



UNIVERSIDADE DE  
COIMBRA

Matheus Pereira

**ESTUDO DA ABSORÇÃO SONORA DE MATERIAIS  
GRANULARES E SISTEMAS HÍBRIDOS COM  
ESTRUTURAS RESSONANTES**

Tese no âmbito do Doutoramento em Engenharia Civil, Construções orientada pelos Professores Doutores Luís Manuel Cortesão Godinho, Paulo Jorge Rodrigues Amado Mendes e Jaime Ramis Soriano e apresentada ao Departamento de Engenharia Civil da Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra.

Março de 2020

Faculdade de Ciências e Tecnologia  
da Universidade de Coimbra

# Estudo da absorção sonora de materiais granulares e sistemas híbridos com estruturas ressonantes

Matheus Pereira

Tese no âmbito do Doutoramento em Engenharia Civil, Construções orientada pelos Professores Doutores Luís Manuel Cortesão Godinho, Paulo Jorge Rodrigues Amado Mendes e Jaime Ramis Soriano e apresentada ao Departamento de Engenharia Civil da Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra.

Março de 2020

## Resumo

Materiais porosos absorventes sonoros são de grande interesse para soluções de controle de ruído passivo. A presente tese de doutoramento apresenta estratégias eficazes para o desenvolvimento de soluções otimizadas para aplicação em meios exteriores, sem necessidade de reforço estrutural.

O estudo de materiais porosos granulares com agregados de argila expandida procurou entender a influência da relação água cimento, da espessura e do tamanho dos agregados no coeficiente de absorção sonora exibido por estes materiais quando diretamente expostos à incidência de ondas sonoras no exterior. Estes materiais foram caracterizados experimentalmente com técnicas não destrutivas, e os seus parâmetros macroscópicos obtidos com utilização de um método inverso, possibilitando a previsão do coeficiente de absorção sonora com o modelo semifenomenológico de Horoshenkov-Swift.

Para o estudo do comportamento absorvente considerando incidência difusa, um modelo BEM 3D foi proposto e validado de maneira satisfatória, permitindo a aplicação de geometrias irregulares em painéis de absorção sonora de tamanho finito. Este modelo possibilita a análise de configurações em que as irregularidades geométricas superficiais proporcionam um acréscimo no coeficiente de absorção numa determinada gama de frequências. Este assunto é de grande interesse, considerando que materiais do tipo betão poroso possuem curvas do coeficiente de absorção sonora compostas por picos e vales.

O conceito denominado *Metabetão poroso* é definido e apresentado, correspondendo ao acoplamento entre dois dispositivos de absorção sonora, nomeadamente material poroso (betão poroso com agregados leves) e ressoadores acústicos embutidos. Dois modelos FEM, um 2D e outro 3D, foram propostos e validados para o estudo da otimização da geometria desta solução híbrida, com o objetivo de atingir um acréscimo de eficácia no coeficiente de absorção sonora. Por último, apresenta-se uma estratégia de previsão do comportamento absorvente considerando incidência difusa, para uma metasuperfície de tamanho finito com 12 m<sup>2</sup> de área. Para além das considerações finais, enumeram-se algumas ideias para trabalhos futuros.

Esta tese foi desenvolvida no âmbito do Projeto POCI-01-0247-FEDER-033990 (iNBRail), financiado por fundos FEDER através do COMPETE 2020, Portugal 2020. Esta tese foi igualmente apoiada por fundos nacionais através da FCT – Fundação para a Ciência e a Tecnologia, I.P., no âmbito da Unidade de I&D Institute for Sustainability and Innovation in Structural Engineering - ISISE (UIDP/04029/2020)

e através do Programa Operacional Regional CENTRO2020 no âmbito do projeto CENTRO-01-0145-FEDER-000006. O apoio da COST (European Cooperation in Science and Technology) através da Ação COST CA15125 – DENORMS: “Designs for Noise Reducing Materials and Structures” é aqui igualmente reconhecido pelas oportunidades concedidas.

**Palavras-chave:** Materiais porosos granulares; Betão poroso; Incidência difusa; Metabetão poroso.

## Abstract

Porous sound-absorbing materials are of great interest in passive noise control solutions. This doctoral thesis presents effective strategies for developing optimized solutions for use in external environments without the need for structural reinforcement.

The study of granular porous materials with expanded clay aggregates was developed in order to understand the influence of water-cement ratio, the thickness and size of the aggregates on the sound absorption coefficient exhibited by these materials when directly exposed to the incidence of sound waves outside. These materials were characterized experimentally with non-destructive techniques, and their macroscopic parameters, obtained using the inverse method, allowed the prediction of the sound absorption coefficient with the Horoshenkov-Swift semi-phenomenological model.

For the study of absorbent behavior for diffuse incidence, a BEM 3D model was proposed and satisfactorily validated, allowing the application of irregular geometries in finite-sized absorbing panels. This model makes it possible to find configurations where geometrical irregularities provide an increase in the coefficient of sound absorption in a certain frequency range. This is an important step considering that porous materials have absorption coefficient curves composed of peaks and valleys.

The concept called *Metaporous concrete* is defined and presented, it corresponds to the coupling between two sound absorption devices, namely porous material (porous concrete with light aggregates) and embedded acoustic resonators. Two FEM models, one 2D and the other 3D, were proposed and validated to study the optimization of the geometry of this hybrid solution to increase the sound absorption coefficient. Finally, an absorbing behavior prediction strategy is presented considering diffuse incidence for a finite size meta-surface in 12 m<sup>2</sup>. In addition to the final conclusions and some ideas for future works are listed.

This thesis was developed within the scope of the POCI-01-0247-FEDER-033990 (iNBRail) Project, funded by FEDER funds through COMPETE 2020, Portugal 2020. This thesis was also supported by national funds through FCT – Foundation for Science and Technology, I.P., within the scope of the R&D unit Institute for Sustainability and Innovation in Structural Engineering - ISISE (UIDP/04029/2020) and through the Regional Operational Programme CENTRO2020 within the scope of the project CENTRO-01-0145-FEDER-000006. The support of COST (European

Cooperation in Science and Technology) through the COST Action CA15125 – DENORMS: “Designs for Noise Reducing Materials and Structures” is here also acknowledged.

**Keywords:** Granular porous materials; Porous concrete; Diffuse incidence; Metaporous concrete.

## Agradecimentos

Aos meus pais, Ana e Luis, pelo incentivo incondicional às minhas decisões. Obrigado por acreditar sempre no meu sucesso e por não medirem esforços para me ver feliz. Devo tudo a vocês.

Aos meus orientadores, Luís Godinho, Paulo Amado Mendes e Jaime Ramis, meu sincero muito obrigado pela oportunidade, orientação e disponibilidade em compartilhar seus conhecimentos, não apenas científicos, mas também de vida.

Aos meus colegas de investigação, Adriana, Anna, Carlos, David, Denilson, Enrique, Fabian, Jesús, Jorge, Laura, Luís, Matheus, Pedro Gil, Pedro Poveda, Ricardo e Tales. Muito obrigado pelas contribuições, amizade e parceria diária.

Aos professores do curso de Engenharia Acústica da UFSM, sem seus ensinamentos não seria capaz de chegar até aqui. Aqui um agradecimento especial ao professor Paulo Mareze, pelos conhecimentos compartilhados e por me incentivar desde o tempo de iniciação científica. Aos meus colegas e amigos Engenheiros Acústicos espalhados pelo mundo, Bruno, Gil, Jean, Lucas, Thaynan, e em especial ao Sergio, pelas diversas sugestões, discussões, incentivos, e sobretudo pela amizade verdadeira.

Aos meus amigos de Santa Maria - RS, Davi, Dodi, Giko, Ruviaro, Viegas e Vini, que me acompanham desde a infância, um muito obrigado pelo incentivo mesmo de longe, sem vocês eu não seria ninguém. Aos amigos/família R.d.D em Coimbra, Caio, Casara, Denner, Dessa, Enrique, Isa, Isac, Ivo, Jade, Jota, Júlio, Klaus, Luciano, Pinha, Rafinha, Ramiro, Raphão e Raul. Sem vocês esses três anos não seriam tão incríveis.



# Simbologia

## Símbolos gerais

$\tilde{A}$	Amplitude complexa do sinal sonoro (fonte)
$A_T$	Área de absorção sonora equivalente da amostra
$A_1$	Área de absorção sonora equivalente considerando a câmara reverberante vazia
$A_2$	Área de absorção sonora equivalente com material poroso no interior da câmara reverberante
$\tilde{B}$	Amplitude complexa do sinal sonoro (refletido)
$c$	Velocidade de propagação do som num meio
$c_0$	Velocidade de propagação do som no ar
$\mathbf{C}_e$	Matriz elementar do amortecimento
$\tilde{C}_{eq}$	Compressibilidade complexa equivalente do material
$\mathbf{D}$	Matriz de dissipação
$D$	Espessura da primeira cavidade de ar
$D'$	Espessura da segunda cavidade de ar
$\mathbf{d}fs$	Componente normal de força num elemento $ds$
$d_1$	Espessura do material
$f$	Frequência
$\mathbf{H}$	Matriz de rigidez
$h$	Deslocamento do pistão

$H_{12}$	Função de transferência entre dois microfones
$H_1$	Função de Struve de primeira ordem
$I$	Intensidade sonora
$J_0$	Função de Bessel de ordem zero
$J_1$	Função de Bessel de primeira ordem
$K_e$	Matriz elementar de rigidez
$\tilde{K}_{ef}$	Módulo de compressibilidade complexo eficaz do meio
$\tilde{K}_{eq}$	Módulo de compressibilidade complexo equivalente do meio
$\tilde{k}$	Número de onda no meio
$k_0$	Número de onda no ar
$L$	Comprimento real do gargalo
$L'$	Comprimento efetivo do gargalo
$l_s$	Comprimento das ranhuras e comprimento de orifícios circulares
$L_d$	Distância de deslocamento máximo do pistão
$L_p$	Nível de pressão sonora medido pelo microfone
$M$	Massa
$M_e$	Matriz elementar de massa
$m_{rad}$	Massa de radiação
$M_{sat}$	Massa da amostra saturada
$M_{seca}$	Massa da amostra seca
$m_1$	Coefficiente de atenuação de potência considerando a câmara reverberante vazia

$m_2$	Coeficiente de atenuação de potência considerando a presença de material no interior da câmara reverberante
$\mathbf{N}_p$	Número de Prandtl
$\mathbf{OF}_1$	Função objetivo do método inverso ( $\tilde{Z}_s$ )
$\mathbf{OF}_2$	Função objetivo do método inverso ( $\alpha$ )
$\tilde{P}$	Pressão sonora num ponto ( $x,y,z$ )
$\tilde{p}$	Pressão sonora complexa num ponto ( $x,y,z$ )
$\mathbf{p}$	Vetor de pressões sonoras
$\mathbf{Q}$	Matriz de inércia
$Q$	Caudal de ar através da amostra
$\mathbf{q}$	Vetor de excitações nodais
$r$	Posição espacial
$R$	Resistência ao fluxo de ar
$R_m$	Resistência mecânica
$R_h$	Raio hidráulico
$\mathbf{R}_p$	Fator de reflexão para ondas planas
$\mathbf{r}_p$	Coeficiente de reflexão para ondas planas
$\mathbf{R}_r$	Resistência da radiação
$S$	Área da secção transversal da amostra e área total da amostra
$S_p$	Área do pistão
$s$	Rigidez
$s_i$	Distância entre os microfones

<b>T</b>	Temperatura
<i>t</i>	Tempo
$T_1$	Tempo de reverberação na câmara reverberante vazia
$T_2$	Tempo de reverberação com material presente no interior da câmara reverberante
$[T^f]$	Matriz de transferência
$\tilde{U}$	Velocidade de partícula
$\tilde{u}$	Velocidade de partícula complexa numa posição
$u_f$	Velocidade de fluxo de ar
$u_r$	Velocidade de partícula na direção <i>r</i>
<i>V</i>	Volume
$V_f$	Volume ocupado pelo fçuido nos poros da amostra
$V_p$	Volume dos poros abertos
$V_t$	Volume da amostra
<b>X<sub>r</sub></b>	Reatância mecânica
$x_1$	Distância da amostra até ao microfone mais distante
$\tilde{Z}_{\text{ana}}$	Impedância de superfície analítica
$\tilde{Z}_c$	Impedância acústica característica
$\tilde{Z}_{\text{exp}}$	Impedância de superfície experimental
$Z_m$	Impedância mecânica
$\tilde{Z}_{\text{rad}}$	Impedância de radiação
$\tilde{Z}_s$	Impedância de superfície

$\tilde{Z}_{\text{spor}}$	Impedância de superfície do material poroso
$\tilde{Z}_{\text{sres}}$	Impedância de superfície do ressoador
$\tilde{Z}_0$	Impedância característica do ar
$Z_1$	Impedância específica da primeira cavidade de ar
$Z'_1$	Impedância específica da segunda cavidade de ar

### Símbolos gregos

$\alpha$	Coeficiente de absorção sonora
$\alpha_b$	Coeficiente de absorção sonora aproximado para campo difuso. Primeira equação de London
$\alpha_{\text{BEM}}$	Coeficiente de absorção sonora obtido pelo modelo BEM 3D proposto
$\alpha_s$	Coeficiente de absorção sonora aproximado para campo difuso
$\alpha_d$	Coeficiente de absorção sonora aproximado para campo difuso. Segunda equação de London
$\alpha_\infty$	Tortuosidade
$\gamma$	Razão de calores específicos
$\varepsilon$	Correção de comprimento
$\eta$	Viscosidade do ar
$\theta_i$	Ângulo de incidência
$\theta_t$	Ângulo de transmissão
$\Lambda$	Comprimento viscoso característico
$\Lambda'$	Comprimento térmico característico
$\lambda$	Comprimento de onda

$\rho$	Massa volúmica característica de um meio
$\rho_0$	Massa volúmica característica do ar
$\tilde{\rho}_{ef}$	Massa volúmica complexa eficaz do meio
$\tilde{\rho}_{eq}$	Massa volúmica complexa equivalente do meio
$\sigma$	Resistividade ao fluxo de ar
$\sigma_p$	Desvio padrão do tamanho dos poros
$\phi$	Porosidade aberta
$\omega$	Frequência angular

## Índice de Figuras

2.1	Representação ilustrativa do comportamento da propagação sonora de ondas planas e esféricas. ....	12
2.2	Interface entre ar e superfície com impedância $\tilde{Z}_s$ . ....	19
2.3	Interface entre ar, material absorvente e superfície rígida. ....	21
2.4	Representação ilustrativa da interface entre ar, dois materiais absorventes e superfície rígida. ....	23
2.5	Sistema de coordenadas para um pistão circular num plano rígido infinito. ....	25
3.1	Representação da propagação e dissipação em um material poroelástico. ....	34
3.2	Representação da propagação e dissipação em um material de estrutura rígida. ....	34
3.3	Representação dos principais tipos de materiais porosos. ....	35
3.4	Método experimental para determinação da resistividade ao fluxo de ar conforme a Norma ASTM 522. ....	40
3.5	Método experimental para determinação da resistividade ao fluxo de ar conforme a Norma ISO 9053. ....	41
3.6	Método experimental para determinação da resistividade ao fluxo de ar proposto por Ingard. ....	43
3.7	Método experimental para obtenção da resistividade ao fluxo de ar proposto por Dragonetti. ....	44
3.8	Ilustração de dois caminhos tortuosos para ondas sonoras incidentes em um material poroso granular. ....	45
3.9	Método experimental para obtenção da tortuosidade de materiais porosos. ....	47
3.10	Método experimental para obtenção da tortuosidade de materiais porosos, proposto por Leclair. ....	48
3.11	Esquema de ensaio para caracterização do tamanho de poro de materiais porosos. ....	51
3.12	Representação ilustrativa de um ressonador de Helmholtz e sua equivalência para um sistema mecânico do tipo massa-mola. ....	52
3.13	Esquema ilustrativo do método das matrizes de transferência, TMM. ....	60
3.14	Representação de uma amostra refletora quase perfeita. ....	64

3.15	Variação na relação de fase entre as ondas de incidência e refletoras no material poroso .....	64
3.16	Representação de um tubo de impedância para medição experimental da impedância de superfície para incidência normal.....	65
3.17	Método de duas cavidades baseado em duas medições experimentais em tubo de impedância. ....	68
3.18	Método de duas espessuras baseado em duas medições experimentais em tubo de impedância. ....	70
4.1	Morfologia dos três tamanhos de grãos estudados: (a) 0-2 mm, (b) 2-4 mm, (c) 3-8 mm. ....	84
4.2	Curvas granulométricas representando a morfologia dos três tamanhos de grãos estudados: (a) 0-2 mm, (b) 2-4 mm, (c) 3-8 mm. ....	85
4.3	Imagens de algumas das amostras produzidas com agregados de argila expandida. ....	87
4.4	Comparação dos coeficientes de absorção experimentais médios para os agregados 0-2 mm, variando as diferentes misturas e espessuras.....	89
4.5	Comparação dos coeficientes de absorção experimentais médios para os agregados 2-4 mm, variando as diferentes misturas e espessuras.....	89
4.6	Comparação dos coeficientes de absorção experimentais médios para os agregados 3-8 mm, variando as diferentes misturas e espessuras.....	90
4.7	Representação esquemática do procedimento de inversão usado para determinação dos parâmetros macroscópicos.....	93
4.8	Valor médio da resistividade ao fluxo de ar para diferentes misturas e tamanhos de grãos usando as funções objetivo $OF_1$ e $OF_2$ e considerando os 6 provetes produzidos para cada caso. ....	96
4.9	Valor médio da tortuosidade para diferentes misturas e tamanhos de grãos usando as funções objetivo $OF_1$ e $OF_2$ e considerando os 6 provetes produzidos para cada caso. ....	97
4.10	Valor médio do desvio padrão do tamanho dos poros para diferentes misturas e tamanhos de grãos usando as funções objetivo $OF_1$ e $OF_2$ e considerando os 6 provetes produzidos para cada caso. .	97
4.17	Comparação da previsão do coeficiente de absorção sonora para os quatro métodos propostos considerando tamanho de grão 0-2 mm e mistura 2. ....	108
4.20	Comparação do coeficiente de absorção previsto, considerando quatro métodos. ....	112

5.1	Ilustração da vista superior e lateral de painéis com superfícies irregulares. ....	117
5.2	Onda sonora incidente sobre uma amostra de dimensão retangular $a \times b$ .....	120
5.3	Representação ilustrativa da malha de elementos de fronteira da camada de material poroso, com $a=4$ m e $b=3$ m.....	128
5.4	Validação do modelo BEM 3D considerando incidência normal. ....	129
5.5	Coeficiente de absorção com incidência normal para campo difuso <i>vs</i> resultado experimental em câmara reverberante (melamina).....	130
5.6	Validação para incidência normal coeficiente de absorção. ....	132
5.7	Influência do tamanho dos painéis no coeficiente de absorção sonora. ....	133
5.8	Dimensões dos painéis adotadas, método de fonte-imagem.....	135
5.9	Comparação entre diferentes dimensões de painéis e diferentes discretizações de malha.....	136
5.10	Comparação entre diferentes dimensões de painéis e diferentes discretizações de malha.....	137
5.11	Esquema representativo das dimensões de painéis irregulares. ....	139
5.12	Comparação das diferentes dimensões de painéis para a configuração 1 e mistura 2. (a) Configuração 1: 6+6 cm; (b) Configuração 1: 8+4 cm; (c) Configuração 1: 4+8 cm. ....	141
5.13	Comparação entre painéis planos de dimensões "C" com diferentes espessuras (6, 8, 10 e 12 cm) e as 3 propostas de superfícies irregulares para configuração 1.....	142
5.14	Comparação entre painéis com a mesma espessura de base $d$ e irregularidade $h$ para as configurações propostas. ....	144
5.15	Comparação entre painel plano com dimensões C e painel de superfície irregular com configuração 2 (c). ....	146
6.1	Representação ilustrativa de um material absorvente do tipo metasuperfície.....	155
6.2	Representação de ressoadores de betão poroso. ....	156
6.3	Resultados experimentais do coeficiente de absorção sonora para incidência normal.....	157
6.4	Representação ilustrativa dos moledos FEM 3D e 2D propostos. ....	160
6.5	Representação ilustrativa das aberturas a serem representadas como fluido equivalente (cavidade circular e ranhurada).....	162
6.6	Protótipo de ressoador acústico com cavidade em material de impressão 3D PLA e gargalo em aço inox.....	163
6.8	Validação do modelo FEM 3D proposto.....	166
6.9	Configurações de ressoadores "slit".....	167
6.10	Validação do modelo FEM 2D. ....	167
6.12	Geometrias de ressoadores "slit" com fronteiras não rígidas.....	170

6.13	Ressoadores "slit" propostos sem fronteiras rígidas e com geometrias definidas na Figura 6.12.....	171
6.14	Configurações definidas para o estudo da influência do betão poroso no interior da cavidade do ressoador. ....	171
6.15	Comparação entre os coeficientes de absorção para as geometrias propostas na Figura 6.14. ....	172
6.16	Configurações de quantidade de material poroso e acoplamento de cavidade de ar. ....	173
6.17	Acoplamento de cavidade de ar <i>vs</i> material de absorção sonora. ....	174
6.18	Mapas de pressão sonora do modelo FEM 2D. ....	175
6.19	Mapas de pressão sonora do modelo FEM 2D. ....	176
6.20	Coeficiente de absorção considerando incidência normal. ....	178
6.21	Coeficiente de absorção considerando incidência normal e campo difuso. ....	178
6.22	Coeficiente de absorção considerando incidência normal e campo difuso. ....	179
6.23	Coeficiente de absorção considerando incidência normal e campo difuso. ....	179

# Índice geral

<b>Simbologia</b>	<b>ix</b>
<b>Índice de Figuras</b>	<b>xv</b>
<b>1 Introdução</b>	<b>1</b>
1.1 Enquadramento e motivação .....	1
1.2 Objetivos .....	4
1.3 Organização do documento .....	7
<b>2 Revisão de conceitos fundamentais</b>	<b>9</b>
2.1 Grandezas que descrevem o campo acústico. Propagação sonora em fluidos .....	9
2.2 Impedância acústica .....	17
2.3 Radiação sonora. Impedância de radiação .....	24
<b>3 Fundamentação teórica e estado da arte</b>	<b>29</b>
3.1 Absorção sonora.....	30
3.1.1 Materiais porosos .....	31
3.1.1.1 Porosidade.....	37
3.1.1.2 Resistividade ao fluxo de ar.....	39
3.1.1.3 Tortuosidade .....	45
3.1.1.4 Comprimentos característicos .....	49
3.1.1.5 Desvio padrão do tamanho dos poros .....	50
3.1.2 Ressonadores acústicos .....	51
3.1.2.1 Previsão da frequência de ressonância de um ressonador de Helmholtz .....	53
3.2 Representação/previsão teórica da absorção sonora em incidência normal .....	56
3.2.1 Modelos teóricos para materiais porosos.....	56
3.2.1.1 Johnson-Champoux-Allard (JCA) .....	57
3.2.1.2 Horoshenkov-Swift .....	59
3.2.2 Método das matrizes de transferência .....	60
3.3 Caracterização experimental de dispositivos de absorção sonora .....	63
3.3.1 Coeficiente de absorção e impedância de superfície para incidência normal .....	63

---

3.3.2	Coeficiente de absorção para campo difuso.....	66
3.3.3	Impedância característica e número de onda de materiais porosos	68
3.4	Métodos indiretos para obtenção dos parâmetros macroscópicos.....	71
3.4.1	Método inverso baseado na utilização de algoritmo genético.....	71
3.4.2	Método indireto baseado em valores experimentais de massa volúmica complexa e módulo de compressibilidade .....	72
3.5	Modelação numérica de sistemas acústicos .....	73
3.5.1	Método dos elementos finitos (FEM) .....	73
3.5.2	Método dos elementos de fronteira (BEM) .....	75
<b>4</b>	<b>Materiais porosos granulares</b>	<b>81</b>
4.1	Produção das amostras.....	83
4.2	Caracterização experimental da absorção sonora para incidência normal	87
4.3	Representação de materiais granulares como fluido equivalente .....	91
4.3.1	Obtenção dos parâmetros macroscópicos .....	92
4.3.2	Impedância característica e número de onda experimental .....	102
4.4	Previsão da absorção sonora por diferentes abordagens.....	106
4.5	Considerações finais .....	113
<b>5</b>	<b>Incidência difusa</b>	<b>115</b>
5.1	Soluções analíticas para previsão da absorção sonora em campo difuso .	118
5.1.1	Equações propostas por London .....	118
5.1.2	Impedância de radiação normalizada.....	120
5.2	Modelo numérico BEM 3D .....	123
5.3	Validação do modelo .....	126
5.4	Previsão da absorção sonora em campo difuso para amostras de materiais granulares consolidados .....	130
5.5	Estudo e previsão da absorção sonora em campo difuso de materiais granulares consolidados com superfícies irregulares .....	138
5.6	Considerações finais .....	149
<b>6</b>	<b>Metabetão poroso</b>	<b>153</b>
6.1	Conceito <i>Metabetão poroso</i> .....	155
6.2	Modelos numéricos FEM 2D e 3D.....	158
6.3	Validação dos modelos numéricos .....	162
6.4	Estudo paramétrico .....	168
6.5	Considerações finais .....	180
<b>7</b>	<b>Conclusões e trabalhos futuros</b>	<b>183</b>
7.1	Conclusões .....	183
7.2	Trabalhos futuros .....	187

<b>Referências bibliográficas</b>	<b>189</b>
<b>Anexos</b>	<b>215</b>
<b>A Anexo</b>	<b>217</b>



# 1 Introdução

## 1.1 Enquadramento e motivação

O presente trabalho enquadra-se na investigação desenvolvida pelo grupo de investigação em "Desempenho Funcional" do *Institute for Sustainability and Innovation in Structural Engineering* (ISISE), no Departamento de Engenharia Civil da FCTUC, centrada nas áreas de acústica, vibrações, ensaios não destrutivos, desenvolvimento de modelos analíticos, numéricos e soluções aplicáveis no estudo de fenómenos físicos relacionados com essas áreas. Em concreto, trata sobre o desenvolvimento e aplicação de materiais absorventes acústicos que constituem uma estratégia para resolução de problemas tanto em acústica arquitetónica quanto acústica ambiental. Na prática, as chamadas "técnicas passivas" são as mais utilizadas e baseiam-se na aplicação de materiais acústicos que, do ponto de vista da aplicação final, são caracterizados pelo seu coeficiente de absorção (razão entre a energia absorvida e a incidente), dependente da natureza do material.

De forma simplificada, três mecanismos de absorção sonora podem ser distinguidos neste contexto:

- Aquela que se realiza por meio de materiais porosos (fibrosos ou granulares), que tem a sua origem nas perdas de energia decorrentes da fricção das partículas do meio com o esqueleto do material que, por sua vez, pode ou não se mover pela ação da onda acústica. Neste caso, a energia acústica, que é a energia cinética das partículas, se converte em energia interna por transferência de calor. Este mecanismo de absorção é comumente utilizado para absorver

a zona de alta frequência que, no âmbito de interesse deste estudo, abrange as frequências entre as bandas de oitava de 2 e 4 kHz; dependendo da espessura e das características específicas do material, esta gama pode-se alargar em direção à baixa frequência;

- A produzida por meio da ressonância mecânica, em que a energia acústica é atenuada devido à conversão em energia mecânica, e conseqüentemente propagada, numa placa instalada e desenhada corretamente para esse efeito. Essa troca pode ser facilitada através da escolha adequada das dimensões da placa, para que essa se adapte à resposta modal do dispositivo na faixa de frequências em que se pretende absorver;
- Também a provocada por ressoadores acústicos, que são geralmente constituídos por uma cavidade (ou volume de ar) e um gargalo (ou pescoço), que é posicionado na entrada do ressoador e pode ter comprimento variável, alterando a inertância do sistema, A massa de ar ao vibrar na entrada do ressoador forma um sistema do tipo massa mola, cuja frequência de ressonância pode ser modificada conforme suas dimensões construtivas.

Na otimização de soluções com melhor desempenho acústico, em termos de amplitude ou gama de frequências, a configuração e o acoplamento desses mecanismos tornam-se interessantes. O tema da avaliação do desempenho absorvente de dispositivos de absorção sonora é por isso, de grande interesse. Atualmente, para avaliação desse desempenho, os métodos mais utilizados requerem a utilização de um tubo de impedância ou então de uma câmara reverberante. No caso do tubo de impedância, é possível caracterizar experimentalmente pequenas amostras do material, obtendo sua impedância de superfície e conseqüentemente seu coeficiente de absorção, normalmente considerando apenas incidência normal. Como as aplicações reais de dispositivos de absorção sonora são em meios em que se

tem incidência aproximadamente difusa de ondas sonoras, torna-se necessária a realização de um ensaio em câmara reverberante para caracterização do coeficiente de absorção. No entanto, esse ensaio requer amostras de grandes dimensões, com uma área de aproximadamente  $10\text{m}^2$ .

Quando um engenheiro acústico ou projetista acústico se depara com trabalhos que requerem soluções de controle passivo de ruído e tratamento acústico de ambientes interiores, o estudo de dispositivos de absorção sonora torna-se necessário, e o conhecimento do funcionamento desses dispositivos tem grande relevância. Para a indústria, o desenvolvimento de dispositivos de absorção sonora de estrutura leve, fácil montagem, baixo custo, durabilidade e possibilidade de aplicação em meios exteriores é de grande interesse. Neste contexto, a investigação do comportamento de materiais para absorção sonora, assim como o desenvolvimento de ferramentas que permitam a previsão do seu desempenho nos ambientes em que as soluções serão realmente aplicadas é de extrema importância. Quando se pretende desenvolver soluções otimizadas, os ensaios em câmara reverberante tornam-se muito dispendiosos, sendo a melhor opção o estudo e a caracterização em tubo de impedância, e a posterior aplicação de métodos que permitam estimar o coeficiente de absorção em campo difuso. Estes métodos em geral não permitem o estudo de materiais com superfícies irregulares, sendo então necessária a aplicação de técnicas experimentais para caracterização dos materiais de maneira que seja possível a sua representação como fluido equivalente. Dessa forma, em modelos numéricos que consideram o meio homogêneo e isotrópico, é possível, por exemplo, a simulação da absorção sonora em um campo livre composto por um conjunto de ondas sonoras planas com diferentes ângulos de incidência.

Materiais granulares incorporados em soluções leves de betão são conhecidos como uma valiosa solução quando se trata de aplicações em meios exteriores, apre-

sentando interessantes resultados em termos de absorção sonora, mantendo uma boa durabilidade e propriedades estruturais capazes de proporcionar estabilidade às soluções. Esses materiais possuem uma extensa aplicação em soluções acústicas como, por exemplo, barreiras acústicas. Porém, a necessidade de conhecimento mais profundo do seu comportamento acústico e da influência da geometria da sua superfície para melhorar o desempenho em algumas aplicações são reconhecidos pela comunidade científica e de grande interesse no meio industrial.

Neste contexto, surge a presente tese de doutoramento, procurando contribuir com um estudo relacionado com a absorção sonora de materiais porosos granulares, mais precisamente betão poroso, com agregados leves de argila expandida. Para esse efeito usam-se técnicas experimentais baseadas em ensaios não destrutivos para caracterização da absorção sonora e conhecimento de fatores e propriedades físicas, assim como métodos alternativos para representação desses materiais em modelos analíticos e numéricos. Aplicam-se esses modelos procurando proporcionar um aumento do desempenho absorvente através de otimização de geometrias, assim como o desenvolvimento de novos dispositivos de absorção sonora. Apresenta-se, desde já, o conceito de um metamaterial denominado como *Metabetão poroso*, sendo esse um sistema híbrido composto por betão poroso e estruturas ressonantes inclusas, proporcionando um ganho na absorção sonora em termos de gama de frequências e/ou amplitude.

## 1.2 Objetivos

Definido o contexto em que se insere esta tese de doutoramento, apresentam-se agora os seus objetivos principais:

**(a) Caracterizar e prever a absorção sonora proporcionada por materiais porosos granulares do tipo betão poroso com agregados de argila expandida:**

Para estudo da absorção sonora de materiais porosos granulares, amostras de betão poroso com agregados de argila expandida serão preparadas. Diferentes tamanhos de grãos, relação água/cimento e espessuras das amostras são objeto de estudo, buscando observar as suas influências na absorção sonora. O método experimental a ser utilizado para obtenção do coeficiente de absorção e da impedância de superfície, ambos para incidência normal, será baseado na utilização de um tubo de impedância.

Com o objetivo de previsão da absorção sonora dos materiais porosos, alguns modelos analíticos são encontrados em diversas literaturas, porém nem todos são capazes de representar o comportamento de materiais porosos granulares, como é o caso do betão poroso, sendo necessário identificar um modelo adequado. Para previsão através de modelos analíticos, a obtenção dos parâmetros macroscópicos que servem de base ao modelo escolhido é de extrema importância. Selecionar as técnicas adequadas não é uma tarefa fácil, sendo necessários diversos testes, tanto experimentais quanto numéricos, para definição da estratégia que permita essa representação. Para isso, diversas técnicas experimentais, analíticas e numéricas serão discutidas.

**(b) Estudo da previsão do coeficiente de absorção sonora em campo difuso por modelação numérica e por expressões analíticas:**

Alternativas para a avaliação do coeficiente de absorção sonora em campo difuso a partir do coeficiente de absorção sonora de incidência normal são de

grande interesse, sendo diversas dessas conhecidas. Contudo ao comparar-se com resultados de ensaios em câmara reverberante, em que o painel testado possui dimensões finitas, os resultados apresentam-se muitas vezes insatisfatórias. Neste trabalho, diversas técnicas serão testadas e os resultados discutidos, procurando definir uma metodologia adequada.

Assim como a estimativa do coeficiente de absorção para campo difuso, o estudo da otimização da geometria de um painel para aumento do desempenho de soluções absorventes tem grande importância, sendo esse insuficiente levando em conta apenas incidência normal. Um material poroso pode ter um aumento no seu coeficiente de absorção em frequências específicas com uma superfície de formato irregular, sem ser necessário o aumento da quantidade de material em sua produção. Uma alternativa para esse tipo de estudo será apresentada através de modelação numérica com utilização do método dos elementos de fronteira.

**(c) Desenvolvimento do conceito denominado *Metabetão poroso*:**

Conforme conhecido, materiais granulares possuem a tendência de uma curva de coeficiente de absorção sonora composta por picos e vales, exibindo uma maior absorção sonora em altas frequências. A fim de compor uma solução absorvente com maior coeficiente de absorção sonora numa gama de frequência mais alargada, o acoplamento entre diferentes dispositivos de absorção torna-se interessante, conceito esse que vem sendo aplicado em diversos trabalhos científicos. Será proposta uma solução baseada no acoplamento entre betão poroso e ressoadores acústicos, em que é possível sintonizar a frequência de ressonância destes dispositivos com alterações em suas dimensões.

Este conceito será testado experimentalmente permitindo validação de resultados

obtidos por modelos numéricos, que permitem entender a contribuição de cada uma das partes na absorção sonora, além de permitir estudos de otimização de geometria com objetivo de aumento no desempenho absorvente da solução.

### 1.3 Organização do documento

A presente tese de doutoramento é composta por sete capítulos e apresentada conforme a seguinte estrutura:

- Capítulo 1: Tem como objetivo apresentar ao leitor, de forma sucinta, a motivação do estudo, seus objetivos e a organização do documento.
- Capítulo 2: Demonstra-se uma breve revisão de conceitos acústicos fundamentais que serão necessários para entendimento do estado da arte e fundamentação teórica, definindo termos importantes em estudos acústicos.
- Capítulo 3: Definem-se os objetos de estudo, realizando uma apresentação do estado da arte com contextualização histórica dos conceitos utilizados, assim como uma interessante fundamentação teórica com equacionamentos matemáticos, técnicas experimentais e modelos analíticos e numéricos que serão a base utilizada para os próximos capítulos.
- Capítulo 4: Realiza-se um extenso estudo sobre materiais porosos granulares, mais precisamente betão poroso com agregados de argila expandida, realizando ensaios não acústicos e ensaios acústicos não destrutivos, apresentando e discutindo alternativas para obtenção dos parâmetros macroscópicos que permitem descrever o comportamento absorvente de materiais porosos representando as amostras como fluido equivalente para aplicação em modelos numéricos. Desta forma é possível prever a absorção sonora por diferentes

abordagens.

- Capítulo 5: Neste capítulo diversas alternativas analíticas para previsão da absorção sonora em campo difuso são apresentadas e testadas, propondo-se então um modelo numérico BEM 3D que permitirá o cálculo do coeficiente de absorção sonora em campo difuso de amostras de tamanho finito de betão poroso. Permitirá também o estudo e a previsão da absorção sonora em campo difuso de materiais com superfícies irregulares, com o objetivo de aumentar o desempenho absorvente dessas soluções.
- Capítulo 6: Apresenta-se uma nova proposta de solução acústica para absorção sonora baseada no acoplamento de dois dispositivos conhecidos, material poroso e ressoadores acústicos, formando então o conceito denominado como *Metabetão poroso*. Modelos FEM 2D e 3D serão propostos e validados através de resultados experimentais e analíticos, permitindo um estudo paramétrico para entendimento da contribuição de cada um dos dispositivos na absorção sonora, assim como o estudo da otimização de geometria dessas soluções, e uma previsão do seu comportamento absorvente em campo difuso.
- Capítulo 7: Neste último capítulo, destacam-se as conclusões finais que refletem os assuntos mais importantes de cada um dos capítulos apresentados. Também são apresentados os trabalhos futuros sugeridos pelo autor, decorrentes da pesquisa realizada ao longo dos três anos de preparação para obtenção do grau de Doutor.

## 2 Revisão de conceitos fundamentais

O presente capítulo tem como objetivo reunir e apresentar conceitos fundamentais que serão necessários para o entendimento deste estudo. Apresenta-se, na Secção 2.1, as grandezas que descrevem um campo acústico, assim como de maneira sucinta se introduz a propagação de ondas sonoras em meios fluidos, descrita para ondas planas e esféricas, além do conceito de intensidade sonora. Os conceitos para definição de impedância acústica e sua relação com o coeficiente de absorção sonora são apresentados na Secção 2.2, assim como a formulação matemática referente a algumas situações, como quando se pretende entender a absorção sonora e o comportamento acústico de dispositivos de absorção sonora.

### 2.1 Grandezas que descrevem o campo acústico. Propagação sonora em fluidos

Para compreensão da propagação sonora em fluidos, alguns conceitos e variáveis devem ser apresentados e definidos. Som, por exemplo, pode ser definido como a sensação provocada no ouvido por muito pequenas flutuações de pressão no ar [1]. Considerando um meio fluido, a pressão,  $\tilde{P}$ , velocidade,  $U$ , temperatura,  $T$ , e massa volúmica,  $\rho$ , podem ser escritas em termos de estado estacionário, como  $P_0$ ,  $U_0$ ,  $T_0$  e  $\rho_0$ , enquanto as perturbações são escritas respetivamente, como:  $\tilde{p}$ ,  $\tilde{u}$ ,  $\tau$  e  $\sigma$ , sendo essas perturbações dependentes do tempo,  $t$ , e da posição descrita em termos vetoriais,  $r$ . Pressão, velocidade, temperatura e massa volúmica do meio são então apresentadas como:

- Pressão:  $\tilde{P} = P_0 + \tilde{p}(r, t)$  (Pa);

- Velocidade:  $\tilde{U} = U_0 + \tilde{u}(r, t)$  (m/s);
- Temperatura:  $T = T_0 + \tau(r, t)$  (°C);
- Massa volúmica:  $\rho = \rho_0 + \sigma(r, t)$  (kg/m<sup>3</sup>).

Partindo dos conceitos como a definição do som e a apresentação das variáveis que definem um meio de propagação, o próximo passo é a compreensão da equação que descreve a propagação da onda sonora em um meio. Com esse objetivo serão apresentados alguns passos, de forma simplificada, da dedução da equação da onda em um fluido. A propagação sonora em fluidos é definida como um fenómeno que envolve as variações temporais da densidade volumétrica local (ou massa volúmica) de um meio  $\rho$ . Fahy [2] associa essas variações temporais à pressão, temperatura e posição das partículas do fluido.

É também necessário entender a derivação da equação de onda, as equações de base e as simplificações realizadas. A derivação completa dessa equação pode ser encontrada em diversos livros de acústica, como, por exemplo, [3–5]. No presente texto será apresentada uma derivação simplificada, baseada na utilização de leis da termodinâmica, da conservação da massa e da conservação da quantidade de movimento [6].

Partindo da lei de conservação da massa, a qual diz que a variação temporal de massa de um volume,  $V$ , deve ser igual à variação temporal de massa que entra e sai desse mesmo volume. Considerando que não ocorre geração de massa no volume, a variação temporal da massa volúmica pode ser expressa em relação à variação da velocidade de partícula, conforme apresenta a equação da conservação da massa (2.1),

$$-\frac{\partial \rho}{\partial t} = \nabla \cdot (\rho \tilde{U}), \quad (2.1)$$

em que  $\rho$  é a massa volúmica do meio (ou fluido) de propagação,  $\tilde{U}$  é a velocidade

de partícula e o operador  $\nabla^1$  o gradiente.

Em 1775, Euler derivou a equação da quantidade de movimento, sendo esse o segundo passo importante da derivação da equação da onda. Ao se considerar a segunda Lei de Newton, a qual diz que a derivada da quantidade de movimento é igual à força aplicada sobre um corpo, e considerando um fluido ideal, que possui viscosidade nula, cisalhamento nulo e as tensões se igualam à pressão termodinâmica, tem-se a Equação de Euler (2.2), representando então a variação temporal da quantidade de movimento de forma simplificada,

$$\rho \frac{\partial \tilde{u}(r, t)}{\partial t} = -\nabla \cdot \tilde{p}(r, t). \quad (2.2)$$

Outra simplificação a ser realizada é baseada na consideração que as perturbações para o estado natural sejam muito pequenas, tendo então  $P_0$  como a pressão estática do meio e  $\rho_0$  a massa volúmica do mesmo, sendo ambas muito maiores do que as flutuações dos fenômenos acústicos ( $\tilde{P}_0 \gg \tilde{p}(r, t)$  e  $\rho_0 \gg \sigma(r, t)$ ), torna-se possível obter a velocidade do som no fluido,  $c_0$ , dada por:

$$\frac{\partial \tilde{p}(r, t)}{\partial \sigma(r, t)} = c_0^2. \quad (2.3)$$

Realizadas as simplificações apresentadas nas equações anteriores é possível efetuar a linearização, que consiste em inserir as simplificações nas Equações (2.1) e (2.2), derivar em relação ao tempo a Equação (2.1), e aplicar o operador gradiente na Equação (2.2), obtendo então a equação que demonstra como a pressão sonora varia no tempo e ao longo do espaço, sendo essa denominada Equação de Onda (2.4).

$$\nabla^2 \tilde{p}(r, t) - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \tilde{p}(r, t)}{\partial t^2} = 0. \quad (2.4)$$

---

<sup>1</sup> Em coordenadas cartesianas, o gradiente é  $\nabla \cdot \psi = \frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial y} + \frac{\partial \psi}{\partial z}$

O termo  $\nabla^2$  corresponde ao Operador Laplaciano, que representa a variação espacial da pressão sonora, e dependendo da geometria do problema a ser modelado pode ser dado em coordenadas cartesianas, esféricas ou cilíndricas. Conforme Brandão [7], é possível através da soma ponderada de exponenciais complexas, compor um sinal  $\tilde{p}(r, t)$  qualquer. Com isso, assume-se que a pressão sonora é um sinal harmônico do tipo  $\tilde{p}(r, t) = \tilde{P}(r, j\omega)e^{j\omega t}$ , problema que pode ser resolvido para uma única frequência angular,  $\omega = 2\pi f$ , e através do princípio da sobreposição, o sinal de pressão sonora pode ser composto com as demais frequências [8]. Ao inserir essa condição na equação da onda (2.4), obtém-se a equação de Helmholtz, escrita no domínio da frequência,

$$\nabla^2 \tilde{P}(r, j\omega) + k^2 \tilde{P}(r, j\omega) = 0, \quad (2.5)$$

em que  $\tilde{P}(r, j\omega)$  é a amplitude complexa da pressão sonora na coordenada espacial  $r$ , para a frequência angular  $\omega$ , e  $\tilde{k} = \omega/c_0$  é o número de onda em  $[\text{m}^{-1}]$ .

No contexto deste trabalho, é também importante apresentar o comportamento da onda sonora em campo livre, situação em que esta se propaga sem a interferência de obstáculo [7], quer para ondas planas quer para ondas esféricas (veja-se a Figura 2.1).

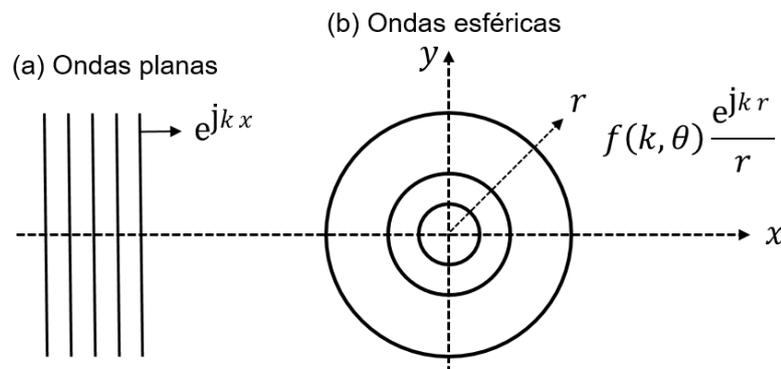


Figura 2.1.: Representação ilustrativa do comportamento da propagação sonora de ondas planas e esféricas.

Para o caso da propagação sonora de ondas planas, deve-se considerar que a pressão sonora e a velocidade de partícula são constantes ao longo de um plano, variando somente em função do tempo e com uma coordenada espacial (definida nesse caso como a direção  $x$ ). Considerando um sinal de pressão sonora harmônico que se propaga num meio com velocidade do som  $c$  e massa volúmica  $\rho$ , tem-se a solução da equação da onda em coordenadas cartesianas, como:

$$\tilde{p}(x, t) = \tilde{A}e^{-jkx}e^{j\omega t}, \quad (2.6)$$

sendo  $\tilde{A}$  a amplitude complexa do sinal sonoro (fonte),  $e^{-jkx}$  a representação da variação espacial da amplitude complexa da pressão sonora, e o termo  $e^{j\omega t}$  representa a variação temporal da pressão sonora. Neste caso, a magnitude da amplitude complexa varia entre 0 e  $|\tilde{A}|$ , com isso o valor RMS<sup>2</sup> do sinal de pressão não varia à medida que se desloca ao longo da variável espacial  $x$ .

A velocidade de partícula é obtida de maneira similar. Como as derivadas espaciais da pressão sonora nas direções  $y$  e  $z$  são consideradas nulas, tem-se  $u_y(r, t) = u_z(r, t) = 0$ . Assim, para a direção  $x$ , a velocidade de partícula é descrita conforme a Equação (2.7), cuja a amplitude complexa é  $\frac{\tilde{A}}{\rho_0 c_0}e^{-jkx}$ .

$$\tilde{u}_x(r, t) = \frac{\tilde{A}}{\rho_0 c_0}e^{-jkx}e^{j\omega t}. \quad (2.7)$$

Pode-se definir a impedância acústica característica do meio através de uma razão entre pressão sonora e velocidade de partícula, ou através da Equação (2.8), com unidades [Pa.s/m] ou [Rayl],

$$\tilde{Z}_c = \rho c. \quad (2.8)$$

Considerando que o sinal é harmônico de pressão, e se propaga em um meio cuja

---

<sup>2</sup> Valor eficaz ou valor médio quadrático, em inglês *Root Mean Square, RMS*.

velocidade do som é  $c_0$ , massa volúmica  $\rho_0$ , a solução da equação para coordenadas esféricas é representada como:

$$\tilde{p}(r, t) = \tilde{A} \frac{e^{-jkr}}{r} e^{j\omega t}, \quad (2.9)$$

em que  $r$  é a distância entre a fonte e o receptor,  $\tilde{A}$  é a amplitude complexa. Neste caso, a variação espacial da pressão sonora é representada pelo termo  $e^{-jkr}/r$ , e a variação temporal é  $e^{j\omega t}$ . A amplitude complexa do sinal de pressão no ponto  $r$  é  $\frac{\tilde{A}e^{-jkr}}{r}$ . Essa amplitude complexa possui magnitude definida por  $|\tilde{A}|/r$ , o que provoca uma diminuição no valor RMS da pressão sonora à medida que a distância entre o receptor e a fonte aumenta.

A velocidade de partícula é obtida pela Equação (2.10). Como a onda é esférica, somente a derivada espacial da pressão na direção  $r$  será não nula, e a velocidade de partícula nessa direção será dada por:

$$\tilde{u}_r(r, t) = \frac{\tilde{A}}{\rho_0 c_0} \left( \frac{1 + jkr}{jkr} \right) \frac{e^{-jkr}}{r} e^{j\omega t}. \quad (2.10)$$

A impedância característica para onda esférica, em campo livre, passa a ser:

$$\tilde{Z}_c = \rho_0 c_0 \left( \frac{jkr}{1 + jkr} \right), \quad (2.11)$$

em que  $kr$  é muito maior que 1. Considerando altas frequências e/ou grandes distâncias entre fonte e receptor tem-se  $\tilde{Z}_c \approx \rho c$ . Portanto, pode-se dizer que, para  $kr \gg 1$ , a onda sonora esférica em campo livre tem propriedades muito semelhantes à onda plana também em campo livre, significando que a frequência e/ou a distância entre receptor e fonte devem ser grandes o suficiente para que se estabeleça igualdade.

Para casos que consideram fontes sonoras com geometrias ou disposições não tão simples, como casos de múltiplas fontes aplicadas a determinado campo sonoro, a utilização de métodos numéricos passa a ser mais interessante, em que a pressão sonora total é representada pela integração numérica do conjunto de pressões sonoras de cada uma das fontes existentes no campo sonoro.

Outro conceito interessante a ser introduzido nesta secção é o da intensidade sonora, sendo essa a medida de variação do fluxo de energia sonora <sup>3</sup> por unidade de área [ $\text{W}/\text{m}^2$ ] segundo a direção normal à frente de onda de propagação [2]. Ao considerar um campo livre (sem reflexões), tem-se:

$$|I| = \frac{\tilde{p}_{\text{rms}}^2}{\rho_0 c_0}, \quad (2.12)$$

enquanto para um campo difuso, em que a onda sonora é refletida inúmeras vezes e se propaga em todas direções com igual magnitude e probabilidade, tem-se:

$$|I| = 0, \quad (2.13)$$

$$I_x = \frac{\tilde{p}_{\text{rms}}^2}{4\rho c}, \quad (2.14)$$

sendo  $I_x$  a intensidade sonora em apenas uma direção, ignorando a componente de direção oposta.

Portanto, a intensidade sonora pode ser calculada pelo produto da pressão sonora (grandeza escalar) pela velocidade de partícula (grandeza vectorial), sendo então uma grandeza vectorial com amplitude e fase,

$$I(r, t) = \tilde{p}(r, t)\tilde{u}(r, t), \quad (2.15)$$

---

<sup>3</sup> Energia sonora é constituída pela soma de energia potencial e cinética, sendo proporcional ao quadrado da velocidade partícula e ao quadrado da pressão sonora

e seu valor médio ao longo do tempo, dado por:

$$\langle I(r, t) \rangle = \langle \tilde{p}(r, t) \tilde{u}(r, t) \rangle. \quad (2.16)$$

Enquanto para obtenção da média de intensidade sonora ao longo do tempo,  $t$ , tem-se:

$$I = \frac{1}{T} \int_{t_1}^{t_1+T} \tilde{p}(r, t) \tilde{u}(r, t) dt, \quad (2.17)$$

em que o tempo de integração  $T$  depende do tipo de onda sonora considerado. Para ondas periódicas,  $T$  tende ao período, para ondas transientes,  $T$  tende ao tempo de duração do sinal, enquanto para ondas não periódicas  $T$  tende ao infinito.

Para quantificação da intensidade sonora, dois métodos são comumente utilizados [2]: o primeiro método utiliza uma diferença finita entre pressão sonora e velocidade de partícula denominado "p-u", e o método "p-p", que utiliza dois valores de pressão sonora também distanciados por uma diferença finita  $d$ . A pressão sonora no ponto médio é então obtida por:

$$\tilde{p}(t) = \frac{1}{2} [\tilde{p}_1(t) + \tilde{p}_2(t)], \quad (2.18)$$

$$\tilde{u}(t) = -\frac{1}{\rho_0 d} \int [\tilde{p}_1(t) - \tilde{p}_2(t)] dt, \quad (2.19)$$

sendo  $\tilde{p}_1$  e  $\tilde{p}_2$  valores nos dois pontos de pressão sonora. O cálculo da intensidade sonora é realizado no domínio da frequência, dado por:

$$\tilde{p}(f) = \frac{[\tilde{p}_2(f) + \tilde{p}_1(f)]}{2}, \quad (2.20)$$

$$\tilde{u}(f) = -\frac{[\tilde{p}_2(f) - \tilde{p}_1(f)]}{j\omega\rho d}. \quad (2.21)$$

Sendo suas partes real e imaginária obtidas, respetivamente, por:

$$I(f) = \frac{1}{2} \text{Re}[\tilde{p}(f)\tilde{u}^*(f)], \quad (2.22)$$

$$I(f) = \frac{1}{2\omega\rho_0 d} \text{Im}[\tilde{p}_1(f)\tilde{p}_2^*(f)], \quad (2.23)$$

em que o termo "\*" representa o complexo conjugado da velocidade de partícula e pressão sonora, respetivamente.

