06, 0.015)$ . A fonte é deixada no centro, na coordenada  $(0, 0, 0.3)$  m.

Nota-se que, desta vez, para o sensor em  $(0,0,0.015)$  m, que as oscilações acontecem nas altas frequências, em que a absorção da amostra é baixa; novamente a posição ótima de medição ajuda a reduzir os erros consideravelmente. Para frequências abaixo de  $f_L$  o coeficiente de absorção é subestimado.

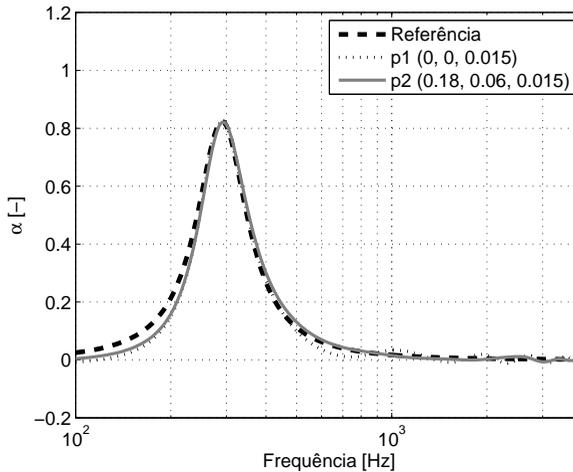


Figura 109: Simulação da medição de um absorvedor de membrana; espessura da cavidade - 5 cm, membrana com densidade superficial de  $0.7 \text{ kg/m}^2$ ; o absorvedor é quadrado com lado  $L = 0.6$  m.

Das análises anteriores pode-se concluir que, para o caso da amostra montada com a superfície rente à superfície do *baffle*, o erro tende a ser pequeno para amostras pouco absorventes ou muito absorventes. No primeiro caso, o erro é pequeno porque medir uma amostra finita pouco absorvente equivale a medir uma amostra rígida infinita; como a simulação em BEM não sofre com a baixa SNR da velocidade de partícula nesta condição o erro torna-se pequeno. No segundo caso, como a amostra é muito absorvente, ela tende a dominar a região onde o sensor está posicionado, o que também leva a um pequeno erro. Para amostras com absorção média a influência desta sobre a região de medição equivale a influência do *baffle* e, portanto, espera-se um erro maior.

Com o intuito de fazer uma análise mais geral o código BEM foi

alterado de forma que a cada passo de frequência uma série de impedâncias de superfície  $Z$  era aplicada como condição de contorno a malha BEM, de forma que a influência das características da amostra no erro do coeficiente de absorção pudesse ser investigada para uma gama representativa de materiais e faixa de frequência.

Na Fig. 110 um mapa de cores da Eq. (8.8) é mostrado onde o eixo  $x$  representa a variação na parte real de  $Z$ , e o eixo  $y$  representa a variação na parte imaginária de  $Z$ , e o eixo de cores representa o coeficiente de absorção de referência  $\alpha_r$ , independente da frequência. O objetivo desta análise é estender os resultados válidos para materiais porosos para outros tipos de amostra, como os absorvedores de membrana, por exemplo. Cobrir todos os tipos de amostra poderia se tornar uma discussão infrutífera e talvez tediosa, sendo portanto o objetivo aqui fazê-la de forma geral para ganhar algum conhecimento dos tipos de erros que se esperam para diferentes amostras em diferentes faixas de frequência.

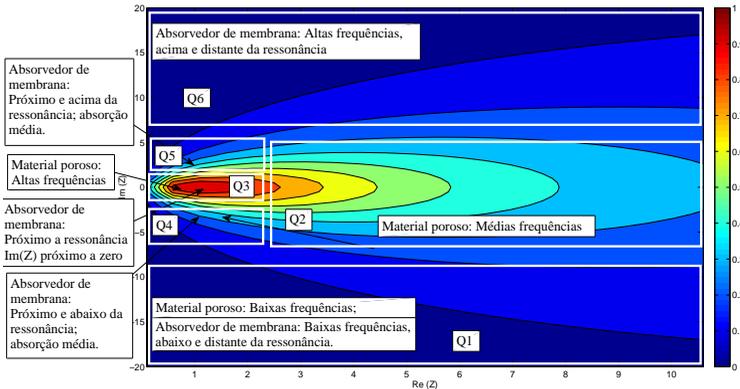


Figura 110: Mapa de cores do coeficiente de absorção como função da impedância de superfície  $Z$ .

Vários quadrantes estão identificados na Fig. 110. O Quadrante 1 ( $Q_1$ ) identifica a região onde a parte imaginária de  $Z$  é grande e negativa, o que representa uma região de baixas frequências e de pequena absorção tanto para materiais porosos quanto para absorvedores de membrana; para estes últimos esta região está abaixo e distante da frequência de ressonância.

Os quadrantes 2 ( $Q_2$ ) e 4 ( $Q_4$ ) representam uma região de média absorção para materiais porosos; a faixa de frequência correspondente varia, em algum grau, com a espessura e resistividade ao fluxo da amostra, mas corresponde às médias frequências; para absorvedores de membrana  $Q_4$  representa uma região abaixo da ressonância, mas não distante desta, o que é equivalente a um coeficiente de absorção médio. O quadrante 3 ( $Q_3$ ) é uma região com parte imaginária de  $Z$  pequena e negativa, de alta absorção, o que para materiais porosos é usualmente a faixa de altas frequências, e para absorvedores de membrana a faixa próxima a ressonância. O quadrante 5 ( $Q_5$ ) é uma região de média absorção, importante no contexto do absorvedor de membrana, sendo uma região acima e próxima da ressonância. O quadrante 6 ( $Q_6$ ) é uma região de baixa absorção e importante no contexto do absorvedor de membrana, sendo uma região acima e distante da ressonância. A Fig. 111 ilustra a distribuição dos quadrantes na frequência para uma amostra porosa e um absorvedor de membrana.

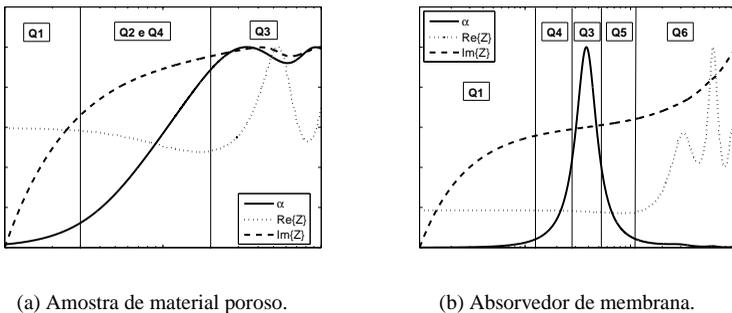


Figura 111: Esquema dos quadrantes para uma amostra de material poroso e um absorvedor de membrana.

As Figs. 112 a 115 mostram os mapas de cores do erro, definido pela Eq. (8.9) para 4 frequências centrais de bandas de oitava. A amostra medida é quadrada de lado  $L = 0.5$  m; a coordenada da fonte sonora é  $(0, 0, 0.3)$  e o sensor é posicionado na posição ótima de medição em  $(0.15, 0.05, 0.015)$  m.

Os resultados apresentados nas Figs 112 a 115 podem ser analisados em conjunto com as Figs. 110 e 111.  $Q_3$  mostra um pequeno erro para as frequências analisadas, o que confirma a discussão anterior de que amostras muito absorventes tendem a ter um pequeno erro devido ao tamanho finito

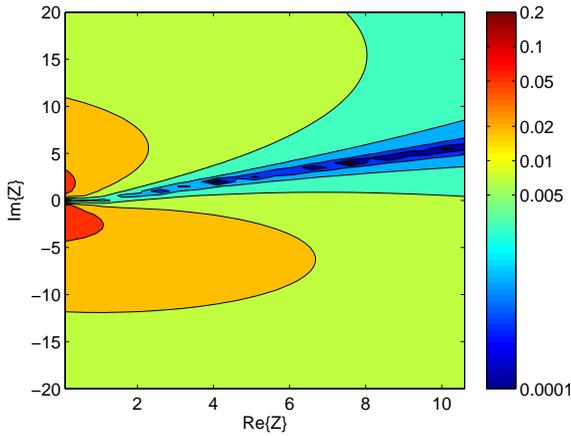


Figura 112: Mapa de cores do erro do coeficiente de absorção devido ao tamanho da amostra como função de  $Z$ ;  $f = 250$  Hz,  $\lambda = 1.372$  m.

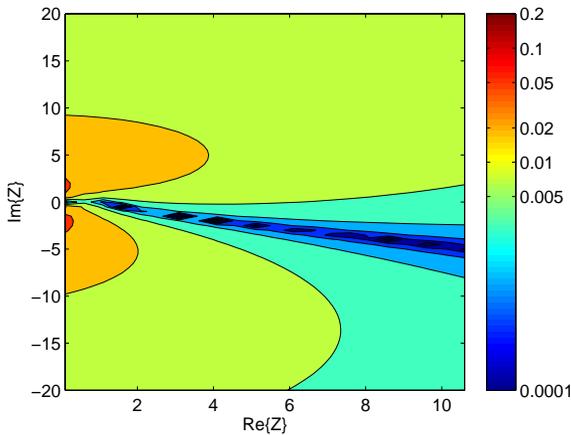


Figura 113: Mapa de cores do erro do coeficiente de absorção devido ao tamanho da amostra como função de  $Z$ ;  $f = 500$  Hz,  $\lambda = 0.686$  m.

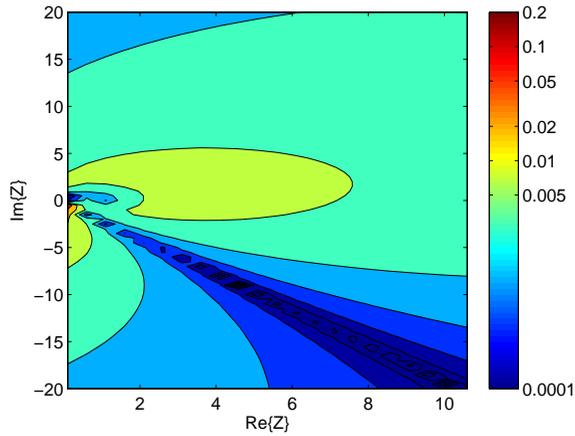


Figura 114: Mapa de cores do erro do coeficiente de absorção devido ao tamanho da amostra como função de  $Z$ ;  $f = 1000$  Hz,  $\lambda = 0.343$  m.

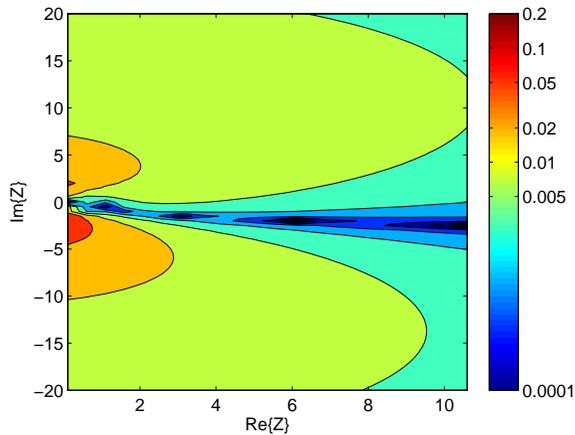


Figura 115: Mapa de cores do erro do coeficiente de absorção devido ao tamanho da amostra como função de  $Z$ ;  $f = 2000$  Hz,  $\lambda = 0.172$  m.

da amostra. Para  $Q_1$  e  $Q_6$  o erro é menor que 0.01 para as 4 frequências analisadas; isto também confirma a discussão anterior, pois nestes quadrantes o coeficiente de absorção é pequeno e a medição da amostra finita se aproxima da medição de um *baffle* rígido infinito. O erro, no entanto, existe e surpreendentemente se mantém em altas frequências (Fig. 115), já que  $Q_6$  só tem sentido nesta faixa. É, portanto, esperado que exista um erro devido ao tamanho finito da amostra em altas frequências na medição de absorvedores de membrana. O erro, neste caso, pode ser ainda mais significativo, pois, devido aos pequenos comprimentos de onda, incertezas na localização do sensor podem também contribuir para degradar a qualidade da medição. O erro no  $Q_1$ , em altas frequências, não tem significado físico, já que em geral, nesta faixa de frequências amostras porosas possuem alta absorção e não baixa; da mesma forma, o erro no  $Q_6$  não tem significado físico em baixas frequências, pois este quadrante representa a baixa absorção do absorvedor de membrana em altas frequências.

$Q_2$ ,  $Q_4$  e  $Q_5$  são os quadrantes de maior preocupação, pois o erro é claramente mais significativo nessas regiões. Para as frequências de 250 Hz e 500 Hz, as áreas em verde, com erros da ordem de 0.005, são claramente maiores, o que é explicado pelo fato de que o comprimento de onda é maior que o comprimento da amostra  $\lambda > L$ , e, neste caso, o coeficiente de absorção medido é subestimado. Nos  $Q_2$  e  $Q_4$  (médias frequências para materiais porosos típicos) o erro aparece consideravelmente maior; para o absorvedor de membrana,  $Q_4$  e  $Q_5$  representam as regiões abaixo e acima da ressonância também marcadas por um erro mais significativo, atribuído à uma absorção média.

## 8.6 Investigação experimental da influência das condições de contorno laterais

O modelo de elemento de contorno, mostrado neste capítulo, assume que amostra e *baffle* são montados de forma que a superfície da primeira está rente à superfície do segundo. Esta condição, no entanto, nem sempre representa condições reais de montagem da amostra. A questão investigada experimentalmente nesta seção é se as condições de montagem da amostra afetam ou não a medição com a sonda PU.

Para fazer esta investigação, uma amostra de espuma, com espessura  $d_1 = 0.04$  m, foi medida na câmara semi-aneecóica sob duas condições de contorno laterais diferentes. Essas duas condições são mostradas na Fig. 116, onde se nota que ora as laterais da amostra foram deixadas livres e ora a

amostra foi inserida numa moldura de madeira. A espessura da moldura é também de 0.04 m e seu comprimento de  $L_B = 0.1$  m.

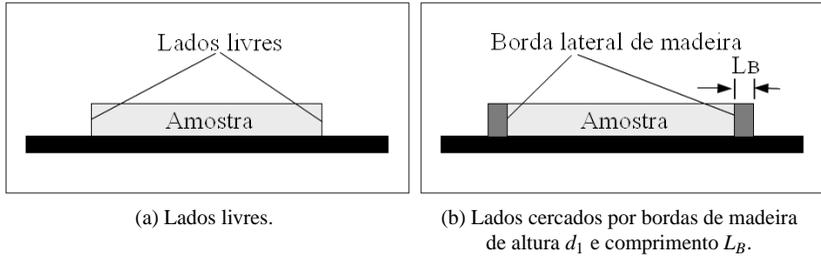
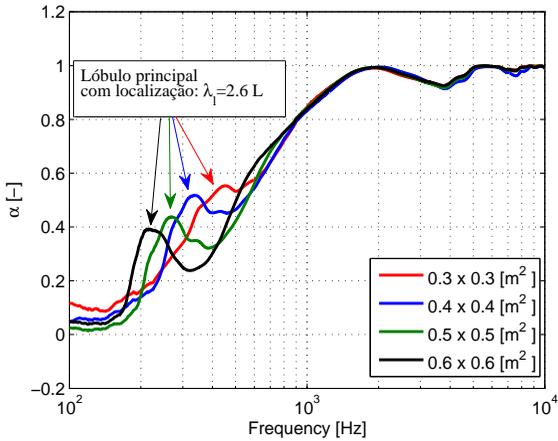


Figura 116: Condições de contorno laterais aplicadas a uma amostra.

Os resultados das medições são apresentados na Fig. 117(a), o que indica que a amostra com lados livres impõe menos influência na medição à medida que seu tamanho diminui. O único efeito significativo, neste caso, é o aparecimento de um único lóbulo em baixas frequências. As oscilações em frequências médias, que apareceram nos experimentos e simulações com BEM nas seções anteriores, desapareceram neste caso.

Já para o caso da amostra montada em uma moldura de madeira, mostrada na Fig. 117(b), as oscilações nas médias frequências são bastante aparentes. As diferenças entre os resultados apresentados na Fig. 117 e nas seções anteriores podem ser atribuídas às diferentes condições de mudança da impedância de superfície nas bordas da amostra. No caso das seções anteriores, a impedância de superfície é  $Z$  ao longo da amostra e infinita no *baffle*, e esta mudança ocorre abruptamente. Para os casos apresentados nesta seção, esta mudança ocorre de uma maneira matematicamente mais complexa à altura da superfície da amostra ou moldura em relação ao piso da câmara semi-aneecóica (*baffle* rígido).

O objetivo desta seção é levantar uma discussão sobre a influência das condições de montagem da amostra na medição *in situ*. É preciso ter em mente que estas condições influenciam a medição de maneira bastante complexa. Outros experimentos, não reportados neste documento, mostraram que fatores como a espessura da amostra e o comprimento  $L_B$  da moldura, por exemplo, possuem bastante influência na qualidade dos dados medidos. Desta forma, uma análise mais detalhada se faz necessária.



(a) Lados livres.

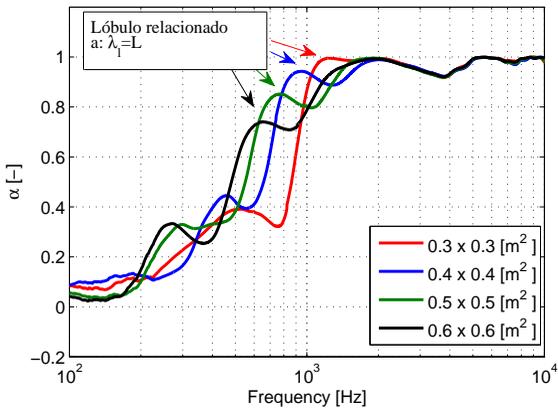
(b) Lados cercados por bordas de madeira de altura  $d_1$  e comprimento  $L_B$ .

Figura 117: Coeficiente de absorção de uma amostra medida na câmara semi-aneóica; a amostra está sujeita a duas condições de contorno laterais diferentes.

Embora o modelo BEM tenha mostrado limitações, no que se refere à representação das condições de montagem da amostra, o esforço feito até aqui não foi em vão. Todo o procedimento feito nas seções 8.5.1 até 8.5.7 pode ser repetido para amostras montadas em diferentes condições, de forma que estratégias para minimizar os erros, ocasionados pelo tamanho finito das amostras, sejam encontradas. Como o uso de *softwares* comerciais de elemento de contorno, na modelagem da medição *in situ* de impedância, não se mostrou uma alternativa viável até aqui, a construção de novos modelos será deixada para pesquisas futuras.

## 8.7 Sumário

Neste capítulo, a influência do tamanho finito da amostra foi investigada com um modelo de elemento de contorno. A formulação do modelo foi apresentada em detalhes e considera uma amostra retangular localmente reativa cuja superfície é montada rente à superfície de um *baffle* rígido. A medição de uma amostra nessas mesmas condições foi então feita em câmara semi-anecóica com as técnicas PU e PP. Observou-se uma boa concordância entre as medições e as simulações com BEM. Os desvios experimentais estão dentro de uma faixa de incerteza calculada com o método de Monte Carlo. Os resultados experimentais e simulações aqui apresentados, parecem mais concordantes entre si do que os resultados apresentados nas referências [176, 177]. Por isso, são importantes para estabelecer confiança tanto no método PU quanto nas simulações com o modelo em BEM.

As simulações com BEM mostraram que, quando fonte sonora e sonda PU estão posicionadas no centro da amostra, o coeficiente de absorção medido oscila em torno do coeficiente de absorção de referência, o que está de acordo com os resultados apresentados na literatura [176, 177]. Adicionalmente foi mostrado neste capítulo que o comprimento de onda, da frequência do primeiro lóbulo, está relacionado ao tamanho da amostra por  $\lambda_L = L$ . O aumento de uma das dimensões da amostra se traduz numa melhoria da qualidade da precisão do experimento.

Também se demonstrou neste capítulo que foi possível encontrar, empiricamente, uma "zona de confiança", dentro da qual o sensor deve estar. Fora dessa "zona de confiança" os resultados se tornam erráticos. Uma posição ótima de medição também foi encontrada. Ambos os parâmetros estão relacionados ao tamanho da amostra e são independentes das características acústicas das mesmas. Esta técnica difere da proposta por Hiroswawa *et al.*[177] na qual a fonte e a sonda PU foram movidas juntas.

Em geral, a estratégia proposta aqui leva a um resultado com menores erros, com o custo de incidência oblíqua. O achado da posição ótima de medição é um resultado relevante e que parece não ter sido publicado em nenhum outro texto da literatura. A combinação das estratégias apresentadas nas seções 8.5.2 e 8.5.3 pode ser usada para minimizar os erros nas médias e altas frequências. O uso de uma ou outra técnica dependerá do tamanho da amostra.

O aumento da altura da fonte sonora e/ou da altura da sonda PU leva a um maior erro, mas a posição ótima de medição ajuda a reduzir tais erros. Demonstrou-se também que a principal desvantagem da técnica PP é uma maior altura média em relação à superfície da amostra. Como a sonda PU integra os sensores de pressão e velocidade de partícula em um único *probe*, este possui uma altura média menor e por isso sofre menos influência do tamanho finito da amostra.

Uma análise do erro em função da impedância de superfície da amostra também foi feita, de forma que os resultados obtidos para materiais porosos pudessem ser estendidos para a medição de outros tipos de amostra. A análise mostrou que os erros são mais significativos para amostras com absorção média, seja esta em médias ou altas frequências. Neste caso, é esperado, então, que absorvedores ressonantes tendam a ter um erro mais significativo em altas frequências tanto devido ao tamanho finito da amostra quanto a incertezas na localização do centro acústico do sensor, de acordo com a discussão do Capítulo 7.

As condições de contorno laterais também mostraram ser um fator de influência na medição, de forma que, em parte, o modelo de BEM apresentado aqui é limitado por não representar todos os casos possíveis. Por outro lado, todo o procedimento feito nas seções 8.5.1 até 8.5.7 pode ser repetido para amostras montadas em diferentes condições. Desta forma, estratégias para minimizar os erros, como encontrar uma posição ótima de medição, podem ser definidas para vários casos. A análise feita aqui, embora não completa, é bastante relevante.

Finalmente, baseado nos resultados reportados neste capítulo, o seguinte procedimento de medição de amostras finitas e localmente reativas pode ser proposto: 1) nos casos em que a amostra é maior que 0.7 m, é preciso mover a fonte sonora e o sensor juntos, o que assegurará incidência normal; a altura da fonte sonora pode estar entre 0.25 m e 0.9 m, o que mantém o erro menor que 0.06 para  $z \leq 0.015$  m. 2) para amostras com lado entre 0.5 m e 0.7 m, deve-se posicionar a fonte sonora no centro da amostra e mover a sonda PU para a posição ótima de medição; novamente a altura da

fonte sonora pode estar entre 0.25 m e 0.9 m, o que mantém o erro menor que 0.06 para  $z \leq 0.015$  m. 3) para amostras com lado menor que 0.5 m, é preciso posicionar a fonte sonora no centro da amostra e mover a sonda PU para a posição ótima de medição; adicionalmente convém diminuir a altura do sensor para 0.005 m, se possível, e manter a altura da fonte sonora menor que 0.5 m.



## 9 MEDIÇÃO *IN SITU* DE AMOSTRAS NÃO-LOCALMENTE REATIVAS

Este capítulo apresenta uma análise da influência da pré-suposição de que a amostra medida é localmente reativa. Tal pré-suposição é intrínseca ao algoritmo q-term e à grande maioria dos métodos de dedução da impedância de superfície, como os descritos no Capítulos 5 e 6. Este é, também, um problema prático e fundamental, de grande relevância para a medição *in situ* da impedância acústica. Além disso, uma revisão da literatura mostra uma carência de trabalhos abordando o tópico. A análise feita neste capítulo se baseia na simulação da medição de amostras não-localmente reativas, bem como em experimentos feitos tanto em tubo de impedância quanto em câmara semi-anecóica com a técnica PU. Os experimentos e simulações mostraram que é possível definir uma faixa de resistividade ao fluxo a partir da qual a utilização do algoritmo q-term é viável. Para amostras fora dessa faixa, estratégias são propostas para uma correta medição.

### 9.1 Revisão dos métodos de medição para amostras não-localmente reativas

Até aqui, o esforço feito para se medir o coeficiente de absorção limitou-se às amostras localmente reativas. No Capítulo 3 observou-se que ao assumir que uma amostra é localmente reativa, as equações do campo acústico podem ser matematicamente simplificadas, já que, neste caso, a amostra pode ser caracterizada somente por sua impedância de superfície,  $Z$ . Esta simplificação é assumida nas equações do algoritmo q-term, o que limita seu uso à medição de amostras localmente reativas.

Matematicamente, segundo definido nos Capítulos 2 e 3, assumir que a amostra é localmente reativa significa assumir que seu índice de refração ( $n = k_1/k_0 = c_0/c_1$ ) é grande. Isto, por sua vez, implica que o ângulo de refração  $\theta_t \approx 0$ , ou seja, uma onda plana incidente num ângulo  $\theta$  (ver Fig. 3), será refratada na direção normal à superfície da amostra. Neste caso, o coeficiente de reflexão pode ser escrito conforme Eq. (2.17). Isto permite as simplificações matemáticas na integral de Sommerfeld, que levam às equações usadas no algoritmo q-term. Estas simplificações foram descritas na Seção 3.4. Adicionalmente, para amostras localmente reativas, a impedância de superfície  $Z$  independe do ângulo de incidência da onda sonora.

Se o índice de refração não é grande o suficiente para uma certa

frequência, a amostra é chamada de não-localmente reativa<sup>1</sup>. Neste caso, o coeficiente de reflexão não é mais descrito somente pela impedância de superfície, mas sim pelo número de onda  $k_1$  e pela densidade característica  $\rho_1$  da amostra (Eq. (2.13)). Conforme discutido na Seção 3.3, isto faz com que o coeficiente de reflexão possua polos e zeros, o que torna a avaliação da integral de Sommerfeld correspondente mais complexa.

O fator determinante para que a amostra seja considerada não-localmente reativa é, portanto, o número de onda  $k_1$  da amostra. Se este for muito maior que o número de onda no ar  $k_0$ , isto implica que a velocidade do som na amostra é muito menor que a velocidade do som no ar e a amostra é considerada localmente reativa. A velocidade do som na amostra é, normalmente, um valor complexo e dependente da frequência. A parte imaginária de  $c_1$  é responsável pela atenuação da onda sonora com a distância. Pode-se dizer que quanto maior o comprimento de onda, maior será o valor necessário de  $\text{Im}\{c_1\}$  para que a amostra possa ser considerada localmente reativa. Isto acontece porque se  $\text{Im}\{c_1\}$  for um valor muito grande, a intensidade sonora, na direção  $\hat{x}$ , decairá rapidamente com a distância horizontal e a onda não se propagará nessa direção. Isso implica que esta pré-suposição é dependente da frequência como discutido por Embleton *et al.*[9]. É preciso observar, no entanto, que essa discussão qualitativa é válida para o caso de ondas planas.

A complexidade do problema da medição de tais amostras fez com que boa parte dos textos publicados na literatura, até o ano 2000, se concentrasse na medição de amostras localmente reativas. Alguns textos recentes têm abordado o problema da medição de amostras não-localmente reativas em condições de campo livre. No artigo de Allard *et al.*[183], os autores adaptaram o método de medição de amostras localmente reativas utilizando as equações de Chien e Soroka [58] para medir a impedância de superfície em um ângulo próximo a  $90^\circ$ . O método é limitado a  $k_1 d_1 \ll 1$  e  $k_0 |\vec{r}_2| \gg 1$ . Isto implica que o método se limita à medição de amostras com pequena espessura e as frequências típicas de análise devem ser altas o suficiente, ou a distância entre fonte sonora e sensores deve ser suficientemente grande. Em um artigo similar Allard *et al.*[184] demonstram que o método desenvolvido no artigo anterior é válido para uma gama maior de espessuras  $d_1$ . Os autores concluem, no entanto, que um estudo sistemático dos tipos de amostra, para o qual seu método é válido, se faz necessário. Outra limitação desse método é que o parâmetro medido é a impedância de superfície somente para  $\theta = 90^\circ$ .

---

<sup>1</sup>Chamar uma amostra de não-localmente reativa equivale a dizer que a mesma possui reação estendida; os dois termos aparecem na literatura e o primeiro será adotado neste texto.

Uma outra estratégia, encontrada na literatura, consiste em medir uma amostra em um número suficiente de configurações fonte-sensor e usar um método de ajuste de curvas baseado em mínimos quadrados, de forma que os parâmetros  $\rho_1$  e  $k_1$  são ajustados aos dados experimentais. Allard, Lauriks e Verhaegen [38] utilizaram a técnica de dois microfones e variaram a altura da fonte sonora obtendo a variação da função de transferência entre os microfones em função da altura da fonte sonora. Um tom puro de 300 Hz foi usado como ruído de excitação. Os autores ajustaram a Eq. (3.35) aos dados experimentais usando  $k_1$  e  $\rho_1$  como parâmetros de ajuste. Jansens *et al.*[185] usaram uma estratégia similar utilizando três microfones para o ajuste de curvas. Neste artigo, os autores usaram a Eq. (3.36) para o ajuste de curvas. Um problema encontrado é que o método de três microfones se mostrou muito susceptível a ruídos, de forma que pequenas variações de temperatura foram suficientes para corromper totalmente os resultados das medições. Para contornar este problema, os autores mediram a pressão sonora em 50 pontos acima da amostra e usaram o método de mínimos quadrados para ajustar  $\rho_1$  e  $k_1$  aos dados experimentais. Os autores também encontraram limitações abaixo de 600 Hz devido à necessidade de que  $k_0|\vec{r}_2| \gg 1$  para que a Eq. (3.36) seja válida.

Nota-se, então, que até aqui os esforços para medir amostras não-localmente reativas são, de certa forma, limitados e consideravelmente complexos. Estes também se limitaram a medições utilizando dois ou mais microfones e nenhum tipo de análise foi feita para a técnica PU. O objetivo deste capítulo é, portanto, avaliar o procedimento de medição de amostras não-localmente reativas com a técnica PU, quantificar os tipos de erros encontrados decorrentes da pré-suposição de que a amostra é localmente reativa e propor estratégias para contornar tais erros.

## 9.2 Simulação da medição de uma amostra não-localmente reativa

Considere uma amostra de material poroso cujo número de onda é  $k_1$  e a densidade característica é  $\rho_1$ . Tal amostra possui uma espessura  $d_1$  e foi colocada sobre uma superfície rígida. A pressão sonora acima desta amostra é mostrada na Eq. (3.35), sendo que o problema dos polos e zeros do coeficiente de reflexão é resolvido com a estratégia indicada na Seção 3.3.1. Aplicando a equação de Euler (Eq. (2.3)) à Eq. (3.35), a velocidade de partícula na direção  $\hat{z}$  é dada por:

$$u_z = \frac{e^{-ik_0|r_1|}}{|r_1|} \left[ \frac{1}{ik_0|r_1|} + 1 \right] \left( \frac{h_s - z}{|r_1|} \right) + \frac{e^{-ik_0|r_2|}}{|r_2|} \left[ \frac{1}{ik_0|r_2|} + 1 \right] \left( \frac{h_s + z}{|r_2|} \right) - \frac{1}{i} \int_0^\infty \frac{2\sqrt{s^2-1}e^{-k_0\sqrt{s^2-1}h_s+z}k_0sJ_0(k_0sr)}{\sqrt{s^2-1+m\sqrt{s^2-n^2}\tanh(k_0\sqrt{s^2-n^2}d_1)} ds. \quad (9.1)$$

Com a pressão sonora definida pela Eq. (3.35) e a velocidade de partícula definida pela Eq. (9.1), a impedância característica na posição do sensor ( $Z_m$ ) pode ser calculada para uma amostra infinita e não-localmente reativa. Esta impedância  $Z_m$  pode ser inserida no algoritmo q-term a fim de avaliar os erros decorrentes de se assumir que a amostra é localmente reativa, já que as equações deste algoritmo (Eqs. 3.47 e 3.48) fazem esta pré-suposição. A análise dos erros, gerados por esta pré-suposição, será mostrada na Seção 9.4.

Variando os parâmetros acústicos de materiais porosos, no modelo descrito na Seção 2.5.2, o parâmetro com maior impacto no índice de refração é a resistividade ao fluxo. O modelo de Delany e Bazley [8] fornece informações valiosas a respeito da variabilidade do índice de refração  $n$  com a resistividade ao fluxo  $\sigma$  e frequência  $f$ . Na Eq. (2.19), observa-se que o aumento de  $\sigma$  leva a um aumento do índice de refração pois os expoentes nos termos  $f/\sigma$  são negativos. Da mesma forma, o aumento da frequência leva a uma diminuição do índice de refração. Logo, a tendência é que quanto maior a resistividade ao fluxo maior seja o índice de refração. Portanto, amostras com alta resistividade ao fluxo tendem a ser localmente reativas, enquanto que amostras com baixa resistividade ao fluxo tendem a ser não-localmente reativas (ver Fig. 5).

### 9.3 Validação experimental da medição de uma amostra não-localmente reativa

De forma a validar o modelo analítico usado para simular a medição de amostras não-localmente reativas, uma amostra de material acústico, designada por *Flamex*, com 0.04 m de espessura foi medida no tubo de impedância de acordo com a norma ISO 10534-2 [72]. O coeficiente de absorção obtido foi usado para estimar a resistividade ao fluxo ( $\sigma$ ), a porosidade ( $\phi$ ) e a tortuosidade ( $\alpha_\infty$ ) que melhor se ajustavam ao coeficiente de absorção medido. Tal ajuste utilizou o modelo de propagação em materiais porosos descrito na Seção 2.5.2, e o método do gradiente, similar ao descrito na Seção 9.5.2, para estimar o valor de cada um dos três parâmetros. O ajuste

da resistividade ao fluxo, realizado com o método dos mínimos quadrados do modelo de Delany e Bazley [8], é usado para verificar o valor de  $\sigma$  encontrado. Para a amostra em questão a resistividade ao fluxo encontrada foi de  $\sigma = 15913 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ , porosidade  $\phi = 0.99$  e tortuosidade  $\alpha_\infty = 1.0$ .

O segundo passo na validação consiste em inserir tais valores no modelo descrito na Seção 2.5.2, obtendo o número de onda  $k_1$  e densidade característica  $\rho_1$  da amostra. Estes dados e a espessura da amostra (0.04 m) foram então inseridos nas Eqs. (3.35) e (9.1), a fim de que a impedância característica  $Z_m$ , na posição da sonda PU fosse calculada. Este valor calculado será referido aqui como DQAGP, já que usa tal rotina para a integração numérica das Eqs. (3.35) e (9.1). A mesma amostra, medida no tubo de impedância, foi também medida com a técnica PU em câmara semi-aneóica com procedimento experimental, conforme utilizado nos Capítulos 6, 7 e 8. A impedância  $Z_m$  calculada via DQAGP pode, então, ser comparada com a impedância característica obtida experimentalmente. Estes dois dados também foram comparados com a impedância característica calculada com as Eqs. (3.47) e (3.48), que considera a amostra sendo localmente reativa.

No experimento realizado na câmara semi-aneóica, as coordenadas da fonte sonora eram (0,0,0.3) m e as coordenadas do sensor (0,0,0.015) m. A Fig. 118 mostra as curvas experimental e simuladas via DQAGP e pelo termo q. Nota-se que  $|Z_m|$  calculado via DQAGP (curva cinza), que considera a amostra como sendo não-localmente reativa, é mais próxima dos resultados experimentais (curva preta pontilhada), especialmente entre 100-500 Hz, em que a diferença em relação ao  $|Z_m|$ , calculado pelo termo q (curva preta), é mais acentuada. Próximo a 300 Hz, o efeito do tamanho finito da amostra aparece como um ligeiro aumento em  $|Z_m|$ , que posteriormente decai, próximo a 500 Hz e se torna novamente igual ao  $|Z_m|$  calculado via DQAGP.

## 9.4 Análise dos erros

Nesta seção, uma análise dos erros relativos à pré-suposição de que uma amostra porosa seja localmente reativa será apresentada. Como dito anteriormente, a medição de uma amostra de espessura  $d_1$  colocada sobre uma superfície rígida é simulada com as Eqs. (3.35) e (9.1). O algoritmo q-term é usado, como em todas as outras medições, para deduzir a impedância de superfície  $Z$  e o coeficiente de absorção. Como o algoritmo q-term assume que a amostra seja localmente reativa, a influência desta pré-suposição é avaliada.

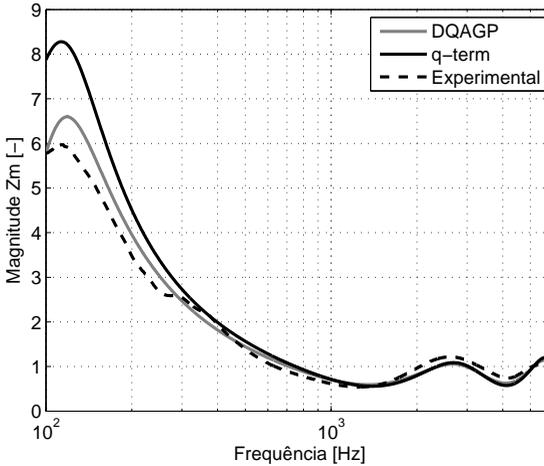


Figura 118: Validação experimental para a impedância característica de uma amostra porosa com resistividade ao fluxo estimada em  $\sigma = 15913 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$  e 40 mm de espessura.

#### 9.4.1 Medição de amostras sob incidência normal

No primeiro caso apresentado, o coeficiente de absorção acima da amostra de resistividade  $\sigma = 15913 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ , porosidade  $\phi = 0.99$  e tortuosidade  $\alpha_\infty = 1.0$  é mostrado na Fig. 119. Nota-se que o coeficiente de absorção medido com a sonda PU, em câmara semi-anecóica (curva pontilhada), é bastante similar ao coeficiente de absorção medido via DQAGP. A principal diferença é expressa pelo lóbulo aparente em torno de 300 Hz. Tal lóbulo é decorrente do fato de que a amostra é finita (quadrada de lado  $L = 0.5 \text{ m}$ ) e foi medida com suas laterais livres. Maiores detalhes sobre a influência do tamanho finito da amostra são dados na Seção 8.6.

Nota-se também que os coeficientes de absorção, medidos via DQAGP e em câmara semi-anecóica, são sobrestimados em relação ao coeficiente de absorção medido no tubo de impedância. No caso de amostras não-localmente reativas, simulações da medição e experimentos, feitas em câmara semi-anecóica, mostraram consistentemente este comportamento. Tal efeito ajuda a elucidar porque algumas amostras, quando medidas *in situ*, apresentam um coeficiente de absorção maior que o esperado. Segundo as

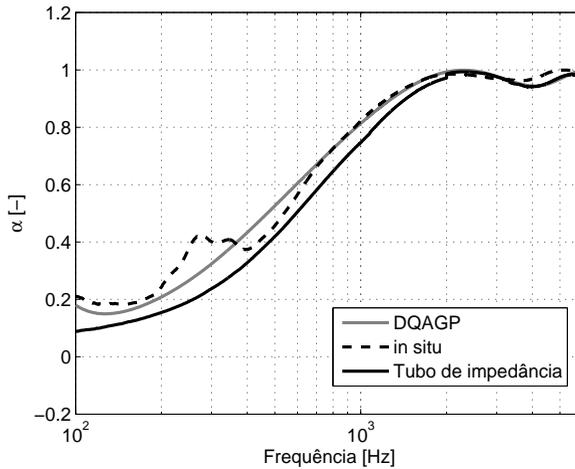


Figura 119: Medição do coeficiente de absorção de uma amostra não-localmente reativa de  $\sigma = 15913 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ ,  $\phi = 0.99$  e  $\alpha_\infty = 1.0$  e espessura  $d_1 = 40 \text{ mm}$ .

simulações e experimentos, isto é consequência do fato de que a amostra em questão não pode ser considerada localmente reativa. Desta forma, ao usar o algoritmo q-term ou similar, no cálculo de sua impedância de superfície, o coeficiente de absorção estimado tende a ser maior que o coeficiente de absorção real da amostra, o que representa um erro no procedimento de cálculo da impedância de superfície e do coeficiente de absorção correspondentes.

As simulações da medição também mostraram que, quanto menor a resistividade ao fluxo, maior o erro entre o coeficiente de absorção medido e o real. De forma a ilustrar essa questão, uma amostra de lâ de rocha foi medida em câmara semi-anecóica e no tubo de impedância. A amostra em questão possui densidade nominal de  $32 \text{ kg/m}^3$  e espessura  $d_1 = 0.027 \text{ m}$ . Após a medição no tubo de impedância os valores estimados para  $\sigma$ ,  $\phi$  e  $\alpha_\infty$  foram  $\sigma = 9628 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ ,  $\phi = 0.97$  e  $\alpha_\infty = 1.004$ . Durante o experimento, as coordenadas da fonte sonora foram  $(0,0,0.3) \text{ m}$  e as coordenadas do sensor  $(0,0,0.02) \text{ m}$ . A Fig. 120 mostra os dados experimentais e numéricos.

Novamente, observa-se uma boa concordância entre os coeficientes

de absorção obtidos pela simulação da medição via DQAGP e o medido em câmara semi-aneecóica. Os desvios abaixo de 300 Hz são atribuídos aos erros experimentais, discutidos no Capítulo 7, e ao tamanho finito da amostra, neste caso, quadrada de lado  $L = 1.0$  m. Ambos os coeficientes de absorção são maiores que o coeficiente de absorção medido no tubo de impedância, o que concorda com a discussão anterior. Neste caso, no entanto, os desvios do coeficiente de absorção são da ordem de 0.15, enquanto que no caso apresentado na Fig. 119 os desvios são da ordem de 0.05. O maior valor no desvio pode ser atribuído ao fato de que a amostra de lâ de rocha possui uma resistividade menor, o que se traduz num comportamento mais não-localmente reativo do que a amostra anterior.

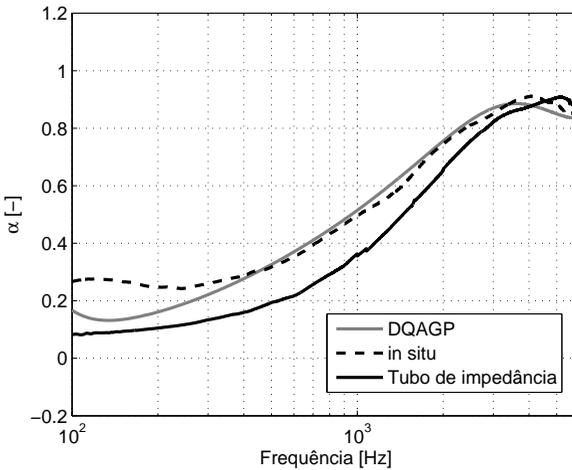


Figura 120: Medição do coeficiente de absorção de uma amostra não-localmente reativa de  $\sigma = 9628 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ ,  $\phi = 0.97$ ,  $\alpha_\infty = 1.004$  e espessura  $d_1 = 27$  mm.

Para ilustrar o efeito do aumento da resistividade uma terceira amostra de lâ de rocha foi medida na câmara semi-aneecóica e no tubo de impedância. A amostra em questão possui densidade nominal de  $96 \text{ kg/m}^3$  e espessura  $d_1 = 0.05$  m. Após a medição no tubo de impedância os valores estimados foram  $\sigma = 41264 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ ,  $\phi = 0.97$  e  $\alpha_\infty = 1.054$ . Durante o experimento as coordenadas da fonte sonora foram  $(0, 0, 0.3)$  m e as coordenadas do sensor

(0,0,0.015) m e a Fig. 121 mostra os dados experimentais e numéricos.

Embora os três coeficientes de absorção concordem relativamente bem em toda a faixa de frequência, é interessante notar que se esperava uma concordância perfeita entre as três curvas. Neste caso, este resultado parece um pouco menos satisfatório que os casos apresentados anteriormente. Isto pode ser atribuído às incertezas intrínsecas tanto da medição em tubo de impedância, quanto da medição com a técnica PU. No estudo realizado por Horoshenkov *et al.* [81], por exemplo, o material cuja impedância apresentou maior variância na medição com tubo de impedância foi aquele com maior resistividade ao fluxo. De fato, é possível reportar aqui que dificuldades no corte e fixação da amostra dentro do tubo foram encontradas, e isto decorre do fato de que tais amostras são, em geral, mais densas e por este motivo mais difíceis de cortar e fixar no tubo, pois tendem a ser comprimidas com mais força ao serem inseridas no tubo. Entretanto, a inspeção cuidadosa da Fig. 121 mostra que os desvios entre os três coeficientes de absorção não ultrapassam 0.06 e, por isto podem ser atribuídos às incertezas experimentais.

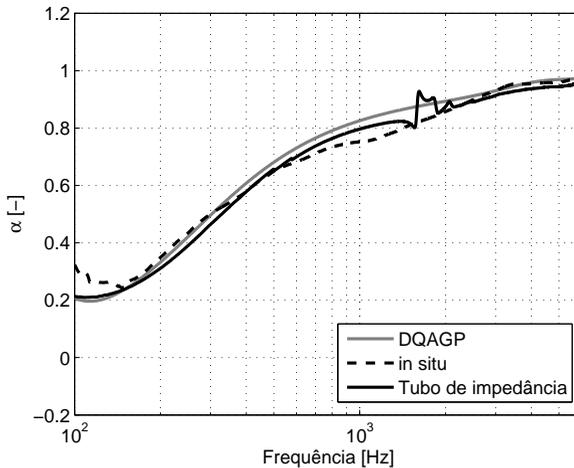


Figura 121: Medição do coeficiente de absorção de uma amostra não-localmente reativa de  $\sigma = 41264 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-3}$ ,  $\phi = 0.97$ ,  $\alpha_\infty = 1.054$  e espessura  $d_1 = 50 \text{ mm}$ .

Como o ângulo de incidência é nulo nos experimento e simulações apresentados até aqui, é interessante fazer uma analogia qualitativa com a medição no tubo de impedância. No caso do tubo de impedância idealmente tem-se um campo acústico formado somente por ondas planas em incidência normal. Logo, não faz diferença se a amostra é localmente reativa ou não. No caso da medição com a técnica PU, mesmo sob incidência normal, as frentes de onda não são planas, mas sim esféricas. Como essas frentes de onda podem ser decompostas em uma série infinita de ondas planas pela TEF<sup>2</sup> (Capítulo 3), é como se a amostra estivesse sendo excitada por uma série infinita de ondas planas, atingindo-a em vários ângulos de incidência. Neste caso, uma amostra não-localmente reativa refrata cada frente de onda plana em um dado ângulo de refração. No caso de uma amostra localmente reativa, cada frente de onda plana seria refratada na direção da normal. Desta forma, a consideração de que amostras localmente reativas se reduzem a um plano de impedância  $Z$  (Fig. 4) é uma simplificação puramente matemática. Não se deve inferir que somente a superfície da amostra participa da reflexão, já que, afinal, a própria definição da impedância de superfície leva em conta a espessura da amostra (Eq. (2.30)).

Após a realização de um número considerável de medições e simulações, a conclusão que se chega é que para a medição *in situ* sob incidência normal, a medição de amostras com resistividade ao fluxo  $\sigma > 30000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$  pode ser feita com o algoritmo q-term com confiança. Neste caso, a utilização dos algoritmo q-term não leva a erros significativos, o que possibilita seu uso, sendo esta uma ferramenta rápida e estável para aplicações em campo.

Bies e Hansen [186] apresentaram uma equação com a qual é possível estimar a resistividade ao fluxo de amostras fibrosas a partir da densidade volumétrica  $\rho_m$  em  $\text{kg/m}^3$  e do diâmetro  $D$  das fibras:

$$\sigma = \frac{\Gamma}{d^2 \rho_m^{-1.53}}, \quad (9.2)$$

onde  $\Gamma = 3.18 \cdot 10^{-9}$ . Com esta equação e para diâmetros de fibra entre 6-10  $\mu\text{m}$ , as resistividades ao fluxo para amostras com densidades entre 32-96  $\text{kg/m}^3$  são dadas na Tabela 6. Se o mesmo tipo de relação dado na Eq. (9.2) puder ser encontrado para outros tipos de amostra, como espumas, por exemplo, poder-se-ia, então, fazer uma estimativa grosseira da resistividade

---

<sup>2</sup>TEF: Transformada Espacial de Fourier.

ao fluxo da amostra e então decidir se o algoritmo q-term é adequado ou não à medição *in situ*. Uma análise formal da validade da pré-suposição de uma amostra qualquer ser localmente reativa é algo que não foi encontrado em nenhum local na literatura. Tal análise é, portanto, interessante e poderia ser feita para amostras porosas e outros tipos de absorvedores.