## 2.2 Impedância acústica

Define-se a impedância perpendicular a uma superfície como a razão entre a pressão sonora e a velocidade de partícula em um ponto  $Z = 0$ , ver Figura 2.2, sendo composta por uma parte real e outra imaginária, conforme:

$$\tilde{Z}_s = \frac{\tilde{p}(Z=0)}{\tilde{u}(Z=0)} = \text{Re}(\tilde{Z}_s) + j \text{Im}(\tilde{Z}_s), \quad (2.24)$$

Cremer [9] apresenta alguns casos simples para compreensão da impedância de superfície, sendo estes:

- Para o caso de uma parede rígida, a impedância de superfície tende para infinito,

$$\tilde{Z}_s = \infty; \quad (2.25)$$

- Em caso de troca de meio de propagação, a impedância de superfície possui apenas a sua componente real, sendo  $\rho_2$  e  $c_2$  as componentes que descrevem o meio 2,

$$\tilde{Z}_s = \text{Re}(\tilde{Z}_s) = \rho_2 c_2; \quad (2.26)$$

- Considerando uma parede de espessura finita tem-se a influência da parte imaginária correspondente a uma massa inerente  $M$  [kg/m<sup>2</sup>], sendo  $Z_0$  correspondente ao meio de propagação anterior,

$$\tilde{Z}_s = \text{Re}(\tilde{Z}_s) + \text{Im}(\tilde{Z}_s) = Z_0 + j\omega M; \quad (2.27)$$

- No caso de uma cortina porosa pesada a impedância de superfície é correspondente à sua parte real, sendo essa influenciada pela resistência ao fluxo de ar  $R$ ,

$$\tilde{Z}_s = \text{Re}(\tilde{Z}_s) = Z_0 + R; \quad (2.28)$$

- Enquanto para o caso de uma cortina de luz de pequena inércia, a impedância de superfície é representada pela soma de suas componentes, real e imaginária, correspondentes à resistência ao fluxo de ar e à massa inerente,

$$\tilde{Z}_s = \text{Re}(\tilde{Z}_s) + \text{Im}(\tilde{Z}_s) = Z_0 + \frac{1}{\frac{1}{R} + \frac{1}{j\omega M}}. \quad (2.29)$$

A impedância de superfície pode então ser relacionada com o coeficiente de absorção sonora, sendo esse resultante do fator de reflexão complexo  $R_p$ ,

$$R_p = \frac{\tilde{p}_{\text{inc}}}{\tilde{p}_{\text{ref}}}, \quad (2.30)$$

em que  $\tilde{p}_{\text{inc}}$  é a pressão sonora incidente e  $\tilde{p}_{\text{ref}}$  a pressão sonora refletida. O quadrado da magnitude representa o coeficiente entre as energias refletida e incidente e denomina-se coeficiente de reflexão  $r_p$ . A impedância de superfície pode ser

determinada pelo fator de reflexão  $R_p$ ,

$$\tilde{Z}_s = \frac{\tilde{p}(z=0)}{\tilde{u}(z=0)} = \frac{1 + R_p}{1 - R_p} Z_0. \quad (2.31)$$

Sendo o coeficiente de absorção sonora relacionado com a impedância de superfície,

$$\alpha = 1 - |R_p|^2 = \frac{4\text{Re}(\tilde{Z}_s)Z_0}{(\text{Re}(\tilde{Z}_s) + Z_0)^2 + \text{Im}(\tilde{Z}_s)^2}. \quad (2.32)$$

Na presente tese, os meios de propagação serão representados como fluido equivalente, sendo definidos através da sua velocidade de propagação do som e da massa específica. Brandão [7] apresenta três situações muito frequentes em estudos de modelagem acústica da absorção sonora, em que se tem a influência do ângulo de incidência da onda sonora, sendo elas: interface entre ar e superfície, interface entre ar e camada sobre superfície rígida e interface entre ar e camada dupla sobre superfície rígida.

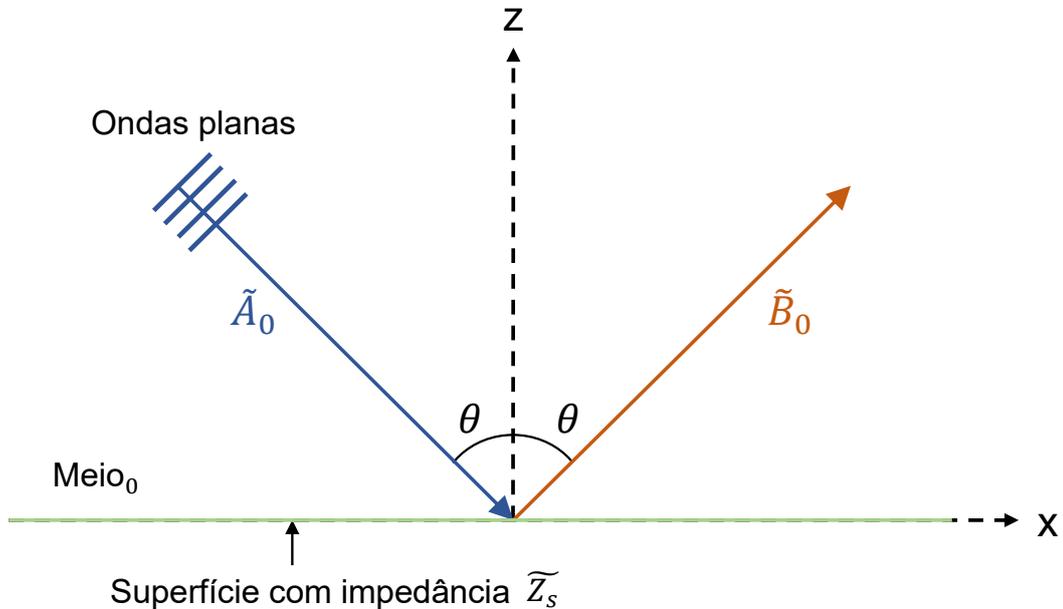


Figura 2.2.: Interface entre ar e superfície com impedância  $\tilde{Z}_s$ .

A primeira situação considera um meio de propagação limitado no eixo  $Z = 0$

por um plano infinito e com impedância de superfície  $\tilde{Z}_s$ , conforme a Figura 2.2. Para  $Z \geq 0$ , a onda sonora plana em propagação num meio, denominado meio 0, com incidência  $\theta$ , apresenta uma amplitude complexa  $\tilde{A}_0$ . Parte da energia desta onda sonora incidente é refletida especularmente com o mesmo ângulo em relação à direção normal, porém com uma amplitude complexa  $\tilde{B}_0$ . Com isso a pressão sonora e a velocidade de partícula no meio 0 são determinados, respetivamente por:

$$\tilde{p}_0 = \left( \tilde{A}_0 e^{jk_0 \cos(\theta)Z} + \tilde{B}_0 e^{-jk_0 \cos(\theta)Z} \right) e^{jk_0 \sin(\theta)x}, \quad (2.33)$$

$$\tilde{u}_{0Z} = \frac{\cos(\theta)}{\rho_0 c_0} \left( \tilde{A}_0 e^{jk_0 \cos(\theta)Z} - \tilde{B}_0 e^{-jk_0 \cos(\theta)Z} \right) e^{jk_0 \sin(\theta)x}, \quad (2.34)$$

sendo  $k_0 = \omega/c_0$  a magnitude do número de onda na direção da propagação. A condição de fronteira, nesse caso, é a impedância de superfície  $\tilde{Z}_s$ , em  $Z = 0$ , resultando em:

$$\tilde{Z}_s = \frac{\left( \tilde{A}_0 + \tilde{B}_0 \right) e^{jk_0 \sin(\theta)x}}{\frac{\cos(\theta)}{\rho_0 c_0} \left( \tilde{A}_0 - \tilde{B}_0 \right) e^{jk_0 \sin(\theta)x}}. \quad (2.35)$$

O fator de reflexão, para onda plana ( $R_p$ ), é definido como a razão entre as amplitudes complexas das pressões sonoras refletidas e incidentes,  $R_p = \tilde{B}_0/\tilde{A}_0[-]$ , portanto:

$$R_p = \frac{\frac{\tilde{Z}_s}{\rho_0 c_0} \cos(\theta) - 1}{\frac{\tilde{Z}_s}{\rho_0 c_0} \cos(\theta) + 1}. \quad (2.36)$$

Considerando a segunda situação, a qual se refere a uma interface entre um meio e uma camada com (material absorvente) sobre uma superfície rígida, conforme pode ser visto na Figura 2.3. Assumindo a incidência de uma onda sonora plana com ângulo de incidência  $\theta$  e amplitude complexa  $\tilde{A}_0$ , parte dessa energia é refletida de forma especular com o mesmo ângulo da incidência em relação à direção normal, para o meio 0, tendo essa onda sonora refletida uma amplitude complexa  $\tilde{B}_0$ .

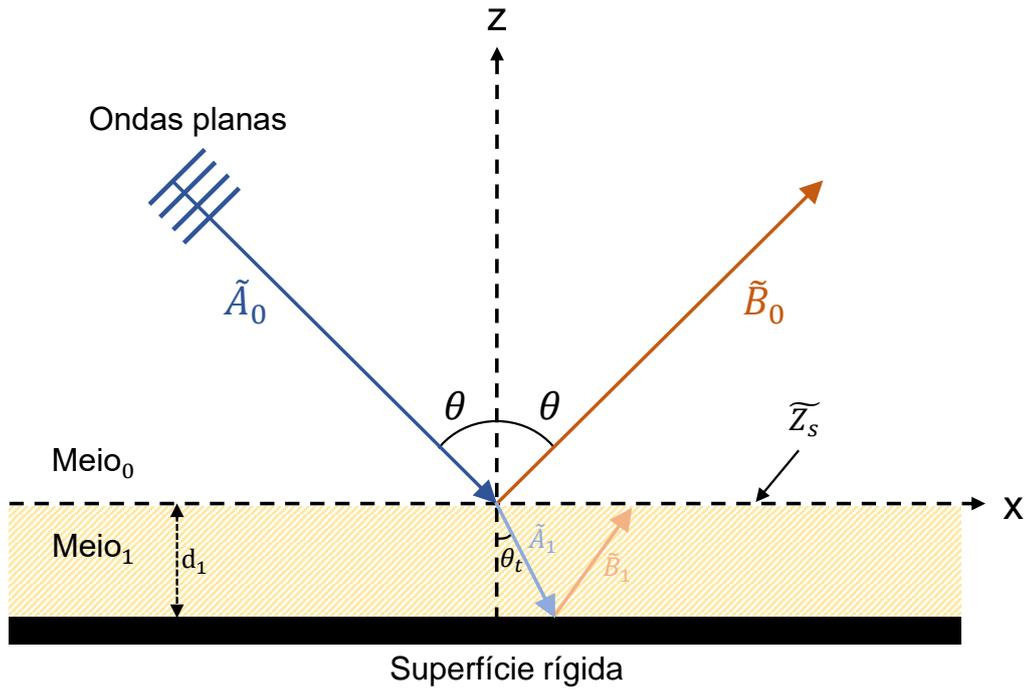


Figura 2.3.: Interface entre ar, material absorvente e superfície rígida.

Parte da energia sonora incidente será refratada para o interior do material 1 (o qual pode ser denominado como meio de propagação 1 e representado em modelos numéricos como fluido equivalente) com amplitude complexa denominada  $\tilde{A}_1$  e ângulo de propagação  $\theta_t$  em relação à direção normal, ângulo este variável conforme as propriedades acústicas do meio de propagação. Considerando uma superfície rígida após o material, uma onda sonora com amplitude  $\tilde{B}_1$  será refratada da onda incidente dentro da camada. Essa onda refratada,  $\tilde{B}_1$ , retorna ao meio 0 e a sobreposição dessas quatro componentes apresentadas compõem o campo sonoro.

A pressão sonora e a velocidade de partícula nos meios 0 e 1 são determinadas por:

$$\tilde{p}_0 = \left( \tilde{A}_0 e^{jk_0 \cos(\theta)Z} + \tilde{B}_0 e^{-jk_0 \cos(\theta)Z} \right) e^{jk_0 \sin(\theta)x}, \quad (2.37)$$

$$\tilde{u}_{z0} = \frac{\cos(\theta)}{\rho_0 c_0} \left( \tilde{A}_0 e^{jk_0 \cos(\theta)Z} + \tilde{B}_0 e^{-jk_0 \cos(\theta)Z} \right) e^{jk_0 \sin(\theta)x}, \quad (2.38)$$

$$\tilde{p}_1 = \left( \tilde{A}_1 e^{jk_1 \cos(\theta_t)Z} + \tilde{B}_1 e^{-jk_1 \cos(\theta_t)Z} \right) e^{jk_1 \sin(\theta_t)x}, \quad (2.39)$$

$$\tilde{u}_{z1} = \frac{\cos(\theta_t)}{\rho_1 c_1} \left( \tilde{A}_1 e^{jk_1 \cos(\theta_t)Z} + \tilde{B}_1 e^{-jk_1 \cos(\theta_t)Z} \right) e^{jk_1 \sin(\theta_t)x}. \quad (2.40)$$

Neste caso, as condições de fronteira são aplicadas em  $Z = 0$  e  $Z = -d_1$ , em que  $d_1$  é a espessura do meio 1 (ou material 1). Em  $z = -d_1$  encontra-se a superfície rígida e refletora,  $\tilde{u}_{z1}(-d_1) = 0$ , com isso tem-se:

$$\frac{\cos(\theta_t)}{\rho_1 c_1} \left( \tilde{A}_1 e^{jk_1 \cos(\theta_t)(-d_1)} - \tilde{B}_1 e^{-jk_1 \cos(\theta_t)(-d_1)} \right) e^{jk_1 \sin(\theta_t)x} = 0, \quad (2.41)$$

$$\tilde{B}_1 = \tilde{A}_1 e^{-2jk_1 \cos(\theta_t)d_1}. \quad (2.42)$$

Considerando  $\frac{\tilde{p}_0}{\tilde{u}_0} = \frac{\tilde{p}_1}{\tilde{u}_1}$ , a lei de Snell [10],  $k_0 \sin(\theta) = k_1 \sin(\theta_t)$ ,  $R_p = \tilde{B}_0 / \tilde{A}_0$ , em que  $Z_0 = \rho_0 c_0$  e  $Z_1 = \rho_1 c_1$ , tem-se o fator de reflexão,

$$R_p = \frac{\left[ -j \frac{Z_1}{\cos(\theta_t)} \cot(k_1 \cos(\theta_t)d_1) \right] \frac{\cos(\theta)}{Z_0} - 1}{\left[ -j \frac{Z_1}{\cos(\theta_t)} \cot(k_1 \cos(\theta_t)d_1) \right] \frac{\cos(\theta)}{Z_0} + 1}. \quad (2.43)$$

Desta forma, a impedância de superfície para um material de espessura  $d_1$ , sobre uma superfície rígida, é:

$$\tilde{Z}_s = -j \frac{Z_1}{\cos(\theta_t)} \cot(k_1 \cos(\theta_t)d_1). \quad (2.44)$$

Ao considerar a terceira situação, em que se tem uma camada composta por dois materiais absorventes sobre uma superfície rígida, podendo denominar esses materiais como meios 1 e 2 (ou materiais 1 e 2) respectivamente, conforme demonstrado na Figura 2.4. Assim como nas situações anteriores, considera-se uma onda sonora plana com ângulo de incidência  $\theta$ , amplitude complexa  $\tilde{A}_0$  propagando-se no meio 0. Parte da energia sonora da onda incidente é refletida especularmente para o meio 0, com amplitude complexa  $\tilde{B}_0$ . Outra parte da onda incidente é refratada para o material 1 com ângulo de incidência  $\theta_t$ , em relação à direção normal,

sendo definido pelas propriedades acústicas do material.

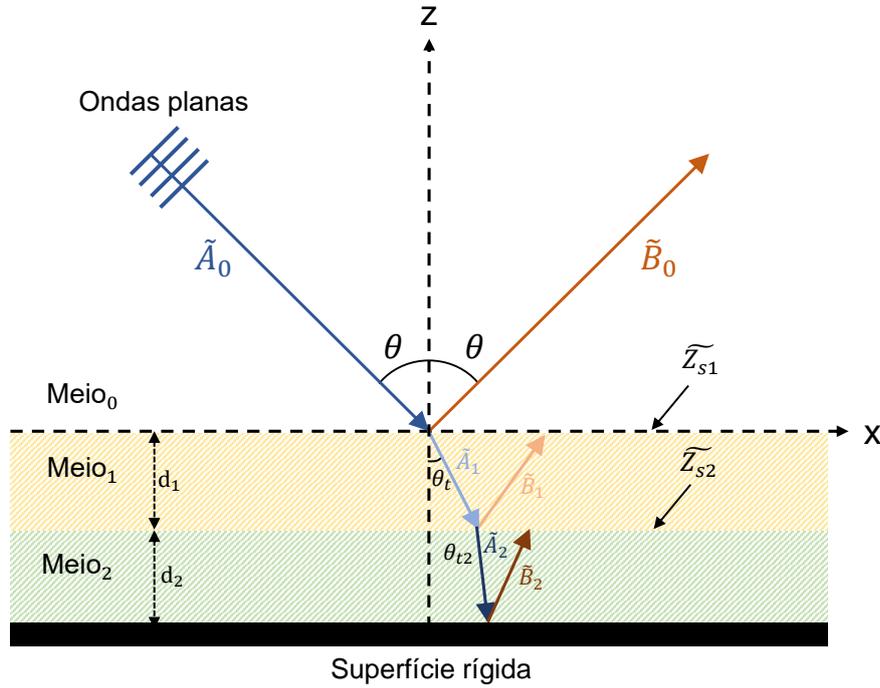


Figura 2.4.: Representação ilustrativa da interface entre ar, dois materiais absorventes e superfície rígida.

Devido à presença do material 2, parte da energia  $\tilde{A}_1$  será refletida, formando uma componente  $\tilde{B}_1$ , e outra será refratada para o material 2, com ângulo de incidência  $\theta_{t2}$  e amplitude complexa  $\tilde{A}_2$ . A componente com amplitude complexa  $\tilde{B}_2$  é composta pela onda refletida na superfície rígida presente após o material 2. O campo sonoro será composto pela sobreposição dessas componentes.

Assim como no caso anterior, a pressão sonora e a velocidade de partícula nos meios 0 e 1 são descritas pelas Equações (2.37), (2.38), (2.39) e (2.40), respectivamente, com condições de fronteira em  $Z = 0$  e  $Z = -d_1$ . Porém, neste caso, em  $Z = -d_1$  tem-se uma impedância de superfície  $\tilde{Z}_{s2}$  e não mais uma superfície rígida, sendo:

$$\tilde{Z}_{s2} = -j \frac{Z_2}{\cos(\theta_{t2})} \cot(k_2 \cos(\theta_{t2}) d_2), \quad (2.45)$$

em que  $Z_2 = \rho_2 c_2$  e  $k_2 = \omega / c_2$ , e com isso obtém-se o campo sonoro no meio 1 em

$$Z = -d_1, \quad \tilde{B}_1 = \tilde{A}_1 \left[ \frac{\tilde{Z}_{s2} \cos(\theta_t) - Z_1}{\tilde{Z}_{s2} \cos(\theta_t) + Z_1} \right] e^{-2jk_1 \cos(\theta_t)d_1}. \quad (2.46)$$

Repetindo o processo apresentado no caso anterior para o campo sonoro no meio 1, o fator de reflexão para ondas planas é dado por:

$$R_p = \frac{\left[ \frac{-j\tilde{Z}_{s2}Z_1 \cos(\theta_t) \cot(k_1 \cos(\theta_t)d_1) + Z_1^2}{\tilde{Z}_{s2} \cos^2(\theta_t) - jZ_1 \cos(\theta_t) \cot(k_1 \cos(\theta_t)d_1)} \right] \frac{\cos(\theta_t)}{Z_0} - 1}{\left[ \frac{-j\tilde{Z}_{s2}Z_1 \cos(\theta_t) \cot(k_1 \cos(\theta_t)d_1) + Z_1^2}{\tilde{Z}_{s2} \cos^2(\theta_t) - jZ_1 \cos(\theta_t) \cot(k_1 \cos(\theta_t)d_1)} \right] \frac{\cos(\theta_t)}{Z_0} + 1}, \quad (2.47)$$

e a impedância de superfície  $\tilde{Z}_s$  para um material com espessura  $d_1$  sobre outro material com impedância de superfície  $\tilde{Z}_{s2}$  é:

$$\tilde{Z}_s = \frac{-j\tilde{Z}_{s2}Z_1 \cos(\theta_t) \cot(k_1 \cos(\theta_t)d_1) + Z_1^2}{\tilde{Z}_{s2} \cos^2(\theta_t) - jZ_1 \cos(\theta_t) \cot(k_1 \cos(\theta_t)d_1)}. \quad (2.48)$$

### 2.3 Radiação sonora. Impedância de radiação

Quando se pretende abordar o conceito de radiação sonora de uma superfície, dois aspectos são de grande importância. O primeiro, referente à distribuição espacial da energia radiada e, o segundo relacionado com a eficiência do dispositivo vibrante, e que são aspectos de interesse no presente trabalho.

Assumindo uma superfície acoplada em uma parede infinita, conforme a Figura 2.5 com coordenadas cartesianas (x, y, z).

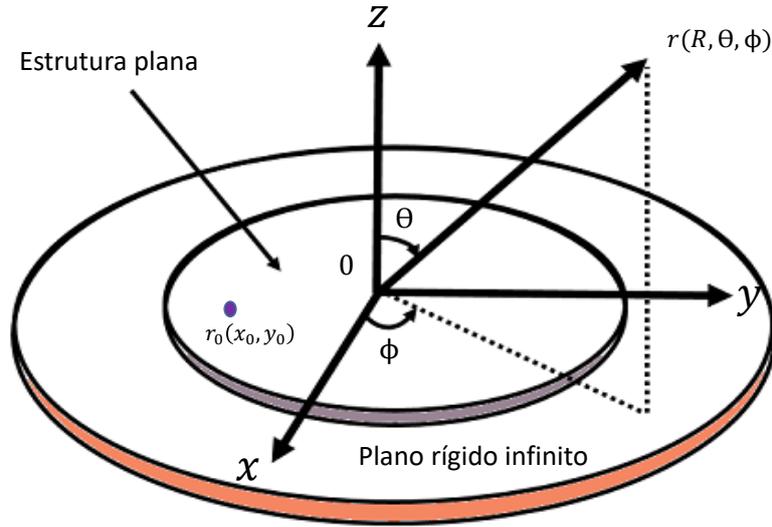


Figura 2.5.: Sistema de coordenadas para um pistão circular num plano rígido infinito.

O campo de pressão sonora pode então ser descrito, em termos de velocidade através do integral de Rayleigh's,

$$\tilde{p}(r) = \frac{j\omega\rho_0}{2\pi} \int \int_S \tilde{u}(r_0) \frac{e^{-jk|r-r_0|}}{|r-r_0|} dS, \quad (2.49)$$

em que,

$$|r-r_0| = \sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + z^2}, \quad (2.50)$$

e considerando que a distância  $|r-r_0|$  é muito maior que a dimensão característica da estrutura, pode-se aproximar no denominador  $R = |r-r_0|$ , assumindo então como campo de pressão sonora distante, portanto:

$$\tilde{p}(r) = \frac{j\omega\rho_0}{2\pi R} \int \int_S \tilde{u}(r_0) e^{-jk|r-r_0|} dS. \quad (2.51)$$

Conforme Kinsler [3], ao considerar-se um transmissor com face ativa (dia-

fragma), sobre uma área  $S$  que é excitada por uma componente normal de velocidade  $\tilde{u}$  cuja magnitude e fase podem ser em função da posição. Se  $df_s$  é a componente normal de força num elemento  $dS$  da face ativa, a impedância de radiação pode ser definida então como:

$$\tilde{Z}_{\text{rad}} = \int \frac{df_s}{\tilde{u}} ds. \quad (2.52)$$

Se a face ativa possui massa  $M$ , resistência mecânica  $R_m$ , rigidez  $s$  e se move uniformemente em movimento retilíneo com velocidade  $\tilde{u}_0 = \tilde{U}_0 e^{j\omega t} = j\omega\zeta_0$  por uma força externa aplicada  $f = Fe^{j\omega t}$ , a lei de Newton descreve,

$$f - f_s - R_m \frac{d\zeta_0}{dt} - s\zeta_0 = \frac{m d^2\zeta_0}{dt^2}, \quad (2.53)$$

em que a força do fluido em um diafragma é  $-f_s = -\tilde{Z}_{\text{rad}}\tilde{u}_0$ . Sabendo que a impedância mecânica é dada por  $Z_m = R_m + j(\omega m - s/\omega)$  e resolvendo para  $\tilde{u}_0$ ,

$$\tilde{u}_0 = \frac{f}{Z_m + \tilde{Z}_{\text{rad}}}. \quad (2.54)$$

Assim, na presença de um fluido que atua como carga, a força aplicada é dada pela soma da impedância mecânica da fonte e da impedância de radiação. A impedância de radiação pode então ser descrita por:

$$\tilde{Z}_{\text{rad}} = R_r + jX_r, \quad (2.55)$$

em que  $R_r$  e  $X_r$  são respectivamente a resistência da radiação e a reatância mecânica, aumentando assim a potência dissipada pela fonte. Essa potência adicional dissipada é a potência radiada pelo campo acústico, podendo então encontrar a resistência de radiação  $R_r$  diretamente da potência radiada pela fonte para o fluido,

$$\Pi = \frac{1}{2} \tilde{U}_0^2 \tilde{Z}_{\text{rad}} \cos(\theta) = \frac{1}{2} \tilde{U}_0^2 R_r. \quad (2.56)$$

Uma reatância  $X_r$  positiva manifesta-se como uma carga de massa que decresce a frequência de ressonância do oscilador de  $\sqrt{s/m}$  para  $\sqrt{s/(m + m_{\text{rad}})}$ , em que  $m_{\text{rad}} = X_r/\omega$  e é a massa de radiação. O efeito dessa massa é insignificante para fontes que operam em meios leves, como o caso do ar.

A impedância de radiação  $\tilde{Z}_{\text{rad}}$  de um pistão circular, com raio  $a$ , pode então ser dada por:

$$\tilde{Z}_{\text{rad}} = \rho_0 c_0 S [R_1(2ka) + jX_1(2ka)], \quad (2.57)$$

em que a parte real é descrita pela função de Bessel de primeira ordem, e a parte imaginária pela função de Struve, também de primeira ordem, e considerando  $ka \ll 1$ , tem-se:

$$R_1(2ka) = 1 - \frac{J_1(2ka)}{ka} = \frac{(2ka)^2}{2 \cdot 4} - \frac{(2ka)^4}{2 \cdot 4^2 \cdot 6} + \frac{(2ka)^6}{2 \cdot 4^2 \cdot 6^2 \cdot 8} - \dots, \quad (2.58)$$

$$X_1(2ka) = \frac{H_1(2ka)}{ka} = \frac{4}{\pi} \left( \frac{2ka}{3} - \frac{(2ka)^3}{3^2 \cdot 5} + \frac{(2ka)^5}{3^2 \cdot 5^2 \cdot 7} - \dots \right). \quad (2.59)$$

É importante referir que qualquer outra geometria do tipo pistão se comporta de maneira similar, em que conforme o aumentar crescimento de  $(ka)$  a parte real da impedância de radiação normalizada tende para a impedância característica do ar, enquanto a parte imaginária da impedância de radiação normalizada tende para 0.

Apresentam-se, neste capítulo algumas grandezas e conceitos acústicos fundamentais, que serão de grande utilidade para os capítulos que se seguem.



### **3 Fundamentação teórica e estado da arte**

O presente capítulo tem como objetivo apresentar, na sequência do capítulo anterior e de forma complementar, os conceitos teóricos, técnicas experimentais e métodos numéricos que serão utilizados no decorrer do trabalho. O conceito de absorção sonora de materiais porosos e ressoadores acústicos é apresentado na Secção 3.1, descrevendo os principais parâmetros que influenciam a absorção sonora de materiais porosos, além da previsão da frequência de ressonância de um ressoador de Helmholtz. Modelos analíticos para previsão e representação do comportamento absorvente de materiais porosos são apresentados na Secção 3.2, assim como o método das matrizes de transferência que permite o estudo da absorção sonora de uma combinação multicamadas. Métodos experimentais para caracterização de materiais porosos são apresentados na Secção 3.3, sendo esses métodos capazes de obter o coeficiente de absorção para incidência normal, coeficiente de absorção em campo difuso, impedância característica e o número de onda, o que possibilita representar materiais porosos como fluido equivalente em modelos de simulação numérica. A Secção 3.4 apresenta alternativas indiretas para obtenção dos parâmetros macroscópicos de materiais porosos: o primeiro método apresentado é denominado método inverso, sendo baseado na utilização de um algoritmo genético, enquanto o segundo método obtém os parâmetros macroscópicos da resistividade ao fluxo de ar e porosidade através de resultados experimentais da impedância característica e do número de onda. Métodos numéricos são apresentados na Secção 3.5, descrevendo suas potencialidades, aplicações, vantagens e desvantagens.

### 3.1 Absorção sonora

O tema da absorção sonora e estudo de materiais (ou dispositivos) para aplicação em controle de ruído interior e exterior, uma melhoria do conforto acústico em ambientes de entretenimento é muito requisitado, procurando-se o desenvolvimento de soluções absorventes sonoras com elevado desempenho em frequências dadas como críticas ou problemáticas, que podem ser variáveis conforme o meio de aplicação e fonte sonora. São, em geral, desejadas soluções absorventes com baixo custo de produção, baixa quantidade de material na confecção, espessura reduzida para aplicação em espaços com dimensões pequenas, materiais leves, sustentáveis e com durabilidade quando aplicadas em meios exteriores.

Esses motivos citados anteriormente vêm movimentando a investigação e o desenvolvimento de novas soluções. Um exemplo disso é a criação de ações de cooperação entre pesquisadores, como a ação denominada "*Designs for Noise Reducing Materials and Structures (DENORMS)*" [11] financiado pela "*European Cooperation in Science and Technology (COST)*" [12] a partir de 9 de março de 2016, estando aberta durante 4 anos com o objetivo de cooperação para estudo e desenvolvimento de materiais absorventes dos tipos: materiais porosos, metamateriais, metasuperfícies e cristais sônicos.

Quando planejado um tratamento acústico de um ambiente ou meio de propagação, pretende-se que a quantidade de absorção em função da frequência seja equilibrada, buscando assim a melhor solução material. Considerando materiais absorventes comumente utilizados em tratamento acústico, os materiais do tipo absorvedores de membrana são eficientes para baixas frequências, podendo encontrar-se várias referências de estudos para esse tipo de dispositivo de absorção são [7, 9, 13–17]. Dispositivos baseados em materiais ressonantes, como ressoadores

de Helmholtz, permitem atenuar uma banda de frequências estreita, que pode ser sintonizada conforme a geometria do gargalo e da cavidade do dispositivo, como será apresentado na Secção 3.1.2. Placas perfuradas e microperfuradas são alternativas para absorção em média frequência e quando analisadas na forma de célula unitária, podem ser relacionadas com um ressoador. Porém estas, costumam ser acopladas a um material poroso e/ou cavidade de ar, e alguns trabalhos relevantes sobre este tipo de material são [7, 9, 13, 18–24]. Quando a problemática envolve altas frequências, os materiais porosos costumam apresentar eficiência, conforme será discutido na Secção 3.1.1.

O objetivo da presente tese de doutoramento é o estudo e desenvolvimento de soluções de absorção sonora com base em materiais porosos e ressoadores, envolvendo a aplicação conjunta de materiais porosos granulares e ressoadores, aumentando deste modo a gama de frequências da absorção sonora. Assim, as Secções 3.1.1 e 3.1.2 apresentarão uma contextualização histórica desses materiais, o funcionamento da absorção sonora em cada caso e aplicação, os tipos e classes existentes de cada dispositivo, além dos parâmetros macroscópicos capazes de descrever a absorção sonora através de modelos teóricos.

### **3.1.1 Materiais porosos**

Os materiais porosos são comumente utilizados em aplicações de controle de ruído devido à sua alta capacidade de absorção sonora em altas frequências, podendo possuir propriedades construtivas diferentes e, permitindo a aplicação em diversos meios de propagação. Estes materiais são compostos por duas fases, uma estrutural (ou sólida) e outra fluida, a qual é dependente do fluido existente no interior dos poros do material. Segundo Fahy [2], a dissipação da energia sonora é decorrente da interação entre essas duas fases, havendo a conversão da energia

sonora em calor através de:

- Dissipação viscosa: associada às camadas de contorno viscosas, as quais são geradas pelo cisalhamento do fluido em regiões próximas da superfície do sólido;
- Dissipação térmica: associada às camadas de contorno térmicas, as quais são criadas pelos fluxos de calor irreversíveis que ocorrem entre o fluido e o sólido;
- Dissipação estrutural: associada às dissipações mecânicas, as quais são irreversíveis devido ao movimento estrutural do material.

A dissipação da energia sonora é causada por todas as forças resultantes do fluxo oscilatório da partícula no interior do material. Por seu lado, a maior contribuição da dissipação dessa energia é oriunda das forças de atrito, que são causadas pela fricção entre as partes rígidas ou flexíveis da estrutura, além da fina camada viscosa do fluido, existente nos poros e canais dos materiais [6].

As camadas de moléculas de ar presentes nos poros dos materiais absorventes são forçadas a oscilar ao serem excitadas por uma onda sonora incidente. A proximidade da estrutura que circunda os poros é responsável pelas perdas por fricção, relacionadas com o fluxo oscilatório do fluido. A dimensão dos poros, em relação à espessura da camada limite viscosa, é responsável por uma contribuição importante nas perdas por fricção.

Segundo Fahy [2] e Allard [10], em altas frequências, a espessura da camada limite é consideravelmente menor do que as dimensões dos poros, fazendo com que a dissipação por efeito viscoso tenda a ser um pouco menor. Em baixas frequências, as espessuras da camada limite são compatíveis com as dimensões dos poros, fazendo com que se tenha uma dissipação elevada por efeito viscoso. Porém, devido aos grandes comprimentos de onda, seriam necessárias grandes dimensões e espessuras

de material para obter absorção sonora de baixas frequências. A presença da estrutura com poros irregulares torna-se um mecanismo interessante para a absorção sonora em altas frequências, devido às alterações do fluxo, assim como às expansões e contrações do fluido durante o movimento oscilatório das partículas, resultando na redução da quantidade de movimento, na direção de propagação da onda sonora.

A compressão isotérmica do ar em baixa frequência está incluída em outros mecanismos de dissipação da energia sonora, assim como a conversão direta de energia sonora em calor decorrente do intervalo de tempo entre as compressões do fluido e do fluxo de calor, que ocorrem em materiais cujos poros são parcialmente fechados. Já nos poros de maiores dimensões, tem-se a condução de calor como influenciadora da energia total dissipada. Ao longo da passagem da onda sonora tem-se uma compressão e expansão periódica, no fluido presente nos poros, juntamente com uma oscilação de temperatura. Caso a estrutura sólida do material tenha uma razoável condutibilidade térmica, o poro de maior razão entre superfície e volume terá maior troca de calor com a estrutura, isso a cada meio período de oscilação. Essas compressões isotérmicas ocorrem no limite de baixa frequência.

Em frequências elevadas, o processo de compressão torna-se adiabático. Conforme Zwikker e Kosten [25], na faixa de frequência localizada entre as compressões isotérmicas e adiabáticas, a compressibilidade dinâmica associada às trocas térmicas resulta em dissipações adicionais na energia sonora.

Conforme Mareze [6], podemos considerar materiais porosos como materiais elásticos, caso estes tenham uma estrutura cujo módulo de elasticidade seja da ordem da compressibilidade do fluido nos poros. Sendo assim, a dissipação sonora é influenciada pela vibração da própria estrutura quando submetida a uma excitação sonora, como pode ser visto na Figura 3.1. Quando o movimento oscilatório do fluido nos poros vibra em fase com a estrutura, tende-se a ter um menor efeito dissipativo

por fricção, devido ao menor movimento relativo entre a estrutura e o fluido.

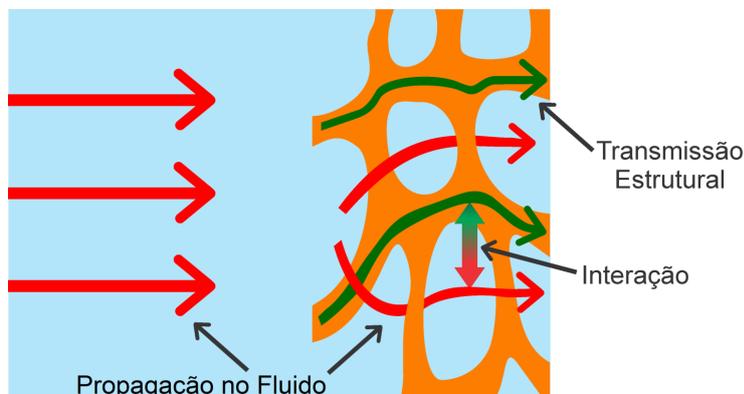


Figura 3.1.: Representação da propagação e dissipação em um material poroelástico. Retirado de [6].

Quando se tem um material em que o módulo de elasticidade da fase sólida é muito maior que a compressibilidade do fluido no interior dos seus poros, considera-se como uma estrutura rígida. A Figura 3.2 representa a estrutura do material quando considerada dinamicamente rígida. Partindo então de uma incidência da onda sonora, a estrutura rígida do material não é diretamente excitada, não vibrando em relação à pulsação do fluido nos poros. Ao considerar-se uma oscilação mecânica forçada, a dissipação que ocorre na estrutura do material poroso é geralmente pequena e em certos casos pode-se negligenciá-la.

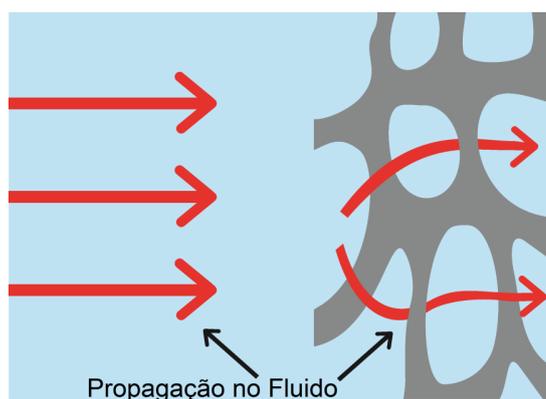


Figura 3.2.: Representação da propagação e dissipação em um material de estrutura rígida. Retirado de [6].

O desempenho acústico de um material poroso é dado por algumas características

do material, como a forma geométrica, montagem e estrutura. Os materiais porosos podem ser divididos em três grupos, conforme apresentado na Figura 3.3, sendo eles: celulares, fibrosos e granulares.

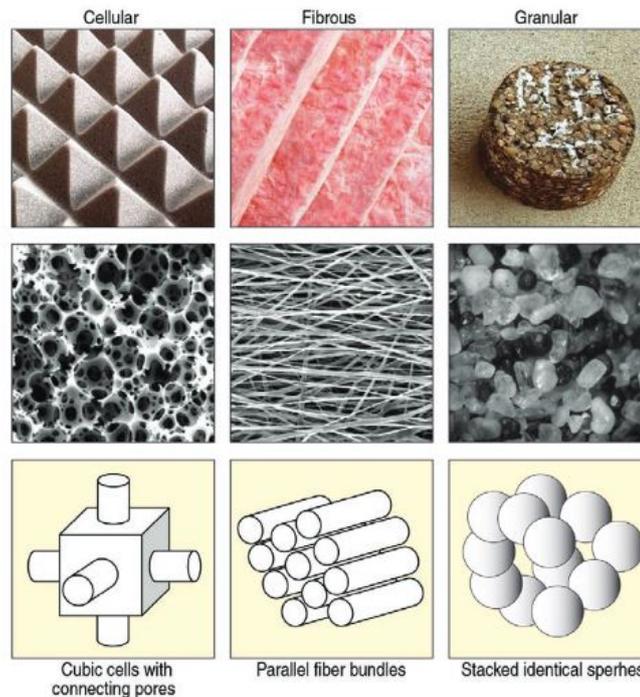


Figura 3.3.: Representação dos principais tipos de materiais porosos. Retirado de [26].

Materiais celulares, ou com estrutura celular, são compostos por materiais com diferentes níveis de rigidez, como polímeros porosos e porosos metálicos. Este tipo de material é comumente utilizado em ocasiões com aplicação em locais de exposição a altas temperaturas e/ou com escoamento turbulento. Quando comparado com outros materiais porosos, os porosos metálicos não costumam apresentar tanta absorção sonora, porém a sua elevada rigidez, a elevada resistência térmica e a boa capacidade de absorção de energia de impacto passam a ser interessantes para tratamento de controle de ruído. Alguns trabalhos relacionados com o estudo da absorção sonora em materiais do tipo celulares são facilmente encontrados na literatura, como [27–34].

Os materiais fibrosos costumam ser fabricados e comercializados no formato de placas ou elementos pré-fabricados em fibras de vidro, minerais ou orgânicos. As lãs minerais e de vidro são geralmente fabricadas com areia, rocha basáltica e vidro reciclado, sendo estes materiais fundidos e transformados em filamentos que, por último são emaranhados dando a forma final. As características acústicas destes materiais são dependentes da composição, orientação e dimensão das fibras, assim como da influência da forma conforme as fibras são interconectadas e suas respectivas densidades. Esses materiais costumam ser frequentemente utilizados em aplicações de acústica de salas, porém também existem soluções exteriores. Neste caso, estas requerem algum tipo de proteção, como por exemplo acoplamento a uma placa perfurada ou tela acústica. Estudos relacionados com a absorção sonora de materiais fibrosos são muito frequentes devido à quantidade de fibras que podem ser utilizadas na composição da solução, como por exemplo [35–43].

A utilização de materiais granulares vem crescendo nos últimos anos, devido à possibilidade da utilização de materiais reciclados, resíduos e agregados leves em sua composição, sendo então uma alternativa eficiente aos materiais fibrosos e espumas. Estes materiais combinam boa resistência mecânica com baixo custo de produção, além da possível aplicação em meios exteriores, como por exemplo barreiras acústicas. Podem ser classificados como inconsolidados e consolidados, sendo esses, respetivamente, materiais com fácil desprendimento das partículas e fabricados com material aglutinante. Materiais inconsolidados podem ser facilmente encontrados na natureza, como é o caso do solo, areia e cascalho.

Os grânulos arranjam-se de maneira diferente das fibras, proporcionando uma menor porosidade e, conseqüentemente, um coeficiente de absorção ao longo da frequência diferente, em que a curva de coeficiente de absorção apresenta picos e vales, o que não acontece em materiais fibrosos, em que a curva é crescente

ao longo da frequência. Materiais granulares também costumam apresentar uma espessura limite, a partir da qual não se observa aumento da absorção com aumento da espessura. Diversos estudos relacionados com a absorção sonora de materiais porosos granulares têm sido desenvolvidos, como por exemplo [44–54].

Devido à irregularidade, complexidade e multiplicidade de estruturas dos materiais porosos, torna-se difícil correlacionar o comportamento acústico com as suas características microscópicas, como por exemplo: diâmetro das fibras, formato dos poros, densidade, etc. Uma alternativa é a utilização de parâmetros macroscópicos, sendo os principais: porosidade, resistividade ao fluxo de ar, tortuosidade, comprimento viscoso característico e comprimento térmico característico.

### 3.1.1.1 Porosidade

Porosidade pode ser definida como a razão entre o volume dos poros abertos ( $V_p$ ) e o volume da amostra porosa ( $V_t$ ),

$$\phi = \frac{V_p}{V_t}. \quad (3.1)$$

Este parâmetro possui grande importância neste contexto, pois a maior parte da dissipação de energia interna em um material de absorção ocorre devido ao movimento relativo entre a fase sólida e a fase fluida. Para que ocorra a dissipação de energia os poros devem estar conectados, permitindo que o ar circule entre eles, caso contrário o material não apresenta boa absorção sonora. A Tabela 3.1 apresenta alguns valores de porosidade para materiais porosos convencionais.

Tabela 3.1.: Valores de porosidade de alguns materiais porosos, retirado de [13].

<b>Materiais</b>	<b>Porosidade</b>
Lã mineral	0,92 - 0,99
Feltros	0,83 - 0,95
Fibra de madeira	0,65 - 0,80
Vermiculita (granular)	0,65 - 0,68
Filtros cerâmicos	0,33 - 0,42
Betão drenante ou poroso	0,18 - 0,20

Um método experimental muito utilizado devido à sua praticidade é o método da saturação de água, baseado no princípio de Arquimedes, em que a porosidade é dada por:

$$\phi = \frac{V_f}{V_t}, \quad (3.2)$$

em que  $V_f$  é o volume que o fluido ocupa nos poros da amostra e  $V_t$  é o volume da amostra. O volume do fluido é determinado por:

$$V_f = \frac{(M_{\text{sat}} - M_{\text{seca}})}{\rho_{\text{água}}}, \quad (3.3)$$

em que  $M_{\text{sat}}$  é a massa da amostra saturada,  $M_{\text{seca}}$  a massa da amostra seca e  $\rho_{\text{água}}$  a massa volúmica da água.

Outro método para determinação experimental da porosidade é baseado na diferença de pressão tendo sido proposta por Leo Beranek em 1942 [55], e depois aperfeiçoado por Champoux et. al. [56].

O princípio deste ensaio é baseado na redução do volume na cavidade em que se encontra a amostra de material poroso, decorrente da movimentação do pistão, ocasionando um aumento da pressão nessa cavidade. O aumento de pressão é

dependente do volume da cavidade e do volume de ar dentro do material poroso, e através dessa diferença de pressão obtém-se a porosidade aberta da amostra. Leclaire et. al. [57] propuseram um método alternativo ao de Beranek, em que se deve igualar o volume da cavidade com a amostra porosa ao volume da cavidade de referência (pressão estática) com o uso de seringas, em alternativa à medição do aumento de pressão.

Outras metodologias diferentes são também destacadas, como, por exemplo, o método de estimativa do comportamento assintótico de admitância proposto por Sellen [58], além dos métodos baseados em ensaios com utilização de ultrassons, como apresentados por Fellah et. al. [59] e Umnova et. al. [47].

### 3.1.1.2 Resistividade ao fluxo de ar

O parâmetro macroscópico da resistividade ao fluxo de ar pode ser definido como a medida do quão difícil é para o ar penetrar ou atravessar uma camada de material poroso. Pode-se dizer que a resistividade ao fluxo de ar é o parâmetro macroscópico mais importante na caracterização dos materiais porosos, podendo ser obtido através da razão entre a variação de pressão manométrica,  $\Delta P$ , e a vazão de ar através da amostra,  $Q$ ,

$$\sigma = \frac{\Delta P S}{QL} \left[ \frac{\text{Ns}}{\text{m}^4} \right], \quad (3.4)$$

em que  $S$  é a área da amostra e  $L$  o comprimento da amostra.

Este parâmetro é portanto uma medida do acoplamento viscoso entre as duas fases de um material poroso, a fase fluida e a fase sólida. É então a medida do potencial de dissipação da onda sonora. Quanto maior a resistividade ao fluxo de ar, mais o material se comporta como uma barreira para onda incidente, e, conseqüentemente, quanto menor o seu valor, mais a onda sonora (ou fluxo de ar)

atravessa o material sem que este ofereça grande resistência. A Tabela 3.2 apresenta valores de resistividade ao fluxo de ar para alguns tipos de materiais porosos.

Tabela 3.2.: Tabela com valores de resistividade ao fluxo de ar de alguns materiais porosos, retirado de [7].

<b>Materiais</b>	<b>Resistividade</b> $\left[ \frac{\text{N s}}{\text{m}^4} \right]$
Espumas e materiais fibrosos de baixa densidade	5000 - 20000
Materiais fibrosos de alta densidade	20000 - 60000
Alguns tipos de pisos como grama, terra compactada etc.	60000 - 400000

Para quantificar experimentalmente este parâmetro macroscópico existem métodos normalizados e não normalizados. A Norma ASTM 552-80[60] descreve o processo de medição por diferença de pressão, recomendando uma velocidade baixa e constante para garantir de um escoamento laminar. Com isso, os efeitos de não linearidade decorrentes de turbulência e inércia dos poros passam a ser controlados, mantendo uma relação linear a razão entre o diferencial de pressão e a velocidade de fluxo que atravessa o material. A Figura 3.4 representa a bancada experimental proposta pela norma, sendo necessária a utilização de um medidor de baixa vazão volumétrica e um manômetro diferencial. A resistividade ao fluxo de ar é, então, calculada pela Equação (3.4).

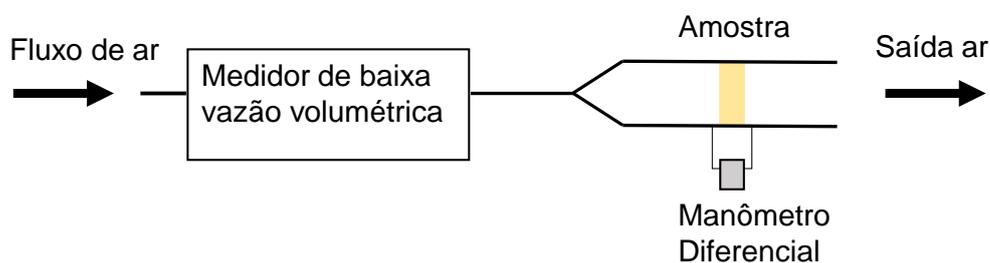


Figura 3.4.: Método experimental para determinação da resistividade ao fluxo de ar conforme a Norma ASTM 522, através da utilização de fluxo de ar constante.

A Norma ISO 9053 [61], apresenta outra alternativa para determinação experimental da resistividade ao fluxo de ar, representada na Figura 3.5, baseada na

utilização de um pistão para gerar fluxo alternado de baixa frequência, sendo recomendado 2 Hz. O valor RMS da pressão sonora é medido por um microfone acoplado na superfície com paredes rígidas. O valor RMS da velocidade de fluxo é calculada por:

$$u_{\text{RMS}} = \frac{2\pi fhS_p}{S2\sqrt{2}}, \quad (3.5)$$

em que  $h$  é o deslocamento do pistão na frequência  $f$ ,  $L_p$  é o NPS medido pelo microfone para a frequência de 2 Hz,  $S_p$  é a área do pistão e  $S$  a área da secção transversal da amostra de material poroso. Portanto, a resistividade ao fluxo de ar é dada por:

$$\sigma = \frac{Sp_0 10^{L_p/20}}{2\pi L f \frac{S_p h}{2\sqrt{2}} \sqrt{1 - \left( \frac{V p_0 10^{L_p/20}}{P_0 \gamma \frac{S_p h}{2\sqrt{2}}} \right)^2}}, \quad (3.6)$$

em que  $p_0$  é o limiar da audição ( $2 * 10^{-5}$  Pa), NPS é o nível de pressão sonora em  $f$ ,  $V$  é o volume da cavidade e  $P_0$  a pressão atmosférica.

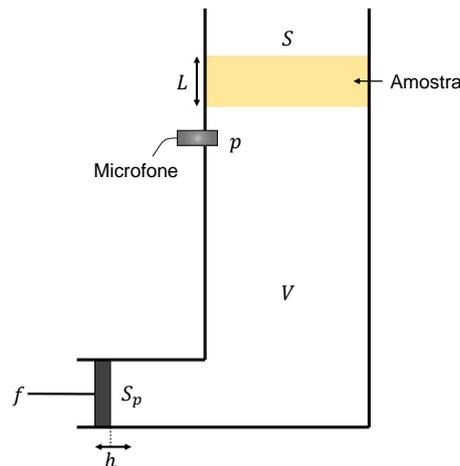


Figura 3.5.: Método experimental para determinação da resistividade ao fluxo de ar conforme a Norma ISO 9053, através de um fluxo alternado.

Alguns outros métodos experimentais são encontrados em diversas literaturas, porém trata-se de métodos não normalizados, como, por exemplo, os casos

propostos por Ingard e Dragonetti. O primeiro método, apresentado por Ingard [62], é baseado na utilização de uma bancada em que o pistão cai por gravidade num tubo, bombeando ar através do material presente na extremidade oposta. A diferença de pressão através da amostra quando o pistão atinge a velocidade terminal é determinada por:

$$\delta P = \frac{Mg}{S_p}, \quad (3.7)$$

em que  $M$  é a massa do pistão,  $g$  a aceleração da gravidade. Enquanto a velocidade de fluxo é  $u_f = Vs_p/S$  e tempo de descida do pistão na distância  $L_d$  permite determinar a resistência ao fluxo.

O autor sugere a inclusão de um fator de calibração devido às forças de fricção entre o pistão e as paredes, calibração realizada através de três medições do tempo de queda do pistão (na distância  $L_d$ ), sendo a primeira sem amostra porosa e terminação aberta, determinando  $t_0$ . A segunda medição é realizada com terminação fechada, obtendo  $t_1$ . O termo  $t_p$  é determinado com a presença da amostra porosa no tubo. O fator de calibração  $C$  é dado por:

$$C = \frac{1 - \frac{t_0}{t_p}}{1 - \frac{t_1}{t_p}}, \quad (3.8)$$

e a resistividade ao fluxo de ar obtida por:

$$\sigma = C \frac{MgSt_p}{L_d S_p^2 L} \cos(\theta). \quad (3.9)$$

em que  $\theta$  é o ângulo de inclinação do tubo e  $L$  a espessura do material.

Ingard et. al. [63] também propuseram outro método baseado na utilização de um fluxo oscilatório, conforme ilustrado na Figura 3.6, utilizando um tubo com um altifalante acoplado numa extremidade, dois microfones, sendo um posicionado

antes da amostra. O segundo microfone é posicionado depois do material poroso e próximo da terminação rígida, como pode ser visto na Figura 3.6.

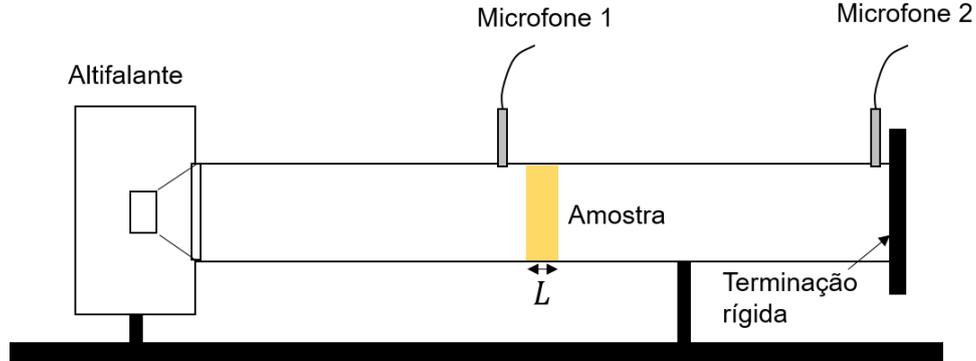


Figura 3.6.: Método experimental para determinação da resistividade ao fluxo de ar proposto por Ingard [63].

A resistividade ao fluxo de ar é determinada por:

$$\sigma = \frac{\rho_0 c_0}{L} \left| \operatorname{Im} \left( \frac{\tilde{p}_1}{\tilde{p}_2} \right) \right| \quad (3.10)$$

em que  $\tilde{p}_1$  é a pressão complexa no microfone 1 e  $\tilde{p}_2$  a pressão complexa no microfone 2.

Como a reatância ao fluxo é pequena em baixas frequências, a resistividade ao fluxo de ar para um sinal de excitação de baixa frequência (tom puro ou ruído aleatório) pode ser obtida por:

$$\sigma = \frac{\rho_0 c_0}{L} 10^{(NPS_1 - NPS_2)/20}, \quad (3.11)$$

em que  $NPS_1$  é o nível de pressão sonora medido pelo microfone 1, e  $NPS_2$  o nível de pressão sonora medido pelo microfone 2. Este método é limitado para algumas frequências dadas por  $L = \frac{(2n-1)\lambda}{4}$  e  $n = 1, 2, \text{etc.}$

Outro método experimental foi proposto por Dragonetti et. al. [64], sendo esse

baseado na medição acústica de duas pressões complexas, em duas cavidades separadas por um altifalante, conforme demonstrado na Figura 3.7.