Tabela 6: Estimativa da resistividade ao fluxo em função da densidade da amostra.

$\rho_m \text{ kg/m}^3$	$\sigma \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$
32	6387 - 17740
64	18450 - 51240
80	25950 - 92090
96	34300 - 95280

#### 9.4.2 Medição de amostras sob incidência oblíqua

No Capítulo 8, uma das estratégias usadas para diminuir o erro, em médias e altas frequências, relacionado à medição de amostras finitas, era posicionar a sonda PU na posição ótima de medição. Isso implica que a incidência não é mais normal e que um erro de medição pode ser obtido caso a amostra seja não-localmente reativa, pois  $Z$  é dependente do ângulo de incidência. Como discutido na Seção 8.5.3, isto não é um problema caso a amostra possa ser considerada localmente reativa. Nesta seção, a medição de amostras não-localmente reativas é simulada sob vários ângulos de incidência.

Na Fig. 122, a medição de uma amostra de  $d_1 = 0.025$  m de espessura e resistividade ao fluxo  $\sigma = 20000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ , porosidade  $\phi = 0.96$ , tortuosidade  $\alpha_\infty = 1.1$ ,  $\Lambda = 100 \mu\text{m}$  e  $\Lambda' = 300 \mu\text{m}$  é simulada para ângulos de incidência entre  $0^\circ$ - $80^\circ$ . A relativa baixa resistividade ao fluxo da amostra faz com que a qualidade das medições diminua com o aumento do ângulo de incidência em toda a faixa de frequência. A conclusão aqui é que, ao se medir amostras de baixa resistividade ao fluxo, a estratégia usada na Seção 8.5.2 pode levar a um erro significativo, não causado pelo tamanho finito da amostra, mas sim pelo fato de esta não ser localmente reativa.

É interessante também apontar aqui, aproveitando a ligação desta seção com os resultados discutidos no Capítulo 8, que os erros ocasionados devido ao tamanho finito da amostra se expressam em oscilações ao redor

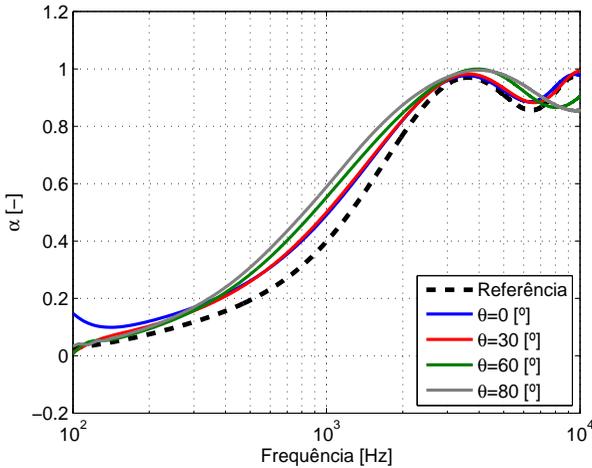


Figura 122: Simulação da medição do coeficiente de absorção de uma amostra não-localmente reativa de resistividade ao fluxo  $\sigma = 20000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$  para vários ângulos de incidência.

da referência. Estas oscilações estão relacionadas ao janelamento espacial da amostra, como discutido na Seção 8.5.1. Já os erros causados pelo fato de a amostra ser não-localmente reativa se expressam por uma sobre-estimativa do coeficiente de absorção em quase toda a faixa de frequência analisada. Os erros se expressam, portanto, de forma diferente em cada caso, de forma que é possível identificar sua causa na medição.

Na Fig. 123, a medição de uma amostra de  $d_1 = 0.025 \text{ m}$  de espessura e resistividade ao fluxo  $\sigma = 40000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$  é simulada para ângulos de incidência entre  $0\text{-}80^\circ$ . O aumento da resistividade ao fluxo faz com que a amostra seja suficientemente aproximada de uma amostra localmente reativa, o que torna a utilização do algoritmo q-term viável para ângulos de incidência até  $60^\circ$ . Utilizando os dados da Tabela 5, o ângulo de incidência, para a medição com o sensor na posição ótima de uma amostra de  $L = 1 \text{ m}$ , é da ordem de  $\theta = 45^\circ$ . Neste caso, o procedimento de medição, como descrito na Seção 8.5.2, de amostras com resistividade ao fluxo superiores a  $\sigma = 40000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ , parece preciso bastante, de forma que os erros causados pelo fato de a amostra ser não-localmente reativa parecem estar dentro da faixa

de incerteza de medição. Se houver uma estimativa, mesmo que grosseira de  $\sigma$ , como a Eq. (9.2), esta estimativa pode ser usada para que o usuário possa optar pelo procedimento de medição descrito na Seção 8.5.2 ou pelo procedimento descrito na Seção 8.5.3.

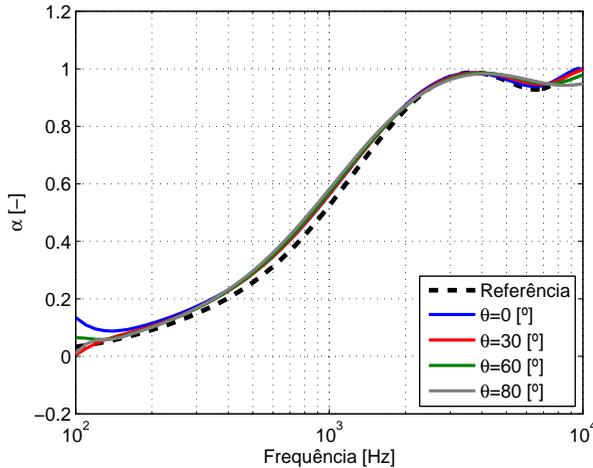


Figura 123: Simulação da medição do coeficiente de absorção de uma amostra não-localmente reativa de resistividade ao fluxo  $\sigma = 40000 \text{ kgs}^{-1} \text{ m}^{-3}$  para vários ângulos de incidência.

## 9.5 Estratégias para medição mais precisa de amostras não-localmente reativas

Nas seções anteriores, viu-se que na medição de amostras fibrosas é possível usar a relação dada na Eq. (9.2) para estimar a resistividade ao fluxo da amostra e com este valor definir *a priori* se o uso do algoritmo q-term é válido ou não. Viu-se também que para incidência normal amostras com resistividade ao fluxo maiores que  $30000 \text{ kgs}^{-1} \text{ m}^{-3}$  podem ser medidas com confiança. Para incidência oblíqua este valor aumenta sendo próximo de  $40000 \text{ kgs}^{-1} \text{ m}^{-3}$ , devido à forte dependência da impedância de superfície com o ângulo de incidência.

Para os casos fora desta faixa, o uso do algoritmo q-term pode levar a

um alto erro na dedução da impedância de superfície e, por conseguinte, no cálculo do coeficiente de absorção. Nestes casos, uma estratégia alternativa é necessária e duas são propostas aqui: 1) o aumento da altura da fonte sonora; e 2) o uso de um algoritmo de dedução mais complexo e baseado na formulação do campo acústico para amostras não-localmente reativas. Dois algoritmos serão propostos, o primeiro baseado no método do gradiente e o segundo baseado no ajuste de mínimos quadrados de uma série de medições.

### 9.5.1 Aumento da altura da fonte sonora

As simulações das medições via DQAGP mostraram que a medição de amostras não-localmente reativas pode ser beneficiada pelo aumento da altura da fonte sonora. Na Fig. 124(a), a medição da espuma de espessura  $d_1 = 0.04$  m, mostrada também na Fig. 119, é apresentada. Dessa vez as coordenadas da fonte sonora são  $(0, 0, 0.6)$  m ao invés de  $(0, 0, 0.3)$  m. Na Fig. 124(b), a medição da mesma amostra de lã de rocha de densidade  $32 \text{ kg/m}^3$ , mostrada na Fig. 120, é apresentada. Aqui, as coordenadas da fonte sonora são  $(0, 0, 1.0)$  m ao invés de  $(0, 0, 0.3)$  m. Em ambas medições, o coeficiente de absorção foi calculado com o algoritmo q-term. Comparando as medições em questão, nota-se que as medições com a fonte sonora a 0.6 m e a 1.0 m de altura são mais concordantes com as medições feitas em tubo de impedância. O aumento da altura da fonte faz com que o algoritmo q-term seja capaz de estimar corretamente a impedância de superfície da amostra e a razão para isso é que a medida que  $k_0|\vec{r}_2|$  aumenta as frentes de onda tendem a se tornar planas, o que aproxima a medição *in situ* das mesmas condições acústicas existentes na medição em tubo de impedância. Deste modo, a influência da amostra ser não-localmente reativa é diminuída.

O aumento da altura da fonte sonora tem, no entanto, pelo menos duas desvantagens. A primeira é uma relação sinal-ruído mais baixa, devido à maior distância entre fonte sonora e sonda PU. A solução mais simples para este problema é o aumento do nível do sinal que alimenta o alto-falante esférico, mas cuidado deve ser tomado, pois o alto-falante pode funcionar numa faixa não linear de amplitude, o que implica num aumento da distorção harmônica. O uso de *sweeps* ou sinais de excitação produzidos para essa aplicação específica caracterizam medidas de melhoria da SNR, de forma que o uso dessas estratégias pode aumentar a qualidade da medição [187]. A segunda desvantagem tem a ver com o maior erro induzido pelo tamanho finito da amostra, como mostrado na Seção 8.5.6.

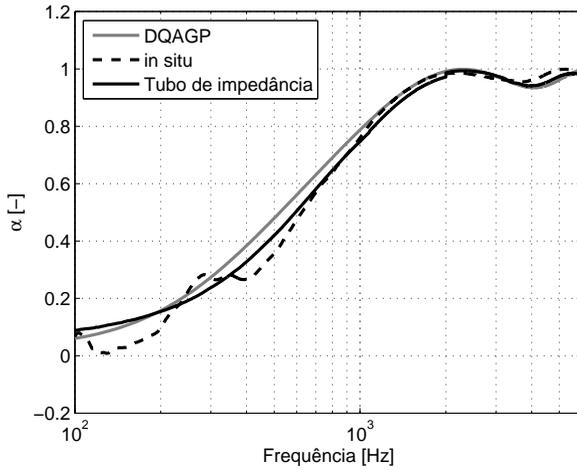
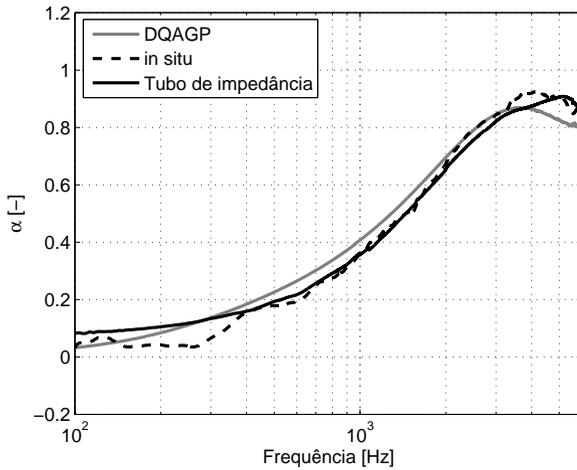
(a) A altura da fonte é  $h_s = 0.6$  m.(b) A altura da fonte é  $h_s = 1.0$  m.

Figura 124: Medição do coeficiente de absorção de amostras não-localmente reativas.

### 9.5.2 Algoritmo de dedução pelo método do gradiente

O algoritmo q-term ajusta a impedância de superfície, com equações que consideram a amostra localmente reativa, aos dados experimentais. Este, portanto, é um tipo de minimização unidimensional da função objetivo  $f(Z^i) = |Z_m - Z_{mc}|$ , já que somente  $Z$  é ajustado e, dessa forma, o método do secante pode ser usado [152].

Para amostras não-localmente reativas, no entanto, o campo acústico é função não somente da impedância de superfície mas da densidade característica  $\rho_1$  e do número de onda  $k_1$  da amostra. A função objetivo é essencialmente a mesma do caso anterior, já que a medição continua a ser feita com apenas a sonda PU, mas agora estes dois parâmetros são ajustados. Os métodos de otimização ou ajuste são, neste caso, conhecidos como multidimensionais. Nesta pesquisa, o método do gradiente, e mais particularmente o método *steepest descent*, será usado na tentativa de minimizar a função objetivo  $f(\rho_1^i, k_1^i) = |Z_m - Z_{mc}|$ . Detalhes sobre o método iterativo não serão dados aqui por motivos de espaço, mas os leitores são convidados a recorrer à referência [188].

A primeira estratégia, então, consiste em ajustar  $\rho_1$  e  $k_1$  a cada passo de frequência através das Eqs. (3.35) e (9.1). Esta estratégia foi abandonada após algumas tentativas, pois embora o novo algoritmo resultava em valores com boa concordância para a impedância de superfície, resultados bastante errôneos eram obtidos para  $\rho_1$  e  $k_1$ . O motivo para isso é a compensação entre os dois parâmetros que leva à localização de um mínimo local da função objetivo que, neste caso, estava muito distante do valor real.

A segunda estratégia consistiu em usar o modelo de propagação do som em materiais porosos apresentado na Seção 2.5.2 e usar a resistividade ao fluxo ( $\sigma$ ), a porosidade ( $\phi$ ) e a tortuosidade ( $\alpha_\infty$ ) como parâmetros de ajuste ao invés de  $\rho_1$  e  $k_1$ . Uma estratégia similar foi usada nas referências [117, 120] para amostras localmente reativas. Desta forma, a cada iteração o algoritmo estima  $\sigma^i$ ,  $\phi^i$  e  $\alpha_\infty^i$  e os insere nas equações dadas na Seção 2.5.2 a fim de calcular  $\rho_1$  e  $k_1$ . Com estes dados,  $Z_{mc}$  é calculado na posição do sensor para todas as frequências, sendo  $\sigma^i$ ,  $\phi^i$  e  $\alpha_\infty^i$  independentes da frequência. A nova função objetivo é definida como um somatório, na frequência, das diferenças  $|Z_m - Z_{mc}|$ , e pode ser definida por:

$$f(\sigma^i, \phi^i, \alpha_\infty^i) = \left| \sum_{f_m} \text{Re}\{Z_m\} - \text{Re}\{Z_{mc}\} \right| + \left| \sum_{f_m} \text{Im}\{Z_m\} - \text{Im}\{Z_{mc}\} \right|. \quad (9.3)$$

Um esquema do algoritmo de dedução multidimensional pode ser visto na Fig. 125.

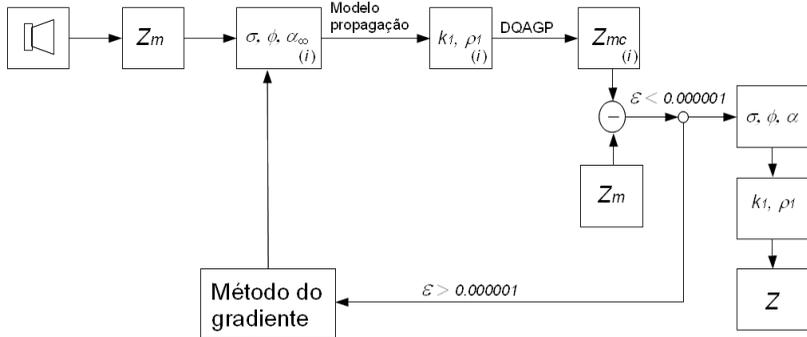


Figura 125: Esquema do algoritmo de dedução multidimensional.

### 9.5.3 Algoritmo de dedução pelo método dos mínimos quadrados

O método dos mínimos quadrados consiste em utilizar uma série de medições da impedância característica  $Z_m$ , em diversas configurações, e encontrar os valores de  $\rho_1$  e  $k_1$  que minimizam o erro, dado por:

$$\varepsilon = \sum_{ms=1}^{M_s} \left[ Z_m^{(ms)} - Z_{mc}^{(ms)}(\rho_1, k_1) \right]^2, \quad (9.4)$$

onde  $M_s$  é o número de medições,  $Z_m^{(ms)}$  a  $m_s$ -ésima impedância característica medida e  $Z_{mc}^{(ms)}$  a  $m_s$ -ésima impedância característica, calculada a partir Eqs. (3.35) e (9.1) e, portanto, função de  $\rho_1$  e  $k_1$  [188].

Medir em uma série de configurações significa variar ou a posição da fonte sonora, como em [38], ou dos sensores, como em [185]. Neste capítulo, amostras foram medidas variando a altura da fonte sonora entre 0.3 m a 1.3 m em passos de 0.05 m. Como no Capítulo 7, a variação da posição do sensor mostrou ser mais sensível à incerteza, a variação da posição da fonte sonora foi escolhida, em detrimento da primeira. A cada passo de frequência tem-se, então, uma variação da impedância característica com a altura da fonte sonora  $Z_m(h_s)$ , e  $\rho_1$  e  $k_1$  são ajustados a estes dados experimentais para cada

frequência. Assim como no método do gradiente, as Eqs. (3.35) e (9.1) foram usadas no cálculo de  $Z_{mc}^{(ms)}$ .

#### 9.5.4 Comparação entre os algoritmos de dedução

Na Fig. 126, o coeficiente de absorção das amostras medidas nas Figs. 119 e 120 foi calculado com o método do gradiente, com o método dos mínimos quadrados e pelo algoritmo q-term, bem como medido em tubo de impedância. Para o método do gradiente e q-term, a fonte sonora foi posicionada nas coordenadas (0,0,0.3) m. Para o método dos mínimos quadrados, a altura da fonte sonora foi variada entre 0.3 m a 1.3 m, em passos de 0.05 m. Em ambos os casos, nota-se que o coeficiente de absorção calculado com o método do gradiente é bastante similar ao coeficiente de absorção medido em tubo de impedância, o que prova o valor deste método de dedução do coeficiente de absorção. O método dos mínimos quadrados é bastante preciso para a espuma de 0.04 m de espessura, mas relativamente desapontador para a lã de rocha, pois em algumas frequências o coeficiente de absorção estimado é substancialmente diferente do medido em tubo de impedância. As medições, tanto da espuma quanto da lã de rocha, foram repetidas algumas vezes e os resultados se repetiram. Somado ao fato de que a maior parte dos desvios se encontra nas médias frequências, isto leva a concluir que o método de mínimos quadrados parece um tanto sensível às características da amostra, o que provavelmente se deve ao comportamento da impedância  $Z_m$  em função da altura  $h_s$ .

Tanto o método do gradiente quanto o de mínimos quadrados requerem longo tempo para computar a resposta. Isto se deve ao fato de que, a cada iteração a integração via, DQAGP é necessária. Esta integração é imprescindível, no caso do método do gradiente, já que para fonte sonora próxima ao sensor soluções aproximadas, como a apresentada na Seção 3.3.2, não são válidas. Testes com esta solução foram feitos para o método dos mínimos quadrados, mas com resultados não satisfatórios em baixas frequências. A computação da integral é o passo computacionalmente mais caro do processo e precisa ser repetido  $M$  vezes, onde  $M$  é o produto do número de passos de frequência pelo número de iterações necessárias para se obter convergência. Por esse motivo, a utilização do método do gradiente foi feita em bandas de 1/3 de oitava, de forma a economizar tempo de processamento no número de passos de frequência. O algoritmo q-term é uma alternativa consideravelmente mais rápida, demorando, na pior das hipóteses, cerca de 1 minuto para o pós-processamento de uma medição.

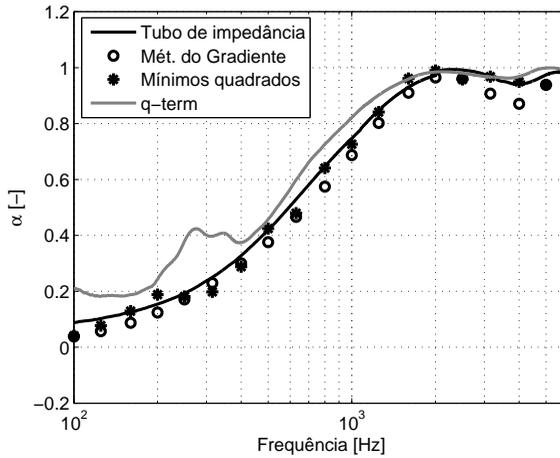
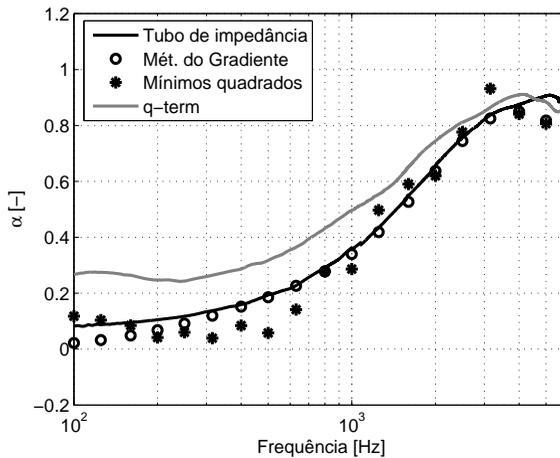
(a) Espuma com espessura  $d_1 = 40$  mm.(b) Lã de rocha de densidade  $32 \text{ kg/m}^3$  e espessura  $d_1 = 27$  mm.

Figura 126: Medição do coeficiente de absorção, feita com o método do gradiente e dos mínimos quadrados, de duas amostras não-localmente reativas medidas anteriormente.

Uma desvantagem particular do método do gradiente é que a solução encontrada pode levar a um mínimo local da função objetivo e não ao mínimo global. Desta forma, o uso de restrições nos valores de  $\sigma$ ,  $\phi$  e  $\alpha_\infty$  é necessário, o que requer alguma experiência do usuário e também algum conhecimento prévio da amostra medida, como sua densidade, ou faixa em que se espera que a resistividade ao fluxo esteja. A estimativa inicial da resistividade ao fluxo pode, no entanto, ser feita com o ajuste do modelo de Delany e Bazley [8].

Uma desvantagem particular do método dos mínimos quadrados é que requer uma série de medições, o que pode torná-lo experimentalmente lento. Mesmo se for possível usar com precisão a formulação proposta na Seção 3.3.2, o que aceleraria o pós-processamento, o método requer mais medições de forma que a diminuição do custo no pós-processamento pode ser compensada pelo aumento do custo computacional. A utilização do aumento da altura da fonte possui a desvantagem de tornar a medição mais sensível ao tamanho finito da amostra, e em aplicações *in situ* isto pode ser uma grave limitação devido à maior influência de reflexões espúrias ou mesmo a não-portabilidade do sistema. Uma alternativa ainda não explorada seria medir a impedância com um *array* de sondas PU, mantendo a fonte sonora em uma posição fixa, economizando assim no custo experimental. Isto, no entanto, gera a necessidade de um maior número de canais disponíveis na interface de aquisição. Pretende-se, no futuro, explorar essa alternativa, na tentativa de estabelecer o método mais simples para a dedução da impedância de superfície de amostras não-localmente reativas.

## 9.6 Sumário

Este capítulo apresentou uma análise da influência da pré-suposição de que a amostra medida é localmente reativa. Tal pré-suposição vem do uso do algoritmo q-term, cujas equações assumem uma amostra localmente reativa. A análise aqui apresentada foi baseada na simulação da medição de uma amostra infinita e não-localmente reativa, obtida com a integração numérica via DQAGP, da integral de Sommerfeld.

Primeiramente, uma validação experimental foi mostrada para uma espuma acústica de 0.04 m de espessura. A impedância característica na posição da sonda PU foi medida em câmara semi-anecóica, e calculada via DQAGP, e pelas equações do termo q, que consideram a amostra localmente reativa. Mostrou-se, nessa validação, que  $|Z_m|$  calculado via DQAGP é mais próximo do dado experimental do que  $|Z_m|$  calculado pelo termo q,

especialmente para frequências entre 100-500 Hz.

Em seguida, passou-se a uma análise dos erros induzidos pela pré-suposição de que a amostra é localmente reativa. Neste caso, a medição foi feita em tubo de impedância, de acordo com a norma [72], e os parâmetros  $\sigma$ ,  $\phi$  e  $\alpha_\infty$  obtidos dessa medição. Tais parâmetros foram utilizados para simular a medição *in situ* de uma amostra não-localmente reativa. Em seguida, as mesmas amostras medidas em tubo de impedância foram medidas na câmara semi-anecóica, com a técnica PU. Mostrou-se que, ao utilizar o algoritmo q-term na dedução da impedância de superfície de uma amostra não localmente reativa, o coeficiente de absorção estimado tende a ser superior ao medido em tubo de impedância. Isto foi observado tanto experimentalmente quanto na simulação da medição via DQAGP. Mostrou-se também que quanto menor a resistividade ao fluxo da amostra mais proeminente se torna este erro.