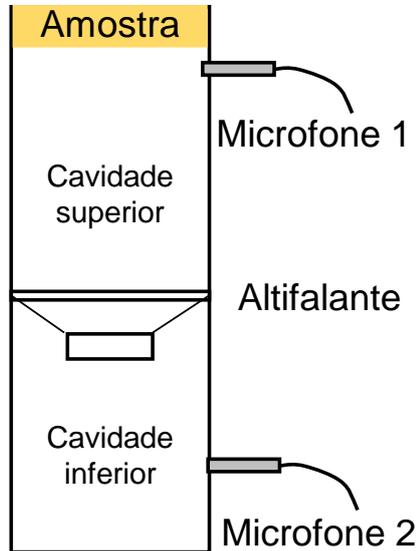


Figura 3.7.: Método experimental para obtenção da resistividade ao fluxo de ar proposto por Dragonetti et al. [64].

Os autores descrevem que, para baixas frequências, a resistividade ao fluxo de ar pode ser determinada pela função de transferência entre dois microfones situados nas duas diferentes cavidades,  $H = \tilde{p}_{\text{mic1}} / \tilde{p}_{\text{mic2}}$ , sendo  $\tilde{p}_{\text{mic1}}$  a pressão complexa obtida no microfone depois do altifalante e  $\tilde{p}_{\text{mic2}}$  a pressão complexa do microfone antes do altifalante, portanto:

$$\sigma = \frac{\text{Im}(H)}{-\omega C_{dw} d}, \quad (3.12)$$

em que  $\omega$  é a frequência angular e  $C_{dw}$  a compliância acústica da cavidade inferior ao altifalante e  $d$  é a espessura do material, dada por:

$$C_{dw} = \frac{V_{dw}}{\gamma P_0 S}, \quad (3.13)$$

$V_{dw}$  é o volume da cavidade inferior  $S$  é a Secção transversal da amostra porosa,  $P_0$  a pressão atmosférica e  $\gamma$  a razão de calores específicos.

### 3.1.1.3 Tortuosidade

O parâmetro denominado tortuosidade representa a medida da irregularidade (ou variação) do ângulo de orientação em relação à direção da propagação da onda sonora, no interior do material, e também da não uniformidade dos poros presentes na secção transversal do material. Ao considerar cilindros alinhados na mesma direção, tem-se uma dependência apenas do ângulo de incidência da onda sonora. Quanto mais complexo for o caminho de propagação da onda sonora através do material, maior será o valor da tortuosidade, e o menor valor encontrado para a tortuosidade é a unidade, um exemplo dos caminhos tortuosos para uma onda sonora incidente num material poroso pode ser visto na Figura 3.8.

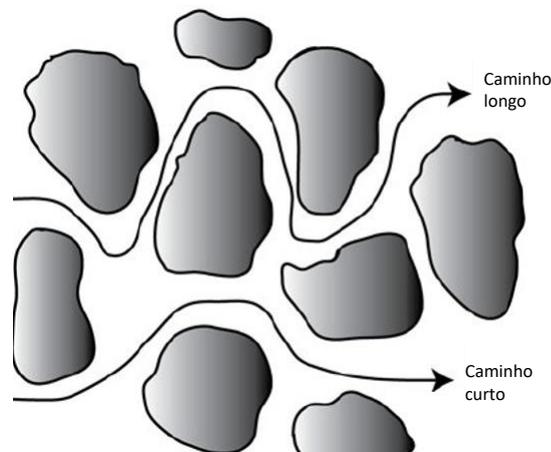


Figura 3.8.: Ilustração de dois caminhos tortuosos para ondas sonoras incidentes em um material poroso granular. Figura adaptada de [65].

Zwikker e Kosten [25] relacionam a tortuosidade com outro termo, denominado fator de estrutura  $s_f = \tilde{\rho}_{ef}(\omega)/\rho_0$ , sendo este um número complexo, em que  $\tilde{\rho}_{ef}$  é

a massa volúmica efetiva do material, variável conforme a frequência angular  $\omega$ , e  $\rho_0$  é a massa volúmica do fluido. A componente imaginária está relacionada com a adição aparente da massa volúmica do gás devido a fricção interna, e a parte real relacionada a tortuosidade, estando ligado a microgeometria interna do material poroso. A Tabela 3.3 apresenta alguns valores de tortuosidade para materiais porosos.

Tabela 3.3.: Valores de tortuosidade de alguns materiais porosos (retirado de [13]).

<b>Materiais</b>	<b>Tortuosidade</b>
Materiais fibrosos	1 - 1,06
Poliéster	1,01 - 1,05
Espuma plástica	1,06 - 1,7
Espuma de melamina	1,01
Espuma metálica	1,27
Alumínio poroso	1,05
Materiais granulares	1,10 - 1,80
Betão drenante ou poroso	3,20 - 15,00
Grânulos de borracha	1,38 - 1,56

Uma técnica experimental baseada na condutividade elétrica para determinação da tortuosidade de amostras porosas não condutoras, como espumas e lã de rocha, é apresentada em [66]. A amostra encontra-se saturada por um fluido condutor com a utilização de um tubo fechado e dois eletrodos obtém-se a diferença de potencial  $V$  nas extremidades. Através de uma fonte elétrica gera-se um campo elétrico entre os eletrodos e, com a diferença de potencial no fluido, determina-se a tortuosidade, dada por:

$$\alpha_{\infty} = \phi \left( \frac{V_2 (d_1 - d_2)}{V_1 L} - \frac{(d_2 - d_3)}{L} \right), \quad (3.14)$$

em que  $L$  é a espessura da amostra,  $\phi$  a porosidade,  $d_1$ ,  $d_2$  e  $d_3$  são distâncias entre

os fios condutores ou amostra.  $V_1$  e  $V_2$  são as diferenças de potencial, conforme apresentado pela Figura 3.9.

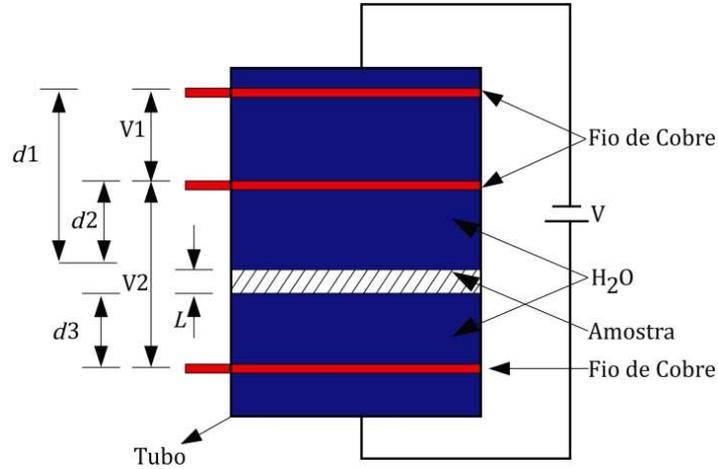


Figura 3.9.: Método experimental para obtenção da tortuosidade de materiais porosos [66]. Retirado de [6].

Outra metodologia experimental foi proposta por Allard et. al. [67] e Leclaire et. al. [68, 69], através de métodos baseados na utilização de ultrassons. Ao assumir a estrutura porosa como rígida tem-se que a tortuosidade relaciona a velocidade de fase de propagação no interior da amostra,  $c_f(\omega) = \text{Re}[c(\omega)]$ . Considerando  $\omega \rightarrow \infty$  tem-se:

$$\alpha_\infty = n_r^2 = \lim_{\omega \rightarrow \infty} \left( \frac{c_0}{c_f(\omega)} \right)^2, \quad (3.15)$$

em que  $n_r$  é o índice de refração. A medição experimental é baseada em dois ensaios, um com a presença da amostra porosa e outro sem. O sinal de ultrassons é gerado por um emissor e captado por um receptor. As diferenças de atraso no tempo  $\delta t$  para os dois casos, com e sem amostra, e uma redução na amplitude do sinal são observadas, conforme demonstrado na Figura 3.10.

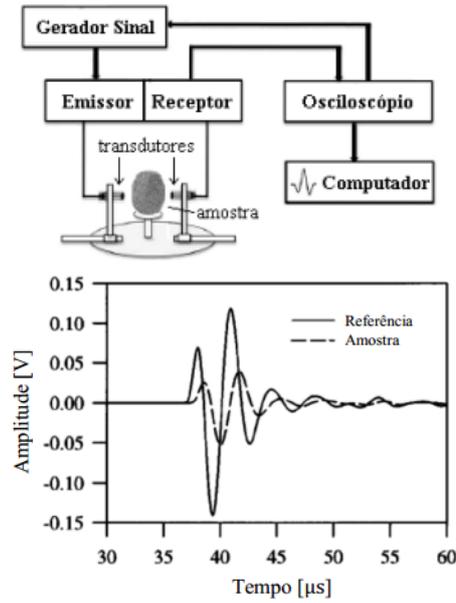


Figura 3.10.: Método experimental para obtenção da tortuosidade de materiais porosos proposto por Leclaire et. al. [68, 69]. Retirado de [6].

A velocidade de fase tende a convergir para um valor único no limite  $\omega \rightarrow \infty$ , porém, com a utilização de um sinal do tipo ultrassons, a velocidade de fase pode ser determinada por:

$$c_f(\omega) = \frac{L}{\frac{L}{c_0} + \delta t'}, \quad (3.16)$$

obtendo então,

$$\alpha_\infty = \left( \frac{c_0}{c_f} \right)^2. \quad (3.17)$$

Outros métodos experimentais para determinação da tortuosidade são encontrados, como, por exemplo, o apresentado por Fella et. al. [59], que determina a tortuosidade através de ondas refletidas com incidência oblíqua.

### 3.1.1.4 Comprimentos característicos

Outros parâmetros macroscópicos são os comprimentos característicos, que representam a razão média entre o volume e a área superficial dos poros do material, são eles: comprimento viscoso característico ( $\Lambda$ ) e comprimento térmico característico ( $\Lambda'$ ). Estes comprimentos característicos dependem do formato geométrico da secção transversal dos poros e, conforme essa variação (podendo a geometria ser circular, quadrada, triangular etc.), as perdas por efeitos térmicos e viscosos são alteradas. A Tabela 3.4 apresenta alguns valores de comprimentos característicos para materiais porosos.

Tabela 3.4.: Valores dos comprimentos característicos de alguns materiais porosos, retirados de [7].

<b>Materiais</b>	$\Lambda$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\Lambda'$ [ $\mu\text{m}$ ]
Melamina	160	290
Espuma plástica	25-230	70-690
Poliuretano	200	370
Espuma metálica	20	-
Fibra de vidro	60-180	125-400
Fibras de Poliéster	50-270	100-540
Feltro	30	60

Conforme Mareze [6], os comprimentos característicos, assim como a tortuosidade, são definidos como uma média estatística dos valores microscópicos ao longo do volume de material poroso, representando macroscopicamente as propriedades físicas do material. Um método experimental para caracterização desses parâmetros macroscópicos é apresentado por Fohr et. al. [70], baseado no método de ultrassons. Este método consiste em duas medições com presença de dois gases diferentes,

observando o comportamento assintótico em alta frequência das curvas de dispersão da velocidade de fase ou o índice de refração para ambos os gases. Estes dois parâmetros macroscópicos são utilizados em modelos analíticos para representação da absorção sonora de materiais porosos fibrosos e celulares.

### 3.1.1.5 Desvio padrão do tamanho dos poros

Este parâmetro macroscópico é comumente utilizado para descrever o comportamento de materiais porosos granulares, em que o tamanho dos poros e seu desvio padrão são parâmetros físicos que fornecem uma visão do conjunto dos poros de um material. Um método experimental, baseado na sucção de água, foi proposto por [71], em que esse parâmetro pode ser determinado através de um ajuste teórico da distribuição cumulativa medida do tamanho dos poros, e analisado por uma distribuição log-normal [72], descrita por uma função de densidade probabilística:

$$\text{PDF}(\varphi) = \frac{1}{\sigma_p \sqrt{2\pi}} e^{-(\varphi - \langle \varphi \rangle)^2 / (2\sigma_p^2)}, \quad (3.18)$$

em que  $\varphi = \log_2 s$ ,  $s$  é o tamanho do poro obtido experimentalmente, e o valor médio é calculado por  $\langle \varphi \rangle = \log_2 \langle s \rangle$ . A Figura 3.11 apresenta um esquema do ensaio, que consiste na determinação do volume de água extraído por ação capilar decorrente da aplicação de uma queda de pressão numa amostra saturada em água. A pressão aplicada  $P$  é obtida a partir da altura  $H$  para uma posição de referência  $P = \rho_w g H$ , em que  $\rho_w$  é a massa volúmica da água e  $g$  a gravidade.

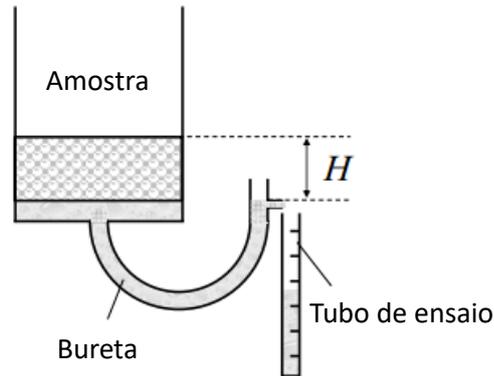


Figura 3.11.: Esquema de ensaio para caracterização do tamanho de poro de materiais porosos proposto por [72].

Este experimento é utilizado em [73], para determinação do desvio padrão do tamanho dos poros de materiais porosos granulares.

### 3.1.2 Ressonadores acústicos

Um ressonador pode ser definido como um dispositivo que apresenta comportamento ressonante, oscilando naturalmente em determinadas frequências, com maiores amplitudes que outras. O mais tradicional tipo de ressonador acústico é o ressonador de Helmholtz, desenvolvido por Hermann von Helmholtz em meados dos anos 1860, sendo composto por uma cavidade com volume,  $V$ , fluido gasoso no seu interior (geralmente ar) conectado a um gargalo de comprimento  $l$ , e área  $s$ , como pode ser visto na Figura 3.12, em que se apresenta também uma analogia com um sistema mecânico composto por uma massa sobre uma mola.

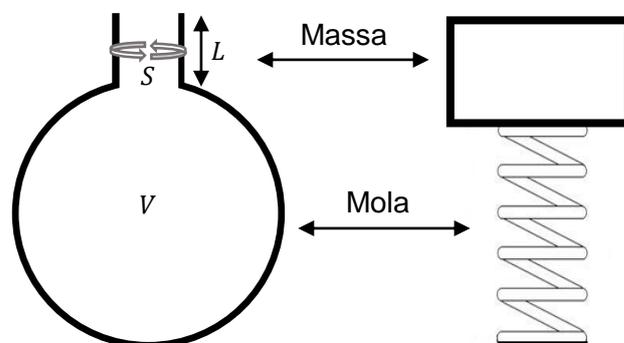


Figura 3.12.: Representação ilustrativa de um ressonador de Helmholtz e sua equivalência para um sistema mecânico do tipo massa-mola.

Quando a massa de ar existente no gargalo sofre uma excitação de uma onda sonora, ocorre uma vibração em determinada frequência, resultando em uma resposta específica da onda sonora. Ressonadores vêm sendo utilizados há muitos anos em diversas aplicações, mas principalmente para atenuação de ruído de baixa frequência (alto comprimento de onda). As representações desse tipo de absorvedor são facilmente encontradas em literaturas clássicas de acústica, como, por exemplo, [3, 18, 74], em que se aproxima o sistema a um sistema mecânico massa-mola.

Estudos relevantes referentes a ressonadores de Helmholtz, suas aplicações e variações de geometria são frequentes, como, por exemplo, estudo de ressonadores de Helmholtz cilíndricos [75], análise teórica, computacional e experimental de ressonadores de Helmholtz com mais de uma incidência [76], comportamento de ressonadores com cavidade concêntrica circular [77], cavidade assimétrica circular [78] ou gargalo estendido na cavidade do ressonador [79].

Além do tradicional ressonador de Helmholtz, outras configurações podem

ter características ressonantes, como o caso de ressoadores do tipo "slit" (ou fenda), compostos de forma periódica, facilitando muito a produção e aplicação, conforme [80]. Estes dispositivos vêm sendo motivo de estudo para aplicação em soluções de atenuação de baixas frequências [81], aplicação de materiais porosos no interior da cavidade [82]. Modelos numéricos e teóricos têm sido desenvolvidos para otimização das cavidades ressoantes, com o objetivo de encontrar uma absorção sonora perfeita, ou quase perfeita, na frequência específica de um problema real de controle de ruído. Como caracterizar, modelar e representar analiticamente e numericamente este tipo de dispositivos, que serão tópicos das próximas seções.

Atualmente, investigações relacionadas com dispositivos ressonantes vêm crescendo muito, no âmbito dos materiais do tipo metamateriais e metasuperfícies, em que se busca o desenvolvimento de soluções leves e com maior gama de frequências absorventes, com pouco espaço ocupado pela solução, tópico em que se insere a presente pesquisa e que será apresentado ao longo do Capítulo 6.

### 3.1.2.1 Previsão da frequência de ressonância de um ressoador de Helmholtz

Considerando um ressoador de Helmholtz como apresentado anteriormente na Figura 3.12, em que o fluido presente no gargalo funciona como um pistão, podendo ser relacionado em analogia com um sistema mecânico massa-mola como a massa. Aqui, a massa vibra para frente e para trás quando excitada por uma onda sonora com comprimento de onda  $\lambda \gg L$ .

Através deste movimento de vibração, a energia acústica é convertida em calor devido ao atrito gerado ao longo do gargalo, podendo as perdas serem aumentadas com a utilização conjunta de materiais porosos no gargalo e no interior da cavidade. A absorção sonora máxima de um ressoador é alcançada em sua frequência de

ressonância da massa de ar no gargalo, com a resistência dentro do volume  $V$  da cavidade.

Conforme [83], ao ignorar os efeitos de viscosidade na análise do ressoador de Helmholtz e considerando a analogia mecânica, o ar presente no gargalo passa a ter uma massa efetiva, dada por:

$$m = \rho_0 AL', \quad (3.19)$$

em que  $L'$  é o comprimento efetivo do gargalo, sendo diferente do comprimento físico  $L$ , variável conforme a sua terminação, que pode ser flangeada ou não [3],

$$L' = L + 2(0,85a) = L + 1,7a \quad (\text{flangeada}), \quad (3.20)$$

$$L' = L + (0,85 + 0,6)a = L + 1,5a \quad (\text{não flangeada}), \quad (3.21)$$

em que  $a$  é o raio da Secção transversal do gargalo. O fluido que se move no gargalo irradia energia sonora para o meio circundante de forma semelhante à propagação em um tubo aberto. Considera-se, para comprimentos de onda muito maiores que o raio do gargalo, que a resistência à radiação é dada por:

$$R_r = \rho_0 c \frac{k^2 A^2}{2\pi} \quad (\text{flangeada}), \quad (3.22)$$

$$R_r = \rho_0 c \frac{k^2 A^2}{4\pi} \quad (\text{não flangeada}). \quad (3.23)$$

A onda sonora incidente no gargalo, para a frequência, é representada por uma força com amplitude complexa de pressão  $\tilde{P}$ :

$$f = A\tilde{P}e^{j\omega t}, \quad (3.24)$$

com isso torna-se possível escrever a equação diferencial para deslocamento  $\delta$  no

gargalo,

$$m \frac{d^2 \delta}{dt^2} + R_r \frac{d\delta}{dt} + S\delta = A\tilde{P}e^{j\omega t}, \quad (3.25)$$

em que  $S$  é a rigidez efetiva dada por:

$$S = \rho_0 c^2 \frac{A^2}{V}. \quad (3.26)$$

Considerando  $f$  um sinal periódico e com frequência angular  $\omega$ ,  $\delta = \tilde{B}e^{j\omega t}$  é a solução onde  $\tilde{B}$  existe como uma constante complexa, com isso:

$$(-\tilde{B}\omega^2 m + j\tilde{B}\omega R_r + \tilde{B}S)e^{j\omega t} = A\tilde{P}e^{j\omega t}, \quad (3.27)$$

resultando no deslocamento complexo:

$$\delta = \frac{A\tilde{P}e^{j\omega t}}{j\omega \left[ R_r + j \left( m\omega - \frac{S}{\omega} \right) \right]}. \quad (3.28)$$

Através do deslocamento obtém-se a velocidade de propagação da onda sonora no gargalo, descrita por:

$$\tilde{u} = \frac{A\tilde{P}e^{j\omega t}}{R_r + j \left( m\omega - \frac{S}{\omega} \right)}. \quad (3.29)$$

A impedância mecânica é obtida pela razão entre força e velocidade, pelo que:

$$Z_m = R_r + j \left( m\omega - \frac{S}{\omega} \right), \quad (3.30)$$

e, conseqüentemente, a reatância mecânica é,

$$X_m = m\omega - \frac{S}{\omega}. \quad (3.31)$$

A ressonância de um sistema ocorre à medida que a reatância tende a zero, portanto:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{S}{m}} = \sqrt{\frac{\rho_0 c^2 \frac{A^2}{V}}{\rho_0 L' A}} = c \sqrt{\frac{A}{L' V}}. \quad (3.32)$$

Note-se que a frequência de ressonância depende do volume da cavidade e não da sua forma geométrica, sendo isso válido para dimensões de cavidade inferiores a um comprimento de onda e com abertura pequena. Existem frequências adicionais em ressoadores de Helmholtz [83], superiores às definidas pela Equação (3.32), e resultantes de ondas estacionárias na cavidade de volume  $V$ . A nitidez de um ressoador de Helmholtz é definida pelo fator de qualidade dado por:

$$Q = \frac{m\omega_0}{R_r} = 2\pi \sqrt{V \left(\frac{L'}{A}\right)^3}. \quad (3.33)$$

## 3.2 Representação/previsão teórica da absorção sonora em incidência normal

Esta secção tem como objetivo apresentar e contextualizar a aplicação de modelos teóricos capazes de representar ou prever o comportamento de dispositivos de absorção sonora, como materiais porosos (3.2.1), além da possibilidade do acoplamento de dois materiais em sistema multicamadas ou até mesmo a aplicação conjunta de materiais porosos e ressoadores (3.2.2).

### 3.2.1 Modelos teóricos para materiais porosos

Para representação de materiais porosos, diversos modelos de propagação são encontrados na literatura, podendo ser divididos em três categorias [84], sendo elas: modelos diafásicos (teoria de Biot), modelos de fluido equivalente e modelos de pressão uniforme.

No presente trabalho, serão utilizados modelos do tipo fluido equivalente, os quais são divididos em modelos empíricos e semi-fenomenológicos. Os modelos empíricos foram formulados através de resultados experimentais e possuem apenas o parâmetro macroscópico da resistividade ao fluxo de ar, nomeadamente: Delany-Bazley [85] e Delany-Bazley-Miki [86]. Os modelos semifenomenológicos são: Wilson [87], Attenborough [88], Horoshenkov-Swift [73], Jhonson-Champoux-Allard [89], Jhonson-Champoux-Allard-Lafarge [90] e Jhonson-Champoux-Allard-Pride-Lafarge [91], os quais possuem diferenças baseadas nas configurações dos poros, podendo ser representados através de aproximações cilíndricas, cilindros inclinados, secções não uniformes e secções uniformes com possíveis restrições. As Secções 3.2.1.1 e 3.2.1.2 apresentam, respetivamente, os modelos de fluido equivalente de Jhonson-Champoux-Allard (JCA) e Horoshenkov-Swift, que serão utilizados ao longo do presente trabalho, sendo o modelo JCA utilizado para representação do gargalo de um ressoador como fluido equivalente e o modelo Horoshenkov-Swift utilizado para representação de materiais porosos granulares.

### 3.2.1.1 Johnson-Champoux-Allard (JCA)

O modelo JCA [89] foi baseado nas equações propostas por Johnson et al. [92] e desenvolvido por Allard e Champoux. Estabeleceu-se então um modelo equivalente para propagação das ondas sonoras em materiais porosos. O modelo é baseado nos parâmetros macroscópicos das amostras, independentes da frequência, que descrevem as características acústicas do material analisado, podendo também ser utilizado para representação de tubos com diferentes tipos de seção transversal considerando os efeitos dissipativos térmicos, como no caso de gargalos de ressoadores acústicos. A massa volúmica característica, Equação (3.34), e o módulo de compressibilidade, Equação (3.35), do material são as equações fundamentais

deste modelo,

$$\tilde{\rho}_{eq} = \frac{\rho_0 \alpha_\infty}{\phi} \left[ 1 + \frac{\sigma \phi}{j \alpha_\infty \rho_0 \omega} \left( 1 + \frac{4 j \alpha_\infty^2 \eta \rho_0 \omega}{\sigma^2 \Lambda^2 \phi^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right], \quad (3.34)$$

$$\tilde{K}_{eq} = \frac{\gamma P_0 / \phi}{\left[ \gamma - \frac{\gamma - 1}{1 + \frac{\sigma \phi}{j \alpha_\infty \rho_0 N_p \omega} \left( \frac{1 + 4 j \alpha_\infty^2 \eta \rho_0 N_p \omega}{\sigma^2 \Lambda'^2 \phi^2} \right)} \right]}, \quad (3.35)$$

O termo  $\eta$  corresponde à viscosidade do ar [Pa s],  $N_p$  é o número de Prandtl,  $\rho_0$  é a massa volúmica do ar [ $\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ ],  $\sigma$  é a resistividade ao fluxo de ar [ $\frac{\text{Ns}}{\text{m}^4}$ ],  $\phi$  é a porosidade [-],  $\alpha_\infty$  é a tortuosidade [-],  $\omega$  é a frequência angular,  $P_0$  é a pressão atmosférica,  $\gamma$  é a razão de calores específicos,  $\Lambda$  é o comprimento característico viscoso [m] e  $\Lambda'$  é o comprimento térmico viscoso [m].

Através das Equações (3.34) e (3.35) obtém-se a impedância característica (3.36) e o número de onda (3.37) do material.

$$\tilde{Z}_c = (\tilde{\rho}_{eq} \tilde{K}_{eq})^{\frac{1}{2}}, \quad (3.36)$$

$$\tilde{k} = \omega \left( \frac{\tilde{\rho}_{eq}}{\tilde{K}_{eq}} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (3.37)$$

Utilizando as Equações (3.36) e (3.37) obtém-se a impedância de superfície do material, demonstrada na Equação (3.38).

$$\tilde{Z}_{s1} = -j \left( \frac{\tilde{Z}_c}{\phi} \right) \cot(\tilde{k} L), \quad (3.38)$$

sendo  $L$  a espessura do material em metros.

O coeficiente de absorção do material é dado por:

$$\alpha = 1 - \left| \frac{\tilde{Z}_{s1} - \rho_0 c_0}{\tilde{Z}_{s1} + \rho_0 c_0} \right|^2. \quad (3.39)$$

### 3.2.1.2 Horoshenkov-Swift

O modelo de Horoshenkov-Swift [73] permite calcular, de maneira analítica, o desempenho acústico de materiais porosos granulares. As equações para a massa volúmica característica, Equação (3.40), para a compressibilidade equivalente do material, Equação (3.41), são obtidas através de uma distribuição estatística do tamanho dos poros.

$$\tilde{\rho}_{\text{eq}} = \frac{\alpha_\infty}{\phi} \left( \rho_0 - j \frac{\sigma \phi}{\omega \alpha_\infty} \tilde{F}(\omega) \right), \quad (3.40)$$

$$\tilde{C}_{\text{eq}} = \frac{\phi}{\gamma P_0} \left( \gamma - \frac{\rho_0 (\gamma - 1)}{\rho_0 - j \frac{\sigma \phi}{\omega \alpha_\infty N_p} \tilde{F}(N_p \omega)} \right). \quad (3.41)$$

em que  $\alpha_\infty$  é a tortuosidade [-],  $\phi$  é a porosidade [-],  $\sigma$  é a resistividade ao fluxo de ar [ $\frac{\text{Ns}}{\text{m}^4}$ ],  $\rho_0$  é a massa volúmica do ar [ $\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$ ],  $\omega$  é a frequência angular,  $\gamma$  é a razão de calores específicos,  $N_p$  é o número de Prandtl,  $P_0$  é a pressão atmosférica. A função  $\tilde{F}(\omega)$  é a correção da viscosidade, que pode ser determinada de forma aproximada através da seguinte equação:

$$\tilde{F}(\omega) = \frac{1 + a_1 \varepsilon + a_2 \varepsilon^2}{1 + b_1 \varepsilon}, \quad (3.42)$$

em que  $\varepsilon = \sqrt{\frac{j\omega\rho_0\alpha_\infty}{\sigma\phi}}$  é um parâmetro adimensional,  $a_1 = \frac{\theta_1}{\theta_2}$ ,  $a_2 = \theta_1$ ,  $b_1 = a_1$ . Os termos  $\theta_1$  e  $\theta_2$  são fatores de forma, definidos conforme a geometria dos poros; para o caso de poros circulares tem-se:

$$\theta_1 = \left( \frac{4}{3} \right) e^{4\varepsilon} - 1, \quad (3.43)$$

$$\theta_2 = \left( \frac{1}{\sqrt{2}} \right) e^{3\frac{\xi}{2}}, \quad (3.44)$$

sendo  $\xi = (\sigma_p \ln(2))^2$ , em que  $\sigma_p$  é o desvio padrão da distribuição log-normal do tamanho do poro.

### 3.2.2 Método das matrizes de transferência

O método das matrizes de transferência (em inglês *Transfer Matrix Method*, TMM) possibilita representar a propagação sonora num sistema multicamadas, podendo essas camadas ser compostas por meios com diferentes características de absorção sonora [10]. O princípio fundamental do método pode ser compreendido com base na Figura 3.13, em que uma onda sonora com ângulo  $\theta$  num material com espessura  $h$ , e considerando o problema bidimensional no plano incidente  $x0z$ .

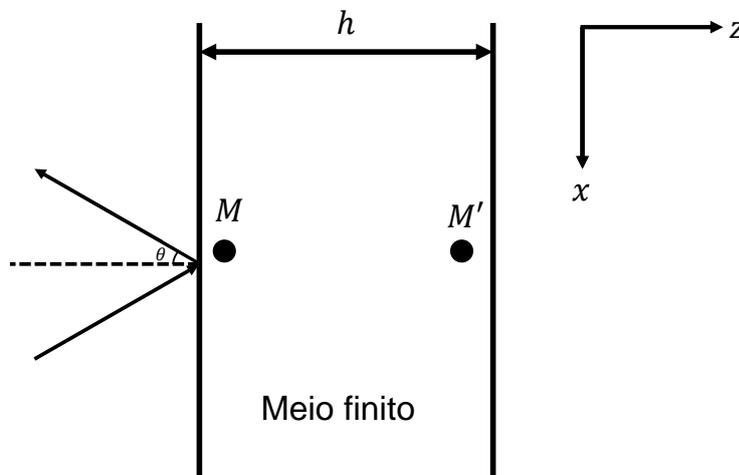


Figura 3.13.: Esquema ilustrativo do método das matrizes de transferência, TMM.

O conceito de TMM consiste na representação de um meio finito através de uma matriz de transferência  $[T]$ , em que  $M$  e  $M'$  são pontos próximos das faces do meio

de propagação em questão. O vetor  $V(M)$  descreve o campo sonoro no ponto  $M$ ,

$$V(M) = [T]V(M'). \quad (3.45)$$

Para representação de um fluido, lembrando que um dispositivo absorvente pode ser representado como um fluido equivalente, considera-se a massa volúmica complexa do fluido equivalente  $\tilde{\rho}_{\text{eq}}$ , e o número de onda complexo  $\tilde{k}$ , sendo então  $[T^f]$  a matriz de transferência para uma espessura  $h$ .

$$[T^f] = \begin{bmatrix} \cos(\tilde{k}h) & \frac{j\omega\tilde{\rho}_{\text{eq}}}{\tilde{k}}\text{sen}(\tilde{k}h) \\ \frac{j\tilde{k}}{\omega\tilde{\rho}_{\text{eq}}}\text{sen}(\tilde{k}h) & \cos(\tilde{k}h) \end{bmatrix}. \quad (3.46)$$

A representação de uma placa elástica fina também pode ser realizada com TMM, considerando uma rigidez à flexão  $D$ , espessura da placa  $h$  e massa por unidade de área  $m$ . A equação do movimento é definida como:

$$Z_m(\omega)v_z(M') = \sigma_z(M') - \sigma_z(M), \quad (3.47)$$

em que  $Z_m$  é a impedância mecânica da placa,  $v$  é a velocidade normal, igual em ambos pontos, e  $\sigma$  é a tensão normal em cada ponto. A impedância mecânica é dada por:

$$Z_m(\omega) = j\omega m \left( 1 - \frac{Dk_t^4}{\omega^2 m} \right), \quad (3.48)$$

em que  $k_t = k\text{sen}(\theta)$  e  $k$  é o número de onda do ar. A matriz de transferência  $T$  para o vetor  $V(M) = [\sigma_z(M)v_z(M)]^T$  é dada por:

$$[T] = \begin{bmatrix} 1 & -Z_m(\omega) \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (3.49)$$

podendo escrever a impedância mecânica como:

$$Z_m(\omega) = j\omega m \left[ 1 - \left( \frac{\omega}{\omega_c} \right)^2 \text{sen}^4(\theta) \right], \quad (3.50)$$

em que  $\omega_c$  é a frequência crítica do painel, definida por:

$$\omega_c = c^2 \sqrt{\frac{m}{D}}. \quad (3.51)$$

É possível representar um ressoador de Helmholtz através de uma matriz de transferência  $T^{HR}$ , considerando que a onda sonora tenha incidência direta sobre o gargalo do ressoador [93], em que  $M_s$  é a massa por unidade de área da cavidade do ressoador,  $\tilde{Z}_{s1}$  é a impedância de superfície do ressoador, portanto:

$$T^{HR} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1}{\tilde{Z}_{s1}} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & j\omega M_s \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \quad (3.52)$$

A matriz global de transferência requer que as camadas a serem representadas tenham matrizes de mesmo tamanho, ou deve-se aplicar condições de fronteira que possibilitem o estudo entre múltiplas camadas, condições que podem ser encontradas em [10]. A matriz global de transferência é então determinada por um produtório,

$$[T_{\text{global}}] = \prod_{i=1}^N [T_i], \quad (3.53)$$

em que  $i$  representa as camadas e  $[T]$  as matrizes de transferência. O fator de reflexão para um sistema multicamadas pode ser definido como:

$$R_p = \frac{T_{\text{global}}(1,1) \cos(\theta) - T_{\text{global}}(2,1) Z_{\text{ar}}}{T_{\text{global}}(1,1) \cos(\theta) + T_{\text{global}}(2,1) Z_{\text{ar}}}, \quad (3.54)$$

e, conseqüentemente, o coeficiente de absorção sonora é:

$$\alpha = 1 - |R_p|^2. \quad (3.55)$$

### 3.3 Caracterização experimental de dispositivos de absorção sonora

Nesta secção serão apresentados métodos normalizados e não normalizados para caracterização experimental de dispositivos de absorção sonora. A Secção 3.3.1 apresenta um método tradicional para obtenção da impedância de superfície de uma amostra absorvente para uma onda sonora com incidência normal, enquanto a Secção 3.3.2 apresenta outro método experimental normalizado, capaz de, através de uma diferença de tempos de reverberação, obter de maneira estatística o coeficiente de absorção para campo difuso. Na Secção 3.3.3 são apresentados dois métodos não normalizados para caracterização de materiais porosos conforme a sua impedância característica e o número de onda, situação muito importante para representação desses dispositivos absorventes em modelos de simulação numérica como fluido equivalente.

#### 3.3.1 Coeficiente de absorção e impedância de superfície para incidência normal

Um método tradicional para medição do coeficiente de absorção e da impedância de superfície para incidência normal é realizado através da utilização de um tubo de impedância, em laboratório ou em campo, encontrando-se o método em laboratório normalizado. Esta medição é baseada no método da função de transferência, que foi desenvolvido por Seybert e Ross [94], em 1970. Atualmente, esta medição é definida através da Norma ISO 10534-2 [95], que tem em conta o método de utilização alternada de 2 microfones localizados no tubo. Segundo a Norma ISO 10534-2 [95],

deve-se realizar duas medições com as posições dos microfones trocadas, para que se possa obter uma função de transferência com correção de amplitude e fase.

A bancada experimental para realização do ensaio é composta por um altifalante acoplado na extremidade de um tubo rígido de Seção transversal uniforme. Na outra extremidade, é inserida a amostra do material a ser avaliada. Caso a amostra a ser avaliada tenha característica de um refletor quase perfeito, as ondas estacionárias de pressão irão estabelecer, por interferência das ondas de incidência e refletoras, um padrão como mostrado na Figura 3.14.

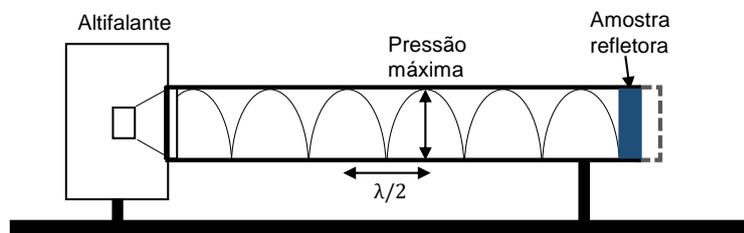


Figura 3.14.: Representação de uma amostra refletora quase perfeita.

Quando a amostra utilizada é um material absorvente e poroso, ocorre uma variação na relação de fase entre as ondas de incidência e refletidas, dependendo da impedância acústica do material. Tem-se então um padrão de onda estacionária diferente e de menor amplitude de pressão, como pode ser visto na Figura 3.15.

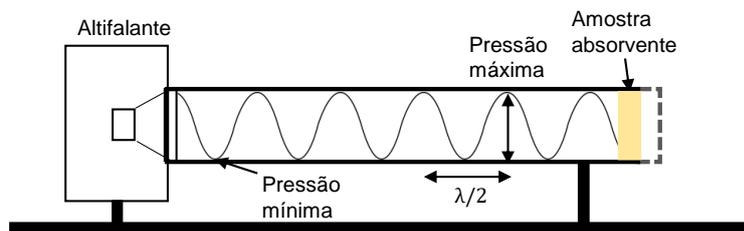


Figura 3.15.: Representação de um material poroso (absorvente), onde ocorre uma variação na relação de fase entre as ondas de incidência e refletoras.

Para medição do coeficiente de absorção, utilizando um tubo de impedância, será necessário um sistema como o da Figura 3.16.

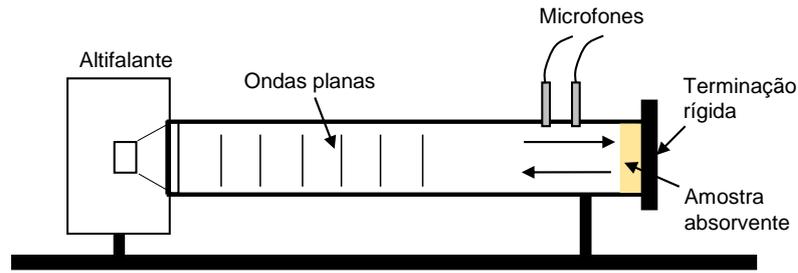


Figura 3.16.: Representação de um tubo de impedância para medição experimental da impedância de superfície para incidência normal.

Para determinação do coeficiente de absorção, conforme a norma ISO 10534-2 [95], a formulação apresentada é a seguinte:

$$H_{12} = \frac{\tilde{p}_{\text{mic1}}}{\tilde{p}_{\text{mic2}}}, \quad (3.56)$$

em que,  $\tilde{p}_{\text{mic1}}$  é o espectro da pressão sonora captada pelo microfone mais próximo da fonte sonora,  $\tilde{p}_{\text{mic2}}$  é o espectro da pressão sonora captada pelo microfone mais próximo da amostra, e  $H_{12}$  é a função de transferência entre os 2 microfones. Tendo em conta que deve ser realizada uma correção de amplitude e fase entre os microfones, que se encontra descrita na norma ISO 10534 [95], tem-se:

$$H_{12}^{\bullet} = \frac{(H_{12})^{0,5}}{(H_{21})^{0,5}}, \quad (3.57)$$

sendo,  $H_{21}$  uma nova medição com inversão na posição dos microfones, em que  $s_i$  é a distância entre os dois microfones e  $x_1$  é a distância entre a amostra e o microfone mais distante,

$$R_p = \frac{H_{12}^{\bullet} - e^{-j\tilde{k}s_i}}{e^{j\tilde{k}s_i} - H_{12}^{\bullet}} e^{2j\tilde{k}x_1}, \quad (3.58)$$

em que,  $R_p$  é o fator de reflexão. A impedância de superfície para incidência normal é

$$\tilde{Z}_s = \rho_0 c_0 \frac{(1 + R_p)}{(1 - R_p)}, \quad (3.59)$$

e o coeficiente de absorção  $\alpha$  resulta em:

$$\alpha = 1 - |R_p|^2. \quad (3.60)$$

### 3.3.2 Coeficiente de absorção para campo difuso

A obtenção do coeficiente de absorção para incidência difusa requer um ambiente controlado e específico para realização do ensaio, sendo então necessário recorrer a uma câmara reverberante. Para entendimento do processo de avaliação da absorção sonora de um material numa câmara de reverberante, deve-se primeiramente descrever o que é Tempo de Reverberação (TR).

Segundo Kuttruff [96], o conceito de TR foi introduzido por Wallace Clement Sabine. Ele definiu TR como o tempo em que a densidade de energia leva para ter um decaimento para um milionésimo da energia estacionária dentro de um determinado ambiente. Em outras palavras, é o tempo que o valor do nível de pressão sonora (NPS) leva para decair 60 dB em relação ao NPS do estado estacionário.

O cálculo da absorção sonora em câmara reverberante é baseado na ideia de área de absorção efetiva. Para essa abstração, pode-se pensar que a superfície do ambiente é dividida em uma área idealmente anecoica e em outra idealmente refletora (reflexão difusa). Considerando extremos ideais, uma área de absorção efetiva nula geraria um TR infinito (sala em estado puramente conservativo) e uma área de absorção efetiva unitária implica num TR nulo (câmara anecoica ideal). A formulação a seguir, bem como as Equações (3.61) a (3.65), são descritas com detalhes na Norma ISO-354 [97].

A área de absorção sonora equivalente da câmara vazia é obtida a partir da

Equação (3.61):

$$A_1 = \frac{55,3}{c_0 \cdot T_1} - 4Vm_1, \quad (3.61)$$

em que  $V$  é o volume da câmara reverberante em  $[m^3]$ ,  $T_1$  é o tempo de reverberação em  $[s]$  da câmara sem amostra e  $m_1$  o coeficiente de atenuação de potência na câmara vazia em metros inversos  $\left(\frac{1}{m}\right)$ , dado pela Equação (3.62):

$$m = \frac{\alpha}{10 \log e}, \quad (3.62)$$

em que  $\alpha$  é o coeficiente de atenuação atmosférica, calculada de acordo com a Norma ISO 9613-2 [98].

Já a área de absorção equivalente para câmara com amostra é obtida a partir da Equação (3.63):

$$A_2 = \frac{55,3}{c_0 \cdot T_2} - 4Vm_2, \quad (3.63)$$

em que  $T_2$  é o tempo de reverberação da câmara em  $[s]$  com amostra, e  $m_2$  o coeficiente de absorção do ar para a câmara em metros inversos  $\left(\frac{1}{m}\right)$ .

A área de absorção equivalente da amostra é calculada pela diferença entre a área de absorção equivalente da câmara vazia e da câmara com amostra como indica a Equação (3.64):

$$A_T = A_2 - A_1, \quad (3.64)$$

e o coeficiente de absorção da amostra por incidência difusa é dado pela Equação (3.65):

$$\alpha_s = \frac{A_T}{S}, \quad (3.65)$$

sendo  $S$  a área total da amostra em metros quadrados.

### 3.3.3 Impedância característica e número de onda de materiais porosos

Determinar experimentalmente a impedância característica,  $\tilde{Z}_c$ , e o número de onda,  $\tilde{k}$ , de materiais porosos permite a representação dos mesmos em modelos de previsão do comportamento acústico, sendo esses parâmetros não dependentes da espessura da amostra. Nesta secção serão apresentadas duas metodologias experimentais, sendo ambas realizadas com recurso a um tubo de impedância através da função de transferência entre dois microfones.

O primeiro método experimental é o de duas cavidades (em inglês *Two-Cavity Method*) proposto por Utsuno et. al. [99]. Consiste em duas medições de impedância de superfície com diferentes cavidades de ar entre a amostra porosa e a terminação rígida, conforme pode ser observado na Figura 3.17.

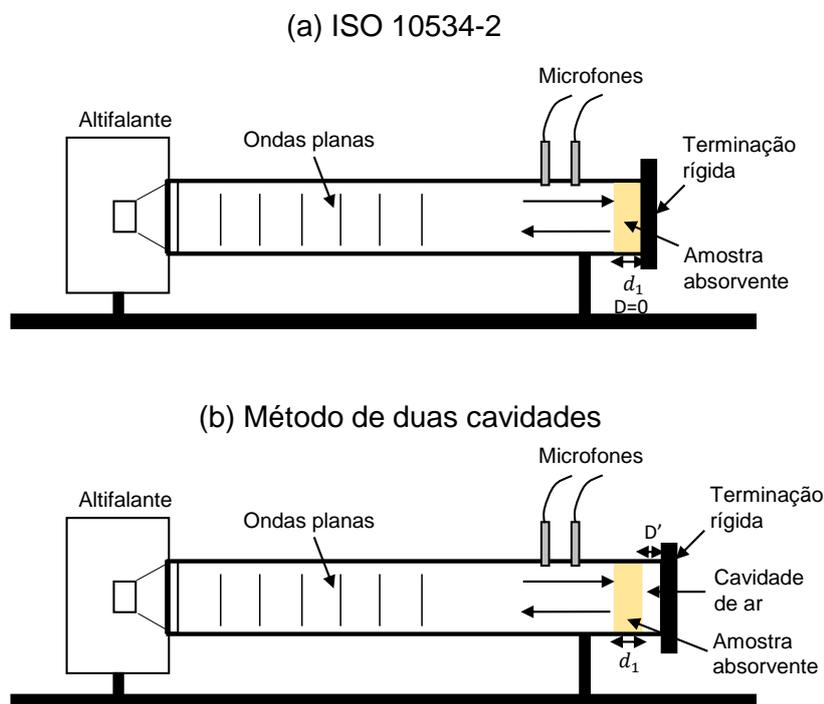


Figura 3.17.: Método de duas cavidades baseado em duas medições experimentais em tubo de impedância. (a) Primeira medição conforme a Norma ISO 10534-2. (b) Segunda medição com a presença de cavidade de ar entre a amostra porosa e a terminação rígida do tubo.

Os termos  $D$  e  $D'$  correspondem, respetivamente, às espessuras das cavidades de ar em cada uma das medições,  $d_1$  é a espessura do material poroso,  $\tilde{Z}_{s1}$  corresponde à impedância de superfície para o primeiro caso, enquanto  $\tilde{Z}_{s2}$  é a impedância de superfície para o segundo. A impedância característica,  $\tilde{Z}_c$ , e o número de onda,  $\tilde{k}$ , são obtidos pelas seguintes equações:

$$\tilde{Z}_c = \sqrt{\frac{\tilde{Z}_{s1}\tilde{Z}_{s2}(Z_1 - Z'_1) - Z_1Z'_1(\tilde{Z}_{s1} - \tilde{Z}_{s2})}{(Z_1 - Z'_1) - (\tilde{Z}_{s1} - \tilde{Z}_{s2})}}, \quad (3.66)$$

$$\tilde{k} = \frac{j}{2d_1} \ln \left( \frac{\tilde{Z}_{s1} + \tilde{Z}_c}{\tilde{Z}_{s1} - \tilde{Z}_c} \frac{\tilde{Z}_{s2} + \tilde{Z}_c}{\tilde{Z}_{s2} - \tilde{Z}_c} \right), \quad (3.67)$$

em que  $Z_1$  e  $Z'_1$  correspondem, respetivamente, às impedâncias específicas de cada cavidade de ar e  $k_0$  é o número de onda do ar,

$$Z_1 = -j\rho_0c_0 \cot(k_0D), \quad (3.68)$$

$$Z'_1 = -j\rho_0c_0 \cot(k_0D'). \quad (3.69)$$

Outro método para obtenção destes parâmetros é denominado como método de duas espessuras (em inglês *Two-Thickness Method*) [100], o qual possui uma metodologia similar, baseado também em duas medições em tubo de impedância, porém sem cavidade de ar entre a amostra porosa e a terminação rígida. O que distingue as duas medições neste método são as espessuras das amostras ensaiadas, como pode ser visto na Figura 3.18. Neste caso, a amostra utilizada no segundo ensaio possui o dobro da espessura da amostra ensaiada anteriormente, obtendo assim a impedância de superfície para cada configuração, respetivamente  $\tilde{Z}_{s1}$  e  $\tilde{Z}_{s2}$ .

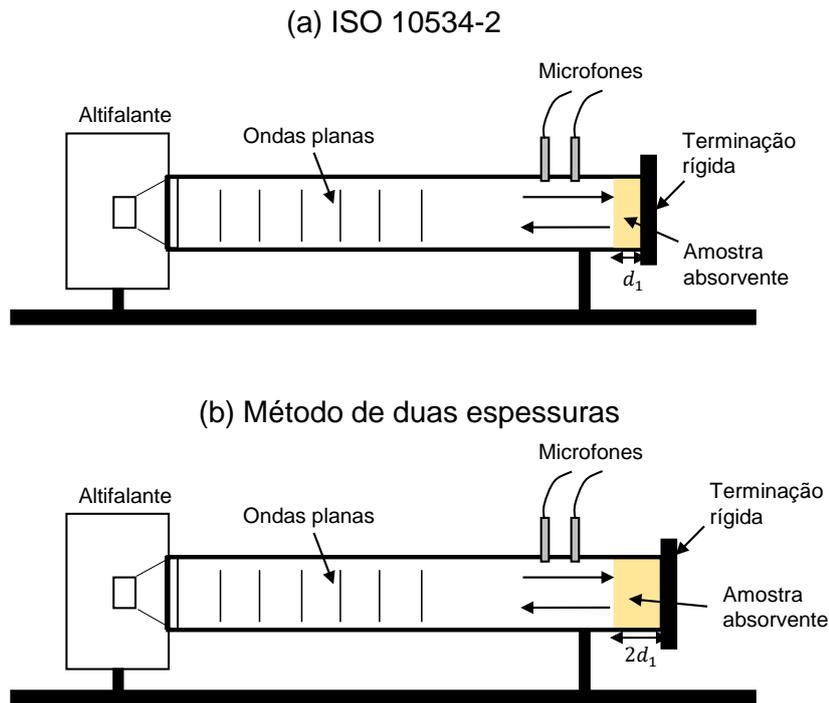


Figura 3.18.: Método de duas espessuras baseado em duas medições experimentais em tubo de impedância. (a) Primeira medição conforme a Norma ISO 10534-2 e amostra porosa com espessura  $d_1$ . (b) Segunda medição conforme a Norma ISO 10534-2 e amostra porosa com espessura  $2d_1$ .

A impedância característica e o número de onda são obtidos através das seguintes equações:

$$\tilde{Z}_c = \sqrt{\tilde{Z}_{s1}(2\tilde{Z}_{s2} - \tilde{Z}_{s1})}, \quad (3.70)$$

$$\tilde{k} = \frac{1}{2d_1} \ln \left( \frac{1+a}{1-a} \right), \quad (3.71)$$

em que  $d_1$  é a espessura da primeira amostra, e  $a = \sqrt{(2\tilde{Z}_{s2} - \tilde{Z}_{s1})/\tilde{Z}_{s1}}$ .

Em complemento aos dois métodos experimentais apresentados encontram-se na literatura outras referências de métodos experimentais para obtenção destes parâmetros, como pode ser encontrado em [100–108].

### **3.4 Métodos indiretos para obtenção dos parâmetros macroscópicos**

Além dos métodos experimentais para obtenção dos parâmetros macroscópicos apresentados na Secção 3.1.1, podem ser utilizados métodos indiretos baseados em equações matemáticas e algoritmos genéticos. Nesta secção serão apresentados dois métodos indiretos que permitem a obtenção dos parâmetros macroscópicos.

#### **3.4.1 Método inverso baseado na utilização de algoritmo genético**

O método inverso baseado na utilização de um algoritmo genético, governado por uma função objetivo baseada na diferença entre um resultado experimental e outro analítico, para obtenção dos parâmetros macroscópicos é, comumente utilizada em diversos trabalhos, como [6, 54, 109–111].

Este método é encontrado com duas funções objetivos diferentes, sendo uma baseada na impedância de superfície experimental e outra baseada no coeficiente de absorção experimental. Ambos os resultados experimentais são obtidos através de tubo de impedância em que se garante a incidência normal. Com os resultados experimentais obtidos torna-se necessária a escolha de um modelo analítico capaz de representar os materiais a serem estudados, nomeadamente os apresentados na Secção 3.2. Para facilitação da pesquisa do algoritmo pelo melhor valor do parâmetro macroscópico que através do modelo teórico, se aproxima do resultado experimental, estabelecem-se valores limites, máximos e mínimos, para cada parâmetro, fazendo com que o algoritmo busque valores entre esses intervalos garantindo também uma maior segurança nos valores determinados de maneira inversa. Alguns valores de parâmetros macroscópicos podem ser encontrados na Secção 3.1.1.

Considerando a inversão por impedância de superfície, a função objetivo é dada por:

$$\text{OF}_1(\omega) = \sum_{i=1}^{nf} (\text{Re}[\tilde{Z}_{\text{ana}} - \tilde{Z}_{\text{exp}}])^2 + \sum_{i=1}^{nf} (\text{Im}[\tilde{Z}_{\text{ana}} - \tilde{Z}_{\text{exp}}])^2, \quad (3.72)$$

em que  $\tilde{Z}_{\text{ana}}$  é a impedância de superfície a ser calculada pelo modelo analítico pré-definido, enquanto  $\tilde{Z}_{\text{exp}}$  é a impedância de superfície obtida experimentalmente.