As simulações e medições mostraram que para incidência normal, e fonte sonora a cerca de 0.3 m de altura da superfície da amostra medida, amostras com resistividade ao fluxo maiores que  $30000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$  podem ser medidas com o algoritmo q-term com confiança. Para incidência oblíqua, este valor aumenta para  $40000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$  devido à dependência da impedância de superfície com o ângulo de incidência. Se uma forma, mesmo que grosseira, de estimar  $\sigma$  puder ser obtida (como a mostrada na Eq. (9.2)), poder-se-ia, então, avaliar se o uso do algoritmo q-term é viável, ou mesmo escolher entre uma das estratégias propostas nas seções 8.5.2 ou 8.5.3 a fim de minimizar o erro devido ao tamanho finito da amostra.

Para amostras com resistividade ao fluxo menor que  $30000 \text{ kgs}^{-1}\text{m}^{-3}$ , a impedância de superfície é fortemente dependente do ângulo de incidência e o algoritmo q-term não é adequado. Duas estratégias foram, então, propostas: a primeira consistiu simplesmente em aumentar  $h_s$ , aproximando as frentes de onda esféricas de frentes de onda plana, o que leva a uma menor influência do fato da amostra ser não-localmente reativa. Esta estratégia tem a desvantagem de possuir uma menor SNR e ser mais susceptível a erros devido ao tamanho finito da amostra. A segunda estratégia consiste na utilização ou do método do gradiente ou do método dos mínimos quadrados para estimar  $k_1$  e  $\rho_1$ . No caso do método do gradiente é possível medir com uma menor  $h_s$ , mas ele requer um longo tempo de computação da resposta, e pode necessitar de restrições nos parâmetros estimados, devido à presença de mínimos locais na função objetivo. Tais restrições requerem experiência do usuário e algum conhecimento da amostra medida. O método dos mínimos quadrados apresentou resultados um pouco mais sensíveis ao tipo de amostra e tem também um custo experimental maior.

Assim, como sugerido por Allard *et al.*[184], uma análise mais profunda do domínio em que o uso do algoritmo q-term é válido se faz necessária. Esta análise, por sua vez, também contemplaria os tipos de restrição impostas ao método do gradiente, no intuito que este calculasse corretamente  $k_1$  e  $\rho_1$ . Tal análise está fora do escopo deste trabalho, mas é um tema interessante para pesquisas futuras, e talvez imprescindível na elaboração de uma norma técnica voltada à medição *in situ*.

## 10 APLICAÇÕES PRÁTICAS

Este capítulo investiga a aplicação das técnicas PU e PP em ambientes realistas, tais como uma sala de escritório, operada sob condições normais de trabalho, uma câmara reverberante, que de certa forma representa um caso extremo, e o interior de um automóvel. As técnicas PU e PP são comparadas entre si e com medições tomadas na câmara semi-aneecóica. Além da influência do ambiente de medição, a influência do ruído de fundo e de vibrações impostas ao sistema de medição será investigada experimentalmente. Por fim, uma análise da robustez do método do gradiente e dos mínimos quadrados, propostos no Capítulo 9, será também realizada.

As aplicações mostradas neste capítulo são bastante típicas, mas não é o objetivo explorar todas as possibilidades da medição *in situ*. Outras aplicações da técnica PU são dadas na literatura, como, por exemplo, a medição em salas de concerto [147], no interior de automóveis [189, 146], a medição *in situ* de placas perfuradas [182] e o mapeamento da impedância de superfície de amostras irregulares [190].

### 10.1 Influência do ambiente de medição

Os ambientes nos quais a medição *in situ* da impedância acústica foi efetuada são uma sala de escritório, uma câmara reverberante e o interior de um automóvel. As medições realizadas nestes ambientes são comparadas aos resultados medidos em câmara semi-aneecóica, cujos resultados funcionam como valores de referência por terem sido obtidos em um ambiente com características acústicas controladas.

Os ambientes nos quais a medição *in situ* foi efetuada são ambientes ou cavidades típicos (e.g. escritório e automóvel), ou um caso extremo (e.g. câmara reverberante). Os tempos de reverberação,  $T_{60}$  [13], para o escritório e a câmara reverberante são mostrados na Fig. 127. Dificuldades intrínsecas à medição do tempo de reverberação não permitiram sua medição no interior do automóvel.

O escritório é uma sala retangular com dimensões 3.90 x 3.50 x 3.44. O  $T_{60}$  em seu interior é relativamente constante com a frequência acima de 300 Hz, sofrendo um ligeiro aumento abaixo dessa frequência devido à má distribuição dos modos acústicos. O número de modos por banda de frequência pode ser visto na Fig. 128(a), onde se nota uma distribuição modal não ideal, devido ao decréscimo entre as bandas de 100 Hz e 125 Hz. O número de modos nessas faixas de frequência também é relativamente baixo

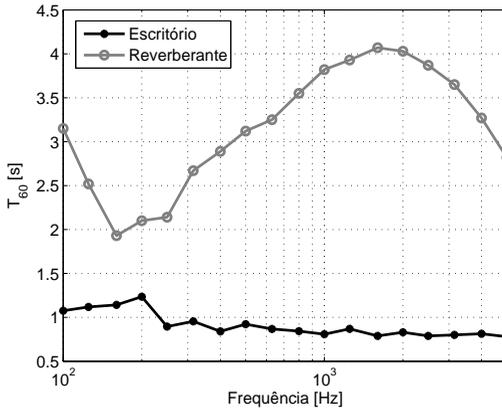
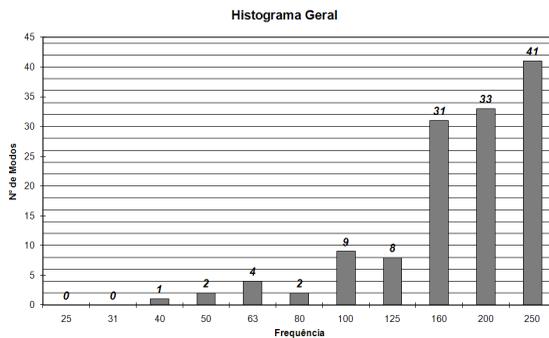


Figura 127: Tempo de reverberação medido no escritório e na câmara reverberante.

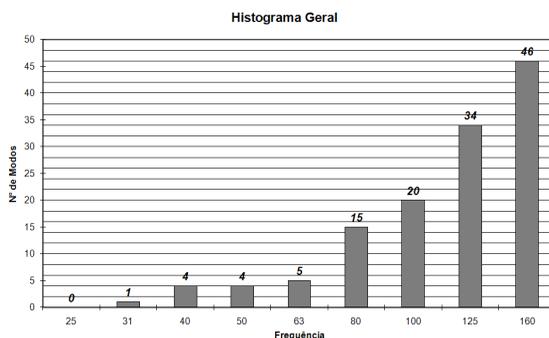
e este fato será explorado na sequência. Vale ainda colocar que a medição de impedância no escritório foi realizada sob condições normais de trabalho, com fontes de ruído, de leves a moderados, como 3 computadores ligados e 3 pessoas trabalhando no recinto. Um ar condicionado de parede foi ligado e desligado durante a medição de forma que a influência de um maior nível de ruído de fundo pudesse ser investigada na Seção 10.2.

A câmara reverberante é também uma sala retangular com dimensões 7.80 x 5.40 x 4.70. O  $T_{60}$  é consideravelmente maior que no escritório, sofrendo um aumento relativamente linear entre 400 Hz e 1500 Hz. Abaixo de 400 Hz o tempo de reverberação é controlado por uma série de absorvedores de membrana, tendo sido um deles medido na Seção 7.8. Acima de 1500 Hz o  $RT_{60}$  é controlado pela absorção do ar no interior do recinto. A distribuição modal é crescente com a frequência e possui um número de modos relativamente alto nas bandas de 100 Hz a 160 Hz. Dentro da câmara reverberante, as condições são bastante silenciosas, de forma que o ruído de fundo não interfere nas medições, e somente a influência de um campo acústico difuso é investigada.

O automóvel possui uma cavidade típica. Nesta medição, optou-se por cortar duas amostras, já medidas na câmara semi-aneecóica, de forma que pudessem ser apoiadas sobre o vidro frontal do veículo, ao invés de medir teto



(a) Escritório.

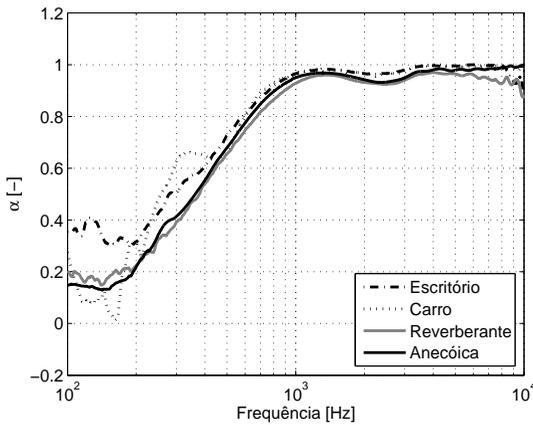


(b) Câmara reverberante.

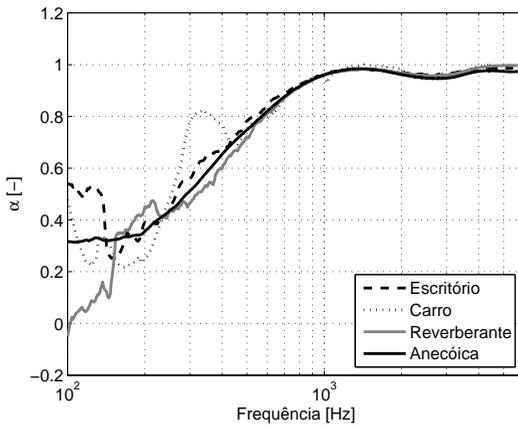
Figura 128: Distribuição dos modos por banda de 1/3 de oitava.

e assento do veículo como nas referências [189, 146]. A medição foi realizada com o veículo parado e com todas as portas e vidros fechados. Uma diferença entre as medições realizadas no interior do veículo das medições na câmara anecóica, reverberante e escritório, é que o sistema de medição, mostrado na Fig. 44, teve de ser posicionado manualmente pelo operador. Isso deixa o sistema sujeito a vibrações da mão do operador, o que será discutido na Seção 10.3. Por não se possuir uma geometria exata do interior do automóvel, uma análise da distribuição dos modos em seu interior não foi possível.

A Fig. 129 mostra a medição do coeficiente de absorção de uma amostra de lã de rocha de densidade  $64 \text{ kg/m}^3$  e espessura 0.05 m. A medição



(a) Medição realizada com a sonda PU.



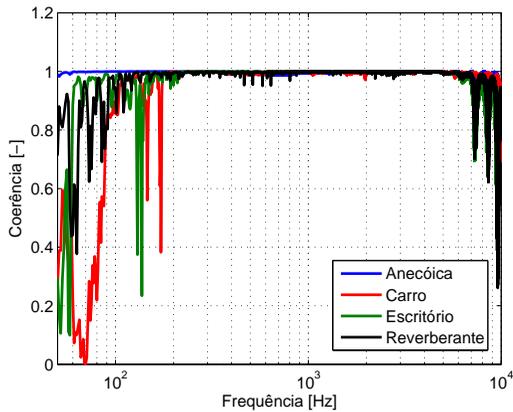
(b) Medição realizada com a sonda PP.

Figura 129: Medição do coeficiente de absorção de uma amostra de lã de rocha de densidade  $64 \text{ kg/m}^3$  e espessura 50 mm; as medidas foram tomadas em câmara semi-aneecóica, câmara reverberante, escritório e no interior de um automóvel.

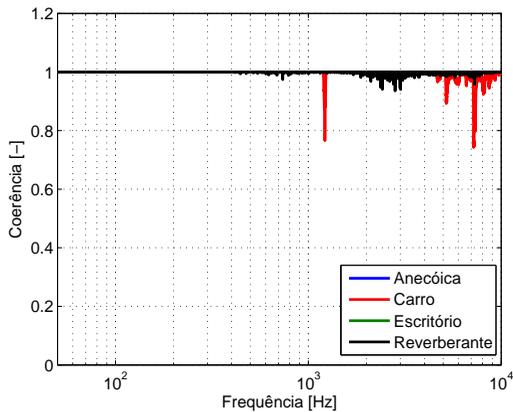
foi realizada na câmara semi-aneecóica, na câmara reverberante, na sala de escritório e no interior do automóvel, com as técnicas PU e PP. Em todos os casos  $h_s = 0.3$  m,  $z = 0.015$  m,  $r = 0$ , e o algoritmo q-term foi usado para recuperar a impedância de superfície. O coeficiente de absorção medido em câmara reverberante concorda muito bem com o medido em câmara semi-aneecóica, tanto para a técnica PU quanto para a técnica PP. É interessante notar, no entanto, que a medição com a técnica PP parece um pouco mais afetada que a medição com a técnica PU, o que se infere, já que o coeficiente de absorção medido com a técnica PP sofre maiores variações que o medido com a técnica PU, e pequenos desvios são observados abaixo de 500 Hz. Estes desvios podem, no entanto, serem atribuídos às incertezas de medição.

As medições feitas no escritório e no interior do veículo parecem mais afetadas pelo campo acústico no interior desses ambientes, especialmente para frequências abaixo de 400 Hz. Tais diferenças em relação às medições feitas nas câmaras anecóica e reverberante podem ser atribuídas à forte influência dos modos acústicos. A medição tomada do interior do veículo, por exemplo, parece sofrer a influência de um modo acústico próximo a 330 Hz. É interessante apontar, no entanto, que as técnicas PU e PP sofrem diferentes influências dos modos acústicos, o que se deve ao fato que a técnica PU mede duas quantidades diferentes (pressão e velocidade de partícula) e a técnica PP mede duas quantidades iguais. Isto também pode ser observado na Fig. 130, que mostra as coerências medidas com as técnicas PU e PP. No caso da técnica PU a coerência medida em câmara semi-aneecóica é muito próxima a 1 entre 80 Hz e 6000 Hz. No caso da medição nos outros ambientes, a coerência decai entre 50 Hz e 400 Hz e não é perfeitamente suave em toda a faixa de frequência. Para a técnica PP a coerência é sempre muito próxima de 1 na faixa entre 50-400 Hz, pois embora ainda exista uma influência relativamente severa do ambiente em que a medição é tomada, esta influência é muito similar para os dois microfones, pois estes estão próximos um do outro. À medida que o comprimento de onda diminui a coerência tende a decair devido à influência do ambiente e a separação entre os microfones.

A medição de outra amostra de lã de rocha, de densidade  $80 \text{ kg/m}^3$  e 0.1 m de espessura, é mostrada na Fig. 131. As mesmas conclusões do caso anterior se aplicam, mas, neste caso, é possível notar distintamente a influência de dois modos acústicos, em 125 Hz e em 170 Hz. Estes modos também são aparentes nas medições mostradas na Fig. 129 e nos resultados apresentados no Apêndice D. De alguma forma, a influência dos modos é mais ou menos proeminente, dependendo da amostra e da técnica de medição utilizada (PU ou PP). Adicionalmente, é esperado que a posição dos sensores



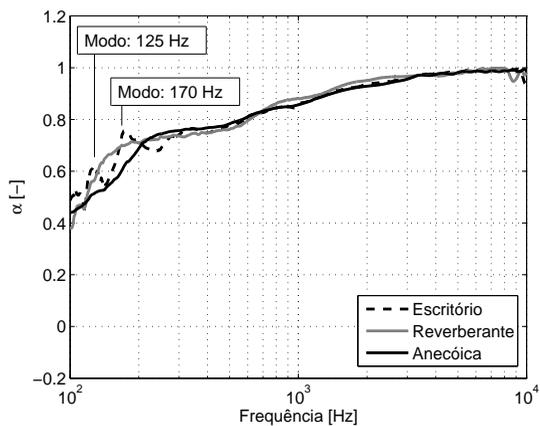
(a) Medição realizada com a sonda PU.



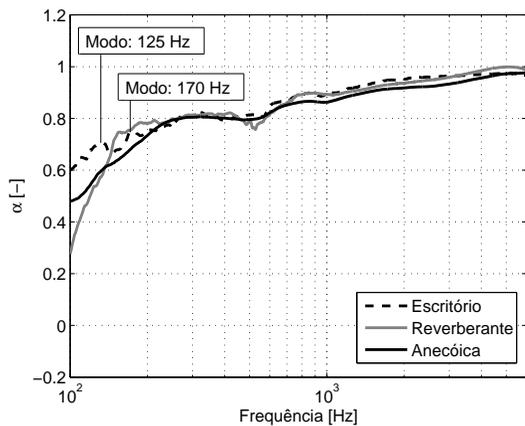
(b) Medição realizada com a sonda PP.

Figura 130: Medição coerência em função do ambiente de medição.

e da amostra na sala também interfiram nos resultados obtidos, o que leva à necessidade da elaboração de um modelo da medição que leve em conta as características da sala. Desta maneira, esse tipo de influência e os erros esperados poderão ser corretamente quantificados. Isto, no entanto, não será feito aqui sendo deixado para trabalhos futuros.



(a) Medição realizada com a sonda PU.



(b) Medição realizada com a sonda PP.

Figura 131: Medição do coeficiente de absorção de uma amostra de lã de rocha de densidade  $80 \text{ kg/m}^3$  e espessura 10 cm; as medidas foram tomadas em câmara semi-aneecóica, câmara reverberante e escritório.

## 10.2 Influência do ruído de fundo

Uma outra fonte de preocupação em medições *in situ* é a influência do ruído de fundo, já que pode não ser possível interromper as atividades normais do ambiente em que se deseja medir. De forma a averiguar a influência do ruído de fundo, uma amostra de lâ de rocha, com densidade  $96 \text{ kg/m}^3$  e  $d_1 = 0.025 \text{ m}$  foi medida no escritório e em câmara semi-aneecóica. No escritório, duas condições de ruído são investigadas com o Nível de Pressão Sonora (NPS), na posição das sondas PU e PP, dado na Fig. 132. Nota-se que na maior parte da faixa de frequência o NPS da situação "com ruído" é cerca de 10-15 dB maior que o NPS da situação "sem ruído".

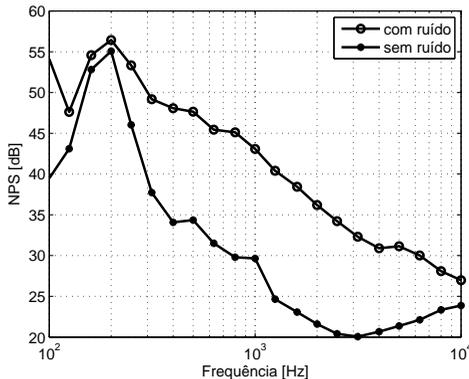
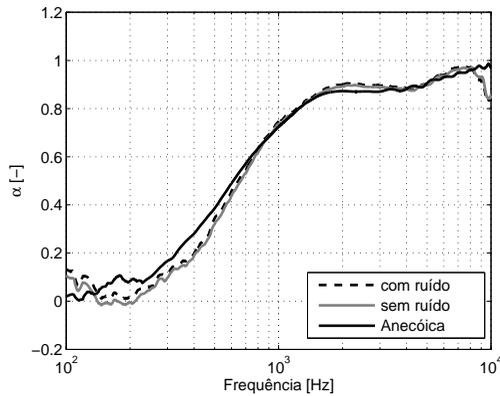


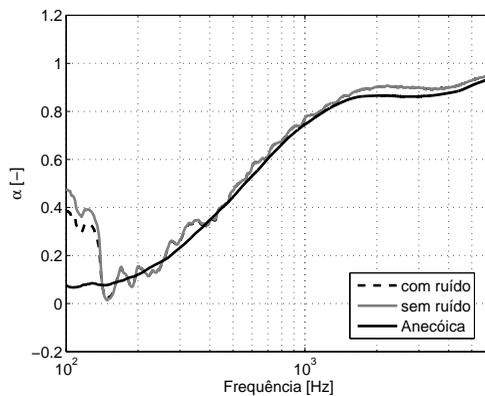
Figura 132: NPS das medições *in situ* com ruído e sem ruído.

A Fig. 133 mostra o coeficiente de absorção medido em câmara semi-aneecóica e no escritório, com e sem ruído de fundo. Comparando as situações com e sem ruído de fundo, as técnicas PU e PP não parecem ser afetadas pela presença deste. A exceção são as baixas frequências ( $< 100 \text{ Hz}$ ), em que um pequeno desvio entre as duas curvas é observado. Isto se deve à baixa energia da fonte sonora nessa faixa de frequência, o que leva à conclusão de que se a fonte possuir energia suficientemente maior que o ruído de fundo é esperado que a medição *in situ* não seja influenciada por este problema. Os extremos, em altas e baixas frequências, são uma preocupação neste sentido, pois a utilização de uma única fonte sonora sacrificará um em detrimento do outro. A utilização de dois alto-falantes, ou um sistema de duas vias, pode ser proposta como uma medida de melhoria do sistema de medição. A Fig. 133 também permite notar que novamente o coeficiente de absorção obtido *in situ*

com a técnica PU é uma curva mais suave que a obtida com a técnica PP. Os desvios em relação à medição feita em câmara semi-aneecóica são atribuídos a incertezas experimentais.



(a) Medição realizada com a sonda PU.



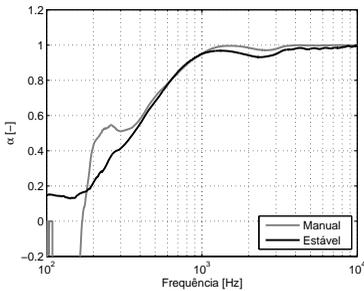
(b) Medição realizada com a sonda PP.

Figura 133: Medição do coeficiente de absorção de uma amostra de lã de rocha de densidade  $96 \text{ kg/m}^3$  e espessura  $25 \text{ mm}$ ; as medidas foram tomadas em câmara semi-aneecóica e no escritório com e sem ruído de fundo.

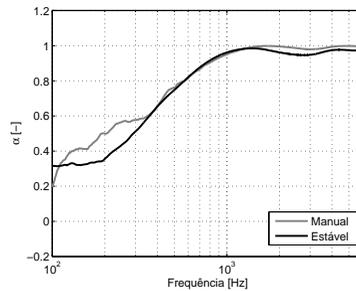
### 10.3 Influência de vibrações

Finalmente, a influência de vibrações impostas ao sistema de medição durante a tomada da medição é investigada. A razão desta investigação se deve à necessidade de que o sistema de medição seja operado manualmente em algumas aplicações. Um exemplo de medição em que este recurso foi utilizado é a medição no interior do automóvel. Neste caso, a medição está sujeita às vibrações induzidas pelo operador, bem como a uma incerteza na localização da fonte sonora e sensores.

De forma a investigar a influência das vibrações, duas amostras foram medidas em câmara semi-anechoica. Na primeira medição, todo o sistema de medição é montado de forma estável, de forma que não vibre. Na segunda medição, um operador segura o sistema com as mãos e a medição é tomada novamente.



(a) Lã de rocha de densidade  $64 \text{ kg/m}^3$  e espessura 50 mm (PU).



(b) Lã de rocha de densidade  $64 \text{ kg/m}^3$  e espessura 50 mm (PP).

Figura 134: Medição do coeficiente de absorção de uma amostra de lã de rocha; as medidas foram tomadas em câmara semi-anechoica para averiguar a influência das vibrações.

As Figuras 134(a) e (b) mostram a medição de uma amostra de lã de rocha de densidade  $64 \text{ kg/m}^3$  e espessura  $d_1 = 0,05 \text{ m}$ . As Figuras 135(a) e (b) mostram a medição de uma amostra de espuma com espessura  $d_1 = 0,04 \text{ m}$ . Entre 100 e 300 Hz a medição sob vibração apresenta uma sobre-estimativa mais ou menos da mesma ordem para as técnicas PU e PP. Abaixo de 200 Hz, a técnica PU parece muito afetada pelas vibrações. Além disso, os desvios em altas frequências, observados tanto para a técnica PU quanto para a técnica

PP, podem ser atribuídos à incerteza na localização dos sensores. A conclusão que se pode chegar aqui é que, dependendo da aplicação, a construção de um sistema estável para a medição é necessária para ambas as técnicas, mesmo a PP que parece ser menos influenciada pelas vibrações.