Ao considerar-se a inversão por valores de coeficiente de absorção, a função objetivo é representada pela Equação (3.73), em que  $\alpha_{\text{ana}}$  é o coeficiente de absorção calculado pelo modelo analítico pré-definido, enquanto  $\alpha_{\text{exp}}$  é o coeficiente de absorção obtido experimentalmente.

$$\text{OF}_2(\omega) = \sum_{i=1}^{nf} |\alpha_{\text{ana}} - \alpha_{\text{exp}}|. \quad (3.73)$$

### 3.4.2 Método indireto baseado em valores experimentais de massa volúmica complexa e módulo de compressibilidade

Nesta secção, serão apresentados dois métodos indiretos que permitem a obtenção da resistividade ao fluxo de ar e da porosidade aberta, através de resultados experimentais da massa volúmica complexa  $\tilde{\rho}_{\text{eq}}$  e do módulo de compressibilidade  $\tilde{K}_{\text{eq}}$ , que podem ser determinados conforme apresentado na Secção 3.3.3.

Panneton e Olny [112] apresentam a determinação da resistividade ao fluxo de ar através da massa volúmica complexa normalizada, obtida através da seguinte equação:

$$\sigma = \lim_{\omega \rightarrow 0} \omega |\text{Im}(\tilde{\rho}_{\text{eq}}(\omega))|. \quad (3.74)$$

O parâmetro macroscópico da porosidade aberta pode ser determinado através

da parte imaginária do módulo de compressibilidade, utilizando baixas e altas frequências. Para o caso das baixas frequências, a porosidade aberta é determinada por:

$$\frac{1}{\phi} = \lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{\text{Re}(\tilde{K}_{\text{eq}}(\omega))}{P_0}, \quad (3.75)$$

enquanto para altas frequências a porosidade aberta pode ser determinada por:

$$\frac{1}{\phi} = \lim_{\omega \rightarrow \infty} \frac{\text{Re}(\tilde{K}_{\text{eq}}(\omega))}{\gamma P_0}. \quad (3.76)$$

Os demais parâmetros macroscópicos podem ser obtidos matematicamente através das equações analíticas que descrevem  $\tilde{\rho}_{\text{eq}}$  e  $\tilde{K}_{\text{eq}}$ , como, por exemplo, através do modelo JCA, bastando isolar matematicamente os parâmetros desejados e inserir os valores obtidos de resistividade ao fluxo e de porosidade aberta.

### 3.5 Modelação numérica de sistemas acústicos

Nesta secção, serão apresentados dois dos principais métodos para simulação de sistemas acústicos, suas peculiaridades, vantagens e desvantagens de maneira global, enquanto as aplicações em casos concretos serão apresentadas ao decorrer dos próximos capítulos. Os métodos a serem apresentados são: Método dos elementos finitos (do inglês *Finite Element Method*, FEM) (3.5.1), e o Método dos elementos de fronteira (do inglês *Boundary Element Method*, BEM) (3.5.2).

#### 3.5.1 Método dos elementos finitos (FEM)

Os métodos de elementos finitos foram inicialmente desenvolvidos para a análise de engenharia de estruturas complexas, existindo ampla bibliografia

disponível [113]. Mas seria natural que eles pudessem ser usados para a análise de outros problemas físicos, que podem ser representados por equações diferenciais parciais [114].

Problemas de acústica e vibrações podem ser analisados através da combinação das equações de movimento da estrutura vibrante, utilizando técnicas de elementos finitos, com as equações de movimento do meio acústico. Os modelos FEM representam um sistema contínuo, que tem infinitos graus de liberdade, por um sistema discreto com número finito de graus de liberdade. A exatidão da solução depende do número de graus de liberdade utilizados no problema. Quanto maior a frequência de interesse, mais graus de liberdade serão necessários para discretizar adequadamente o domínio. Este problema faz com que o método FEM seja usado apenas em frequências baixas. O método FEM é descrito pela seguinte equação:

$$(\mathbf{K}_e + j\omega\mathbf{C}_e - \omega^2\mathbf{M}_e)\{p\} = \{f(\omega)\}, \quad (3.77)$$

em que,  $\mathbf{K}_e$  corresponde a matriz elementar de rigidez,  $\mathbf{C}_e$  é a matriz elementar do amortecimento,  $\mathbf{M}_e$  é a matriz elementar de massa,  $p$  é o vetor de pressão acústica (para o caso de simulação acústica) e  $f(\omega)$  é o vetor de força aplicada (no caso acústico corresponde à velocidade de partícula).

Segundo Atalla *et al.* [115], o método FEM pode ser dividido em 8 passos, designadamente:

1. Declaração do problema;
2. Formulação do integral fraco (resíduos ponderados);
3. "Meshing" ou procedimento de geração da malha da geometria;
4. Aproximação das variáveis independentes e cálculo das matrizes elementares;
5. Aproximação nodal da forma fraca do integral;

6. Cálculo das matrizes elementares;
7. *Assembling* (montagem das matrizes globais);
8. Inversão das matrizes e cálculo do campo de pressão.

O modelo numérico FEM possui algumas vantagens em relação aos demais modelos numéricos; uma dessas vantagens é a sua formulação, a qual pode ser considerada relativamente simples. Com o FEM é possível trabalhar com materiais homogêneos e não-homogêneos, isotrópicos e anisotrópicos, lineares e não lineares. A malha pode ser ajustada conforme o interesse da simulação. Normalmente, em problemas acústicos a malha utilizada é de pelo menos 6 elementos por comprimento de onda. Porém, os modelos FEM também possuem algumas desvantagens, como, por exemplo, os problemas de contornos abertos, em que não se tem formulação analítica da impedância em questão, além da difícil modelagem das malhas cujas geometrias sejam muito complexas.

### 3.5.2 Método dos elementos de fronteira (BEM)

O Método dos Elementos de Fronteira é indicado para estudo da propagação de ondas sonoras, sendo um dos métodos com maiores potencialidades para estudo de um sistema infinito ou semi-infinito. O BEM possui a vantagem de requerer apenas a discretização das fronteiras e de eventuais discontinuidades existentes no meio de propagação, evitando a discretização espacial do domínio de propagação, o que pode resultar em ganho de custo computacional, quando comparado com outros métodos. Portanto, a utilização do BEM pode proporcionar um acréscimo na precisão, quando baseado em soluções fundamentais que se mantêm válidas no infinito, não implicando a introdução de erros adicionais devido ao truncamento da discretização do meio em questão.

Quando se conhece as soluções localizadas sobre as fronteiras discretizadas, pode-se calcular a resposta do sistema em qualquer ponto, partindo das soluções na fronteira. A determinação das soluções no interior do sistema pode ser feita sem qualquer tipo de perda na precisão do problema, tendo por base a solução conhecida na fronteira e não sendo necessária uma nova resolução do problema.

O método BEM também possui algumas desvantagens, com as quais se deve ter alguma atenção. Mesmo sendo necessária apenas a discretização da fronteira, e do número de elementos necessários para a simulação ser bastante reduzido, a matriz de sistema que serve de base para a determinação das diferentes grandezas sobre as fronteiras discretizadas não é uma matriz em banda nem uma matriz simétrica. Com isso, inviabiliza-se a aplicação de algumas técnicas mais eficientes para a resolução do sistema de equações inerentes ao método, sendo necessário recorrer a mais recursos computacionais necessários ao armazenamento. Outra dificuldade do método BEM está relacionada com a formulação matemática necessária, devido ao BEM ter como base o uso de soluções analíticas calculadas para uma situação em que não se têm descontinuidades no meio em análise. Estas funções são denominadas funções de Green, podendo revelar-se de obtenção bastante difícil, principalmente quando o estudo em questão for de um sistema não linear ou heterogêneo. Além dos problemas citados, o BEM necessita ainda da avaliação de um conjunto de integrais ao longo da fronteira discretizada, o que relaciona a precisão dos resultados obtidos com a dependência do modo como são efetuadas essas integrações, constituindo a avaliação rigorosa dessas integrais uma das maiores dificuldades do BEM.

Ao considerar-se a propagação de ondas sonoras num meio fluido, infinito e homogêneo, que contém no seu interior uma inclusão, descreve-se o método BEM partindo da equação integral de fronteira definida ao longo da fronteira  $S$  da

inclusão, que é demonstrada na Equação (3.78),

$$p_{inc}(\underline{x}_p, \underline{x}_0) + \int_S q(\underline{x}) p^*(\underline{x}_p, \underline{x}) dS = \int_S q^*(\underline{x}_p, \underline{x}) p(\underline{x}) dS + Cp(\underline{x}_p), \quad (3.78)$$

em que,  $p(\underline{x})$  e  $q(\underline{x})$  representam a pressão e o seu gradiente na direção normal à fronteira da inclusão no ponto  $\underline{x}$ ,  $p(\underline{x}_p)$  representa a pressão no ponto de aplicação do carregamento virtual.  $C$  é uma constante que assume o valor 1 se o ponto estiver no domínio de propagação,  $\frac{1}{2}$  se estiver localizado na fronteira, e 0 se estiver fora do meio de propagação em questão.

Para se aplicar o BEM, à resolução de problemas acústicos, torna-se necessário o conhecimento prévio das soluções fundamentais da equação de Helmholtz, as quais definem o campo de pressão gerado por cargas unitárias localizadas em meios fluidos. Considerando o caso de cargas lineares bidimensionais, oscilando com uma frequência  $\omega$ , a solução é dada por:

$$p^*(\underline{x}_p, \underline{x}) = -\frac{j}{4} H_0^{(2)}(k_{\alpha_f} r), \quad (3.79)$$

em que,  $k_{\alpha_f} = \frac{\omega}{\alpha_f}$ ,  $\alpha_f$  é a velocidade de propagação das ondas no meio fluido,  $r$  é a distância do ponto  $\underline{x}_p$  de aplicação da carga ao ponto  $\underline{x}$ . Da mesma forma, definindo  $\vec{n}$  como a normal à fronteira no ponto a integrar, a sua derivada pode ser definida como:

$$q^*(\underline{x}_p, \underline{x}) = \frac{\partial p^*(\underline{x}_p, \underline{x})}{\partial \vec{n}} = \frac{jk_{\alpha_f}}{4} H_1^{(2)}(k_{\alpha_f} r) \frac{\partial r}{\partial \vec{n}}. \quad (3.80)$$

Em vez da utilização do gradiente de pressão, o qual é descrito por  $q = \frac{\partial p}{\partial \vec{n}}$ , é usual recorrer-se à representação do integral em função de pressões e velocidade de partículas, a direção normal à fronteira ( $v_{\vec{n}}$ ), sendo que  $v_{\vec{n}} = -\frac{1}{i\rho\omega} \frac{\partial p}{\partial \vec{n}}$ , em que  $\rho$  é a massa volúmica do meio fluido.

Considerando a discretização da fronteira em  $N$  elementos de fronteira retilíneos, e considerando que as pressões e os deslocamentos num elemento de fronteira são representados pelos valores registrados num ponto interior ao elemento (nó), e ainda que o seu valor é constante dentro de cada um dos elementos, escreve-se então a seguinte equação:

$$p_{inc}(\underline{x}_p, \underline{x}_0) - j\rho\omega \sum_{n=1}^N v_n^n \int_{S_n} p^*(\underline{x}_p, \underline{x}_n) dS_n = \sum_{n=1}^N p^n \int_{S_n} q^*(\underline{x}_p, \underline{x}_n) dS_n + Cp(\underline{x}_p), \quad (3.81)$$

em que,  $p^n$  e  $v_n^n$  representam, respetivamente, as pressões e as velocidades normais no nó do elemento de fronteira  $n$ . A aplicação sucessiva desta equação ao longo da fronteira permite a obtenção de um sistema de equações responsável pela obtenção dos valores nodais da pressão e da velocidade.

Após a determinação deste sistema de equações, a mesma equação (3.81) pode ser usada para determinação da pressão acústica em qualquer ponto do meio de propagação.

A formulação apresentada nessa secção é correspondente à formulação clássica do BEM, que apresenta algumas limitações na sua utilização, podendo referir-se as seguintes:

- Quando o objeto a ser discretizado apresenta fronteiras paralelas entre si e com pequena distância entre elas, as equações correspondentes a elementos que se encontram frente a frente tornam-se semelhantes, dando origem a um sistema instável que pode conduzir a soluções erradas;
- Quando o ponto carregado se encontra muito próximo de outros elementos, a função que se deve integrar torna-se quase-singular, e a integração normalmente usada produz resultados pouco precisos, podendo conduzir a

resultados globais com pouca precisão;

- Não é possível, nesta formulação, simular elementos muito finos (com espessura nula), uma vez que, ao discretizar essa fronteira fina, irão ser gerados elementos sobrepostos (de um e de outro lado dessa fronteira), e as equações correspondentes tornam-se semelhantes e originam um sistema singular.

Existe uma ampla bibliografia descrevendo o BEM acústico, indicando-se por exemplo: [116–119].



## 4 Materiais porosos granulares

Materiais porosos de absorção sonora são amplamente utilizados para controle passivo de ruído e tratamento acústico de ambientes interiores. Estes materiais são compostos por duas fases, uma sólida e outra fluida (intersticial aos poros), em que a dissipação de energia sonora ocorre devido a interação entre as fases [2].

Atualmente, materiais porosos, como fibras e espumas, são comumente utilizados em soluções comerciais decorrente da sua excelente absorção sonora em altas frequências. Entretanto, para aplicações exteriores estes materiais requerem proteção contra agentes ambientais, assim como reforços estruturais [120]. Devido às necessidades apresentadas, o interesse por materiais com características construtivas adequadas para aplicação externa (por exemplo, barreiras acústicas) teve um crescimento ao longo das últimas décadas. Um exemplo de material poroso com características estruturais é o betão poroso. Em 2000, Magrini e Ricciardi [121], propuseram o uso de argila expandida na produção de betão poroso, e desde então diversos estudos estão sendo realizados para desenvolvimento de soluções de absorção sonora baseada em materiais granulares (não apenas baseadas em betão poroso), sendo essas soluções consolidadas ou não [44–50, 52–54, 122].

Os trabalhos de Vašina et al. [120], Asdrubali and Horoshenkov [45] e Carbajo et al. [54] possuem grande relevância, apresentando valores interessantes das propriedades macroscópicas de materiais baseados em argila expandida. Mesmo assim, significantes discrepâncias são encontradas entre os resultados apresentados nesses trabalhos, deixando claro que nenhum valor único pode ser definido para

os parâmetros macroscópicos comuns de tais materiais. De facto, indicam a importância de novas investigações sobre esse importante assunto.

A previsão e representação do comportamento acústico de materiais granulares só é possível devido a numerosos trabalhos realizados para derivação e formulação da impedância acústica de materiais porosos [86, 88, 89, 123], possibilitando o estudo do comportamento absorvente de materiais porosos através de modelos teóricos e numéricos, representando esses materiais como fluido equivalente [124–129].

Este capítulo tem como objetivo contribuir para o conhecimento sobre parâmetros acústicos e estudar o comportamento da absorção sonora de materiais granulares consolidados com cimento e agregados de argila expandida. Para isso, foram preparadas 36 amostras com diferentes tamanhos de grãos, espessuras e relação água/cimento, formando três diferentes misturas.

O coeficiente de absorção sonora foi obtido experimentalmente para todas as amostras através da utilização de um tubo de impedância normalizado, com objetivo de identificar a influência do tamanho de grão, espessura e relação água/cimento na absorção sonora.

O modelo semifenomenológico de Horoshenkov-Swift foi utilizado, sendo esse baseado em quatro parâmetros macroscópicos: resistividade ao fluxo de ar, porosidade aberta, tortuosidade e desvio padrão do tamanho dos poros. Esses parâmetros macroscópicos foram determinados através de duas técnicas: a primeira, experimental, e utilizada para determinar a porosidade aberta, enquanto a segunda é baseada no método inverso, em que os resultados experimentais obtidos em tubo de impedância (impedância de superfície e coeficiente de absorção) são utilizados para determinar os três parâmetros macroscópicos restantes.

Duas alternativas experimentais foram utilizadas para analisar o comportamento acústico das amostras granulares. Ambos os casos também permitem a extração dos parâmetros para representação dos materiais como fluido equivalente. Os dois métodos experimentais usados são baseados em medições em tubo de impedância, sendo eles: método das duas cavidades, proposto por Utsuno et al. [99], e o método das duas espessuras, proposto por Smith and Parrot [100]. Estes métodos permitem determinar a impedância característica e o número de onda dos materiais porosos testados, em função da frequência da onda sonora incidente. O método das duas cavidades requer a realização de dois ensaios, um com terminação rígida e outro com a presença de uma cavidade de ar entre o material poroso e a mesma terminação rígida. Enquanto o método das duas espessuras requer também duas medições experimentais, porém com duas amostras do mesmo material com diferentes espessuras.

O presente capítulo segue a seguinte estrutura: A Secção 4.1 apresenta as características não acústicas e preparação das amostras; A Secção 4.2 refere-se à caracterização experimental das amostras de betão poroso, assim como à influência do tamanho dos grãos, espessura e relação água/cimento na absorção sonora; A Secção 4.3 demonstra a obtenção dos parâmetros macroscópicos e as possibilidades para representação dos materiais como fluido equivalente; A Secção 4.4 discutem-se as possibilidades para previsão da absorção sonora por diferentes abordagens; A Secção 4.5 finaliza o capítulo com considerações finais.

#### **4.1 Produção das amostras**

Para produção das amostras a serem estudadas, três granulometrias diferentes de argila expandida foram selecionadas e caracterizadas experimentalmente através do método da peneiração, em que o material granular passa através de uma série de

peneiras com malhas de tamanhos decrescentes, e a quantidade de material retida em cada peneira é contabilizada. Esta caracterização experimental foi realizada conforme o procedimento descrito na Norma NP EN 993-1:2000 [130]. Os agregados de argila expandida ensaiados são apresentados na Figura 4.1, sendo classificados conforme seus nomes comerciais: "0-2 mm" (4.1a), "2-4 mm" (4.1b), "3-8 mm" (4.1c).



(a)

(b)

(c)

Figura 4.1.: Morfologia dos três tamanhos de grãos estudados: (a) 0-2 mm, (b) 2-4 mm, (c) 3-8 mm.

A Figura 4.2 apresenta as curvas experimentais da distribuição de tamanho de grão, em que o agregado denominado 3-8 mm possui o maior tamanho de grão e o denominado 0-2 possui o menor. Como pode ser observado, a distribuição é relativamente compacta para cada um dos três casos, embora não exista relação direta entre os resultados obtidos experimentalmente e os designados comercialmente, tendo-se optado por manter a denominação comercial para simplificação ("0-2 mm", "2-4 mm" e "3-8 mm") e melhor entendimento ao longo do texto.

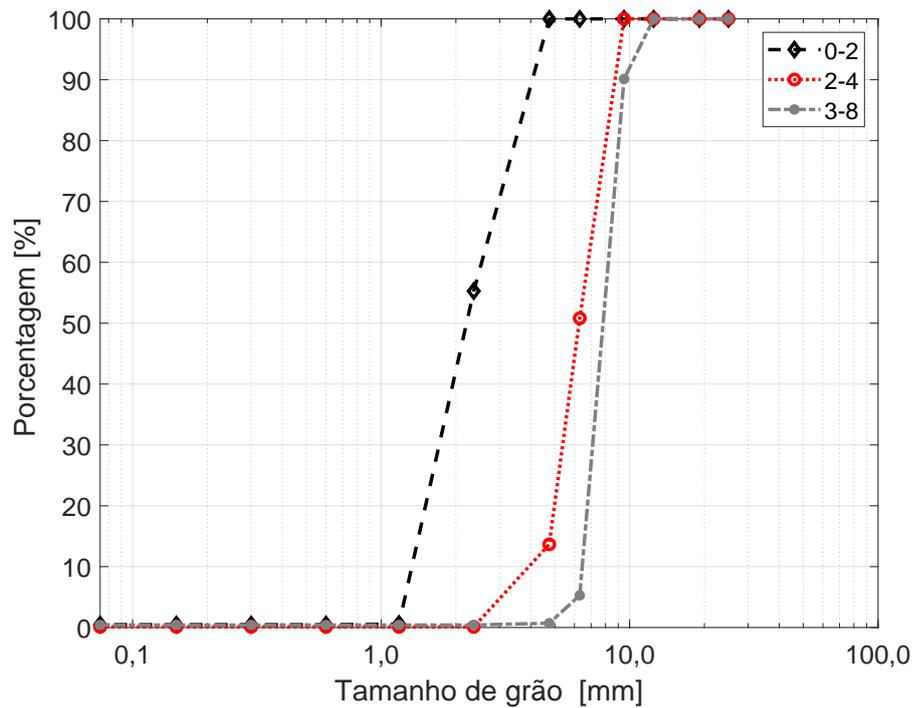


Figura 4.2.: Curvas granulométricas representando a morfologia dos três tamanhos de grãos estudados: (a) 0-2 mm, (b) 2-4 mm, (c) 3-8 mm.

Duas misturas diferentes foram preparadas para cada um dos agregados, compostas por água, cimento e grãos de argila expandida, conforme apresentado na Tabela 4.1. A primeira mistura possui a menor quantidade de cimento (34,32%), enquanto a segunda mistura possui um acréscimo na quantidade de cimento, totalizando 37,36%. Inicialmente, ambas as misturas foram preparadas para todos os tamanhos de grãos, porém, para o grão 0-2 mm a primeira mistura não foi suficiente para sua consolidação, desagregando-se o material facilmente. Propôs-se então uma terceira mistura, com 38,89% de cimento. A Tabela 4.1 apresenta as configurações de preparação para cada uma das misturas, assim como espessuras das amostras. Todas as amostras foram preparadas com a utilização do cimento de alta resistência Portland 42,5, água e agregados de argila expandida. As amostras foram preparadas em moldes circulares com espessuras de 4, 6 e 8 cm e secção circular de 10,1 cm de diâmetro. Após 48 horas, as amostras foram retiradas dos moldes para completar a cura durante um período de 30 dias. Algumas das amostras

produzidas são apresentadas na Figura 4.3.

Tabela 4.1.: Misturas e amostras (2 provetes) produzidas.  
A/C/W indicam as proporções em peso de agregado,  
cimento e água (em inglês *water*) em cada mistura.

Misturas	A/C/W* (%)	Designação comercial	Espessura (cm)	Média da massa volúmica $\rho(\text{kg}/\text{m}^3)$
Mistura 1	48,48/34,32/17,20	2-4 mm	4	586,20
			6	618,16
			8	577,28
		3-8 mm	4	587,84
			6	515,30
			8	496,08
Mistura 2	43,96/37,36/18,68	0-2 mm	4	656,02
			6	656,04
			8	670,66
		2-4 mm	4	669,02
			6	711,26
			8	694,12
		3-8 mm	4	643,06
			6	670,12
			8	604,06
Mistura 3	40,17/38,89/19,92	0-2 mm	4	816,80
			6	823,84
			8	697,44



(a) 0-2 mm



(b) 2-4 mm



(c) 3-8 mm

Figura 4.3.: Imagens de algumas das amostras produzidas com agregados de argila expandida.

## 4.2 Caracterização experimental da absorção sonora para incidência normal

Após a apresentação das amostras produzidas, parte-se para o estudo da influência da quantidade de cimento, tamanho dos grãos e espessura, na absorção sonora proporcionada pelo material. Para esse estudo optou-se pela utilização de um tubo de impedância com secção circular de 10,1 cm de diâmetro, mesma secção das amostras produzidas, com frequência de corte de aproximadamente 1600 Hz, permitindo avaliar o comportamento de amostras com agregados com tamanho de grão maiores, caso dos denominados 3-8 mm.

O ensaio é baseado no método da função de transferência entre dois microfones

descrito pela Norma ISO 10534:2 [95], cujo equacionamento é apresentado na Secção 3.3.1. A bancada experimental utilizada para este ensaio foi composta pelo tubo de impedância, um analisador de sinais OR 34 Compact Analyzer utilizado para geração do sinal emitido pelo altifalante (ruído branco) e para aquisição dos sinais através dos dois microfones B&K Type 4188 1/2, enquanto o pós processamento foi realizado em Matlab. Os ensaios foram realizados no laboratório de Física, Engenharia de Sistemas e Teoria do Sinal da Universidade de Alicante - Espanha, no âmbito de uma estadia curta (*Short-term scientific mission (STSM)*) com apoio COST *European Cooperation in Science and Technology*, através da *COST Action CA15125 - DENORMS (Designs for Noise Reducing Materials and Structures)*, durante um período de um mês.

Os coeficiente de absorção para incidência normal são apresentados nas Figuras 4.4, 4.5 e 4.6, para os agregados de 0-2 mm, 2-4 mm e 3-8 mm, respetivamente, comparando amostras do mesmo agregado, diferentes misturas e diferentes espessuras. Cada gráfico apresenta resultados para as duas misturas produzidas para cada agregado, em que cada curva corresponde ao resultado medido para um único tipo de amostra, correspondendo a média entre dois provetes.

Comparando as amostras do agregado e mistura igual, observa-se algumas tendências na variação da absorção sonora conforme o aumento da espessura. Esse aumento provoca um deslocamento na curva da absorção em direção às baixas frequências, ocorrendo para todas as amostras ensaiadas, independentemente da quantidade de cimento e do tamanho dos grãos, sendo esse um comportamento já conhecido e esperado.

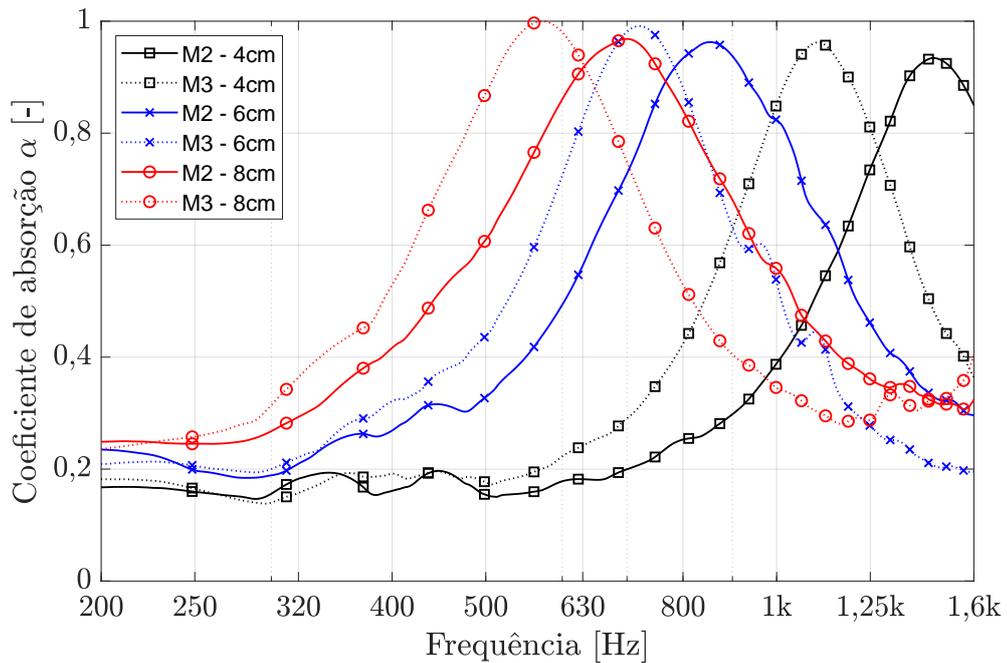


Figura 4.4.: Comparação dos coeficientes de absorção experimentais médios para os agregados 0-2 mm, variando as diferentes misturas e espessuras.

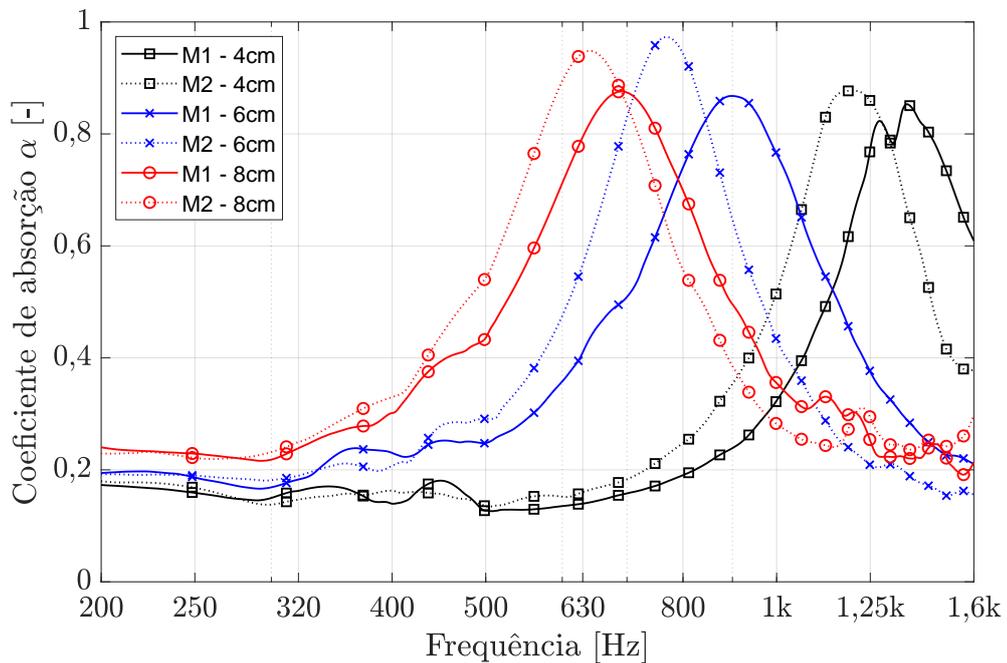


Figura 4.5.: Comparação dos coeficientes de absorção experimentais médios para os agregados 2-4 mm, variando as diferentes misturas e espessuras.

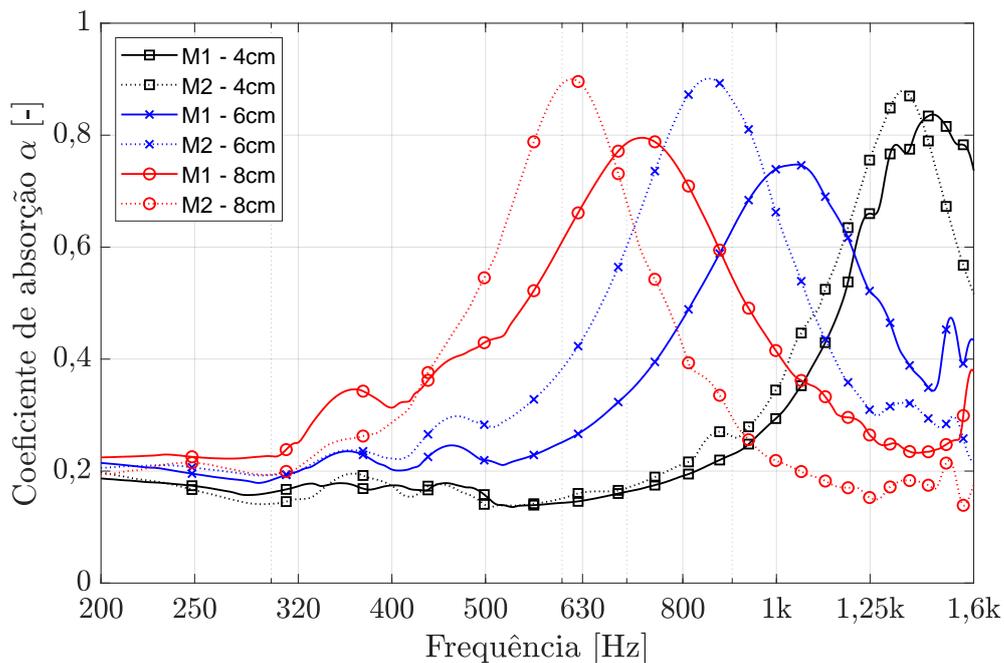


Figura 4.6.: Comparação dos coeficientes de absorção experimentais médios para os agregados 3-8 mm, variando as diferentes misturas e espessuras.

Ao comparar-se amostras da mesma espessura (4, 6 ou 8 cm) e mistura, mas com tamanho de grão variável, nota-se algumas mudanças interessantes. As amostras de menor grão (0-2 mm) apresentam uma curva de absorção sonora mais ampla em frequência quando comparadas com as amostras compostas por agregados com tamanhos de grãos maiores. Isso pode ser observado claramente quando se comparam as amostras com tamanho de grão 0-2 mm com amostras 2-4 mm e 3-8 mm. Quando se comparam apenas amostras de agregados 2-4 mm e 3-8 mm, essa relação é menos evidente.

Outra observação interessante é em termos da influência das proporções A/C/W na absorção sonora, considerando amostras de diferentes misturas com a mesma espessura (4, 6 e 8 cm), e para cada um dos tamanhos de grão dos agregados analisados. Nota-se que o aumento da quantidade de cimento proporciona um deslocamento do pico de absorção para as frequências mais baixas em todas as amostras testadas, assim como observado de forma semelhante com o aumento da

espessura. Amostras com tamanho de grão 0-2 mm apresentam a maior variação, principalmente quando analisadas as amostras de 4 cm de espessura. É importante ressaltar que, ao aumentar a quantidade de cimento, a amostra se torna mais densa, com poros e canais internos mais fechados, alterando assim alguns dos seus parâmetros macroscópicos, os quais influenciam o comportamento acústico, e que serão discutidos na Secção 4.3.

Outra característica interessante observada é que, à medida que os agregados com tamanho de grãos maiores são analisados (principalmente para o agregado de 3-8 mm), nota-se uma sensível diminuição dos picos de coeficiente de absorção sonora, em que, para o maior agregado, estão sempre abaixo de 0,9 para a mistura 2, enquanto para a mistura 1 o pico se encontra em aproximadamente 0,8. Uma possível explicação para este comportamento pode estar relacionada com a maior dimensão dos poros preenchidos com ar no interior da amostra, podendo formar caminhos com canais maiores e conseqüentemente menores perdas térmicas e viscosas ocorrerem durante o processo de propagação da onda sonora.

### **4.3 Representação de materiais granulares como fluido equivalente**

Após a caracterização da absorção sonora para incidência normal e entendimento da influência da quantidade de cimento, tamanho dos grãos e espessura, parte-se para um novo estudo baseado na representação deste tipo de material como fluido equivalente, em que se procura representar materiais porosos granulares em modelos de simulação numérica para o estudo de previsão do comportamento absorvente de soluções com diferentes espessuras, geometrias e em campo difuso, sendo esses assuntos abordados nos próximos capítulos. Na presente secção, serão apresentadas metodologias analíticas (4.3.1) e experimentais (4.3.2) para obtenção da massa volúmica equivalente e do módulo de compressibilidade das amostras

produzidas.

### 4.3.1 Obtenção dos parâmetros macroscópicos

Uma alternativa para representação de materiais porosos como fluido equivalente e para previsão do comportamento acústico é a utilização de modelos analíticos, conforme descrito anteriormente na Secção 3.2.1. Para o estudo de materiais porosos granulares, no presente trabalho, optou-se pela utilização do modelo semifenomenológico proposto por Horoshenkov e Swift e apresentado na Secção 3.2.1.2. Sendo este modelo baseado na utilização de quatro parâmetros macroscópicos: resistividade ao fluxo de ar,  $\sigma$ , porosidade aberta ou porosidade,  $\phi$ , tortuosidade,  $\alpha_\infty$ , e desvio padrão do tamanho dos poros,  $\sigma_p$ .

O parâmetro macroscópico da porosidade foi obtido experimentalmente para cada uma das amostras produzidas, através da utilização do método de saturação de água, descrito em 3.1.1.1, baseado em duas medições de massa, sendo uma com a amostra seca e outra com a amostras saturada. Assim, a porosidade é dada por  $\phi = V_f/V_t$ , em que  $V_f$  é o volume de fluido no interior da amostra e  $V_t$  o volume da amostra. O volume de fluido no interior da amostra é determinado por  $V_f(M_{\text{sat}} - M_{\text{seca}})/\rho_{\text{água}}$ , em que  $M_{\text{sat}}$  é a massa da amostra saturada com água,  $M_{\text{seca}}$  é a massa da amostra seca e  $\rho_{\text{água}}$  a massa volúmica da água.

Os demais parâmetros, resistividade ao fluxo de ar, tortuosidade e desvio padrão do tamanho dos poros, foram obtidos através da utilização do método inverso com duas estratégias diferentes baseadas na utilização de um algoritmo genético. A primeira estratégia é descrita pela Equação (3.72), baseada na diferença entre a impedância de superfície experimental,  $\tilde{Z}_{\text{exp}}$ , e a impedância de superfície obtida analiticamente através do modelo de Horoshenkov-Swift,  $\tilde{Z}_{\text{ana}}$ , sendo esta estratégia

denominada como  $OF_1$ . A segunda inversão é descrita pela Equação (3.73) e baseia-se na diferença entre o coeficiente de absorção experimental,  $\alpha_{exp}$ , e o obtido analiticamente pelo modelo de Horoshenkov-Swift,  $\alpha_{ana}$ . Uma representação esquemática do método inverso é apresentada na Figura 4.7.

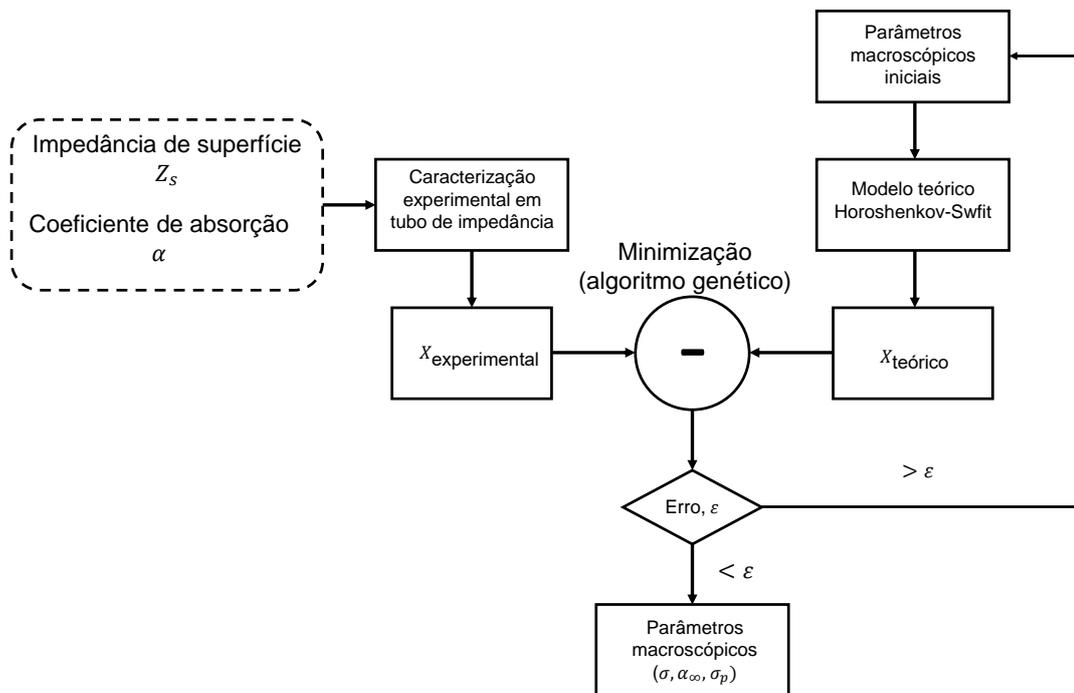


Figura 4.7.: Representação esquemática do procedimento de inversão usado para determinação dos parâmetros macroscópicos.

Na implementação do algoritmo de inversão torna-se necessário definir os limites inferiores e superiores para cada um dos parâmetros macroscópicos a serem invertidos. Estes limites são impostos com a finalidade de limitar o espaço de busca do algoritmo, assegurando que os parâmetros macroscópicos obtidos se encontrem dentro da faixa física aceitável para o tipo de parâmetro e de material estudado. Os limites escolhidos foram os seguintes:

- Tortuosidade: O parâmetro macroscópico da tortuosidade foi baseado na expressão analítica proposta por Umnova et al. [131], que relaciona a porosidade com a tortuosidade. O intervalo de variação aceitável é assumido

como sendo  $\pm 50\%$  do valor dado, que é definido por:

$$\alpha_{\infty} = 1 + \frac{1 - \phi}{2\phi}. \quad (4.1)$$

Valores entre 1,70 e 2,62 são encontrados nos trabalhos de Vašina et al. [120] e Carbajo et al. [54].

- Resistividade ao fluxo de ar: Espera-se que a variação da quantidade de cimento entre as misturas provoque uma grande influência no parâmetro da resistividade ao fluxo de amostras consolidadas. A maioria dos trabalhos existentes (como Umnova et al. [131]) apresentam expressões matemáticas para amostras com grãos não consolidados, que não parecem ser estimativas adequadas ao presente estudo. Baseado nos trabalhos de Vašina et al. [120] ou Carbajo et al. [54], observa-se que, amostras consolidadas de betão poroso podem apresentar uma ampla faixa de valores de resistividade ao fluxo de ar, dependendo do tamanho do grão e da quantidade de cimento, influenciando muito o comportamento acústico. Asdrubali e Horoshenkov [45] observaram valores muito maiores para este parâmetro macroscópico (acima de 50000 [Pa s/m<sup>2</sup>]) em um caso específico. Observando os valores indicados naqueles trabalhos, considerou-se uma faixa de variação de 1500 a 10000 [Pa s/m<sup>2</sup>], para permitir que o algoritmo genético busque um valor ótimo em um espaço estendido.
- Desvio padrão do tamanho dos poros: Para este parâmetro macroscópico, os valores indicados em Vašina et al. [120] e Carbajo et al. [54] são bem diferentes e podem variar entre 0,72 e 0,83, para o primeiro, e entre 0,16 e 0,24, para o segundo. Dada essa grande variação consideraram-se os valores extremos de 0,16 e 0,83 como limites de intervalo para o desvio padrão do tamanho dos

poros.

Definida a estratégia para obtenção dos quatro parâmetros macroscópicos, parte-se para a determinação dos mesmos. A Tabela 4.2 apresenta os valores médios da porosidade obtida experimentalmente para as duas amostras da mesma mistura, tamanho de grão e espessura. Observam-se, em todos os casos, valores superiores a 0,30, concordando com valores apresentados por [54, 120]. Dentro de cada conjunto de material (amostras de mesma mistura e tamanho de grão), os valores observados são semelhantes, com uma variação não superior a 0,05 entre amostras de diferentes espessuras. Como esperado, o valor médio da porosidade tende a diminuir à medida que maiores quantidades de cimento são consideradas. Ao adicionar mais cimento, é possível estabelecer mais conexões internas entre os grãos, reduzindo o espaço aberto entre elas, o que pode ser detectado observando os valores correspondentes entre as misturas 1 e 2 (a última produzida usando mais cimento), e entre as misturas 2 e 3 (novamente, a última produzida usando mais cimento), para todos os tipos de agregados.

Aplicando as duas estratégias de inversão para cada uma das amostras produzidas, e calculando os valores médios dos parâmetros macroscópicos obtidos para cada uma das misturas, tamanhos de grão e espessura obtêm-se os resultados apresentados nas Figuras 4.8, 4.9 e 4.10, sendo assim cada valor uma média de seis amostras. O procedimento de inversão foi realizado na faixa de frequências entre 400 e 1600 Hz, com objetivo de evitar incertezas da caracterização experimental usualmente mais observadas nas frequências mais baixas.

Tabela 4.2.: Porosidade aberta experimental ( $\phi$  [-]) para todas as amostras (média entre os dois provetes de cada tipo).

Tamanho de grão	3-8 mm		2-4 mm		0-2 mm		
	1	2	1	2	2	3	
Mistura							
Espessura	4 cm	0,37	0,33	0,39	0,36	0,48	0,38
	6 cm	0,39	0,33	0,36	0,31	0,46	0,33
	8 cm	0,38	0,34	0,38	0,35	0,45	0,37
Média		0,38	0,33	0,37	0,34	0,46	0,36

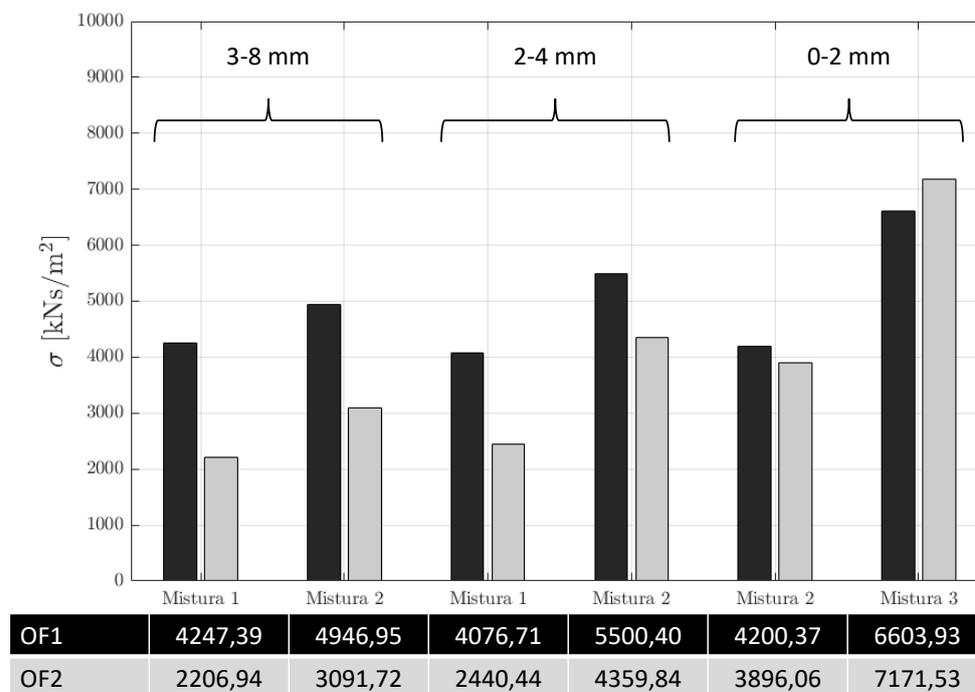


Figura 4.8.: Valor médio da resistividade ao fluxo de ar para diferentes misturas e tamanhos de grãos usando as funções objetivo OF<sub>1</sub> e OF<sub>2</sub> e considerando os 6 provetes produzidos para cada caso.

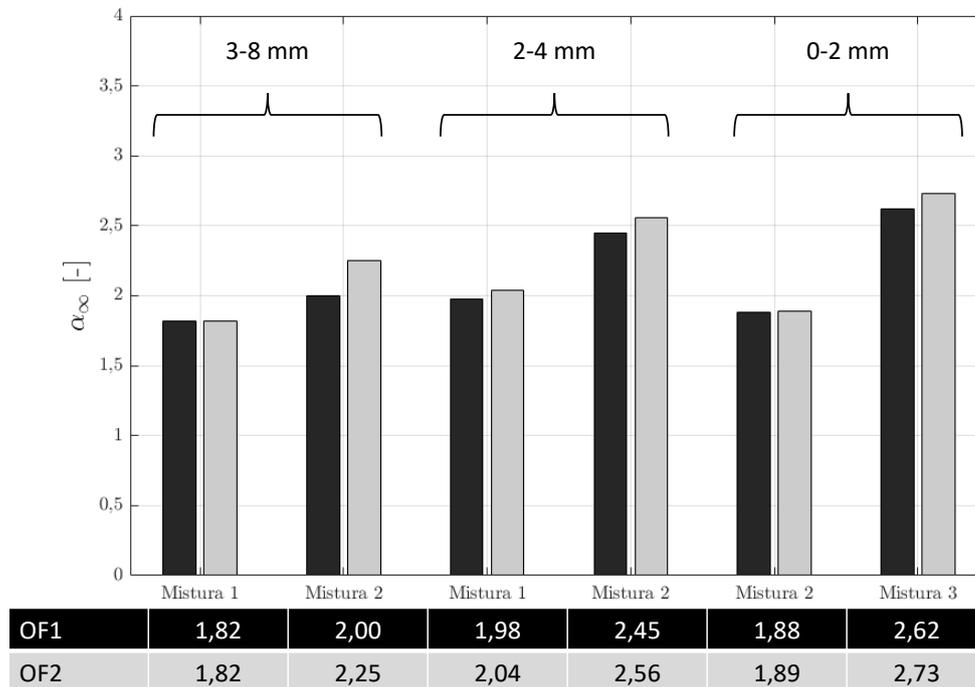


Figura 4.9.: Valor médio da tortuosidade para diferentes misturas e tamanhos de grãos usando as funções objetivo  $OF_1$  e  $OF_2$  e considerando os 6 provetes produzidos para cada caso.

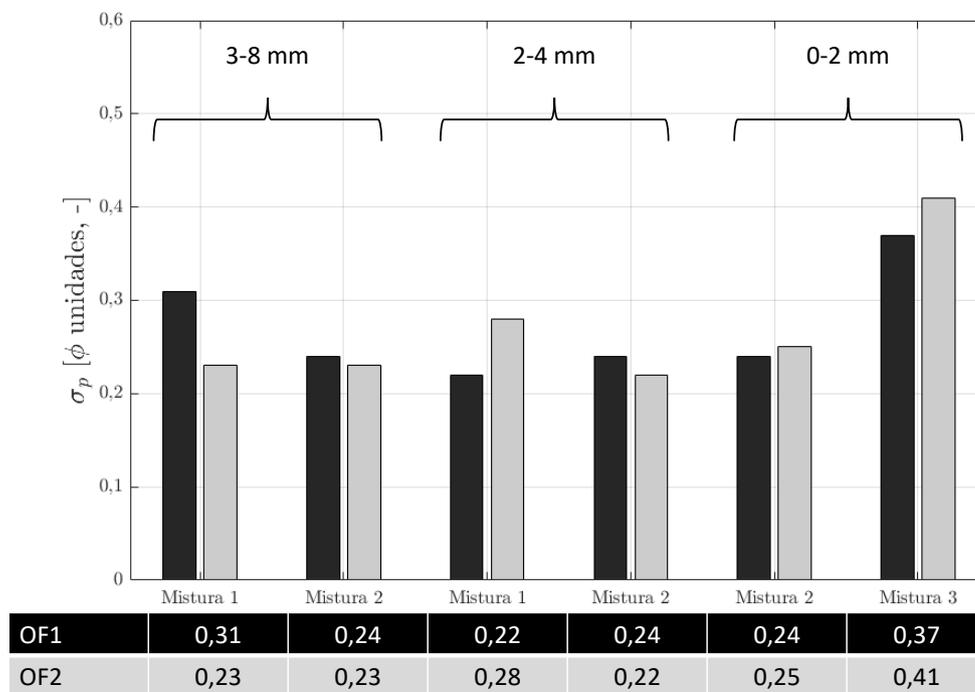


Figura 4.10.: Valor médio do desvio padrão do tamanho dos poros para diferentes misturas e tamanhos de grãos usando as funções objetivo  $OF_1$  e  $OF_2$  e considerando os 6 provetes produzidos para cada caso.

Ao observar os resultados obtidos, alguns quesitos se destacam. Em primeiro lugar, os valores obtidos para a resistividade ao fluxo de ar, Figura 4.8, apresentam diferenças significativas dependendo da definição da função objetivo ( $OF_1$  ou  $OF_2$ ). O uso da função objetivo  $OF_1$  leva a valores mais altos deste parâmetro macroscópico, os quais podem ser quase o dobro dos valores obtidos através da função objetivo  $OF_2$  para tamanhos de grão 3-8 mm e na mistura 1. Essa diferença é mais evidente para os tamanhos de grão maiores e é progressivamente atenuada à medida que os grãos mais finos são considerados. Para os grãos menores a diferença entre as funções objetivo  $OF_1$  e  $OF_2$  é menor que 10% para ambas misturas testadas. Uma conclusão interessante que pode ser inferida é que o aumento da quantidade de cimento leva a valores mais altos da resistividade ao fluxo de ar. Fisicamente, este era um comportamento esperado, considerando que as amostras tendem a ter uma estrutura interna mais fechada, com menos vazios e canais intersticiais menos abertos, dificultando o fluxo de ar.

Analisando os valores obtidos para a tortuosidade, (Figura 4.9), e para o desvio padrão do tamanho dos poros, (Figura 4.10), as diferenças obtidas entre ambas as estratégias de inversão são muito menores, e os resultados mais consistentes entre as duas estratégias parecem ser obtidos. Para o caso da tortuosidade, os valores obtidos estão sempre acima de 1,80, valores, o que era esperado para esse tipo de material, enquanto o desvio padrão do tamanho dos poros varia entre 0,22 e 0,41, que são valores intermédios entre os dados encontrados em [120] e [54].

A fim de verificar a aplicação dos parâmetros macroscópicos obtidos, para reproduzir o comportamento acústico das amostras ensaiadas, as Figuras 4.11, 4.12 e 4.13 apresentam uma comparação entre o resultado experimental da impedância de superfície e coeficiente de absorção para quatro casos ilustrativos. São incluídos os resultados das seguintes combinações: Tamanho de grão 0-2 mm, espessura de 4 cm

(mistura 3) e 8 cm (mistura 2) (Figura 4.11); Tamanho de grão 2-4 mm, espessura de 6 cm (mistura 1) e 8 cm (mistura 1) (Figura 4.12); Tamanho de grão 3-8 mm, espessura de 4 cm (mistura 2) e 6 cm (mistura 2) (Figura 4.13).