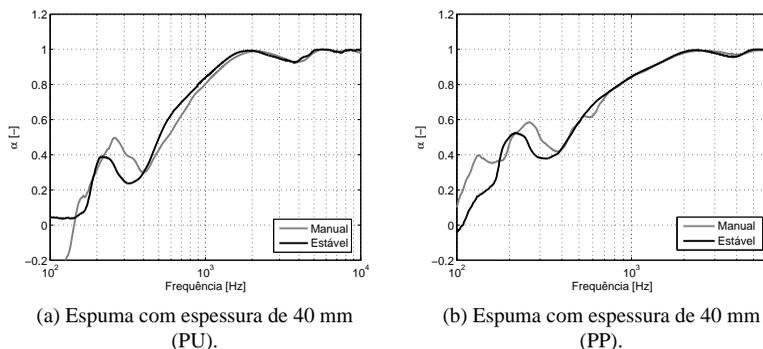


Figura 135: Medição do coeficiente de absorção de uma amostra espuma (Flamex); as medidas foram tomadas em câmara semi-anecóica para averiguar a influência das vibrações.

## 10.4 Sensibilidade do método do gradiente e dos mínimos quadrados

O método do gradiente e dos mínimos quadrados, usados no Capítulo 9 para deduzir a impedância de superfície de amostras não-localmente reativas, foram testados nesta seção em uma aplicação *in situ*. Uma espuma de espessura 0.04 m foi medida na câmara reverberante, no escritório, no interior do automóvel e no tubo de impedância, de acordo com a norma ISO 10534-2 [72]. A Fig. 136 mostra o coeficiente de absorção recuperado com o Método do Gradiente. Nota-se que o Método do gradiente apresenta boa precisão também nas medições *in situ*, sendo que os pequenos desvios observados podem ser considerados insignificantes.

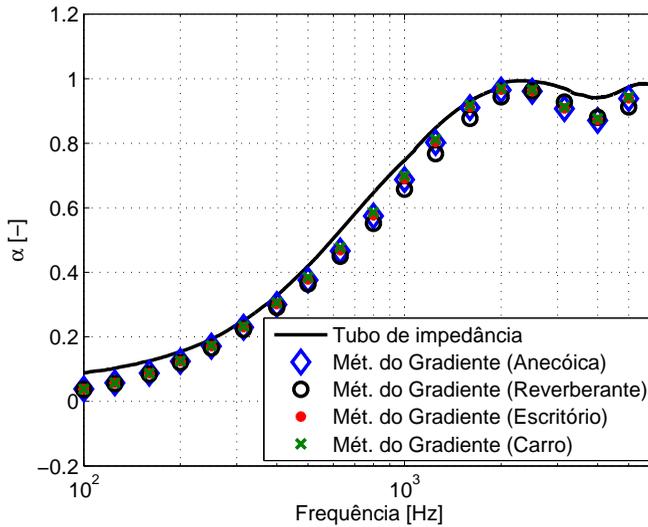


Figura 136: Medição do coeficiente de absorção de uma amostra de uma espuma de espessura 40 mm; as medidas foram tomadas em tubo de impedância, na câmara reverberante, no escritório e no interior de um automóvel para averiguar a sensibilidade do Método do Gradiente.

A Fig. 137 mostra o coeficiente de absorção recuperado com o método dos mínimos quadrados, mostrado na Seção 9.5.3. Neste caso, a medição foi tomada somente em câmara semi-aneecóica (asteriscos vermelhos) e no escritório (asteriscos azuis). Nota-se que, *in situ*, o método de mínimos quadrados é menos preciso do que na medição em câmara semi-aneecóica, especialmente em baixas frequências. Isso é esperado e provavelmente se deve à deterioração da qualidade das medições *in situ* à medida que a altura da fonte sonora aumenta, o que leva a medição a estar mais sujeita a reflexões espúrias presentes no ambiente de medição. Nota-se também que a aplicação do método dos mínimos quadrados, utilizando o aumento de  $h_s$  como estratégia, é de difícil aplicação em ambientes como um automóvel, pois o tamanho limitado e a irregularidade da cavidade pode impedir que um número suficiente de pontos de medição seja tomado.

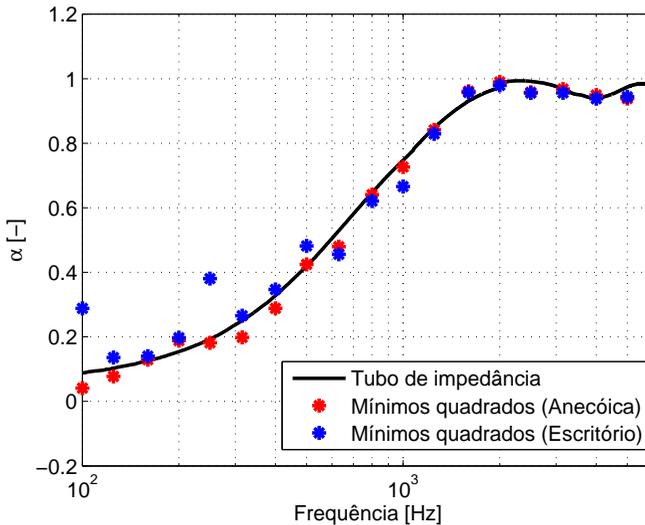


Figura 137: Medição do coeficiente de absorção de uma amostra de uma espuma de espessura 40 mm; as medidas foram tomadas em tubo de impedância e no escritório para averiguar a sensibilidade do método dos mínimos quadrados.

## 10.5 Sumário

Este capítulo investigou a aplicação das técnicas PU e PP em aplicações *in situ* realistas. As medições tomadas em câmara anecóica foram usadas como referência e foram comparadas com medições tomadas no interior de uma sala de escritório, de uma câmara reverberante e de um automóvel.

Em geral, tanto a técnica PU quanto a técnica PP apresentam resultados satisfatórios em aplicações *in situ*. O coeficiente de absorção medido com a técnica PU é, em geral, uma curva mais suave que o medido com a técnica PP. Isto mostra que esta técnica é menos influenciada pelo campo acústico do ambiente, o que pode ser explicado pela direcionalidade seletiva da sonda PU (Fig. 40). A presença de modos acústicos no ambiente também parece interferir na qualidade dos dados medidos com diferentes influências nas técnicas PU e PP. Estas diferenças são atribuídas ao fato

de que a técnica PP mede duas quantidades iguais e a técnica PU mede duas quantidades diferentes. Um modelo da medição, que leve em conta o ambiente no qual as sondas PU e PP estão inseridas, é, portanto, um tema interessante, porém deixado para pesquisas futuras.

A influência do ruído de fundo não parece ser determinante em nenhuma das duas técnicas se o ruído de excitação possuir energia suficiente na faixa de frequência de interesse. Cuidado deve ser tomado nos extremos do espectro, já que a fonte sonora tende a ser eficiente em uma faixa limitada. A utilização de um sistema de duas vias ou de dois alto-falantes, com diferentes tamanhos, pode contornar tais problemas.

A influência das vibrações mostrou um maior poder sobre a medição com a técnica PU, embora também seja significativa para a técnica PP. A construção de sistemas estáveis para suportar fonte sonora e sensores é mandatória para todos os tipos de aplicação e pode requerer aparatos personalizados dependendo do tipo de medição que se deseja fazer.

O método do gradiente, mostrado no Capítulo 9, para a medição de amostras não-localmente reativas se mostrou uma alternativa robusta para aplicações *in situ*. O método de mínimos quadrados se mostrou mais sensível devido à presença de reflexões espúrias.

## 11 CONCLUSÕES E SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

A medição *in situ* da impedância acústica possibilita ensaios não destrutivos de dispositivos absorvedores, sob condições realistas de montagem. A técnica de medição com a sonda PU foi o foco deste trabalho e as principais conclusões e sugestões para trabalhos futuros encontram-se na sequência.

Este trabalho iniciou-se demonstrando que se deseja conhecer, através de um experimento, a impedância de superfície ( $Z$ ) e o coeficiente de absorção ( $\alpha$ ) de uma amostra. A forma de fazê-lo é medir a impedância característica ( $Z_m$ ), acima da amostra, com a sonda PU, ou medir a função de transferência entre dois microfones ( $H_m$ ). Se o campo acústico fosse formado por ondas planas, a dedução de  $Z$  a partir de  $Z_m$  ou  $H_m$  seria uma tarefa relativamente simples. No entanto, a presença de ondas esféricas torna a formulação matemática do campo acústico, acima da amostra, complexa. Foi demonstrado que o uso do algoritmo PWA e F-term não são adequados para as aplicações típicas com a sonda PU, já que um dos requisitos do sistema de medição é que este seja portátil e, portanto, fonte sonora e sensor se encontram próximos um ao outro. A análise realizada no Capítulo 6 permitiu explicar alguns dos fenômenos, observados na literatura, como a obtenção de coeficientes de absorção negativos, o que historicamente era um problema da medição *in situ* com a técnica PU. O algoritmo q-term foi então escolhido como padrão, por se basear numa formulação mais precisa do campo acústico. A análise feita neste capítulo e as melhorias implementadas no algoritmo q-term permitiram uma melhoria significativa na qualidade dos resultados experimentais.

A técnica PU foi também comparada com a técnica PP, tanto para medições em câmara semi-aneóica como para aplicações típicas *in situ*. Esta análise, combinada com a comparação entre os algoritmos, permitiu concluir que a medição de impedância com a técnica PU é confiável em uma ampla faixa de frequência. Notou-se também que a repetitividade da medição com a técnica PU é maior do que com a técnica PP. Outra desvantagem da técnica PP é a necessidade de se medir com pelo menos dois espaçamentos diferentes entre os microfones, o que leva à uma maior sensibilidade da técnica ao tamanho finito da amostra e às reflexões espúrias presentes em aplicações *in situ*. Para medições *in situ* foi observado que ambas as técnicas parecem relativamente insensíveis à influência do ruído de fundo, mas sensíveis à presença de modos acústicos, especialmente para frequências abaixo de 250 Hz. O coeficiente de absorção medido com a técnica PU mostrou ser uma

curva mais suave que o medido com a técnica PP, o que pode ser explicado pela direcionalidade seletiva do sensor de velocidade de partícula.

No Capítulo 7, uma análise da incerteza de medição da técnica PU foi feita com o método de Monte Carlo. Nesta análise, as fontes de incerteza foram divididas entre fatores ligados à geometria do sistema de medição e fatores ligados aos erros na função de transferência medida pela sonda PU. Tanto os fatores geométricos, quanto os associados à função de transferência mostraram ter influência significativa sobre a qualidade da medição. Dificuldades na localização exata dos centros acústicos de fonte sonora e sonda PU são responsáveis por erros experimentais em regiões de frequência em que o absorvedor possui um pequeno coeficiente de absorção, o que está relacionado à baixa velocidade de partícula. Os erros ligados à função de transferência tendem a afetar toda a faixa de frequência de análise. Os resultados experimentais apresentados se mostraram dentro de um limite de incerteza.

Como as aplicações *in situ* típicas se destinam à medição de amostras de dimensões finitas o impacto do tamanho finito da amostra na qualidade da medição foi avaliada no Capítulo 8 com um modelo em elemento de contorno (BEM). A validação experimental apresentada permitiu explorar com confiança o modelo em BEM. A partir da análise do modelo foi possível estabelecer uma zona de confiança para o posicionamento da sonda PU, bem como determinar uma posição ótima de medição, que mostrou ser função somente do tamanho da amostra. A posição ótima de medição também se mostrou estável em relação a vários parâmetros como o aumento das alturas da sonda PU e fonte sonora. A determinação da posição ótima é uma contribuição importante que permite medições mais precisas de amostras de pequenas dimensões.

Outra aplicação típica da técnica PU é a medição de amostras não-localmente reativas, o que foi explorado no Capítulo 9. Simulações usando a rotina DQAGP e experimentos em tubo de impedância e na câmara semi-anecóica demonstraram que a utilização do algoritmo q-term, na medição de amostras não-localmente reativas, leva a uma sobre-estimativa do coeficiente de absorção, e que quanto menor a resistividade ao fluxo da amostra maior será este efeito. Para os casos em que a utilização do algoritmo q-term não é uma alternativa precisa, dois novos algoritmos foram propostos: 1) o método do gradiente, que mostrou resultados bastante satisfatórios tanto em medições feitas em câmara semi-anecóica, quanto em aplicações *in situ*; 2) o algoritmo baseado no método dos mínimos quadrados, com resultados satisfatórios em medições realizadas em câmara semi-anecóica, mas aplicado com menos

sucesso em medições *in situ*. O desempenho relativamente inferior do método dos mínimos quadrados em medições *in situ* está ligado ao aumento da altura da fonte sonora durante o experimento, o que torna a medição mais susceptível às reflexões espúrias.

### 11.1 Sugestões para trabalhos futuros

As informações e conhecimentos adquiridos ao longo desta pesquisa, através da construção de modelos matemáticos da medição de impedância *in situ* e dos experimentos, permitiram a formação de uma base na qual a construção de algumas linhas de pesquisa será possível.

Uma dessas linhas diz respeito à estimativa da incerteza de medição, em que é necessário definir de forma formal as distribuições de probabilidade das variáveis  $h_s$ ,  $z$ ,  $r$ ,  $\psi$  e  $Z_m$ . Também é necessário relacionar as incertezas nas partes real ( $\text{Re}\{Z\}$ ) e imaginária ( $\text{Im}\{Z\}$ ) da impedância de superfície com as incertezas do coeficiente de absorção ( $\alpha$ ) e definir as distribuições de probabilidade de  $\alpha$  e de  $\text{Re}\{Z\}$  e  $\text{Im}\{Z\}$ , de forma que a estimativa da incerteza possa ser feita de forma rápida. Uma comparação entre as incertezas obtidas com a técnica PU e com a técnica PP é também uma linha que requer estudos. O método de Monte Carlo, usado nesta pesquisa, é o ponto de partida dessas linhas sugeridas.

Embora o Capítulo 8 tenha revelado que o modelo da medição, em elemento de contorno, seja relativamente limitado às amostras montadas com superfície rente à superfície de um *baffle* infinito, o procedimento de análise pode ser estendido para a medição de amostras sob outras condições de montagem. Sugere-se a construção de modelos da medição mais detalhados em BEM, FEM ou acoplados, de forma que condições mais realistas de montagem sejam contempladas. A mesma análise do Capítulo 8 pode ser realizada, de forma que a posição ótima de medição seja encontrada em cada caso. A construção de modelos de medição também permitiria explorar a medição de amostras com superfícies curvas ou irregulares e avaliar se os algoritmos de cálculo são suficientemente precisos nestes casos, o que é um tema de grande interesse prático.

A construção de um modelo acoplado (BEM-FEM) da medição permitiria investigar a medição de amostras finitas e não-localmente reativas, que é a condição mais realista, e observar a influência dos diversos parâmetros relacionados à medição. Uma série de testes em tubo de impedância, câmara reverberante e com a técnica *in situ* pode ajudar a estabelecer, com segurança, a relação entre a resistividade ao fluxo e a pré-suposição de que a amostra é

localmente reativa. Tal análise também permitiria uma série de testes nos algoritmos usados para medir amostras não-localmente reativas. A análise de outros métodos de medição com sonda PU, como a utilização de um pequeno *array* de sondas PU, combinado a utilização do método dos mínimos quadrados, também poderia ser explorado nos procedimentos de medição de amostras não-localmente reativas.

Sugere-se, também, construir modelos para investigar e comparar o comportamento das técnicas PU e PP sob condições *in situ* realistas. Uma das possibilidades é simular a medição no domínio do tempo, onde se destacam avanços recentes na utilização de TLM<sup>1</sup> aplicado à acústica [191]. A medição no interior de automóveis e aviões é também um tema de bastante interesse prático, de forma que uma pesquisa bastante aplicada e experimental pode também ser sugerida.

---

<sup>1</sup>TLM: transmission line method.

## APÊNDICE A – OUTROS MÉTODOS DE CALIBRAÇÃO DA SONDA PU

Este apêndice apresenta dois métodos de calibração alternativos para o sensor PU: o método de calibração em tubo de impedância e o método de calibração utilizando o pistão na esfera.

### A.1 Calibração no tubo de impedância

Na calibração da sonda PU em um tubo de impedância, o microfone de referência, com sensibilidade  $S_{ref}$  mV/Pa, é posicionado com o diafragma diretamente sobre a terminação rígida do tubo em  $x = 0$ . A sonda PU é colocada no interior do tubo a uma distância  $l$  da terminação rígida do mesmo. O arranjo experimental pode ser visto na Fig. 138.

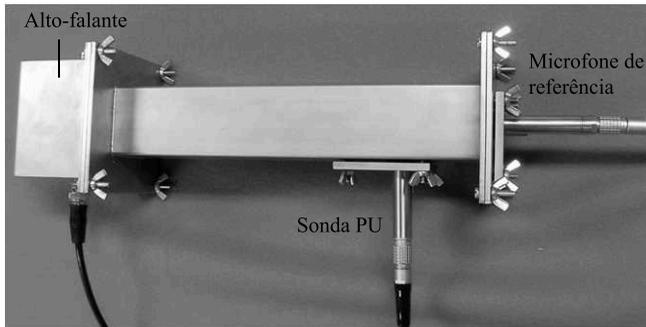


Figura 138: Calibração da sonda PU em tubo de impedância (foto usada com a permissão da *Microflow Technologies*).

Devido à terminação rígida, a velocidade de partícula em  $x = 0$  é nula. Pode-se então, a partir da teoria de propagação de ondas planas em tubos vista no Capítulo 4, provar que a razão entre a pressão medida pela sonda PU  $p_{PU}$  e a pressão medida pelo microfone de referência  $p_{ref}$ , ambas em V, é:

$$\frac{p_{PU}}{p_{ref}} \left[ \frac{V}{V} \right] = \cos(k_0 l). \quad (\text{A.1})$$

Da mesma forma pode-se provar que a razão entre a velocidade de

partícula medida pela sonda PU  $u_{PU}$  e a pressão medida pelo microfone de referência  $p_{ref}$  é:

$$\frac{u_{PU}}{p_{ref}} \left[ \frac{V}{V} \right] = \frac{i}{\rho_0 c_0} \text{sen}(k_0 l). \quad (\text{A.2})$$

Desta maneira, a sensibilidade dos sensores de pressão  $S_p$  e velocidade de partícula  $S_u$  são dadas por:

$$|S_p| \left[ \frac{mV}{Pa} \right] = \frac{p_{PU}}{p_{ref}} \frac{1}{\cos(k_0 l)} S_{ref}, \quad (\text{A.3})$$

$$|S_u| \left[ \frac{mV}{ms^{-1}} \right] = \frac{u_{PU}}{p_{ref}} \frac{\rho_0 c_0}{i \text{sen}(k_0 l)} S_{ref}. \quad (\text{A.4})$$

A fase entre os sensores de pressão e velocidade da sonda PU é extraída da teoria de propagação de ondas planas em tubos. A relação entre velocidade de partícula e pressão em  $x = l$  é dada por:

$$\frac{u_{PU}}{p_{PU}} = \frac{i}{\rho_0 c_0} \tan(k_0 l), \quad (\text{A.5})$$

sendo que a fase teórica dessa relação é  $\varphi_{90^\circ}$ , e varia entre  $+90^\circ$  e  $-90^\circ$  dependendo da frequência e do valor  $l$ . Esta pode ser usada para corrigir a fase medida pela sonda  $\varphi_{PU}$  da seguinte forma:

$$\varphi_{corr}(f) = \varphi_{PU}(k_0 l) - \varphi_{90^\circ}(k_0 l), \quad (\text{A.6})$$

onde  $\varphi_{PU}(k_0 l)$  é a fase medida pela sonda PU no interior do tubo e  $\varphi_{corr}(f)$  será subtraída da fase de medições posteriores.

A principal limitação do método de calibração em tubo de impedância é a limitação em altas frequências dada pela Eq. (4.1), sendo que esta técnica é geralmente limitada a cerca de 4 kHz. Adicionalmente sempre haverá um ou vários mínimos na pressão e velocidade de partícula medidos pela sonda PU devido à interferência destrutiva entre as ondas incidente e refletida no interior do tubo. A presença de tais mínimos pode corromper a medição em algumas faixas de frequência.

## A.2 Calibração usando o pistão na esfera

O pistão na esfera é aproximadamente correspondente a uma fonte sonora composta por um alto falante de raio  $b$  montado no interior de uma

esfera oca, como na Fig. 139.



Figura 139: Fonte sonora pistão na esfera.

Jacobsen e Jaud [148] propõem o método de calibração do sensor PU, notando que, em campo livre, a impedância característica a uma distância  $r$  do centro do alto-falante é:

$$Z_p(r) = -i\rho_0 c_0 \frac{\sum_{m=0}^{\infty} [P_{m-1} \cos(\psi) - P_{m+1} \cos(\psi)] \frac{H_m^{(2)}(k_0 r)}{H_m'^{(2)}(k_0 a)}}{\sum_{m=0}^{\infty} [P_{m-1} \cos(\psi) - P_{m+1} \cos(\psi)] \frac{H_m^{(2)}(k_0 r)}{H_m'^{(2)}(k_0 a)}}, \quad (\text{A.7})$$

onde  $a$  é o raio interno da esfera,  $\psi = \text{sen}^{-1}(b/a)$ ,  $H_m^{(2)}$  a função de Hankel do segundo tipo e ordem  $m$ , e  $H_m'^{(2)}$  sua derivada, e  $P_m$  é a função de Legendre de ordem  $m$ .

Jacobsen e Jaud [148] demonstraram que esta fonte sonora possui, em campo livre, uma radiação similar a de um monopolo embora a concordância entre a impedância característica do monopolo, e do pistão na esfera seja menor quando a distância entre fonte e receptor diminui. Isso é ilustrado na Fig. 140 onde a razão entre a impedância em frente a um pistão na esfera e a impedância em frente a um monopolo é mostrada. Jacobsen e Jaud também mostram que o pistão na esfera é uma aproximação do monopolo muito melhor que a montagem do alto-falante numa caixa acústica retangular,

e por isso o alto-falante esférico foi escolhido como fonte sonora padrão para medições *in situ*.

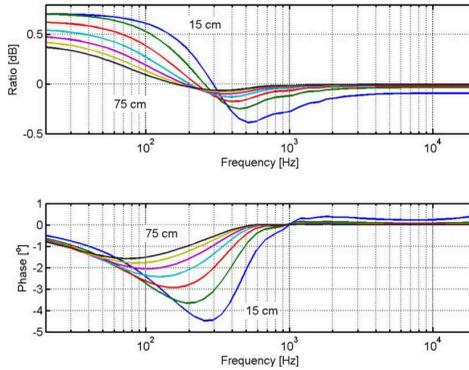


Figura 140: Razão entre a impedância em frente a um pistão na esfera e a impedância em frente a um monopolo; as distâncias entre fonte sonora e sensor variam entre 15 cm e 75 cm em passos de 10 cm; o pistão, neste caso, possui diâmetro de 6.5 cm e a esfera um diâmetro de 20.5 cm. Os resultados foram obtidos da referência [149] com permissão dos autores.

Basten e de Bree [149] mostram o método de calibração da sonda PU baseado na radiação do pistão na esfera. Assim como o método de calibração no tubo de impedância, este método utiliza um microfone de referência, mas, desta vez, na mesma posição da sonda PU, como pode ser visto na Fig. 141.

Na realidade, de acordo com Basten e de Bree [149], o microfone ocupa a mesma posição da sonda PU para a calibração em altas frequências. Em baixas frequências, o método possui algumas limitações. Como o método de calibração se destina à aplicação em ambientes não anecóicos, a influência de reflexões espúrias, vindas de superfícies próximas, pode corromper as medições de forma que um janelamento temporal não será suficiente para eliminá-las. Outro problema é o ruído de fundo em um ambiente regular, que comparado à pressão sonora emitida pela fonte pode ser significativo. Isto não é um problema grande para a calibração do microfone da sonda PU, já que o microfone de referência está muito próximo e os dois sensores, omnidirecionais, medem a mesma quantidade, seja esta somente a pressão sonora gerada pela fonte ou com a adição do ruído de fundo e reflexões

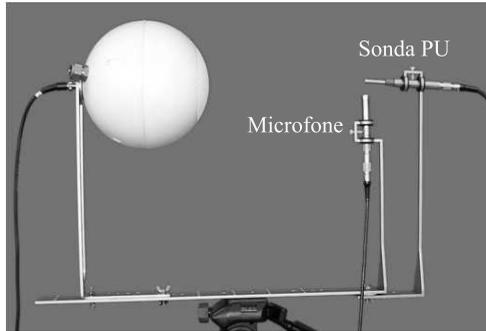


Figura 141: Sistema de calibração utilizando o pistão na esfera (foto usada com a permissão da *Microflown Technologies*).

espúrias. A calibração da velocidade de partícula é, no entanto, dependente da correta modelagem da impedância em campo livre da fonte sonora, sendo que ruído de fundo e reflexões que não fazem parte da radiação em campo livre irão corromper a medição. Nas altas frequências, a fonte sonora é um radiador eficiente e o ruído de fundo está muito abaixo do ruído emitido pela fonte sonora, e as reflexões espúrias podem ser retiradas através de janelamento temporal apropriado.