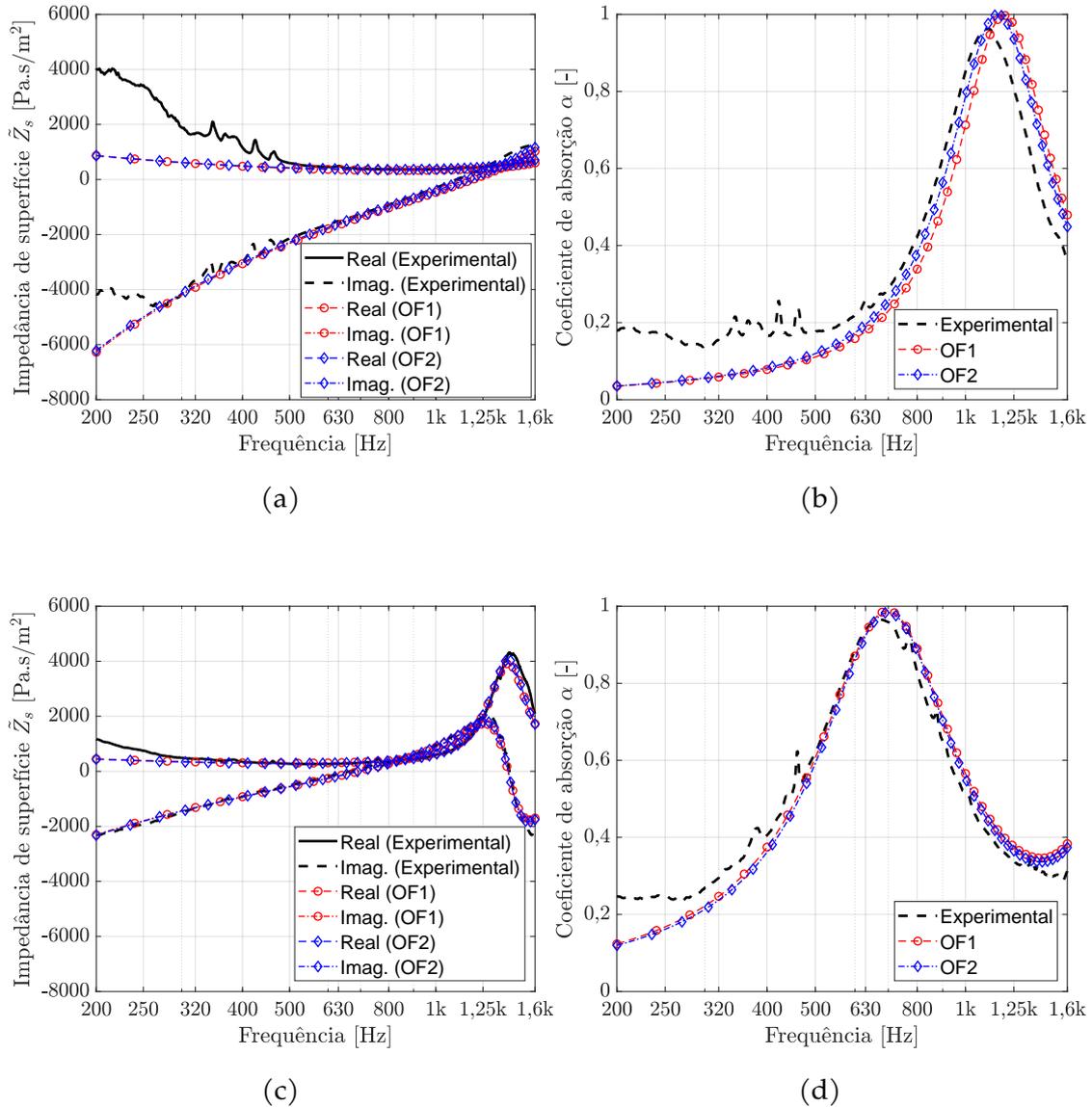


Figura 4.11.: Comparação entre as inversões determinadas e a impedância de superfície experimental (esquerda) e o coeficiente de absorção (direita) para amostras de tamanho de grão 0-2 mm: (a) e (b) 4 cm de espessura e mistura 3; (c) e (d) 8 cm de espessura e mistura 2. Resultados experimentais correspondentes a média entre os dois provetes.

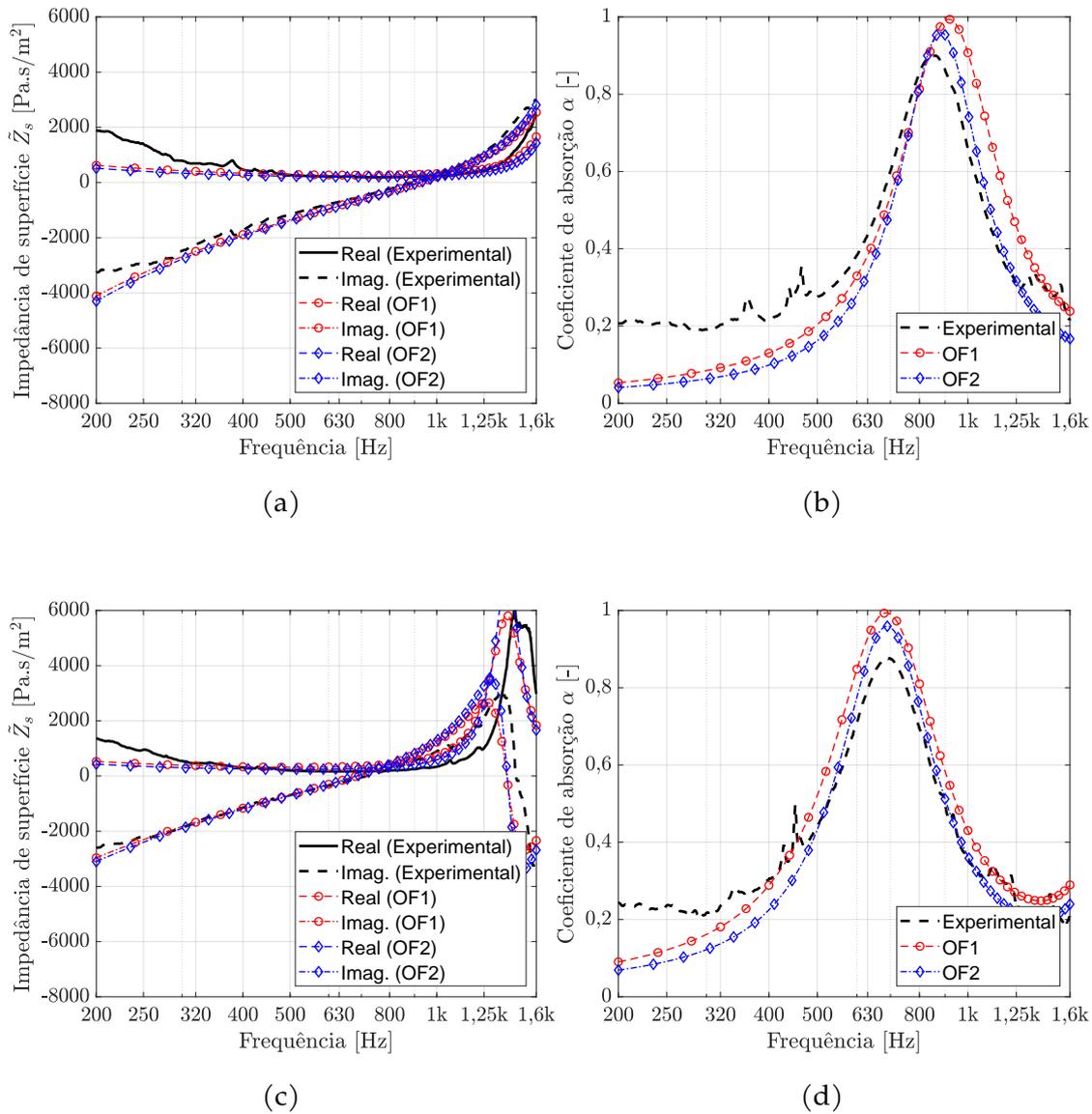


Figura 4.12.: Comparação entre as inversões determinadas e a impedância de superfície experimental (esquerda) e o coeficiente de absorção (direita) para amostras: (a) e (b) Tamanho de grão 2-4 mm, 6 cm de espessura e mistura 1; (c) e (d) Tamanho de grão 2-4 mm, 8 cm de espessura e mistura 1. Resultados experimentais correspondentes a média entre os dois provetes.

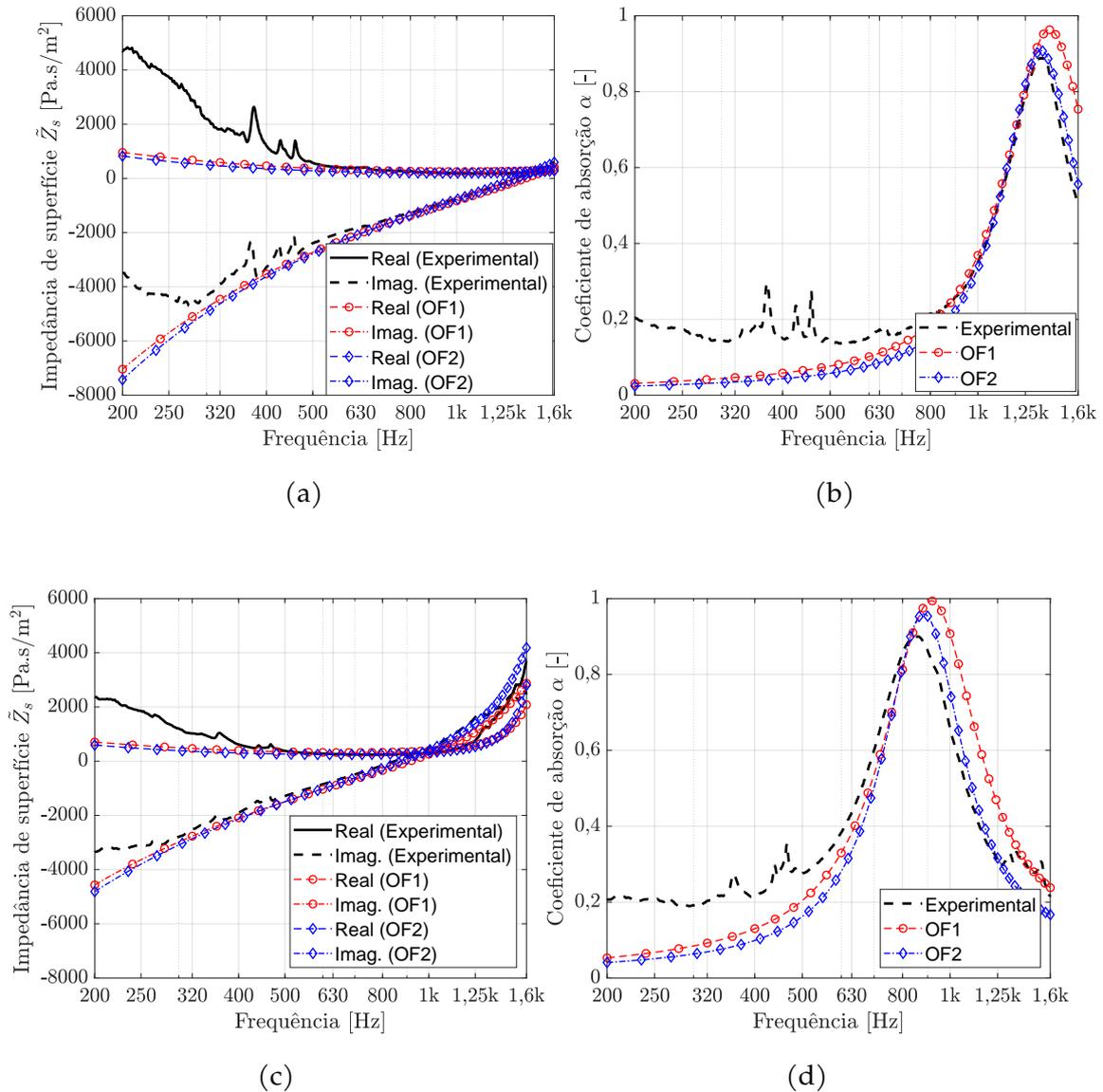


Figura 4.13.: Comparação entre as inversões determinadas e a impedância de superfície experimental (esquerda) e o coeficiente de absorção (direita) para amostras: (a) e (b) Tamanho de grão 3-8 mm, 4 cm de espessura e mistura 2; (c) e (d) Tamanho de grão 3-8 mm, 6 cm de espessura e mistura 2. Resultados experimentais correspondentes a média entre os dois provetes.

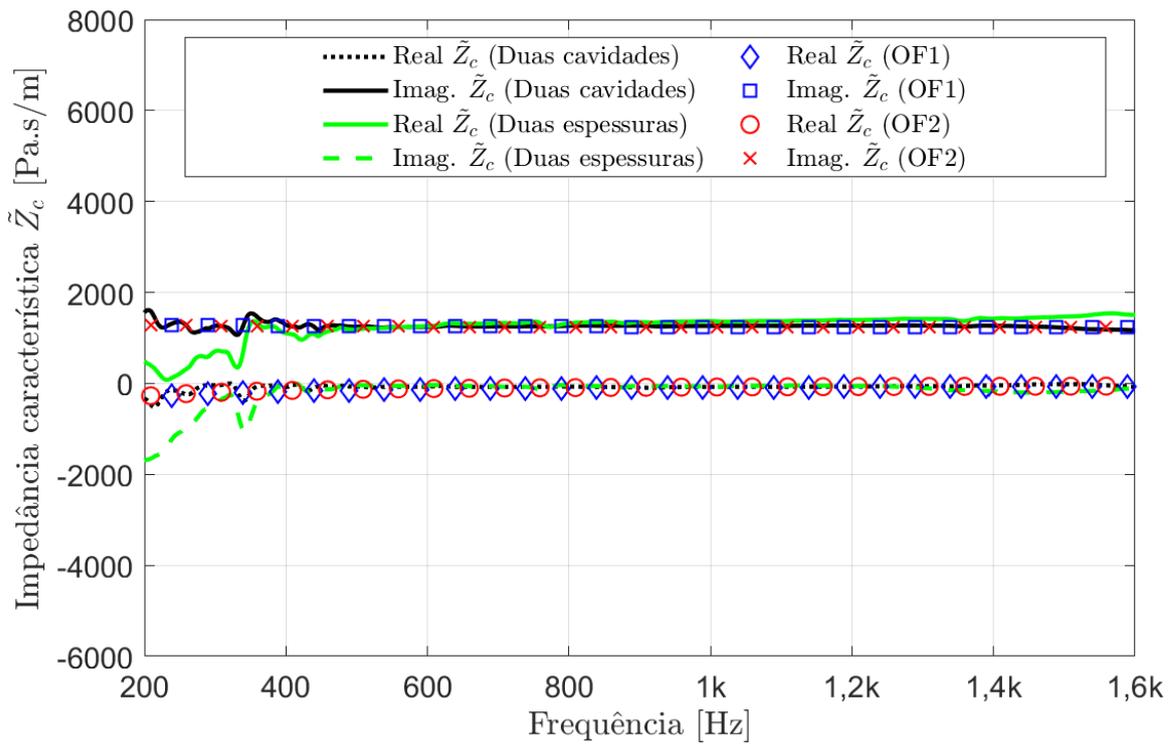
Ao observar os gráficos apresentados, nota-se que, apesar das diferenças registradas nos parâmetros obtidos nos dois processos de inversão, ambos parecem permitir uma representação razoavelmente boa das curvas de coeficiente de absorção e da impedância de superfície, tanto na parte real quanto na imaginária. Entretanto, algumas diferenças podem ser notadas entre os dois modelos, particularmente no

que diz respeito ao coeficiente de absorção. Dependendo da configuração analisada, tanto  $OF_1$  quanto  $OF_2$  podem produzir uma melhor aproximação. Para as curvas de impedância de superfície, boas representações parecem ocorrer pelos dois conjuntos. Entretanto, para as amostras produzidas com o tamanho de grão 0-2 mm, as curvas geradas a partir da estratégia  $OF_1$  parecem adequar-se melhor aos resultados experimentais.

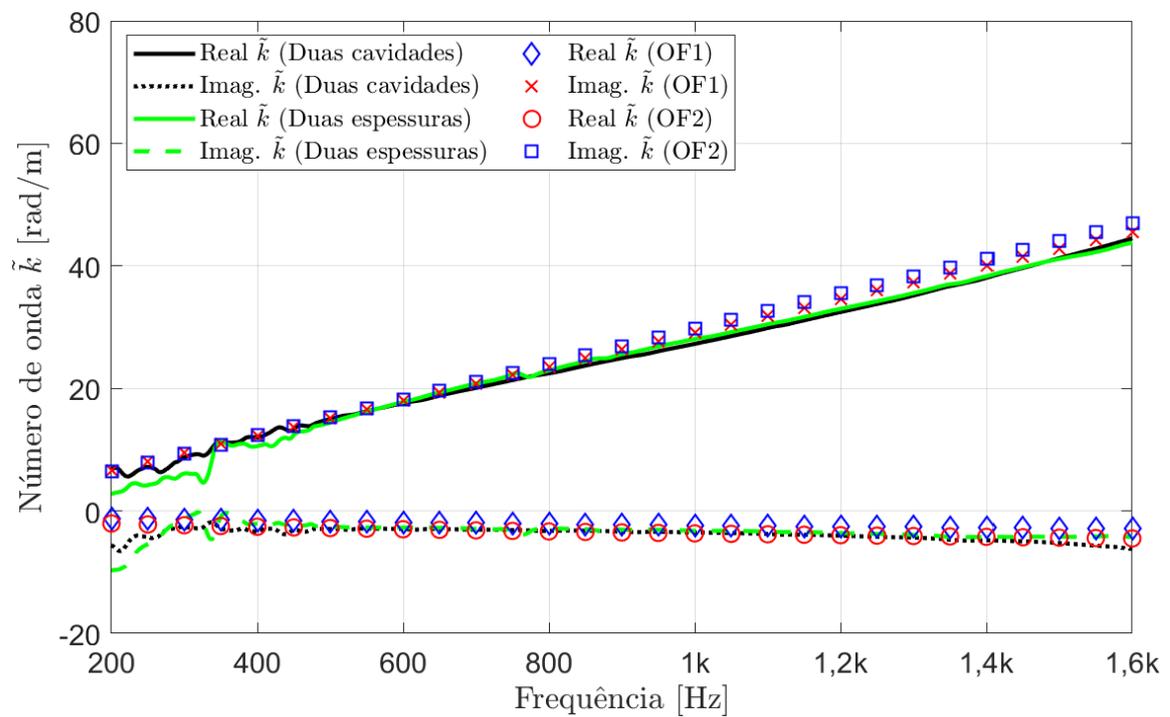
### 4.3.2 Impedância característica e número de onda experimental

Com o objetivo de validar as inversões realizadas através das funções objetivo  $OF_1$  e  $OF_2$  discutidas na secção anterior, optou-se pela utilização de dois métodos experimentais em tubo de impedância, o método de duas cavidades [99] e o método de duas espessuras [100], que, conforme descritos na Secção 3.3.3, permitem a caracterização experimental da impedância característica e número de onda. O método de duas cavidades é baseado em duas medições experimentais em tubo de impedância com duas cavidades diferentes de ar entre a amostra e a terminação rígida do tubo. O método de duas espessuras é baseado também em duas medições experimentais em tubo de impedância, porém com duas amostras de espessuras diferentes.

Para a caracterização experimental utilizaram-se as amostra de 4 cm de espessura e mistura 2, na avaliação através do método de duas cavidades, realizando uma medição com cavidade de ar de 2 cm entre a amostra e a terminação rígida, enquanto a outra medição é realizada com a amostra posicionada junto à terminação rígida. Para o método de duas espessuras utilizou-se as amostras de 4 cm e 8 cm. As Figuras 4.14, 4.15 e 4.16 apresentam os resultados obtidos para os três tamanhos de grãos e para a mistura 2, respetivamente, para as amostras de 0-2 mm, 2-4 mm e 3-8mm, sendo essa mistura existente para todos os tamanhos de grãos

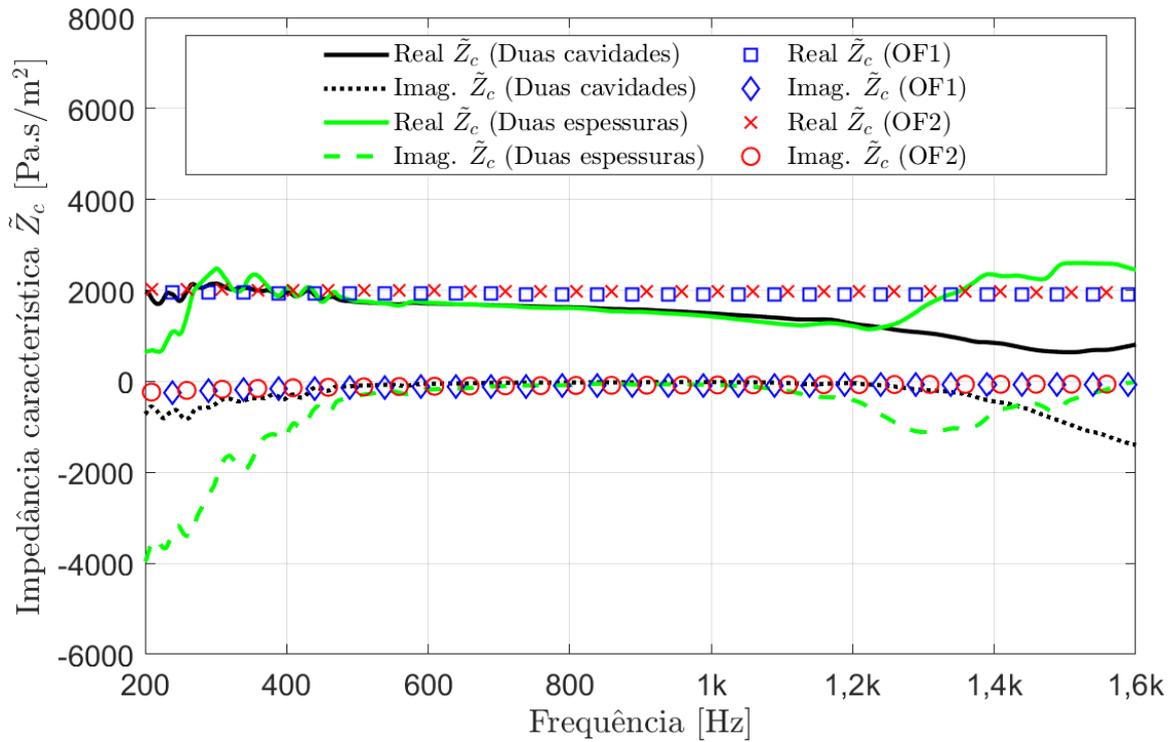


(a)

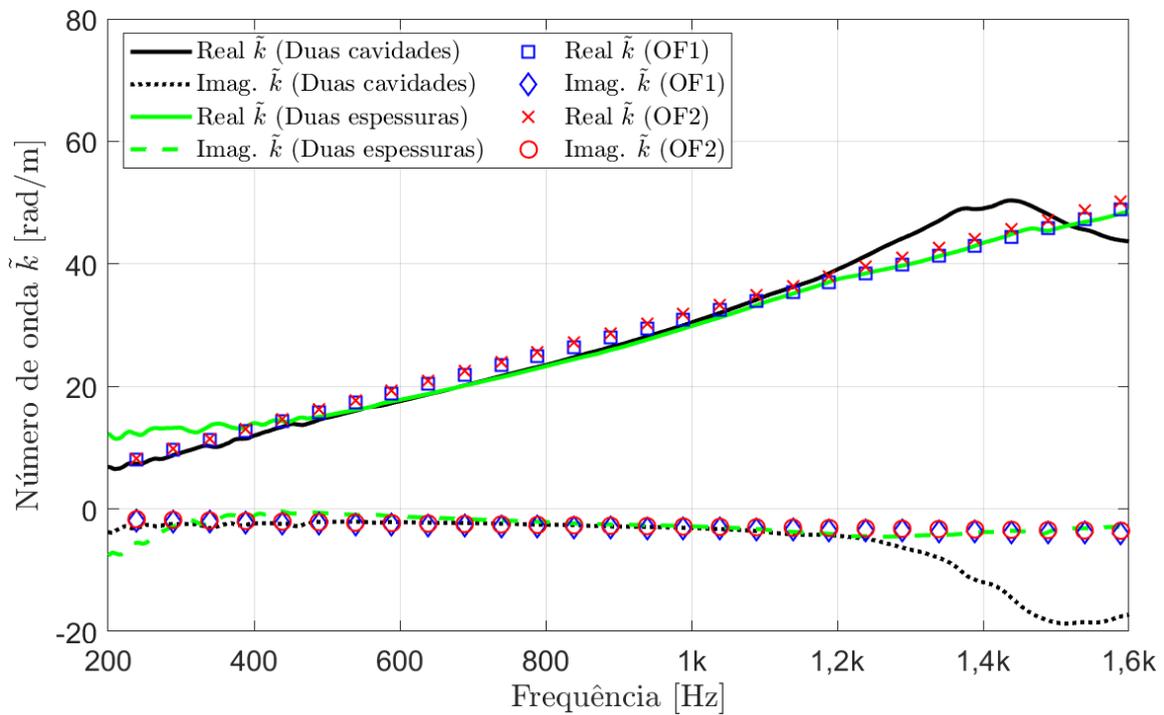


(b)

Figura 4.14.: Comparação entre impedância característica (a) e número de onda (b) determinados para amostras com tamanho de grão 0-2 mm e mistura 2 utilizando o método de duas cavidades e duas espessuras.

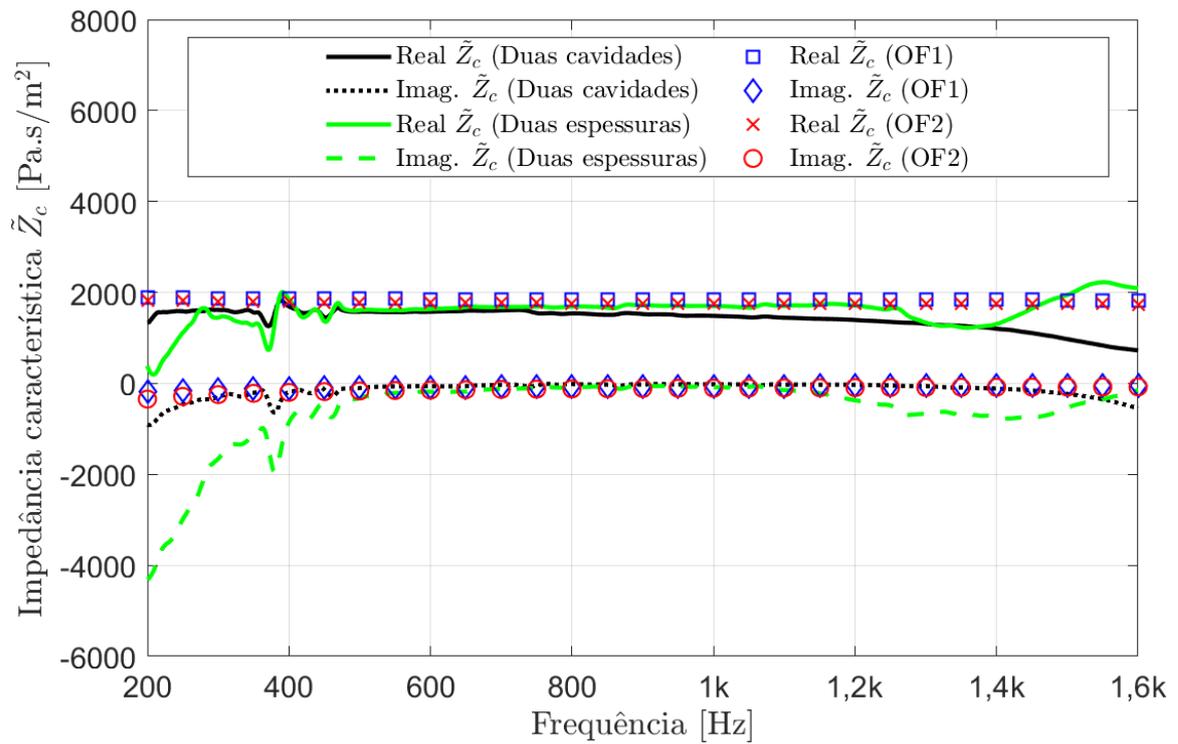


(a)

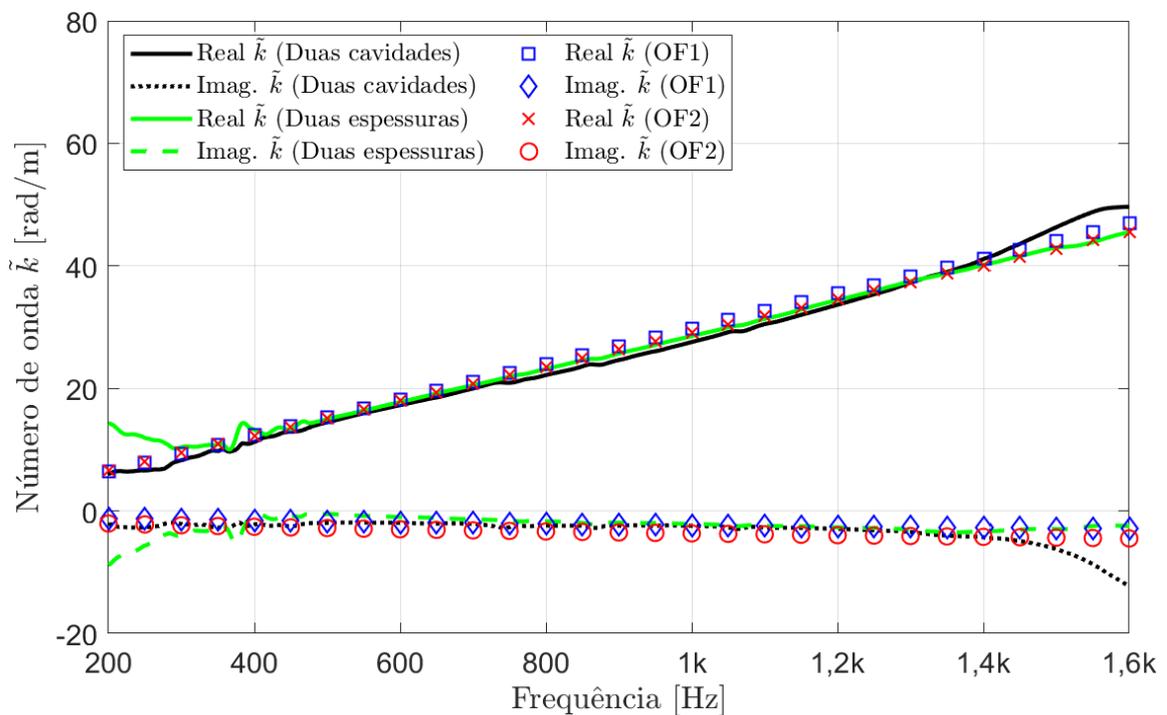


(b)

Figura 4.15.: Comparação entre impedância característica (a) e número de onda (b) determinados para amostras com tamanho de grão 2-4 mm e mistura 2 utilizando o método de duas cavidades e duas espessuras.



(a)



(b)

Figura 4.16.: Comparação entre impedância característica (a) e número de onda (b) determinados para amostras com tamanho de grão 3-8 mm e mistura 2 utilizando o método de duas cavidades e duas espessuras.

Todos os resultados apresentados possuem uma boa concordância entre ambos os métodos, para a gama de frequências entre 500 e 1200 Hz, enquanto para frequências mais baixas e mais altas, algumas discrepâncias são visíveis. Podendo estas ser identificadas tanto para a impedância característica quanto para o número de onda. É particularmente evidente que, na impedância característica, são visíveis as oscilações nas frequências mais baixas. Uma possível explicação para essas oscilações e também para o melhor comportamento observado nas amostras com os grãos mais finos pode estar relacionada com a heterogeneidade das amostras testadas e com as diferenças entre as duas amostras do mesmo tipo, o que é de particular relevância quando grãos de tamanhos maiores são usados. De facto, para os grãos de menor tamanho, um comportamento muito mais regular pode ser observado entre ambos os métodos, apresentando resultados similares em toda a faixa de frequência acima de 400 Hz. Recorda-se que os dois parâmetros caracterizados (impedância característica e número de onda) serão úteis para a incorporação em modelos de fluido equivalente, permitindo simular o comportamento acústico dos materiais estudados para diferentes configurações.

#### 4.4 Previsão da absorção sonora por diferentes abordagens

Após a obtenção, tanto experimental quanto analítica, dos parâmetros macroscópicos que permitem prever e representar de maneira fiel o comportamento das amostras produzidas, na presente secção a previsão da absorção sonora será apresentada utilizando quatro abordagens diferentes, todas baseadas em modelos de fluidos equivalentes:

- O modelo semifenomenológico de Horoshenkov-Swift, utilizando os parâmetros macroscópicos estimados pelo procedimento de inversão baseado na função objetivo  $OF_1$ ;

- O modelo semifenomenológico de Horoshenkov-Swift, utilizando os parâmetros macroscópicos estimados pelo procedimento de inversão baseado na função objetivo  $OF_2$ ;
- Utilização direta da impedância característica e do número de onda obtidos experimentalmente pelo método experimental de duas cavidades;
- Utilização direta da impedância característica e do número de onda obtidos experimentalmente pelo método experimental de duas espessuras.

Nesta análise, o coeficiente de absorção sonora é avaliado para os quatro modelos e variando as suas espessuras de 4 cm a 25 cm, correspondendo a uma extrapolação do comportamento dos materiais para espessuras fora da faixa testada experimentalmente. Nota-se que uma das vantagens de utilizar abordagens propostas em modelos de fluidos equivalente é a possibilidade de prever o comportamento dos materiais caracterizados para cenários além daqueles realmente testados experimentalmente.

As Figuras 4.17, 4.18 e 4.19 apresentam os coeficientes de absorção sonora calculados para os tamanhos de grãos 0-2 mm, 2-4 mm e 3-8 mm, respectivamente, considerando a mistura 2, em que os tons mais claros representam maiores valores de coeficiente de absorção sonora. Nas figuras referentes à previsão baseada nos resultados experimentais, apresentam-se duas linhas tracejadas demarcando a região entre 500 e 1200 Hz, indicando a gama de frequências limites com comportamento estável identificado.

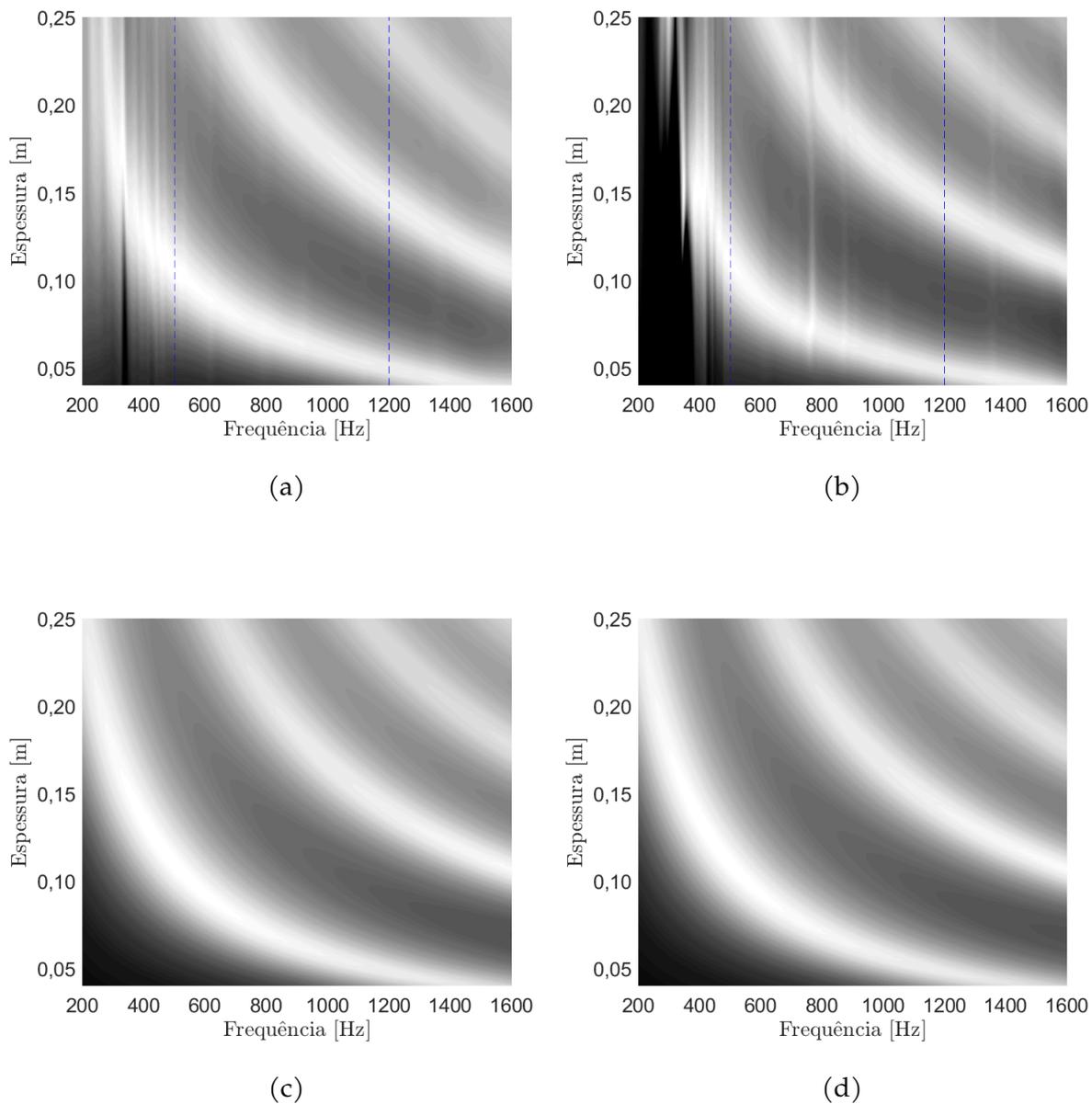


Figura 4.17.: Comparação da previsão do coeficiente de absorção sonora, em que os tons mais claros correspondem aos maiores valores de absorção sonora e os tons mais escuros correspondem aos vales, para os quatro métodos propostos considerando tamanho de grão 0-2 mm e mistura 2: (a) método de duas cavidades; (b) método de duas espessuras; (c) inversão dos parâmetros macroscópicos por  $OF_1$ ; (d) inversão dos parâmetros macroscópicos por  $OF_2$ .

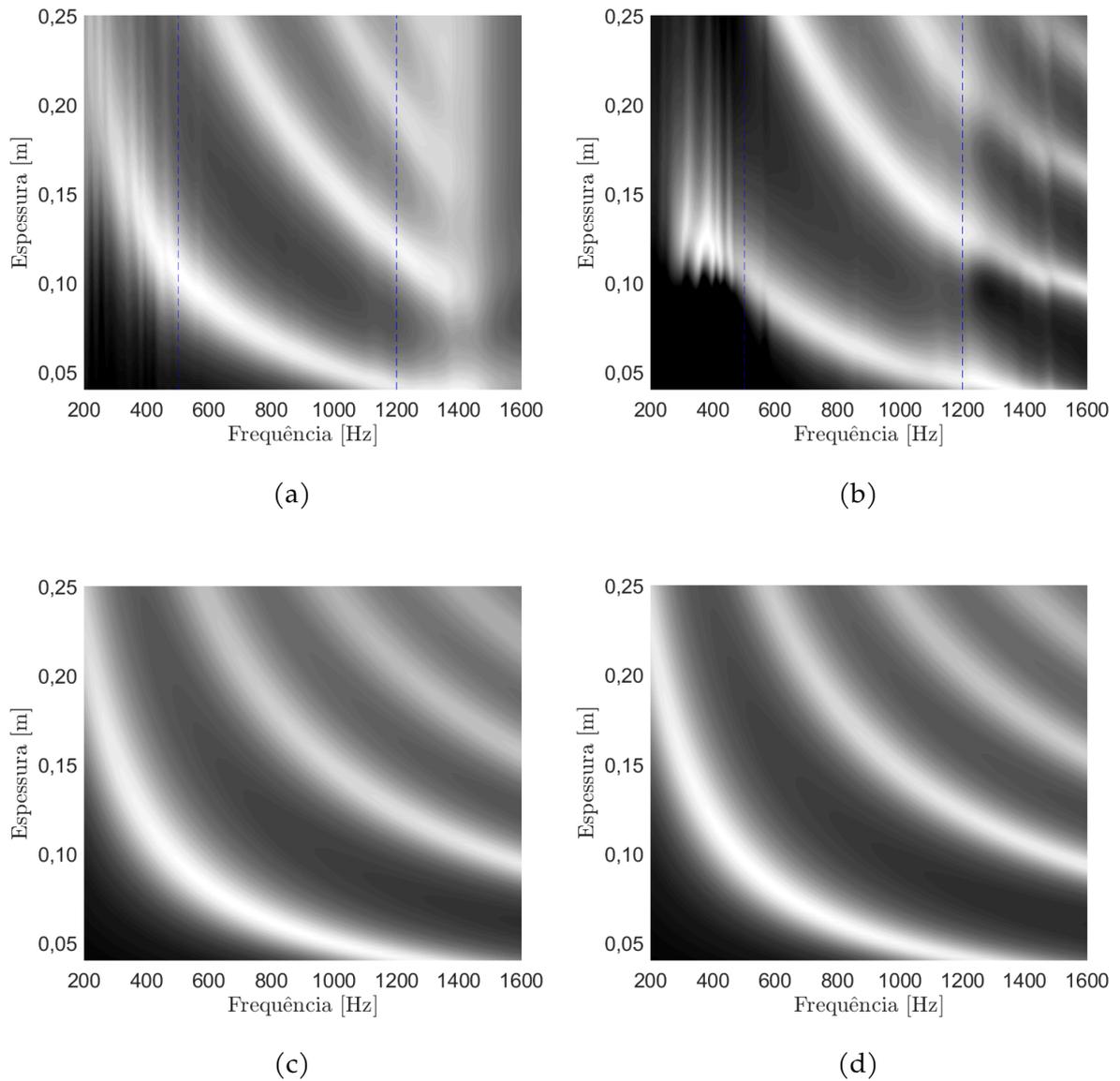


Figura 4.18.: Comparação da previsão do coeficiente de absorção sonora, em que os tons mais claros correspondem aos maiores valores de absorção sonora e os tons mais escuros correspondem aos vales, para os quatro métodos propostos considerando tamanho de grão 2-4 mm e mistura 2: (a) método de duas cavidades; (b) método de duas espessuras; (c) inversão dos parâmetros macroscópicos por  $OF_1$ ; (d) inversão dos parâmetros macroscópicos por  $OF_2$ .

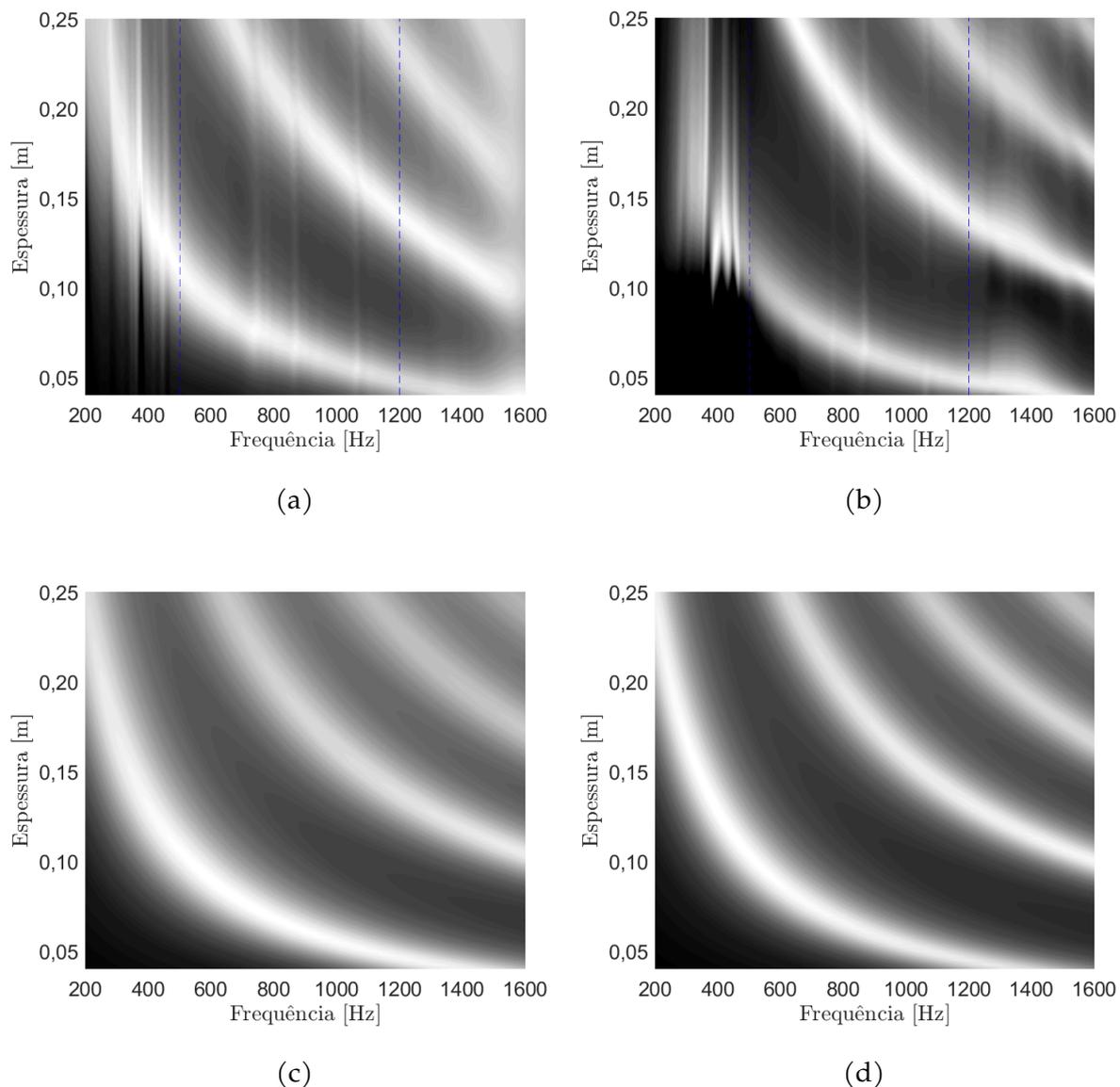
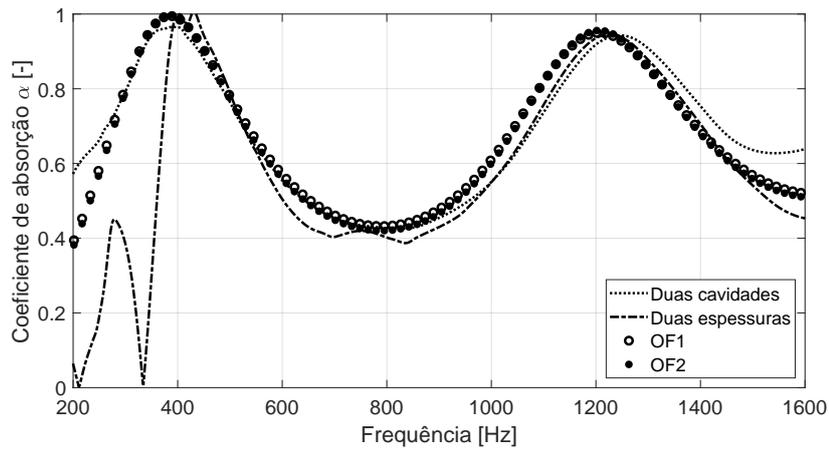


Figura 4.19.: Comparação da previsão do coeficiente de absorção sonora, em que os tons mais claros correspondem aos maiores valores de absorção sonora e os tons mais escuros correspondem aos vales, para os quatro métodos propostos considerando tamanho de grão 3-8 mm e mistura 2: (a) método de duas cavidades; (b) método de duas espessuras; (c) inversão dos parâmetros macroscópicos por  $OF_1$ ; (d) inversão dos parâmetros macroscópicos por  $OF_2$ .

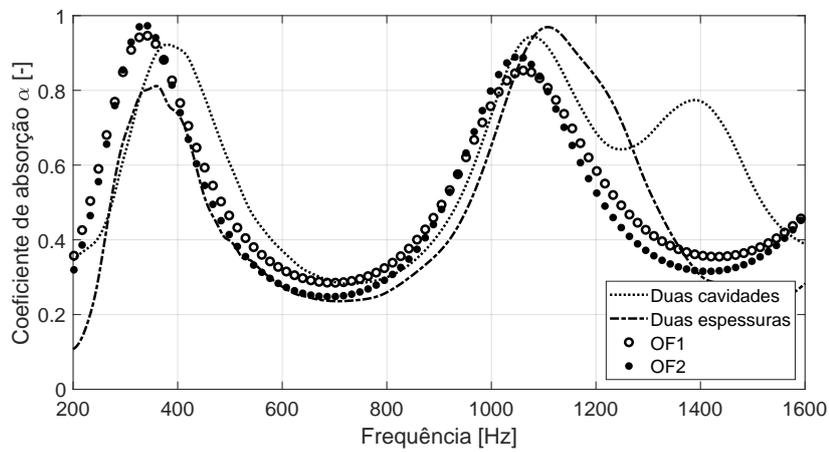
Observa-se, em todos os casos, a presença de uma estrutura de picos (tons mais claros) e vales (tons mais escuros), com oscilações progressivas ao longo do eixo das frequências. Essa estrutura é claramente vista tanto nas previsões

oriundas dos resultados experimentais, como também nas previsões calculadas a partir do modelo semifenomenológico de Horoshenkov-Swift, correspondendo às interferências destrutivas e construtivas entre as ondas que se propagam no interior do material. A comparação entre os resultados teóricos e experimentais confirma que, claramente abaixo de 500 Hz e acima de 1200 Hz ocorrem oscilações fortes, levando a resultados não confiáveis quando estimados os valores do coeficiente de absorção para além desses limites. Também se observa que o agregado de tamanho de grão 0-2 mm apresentado na Figura 4.17 possui os resultados mais "limpos", possivelmente devido à menor heterogeneidade das amostras testadas.

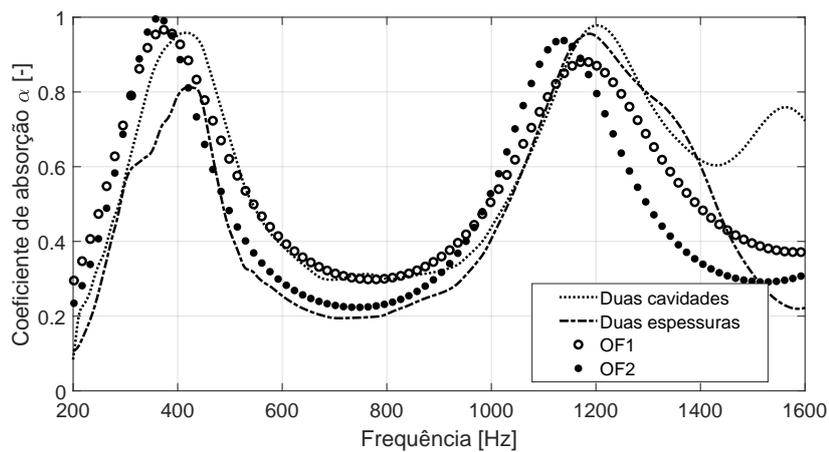
Ao comparar-se os resultados dos três tipos de agregados, nota-se que o agregado com tamanho de grão 0-2mm possui um tom geral mais claro, com vales menos profundos entre os picos observados. Já os agregados com tamanhos de grãos 2-4 mm e 3-8 mm apresentam reduções mais profundas da absorção sonora entre os picos, aparentemente oscilando mais a absorção sonora entre picos e vales. Esta observação parece indicar que uma maior dissipação de energia ocorre dentro das amostras com agregado de menor tamanho, o que é corroborado pela parte imaginária negativa ligeiramente maior registrada no número de onda deste tipo de amostra, conforme apresentado na Figura 4.14. Para melhor evidenciar esse comportamento, a Figura 4.20 tem como objetivo demonstrar as previsões calculadas para uma amostra com espessura de 14 cm. Neste caso, pode-se confirmar que os resultados para o agregado de 0-2 mm apresentam picos mais amplos e maior absorção nas regiões de vale. Além disso, também se observa uma excelente concordância entre as previsões derivadas experimentalmente e através do modelo de Horoshenkov-Swift para esse tamanho de agregado, enquanto uma pior concordância é apresentada para os demais dois casos. Para todas as curvas nota-se algumas oscilações espúrias, essas relacionadas às incertezas experimentais e à heterogeneidade entre as amostras do mesmo tipo.



(a)



(b)



(c)

Figura 4.20.: Comparação do coeficiente de absorção previsto, considerando os quatro métodos, para todos os tipos de agregados, mistura 2, espessura de 14 cm: (a) tamanho de grão 0-2 mm; (b) tamanho de grão 2-4 mm; (c) tamanho de grão 3-8 mm.

## 4.5 Considerações finais

O presente capítulo, apresentou como principal contribuição, o estudo das propriedades de absorção acústica de materiais porosos granulares, mais precisamente betão poroso leve, usando agregados de argila expandida na sua composição. Diferentes tamanhos de agregados e proporções (água/cimento/agregado) foram usadas para produção de diversas amostras, permitindo o estudo da influência dos diferentes parâmetros no comportamento absorvente dos materiais. Foi possível identificar uma clara influência do tamanho do grão e da quantidade de cimento na absorção sonora proporcionada pelo material, com a quantidade de cimento desempenhando um papel muito importante.

Dois modelos inversos foram utilizados, ambos baseados na representação teórica de fluido equivalente proposta por Horoshenkov e Swift, um deles baseado na impedância de superfície e o outro no coeficiente de absorção sonora. Os resultados obtidos demonstraram que as duas abordagens podem levar a valores um pouco diferentes dos parâmetros macroscópicos do material, embora mantendo a mesma ordem de grandeza. Os resultados apresentados também mostram a existência de uma forte relação entre o parâmetro físico/macroscópico (densidade, porosidade aberta, resistividade ao fluxo de ar e tortuosidade) e a quantidade de cimento utilizada na preparação das misturas, para todos os tamanhos de grãos dos agregados em argila expandida.

A comparação entre duas estratégias baseadas em medições experimentais também foi realizada, nomeadamente com os métodos de duas cavidades e duas espessuras. Todas as abordagens testadas são consideradas de interesse significativo, uma vez que permitem obter informações que podem ser interessantes para a representação de materiais granulares consolidados como fluidos equivalentes em

modelos numéricos, permitindo uma grande flexibilidade na representação de configurações bastante complexas (como estruturas multi camadas ou estruturas com superfícies irregulares). Os resultados obtidos com ambos os métodos foram utilizados para previsão da absorção sonora proporcionada por uma faixa mais ampla de espessuras, e as observações indicam que todas elas permitem a obtenção de curvas de coeficiente de absorção bastante semelhantes, mesmo com espessuras maiores.

Acredita-se que as conclusões deste estudo podem ser bastante úteis para propósitos práticos, dando uma visão adicional sobre o comportamento acústico do betão leve, e confirmando que, para este tipo de material, boas estimativas de absorção sonora podem ser obtidas com a utilização de modelos teóricos, como o modelo de Horoshenkov-Swift usado aqui, permitindo a representação dos materiais caracterizados nos estudos a serem realizados nos próximos capítulos.

## 5 Incidência difusa

Conforme já foi abordado ao longo do texto, é conhecido o grande interesse existente no desenvolvimento de soluções absorventes para aplicação em meios exteriores e interiores, que apresentem como leves e de fácil produção.

A maioria das indústrias e empresas que prestam consultoria na área da acústica aplicada carecem de informações concretas sobre os materiais utilizados em seus projetos, obtendo apenas resultados de coeficiente de absorção sonora disponibilizados em catálogos comerciais. Estes dados contêm geralmente resultados experimentais limitados em bandas de oitava e sem muitas especificações sobre o procedimento do ensaio. Quando um engenheiro acústico pretende realizar um projeto com aplicação de materiais de absorção sonora depara-se com a falta de dados necessários para a representação dos materiais em modelos de simulação numérica. Considerando que, na maioria dos casos, o projetista não possui a alternativa de realizar o ensaio de caracterização para diversos materiais, devido ao elevado custo desse procedimento, a alternativa mais comum passa a ser a utilização de um tubo de impedância, permitindo a caracterização experimental de amostras pequenas considerando incidência normal, surgindo depois a necessidade de alternativas para previsão do comportamento absorvente em campo difuso.