Para a calibração em baixas frequências, o microfone de referência é colocado no interior da esfera, medindo a pressão sonora no interior da mesma que é suficientemente alta em baixas frequências. Bem abaixo da primeira frequência de ressonância da esfera, a pressão sonora no interior da mesma e a velocidade de vibração da membrana do alto-falante estão relacionadas por:

$$u_m = \frac{i\omega V_s}{\gamma A_m P_0} p_{ref}, \quad (\text{A.8})$$

onde  $\gamma$  é a razão de calores específicos,  $P_0$  a pressão atmosférica,  $V_s$  o volume interno da esfera,  $A_m$  a área da membrana do alto-falante. Como se conhece a velocidade da membrana do alto-falante, a velocidade de partícula a uma distância  $r$  do mesmo é dada por:

$$u(r) = \frac{-u_m}{2} \sum_{m=0}^{\infty} [P_{m-1} \cos(\psi) - P_{m+1} \cos(\psi)] \frac{H_m^{(2)}(k_0 r)}{H_m^{(2)}(k_0 a)}. \quad (\text{A.9})$$

O processo de calibração envolve, então, duas medições: a primeira válida para frequências acima de 300 Hz e a segunda para frequências menores que esta. A primeira medição consiste em posicionar o microfone de referência e a sonda PU a uma distância  $r$  conhecida da fonte sonora (cerca de 25 cm). Desta forma, a sensibilidade do microfone da sonda PU pode ser determinada de forma similar à Seção A.1, e dada na Eq. (A.10):

$$S_p \left[ \frac{mV}{Pa} \right] = \frac{p_{PU}}{p_{ref}} S_{ref}. \quad (\text{A.10})$$

A sensibilidade do sensor de velocidade de partícula da sonda PU será determinada através do modelo de radiação da fonte sonora pistão na esfera dada na Eq. (A.7). A sensibilidade do sensor velocidade de partícula para frequências maiores que 300 Hz é dada por:

$$S_u \left[ \frac{mV}{ms^{-1}} \right] = \frac{u_{PU}}{p_{ref}} Z_p(r) S_{ref}. \quad (\text{A.11})$$

Note que, neste caso,  $S_p$  e  $S_u$  já contêm as informações de amplitude e fase para cada um dos sensores.

Na segunda medição, o microfone de referência é posicionado no interior da esfera, de forma que sua montagem não permita vazamentos de ar, e a sonda PU é posicionada a cerca de 1 cm da fonte sonora. Mede-se a função de transferência entre velocidade de partícula e pressão sonora de referência, e com ajuda da Eq. (A.9) determina-se a sensibilidade do sensor de velocidade de partícula para frequências menores que 300 Hz.

$$S_u \left[ \frac{mV}{ms^{-1}} \right] = \frac{u_{PU}}{p_{ref}} \frac{u_m}{u(r)} \left( \frac{A_m P_0}{i\gamma\omega V_0} \right) S_{ref}. \quad (\text{A.12})$$

Basten e de Bree [149] propõem o uso de uma média móvel para eliminação das reflexões espúrias, apontando que este é um método mais estável em baixas frequências que o janelamento temporal.

No capítulo 4 do *ebook* da Microflown Technologies [192] propõe-se que os parâmetros de um modelo matemático dos sensores de pressão e velocidade sejam ajustados aos dados medidos, de forma que uma curva de

calibração teórica seja encontrada para cada sensor. O modelo teórico da sonda PU é dado nas Eqs. 6.1 e 6.2 (velocidade de partícula) e nas Eqs. (A.13) e (A.13) (sensibilidade e fase do microfone, respectivamente):

$$|S_p| = \frac{S_{@1\text{kHz}} \sqrt{1 + \frac{f^2}{f_{3p}^2}}}{\sqrt{\left(1 + \frac{f_{1p}^2}{f^2}\right) \left(1 + \frac{f_{2p}^2}{f^2}\right)}}, \quad (\text{A.13})$$

$$\varphi_p = \tan^{-1} \left( \frac{C_{1p}}{f} \right) + \tan^{-1} \left( \frac{C_{2p}}{f} \right) - \tan^{-1} \left( \frac{f}{C_{3p}} \right), \quad (\text{A.14})$$

onde  $S_{@1\text{kHz}}$  é a sensibilidade do microfone em 1 kHz.

Um programa que faz o ajuste de curvas da calibração da sonda PU é fornecido com todo sensor adquirido como parte do pacote comercial.



## APÊNDICE B – COMPARAÇÃO ENTRE AS TÉCNICAS PU E PP

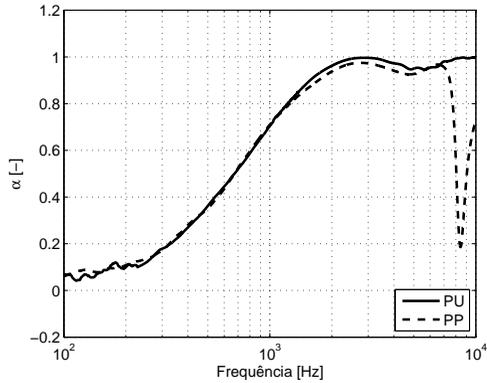


Figura 142: Coeficiente de absorção medido numa câmara semi-aneecóica com as técnicas PU e PP; lâ de rocha com  $80 \text{ kg/m}^3$  e  $d_1 = 25 \text{ mm}$ .

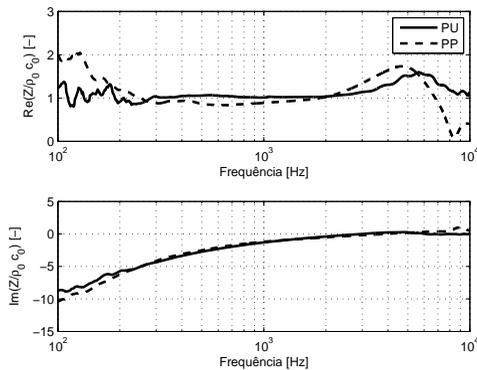


Figura 143: Impedância de superfície medida numa câmara semi-aneecóica com as técnicas PU e PP; lâ de rocha com  $80 \text{ kg/m}^3$  e  $d_1 = 25 \text{ mm}$ .

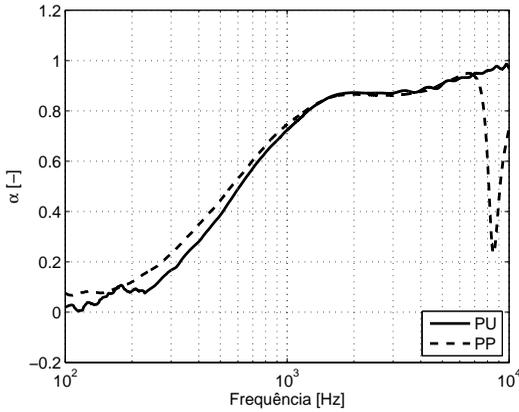


Figura 144: Coeficiente de absorção medido numa câmara semi-aneecóica com as técnicas PU e PP; lâ de rocha com  $96 \text{ kg/m}^3$  e  $d_1 = 25 \text{ mm}$ .

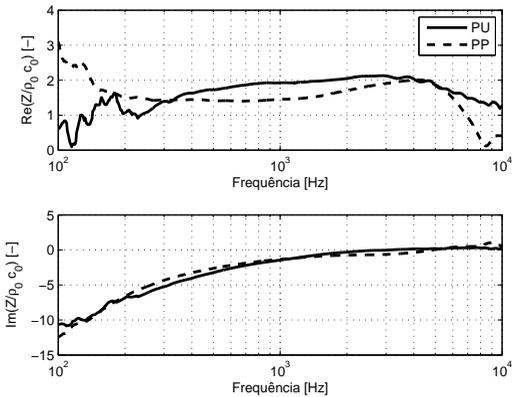


Figura 145: Impedância de superfície medida numa câmara semi-aneecóica com as técnicas PU e PP; lâ de rocha com  $96 \text{ kg/m}^3$  e  $d_1 = 25 \text{ mm}$ .

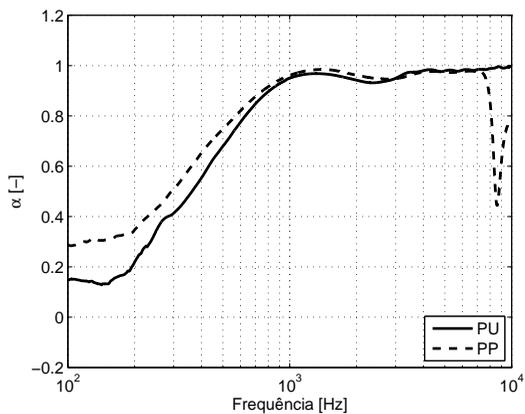


Figura 146: Coeficiente de absorção medido numa câmara semi-anechoica com as técnicas PU e PP; lâ de rocha com  $64 \text{ kg/m}^3$  e  $d_1 = 50 \text{ mm}$ .

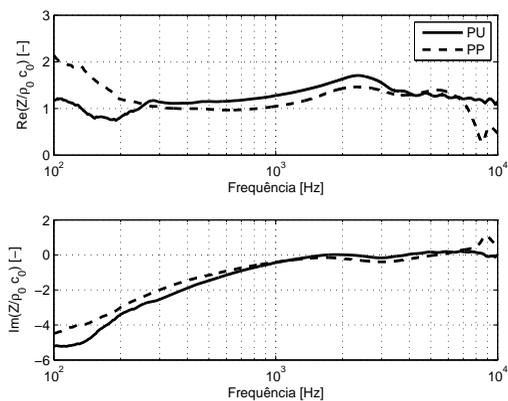


Figura 147: Impedância de superfície medida numa câmara semi-anechoica com as técnicas PU e PP; lâ de rocha com  $64 \text{ kg/m}^3$  e  $d_1 = 50 \text{ mm}$ .

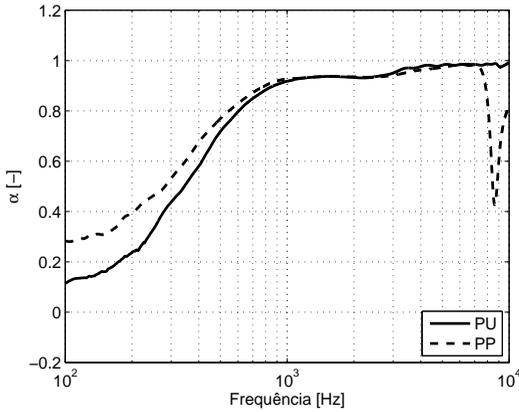


Figura 148: Coeficiente de absorção medido numa câmara semi-aneecóica com as técnicas PU e PP; lâ de rocha com  $80 \text{ kg/m}^3$  e  $d_1 = 50 \text{ mm}$ .

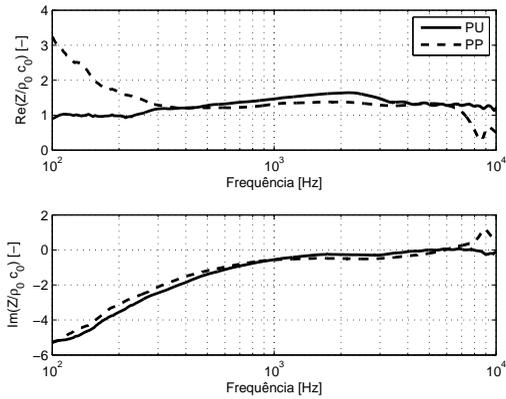


Figura 149: Impedância de superfície medida numa câmara semi-aneecóica com as técnicas PU e PP; lâ de rocha com  $80 \text{ kg/m}^3$  e  $d_1 = 50 \text{ mm}$ .

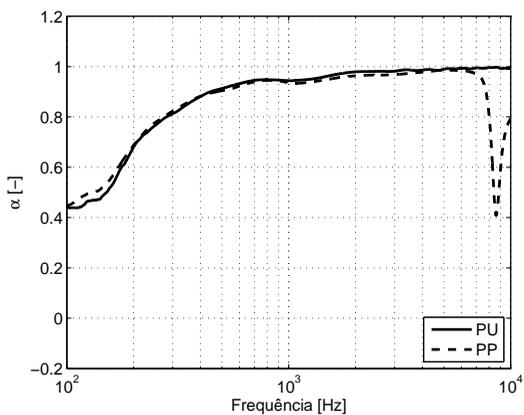


Figura 150: Coeficiente de absorção medido numa câmara semi-aneecóica com as técnicas PU e PP; lâ de rocha com  $64 \text{ kg/m}^3$  e  $d_1 = 10 \text{ cm}$ .

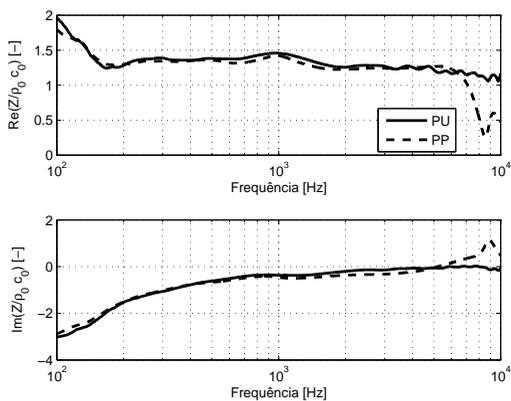


Figura 151: Impedância de superfície medida numa câmara semi-aneecóica com as técnicas PU e PP; lâ de rocha com  $64 \text{ kg/m}^3$  e  $d_1 = 10 \text{ cm}$ .

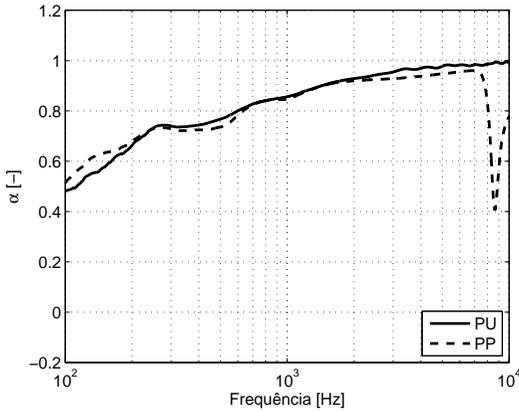


Figura 152: Coeficiente de absorção medido numa câmara semi-aneecóica com as técnicas PU e PP; lâ de rocha com  $96 \text{ kg/m}^3$  e  $d_1 = 10 \text{ cm}$ .

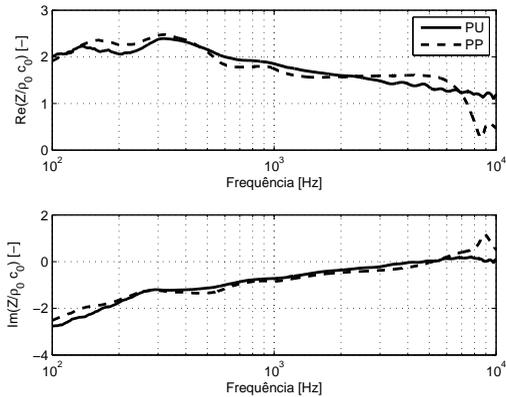


Figura 153: Impedância de superfície medida numa câmara semi-aneecóica com as técnicas PU e PP; lâ de rocha com  $96 \text{ kg/m}^3$  e  $d_1 = 10 \text{ cm}$ .

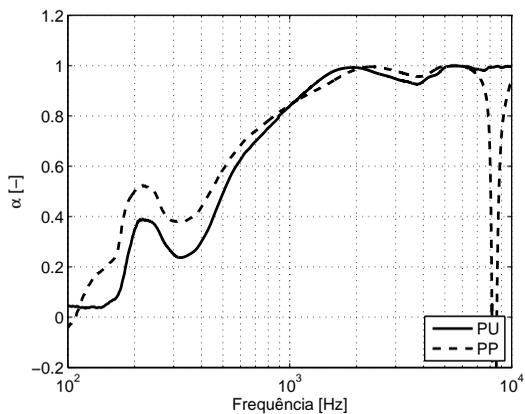


Figura 154: Coeficiente de absorção medido numa câmara semi-aneóica com as técnicas PU e PP; Espuma *Flamex*  $d_1 = 10$  cm.

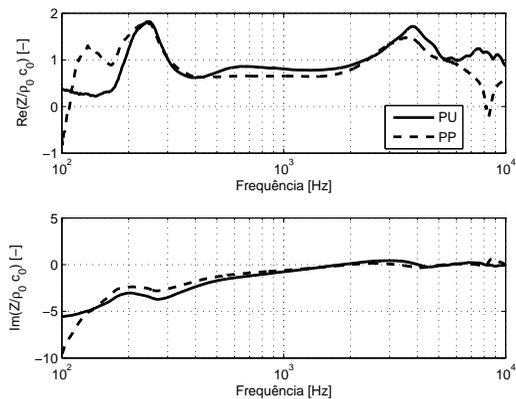


Figura 155: Impedância de superfície medida numa câmara semi-aneóica com as técnicas PU e PP; Espuma *Flamex*  $d_1 = 10$  cm.



## APÊNDICE C – VELOCIDADES DE PARTÍCULA DO MODELO BEM

A velocidade de partícula na direção  $\hat{x}$  do modelo de elemento de contorno, é:

$$u_x(\vec{r}) = \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|} \left[ \frac{1}{ik_0|\vec{r}_1|} + 1 \right] \left( \frac{-x}{|\vec{r}_1|} \right) - \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_2|}}{|\vec{r}_2|} \left[ \frac{1}{ik_0|\vec{r}_2|} + 1 \right] \left( \frac{-x}{|\vec{r}_2|} \right) - i \frac{k_0}{Z} \sum_{m=1}^M p(\vec{r}_{sm}) \int_S \frac{e^{-ik_0|\vec{r}-\vec{r}_{sm}|}}{4\pi|\vec{r}-\vec{r}_{sm}|} \left[ \frac{1}{ik_0|\vec{r}-\vec{r}_{sm}|} + 1 \right] \left( \frac{x-x_{sm}}{|\vec{r}-\vec{r}_{sm}|} \right) dS. \quad (C.1)$$

A velocidade de partícula na direção  $\hat{y}$  é:

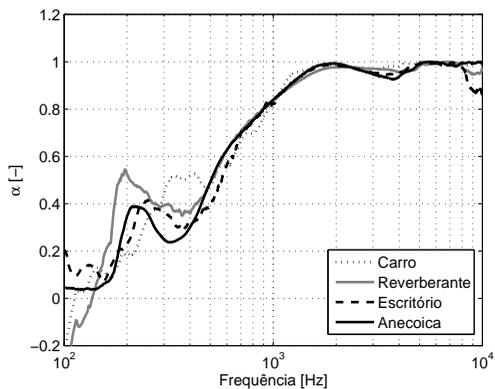
$$u_y(\vec{r}) = \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|} \left[ \frac{1}{ik_0|\vec{r}_1|} + 1 \right] \left( \frac{-y}{|\vec{r}_1|} \right) - \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_2|}}{|\vec{r}_2|} \left[ \frac{1}{ik_0|\vec{r}_2|} + 1 \right] \left( \frac{-y}{|\vec{r}_2|} \right) - i \frac{k_0}{Z} \sum_{m=1}^M p(\vec{r}_{sm}) \int_S \frac{e^{-ik_0|\vec{r}-\vec{r}_{sm}|}}{4\pi|\vec{r}-\vec{r}_{sm}|} \left[ \frac{1}{ik_0|\vec{r}-\vec{r}_{sm}|} + 1 \right] \left( \frac{y-y_{sm}}{|\vec{r}-\vec{r}_{sm}|} \right) dS. \quad (C.2)$$

A velocidade de partícula na direção  $\hat{z}$  é:

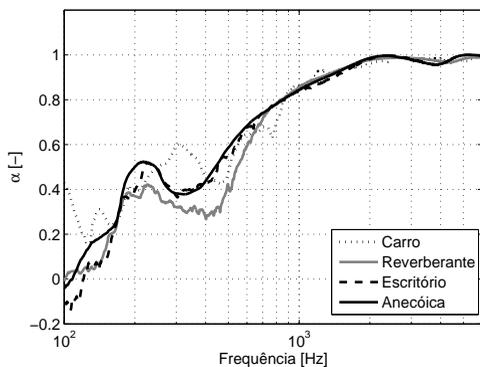
$$u_z(\vec{r}) = \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_1|}}{|\vec{r}_1|} \left[ \frac{1}{ik_0|\vec{r}_1|} + 1 \right] \left( \frac{h_s - z}{|\vec{r}_1|} \right) - \frac{e^{-ik_0|\vec{r}_2|}}{|\vec{r}_2|} \left[ \frac{1}{ik_0|\vec{r}_2|} + 1 \right] \left( \frac{h_s + z}{|\vec{r}_2|} \right) - i \frac{k_0}{Z} \sum_{m=1}^M p(\vec{r}_{sm}) \int_S \frac{e^{-ik_0|\vec{r}-\vec{r}_{sm}|}}{4\pi|\vec{r}-\vec{r}_{sm}|} \left[ \frac{1}{ik_0|\vec{r}-\vec{r}_{sm}|} + 1 \right] \left( \frac{z}{|\vec{r}-\vec{r}_{sm}|} \right) dS. \quad (C.3)$$



## APÊNDICE D – COMPARAÇÃO DE MEDIÇÕES *IN SITU* E EM CÂMARA SEMI-ANECÓICA

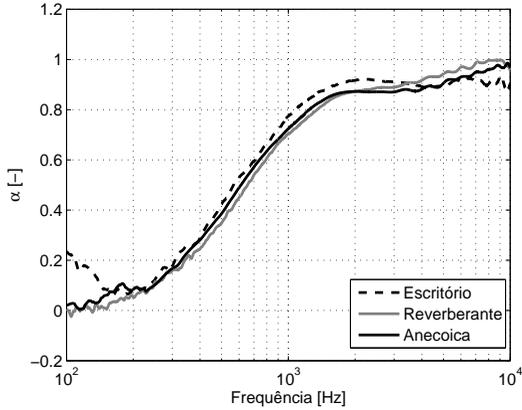


(a) Medição realizada com a sonda PU.

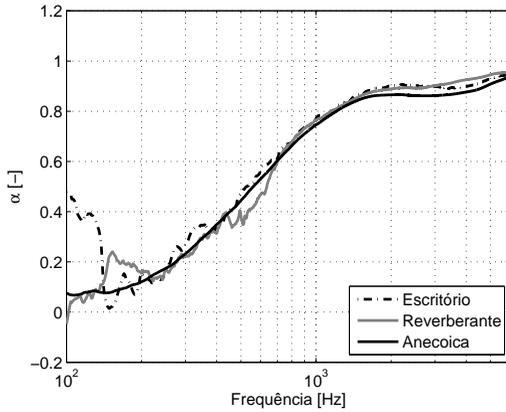


(b) Medição realizada com a sonda PP.

Figura 156: Medição do coeficiente de absorção de uma amostra de espuma com espessura 40 mm; as medidas foram tomadas em câmara semi-anecóica, câmara reverberante, escritório e no interior de um veículo.

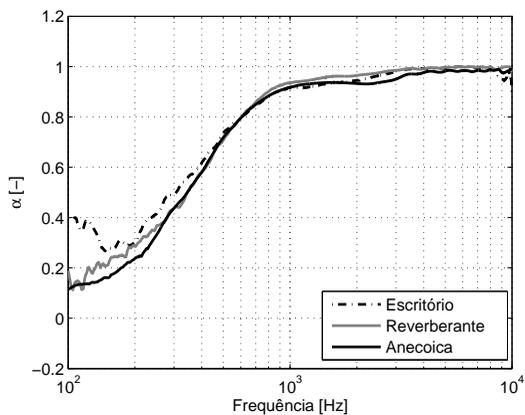


(a) Medição realizada com a sonda PU.