Ao pesquisar alternativas para a passagem do coeficiente de absorção sonora considerando incidência normal para campo difuso algumas equações analíticas são encontradas, sendo a mais comumente utilizada descrita na Norma ISO 10534-2 [95], em que se considera a amostra infinita e a propagação no interior do material

como localmente reativa. Albert London, em 1950, contribuiu com duas equações empíricas simples para esse procedimento [132, 133]. Outra alternativa bastante conhecida considera uma camada única de material poroso e assume ondas planas com incidência difusa sendo apresentada em [7]. As metodologias apresentadas assumem as camadas dos materiais como infinitas nas direções laterais, tendendo para um resultado diferente do registrado em ensaios em câmara reverberante. A impedância de radiação normalizada passa a ser então incluída no cálculo, considerando um material de dimensões finitas [134–137].

Como a aplicação de um material absorvente costuma ser realizada em campo sonoro em que existe incidência de diversos ângulos, o coeficiente de absorção é obtido através da Equação (5.1), em que se aplica uma integração de  $\alpha(\theta_i)$  entre os ângulos de  $0^\circ$  e  $90^\circ$  num plano 2D. A derivação dessa equação pode ser encontrada em [96].

$$\alpha_s = 2 \int_{0^\circ}^{90^\circ} \alpha(\theta_i) \sin(\theta_i) \cos(\theta_i) d\theta_i = \int_{0^\circ}^{90^\circ} \alpha(\theta_i) \sin(\theta_i) d\theta_i. \quad (5.1)$$

Com o objetivo de estudar o comportamento da absorção sonora de materiais granulares do tipo betão poroso em campo difuso, um modelo numérico BEM 3D governado pela equação de Kirchhoff-Helmholtz foi proposto, no qual o material poroso é representado através de fluido equivalente, obtido pelo modelo semifenomenológico de Horoshenkov-Swift. Uma validação do modelo é apresentada e discutida, assim como o estudo da influência do tamanho dos painéis na absorção sonora.

A fim de melhorar o desempenho absorvente dos materiais estudados foram propostas superfícies irregulares. A Figura 5.1 ilustra os planos  $x0y$  e  $x0z$  de um painel com superfícies irregulares, em que quatro configurações serão estudadas,

com variação entre: vazios,  $l_1$ ; colunas irregulares,  $l_2$ ; espessura da base,  $d$ ; espessura da irregularidade,  $h$ . Estas configurações são divididas em três grupos de avaliação para cada configuração, conforme será apresentado na Secção 5.5.

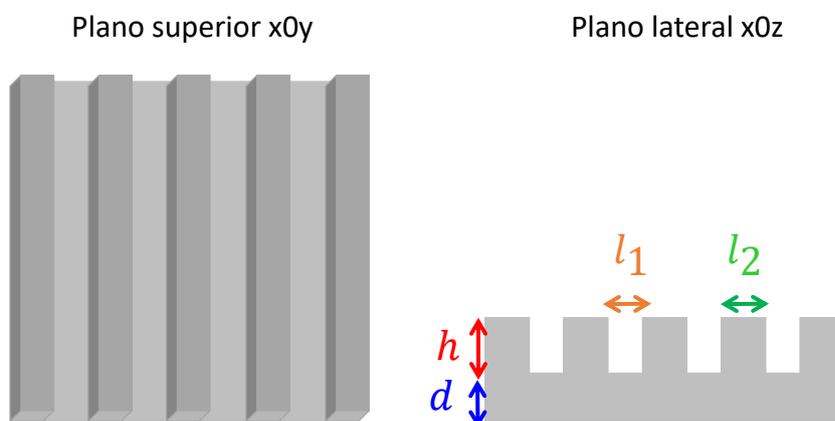


Figura 5.1.: Ilustração da vista superior e lateral de painéis com superfícies irregulares.

Os painéis propostos com superfície irregular são comparados com os do mesmo material porém com superfície lisa, com objetivo de aumentar a absorção sonora ao longo da gama de frequências. Note-se que o coeficiente de absorção sonora proporcionado por materiais de betão poroso, seguem uma curva de coeficiente de absorção sonora compostas por picos e vales bem definidos, que se pretende neste âmbito melhorar. Observa-se a estratégia de aplicação de irregularidades de superfície do material absorvente como muito interessante, se apresentando alternativas eficazes e de possível aplicação prática. Os mapas de nível da pressão sonora são apresentados para se entender o comportamento da energia sonora refletida pelo painel absorvente, sendo calculados para as frequências de maior acréscimo do coeficiente de absorção quando comparado com um painel de superfície plana e com o mesmo volume de material necessário para sua fabricação.

O presente capítulo tem a seguinte estrutura: a Secção 5.1 realiza um levantamento de diversas alternativas analíticas para passagem do coeficiente de absorção sonora considerando incidência normal para campo difuso; a Secção 5.2 apresenta o modelo

BEM 3D proposto para cálculo do coeficiente de absorção sonora em campo difuso; na Secção 5.3 demonstra-se a metodologia avaliada para validação do modelo BEM 3D, comparando resultados experimentais com os calculados analiticamente e numericamente; na Secção 5.4 apresenta-se o estudo da previsão da absorção sonora em campo difuso para materiais do tipo betão poroso; na Secção 5.5 realiza-se o estudo paramétrico de superfícies irregulares para aumento do desempenho absorvente de materiais porosos do tipo betão poroso, comparando as geometrias propostas com painéis planos com volume equivalente de material; a Secção 5.6 finaliza o capítulo com algumas considerações finais.

## **5.1 Soluções analíticas para previsão da absorção sonora em campo difuso**

A presente secção tem como objetivo estabelecer os equacionamentos analíticos existentes para a passagem do coeficiente de absorção sonora, considerando de incidência normal para campo difuso. Estes métodos serão testados, analisados e discutidos, sendo também comparados com o modelo numérico proposto.

### **5.1.1 Equações propostas por London**

Quando se pensa em metodologias experimentais para caracterização da absorção sonora de materiais referem-se inicialmente as duas principais opções normalizadas e já apresentadas na Secção 3.3, nomeadamente o método do tubo de impedância, descrito pela Norma ISO 10534-2 [95], e o método da câmara reverberante [97]. Porém, a passagem do coeficiente de absorção sonora experimental de condições de incidência normal para campo difuso tem sido muito discutida. A Norma ISO 10534-2 apresenta uma alternativa para previsão dessa passagem, considerando que a amostra infinita e que a propagação dentro do material é localmente reativa, ou

seja, possui uma transmissão normal e sem refrações. A Equação (5.2) descreve a metodologia apresentada por aquela norma,

$$\alpha_d = 8\gamma_n \left\{ 1 - \gamma_n \ln \left[ \frac{r'}{\gamma_n} + 2r' + 1 \right] + \left( \frac{x'}{r'} \right) \gamma_n \left( \left( \frac{r'}{x'} \right)^2 - 1 \right) \arctan \left( \frac{x'}{r' + 1} \right) \right\}, \quad (5.2)$$

em que  $\gamma_n = r' / (r'^2 + x'^2)$ ,  $r' = \text{Re}[\tilde{Z}_{\text{exp}} / \rho_0 c_0]$  e  $x' = \text{Im}[\tilde{Z}_{\text{exp}} / \rho_0 c_0]$ .

Por volta de 1950, Albert London apresentou duas equações empíricas simples para realizar essa passagem, comumente chamadas de primeira e segunda equações de London, de acordo com [132] e [133], e apresentadas, respetivamente, pelas seguintes equações:

$$\alpha_b = 8 \left[ \frac{1 - \sqrt{1 - \alpha_n}}{1 + \sqrt{1 - \alpha_n}} \right]^2 \left[ \frac{2}{1 - \sqrt{1 - \alpha_n}} - \frac{1 - \sqrt{1 - \alpha_n}}{2} + 2 \ln \left( \frac{1 - \sqrt{1 - \alpha_n}}{2} \right) \right], \quad (5.3)$$

$$\alpha_s = 4 \left[ \frac{1 - \sqrt{1 - \alpha_n}}{1 + \sqrt{1 - \alpha_n}} \right] \left[ \ln \left( \frac{2}{1 - \sqrt{1 - \alpha_n}} \right) - \frac{1 + \sqrt{1 - \alpha_n}}{2} \right], \quad (5.4)$$

em que  $\alpha_n$  é o coeficiente de absorção experimental para incidência normal.

Outra alternativa, apresentada em literaturas como [7], na qual se considera a impedância de superfície de um material poroso com uma única camada e assumindo ondas planas com incidência oblíqua, pode ser então calculada por:

$$\tilde{Z}_s(\theta_i) = -j \frac{\tilde{Z}_c}{\cos(\theta_t)} \cot [\tilde{k} \cos(\theta_t) d], \quad (5.5)$$

sendo esta equação dependente do ângulo de incidência ( $\theta_i$ ) e do ângulo de transmissão ( $\theta_t$ ), o qual pode ser definido através da lei de Snell-Descartes [10], e expresso pela seguinte equação,

$$\theta_t = \arcsen \left[ \left( \frac{k_0}{\tilde{k}} \right) \text{sen}(\theta_i) \right], \quad (5.6)$$

em que  $k_0$  é o número de onda do ar,  $\tilde{Z}_c$  é a impedância característica do material e  $\tilde{k}$  o número de onda complexo do material.  $\tilde{Z}_c$  e  $\tilde{k}$  podem ser obtidos através do módulo de compressibilidade,  $\tilde{K}_{eq}$ , e da massa volúmica equivalente do material,  $\tilde{\rho}_{eq}$ .

### 5.1.2 Impedância de radiação normalizada

Considerando que os modelos analíticos assumem as camadas dos materiais como infinitas nas direções laterais, outras propostas baseadas na utilização do conceito de impedância de radiação são apresentadas, uma vez que os métodos anteriores tendem a ter um resultado diferente do registrado em medição experimental de amostras finitas.

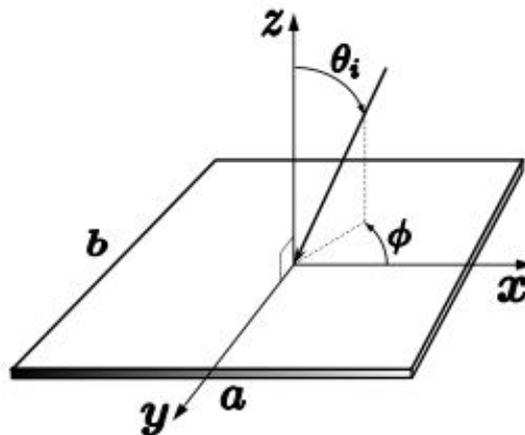


Figura 5.2.: Onda sonora incidente sobre uma amostra de dimensão retangular  $a \times b$ .

A impedância de radiação normalizada é então incluída no cálculo, para um material com dimensões retangulares, conforme apresentado na Figura 5.2, em que os ângulos de elevação e azimutal de ondas planas incidentes são representados, respetivamente, por  $\theta_i$  e  $\phi$ .

A impedância de radiação normalizada para um material absorvente com dimensões retangulares ( $a \times b$ ) pode ser calculada através da Equação (5.7), com mais

informações apresentado nos seguintes trabalhos [134–137].

$$\frac{\tilde{Z}_{\text{rad}}(\theta_i, \phi)}{Z_0} = \frac{jk_0}{2\pi ab} \int_0^a \int_0^b 4 \cos(k_0 \mu_x \kappa) \cos(k_0 \mu_y \tau) \frac{e^{-jk_0 \sqrt{\kappa^2 + \tau^2}}}{\sqrt{\kappa^2 + \tau^2}} (a - \kappa)(b - \tau) d\kappa d\tau. \quad (5.7)$$

Esta integração pode ser resolvida numericamente, por exemplo, através do *software* Matlab utilizando uma função de integração chamada "integral2(fun,0,a,0,b)". Encontram-se também algumas alternativas para simplificação desta expressão, como as apresentadas por [138] e [139], porém essas simplificações não foram utilizadas neste trabalho. Os termos  $\mu_x$  e  $\mu_y$  são definidos por  $\mu_x = \text{sen}(\theta_i) \cos(\phi)$  e  $\mu_y = \text{sen}(\theta_i) \text{sen}(\phi)$ .

O coeficiente de absorção para campo difuso, para qualquer ângulo de elevação ou azimutal, pode ser calculado por uma razão entre a potência sonora absorvida,  $\Pi_{\text{abs}}$ , e a potência sonora incidente sobre a amostra,  $\Pi_{\text{inc}}$ , conforme:

$$\alpha(\theta_i, \phi) = \frac{\Pi_{\text{abs}}}{\Pi_{\text{inc}}}. \quad (5.8)$$

A potência sonora incidente sobre a área da amostra provinda de uma onda plana, com dada direção em um espaço 2D (plano  $x0z$ ), pode ser calculada por:

$$\Pi_{\text{inc}}(\theta_i) = \frac{|\tilde{p}_{\text{inc}}|^2 ab}{2Z_0} \cos(\theta_i), \quad (5.9)$$

em que  $\tilde{p}_{\text{inc}}$  é a pressão sonora complexa provinda da onda plana. A fim de simplificação matemática, a pressão incidente pode ser considerada para uma amplitude real e unitária e o efeito da impedância de radiação não é considerada. Portanto, a potência sonora incidente considera campo livre de dimensão muito grande denotado pelo índice "inf", desta forma, a impedância de radiação é

$$\tilde{Z}_{\text{rad}} = Z_0 / \cos(\theta_i).$$

O coeficiente de absorção definido pela Equação (2.31), o qual considera incidência perpendicular com  $Z = 0$ , passa agora a ter influência do ângulo de incidência da onda sonora  $\theta_i$ , portanto:

$$\frac{\tilde{p}(\theta_i)}{\tilde{u}(\theta_i)} = \tilde{Z}_s(\theta_i) = \frac{1 + R_p}{1 - R_p} \frac{Z_0}{\cos(\theta_i)}, \quad (5.10)$$

em termos de fator de reflexão  $R_p$ ,

$$R_p = \frac{\frac{\tilde{Z}_s(\theta_i)}{Z_0} \cos(\theta_i) - 1}{\frac{\tilde{Z}_s(\theta_i)}{Z_0} \cos(\theta_i) + 1}, \quad (5.11)$$

portanto, partindo da Equação (2.32), o coeficiente de absorção  $\alpha(\theta_i)$ , considerando a contribuição apenas da energia dissipada pelo material, pode ser escrito em termos de  $\tilde{Z}_s$  como:

$$\alpha(\theta_i) = 1 - |R_p|^2 = 1 - \left| \frac{\frac{\tilde{Z}_s(\theta_i)}{Z_0} \cos(\theta_i) - 1}{\frac{\tilde{Z}_s(\theta_i)}{Z_0} \cos(\theta_i) + 1} \right|^2, \quad (5.12)$$

$$\alpha(\theta_i) = \frac{4\text{Re} \left( \frac{\tilde{Z}_s(\theta_i)}{Z_0} \right) \cos(\theta_i)}{\left| \frac{\tilde{Z}_s(\theta_i)}{Z_0} \right|^2 \cos^2(\theta_i) + 2\text{Re} \left( \frac{\tilde{Z}_s(\theta_i)}{Z_0} \cos(\theta_i) + 1 \right)} = \frac{4\text{Re} \left( \frac{\tilde{Z}_s(\theta_i)}{Z_0} \right)}{\left| \frac{\tilde{Z}_s(\theta_i)}{Z_0} + \frac{1}{\cos(\theta_i)} \right|^2}. \quad (5.13)$$

A potência sonora absorvida por uma amostra porosa de dimensão muito grande, em termos de impedância de radiação em campo livre, é dada por:

$$\Pi_{\text{abs,inf}}(\theta_i, \phi) = \frac{|\tilde{p}_{\text{inc}}|^2 ab}{2Z_0} \left( \frac{4\text{Re} \left( \frac{\tilde{Z}_s(\theta_i)}{Z_0} \right)}{\left| \frac{\tilde{Z}_s(\theta_i)}{Z_0} + \frac{1}{\cos(\theta_i)} \right|^2} \right), \quad (5.14)$$

em que os termos  $a$  e  $b$  correspondem à porção da área de superfície para cálculo da potência sonora. Já a potência sonora absorvida por uma amostra porosa finita deve-se considerar a impedância de radiação tridimensional exata,  $\tilde{Z}_{\text{rad}}(\theta_i, \phi)$ , que

pode ser calculada por:

$$\Pi_{\text{abs,fin}}(\theta_i, \phi) = \frac{|\tilde{p}_{\text{inc}}|^2 ab}{2Z_0} \left( \frac{4\text{Re} \left( \frac{\tilde{Z}_s(\theta_i)}{Z_0} \right)}{\left| \frac{\tilde{Z}_s(\theta_i)}{Z_0} + \frac{\tilde{Z}_{\text{rad}}(\theta_i, \phi)}{Z_0} \right|^2} \right). \quad (5.15)$$

Aplicando a integração numérica recorrente à regra dos trapézios, para 90° de elevação e 360° azimuthal, obtêm-se as potências sonoras incidente e absorvida. O termo comum  $|\tilde{p}_{\text{inc}}|^2 ab / 2Z_0$  pode ser simplificado e o coeficiente de absorção para campo difuso, considerando uma amostra de tamanho infinito é dada por:

$$\alpha_{\text{inf}} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \Pi_{\text{abs,inf}}(\theta_i) \text{sen}(\theta_i) d\theta_i d\phi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \Pi_{\text{inc}}(\theta_i) \text{sen}(\theta_i) d\theta_i d\phi} = \frac{\int_0^{\pi/2} \alpha(\theta_i) \cos(\theta_i) \text{sen}(\theta_i) d\theta_i}{\int_0^{\pi/2} \cos(\theta_i) \text{sen}(\theta_i) d\theta_i}, \quad (5.16)$$

enquanto o coeficiente de absorção oblíquo pode ser, neste caso, obtido por:

$$\alpha(\theta_i) = \frac{4\text{Re} \left( \frac{\tilde{Z}_s(\theta_i)}{Z_0} \right)}{\left| \frac{\tilde{Z}_s(\theta_i)}{Z_0} + \frac{1}{\cos(\theta_i)} \right|^2}. \quad (5.17)$$

O coeficiente de absorção para campo difuso, considerando uma amostra porosa finita, é calculado por:

$$\alpha_{\text{fin}} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \Pi_{\text{abs,fin}}(\theta_i, \phi) \text{sen}(\theta_i) d\theta_i d\phi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \Pi_{\text{inc}}(\theta_i) \text{sen}(\theta_i) d\theta_i d\phi}. \quad (5.18)$$

## 5.2 Modelo numérico BEM 3D

Para determinação da absorção sonora em campo difuso, através da representação do material poroso como fluido equivalente, propôs-se um modelo numérico BEM 3D, cujas vantagens e desvantagens já foram apresentadas anteriormente na

Secção 3.5.2. O modelo proposto é baseado na formulação clássica, que permite o acoplamento entre um meio exterior, neste caso o ar, e um meio poroso interno, permitindo também o estudo de qualquer tipo de geometria e incorporando os efeitos de forma associados. Os efeitos de radiação de uma placa de material absorvente apresentados na secção anterior são automaticamente recuperados.

O modelo é governado pela equação integral de Kirchhoff-Helmholtz, baseada na formulação integral residual juntamente com as funções de Green (para informações mais detalhadas ver [140, 141]), resultando na seguinte equação:

$$c_p \tilde{p}(x_0) = -j\rho\omega \sum_{j=1}^{N_{be}} \tilde{v}(x, \vec{n}) \int_{\Gamma_j} G(x, x_0) d\Gamma_j - \sum_{j=1}^{N_{be}} \tilde{p}(x) \int_{\Gamma_j} H(x, x_0, \vec{n}) d\Gamma_j + \tilde{p}_{inc}(x_0, x_s), \quad (5.19)$$

em que  $x_0$  representa a coordenada central do elemento de fronteira  $be$  sobre a superfície  $\Gamma_j$ . Os termos  $x$  e  $x_s$  representam, respetivamente, os nós da fronteira e as coordenadas das fontes. A presente metodologia também pode ser escrita na sua forma matricial como:

$$j\omega\rho G\tilde{v} + H\tilde{p} - 0,5I\tilde{p} = \tilde{p}_{inc}. \quad (5.20)$$

No presente caso, a equação integral de fronteira acústica é formulada para o domínio interior da amostra porosa e para o campo externo (ar), respetivamente. Conforme [142, 143], as condições de fronteira estabelecem a continuidade de pressão acústica e da velocidade de partícula na direção normal à superfície, podendo escrever-se as equações:

$$\begin{cases} j\omega\rho_0 G_{ar}\{\tilde{v}\} + H_{ar}\{\tilde{p}\} = \{\tilde{p}_{inc}\} \\ -j\omega\rho_{eq} G_{por}\{\tilde{v}\} + H_{por}\{\tilde{p}\} = 0 \end{cases}, \quad (5.21)$$

ou, então,

$$\begin{bmatrix} j\omega\rho_0 G_{ar} & H_{ar} \\ -j\omega\rho_{eq} G_{por} & H_{por} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \tilde{v} \\ \tilde{p} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} P_{inc} \\ 0 \end{Bmatrix}. \quad (5.22)$$

Os termos  $H_{\text{ar}}$  e  $H_{\text{por}}$  devem considerar a parte  $0,5I$  que é originária da constante de colocação,  $c_p$ . A solução é encontrada através da eliminação direta de Gauss no sistema de equações linear. Obtendo a pressão sonora e a velocidade de partícula na superfície, calcula-se a pressão sonora nos pontos escolhidos ao longo do domínio interior, com coordenada  $x_{fp}$ , calculados pela função integral:

$$\tilde{p}(x_{fp}) = -j\rho\omega \sum_{j=1}^{N_{be}} \tilde{v}(x_0, \vec{n}) \int_{\Gamma_j} G(x_0, x_{fp}) d\Gamma_j - \sum_{j=1}^{N_{be}} \tilde{p}(x_0) \int_{\Gamma_j} H(x_0, x_{fp}, \vec{n}) d\Gamma_j + \tilde{p}_{\text{inc}}(x_{fp}, x_s). \quad (5.23)$$

Para determinação da potência sonora absorvida pelo material poroso,  $\Pi_{\text{abs,BEM}}$ , de acordo com [10], a integração numérica pode ser realizada diretamente sobre a superfície do material poroso,  $S$ , conforme:

$$\Pi_{\text{abs,BEM}} = \frac{1}{2} \text{Re} \left[ \int_S \tilde{p} \tilde{v}_n^* dS \right] \approx \frac{1}{2} \text{Re} \left[ \sum_{j=1}^{N_{be}} \tilde{p}(x_0) \tilde{v}_n^*(x_0) S_j \right], \quad (5.24)$$

em que a pressão na superfície,  $\tilde{p}$ , e o complexo conjugado da velocidade normal a superfície,  $\tilde{v}_n^*$ , são utilizados para obtenção da potência sonora absorvida pelo material. Na tentativa de representar a dispersão causada por um campo reverberante, um número elevado de fontes pontuais reais (62248 fontes) foram distribuídas em 1/8 de esfera (quadrante positivo  $x, y, z$ ). Todas as fontes são acionadas ao mesmo tempo e estão posicionadas em um raio de 60 metros da amostra (coordenada central), proporcionando um efeito similar a quase um grupo de ondas planas. As fontes possuem pressão unitária e estão igualmente espaçadas.

A potência sonora incidente,  $\Pi_{\text{inc,livre}}$ , é obtida através da solução fundamental da equação da onda, a partir das funções de Green. A diferença finita de pressão sobre a superfície da amostra, ou método  $p - p$ , foi utilizado para cálculo da intensidade sonora incidente,

$$I_{\text{inc}}(\omega) \approx -\text{Im}[\tilde{p}_1^* \cdot \tilde{p}_2^*] / (2\rho_0\omega\Delta d), \quad (5.25)$$

em que  $\Delta d = 0.001$  é o espaço  $p - p$ , conforme [144, 145]. A potência sonora num espaço de campo livre pode ser obtida sobre a superfície da amostra sem a presença do material poroso,

$$\Pi_{\text{inc,livre}} = \sum_{j=1}^{N_{be}} I_{\text{inc}j} S_j. \quad (5.26)$$

O coeficiente de absorção sonora para campo difuso é dado pela Equação (5.27).

$$\alpha_{\text{BEM}} = \frac{\Pi_{\text{abs,BEM}}}{\Pi_{\text{inc,livre}}}. \quad (5.27)$$

A descrição da malha, posicionamento da amostra e geometria dos materiais porosos serão apresentados ao longo das próximas secções. O modelo acoplado interior/exterior possui representação simétrica em plano  $x = 0$  e  $y = 0$ . O plano  $z = 0$  representa o piso rígido sobre a qual a amostra é posicionada, conforme ilustrado na Figura 5.3. Estes planos de simetria são utilizados para redução do custo computacional e, conseqüentemente, do tempo de simulação.

### 5.3 Validação do modelo

O objetivo principal do modelo descrito é desenvolver uma ferramenta capaz de representar o comportamento de materiais porosos absorventes em campo difuso. Para esta caracterização experimental é necessário ensaiar amostras de aproximadamente 10 metros quadrados, conforme descrito na Norma ISO 354 [97]. O processo de desenvolvimento de soluções absorventes com geometrias irregulares apresenta custos mais elevados, considerando que diversos protótipos devem ser construídos e ensaiados para se estudar as variações de geometria na busca de uma solução ótima. Ao longo deste capítulo, estratégias e equações analíticas para passagem do campo difuso foram apresentadas, as quais serão testadas e

comparadas com o modelo BEM 3D proposto. Como a produção de amostras com mais de 10 metros quadrados a partir de materiais granulares consolidados com agregados de argila expandida não foi possível no laboratório de Engenharia Civil da Universidade de Coimbra, a validação experimental será realizada utilizando um material poroso celular bastante conhecido na área da engenharia acústica.

A espuma de melamina BASF (Basotect®, G+) será o material poroso utilizado como referência, já que seus resultados, tanto para incidência normal quanto para campo difuso, são bastante conhecidos no ramo de aplicação e no meio acadêmico. Ambos os resultados do coeficiente de absorção experimental (incidência normal e campo difuso) utilizados no âmbito desta tese são provenientes de ensaios credenciados e normalizados, tendo sido consultados nos catálogos da própria empresa, e quais poderão ser encontrados para incidência normal em [146] e para condições de campo difuso [147].

Para representação do material a ser utilizado como referência como fluido equivalente optou-se pela utilização do modelo analítico JCAL [90], com consideração da massa volúmica aparente total, tendo então sido desenvolvido um modelo JCAL-Limp, o qual é apresentado no Apêndice A, permitindo caracterizar de maneira fiel o comportamento de materiais celulares, levando em conta também a parte elástica do material. Os parâmetros macroscópicos utilizados são baseados em resultados obtidos através de métodos diretos, sendo apresentados nos seguintes trabalhos [148] e [6], designadamente:

- Resistividade ao fluxo de ar:  $\sigma = 12,1$  [kNs/m<sup>2</sup>];
- Porosidade:  $\phi = 0,98$  [-];
- Tortuosidade:  $\alpha_{\infty} = 1,00$  [-];
- Comprimentos característicos:  $\Lambda = 115$  [ $\mu$ m],  $\Lambda' = 116$  [ $\mu$ m];
- Massa volúmica total aparente:  $\rho_t = 9,6$  [kg/m<sup>3</sup>];

- Permeabilidade térmica estatística:  $k'_0 = 1,51 \times 10^{-9} \text{ [m}^2\text{]}$ .

Assumiu-se, como primeira estratégia de validação do modelo, uma comparação baseada em resultados do coeficiente de absorção considerando incidência normal, comparado os resultados em tubo de impedância com a representação do mesmo através do modelo analítico JCAL-Limp e o coeficiente de absorção obtido através do modelo BEM 3D, no qual o material poroso é definido como fluido equivalente através do número de onda e da massa volúmica equivalente do mesmo, obtidas através do modelo analítico. O material poroso representado no modelo BEM 3D é discretizado através de uma malha composta por 12 elementos por comprimento de onda, com frequência máxima calculada para aproximadamente 1250 Hz, com 9386 elementos triangulares, conforme apresentado na Figura 5.3, com o material completo possui 60 mm de espessura, formato retangular, com lados de 4 m e 3 m, respetivamente,  $a$  e  $b$ .

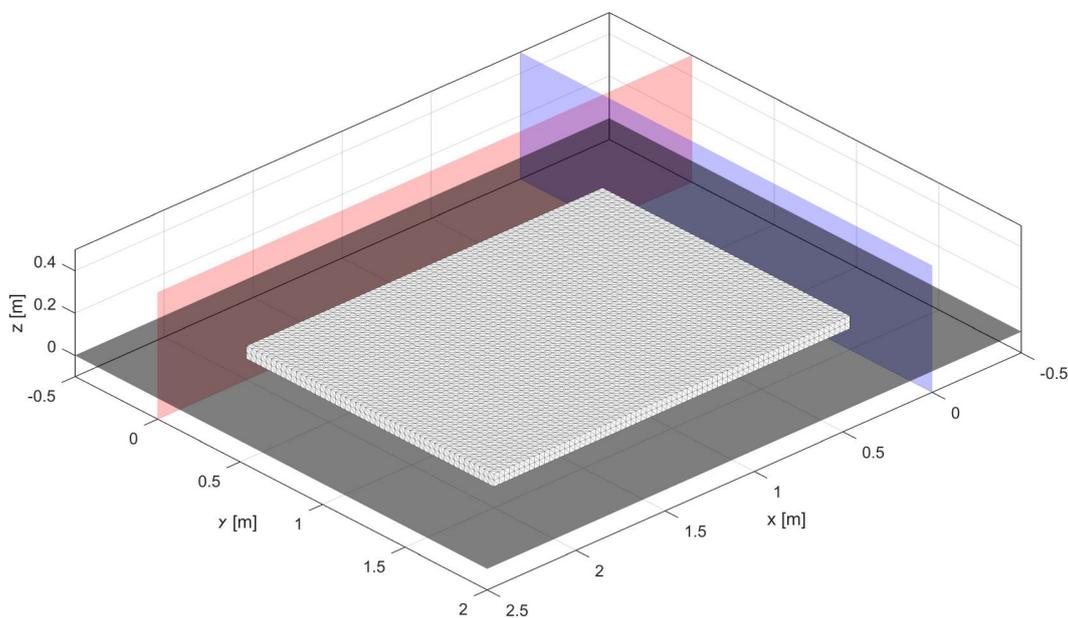


Figura 5.3.: Representação ilustrativa da malha de elementos de fronteira da camada de material poroso, com  $a=4$  m e  $b=3$  m. A parte da figura representada na cor cinza é correspondente a um plano rígido, e as cores azul e vermelho representam os planos de simetria.

Os resultados de estudo comparativo proposto para incidência normal são apresentados na Figura 5.4, demonstrando uma representação extremamente fiel do material caracterizado experimentalmente, revelando-se uma alternativa satisfatória para este tipo de análise. Para esta análise foi considerada apenas uma fonte na posição  $x = 0$  m,  $y = 0$  m e  $z = 10000$  m, garantindo desta forma uma propagação sonora de onda plana. Já o cálculo da absorção sonora foi efetuado conforme descrito na secção anterior, baseado na razão entre as potências sonoras absorvida e incidente. Pode ser observado na figura que o modelo BEM 3D representa de maneira bastante exata o comportamento da absorção sonora para o material proposto considerando incidência normal.

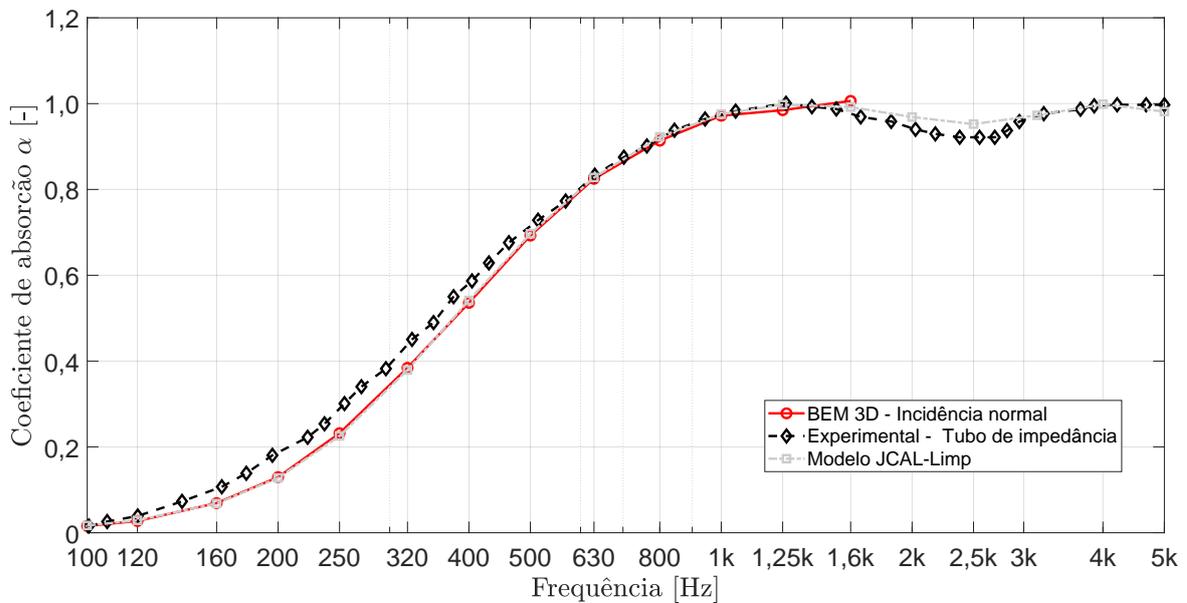


Figura 5.4.: Validação do modelo BEM 3D considerando incidência normal. Comparação entre coeficiente de absorção experimental, representado através do modelo analítico JCAL-Limp e calculado numericamente com o modelo BEM 3D.

Com o objetivo de validar o modelo BEM 3D proposto para estudo da absorção sonora em campo difuso, optou-se por realizar uma comparação entre as opções de cálculo para passagem da absorção sonora considerando incidência normal para campo difuso, equações já apresentadas na secção anterior, sendo esta comparação apresentada na Figura 5.5. Nota-se que a não consideração da impedância de

radiação no cálculo, considerando a amostra com tamanho finito, resulta em uma grande discrepância, principalmente nas frequências mais baixas. Apenas duas das alternativas são satisfatórias para este estudo, nomeadamente: Analítico com utilização da impedância de radiação de uma placa  $3 \times 4 \text{ m}^2$  e o modelo numérico BEM 3D proposto.

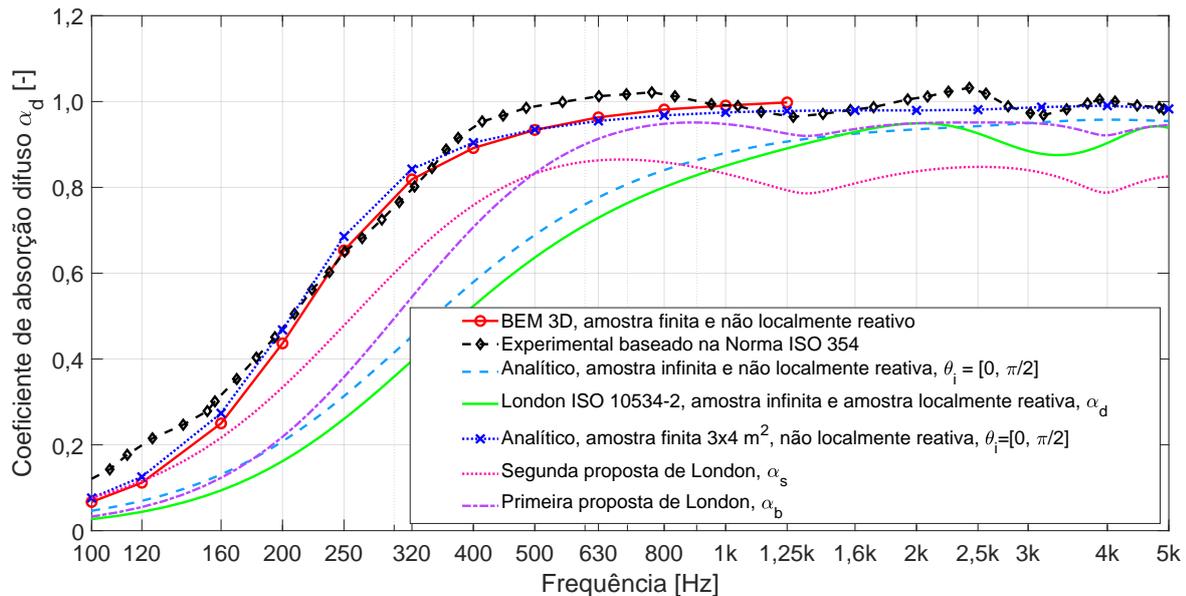


Figura 5.5.: Comparação entre alternativas de passagem do coeficiente de absorção sonora com incidência normal para campo difuso, comparadas com resultado experimental em câmara reverberante para uma amostra de melamina.

#### 5.4 Previsão da absorção sonora em campo difuso para amostras de materiais granulares consolidados

Esta secção tem como objetivo, após a validação do modelo BEM 3D apresentada, estudar o comportamento da absorção sonora em campo difuso dos materiais granulares consolidados apresentados no Capítulo 4. O material cuja mistura é composta pelos agregados mais finos, 0-2 mm, foi definido como objeto de estudo, por se tratar das amostras que apresentaram coeficientes de absorção sonora para incidência normal com mais amplo coeficiente de absorção ao longo da gama de frequências, além de apresentarem menor heterogeneidade entre os provetes

da mesma mistura, resultando também numa menor variação dos parâmetros macroscópicos obtidos.

Para estudo do comportamento da absorção sonora em campo difuso, optou-se pela representação dos materiais como fluido equivalente, através do modelo de Horoshenkov-Swift, o que também permite maior flexibilidade em casos de previsão do comportamento absorvente do material, podendo variar os parâmetros macroscópicos para o desenvolvimento de novas misturas. A utilização do modelo teórico também apresenta vantagens ao considerar-se uma melhor representatividade no domínio da frequência, lembrando que os resultados experimentais apresentaram-se fiéis numa gama limitada de frequência entre 500 e 1200 Hz (ver Figura 4.17). A Tabela 5.1 apresenta os valores médios dos parâmetros macroscópicos entre os provetes da mesma mistura e os dois métodos de inversão apresentados, para as misturas 2 e 3 com agregados 0-2 mm, sendo estes os valores adotados na representação dos materiais produzidos.

Tabela 5.1.: Parâmetros macroscópicos médios para amostras 0-2 mm com misturas 2 e 3.

Mistura	Porosidade aberta $\phi$ [-]	Resistividade ao fluxo de ar $\sigma$ [Pa.s/m <sup>2</sup> ]	Tortuosidade $\alpha_{\infty}$ [-]	Desvio padrão do tamanho dos poros $\sigma_p$ [ $\phi$ unidades]
2	0,460	4048,215	1,885	0,245
3	0,360	6887,729	2,675	0,390

Para a realização do estudo, optou-se por uma primeira análise, comparativa do coeficiente de absorção para incidência normal das misturas aqui já apresentadas, sendo essa comparação similar à realizada anteriormente para o material poroso Melamina (ver Figura 5.5), em que se registrou uma muito boa representação das duas misturas de betão poroso através do modelo BEM 3D proposto, como pode ser visto na Figura 5.6. Cada provete de material poroso foi discretizado através de uma malha com elementos de tamanho 0,0137 m em um painel de 12 m<sup>2</sup>, permitindo o cálculo para as frequências centrais de bandas de terço de oitava até 2500 Hz, em que

ambos materiais comparados possuem espessura de 6 cm.

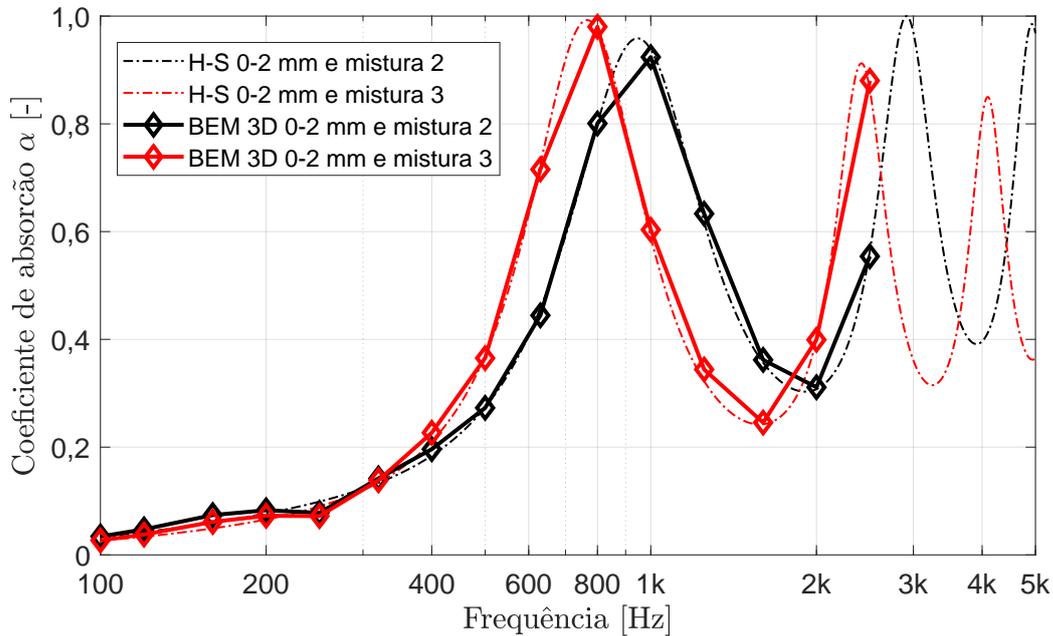


Figura 5.6.: Validação para incidência normal, comparando o modelo de Horoshenkov-Swift e o modelo BEM 3D proposto para as duas misturas em estudo (tamanho de grão 0-2 mm e misturas 2 e 3).

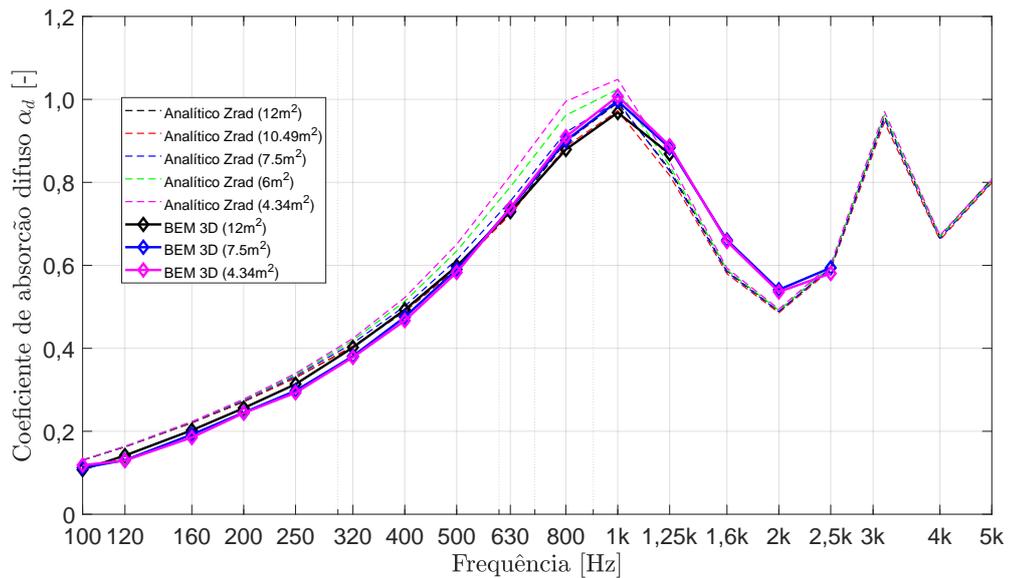
Após a validação da metodologia proposta para incidência normal, apresenta-se para o estudo da influência do tamanho do painel poroso, considerando apenas painéis de superfície plana. As dimensões dos painéis propostos para esta análise são apresentados na Tabela 5.2, em que, para o caso analítico baseado na impedância de radiação, foram testadas 5 dimensões diferentes de painéis, enquanto para o modelo BEM 3D se testaram 3 dimensões.

Tabela 5.2.: Tamanhos dos painéis com superfícies planas analisados.

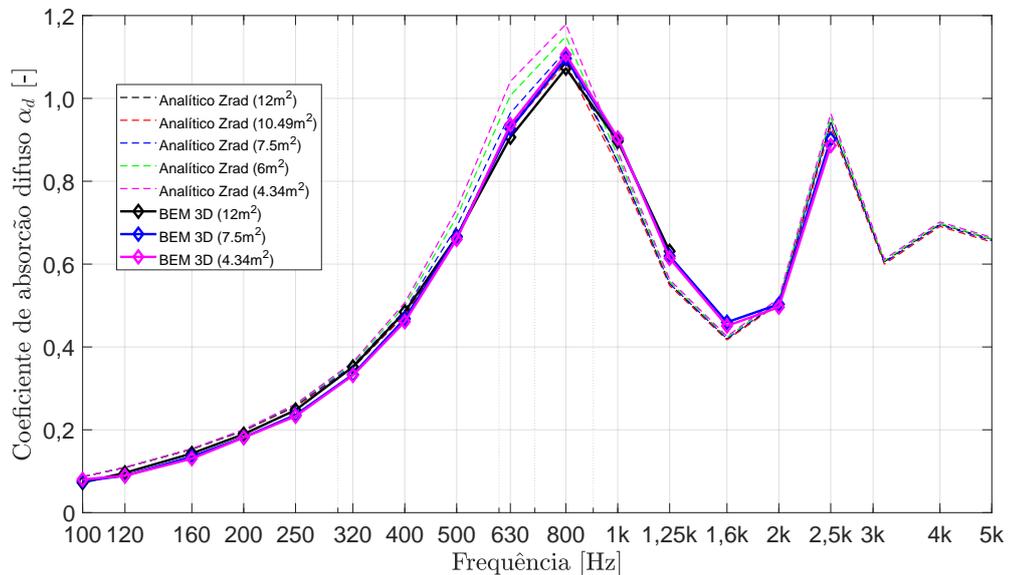
Tamanho do painel [m <sup>2</sup> ]	Analítico baseado na impedância de radiação $Z_{rad}$	Modelo BEM 3D
12,00	✓	✓
10,49	✓	✗
7,50	✓	✓
6,00	✓	✗
4,34	✓	✓

Esta proposta apresenta uma comparação entre o método analítico baseado na

impedância de radiação com painel de dimensão finita e o modelo BEM 3D proposto, com diferentes áreas e 6 cm de espessura, para as duas misturas apresentadas na Tabela 5.1, conforme pode ser visto na Figura 5.7. A Figura 5.7a representa a mistura 2, enquanto a Figura 5.7b corresponde à mistura 3.



(a) Mistura 2.



(b) Mistura 3.

Figura 5.7.: Influência do tamanho dos painéis no coeficiente de absorção sonora. (a) Mistura 2. (b) Mistura 3.

Os painéis estudados no modelo BEM 3D são discretizados em duas malhas diferentes, sendo o painel de 12 m<sup>2</sup> discretizado em elementos de tamanho 0,0229 m, permitindo uma análise entre 100 e 1250 Hz, lembrando que o modelo é simplificado a um quarto do seu tamanho, devido às condições de simetria e à utilização do método de fonte imagem, que permite simplificações no cálculo e reduzindo o custo computacional. Já os painéis com dimensões 7,5 e 4,34 m<sup>2</sup> foram discretizados com elementos de tamanho 0,0137 m, permitindo análise entre 100 e 2500 Hz.

Observa-se, em ambas misturas, uma influência do tamanho do painel no coeficiente de absorção sonora, em que os painéis com menores dimensões apresentaram um aumento no coeficiente de absorção principalmente no primeiro pico. Esta diferença diminui ao longo da gama de frequências, permitindo uma diminuição das dimensões para o cálculo das altas frequências. Nota-se também a característica absorvente de materiais granulares para as duas misturas, compostas por vales e picos, mantendo também a lógica apresentada no estudo considerando incidência normal, em que a mistura 3 (maior quantidade de cimento) proporciona um deslocamento dos picos de absorção para as baixas frequências.

De modo a continuar o estudo da influência proporcionada pelas dimensões dos painéis e o estudo da influência da sua espessura no coeficiente de absorção propôs-se uma nova abordagem de análise, agora apenas com o modelo BEM 3D, sendo estas dimensões mantidas no estudo de previsão da absorção sonora de painéis com superfícies irregulares, tópico da próxima seção 5.5. As dimensões adotadas são apresentadas na Figura 5.8, em que o maior painel possui área total de 12 m<sup>2</sup> (denominado como tamanho "A"), o intermediário 6 m<sup>2</sup> (denominado como tamanho "B") e o menor 3 m<sup>2</sup> (denominado como tamanho "C"). Os painéis "A" e "B" são discretizados em elementos com a dimensão 0.0229 m (frequência máxima de 1250 Hz) e o painel "C" possui elementos com a dimensão 0.0137 (frequência

máxima de 2500 Hz).

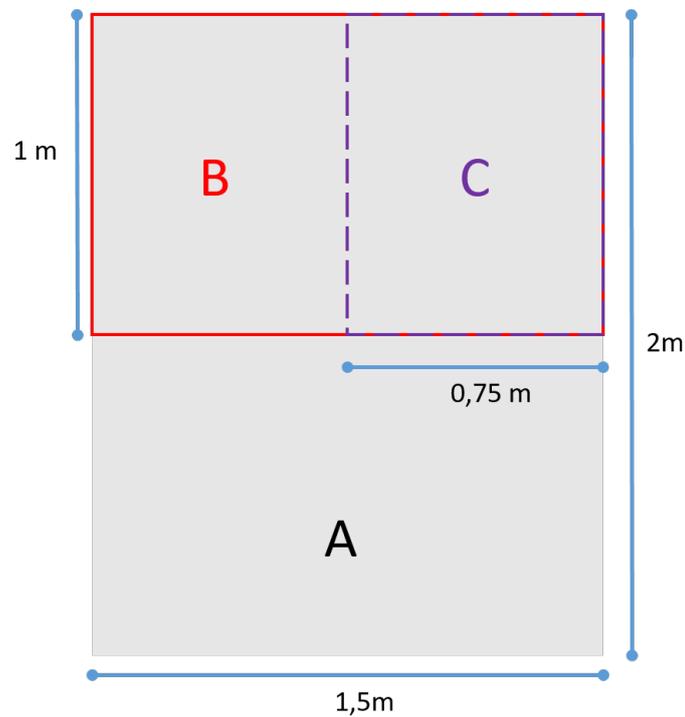
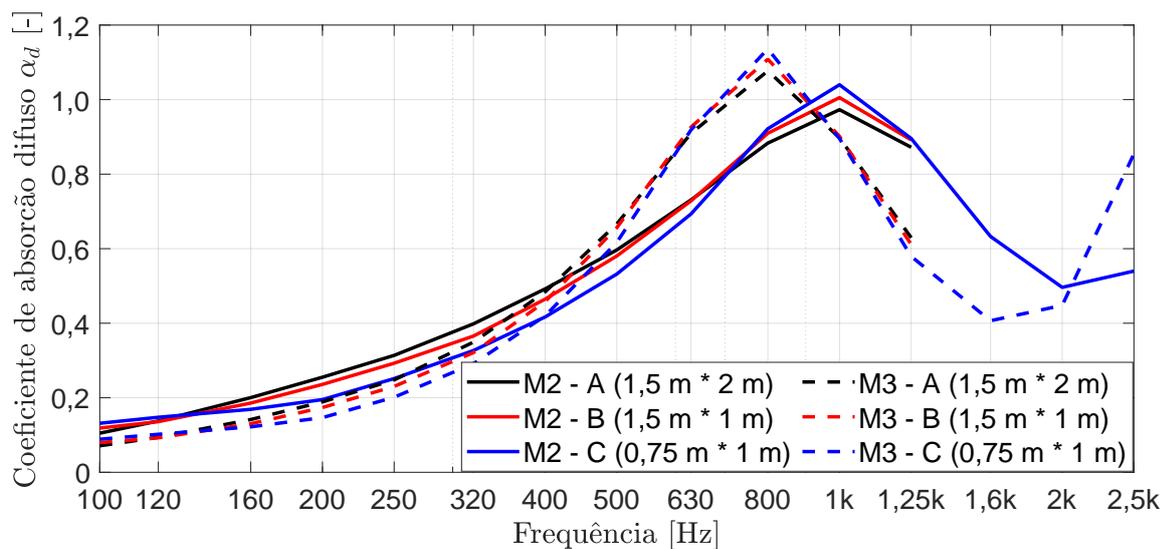
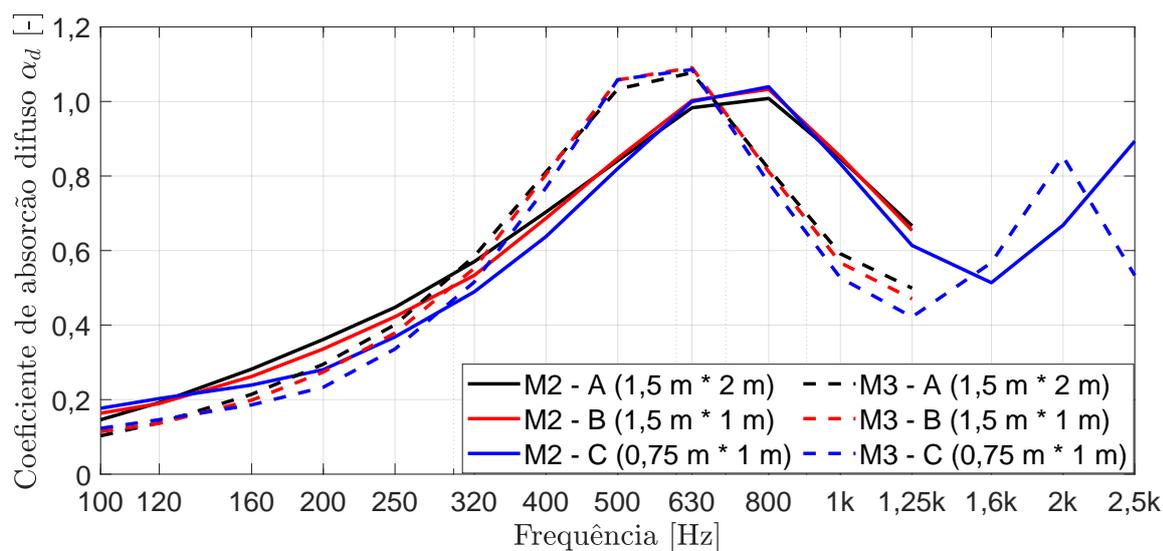


Figura 5.8.: Representação ilustrativa das dimensões dos painéis adotadas, representadas por uma malha correspondente a um quarto do tamanho real, devido a condições de simetria e método de fonte imagem. "A" corresponde ao maior painel com  $12 \text{ m}^2$ , "B" corresponde ao painel intermediário com  $6 \text{ m}^2$  e "C" corresponde ao menor painel com  $3 \text{ m}^2$ .