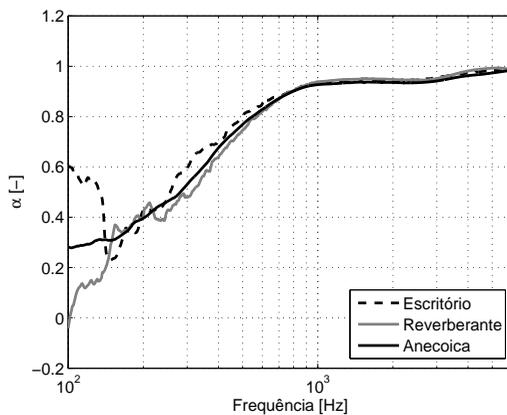


(b) Medição realizada com a sonda PP.

Figura 157: Medição do coeficiente de absorção de lã de rocha com densidade  $96 \text{ kg/m}^3$  e espessura 25 mm; as medidas foram tomadas em câmara semi-aneecóica, câmara reverberante e escritório.

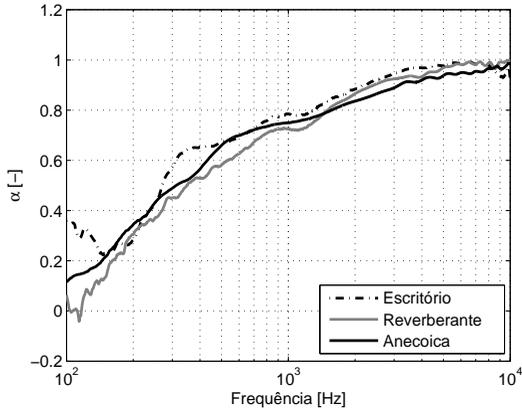


(a) Medição realizada com a sonda PU.

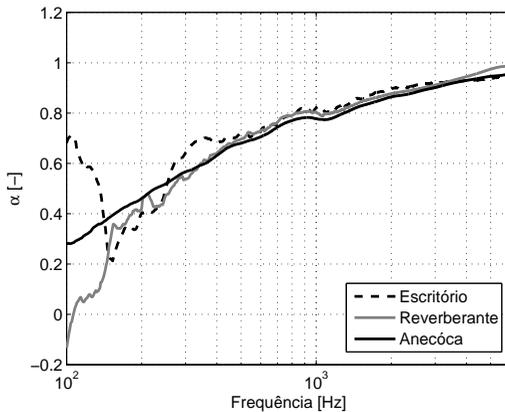


(b) Medição realizada com a sonda PP.

Figura 158: Medição do coeficiente de absorção de lã de rocha com densidade  $80 \text{ kg/m}^3$  e espessura 50 mm; as medidas foram tomadas em câmara semi-aneecóica, câmara reverberante e escritório.



(a) Medição realizada com a sonda PU.



(b) Medição realizada com a sonda PP.

Figura 159: Medição do coeficiente de absorção de lã de rocha com densidade  $80 \text{ kg/m}^3$  e espessura 50 mm; as medidas foram tomadas em câmara semi-aneecóica, câmara reverberante e escritório.











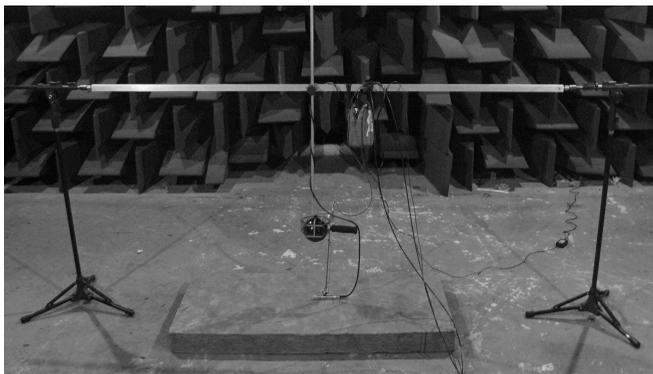


Figura 165: Aparato usado para suportar os equipamentos de medição.



Figura 166: Medição na câmara semi-anecóica com o *baffle* feito de MDF.

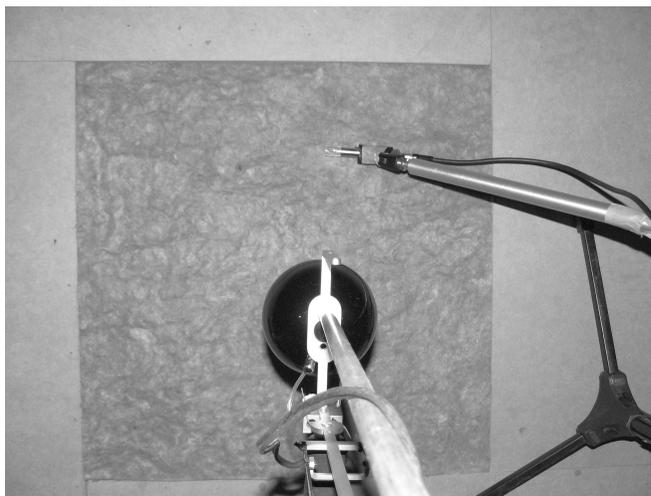


Figura 167: Medição na câmara semi-aneecóica com o *baffle* para a fonte sonora no centro da amostra e a sonda PU na posição ótima de medição.

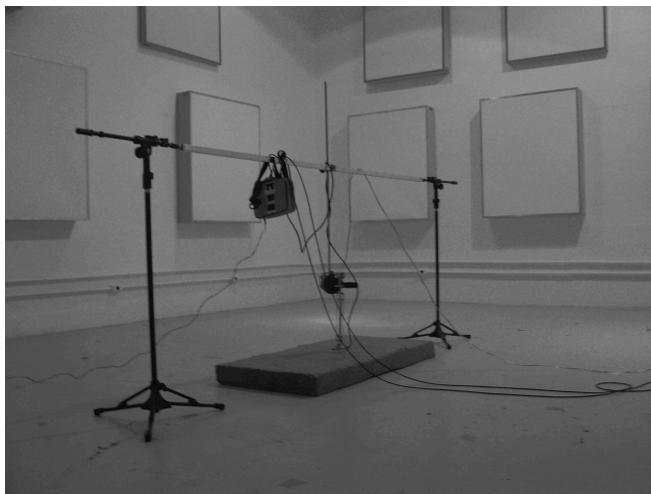


Figura 168: Medição *in situ* na câmara reverberante.



## REFERÊNCIAS

- [1] MORFEY, C. *Dictionary of acoustics*. [S.l.]: Academic Press, 2000.  
(Citado nas páginas 2, 7 e 23)
- [2] BREKHOVSKIKH, L.; GODIN, O. *Acoustics of layered media II: point sources and bounded beams*. [S.l.]: Springer Verlag, 1992.  
(Citado nas páginas 2, 23, 25, 27, 33, 36 e 45)
- [3] BERANEK, L. *Acoustics*. [S.l.]: Acoustical Society of America, 1996.  
(Citado nas páginas 6, 7 e 104)
- [4] BREKHOVSKIKH, L.; GODIN, O. *Acoustics of layered media I: point sources and bounded beams*. [S.l.]: Springer Verlag, 1990.  
(Citado nas páginas 6, 7 e 12)
- [5] FAHY, F.; GARDONIO, P.; HAMBRIC, S. *Sound and structural vibration*. [S.l.]: Elsevier, 2007. 689 p.  
(Citado na página 6)
- [6] ALLARD, J.; ATALLA, N. *Propagation of sound in porous media: modeling sound absorbing materials*. [S.l.]: Wiley, 2009.  
(Citado nas páginas 7, 8, 15, 27, 36 e 37)
- [7] OLSON, H.; BEYER, R. *Acoustical engineering*. [S.l.]: D. Van Nostrand Company, 1957. 40 p.  
(Citado nas páginas 7 e 104)
- [8] DELANY, M.; BAZLEY, E. Acoustical properties of fibrous absorbent materials. *Applied Acoustics*, v. 3, n. 2, p. 105–116, 1970.  
(Citado nas páginas 13, 14, 16, 81, 135, 177, 222, 223 e 238)
- [9] EMBLETON, T.; PIERCY, J.; DAIGLE, G. Effective flow resistivity of ground surfaces determined by acoustical measurements. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 74, p. 1239–1244, 1983.  
(Citado nas páginas 13 e 220)
- [10] ALLARD, J.; CHAMPOUX, Y. New empirical equations for sound propagation in rigid frame fibrous materials. *The Journal of the Acoustical Society of America*, ASA, v. 91 (6), p. 3346–3353, 1992.  
(Citado nas páginas 15 e 16)

- [11] COX, T.; D'ANTONIO, P.; SCHROEDER, M. *Acoustic Absorbers and Diffusers, Theory, design and application*. [S.l.]: ASA, 2005. 988 p.  
(Citado nas páginas 15 e 19)
- [12] BRANDÃO, E. *Aplicação de absorvedores tipo membrana em cavidades e filtros acústicos*. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal de Santa Catarina, 2008.  
(Citado nas páginas 19, 164 e 206)
- [13] KUTTRUFF, H. *Room acoustics*. [S.l.]: Spon Press, 2009.  
(Citado nas páginas 19 e 241)
- [14] FUCHS, H.; ZHA, X. Acrylic-glass Sound Absorbers in the Plenum of the Deutscher Bundestag. *Applied Acoustics*, Elsevier Science, v. 51, n. 2, p. 211–217, 1997.  
(Citado na página 19)
- [15] MAA, D. Potential of microperforated panel absorber. *The Journal of the Acoustical Society of America*, ASA, v. 104, p. 2861–2866, 1998.  
(Citado na página 19)
- [16] SAKAGAMI, K.; MORIMOTO, M.; KOIKE, W. A numerical study of double-leaf microperforated panel absorbers. *Applied Acoustics*, Elsevier, v. 67, n. 7, p. 609–619, 2006.  
(Citado na página 19)
- [17] RUDNICK, I. The Propagation of an Acoustic Wave Along an Absorbing Boundary. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 19, p. 348–356, 1946.  
(Citado nas páginas 24, 48, 49 e 58)
- [18] SOMMERFELD, A. Über die Ausbreitung der Wellen in der drahtlosen Telegraphie. *Ann. Phys.(Leipzig)*, (28), p. 665–736, 1909.  
(Citado nas páginas 25, 27 e 52)
- [19] WEYL, H. The Propagation of Electromagnetic Waves over a Plane Conductor. *Ann. Physik, Ser.*, (4), n. 60, p. 481–500, 1919.  
(Citado nas páginas 25, 27 e 52)
- [20] WRIGHT, M. *Lecture notes on the mathematics of acoustics*. [S.l.]: Imperial College Press, 2005.  
(Citado nas páginas 25 e 28)

- [21] WILLIAMS, E. *Fourier acoustics: sound radiation and nearfield acoustical holography*. [S.l.]: Academic Press, 1999.  
(Citado nas páginas 25 e 185)
- [22] DI, X.; GILBERT, K. An exact Laplace transform formulation for a point source above a ground surface. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 93 (2), p. 714–720, 1993.  
(Citado nas páginas 25, 41, 42 e 119)
- [23] ABRAMOWITZ, M.; STEGUN, I. *Handbook of mathematical functions*. [S.l.]: Dover Publications, 1965.  
(Citado nas páginas 27 e 51)
- [24] BOWMAN, F. *Introduction to Bessel functions*. [S.l.]: Dover Publications, 1958.  
(Citado na página 27)
- [25] SOMMERFELD, A. *Partial Differential Equations in Physics: lecture on theoretical physics*. [S.l.]: Academic Press, 1949.  
(Citado na página 27)
- [26] CARRIER MAX KROOK, C. E. P. G. F. *Functions of a complex variable*. [S.l.]: McGraw-Hill, 2005.  
(Citado na página 28)
- [27] PRESS, W. *Numerical recipes: the art of scientific computing*. [S.l.]: Cambridge university press, 2007.  
(Citado nas páginas 29, 42 e 175)
- [28] LI, Y.; WHITE, M. Near-field computation for sound propagation above ground—Using complex image theory. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 99, p. 755–760, 1996.  
(Citado nas páginas 29, 31 e 47)
- [29] BRAUN, S.; RAM, Y. Determination of structural modes via the Prony model: System order and noise induced poles. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 81, p. 1447–1459, 1987.  
(Citado na página 29)
- [30] SINGH, R.; DAVIES, P.; BAJAJ, A. Estimation of the dynamical properties of polyurethane foam through use of Prony series. *Journal of sound and vibration*, Elsevier, v. 264, n. 5, p. 1005–1043, 2003.  
(Citado na página 29)

- [31] TRIVETT, D.; ROBINSON, A. Modified Prony method approach to echo-reduction measurements. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 70, p. 1166–1175, 1981.  
(Citado na página 29)
- [32] YUAN, M.; SARKAR, T.; SALAZAR-PALMA, M. A direct discrete complex image method from the closed-form Green's functions in multilayered media. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, v. 54, n. 3, p. 1025–1032, 2006.  
(Citado nas páginas 29 e 37)
- [33] TEO, S. et al. Error analysis of the discrete complex image method and pole extraction. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, v. 51, n. 2 Part 1, p. 406–413, 2003.  
(Citado nas páginas 29 e 31)
- [34] MOSIG, J.; SARKAR, T. Comparison of quasi-static and exact electromagnetic fields from a horizontal electric dipole above a lossy dielectric backed by an imperfect ground plane. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, v. 34, n. 4, p. 379–387, 1986.  
(Citado nas páginas 29 e 31)
- [35] CHOW, Y. et al. A closed-form spatial Green's function for the thick microstripsubstrate. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, v. 39, n. 3, p. 588–592, 1991.  
(Citado nas páginas 29 e 31)
- [36] FANG, D.; YANG, J.; DELISLE, G. Discrete image theory for horizontal electric dipoles in a multilayered medium. v. 135, n. 5, p. 297–303, 1988.  
(Citado nas páginas 29, 31 e 39)
- [37] HAMMING, R.; HAMMING, R. *Numerical methods for scientists and engineers*. [S.l.]: Dover Publications, 1986.  
(Citado na página 32)
- [38] ALLARD, J.; LAURIKS, W.; VERHAEGEN, C. The acoustic sound field above a porous layer and the estimation of the acoustic surface impedance from free-field measurements. *The Journal of the Acoustical Society of America*, ASA, v. 91, p. 3057–3060, 1992.  
(Citado nas páginas 34, 221 e 235)

- [39] PIESSENS, R.; DONCKER-KAPENGA, E. de; "UBERHUBER, C. *QUADPACK. A subroutine package for automatic integration*. [S.l.]: Springer-Verlag, 1983.  
(Citado na página 36)
- [40] ALLARD, J. Prediction of the acoustic field due to a point source over a porous layer. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 125, p. 1864–1867, 2009.  
(Citado na página 37)
- [41] ALLARD, J.; HENRY, M.; GARETON, V. Pseudo-surface waves above thin porous layers (L). *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 116, p. 1345–1347, 2004.  
(Citado na página 37)
- [42] ALLARD, J. et al. Pole contribution to the field reflected by sand layers. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 111, p. 685–689, 2002.  
(Citado na página 37)
- [43] ALLARD, J.; JANSSENS, G.; LAURIKS, W. Reflection of spherical waves by non-locally reacting porous media. *Wave Motion*, Elsevier, v. 36, n. 2, p. 143–155, 2002.  
(Citado na página 37)
- [44] LAURIKS, W.; KELDERS, L.; ALLARD, J. Surface waves and leaky waves above a porous layer. *Wave motion*, Elsevier, v. 28, n. 1, p. 59–67, 1998.  
(Citado na página 37)
- [45] YUAN, M.; SARKAR, T. Computation of the Sommerfeld integral tails using the matrix pencil method. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, v. 54, n. 4, p. 1358–1362, 2006.  
(Citado na página 37)
- [46] HUA, Y.; SARKAR, T. Matrix pencil method for estimating parameters of exponentially damped/undamped sinusoids in noise. *IEEE Transactions on Acoustics, Speech and Signal Processing*, v. 38, n. 5, p. 814–824, 1990.  
(Citado na página 37)

- [47] HUA, Y.; SARKAR, T. Matrix pencil and system poles. *Signal Processing*, Elsevier, v. 21, n. 2, p. 195–198, 1990.  
(Citado na página 37)
- [48] POLIMERIDIS, T. V. Y. A. G.; TSIBOUKIS, T. D. An Efficient Pole Extraction Technique for the Computation of Green's Functions in Stratified Media Using a Sine Transformation. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, IEEE, v. 55, n. 1, p. 227–229, 2007.  
(Citado na página 39)
- [49] TEO, S. et al. A robust generalized DCIM technique with pole extraction. v. 4, p. 862–865, 2001.  
(Citado na página 39)
- [50] NOBILE, M.; HAYEK, S. Acoustic propagation over an impedance plane. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 78, p. 1325–1336, 1985.  
(Citado nas páginas 39, 42, 54, 55, 59, 88, 93, 95 e 121)
- [51] GRADSHTEYN, I.; RYZHIK, I. *Table of Integrals, Series and Products (corrected and enlarged edition)*. [S.l.]: Academic Press, New York, 1980.  
(Citado nas páginas 40 e 51)
- [52] LINDELL, I.; ALANEN, E. Exact image theory for the Sommerfeld half-space problem, Part I: Vertical magnetic dipole. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, v. 32, n. 2, p. 126–133, 1984.  
(Citado na página 41)
- [53] LINDELL, I.; ALANEN, E. Exact image theory for the Sommerfeld half-space problem, part II: Vertical electrical dipole. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, v. 32, n. 8, p. 841–847, 1984.  
(Citado na página 41)
- [54] BRANDÃO, E.; LENZI, A. An iterative approach based on Prony's method to calculate the surface impedance of acoustic materials measured in situ. In: *SAE Florianopolis-Brasil*. [S.l.: s.n.], 2009.  
(Citado nas páginas 48 e 120)
- [55] INGARD, U. On the reflection of a spherical sound wave from an infinite plane. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 23 (3), p. 329–335, 1951.  
(Citado nas páginas 49, 50, 51, 52 e 59)

- [56] LAWHEAD, R.; RUDNICK, I. Acoustic wave propagation along a constant normal impedance boundary. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 23, p. 546–549, 1951.  
(Citado nas páginas 50, 51 e 54)
- [57] WENZEL, A. Propagation of waves along an impedance boundary. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 55, p. 956–963, 1974.  
(Citado nas páginas 50 e 52)
- [58] CHIEN, C.; SOROKA, W. Sound propagation along an impedance plane. *Journal of Sound and Vibration*, Elsevier, (43), n. 1, p. 9–20, 1975.  
(Citado nas páginas 51, 53, 55, 59, 60, 93 e 220)
- [59] CHIEN, C.; SOROKA, W. A note on the calculation of sound propagation along an impedance surface. *Journal of Sound and Vibration*, (69), p. 340–343, 1980.  
(Citado nas páginas 51 e 93)
- [60] MATTA, F.; REICHEL, A. Uniform computation of the error function and other related functions. *Mathematics of Computation*, American Mathematical Society, v. 25, n. 114, p. 339–344, 1971.  
(Citado na página 51)
- [61] DONATO, R. Propagation of a spherical wave near a plane boundary with a complex impedance. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 60, p. 34–39, 1976.  
(Citado na página 52)
- [62] THOMASSON, S. Reflection of waves from a point source by an impedance boundary. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 59 (4), p. 780–785, 1976.  
(Citado nas páginas 52, 53 e 54)
- [63] THOMASSON, S. A powerful asymptotic solution for sound propagation above an impedance boundary. *Acustica*, (45), p. 122–125, 1980.  
(Citado na página 53)
- [64] KAWAI, T.; HIDAKA, T.; NAKAJIMA, T. Sound propagation above an impedance boundary. *Journal of Sound and Vibration*, Elsevier, (83), n. 1, p. 125–138, 1982.  
(Citado nas páginas 53 e 59)

- [65] INGÅRD, U.; BOLT, R. A free field method of measuring the absorption coefficient of acoustic materials. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 23, p. 509–516, 1951.  
(Citado nas páginas xx, 54, 85, 86 e 101)
- [66] BRIQUET, M.; FILIPPI, P. Diffraction of a spherical wave by an absorbing plane. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 61, p. 640–646, 1977.  
(Citado na página 54)
- [67] FILIPPI, P. Extended sources radiation and Laplace type integral representation: application to wave propagation above and within layered media. *Journal of Sound and Vibration*, Elsevier, v. 91, n. 1, p. 65–84, 1983.  
(Citado na página 54)
- [68] TARALDSEN, G. The complex image method. *Wave Motion*, Elsevier, v. 43, n. 1, p. 91–97, 2005.  
(Citado na página 56)
- [69] TARALDSEN, G. A note on reflection of spherical waves. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 117, p. 3389–3392, 2005.  
(Citado na página 56)
- [70] JR, W. A. T.; HURST, C. Acoustic performance of a stretched membrane and porous blanket combination. *The Journal of the Acoustical Society of America*, ASA, v. 59, p. 1071–1076, 1976.  
(Citado na página 59)
- [71] ISO. 10534-1, *Acoustics - Determination of Sound Absorption Coefficient and Impedance in Impedance Tubes-Part 1: Method using standing wave ratio*.  
(Citado nas páginas 66, 69, 71, 85 e 87)
- [72] ISO. 10534-2: *Acoustics - Determination of sound absorption coefficient and impedance in impedance tubes-Part 2: Transfer-function method*. [S.l.]: Oct, 2001.  
(Citado nas páginas 66, 69, 70, 71, 73, 86, 130, 131, 162, 222, 239 e 251)
- [73] ROSS, D.; SEYBERT, A. Experimental determination of acoustic properties using a two-microphone random-excitation technique. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 61, p. 1362–1370, 1977.  
(Citado nas páginas 69, 70 e 71)

- [74] CHUNG, J.; BLASER, D. Transfer function method of measuring in-duct acoustic properties. I. Theory. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 68, p. 907–913, 1980.  
(Citado nas páginas 71 e 96)
- [75] CHUNG, J.; BLASER, D. Transfer function method of measuring in-duct acoustic impedance, II. Experiment. *Transfer function method of measuring in-duct acoustic properties. I. Theory*, *J. Acoust. Soc. Am.*, v. 68, p. 907–921, 1978.  
(Citado na página 71)
- [76] CHU, W. Transfer function technique for impedance and absorption measurements in an impedance tube using a single microphone. *Journal of the Acoustical Society of America*, v. 80, n. 2, p. 555–560, 1986.  
(Citado nas páginas 71 e 96)
- [77] KINO, N.; UENO, T. Investigation of sample size effects in impedance tube measurements. *Applied Acoustics*, Elsevier, v. 68, n. 11, p. 1485–1493, 2007.  
(Citado na página 72)
- [78] CASTAGNEDE, B. et al. Effects of compression on the sound absorption of fibrous materials. *Applied Acoustics*, v. 61, p. 173–182, 2000.  
(Citado na página 72)
- [79] SONG, B.; BOLTON, J. Investigation of the vibrational modes of edge-constrained fibrous samples placed in a standing wave tube. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 113, p. 1833–1849, 2003.  
(Citado na página 73)
- [80] PILON, D.; PANNETON, R.; SGARD, F. Behavioral criterion quantifying the effects of circumferential air gaps on porous materials in the standing wave tube. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 116, p. 344–356, 2004.  
(Citado na página 73)
- [81] HOROSHENKOV, K. et al. Reproducibility experiments on measuring acoustical properties of rigid-frame porous media (round-robin tests). *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 122, p. 345, 2007.  
(Citado nas páginas 73, 78 e 227)

- [82] ISO. 354: *Measurement of sound absorption in a reverberation room*. [S.l.]: IPQ, 1985.  
(Citado nas páginas 73, 74 e 75)
- [83] LONDON, A. The determination of reverberant sound absorption coefficients from acoustic impedance measurements. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 22, p. 263–269, 1950.  
(Citado na página 76)
- [84] OLYNYK, D.; NORTHWOOD, T. Comparison of Reverberation-Room and Impedance-Tube Absorption Measurements. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 36, p. 2171–2174, 1964.  
(Citado na página 76)
- [85] HODGSON, M. Experimental evaluation of the accuracy of the Sabine and Eyring theories in the case of non-low surface absorption. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 94, p. 835–840, 1993.  
(Citado na página 77)
- [86] PELLAM, J. Sound diffraction and absorption by a strip of absorbing material. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 11, p. 396–400, 1940.  
(Citado nas páginas 77 e 170)
- [87] NORTHWOOD, T.; GRISARU, M.; MEDCOF, M. Absorption of Sound by a Strip of Absorptive Material in a Diffuser Sound Field. *Journal of the Acoustical Society of America*, v. 31, n. 5, p. 595–599, 1959.  
(Citado nas páginas 77 e 170)
- [88] BRUIJN, D. A mathematical analysis concerning the edge effect of sound absorbing materials. *Acustica*, v. 28, p. 33–44, 1973.  
(Citado nas páginas 77 e 170)
- [89] THOMASSON, S. On the absorption coefficient. *Acustica*, v. 44, p. 265–273, 1980.  
(Citado nas páginas 77 e 170)
- [90] KAWAI, Y.; MEOTOIWA, H. Estimation of the area effect of sound absorbent surfaces by using a boundary integral equation. *Acoustical Science and Technology*, J-STAGE, v. 26, n. 2, p. 123–127, 2005.  
(Citado nas páginas 77, 171 e 172)