Observa-se, nas Figuras 5.9 e 5.10 que os padrões já relacionados com a quantidade de cimento na mistura e com a espessura da amostra que se mantêm, com a mistura 3 (maior quantidade de cimento) a apresentar uma maior absorção em baixas frequências quando comparada com a mistura 2. Assim como acontece com o aumento da espessura, permitindo um deslocamento da absorção sonora para as frequências mais baixas, conforme já esperado.

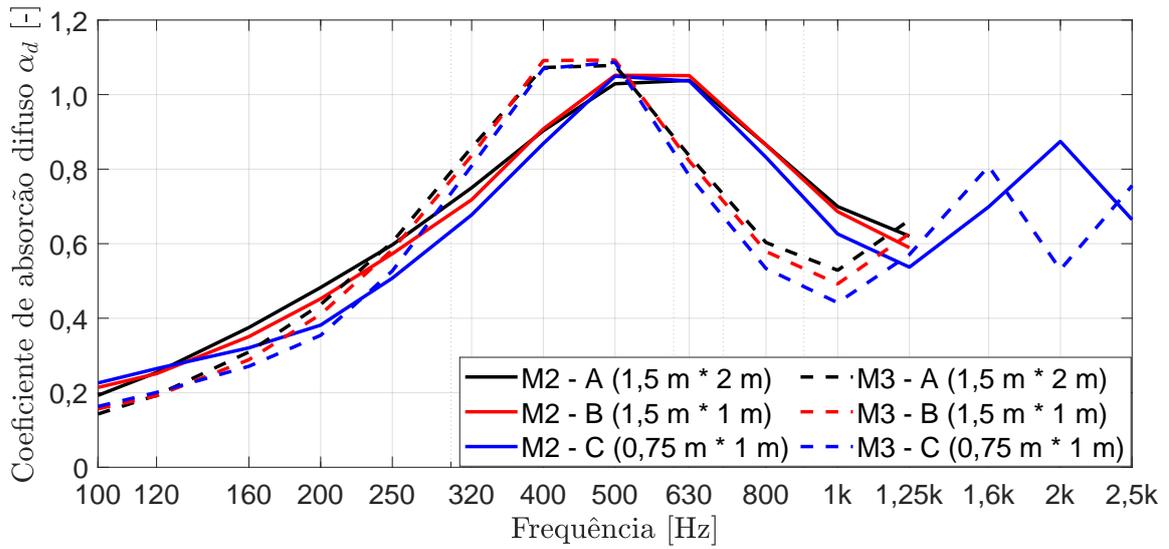


(a)

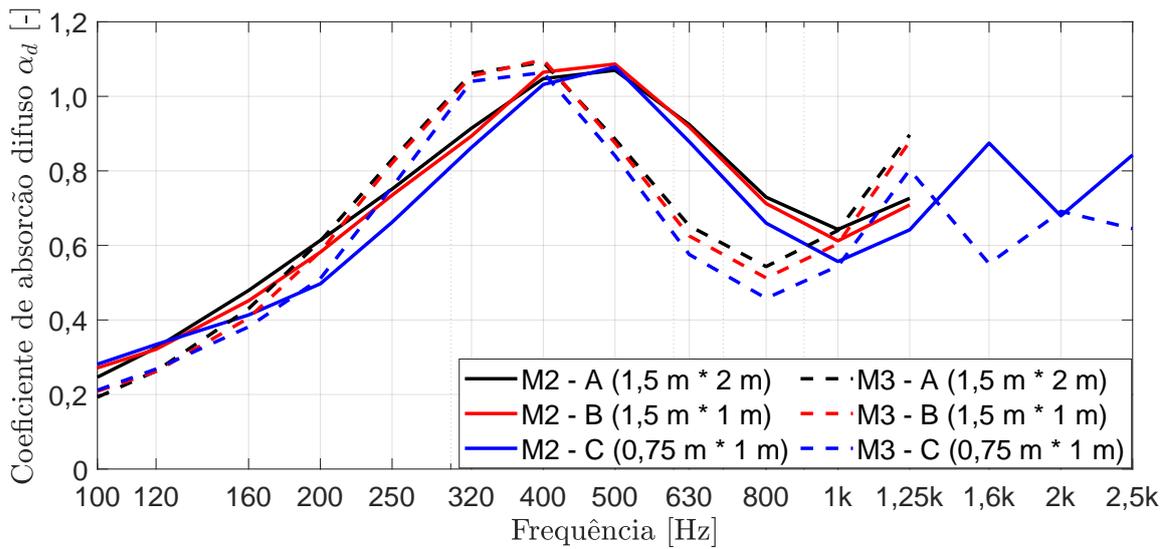


(b)

Figura 5.9.: Comparação entre diferentes dimensões de painéis e diferentes discretizações de malha: (a) apresenta a comparação para amostras de 6 cm de espessura e misturas 2 e 3; (b) apresenta a comparação para amostras de 8 cm de espessura e misturas 2 e 3.



(a)



(b)

Figura 5.10.: Comparação entre diferentes dimensões de painéis e diferentes discretizações de malha: (a) apresenta a comparação para amostras de 10 cm de espessura e misturas 2 e 3; (b) apresenta a comparação para amostras de 12 cm de espessura e misturas 2 e 3.

### 5.5 Estudo e previsão da absorção sonora em campo difuso de materiais granulares consolidados com superfícies irregulares

Após a validação do modelo numérico BEM 3D, que permite o estudo da absorção sonora em campo difuso de materiais porosos, e a avaliação dos coeficientes de absorção para as misturas de betão poroso com os tamanhos de grão 0-2 mm (ver Tabela 5.1) em painéis com espessuras entre 6 e 12 cm, apresenta-se nesta secção uma abordagem para estudo do aumento no desempenho absorvente de materiais porosos. A sugestão proposta ao longo desta secção é baseada no acréscimo de irregularidades na superfície dos painéis de betão poroso, proporcionando aumento da área absorvente, procurando reduzir os vales presentes na curva do coeficiente de absorção apresentados pelos painéis de superfícies lisas e proporcionando uma maior abrangência do coeficiente de absorção em termos de gama de frequência.

Tal como apresentado na secção anterior, os painéis serão divididos em três dimensões, sendo as mesmas apresentadas na Figura 5.8 e denominadas como "A", "B" e "C", em que a discretização também segue a mesma lógica, tendo as tipologias "A" e "B" elementos de tamanho 0,0229 m e a tipologia "C" elementos de tamanho 0,0137 m.

Com o objetivo de proporcionar irregularidades nos painéis optou-se por definir quatro padrões periódicos de formato retangular, procurando assegurar a possibilidade da sua construção. Cada painel é composto por uma base regular de espessura constante,  $d$ , e uma camada retangular composta por uma coluna de largura  $l_1$  e espessura  $h$ , seguida por um espaço vazio de largura  $l_2$ , conforme pode ser visto na Figura 5.11, em que  $l_1$  e  $l_2$  possuem as mesmas dimensões para todos os casos.

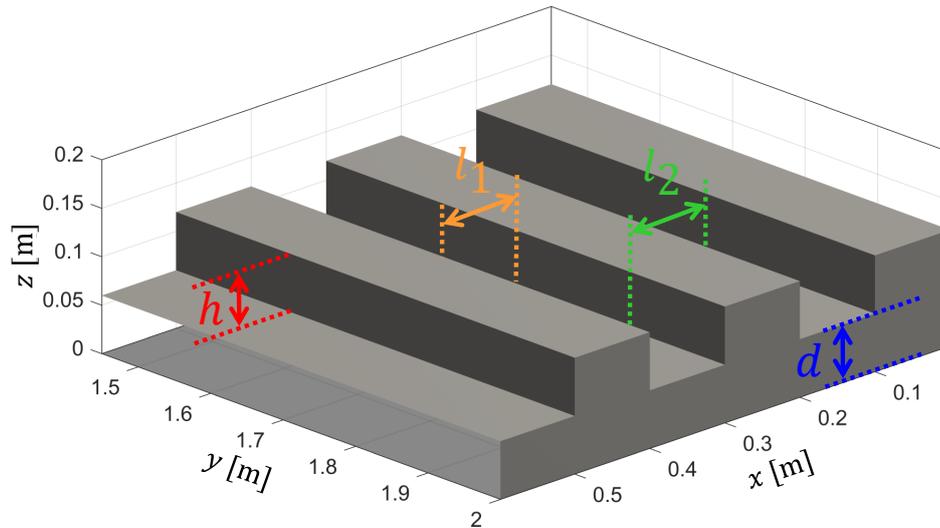


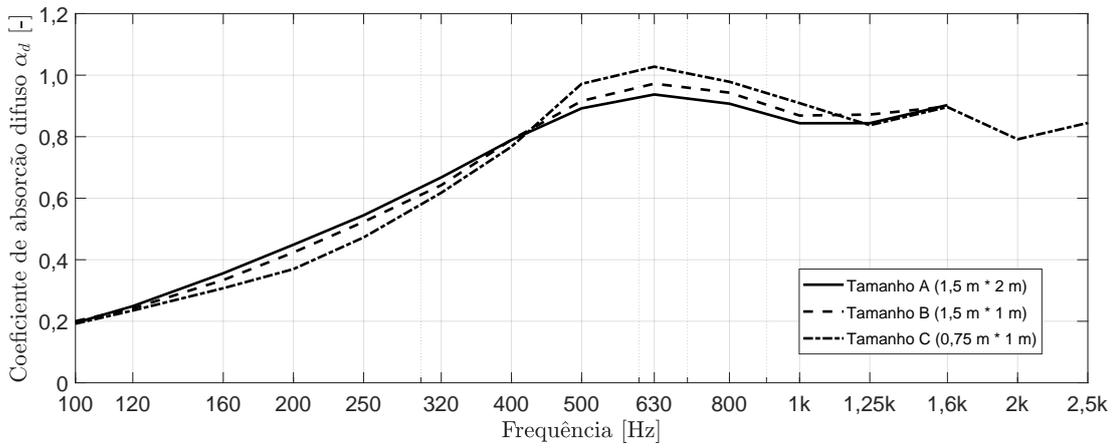
Figura 5.11.: Esquema representativo das dimensões de painéis irregulares.

As irregularidades variam de forma periódica, compostas por uma coluna e um espaço vazio de largura 15 cm (configuração 1), 10 cm (configuração 2), 7,5 cm (configuração 3) e 5 cm (configuração 4). As espessuras da base retangular  $d$  e das colunas irregulares  $h$  também variam entre 4, 6 e 8 cm, porém todas possuem uma espessura máxima ( $d + h$ ) de 12 cm, formando os grupos de avaliação apresentados na Tabela 5.3. As amostras com superfícies irregulares podem ser comparadas com painéis de perfil plano com igual volume total do material absorvente. Os painéis dos grupos de avaliação denominados como (a), para todas as configurações, correspondem a um volume equivalente de material de um painel de perfil plano com 9 cm de espessura. Os painéis denominados como (b) possuem volume equivalente de material a um painel de perfil plano com 10 cm de espessura. Por último, os painéis (c) correspondem ao volume equivalente de material de um painel plano com 8 cm de espessura.

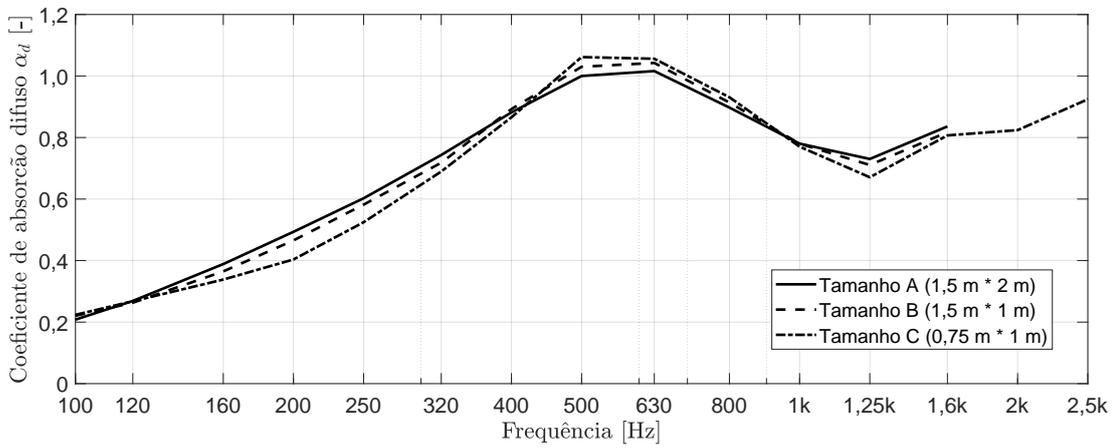
Tabela 5.3.: Geometrias dos painéis irregulares propostos.

Configurações	Largura dos espaços vazios $l_1$ e colunas irregulares $l_2$ [cm]	Grupos de avaliação	Espessura da base $d$ [cm]	Espessura da irregularidade $h$ [cm]
1	15	(a)	6	6
		(b)	8	4
		(c)	4	8
2	10	(a)	6	6
		(b)	8	4
		(c)	4	8
3	7,5	(a)	6	6
		(b)	8	4
		(c)	4	8
4	5	(a)	6	6
		(b)	8	4
		(c)	4	8

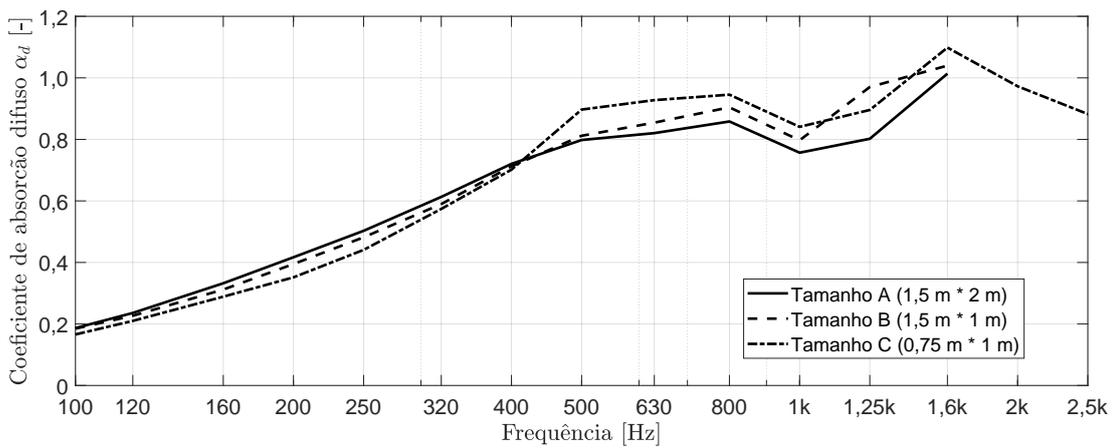
Com as geometrias e configurações definidas, procede-se à análise do comportamento do coeficiente de absorção para campo difuso para cada uma das configurações e mistura 2. A Figura 5.12 apresenta resultados para configuração 1, em que os gráficos denominados como (a), (b) e (c) correspondem, respectivamente, aos grupos de avaliação, apresentando uma comparação entre painéis de diferentes dimensões, já definidas na Figura 5.8.



(a)



(b)



(c)

Figura 5.12.: Comparação das diferentes dimensões de painéis para a configuração 1 e mistura 2. (a) Configuração 1: 6+6 cm; (b) Configuração 1: 8+4 cm; (c) Configuração 1: 4+8 cm.

Nota-se um acréscimo no coeficiente de absorção sonora para os painéis de menores dimensões, principalmente no primeiro pico de absorção, além de uma queda em baixas frequências, destacando a importância da avaliação de painéis com maiores dimensões "A". A Figura 5.13 apresenta uma comparação entre os painéis de superfície plana com diferentes espessuras (6, 8, 10 e 12 cm) e tamanho "C", com as configurações irregulares propostas.

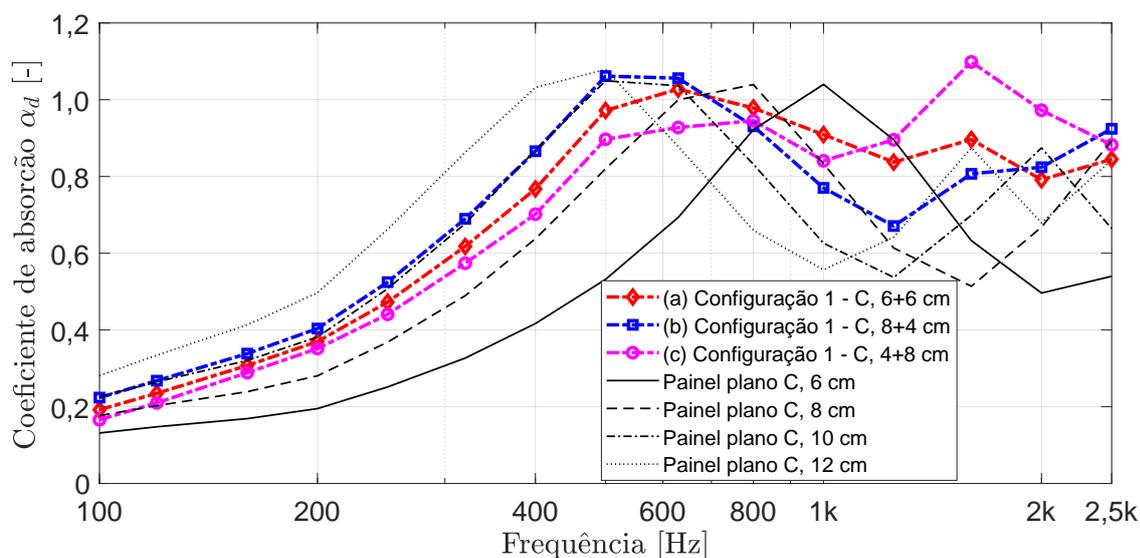


Figura 5.13.: Comparação entre painéis planos de dimensões "C" com diferentes espessuras (6, 8, 10 e 12 cm) e as 3 propostas de superfícies irregulares para configuração 1.

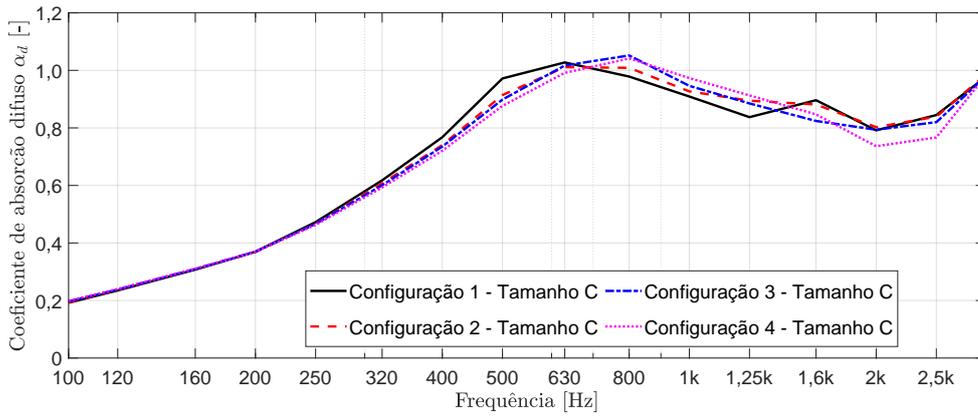
Observa-se que o painel (a) apresenta uma curva de coeficiente de absorção com maior regularidade ao longo da gama de frequências, reduzindo os vales apresentados pelas soluções de perfil plano. Considerando que essa solução possui um volume equivalente de material a um painel plano com espessura de 9 cm, nota-se, ao comparar com o coeficiente de absorção de um painel plano com 10 cm de espessura uma menor absorção até aproximadamente 600 Hz. Acima desta frequência, observa-se um grande ganho no coeficiente de absorção até à frequência máxima analisada (2500 Hz). Quando comparado com um painel plano com 8 cm, notam-se valores mais reduzidos de absorção na gama de frequências entre 630 Hz e 900 Hz, proporcionando um acréscimo no coeficiente de absorção para as

frequências inferiores e superiores a essa faixa.

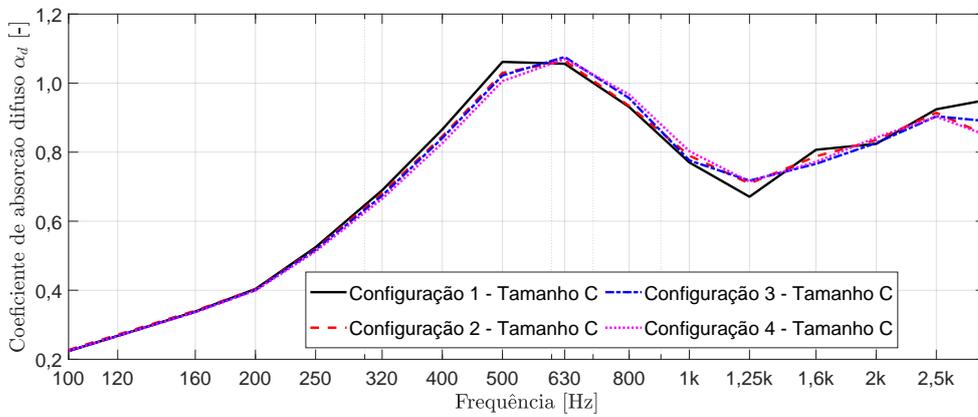
A configuração de painel (b) possui a menor espessura nas irregularidades  $h$  e a maior espessura de base  $d$  e assim com o volume equivalente de material a um painel plano com 10 cm de espessura. Observa-se a permanência dos picos e vales na curva do coeficiente de absorção e ao comparar-se ambas as curvas nota-se uma similaridade na absorção sonora até cerca de 630 Hz e um acréscimo na restante gama de frequências, exceto uma ligeira perda no segundo pico de absorção do painel de perfil plano, localizado em 2000 Hz.

Ao analisar o painel irregular denominado como (c), que possui o mesmo volume equivalente de material que um painel plano com 8 cm de espessura, exibindo também a menor base  $d$  com apenas 4 cm de espessura, observa-se um coeficiente de absorção mais elevado em frequências superiores a 1250 Hz em relação às demais propostas irregulares. Este painel apresenta um coeficiente de absorção mais baixo do que os painéis (a) e (b) para frequências menores do que 800 Hz. Quando comparado com o painel plano com o mesmo volume equivalente, nota-se um maior coeficiente de absorção sonora até à frequência de 500 Hz, sendo apenas superado entre os 500 e 1000 Hz, intervalo em que se situa o pico máximo de absorção do painel plano. No ponto máximo de absorção sonora, localizado em 1600 Hz, nota-se o maior aumento do coeficiente de absorção sonora em relação aos painéis planos, proporcionando um acréscimo de aproximadamente 0,55 neste coeficiente.

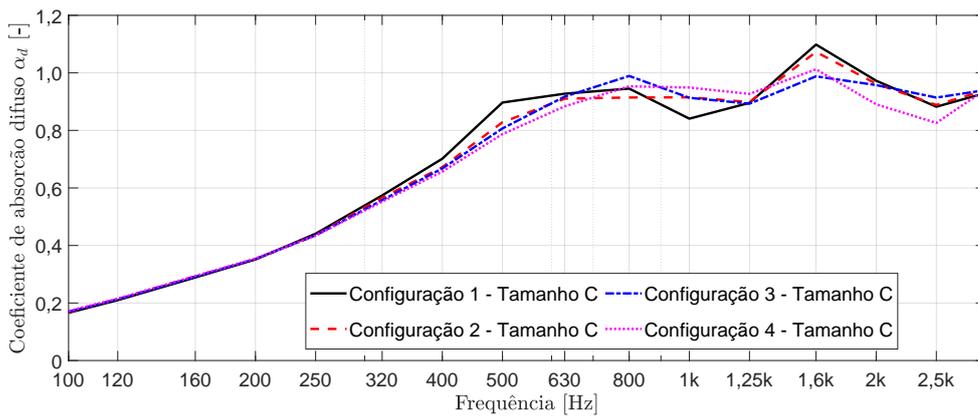
A Figura 5.14 apresenta comparações entre painéis com diferentes larguras das irregularidades  $l_1$  e de espaços vazios  $l_2$ , para as mesmas variações de espessura  $d$  e  $h$ . Observa-se grande similaridade entre as curvas do coeficiente de absorção sonora para todos os casos.



(a)



(b)



(c)

Figura 5.14.: Comparação entre painéis com a mesma espessura de base  $d$  e irregularidade  $h$  para as configurações propostas. (a) Corresponde a 6 cm de base e 6 cm de irregularidade; (b) Corresponde a 8 cm de base e 4 cm de irregularidade; (c) Corresponde a 4 cm de base e 8 cm de irregularidade.

No gráfico (a) correspondente a uma espessura da base de 6 cm e espessura das irregularidades de 6 cm, nota-se um ligeiro deslocamento do coeficiente de absorção correspondente à configuração 1 para as baixas frequências, em relação às demais curvas, tendo uma menor absorção em frequências entre 630 Hz e 1250 Hz. Já o gráfico (b), que compara a solução com base de 8 cm de espessura e irregularidades com 4 cm de espessura, a variação entre as configurações é mínima. Comparando a configuração com menor base, gráfico (c), com apenas 4 cm de espessura e 8 cm de irregularidade, nota-se um ligeiro deslocamento do primeiro pico para baixas frequências, no caso da configuração 1, e um pico bem definido para as configurações 1 e 2 em 1600 Hz, frequência localizada num vale de absorção sonora de um perfil plano com 8 cm de espessura.

Analisando os resultados apresentados nas Figuras 5.13 e 5.14, observa-se que, para uma melhor absorção sonora nas baixas frequências, é necessária uma maior quantidade de material e uma base com maior espessura, enquanto que para, correção de um vale na curva do coeficiente de absorção sonora, o aumento da espessura da irregularidade  $h$  pode proporcionar um bom desempenho, podendo ser ajustado conforme a uma dada frequência de interesse. Registra-se uma pequena diferença, em termos de larguras  $l_1$  e  $l_2$ , em que provavelmente estas influenciam em frequências mais elevadas, necessitando de um estudo mais aprofundado referente a esse conceito.

A Figura 5.15 apresenta a comparação entre um painel plano com dimensões  $C$ , comparado com um painel de superfície irregular com configuração 2 (c), os quais possuem o mesmo volume equivalente de material. Apesar da ligeira redução do valor máximo do coeficiente de absorção sonora visível no primeiro pico (630 - 800 Hz), observa-se um grande acréscimo no coeficiente de absorção para a amostra de superfície irregular, localizado no vale do coeficiente de absorção do painel de

superfície plana, demonstrando a debilidade desta solução em frequências mais elevadas (acima dos 1000 Hz).

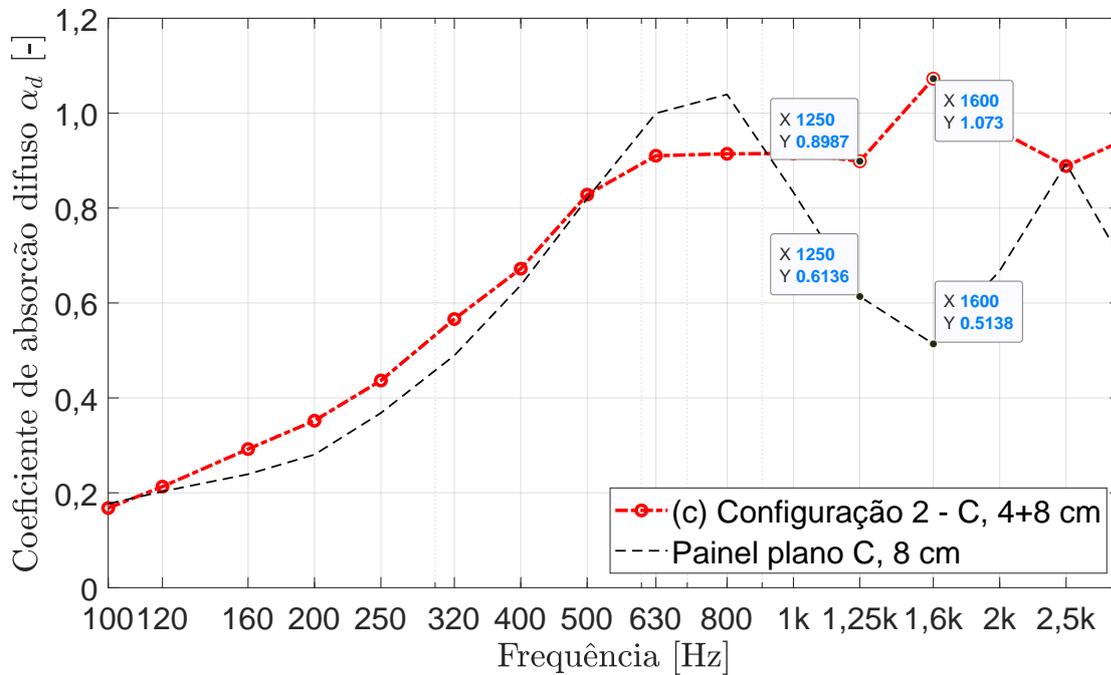


Figura 5.15.: Comparação entre painel plano com dimensões C e painel de superfície irregular com configuração 2 (c).

A fim de avaliar a pressão sonora refletida, em ambos os casos escolheram-se duas frequências, 1250 Hz e 1600Hz, em que se registra um aumento do coeficiente de absorção sonora de aproximadamente 0,29 e 0,56, respetivamente. As Figuras 5.16 e 5.17 apresentam o mapa de NPS para cada uma das frequências analisadas, em que os gráficos (a) e (b) de ambas figuras correspondem ao painel com superfície planas e os gráficos (c) e (d) ao painel de superfície irregular. Duas malhas discretizadas com elementos triangulares com tamanho máximo de 0,002 m foram utilizados para ilustrar os resultados do modelo numérico de simulação. O primeiro mapa coincide com o plano vertical  $x0z$  de coordenada  $y=0$ , com a representação gráfica dos NPS numa área de  $[0; 2] \times [0; 2]$  m<sup>2</sup>. O segundo mapa de NPS corresponde a um plano vertical  $y0z$  de coordenada  $x=0,4$  m, com os NPS representados novamente numa área de  $[0; 2] \times [0; 2]$  m<sup>2</sup>.

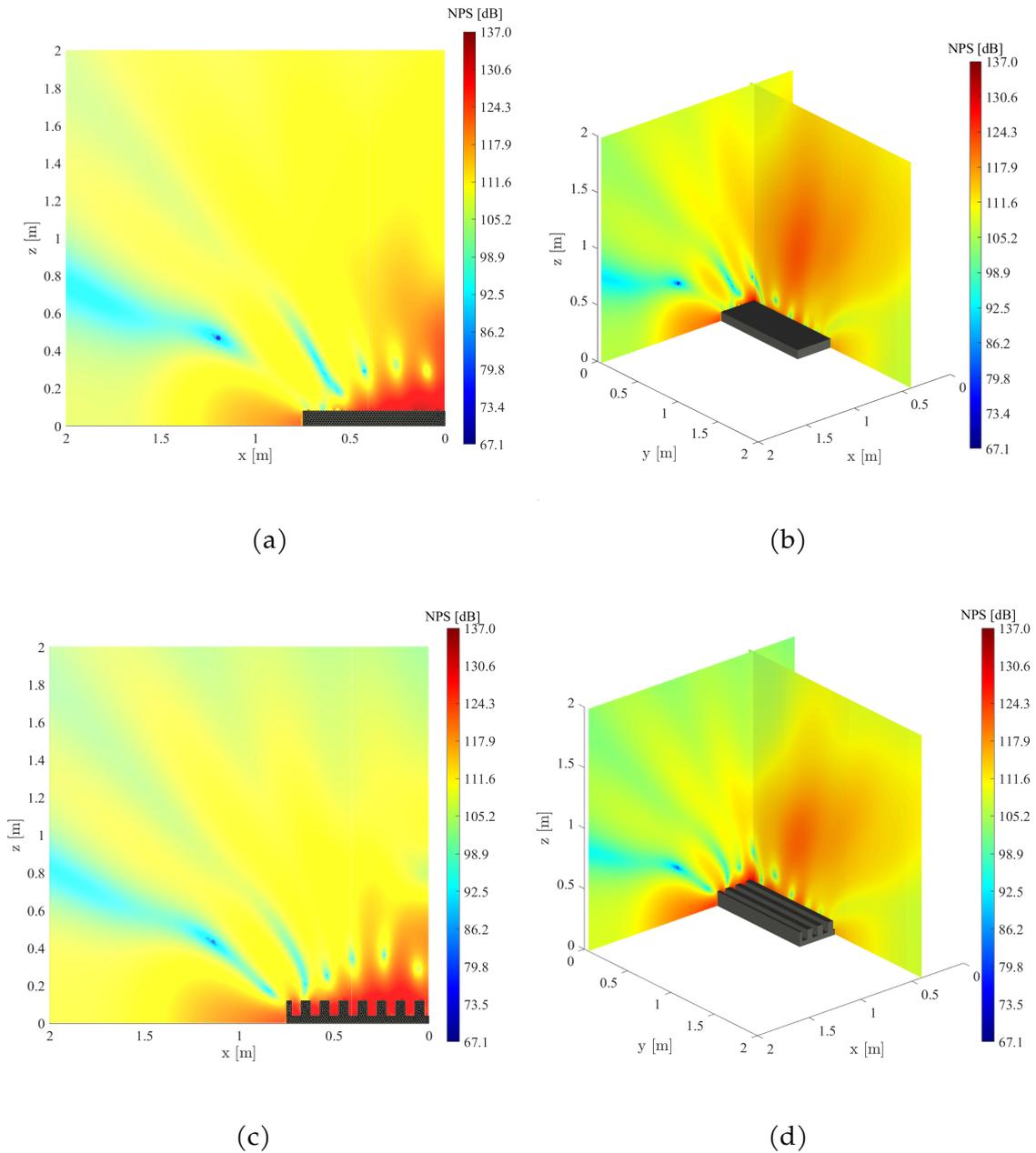


Figura 5.16.: Mapas de NPS com componente de pressão refletida por painéis com o mesmo volume equivalente e diferentes geometrias de superfície para a frequência de 1250 Hz. (a) Painel C com superfície plana com 8 cm de espessura no planos  $x0y$  e  $y0z$ . (b) Painel C com superfície plana com 8 cm de espessura nos planos  $x0y$  e  $z0z$ . (c) Painel C com superfície irregular (c) e configuração 2 no planos  $x0z$ . (d) Painel C com superfície irregular (c) e configuração 2 nos planos  $x0z$  e  $y0z$ .

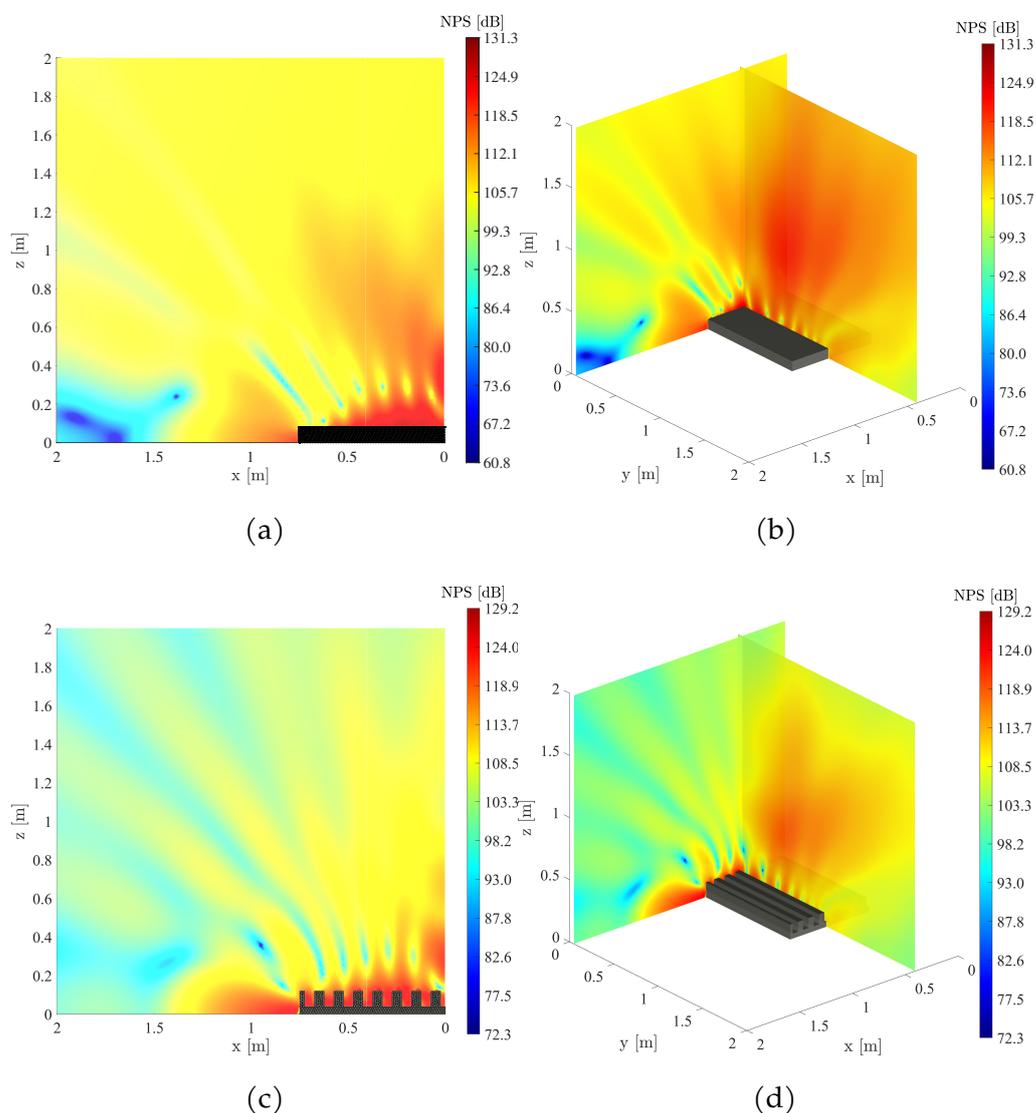


Figura 5.17.: Mapas de NPS com componente de pressão refletida por painéis com o mesmo volume equivalente e diferentes geometrias de superfície para a frequência de 1600 Hz. (a) Pannel C com superfície plana com 8 cm de espessura no planos  $x0y$  e  $y0z$ . (b) Pannel C com superfície plana com 8 cm de espessura nos planos  $x0y$  z. (c) Pannel C com superfície irregular (c) e configuração 2 no planos  $x0z$ . (d) Pannel C com superfície irregular (c) e configuração 2 nos planos  $x0z$  e  $y0z$ .

Comparando o campo de pressões sonoras refletido pelos painéis para a frequência de 1250 Hz, observa-se nos gráficos (a) e (c) correspondentes a um plano vertical  $y=0$ , níveis de pressão sonora sobre o topo das amostras. O painel com superfície irregular apresenta uma maior absorção sonora, com os níveis de pressão sonora mais elevados no interior das suas irregularidades, em direção ao centro

da amostra, e registrando-se NPS superiores a 112 dB até aproximadamente uma altura de  $Z = 0,8$  m. Por seu lado, o painel com volume equivalente de material e superfície plana apresenta valores superiores àqueles em posições mais altas do que  $z = 1$  m. Nos gráficos (b) e (c) ilustram-se os campos de pressão sonora em planos verticais ortogonais, possibilitando observar a maior absorção de energia no centro da amostra de superfície irregular.

Para a frequência de 1600 Hz, em que se registra a maior diferença nos valores do coeficiente de absorção entre as frequências avaliadas e os dois painéis comparados, observa-se uma clara diferença nos NPS, conforme esperado. Nota-se que os maiores NPS para o painel de superfície irregular (c) se encontram entre as irregularidades do material, onde a espessura do material é menor, diminuindo consideravelmente ao longo do eixo  $z$ . Este tipo de análise proposta permite entender melhor o funcionamento do fenómeno da absorção sonora em termos de NPS para um material poroso, de superfície irregular, exposto a um campo de pressão sonora de incidência difusa.

## 5.6 Considerações finais

O presente capítulo apresentou como principal contribuição o estudo de alternativas eficazes para avaliação do desempenho absorvente de materiais porosos em campo difuso. Ao longo do estudo, foram apresentados diversos métodos analíticos, comumente encontrados na principal bibliografia que aborda este tipo de tema. Destes, destaca-se o método da impedância de radiação normalizada para um painel de tamanho finito, o qual, a partir da impedância de superfície para incidência normal e da impedância de radiação tridimensional calculada para um painel de superfície plana, permite obter o coeficiente de absorção para incidência difusa.

A fim de estudar o coeficiente de absorção sonora em campo difuso para painéis de superfície irregular, situação que não é possível prever através de métodos analíticos, foi proposto um modelo numérico BEM 3D baseado na formulação clássica, que estabelece o acoplamento de um meio exterior (ar) e um meio interior (material poroso). O modelo foi validado através de comparações entre os resultados obtidos e os resultados experimentais para o material poroso Melamina BASF (Basotect®, G+), que é bastante conhecido nas áreas de aplicações de engenharia acústica, e também em diversas investigações.

Após a validação do modelo BEM 3D, apresentou-se o estudo do coeficiente de absorção sonora em campo difuso para os materiais granulares consolidados de betão poroso apresentados no capítulo anterior, sendo escolhidos como objeto de estudo os compostos pelos agregados mais finos 0-2 mm, por apresentarem coeficientes de absorção sonora para incidência normal com mais ampla absorção numa gama alargada de frequências, e por apresentarem menor heterogeneidade entre os provetes fabricados em laboratório. A primeira conclusão importante refere-se à influência do painel no coeficiente de absorção sonora para campo difuso, em que os painéis com menores dimensões apresentaram um aumento no coeficiente de absorção no primeiro pico, diminuindo a diferença conforme se aumenta a frequência, e permitindo uma diminuição das suas dimensões no cálculo de frequências mais altas. Descreveu-se, igualmente, o comportamento absorvente destes materiais, observando-se a curva do coeficiente de absorção que é composta por vales e picos, tanto em incidência normal quanto em condições de campo difuso.

Ao longo do estudo paramétrico proposto na Secção 5.5 para painéis com superfícies irregulares, algumas características puderam ser observadas. Destaca-se a pequena variação existente entre as geometrias (a), (b), (c) e (d) propostas, em que se varia as larguras das irregularidades e os espaços vazios  $l_1$  e  $l_2$ , para a

gama de frequências analisadas. A influência da espessura do material de base  $d$  tem um papel fundamental quando se procura absorção em baixas frequências, com o painel (a) para a configuração 2, com  $d = 8$  cm, a apresentar o maior coeficiente de absorção sonora mais elevado em frequências inferiores a 800 Hz. O painel (b) com quantidade de material intermédia ( $d = 6$  cm e  $h = 6$  cm) apresentou a menor variação do seu coeficiente de absorção ao longo da gama de frequências, mantendo-se superior a 0,8 em frequências superiores a 400 Hz. Por outro lado o painel (c), com menor espessura de base  $d = 4$  cm e maior espessura das irregularidades  $h = 8$  cm destacou-se pela grande absorção sonora em frequências entre 1000 e 1600 Hz, isto é, na gama de frequências em que um painel de superfície plana e com volume equivalente de material possui valores do coeficiente de absorção sonora mais baixos.

Consequentemente, o modelo BEM 3D proposto demonstrou-se de grande interesse para previsão do coeficiente de absorção sonora em campo difuso de painéis em material granular, permitindo também a otimização da sua geometria, de forma a aumentar o seu desempenho absorvente ao longo da gama de frequências, possibilitando prever as geometrias mais eficazes e com menor volume de material na sua construção, consoante a faixa de frequências em que se assegurar um melhor desempenho em termos de absorção sonora.



## 6 *Metabetão poroso*

Dando continuidade ao estudo de soluções de absorção sonora com possíveis aplicações exteriores, o presente capítulo tem como objetivo apresentar um conceito inovador baseado no acoplamento de dois dispositivos de absorção sonora, o betão poroso e ressoadores acústicos, sendo este novo material denominado como *Metabetão poroso*. Este conceito é motivado por diversos estudos de grande importância baseados no acoplamento entre materiais porosos e ressoadores acústicos, como o trabalho [149] que apresenta ressoadores acústicos acoplados a materiais porosos de estrutura rígida. Já o estudo [150] apresenta propriedades acústicas de camadas porosas com inclusões periódicas de ressoadores acústicos. Por seu lado, em [151], a inclusão periódica de matrizes de ressoadores com material poroso no seu interior é discutida, enquanto em [152] se avalia a utilização de ressoadores de Helmholtz no tratamento acústico de painéis duplos.

A fim de possibilitar esse estudo, dois modelos de simulação numérica foram desenvolvidos, ambos baseados no método numérico FEM, sendo um 3D e outro 2D. Estes modelos têm como objetivo representar numericamente as condições de um tubo de impedância, em que se propagam ondas sonoras planas, sendo os dispositivos de absorção sonora representados como fluido equivalente, e o modelo simplificado 2D considera as partes laterais do problema como tendo dimensões muito grandes. A validação do modelo é realizada através de comparações com resultados experimentais, para o caso do modelo 3D, e teóricos, resultantes do modelo analítico TMM. Para validação do modelo 3D, o corpo de um ressoador de Helmholtz foi confeccionado com a utilização de uma impressora 3D, tendo sido

impresso em material poliácido láctico (PLA), enquanto o gargalo do conjunto é de aço inox. O meio de propagação interno do gargalo é representado como fluido equivalente baseado no modelo analítico JCA, e a cavidade interior do ressoador é definida como ar, enquanto o betão poroso é baseado no modelo analítico de Horoshenkov-Swift.

Um estudo paramétrico foi proposto com o objetivo de entender a influência das dimensões de cada parte do conjunto no coeficiente de absorção, sendo este estudo realizado com o modelo FEM 2D e considerando o ressoador acústico do tipo "slit" ou ranhurado. Observa-se, ao longo do estudo paramétrico o efeito não ressonante de soluções cujo ressoador acústico não possui paredes rígidas, impossibilitando a sintonização da frequência absorvida pelo ressoador. De modo a compreender, o comportamento absorvente do acoplamento denominado *Metabetão poroso*, quatro geometrias foram propostas com o objetivo de otimização do coeficiente de absorção sonora. Estas geometrias variam de uma configuração em que se tem material poroso, cavidade de ar e ressoador acústico "slit", podendo as cavidades de ar ser preenchidas também com betão poroso. Mapas de pressão sonora são apresentados para demonstração de como funciona a absorção sonora do conjunto *Metabetão poroso*, observando a contribuição realizada por cada um dos sistemas acoplados. Uma alternativa de passagem do coeficiente de absorção considerando incidência normal para campo difuso é realizada, considerando o sistema localmente reativo.

O presente capítulo segue a seguinte estrutura: a Secção 6.1 apresenta a motivação do estudo assim como o conceito *Metabetão poroso*; a Secção 6.2 expõe os modelos FEM acústico 2D e 3D propostos. Na Secção 6.3 demonstra-se a validação dos modelos numéricos propostos; a Secção 6.4 define e realiza o estudo paramétrico referente às soluções do tipo *Metabetão poroso*; enquanto a Secção 6.5 finaliza o capítulo com considerações finais.

### 6.1 Conceito *Metabetão poroso*

A procura de soluções de absorção sonora leves, de fácil produção e capazes de apresentar desempenhos iguais ou superiores às soluções comumente utilizadas, é de grande interesse científico e tecnológico. O conceito denominado como *Metabetão poroso* une duas soluções tradicionalmente utilizadas para absorção sonora: os materiais porosos granulares, betão poroso com agregados de argila expandida, e os ressoadores acústicos, que permitem uma boa absorção em frequências específicas, sintonizadas conforme a sua geometria, e possibilitando soluções finais como o caso das metasuperfícies, ilustrado pela Figura 6.1.

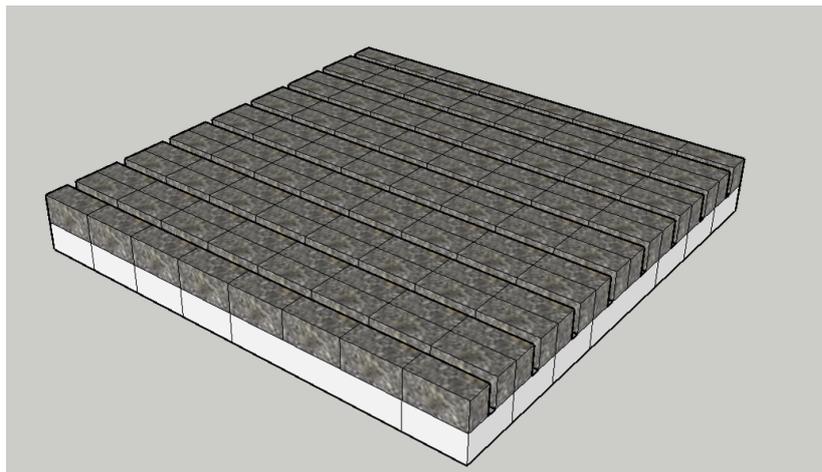


Figura 6.1.: Representação ilustrativa de um material absorvente do tipo metasuperfície, sendo este um conjunto absorvente composto por material poroso e ressoadores do tipo "slit".

Trabalhos que juntem estes conceitos vêm-se destacando nos últimos anos, tanto em termos de absorção sonora quanto em isolamento sonoro. O conceito de metamaterial pode ser definido como materiais artificialmente modificados que adquirem propriedades desejadas, que não existem de forma natural. Por exemplo, podem ser formados conjuntos de vários elementos individuais ou pela união de materiais convencionais, sendo geralmente construídos em padrões periódicos repetitivos, que facilitam a produção em escala. Encontra-se um vasto número

de estudos recentes relacionados com metamateriais absorventes com aplicação de ressoadores acústicos, como por exemplo [153–157].

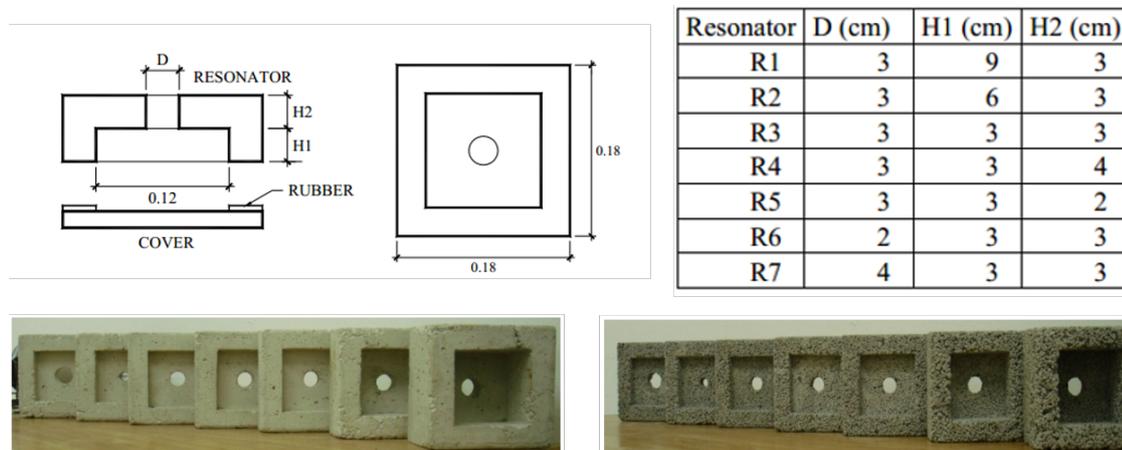


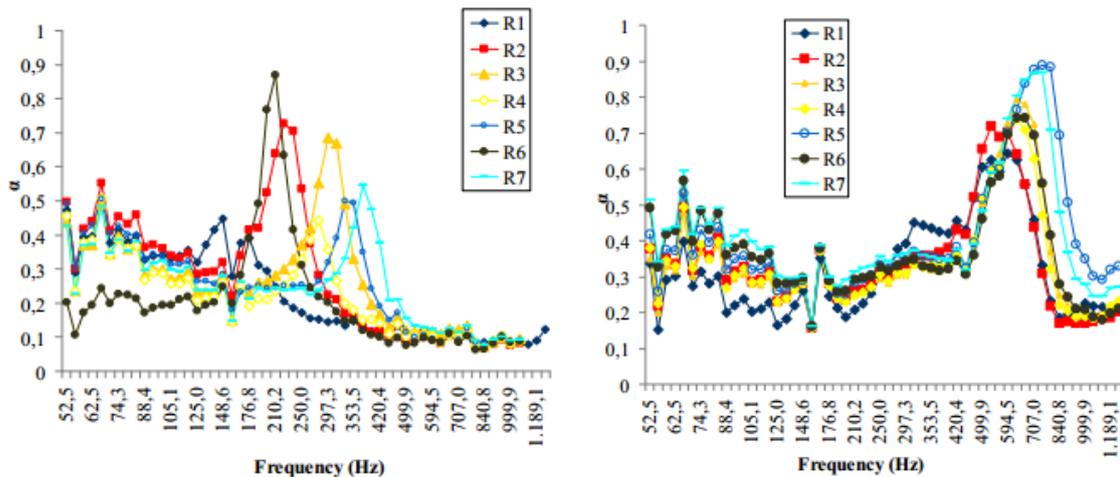
Figura 6.2.: Representação de ressoadores de betão poroso estudados em [52].

O trabalho [52] apresenta um estudo inicial deste conceito, em que foram construídos protótipos de ressoadores de betão e de betão poroso leve, com uma cavidade de secção transversal quadrada de diferentes tamanhos, como pode ser observado na Figura 6.2, procurou-se entender a eficácia e a usabilidade dessas soluções, através da caracterização experimental em tubo de impedância.

Na Figura 6.2 observa-se o esquema de montagem, sendo as dimensões apresentadas na tabela presente no canto superior direito da ilustração. Ilustram-se também duas configurações de ressoadores propostas, elementos ressoadores no canto inferior esquerdo possuem paredes rígidas de betão, enquanto os demais são em betão poroso com agregados leves, não possuindo paredes rígidas no corpo do ressoador e também no gargalo.

Os resultados experimentais apresentados pelos autores revelaram-se interessantes, como pode ser visto na Figura 6.3, observando que, para os ressoadores de corpo rígido (a), preparados com betão sem uso de agregados leves, cada configuração possui uma frequência de ressonância, dependente da geometria do corpo do

ressoador (cavidade e gargalo), tendo apresentado resultados muito próximos de modelos teóricos, conforme esperado. Já para o caso dos ressoadores em betão poroso (b), nota-se uma menor variação na frequência de ressonância entre as configurações, observando um menor controle da absorção sonora nesse tipo de configuração, motivando a continuação do estudo.