- [91] BARRY, T. Measurement of the absorption spectrum using correlation/spectral density techniques. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 55, p. 1349–1351, 1974.  
(Citado nas páginas 79 e 101)
- [92] HOLLIN, K.; JONES, M. The measurement of sound absorption coefficient in situ by a correlation technique. *Acustica*, (37), p. 103–110, 1977.  
(Citado nas páginas 80 e 101)
- [93] DAVIES, J.; MULHOLLAND, K. An impulse method of measuring normal impedance at oblique incidence. *Journal of Sound and Vibration*, Elsevier, (67), n. 1, p. 135–149, 1979.  
(Citado na página 80)
- [94] CRAMOND, A.; DON, C. Reflection of impulses as a method of determining acoustic impedance. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 75, p. 382–389, 1984.  
(Citado nas páginas 80 e 101)
- [95] YUZAWA, M. A method of obtaining the oblique incident sound absorption coefficient through an on-the-spot measurement. *Applied Acoustics*, Elsevier, v. 8, n. 1, p. 27–41, 1975.  
(Citado nas páginas xx, 81 e 82)
- [96] GARAI, M. Measurement of the sound-absorption coefficient in situ: the reflection method using periodic pseudo-random sequences of maximum length. *Applied Acoustics*, Elsevier, (39), n. 1-2, p. 119–139, 1993.  
(Citado nas páginas 81, 83, 99 e 101)
- [97] HARRIS, F. On the use of windows for harmonic analysis with the discrete Fourier transform. *Proceedings of the IEEE*, v. 66, n. 1, p. 51–83, 1978.  
(Citado na página 83)
- [98] MOMMERTZ, E. Angle-dependent in-situ measurements of reflection coefficients using a subtraction technique. *Applied Acoustics*, v. 46, p. 251–264, 1995.  
(Citado nas páginas xx, 83, 84, 101 e 156)

- [99] ROBINSON, P.; XIANG, N. On the subtraction method for in-situ reflection and diffusion coefficient measurements. *JASA Express Letters*, v. 127, p. 1–6, 2010.  
(Citado na página 83)
- [100] LONDHE, N.; RAO, M.; BLOUGH, J. Application of the ISO 13472-1 in situ technique for measuring the acoustic absorption coefficient of grass and artificial turf surfaces. *Applied Acoustics*, Elsevier, v. 70, n. 1, p. 129–141, 2009.  
(Citado na página 83)
- [101] KIMURA, K.; YAMAMOTO, K. A method for measuring oblique incidence absorption coefficient of absorptive panels by stretched pulse technique. *Applied Acoustics*, Elsevier, v. 62, n. 6, p. 617–632, 2001.  
(Citado na página 84)
- [102] SIDES, D.; MULHOLLAND, K. The variation of normal layer impedance with angle of incidence. *Journal of Sound Vibration*, (14), p. 139–142, 1971.  
(Citado nas páginas xx, 85, 86 e 101)
- [103] ALLARD, J.; SIEBEN, B. Measurements of acoustic impedance in a free field with two microphones and a spectrum analyzer. *The Journal of the Acoustical Society of America*, ASA, v. 77 (4), p. 1617–1618, 1985.  
(Citado nas páginas xx, 86, 87, 88, 89, 91, 92, 97 e 101)
- [104] ALLARD, J.; AKNINE, A. Acoustic impedance measurements with a sound intensity meter. *Applied Acoustics*, Elsevier, v. 18, n. 1, p. 69–75, 1985.  
(Citado na página 87)
- [105] MINTEN, A. C. M.; LAURIKS, W. Absorption characteristics of an acoustic material at oblique incidence measured with the two-microphone technique. *Journal of Sound and Vibration*, Elsevier, (120), n. 3, p. 499–510, 1988.  
(Citado na página 88)
- [106] CHAMPOUX, Y.; NICOLAS, J.; ALLARD, J. Measurement of acoustic impedance in a free field at low frequencies. *Journal of sound and vibration*, Elsevier, (125), n. 2, p. 313–323, 1988.  
(Citado nas páginas 88, 101 e 115)

- [107] ALLARD, J.; CHAMPOUX, Y.; NICOLAS, J. Pressure variation above a layer of absorbing material and impedance measurement at oblique incidence and low frequencies. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 86, p. 766–770, 1989.  
(Citado nas páginas 89, 92 e 130)
- [108] LI, J.; HODGSON, M. Use of pseudo-random sequences and a single microphone to measure surface impedance at oblique incidence. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 102 (4), p. 2200–2210, 1997.  
(Citado nas páginas xx, 89, 90, 92 e 101)
- [109] TREEBY, B.; PAN, J.; PAUROBALLY, R. An experimental study of the acoustic impedance characteristics of human hair. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 122, p. 2107–2117, 2007.  
(Citado na página 89)
- [110] VORLÄNDER, M.; SUMMERS, J. *Auralization: Fundamentals of Acoustics, Modelling, Simulation, Algorithms, and Acoustic Virtual Reality*. [S.l.]: Springer-Verlag, 2008. 4028 p.  
(Citado na página 89)
- [111] RUMSEY, F. *Spatial audio*. [S.l.]: Focal Press, 2001.  
(Citado na página 89)
- [112] TAMURA, M. Spatial Fourier transform method of measuring reflection coefficients at oblique incidence. I: Theory and numerical examples. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 88, p. 2259–2264, 1990.  
(Citado nas páginas xx, 90 e 91)
- [113] TAMURA, M.; ALLARD, J.; LAFARGE, D. Spatial Fourier-transform method for measuring reflection coefficients at oblique incidence. II. Experimental results. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 97, p. 2255–2262, 1995.  
(Citado na página 91)
- [114] LEGOUIS, T.; NICOLAS, J. Phase gradient method of measuring the acoustic impedance of materials. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 81, p. 44–50, 1987.  
(Citado na página 91)

- [115] CHAMPOUX, Y.; RICHARZ, W. An aid in the numerical integration for in situ acoustic impedance and absorption coefficient measurements. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 87, p. 1809–1812, 1990.  
(Citado nas páginas 92 e 93)
- [116] ALLARD, Y. C. J.-F. In situ technique for the measurement of acoustic surface impedance. In: *86th AES convention, Hamburg*. [S.l.: s.n.], 1989.  
(Citado na página 93)
- [117] HESS, H.; ATTENBOROUGH, K.; HEAP, N. Ground characterization by short-range propagation measurements. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 87, p. 1975–1986, 1990.  
(Citado nas páginas 93, 94, 169 e 234)
- [118] CRAIG, D.; SABATIER, J. A Pulsed Level Difference Technique for Ground Characterization. *Applied Acoustics*, v. 44, p. 1–6, 1995.  
(Citado nas páginas 93 e 169)
- [119] NOCKE V. MELLERT, T. W.-F. K. A. C.; LI, K. Impedance deduction from broad-band, point-source measurements at grazing incidence. *Acta Acustica united with Acustica*, S. Hirzel Verlag, (83), n. 6, p. 1085–1090, 1997.  
(Citado nas páginas 93, 94 e 101)
- [120] ATTENBOROUGH, K. A note on short-range ground characterization. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 95, p. 3103–3108, 1994.  
(Citado nas páginas 94 e 234)
- [121] TAHERZADEH, S.; ATTENBOROUGH, K. Deduction of ground impedance from measurements of excess attenuation spectra. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 105, p. 2039–2042, 1999.  
(Citado nas páginas 94, 95, 96, 101, 119 e 120)
- [122] DUTILLEUX, G.; VIGRAN, T.; KRISTIENSEN, U. An in situ transfer function technique for the assessment of the acoustic absorption of materials in buildings. *Applied Acoustics*, v. 62, n. 5, p. 555–572, 2001.  
(Citado nas páginas 95 e 169)

- [123] KRUSE, R. *In-situ measurement of ground impedances with special regard to frequencies below 500 Hz*. Dissertação (Mestrado) — Der Fakultät für Mathematik und Naturwissenschaften der Carl von Ossietzky Universität, 2008.  
(Citado nas páginas 95 e 120)
- [124] KRUSE, R. Application of the two-microphone method for in-situ ground impedance measurements. *Acta acustica united with acustica*, S. Hirzel Verlag, v. 93, n. 5, p. 837–842, 2007.  
(Citado nas páginas 95, 96, 101, 155, 164 e 169)
- [125] S1.18-1999 (R2004). *Template method for ground impedance*.  
(Citado na página 96)
- [126] KRUSE, R.; MELLERT, V. Effect and minimization of errors in in situ ground impedance measurements. *Applied Acoustics*, Elsevier, v. 69, n. 10, p. 884–890, 2008.  
(Citado nas páginas 96, 119, 143, 156, 158 e 164)
- [127] KRUSE, R.; SAUERZAPF, S. Reducing the Influence of Microphone Errors on In-Situ Ground Impedance Measurements. *Acta Acustica united with Acustica*, S. Hirzel Verlag, v. 95, n. 1, p. 151–155, 2009.  
(Citado nas páginas 96, 119 e 169)
- [128] DUCOURNEAU, J. et al. Measurement of sound absorption coefficients of flat surfaces in a workshop. *Applied Acoustics*, Elsevier, v. 70, p. 710–721, 2008.  
(Citado nas páginas xxi, 97 e 98)
- [129] TAKAHASHI, Y.; OTSURU, T.; TOMIKU, R. In situ measurements of surface impedance and absorption coefficients of porous materials using two microphones and ambient noise. *Applied Acoustics*, Elsevier, v. 66, n. 7, p. 845–865, 2005.  
(Citado na página 98)
- [130] MORGAN, P.; WATTS, G. A novel approach to the acoustic characterisation of porous road surfaces. *Applied Acoustics*, Elsevier, v. 64, n. 12, p. 1171–1186, 2003.  
(Citado na página 99)
- [131] CASTAGNEDE, B. et al. Low frequency in situ metrology of absorption and dispersion of sound absorbing porous materials based on

- high power ultrasonic non-linearly demodulated waves. *Applied Acoustics-Kidlington*, [Barking, Essex, etc.]: Applied Science Publishers [etc.], 1968-, v. 69, n. 7, p. 634–648, 2008.  
(Citado na página 99)
- [132] AMÉDIN, C.; CHAMPOUX, Y.; BERRY, A. Acoustical characterization of absorbing porous materials through transmission measurements in a free field. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 102, p. 1982–1994, 1997.  
(Citado nas páginas *xxi*, 99 e 100)
- [133] AMÉDIN, C. et al. Sound field of a baffled piston source covered by a porous medium layer. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 98, p. 1757–1766, 1995.  
(Citado na página 99)
- [134] CHAMPOUX, Y.; LŠESPÉRANCE, A. Numerical evaluation of errors associated with the measurement of acoustic impedance in a free field using two microphones and a spectrum analyzer. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 84, p. 30–38, 1988.  
(Citado na página 101)
- [135] BEYER, R. *Sounds of our times, two hundred years of acoustics*. [S.l.]: Springer, 1999. 15 p.  
(Citado nas páginas 103 e 104)
- [136] EARGLE, J. *The microphone book*. [S.l.]: Focal Press, 2004.  
(Citado na página 104)
- [137] CLAPP, C.; FIRESTONE, F. The acoustic wattmeter, an instrument for measuring sound energy flow. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 13, p. 124–135, 1941.  
(Citado na página 104)
- [138] BREE, H. de. *The Microflown E-Book (Chapter 1)*. [www.microflown.com/R&D/books](http://www.microflown.com/R&D/books): [s.n.], 2007. Disponível em: <[www.microflown.com/R&D/books](http://www.microflown.com/R&D/books)>.  
(Citado nas páginas 104 e 105)
- [139] BREE, H. An overview of microflown technologies. *Acta acustica united with Acustica*, Hirzel Verlag, v. 89, n. 1, p. 163–172, 2003.  
(Citado nas páginas 105, 107 e 110)

- [140] HONSCHOTEN, J. V. et al. Determination of the sensitivity behavior of an acoustic, thermal flow sensor by electronic characterization. *Sensors and Actuators A: Physical*, Elsevier, v. 112, n. 1, p. 1–9, 2004.  
(Citado na página 105)
- [141] EERDEN, F. V. D.; BREE, H. de; TIJDEMAN, H. Experiments with a new acoustic particle velocity sensor in an impedance tube. *Sensors and Actuators A: Physical*, Elsevier, v. 69, n. 2, p. 126–133, 1998. ISSN 0924-4247.  
(Citado na página 105)
- [142] LANOYE, R. et al. Measuring the free field acoustic impedance and absorption coefficient of sound absorbing materials with a combined particle velocity-pressure sensor. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 119 (5), p. 2826–2831, 2006.  
(Citado nas páginas 110, 111 e 195)
- [143] BREE, H. de; NOSKO, M.; TIJS, E. A handheld device to measure the acoustic absorption in situ. *SNVH, GRAZ*, 2008.  
(Citado nas páginas 110, 111, 129 e 140)
- [144] TIJS H.E. DE BREE, T. B. M. N. E. Non destructive and in situ acoustic testing of inhomogeneous materials. *33rd ERF Russia*, 2007.  
(Citado nas páginas 110, 111, 129 e 140)
- [145] NOSKO, M.; TIJS, E.; BREE, H. de. A study of influences of the in situ surface impedance measurement technique. *DAGA*, 2008.  
(Citado nas páginas 110, 111, 129 e 140)
- [146] TIJS, E.; BREE, H. de; BRANDÃO, E. In situ PU surface impedance measurements for quality control in an assembly line. In: *Proceedings of SAE international*. [S.l.: s.n.], 2009.  
(Citado nas páginas 110, 111, 129, 140, 241 e 243)
- [147] TIJS, E.; BREE, H. de; BRANDÃO, E. Large scale in situ acoustic reflection measurements in a theatre. In: *Proceedings of NGA/DAGA 2009, Rotterdam, The Netherlands*. [S.l.: s.n.], 2009.  
(Citado nas páginas 110, 111, 129, 140 e 241)
- [148] JACOBSEN, F.; JAUD, V. A note on the calibration of pressure-velocity sound intensity probes. *The Journal of the Acoustical Society of America*, ASA, v. 120, p. 830–837, 2006.  
(Citado nas páginas 112, 156 e 261)

- [149] BASTEN, T.; BREE, H. de. Full bandwidth calibration procedure for acoustic probes containing a pressure and particle velocity sensor. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 127(1), p. 264–270, 2010.

(Citado nas páginas xxviii, 115, 157, 262 e 264)

- [150] SHIN, K.; HAMMOND, J. *Fundamentals of signal processing for sound and vibration engineers*. [S.l.]: Wiley, 2008.

(Citado na página 116)

- [151] ALVAREZ, J. D.; JACOBSEN, F. An iterative method for determining the surface impedance of acoustic materials in situ. In: *Internoise*. [S.l.: s.n.], 2008.

(Citado nas páginas 118, 120 e 129)

- [152] DENNIS, J.; SCHNABEL, R. *Numerical methods for unconstrained optimization and nonlinear equations*. [S.l.]: Society for Industrial Mathematics, 1996.

(Citado nas páginas 119 e 234)

- [153] MUEHLEISEN, R.; IV, C. B. Comparison of errors in the three- and four-microphone methods used in the measurement of the acoustic properties of porous materials. *JASA Express Letters*, v. 3(4), p. 112–117, 2002.

(Citado na página 144)

- [154] BIPM, I. et al. *JCGM 101:2008 - Evaluation of measurement data-Supplement 1 to the  $\mathcal{S}$ Guide to the expression of uncertainty in measurement*—Propagation of distributions using a Monte Carlo method.

(Citado na página 145)

- [155] FORNASINI, P. *The uncertainty in physical measurements: an introduction to data analysis in the physics laboratory*. [S.l.]: Springer, 2008.

(Citado na página 151)

- [156] NOCKE, C. In-situ acoustic impedance measurement using a free-field transfer function method. *Applied Acoustics*, v. 59, n. 3, p. 253–264, 2000.

(Citado na página 169)

- [157] KIMURA, K.; YAMAMOTO, K. The required sample size in measuring oblique incidence absorption coefficient experimental study. *Applied Acoustics*, Elsevier, v. 63, n. 5, p. 567–578, 2002.  
(Citado na página 169)
- [158] NAGHIEH, M.; HAYEK, S. Diffraction of a point source by two impedance covered half-planes. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 69, p. 629–637, 1981.  
(Citado na página 170)
- [159] ENFLO, B.; ENFLO, P. Sound wave propagation from a point source over a homogeneous surface and over a surface with an impedance discontinuity. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 82, p. 2123–2134, 1987.  
(Citado na página 170)
- [160] DURININ, J.; BERTONI, H. Acoustic propagation over ground having inhomogeneous surface impedance. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 70, p. 852–859, 1981.  
(Citado na página 170)
- [161] JONG, B. D.; MOERKERKEN, A.; TOORN, J. V. D. Propagation of sound over grassland and over an earth barrier. *J. Sound Vib*, v. 86, n. 1, p. 23–46, 1983.  
(Citado na página 170)
- [162] PIERCE, A. Diffraction of sound around corners and over wide barriers. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 55, p. 941–955, 1974.  
(Citado na página 170)
- [163] LAM, Y.; MONAZZAM, M. On the modeling of sound propagation over multi-impedance discontinuities using a semiempirical diffraction formulation. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 120, p. 686–698, 2006.  
(Citado na página 170)
- [164] PELLAM, J.; BOLT, R. The Absorption of Sound by Small Areas of Absorbing Material. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 12, p. 24–30, 1940.  
(Citado na página 170)

- [165] COOK, R. Absorption of sound by patches of absorbent materials. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 29, p. 324–329, 1957.  
(Citado na página 170)
- [166] HOTHERSALL, D.; HARRIOTT, J. Approximate models for sound propagation above multi-impedance plane boundaries. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 97, p. 918–926, 1995.  
(Citado na página 170)
- [167] BOULANGER, P. et al. Models and measurements of sound propagation from a point source over mixed impedance ground. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 102, p. 1432–1442, 1997.  
(Citado na página 170)
- [168] LEVITAS, A.; LAX, M. Scattering and absorption by an acoustic strip. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 23, p. 316–322, 1951.  
(Citado na página 171)
- [169] CHANDLER-WILDE, S.; HOTHERSALL, D. Sound propagation above an inhomogeneous impedance plane. *Journal of Sound and Vibration*, v. 98, p. 475–491, 1985.  
(Citado na página 171)
- [170] CHANDLER-WILDE, S.; HOTHERSALL, D. Efficient calculation of the Green function for acoustic propagation above a homogeneous impedance plane. *Journal of Sound and Vibration*, Elsevier, v. 180, n. 5, p. 705–724, 1995.  
(Citado na página 171)
- [171] HABAULT, D. Sound propagation above an inhomogeneous plane: boundary integral equation methods. *Journal of Sound and Vibration*, v. 100, p. 55–67, 1985.  
(Citado na página 171)
- [172] PELOW, A.; CHANDLER-WILDE, S. Noise propagation from a cutting of arbitrary cross-section and impedance. *Journal of Sound and Vibration*, Elsevier, v. 223, n. 3, p. 355–378, 1999.  
(Citado na página 171)

- [173] SUM, K.; PAN, J. Characteristics of surface sound pressure and absorption of a finite impedance strip for a grazing incident plane wave. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 122, p. 333–344, 2007.  
(Citado na página 171)
- [174] WU, T. *Boundary element acoustics: fundamentals and computer codes*. [S.l.]: WIT press, 2000.  
(Citado nas páginas 171 e 175)
- [175] BREBBIA, C.; DOMINGUEZ, J.; TASSOULAS, J. *Boundary elements: an introductory course*. [S.l.]: WIT press, 1991. 860 p.  
(Citado na página 171)
- [176] OTSURU, T. et al. Ensemble averaged surface normal impedance of material using an in-situ technique: Preliminary study using boundary element method. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 125 (6), p. 3784–3791, 2009.  
(Citado nas páginas 171, 172, 176, 177, 179 e 215)
- [177] HIROSAWA, K. et al. Comparison of three measurement techniques for the normal absorption coefficient of sound absorbing materials in the free field. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 126 (6), p. 3020–3027, 2009.  
(Citado nas páginas 171, 172, 176, 177, 179, 186, 192, 195 e 215)
- [178] HIROSAWA, K. et al. Investigation of absorption coefficient measurement of acoustical materials by boundary element method using particle velocity and sound pressure sensor in free field. *Acoustical Science and Technology*, J-STAGE, v. 30 (6), n. 6, p. 442–445, 2009.  
(Citado nas páginas 172 e 205)
- [179] HIROSAWA, K. et al. Comparison of three measurement techniques of normal absorption coefficients in free field method using boundary element method. In: *SAPEM 37*. [S.l.: s.n.], 2008.  
(Citado na página 172)
- [180] TERAJ, T. On calculation of sound fields around three dimensional objects by integral equation methods. *Journal of Sound and Vibration*, Elsevier, v. 69, n. 1, p. 71–100, 1980.  
(Citado na página 172)

- [181] BRANDÃO, E.; FULCO, E.; LENZI, A. Estimative of the errors caused by the sample size effect on the in situ measurement of the absorption coefficient. In: *Proceedings of Noise-Con, Baltimore USA*. [S.l.: s.n.], 2010.  
(Citado nas páginas 177 e 205)
- [182] BRANDÃO, E.; TIJS, E.; BREE, H. de. Pu probe based in situ impedance measurements of a slotted panel absorber. In: *Proceedings of the 16th ICSV, Krakow, Poland*. [S.l.: s.n.], 2009.  
(Citado nas páginas 202 e 241)
- [183] ALLARD, J. et al. Impedance measurements around grazing incidence for nonlocally reacting thin porous layers. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 113, p. 1210–1215, 2003.  
(Citado na página 220)
- [184] ALLARD V. GARETON, M. H. G. J. J.; LAURIKS, W. Impedance Evaluation from Pressure Measurements near Grazing Incidence for Non Locally Reacting Porous Layers. *Acta Acustica united with Acustica*, S. Hirzel Verlag, (89), n. 4, p. 595–603, 2003.  
(Citado nas páginas 220 e 240)
- [185] JANSENS, G. et al. Free field measurements of the absorption coefficient for nonlocally reacting sound absorbing porous layers. *The Journal of the Acoustical Society of America*, v. 112, p. 1327–1334, 2002.  
(Citado nas páginas 221 e 235)
- [186] BIES, D.; HANSEN, C. Flow resistance information for acoustical design. *Applied Acoustics*, Elsevier, v. 13, n. 5, p. 357–391, 1980.  
(Citado na página 228)
- [187] MÜLLER, S.; MASSARANI, P. Transfer-Function Measurement with Sweeps. *Journal of the Audio Engineering Society*, v. 49, n. 6, p. 443–471, 2001.  
(Citado na página 232)
- [188] CHONG, E.; ŽAK, S. *An introduction to optimization*. [S.l.]: Wiley-Interscience, 2008. ISBN 0471758000.  
(Citado nas páginas 234 e 235)

- [189] TIJS, E.; BRANDÃO, E.; BREE, H. de. In situ tubeless impedance measurements in a car interior. In: *Proceedings of SIA, Le Mans*. [S.l.: s.n.], 2008.

(Citado nas páginas 241 e 243)

- [190] TIJS, E.; BREE, H.-E. de; BRANDÃO, E. High resolution absorption mapping with a pu surface impedance method . In: *Proceedings of Noise-Con, Baltimore USA*. [S.l.: s.n.], 2010.

(Citado na página 241)

- [191] CHAI, L.; KAGAWA, Y. Discrete Huygens' modeling for the characterization of a sound absorbing medium. *Journal of sound and vibration*, Elsevier, v. 304, n. 3-5, p. 587-605, 2007.

(Citado na página 258)

- [192] BREE, H. de. *The Microflown E-Book (Chapter 4)*. [www.microflown.com/R&D/books](http://www.microflown.com/R&D/books): [s.n.], 2007. Disponível em: <[www.microflown.com/R&D/books](http://www.microflown.com/R&D/books)>.

(Citado na página 264)