(a) Ressoadores de betão.

(b) Ressoadores de betão poroso.

Figura 6.3.: Resultados experimentais do coeficiente de absorção sonora para incidência normal apresentados em [52].

Assim, partiu-se dos resultados experimentais observados para um estudo de modelação numérica, em que foi possível prever diversas situações e configurações de montagem, tais como, com ou sem a presença de outros materiais absorventes no interior da cavidade ressonante, com paredes rígidas no corpo do ressoador, presença de cavidades de ar de diferentes espessuras após o material poroso, entre outras alterações de configuração. Os modelos a serem propostos serão apresentados na próxima secção 6.2, em que os ressoadores serão representados através de fluido equivalente, assim como o betão poroso granular, que será definido através do modelo de Horoshenkov-Swift.

## 6.2 Modelos numéricos FEM 2D e 3D

O Método dos Elementos Finitos (FEM) é usado para resolução numérica de equações diferenciais parciais como aquelas que governam a propagação de ondas sonoras em meios fluidos, conforme apresentado na Secção 3.5.1, sendo um método numérico muito utilizado e versátil para análise de problemas acústicos. Dado um valor específico de fronteira, uma forma fraca dessas equações diferenciais é derivada, incluindo as condições de fronteira a serem impostas no problema. A forma fraca pode ser então discretizada através de subdivisões do domínio do problema em elementos finitos, montando então uma matriz de sistemas cuja solução numérica produz valores aproximados das variáveis do campo acústico, em pontos discretos sobre o domínio.

Para um problema acústico, o objetivo da simulação numérica é a discretização do domínio em elementos suficientemente pequenos e o cálculo das velocidades de partícula e pressões acústicas sobre os nós da malha, a qual representa o fluido no interior dos tubos. Para isso, deve-se aplicar propriedades que descrevam o fluido que compõe o domínio, assim como as condições de fronteira estabelecidas no problema [6]. Considerando o domínio acústico como um problema interior (domínio limitado, como o de um tubo de impedância), a expressão matemática que governa a propagação das ondas sonoras de pequena amplitude num meio homogêneo é dada pela equação da onda linear, complementando com a aplicação de condições de contorno. A Equação (6.1) apresenta o conjunto de equações discretizadas na forma matricial.

$$\mathbf{Q} \frac{d^2 \mathbf{p}(t)}{dt^2} + \mathbf{D} \frac{d \mathbf{p}(t)}{dt} + \mathbf{H} \mathbf{p}(t) = \mathbf{q}(t), \quad (6.1)$$

em que,  $\mathbf{Q}$ ,  $\mathbf{D}$  e  $\mathbf{H}$  são, respetivamente, as matrizes de inércia, dissipação e rigidez

acústica globais,  $\mathbf{q}$  é o vetor com excitações nodais e  $\mathbf{p}$  é o vetor de pressão acústica que se pretende calcular. A distribuição de pressão sonora é obtida através da resolução do sistema de equações diferenciais lineares de segunda ordem, cuja solução pode ser obtida com o auxílio de procedimentos numéricos que resolvem as equações com coeficientes constantes para cada instante temporal.

As matrizes globais para as cavidades tridimensionais podem ser obtidas através de um processo de montagem matricial, levando em consideração a conectividade entre cada um dos elementos [8, 158]. Considerando uma solução harmónica da forma  $\mathbf{p}(t) = A e^{j\omega t}$ , tem-se, no domínio da frequência, a equação:

$$\left[ \mathbf{H} + j\omega\mathbf{D} - \omega^2\mathbf{Q} \right] \mathbf{p} = \mathbf{q}. \quad (6.2)$$

Os modelos apresentados anteriormente para meios porosos, nomeadamente os de Horoshenkov-Swift e JCA, podem ser facilmente incorporados num procedimento de elementos finitos, descrevendo o domínio poroso como fluido equivalente em termos das suas propriedades eficazes. Pode-se então analisar um campo acústico no meio poroso através da equação de Helmholtz no domínio da frequência. Além disso, este procedimento permite ter em conta os efeitos de uma geometria finita, permitindo analisar a influência de um material poroso em sistemas reais, como, por exemplo, casos de aplicação em controle de ruído.

Dois modelos FEM serão utilizados no domínio da frequência, um modelo 2D que será utilizado para análise do acoplamento entre materiais porosos granulares e ressoadores do tipo "slit" (ou ranhura), e um modelo 3D que permitirá o estudo da inclusão de ressoadores de Helmholtz.

Ambos os modelos numéricos propostos ao longo desta secção serão baseados na reprodução do método do tubo de impedância descrito pela Norma ISO 10534:2 [95],

que permite determinar as propriedades acústicas de uma célula unitária de uma solução absorvente, considerando incidência normal, como pode ser esquematizado na Figura 6.4. Os meios acústicos que compõem o domínio do problema são governados pela equação de Helmholtz.

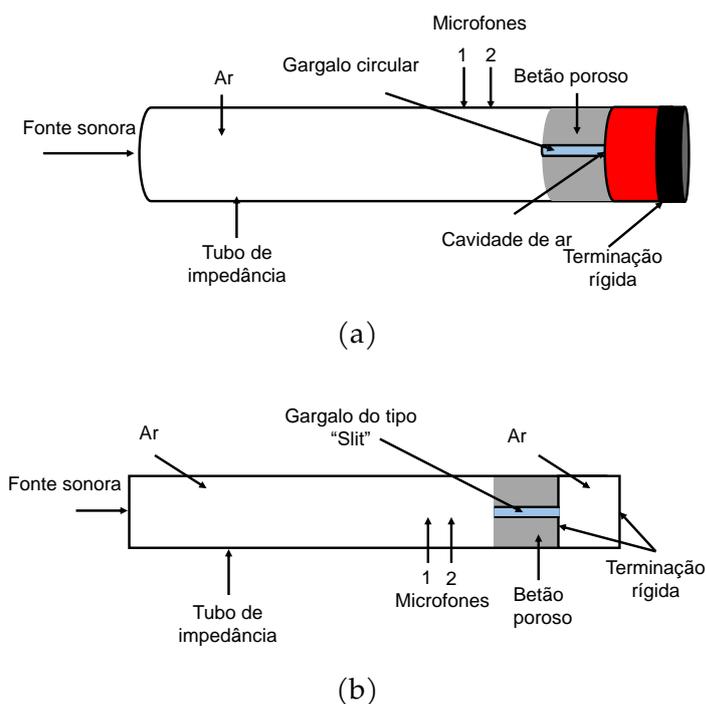


Figura 6.4.: Representação ilustrativa dos modelos FEM 3D e 2D propostos: (a) Modelo FEM 3D; (b) Modelo FEM 2D.

Para o caso do betão poroso, a representação como fluido equivalente é realizada através do modelo de Horoshenkov-Swift, cujos parâmetros macroscópicos são apresentados na Tabela 5.1.

A fim de representar corretamente os ressoadores, é necessário definir apenas o seu gargalo como fluido equivalente, enquanto a cavidade é representada como ar. Conforme [25], no caso de geometrias circulares são definidas as propriedades,

massa volúmica complexa,  $\tilde{\rho}_{ef}$ , e módulo de compressibilidade,  $\tilde{K}_{ef}$ ,

$$\tilde{\rho}_{ef} = \frac{\rho_0}{1 - \frac{2J_1(s\sqrt{-j})}{s\sqrt{-j}J_0(s\sqrt{-j})}}, \quad (6.3)$$

$$\tilde{K}_{ef} = \frac{\gamma P_0}{\left(1 + (\gamma - 1) \frac{2J_1(N_P s\sqrt{-j})}{N_{Ps}\sqrt{-j}J_0(N_{Ps}\sqrt{-j})}\right)}, \quad (6.4)$$

em que  $s = R(\omega\rho_0/\eta)^{1/2}$ , sendo  $R$  o raio do tubo circular,  $J_0$  e  $J_1$  são funções de Bessel de ordem zero e primeira ordem, respetivamente,  $\gamma$  é a razão de calores específicos,  $N_p$  é o número de Prandtl, e  $P_0$  é a pressão atmosférica.

Para o caso de ressoadores do tipo "slit"  $\tilde{\rho}_{ef}$  e  $\tilde{K}_{ef}$  são calculados, respetivamente, por [159]:

$$\tilde{\rho}_{ef} = \frac{\rho_0}{1 - \frac{\tanh(N_P\sqrt{j})}{s'\sqrt{j}}}, \quad (6.5)$$

$$\tilde{K}_{ef} = \frac{\gamma P_0}{\left(1 + (\gamma - 1) \frac{\tanh(N_{Ps}'\sqrt{j})}{N_{Ps}'\sqrt{j}}\right)}, \quad (6.6)$$

em que  $s' = a(\omega\rho_0/\eta)^{1/2}$ , sendo  $a$  metade da largura do "slit".

Outra alternativa para este tipo de representação é o modelo JCA, conforme utilizado em [160] e [161], cujos parâmetros macroscópicos capazes de incluir os efeitos dissipativos visco-térmicos em cavidades circulares e "slits" são apresentados na Tabela 6.1. Para os modelos utilizados, a porosidade e a tortuosidade são implícitas na geometria do problema, portanto, definidas como valor unitário.

Tabela 6.1.: Parâmetros macroscópicos para representação de ressoadores tipo circular e ranhurados através de fluido equivalente utilizando o modelo JCA [10].

Secção transversal	$\sigma$	$\alpha_\infty$	$\Lambda$	$\Lambda'$
Circular	$8\eta/(\phi_c R_h^2)$	$1 + (2\varepsilon/l_c)$	$R_h$	$R_h$
Ranhura	$12\eta/(\phi_s R_h^2)$	$1 + (2\varepsilon/l_s)$	$(1/0,81)(8\eta/(\phi\sigma))^{1/2}$	$R_h$

Naquela tabela,  $R_h$  corresponde ao raio hidráulico da geometria, como pode ser visto na Figura 6.5. Os termos  $\phi_c$  e  $\phi_s$  correspondem à porosidade da secção circular e ranhurada, respetivamente,  $\eta$  é a viscosidade do ar,  $\varepsilon$  é a correção de comprimento,  $l_c$  e  $l_s$  são os comprimentos dos gargalos circulares e ranhurados, respetivamente.

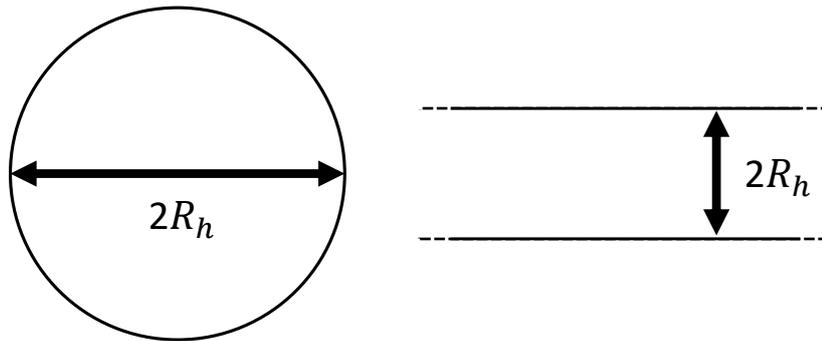


Figura 6.5.: Representação ilustrativa das aberturas a serem representadas como fluido equivalente (cavidade circular e ranhurada).

A discretização da malha em elementos finitos foi realizada através de elementos triangulares, de tamanho máximo de 0,0089 m, com discretização de 20 elementos por comprimento de onda. Uma onda de pressão sonora harmónica é aplicada na cavidade esquerda do tubo de impedância (ver na Figura 6.4 região denominada como fonte sonora) e o coeficiente de absorção sonora para incidência normal é calculado reproduzindo numericamente as condições experimentais do método descrito pela Norma ISO 10534:2 [95], através da função de transferência entre 2 microfones (pontos de aquisição de pressão sonora no modelo), posicionados a 160 mm e 100 mm de distância da amostra porosa, para frequências até 1600 Hz, para o caso 3D, e 2000 Hz, para o caso 2D, com passo de frequências de 10 Hz.

### 6.3 Validação dos modelos numéricos

Com o objetivo de validar os dois modelos FEM definidos na secção anterior, utilizou-se novamente a técnica de caracterização experimental em tubo de

impedância e o método analítico TMM. A metodologia experimental do ensaio em tubo de impedância encontra-se descrita nas Seções 3.3.1 e 4.2, em que o tubo de impedância possui secção transversal circular e diâmetro de 10,1 cm. A bancada experimental utilizada neste ensaio foi composta pelo tubo de impedância, um analisador de sinais National Instruments, modelo 4431, utilizado para geração do sinal emitido pelo altifalante (do tipo ruído branco) e para aquisição dos sinais através de dois microfones GRAS, modelo 40AE 1/2. O pós processamento foi realizado em Matlab, através de diversas rotinas implementadas pelo autor.

O ressoador preparado para validação experimental do modelo FEM 3D pode ser observado na Figura 6.6, possuindo um gargalo de aço inox, com 1 cm de diâmetro de secção transversal interna,  $d_c$ , e 6 cm de comprimento total,  $l_c$ . Por seu lado, a cavidade do ressoador possui 5,96 cm de diâmetro,  $d_{cav}$ , e 2,95 cm de altura,  $l_{cav}$ . A cavidade do ressoador foi impressa através de uma impressora 3D, com material poliácido láctico (PLA) e um grau de preenchimento definido na impressão em 100%.



Figura 6.6.: Protótipo de ressoador acústico com cavidade em material de impressão 3D PLA e gargalo em aço inox.

A fim de caracterizar experimentalmente o ressoador, este foi então testado em duas configurações, conforme apresentado na Figura 6.7. A primeira, composta apenas pelo ressoador impresso acoplado a uma superfície rígida, apresenta o interior vazio e a sua secção transversal circular do tubo em aço inox como entrada,

Figura 6.7(a). Já a segunda configuração corresponde ao acoplamento entre material poroso granular e o ressoador proposto, em que a amostra porosa acoplada pelo exterior de tubo em aço inox possui 4 cm de espessura, correspondendo ao material granular com partículas de tamanho de grão 0-2 mm com a determinada mistura 3 (ver Tabela 4.1).

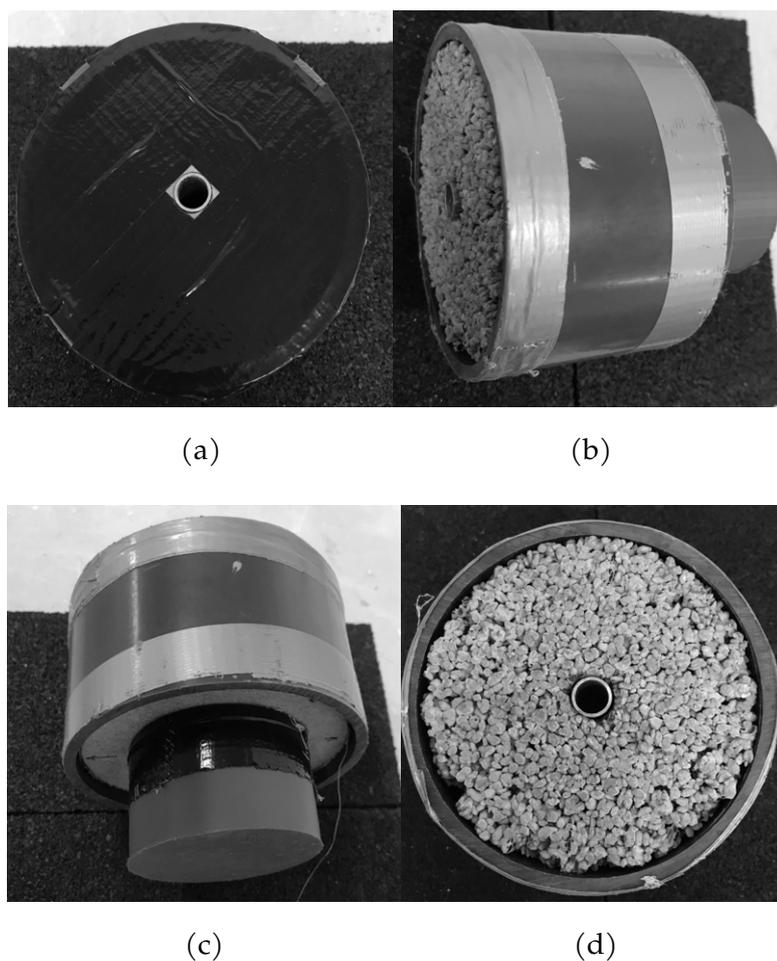


Figura 6.7.: Representação ilustrativa das configurações testadas experimentalmente: (a) Apenas o ressoador proposto acoplado a uma terminação rígida; (b), (c) e (d) Correspondem ao acoplamento do ressoador com o material poroso com 4 cm de espessura e terminação rígida.

O método das matrizes de transferência foi também utilizado para representação do protótipo do ressoador, em que se considera o fluido equivalente resultante do modelo JCA para representação do gargalo circular, ver Tabela 6.1, juntamente com

a cavidade de ar (associação em série). Após a caracterização do ressonador, aplica-se uma associação em paralelo entre o material poroso e o ressonador estudado. A impedância de superfície do conjunto é então calculada através da seguinte equação: a em que  $\tilde{Z}_{s_{res}}$  é a impedância de superfície para incidência normal do ressonador e  $\tilde{Z}_{s_{por}}$  é a impedância de superfície para incidência normal do material poroso. Os termos  $\phi_1$  e  $\phi_2$  correspondem à razão de áreas de cada material, gargalo do ressonador e o material poroso respectivamente.

A Figura 6.8 apresenta a comparação entre as metodologias definidas para validação do modelo FEM 3D proposto. Observam-se seis curvas de coeficiente de absorção sonora, sendo duas curvas correspondentes a cada uma das metodologias apresentadas: resultados experimentais; simulação numérica com o modelo FEM 3D; e cálculo analítico através do TMM. Nota-se uma representação fiel dos resultados experimentais obtidos, considerando-se a metodologia numérica proposta como validada. Porém, vale a pena ressaltar que o método analítico TMM não permite estudos de geometrias muito complexas, sendo este tipo de modelação possível apenas com utilização do modelo FEM 3D. É possível observar, aproximadamente na frequência de 200 Hz, a contribuição do ressonador acústico na curva de coeficiente de absorção, enquanto o material poroso tem seu pico de absorção sonora aproximadamente na frequência de 1200 Hz.

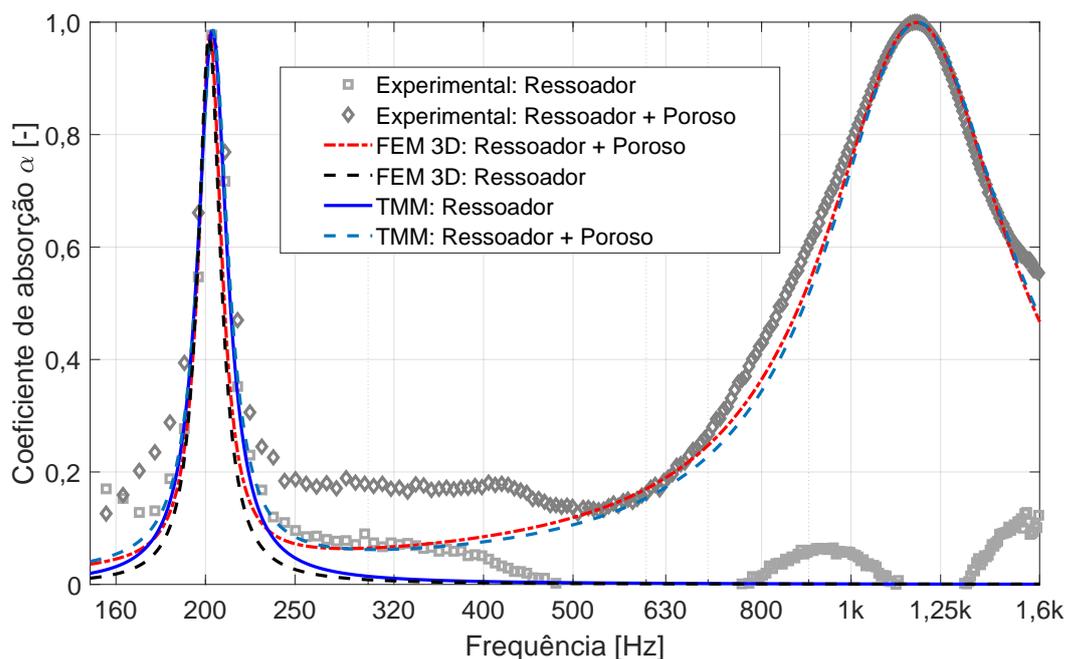


Figura 6.8.: Validação do modelo FEM 3D proposto. Comparação entre caracterização experimental, modelo FEM 3D e TMM.

Para o caso do ressonador do tipo "slit" optou-se pela utilização do modelo FEM 2D, que se considera infinito numa direção. Para efeitos de variação do modelo numérico, foi proposto um ressonador com largura de gargalo de  $d_{\text{slit}} = 2,5$  mm e comprimento  $l_{\text{slit}} = 3$  cm, uma caixa de ar com largura  $d_{\text{cav}} = 3$  cm e comprimento  $l_{\text{cav}} = 3$  cm, acoplada a um tubo de espessura  $h_{\text{por}} = 3$  cm. Para esse caso, foram avaliadas duas configurações conforme pode ser visto esquematicamente na Figura 6.9, em que a configuração (a) corresponde apenas ao ressonador proposto acoplado a uma superfície rígida, enquanto a configuração (b) corresponde ao ressonador acoplado ao material poroso com 3 cm de espessura, correspondente às características da mistura 2 e ao tamanho de grão 0-2 mm.

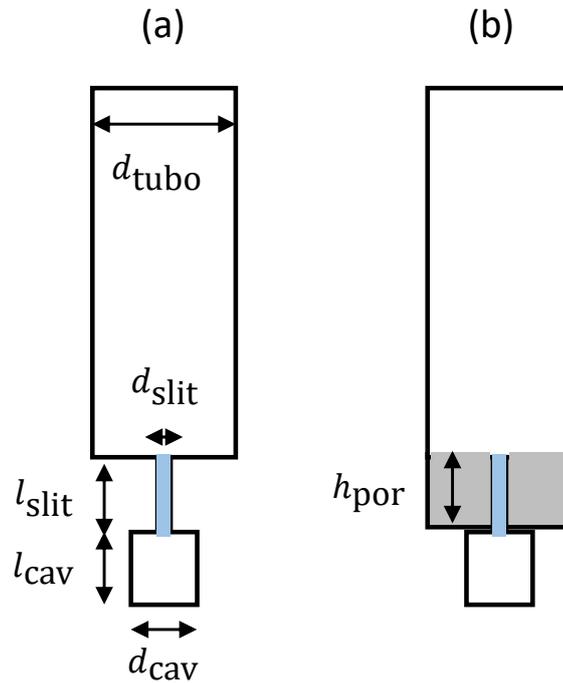


Figura 6.9.: Configurações de ressoadores "slit" propostas para validação do modelo FEM 2D. (a) Apenas o ressoador "slit" acoplado a uma superfície rígida. (b) Acoplamento ressoador "slit" e material poroso.

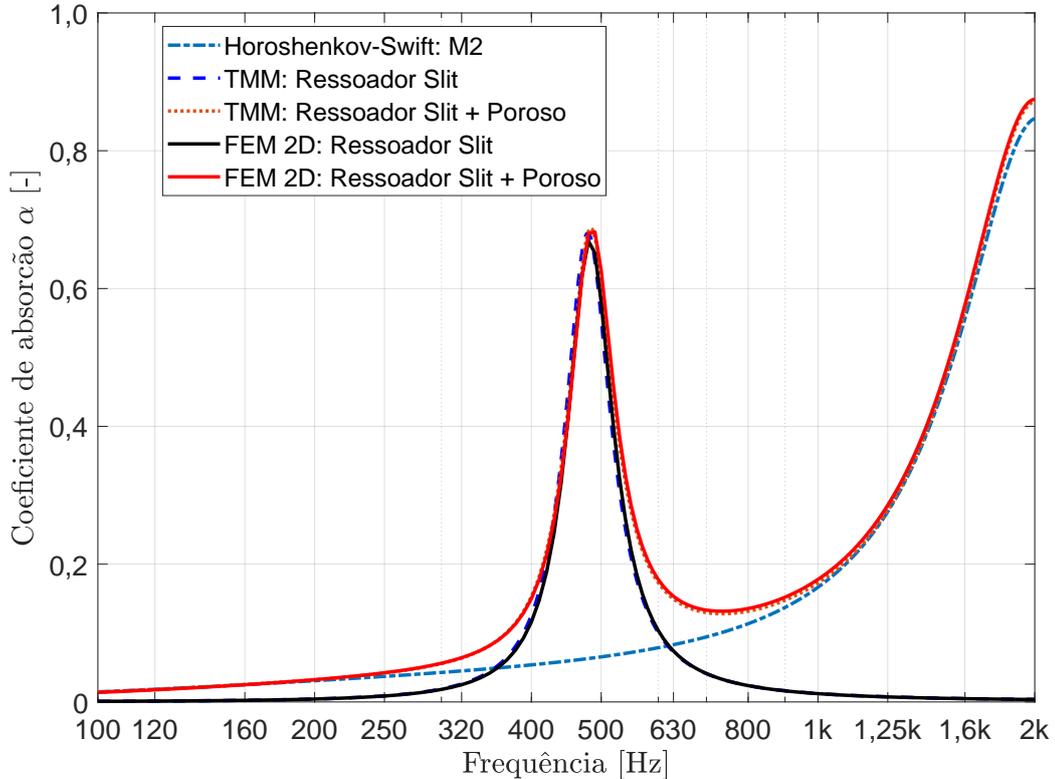


Figura 6.10.: Validação do modelo FEM 2D proposto, através de comparação com o modelo Horoshenkov-Swift e o método analítico TMM com associação em paralelo entre o material poroso e o ressoador.

A Figura 6.10 apresenta uma comparação entre cinco curvas de coeficiente de absorção, representando as seguintes configurações: o material poroso; o ressoador; *Metabetão poroso*. O coeficiente de absorção sonora do material poroso foi calculado através do modelo analítico de Horoshenkov-Swift, considerando uma amostra de 3 cm de espessura e mistura 2. O ressoador e o conjunto metabetão poroso foram calculados através dos modelos TMM e FEM 2D. É possível observar uma fiel reprodução do modelo FEM tanto para o material poroso quanto para o ressoador, permitindo o estudo paramétrico que será desenvolvido na Seção 6.4. A contribuição do ressoador acústico no coeficiente de absorção para a configuração proposta é observado aproximadamente na frequência de 480 Hz, enquanto o pico do coeficiente absorção sonora proporcionado pelo material poroso é situado em frequências próximas a 2000 Hz.

#### 6.4 Estudo paramétrico

Com o objetivo de avaliar a influência na absorção sonora de diferentes geometrias em ressoadores "slit" com recurso do modelo FEM 2D proposto, adotou-se as dimensões definidas na Figura 6.9 (a) como padrão:  $d_{\text{tubo}} = 6$  cm,  $d_{\text{slit}} = 0,25$  cm,  $l_{\text{slit}} = 3$  cm,  $d_{\text{cav}} = 3$  cm e  $l_{\text{cav}} = 3$  cm. As variações propostas comparam sempre duas dimensões diferentes em cada região com a geometria padrão definida, conforme:

- $d_{\text{slit}}$ : 0,30 e 0,40 cm;
- $l_{\text{slit}}$ : 4,00 e 5,00 cm;
- $d_{\text{cav}}$ : 4,00 e 5,00 cm;
- $l_{\text{cav}}$ : 4,50 e 6,00 cm.

Os fenômenos decorrentes desse tipo de variação de geometria abordado já são

conhecidos devido a diversos estudos realizados sobre ressoadores. A Figura 6.11 apresenta os resultados para as geometrias propostas para certificação desta análise.

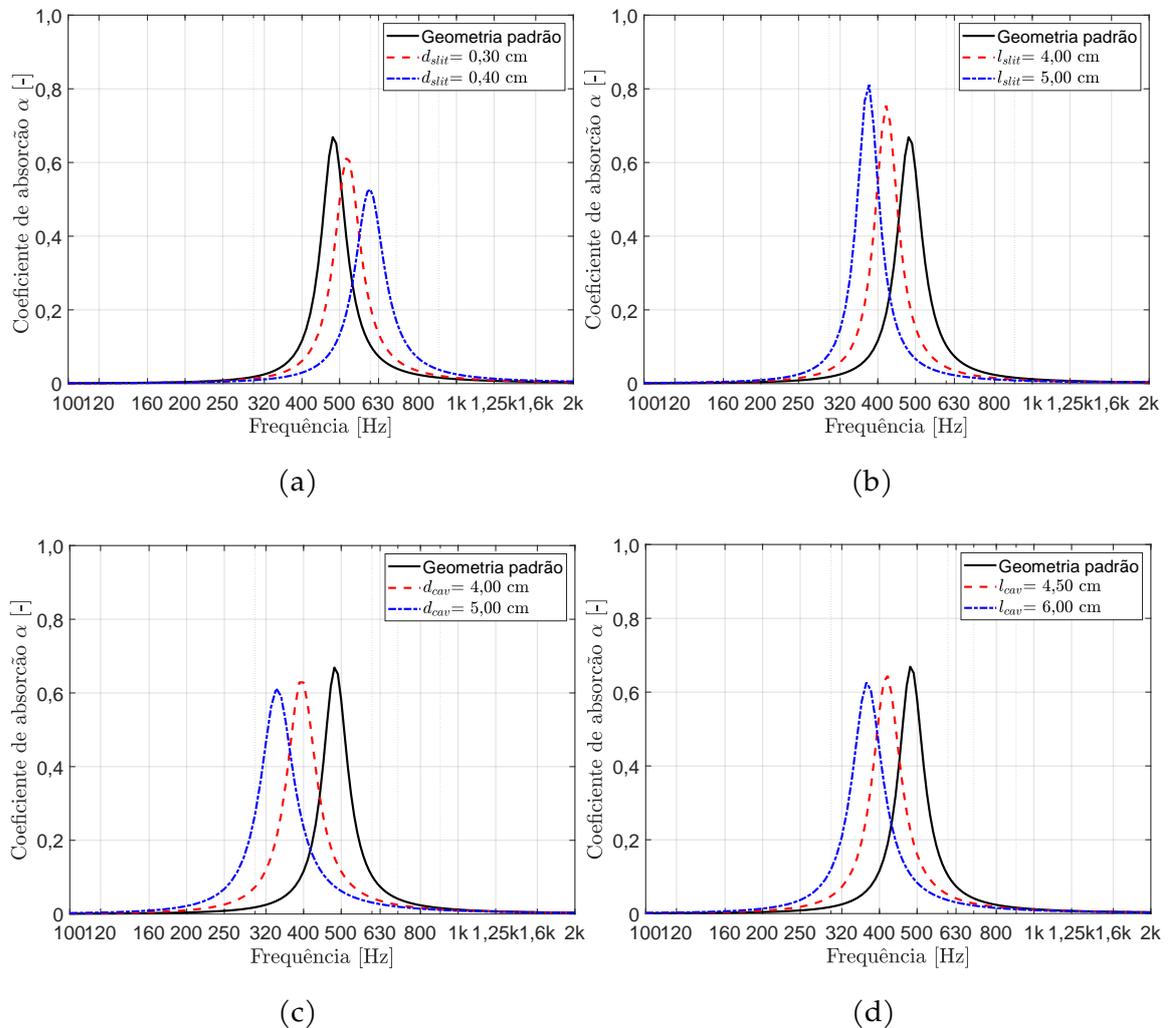


Figura 6.11.: Variação individual de cada região de um ressoador do tipo "slit": (a) Variação da largura do gargalo; (b) Variação do comprimento do gargalo; (c) Variação da largura da cavidade de ar; (d) Variação do comprimento da cavidade de ar.

Observa-se, no gráfico (a), que o aumento da largura do gargalo proporciona um deslocamento da frequência de ressonância para frequências mais altas e também resulta em uma diminuição da amplitude do coeficiente de absorção. O aumento do comprimento do gargalo demonstrado no gráfico (b) resulta em um deslocamento da ressonância para frequências mais baixas, além de um acréscimo na amplitude do coeficiente de absorção. Para as variações na caixa de ar, nota-se que a variação em

largura (c) e comprimento (d) resultam ambas em um deslocamento da ressonância para frequências mais baixas com diminuição, ligeira, da amplitude do coeficiente de absorção. Com objetivo de avaliar numericamente o problema descrito na Secção 6.1, em que o ressoador poroso não possui terminações rígidas no gargalo e na fronteira entre o betão poroso e a cavidade de ar, foram propostas duas geometrias, (a) e (b), apresentadas na Figura 6.12. Nesta secção, todo o estudo será realizado considerando o material betão poroso com agregados de dimensão 0-2 mm e mistura 2. As dimensões da geometria (a) correspondem às definidas anteriormente como padrão. Por outro lado, a geometria (b) possui  $d_{cav_2} = 6$  cm e  $h_{por} = 3$  cm.

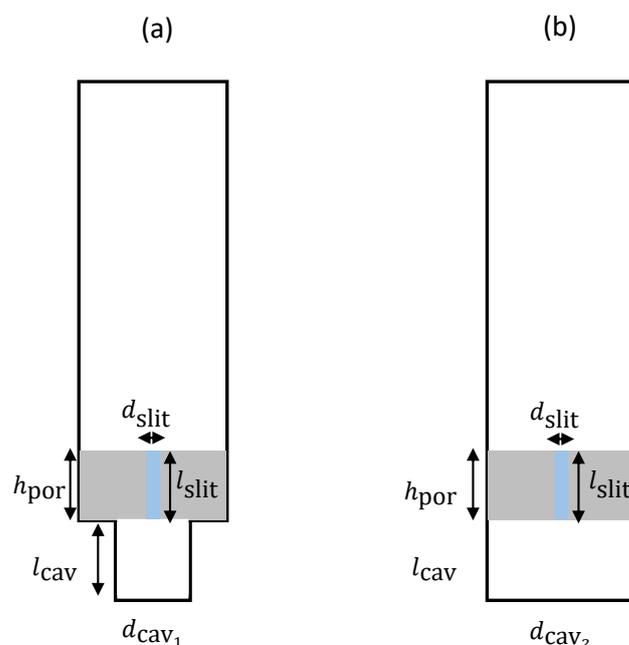


Figura 6.12.: Geometrias de ressoadores "slit" com fronteiras não rígidas.

A Figura 6.13 apresenta o coeficiente de absorção sonora para as duas configurações propostas. Observa-se que as curvas do coeficiente de absorção sonora não possuem um pico de ressonância característico de um ressoador do tipo "slit", que deveria ocorrer numa frequência bem definida conforme apresentado na Figura 6.11, tendo apenas influência significativa do acoplamento de uma amostra de betão poroso com uma cavidade de ar. Conforme já avaliado e demonstrado no Capítulo 4,

nota-se que o ressoador (b) possui um deslocamento do pico de absorção para frequências mais baixas quando comparado com o ressoador (a), facto decorrente do acoplamento à cavidade de ar de maior volume, tendo este assunto já sido abordado anteriormente.

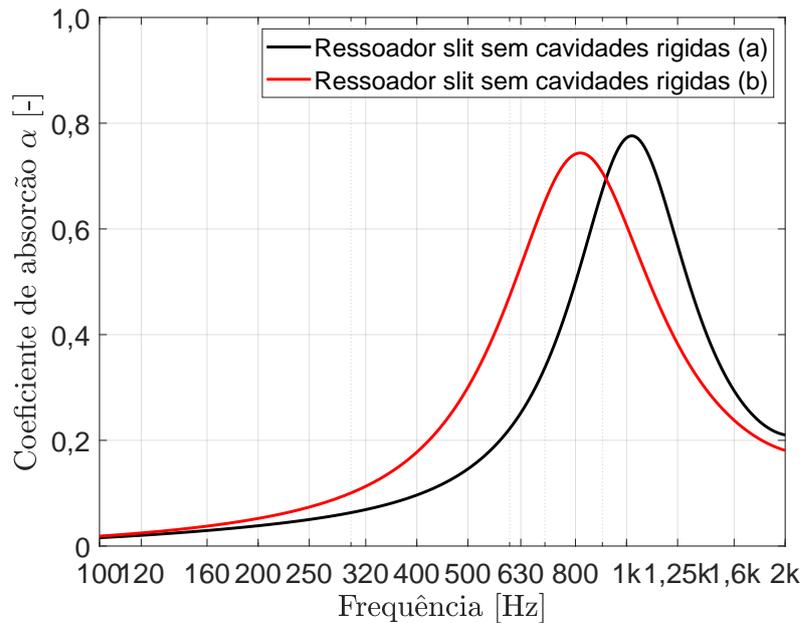


Figura 6.13.: Ressonadores "slit" propostos sem fronteiras rígidas e com geometrias definidas na Figura 6.12.

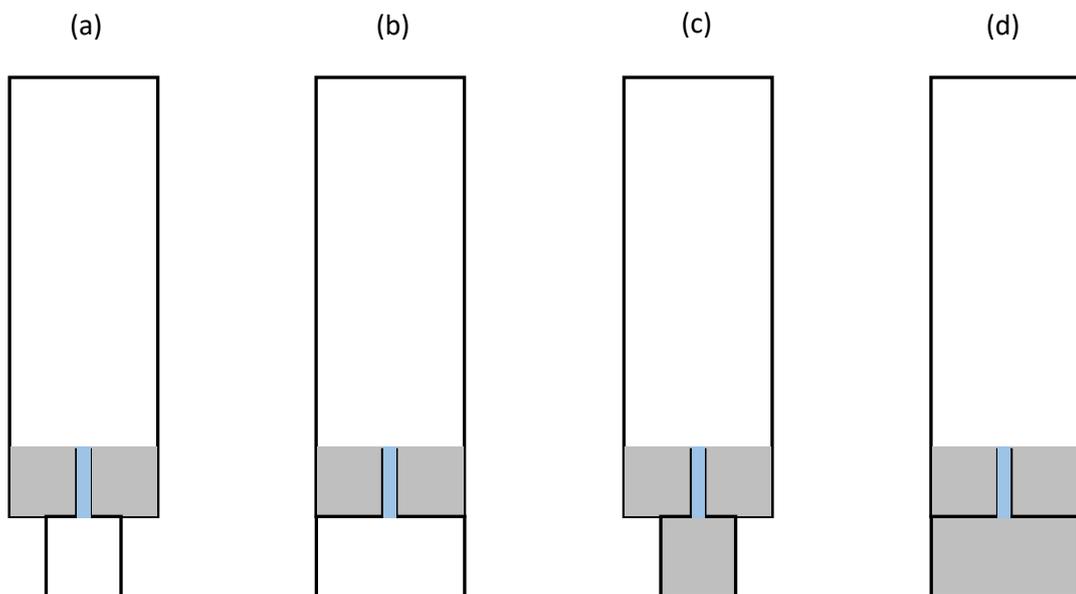


Figura 6.14.: Configurações definidas para o estudo da influência do betão poroso no interior da cavidade do ressoador: (a) Ressonador  $d_{cav} = 3$  cm; (b) Ressonador  $d_{cav} = 6$  cm; (c) Ressonador  $d_{cav} = 3$  cm com betão poroso no interior da cavidade do ressoador; (d) Ressonador  $d_{cav} = 6$  cm com betão poroso no interior da cavidade do ressoador.

Após verificação do efeito não ressonante das configurações propostas, outra análise é sugerida considerando a terminação rígida em todo o corpo dos ressoadores, conforme apresentado esquematicamente na Figura 6.14. As geometrias (a) e (c) possuem as seguintes dimensões:  $d_{\text{slit}} = 0,25 \text{ cm}$ ,  $l_{\text{slit}} = 3 \text{ cm}$ ,  $l_{\text{cav}} = 3 \text{ cm}$ ,  $d_{\text{cav}} = 3 \text{ cm}$  e  $h_{\text{por}} = 3 \text{ cm}$ . Contudo, as geometrias (b) e (d) possuem  $d_{\text{cav}} = 6 \text{ cm}$ . Para as geometrias denominadas como (c) e (d) foi inserido betão poroso no interior da cavidade do ressoador. Observam-se, na Figura 6.15, os coeficientes de absorção sonora considerando incidência normal para as quatro configurações propostas na Figura 6.14.

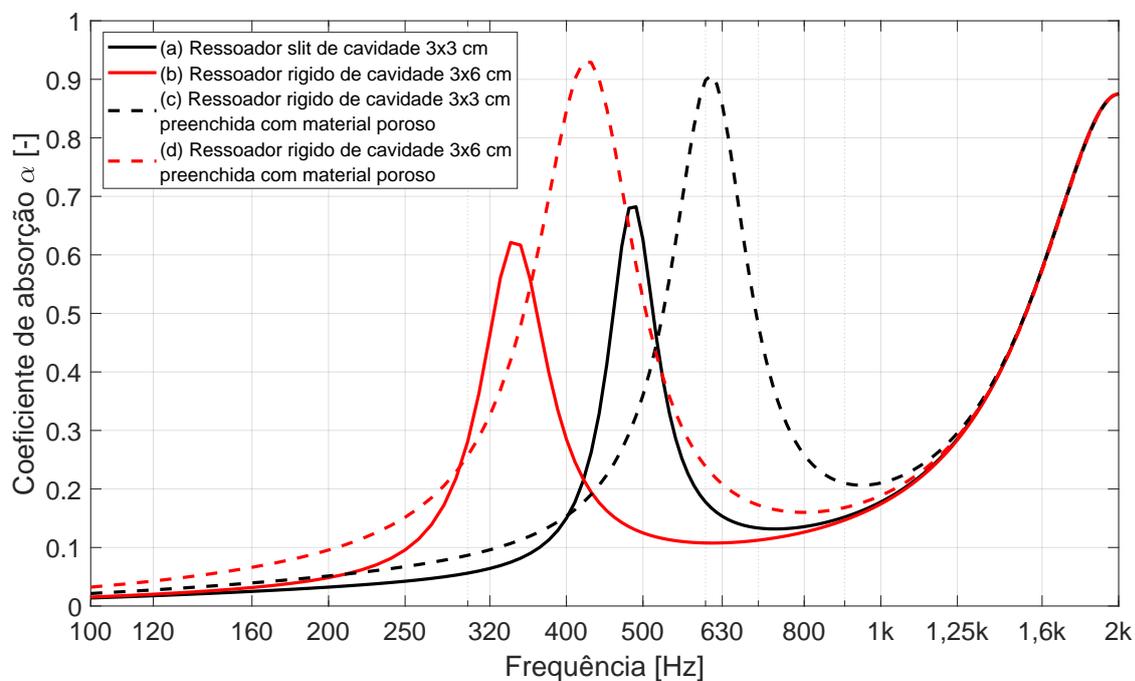


Figura 6.15.: Comparação entre os coeficientes de absorção para as geometrias propostas na Figura 6.14.

As configurações (a) e (b), em que as cavidades dos ressoadores são modeladas como ar, exibem uma frequência de ressonância mais baixa para a geometria com cavidade de maior volume, conforme já demonstrado na Figura 6.11, além da influência do betão poroso que é bem definida para um material com 3 cm de espessura. O interesse da comparação demonstrada nesta figura é a observação

de que, com o preenchimento da cavidade interior com betão poroso, se consegue um aumento na amplitude do coeficiente de absorção, assim como um alargamento desse pico na gama de frequências. Nota-se também que a configuração (c), que possui menor volume de cavidade, permite uma maior aproximação entre o ressoador e o betão poroso, podendo ser de grande interesse quando se procura um aumento da gama de frequências de absorção sonora, principalmente para este tipo de material poroso que possui um coeficiente de absorção formado por picos e vales.

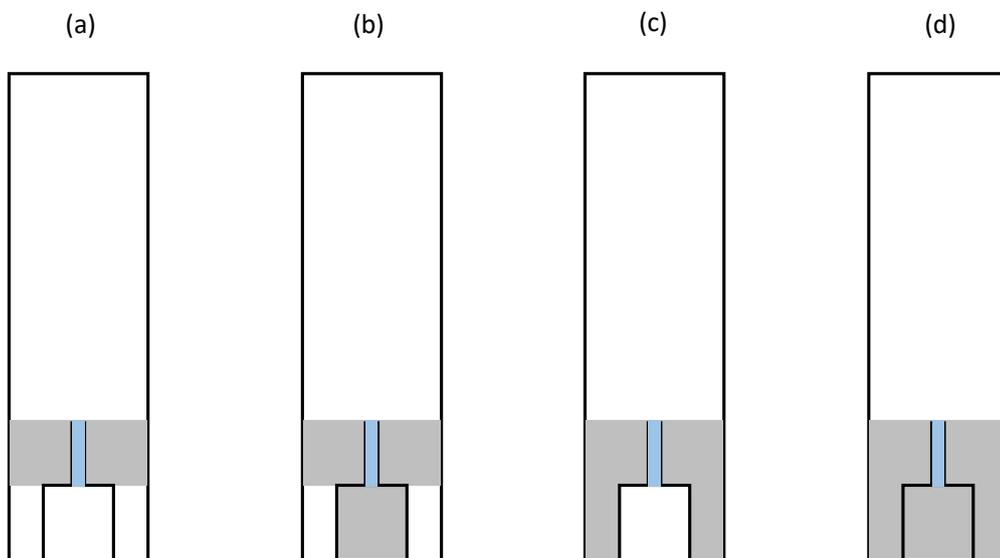


Figura 6.16.: Configurações para análise da influência do aumento da quantidade de material poroso e acoplamento de cavidade de ar: (a) Ressorador padrão com acoplamento de duas cavidades de ar de 1,5x3 cm localizadas após o betão poroso; (b) Ressorador padrão com acoplamento de duas cavidades de ar de 1,5x3 cm localizadas após o betão poroso e cavidade do ressoador preenchida com betão poroso; (c) Ressorador padrão com aumento da quantidade de betão poroso de 1,5x3 cm em ambos lados da cavidade do ressoador; (d) Ressorador padrão com aumento da quantidade de betão poroso de 1,5x3 cm em ambos lados da cavidade preenchida do ressoador.

Após avaliação da influência da presença de betão poroso no preenchimento da cavidade do ressoador, outra alternativa pode ser a inclusão de cavidades de ar após a espessura do material poroso e, conseqüentemente, nas partes laterais da cavidade do ressoador, assim como o aumento da quantidade de material poroso. Para essa análise, definiu-se então um conjunto de geometrias demonstradas na Figura 6.16, em que todos os ressoadores possuem as seguintes dimensões:  $d_{\text{slit}} = 0,25$  cm,

$l_{\text{slit}} = 3 \text{ cm}$ ,  $l_{\text{cav}} = 3 \text{ cm}$ ,  $d_{\text{cav}} = 3 \text{ cm}$  e  $h_{\text{por}} = 3 \text{ cm}$ . As geometrias (a) e (b) possuem um acréscimo de duas cavidades de ar de aproximadamente 1,5 cm de largura e 3 cm de espessura, enquanto a geometria (b) possui preenchimento da cavidade com betão poroso. As geometrias (c) e (d) possuem um aumento na quantidade de material poroso, resultante do preenchimento das cavidades de ar propostas, tendo a geometria (d) a sua cavidade também preenchida com betão poroso.

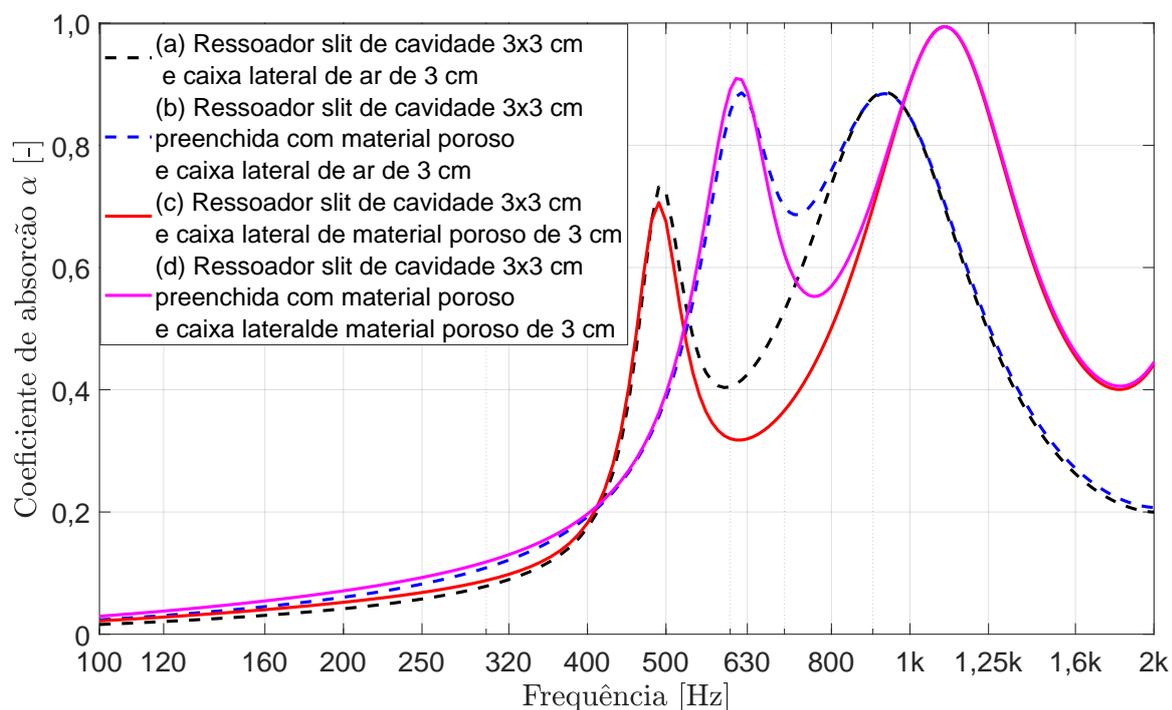
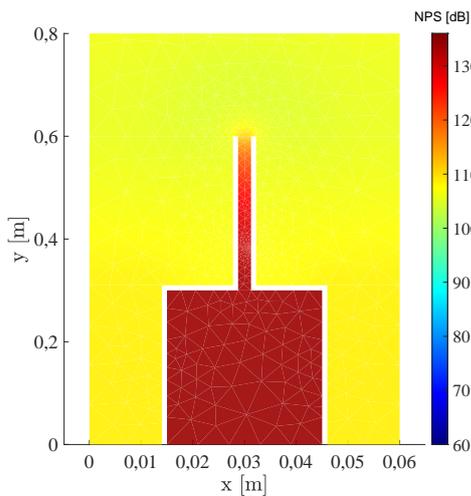


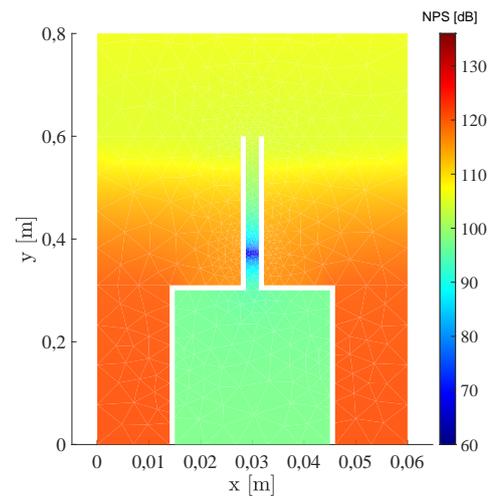
Figura 6.17.: Geometrias definidas para avaliação da influência do acoplamento de cavidade de ar e aumento da quantidade de material na absorção sonora: (a) Acoplamento de cavidade de ar ao material poroso; (b) Acoplamento de cavidade de ar ao material poroso e preenchimento de material na cavidade do ressoador; (c) Aumento da quantidade de material poroso; (d) Aumento da quantidade de material poroso e preenchimento de material na cavidade do ressoador.

Observa-se, na Figura 6.17, que, tanto o acréscimo de material poroso quanto o acoplamento da cavidade de ar, proporcionaram um deslocamento da parte do coeficiente de absorção sonora correspondente ao material poroso para as baixas frequências, sendo as configurações com caixa de ar responsáveis por um maior deslocamento. Para as dimensões propostas, o aumento da quantidade de material resultou também em um ganho interessante na amplitude do coeficiente de absorção.

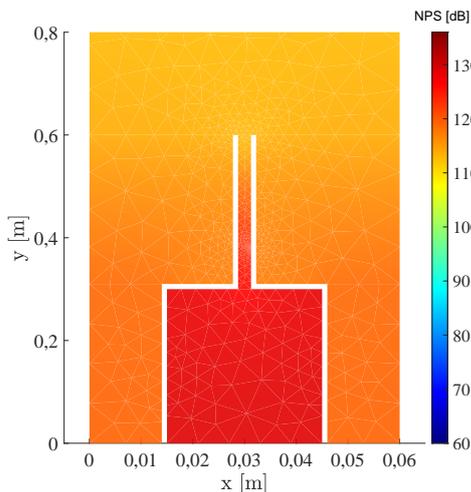
Assim, como já observado, os ressoadores com a presença de material poroso no interior da cavidade proporcionaram um deslocamento do seu pico para as altas frequências, aproximando os dois picos de absorção sonora. A configuração (b), com caixa de ar e material poroso na cavidade, apresentou uma maior aproximação entre os dois picos de absorção.



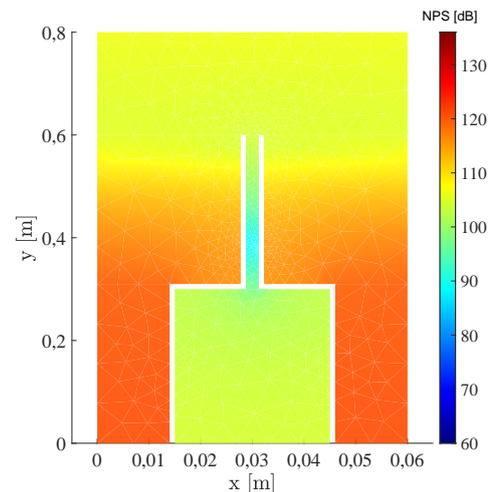
(a) Configuração (a) para a frequência de 480 Hz.



(b) Configuração (a) para a frequência de 930 Hz.



(c) Configuração (b) para a frequência de 620 Hz.



(d) Configuração (b) para a frequência de 930 Hz..

Figura 6.18.: Mapas de pressão sonora do modelo FEM 2D para cada uma das configurações propostas (ver Figura 6.16), variando as frequências máximas de absorção.

A fim de visualizar os mapas de pressão ao longo do modelo FEM 2D proposto apresentam-se as Figuras 6.18 e 6.19, que se referem, respetivamente, às configurações apresentadas na Figura 6.16. Observam-se, na Figura 6.18, os níveis de pressão sonora para as configurações (a) e (b), enquanto a Figura 6.19 demonstra o comportamento das configurações (c) e (d).

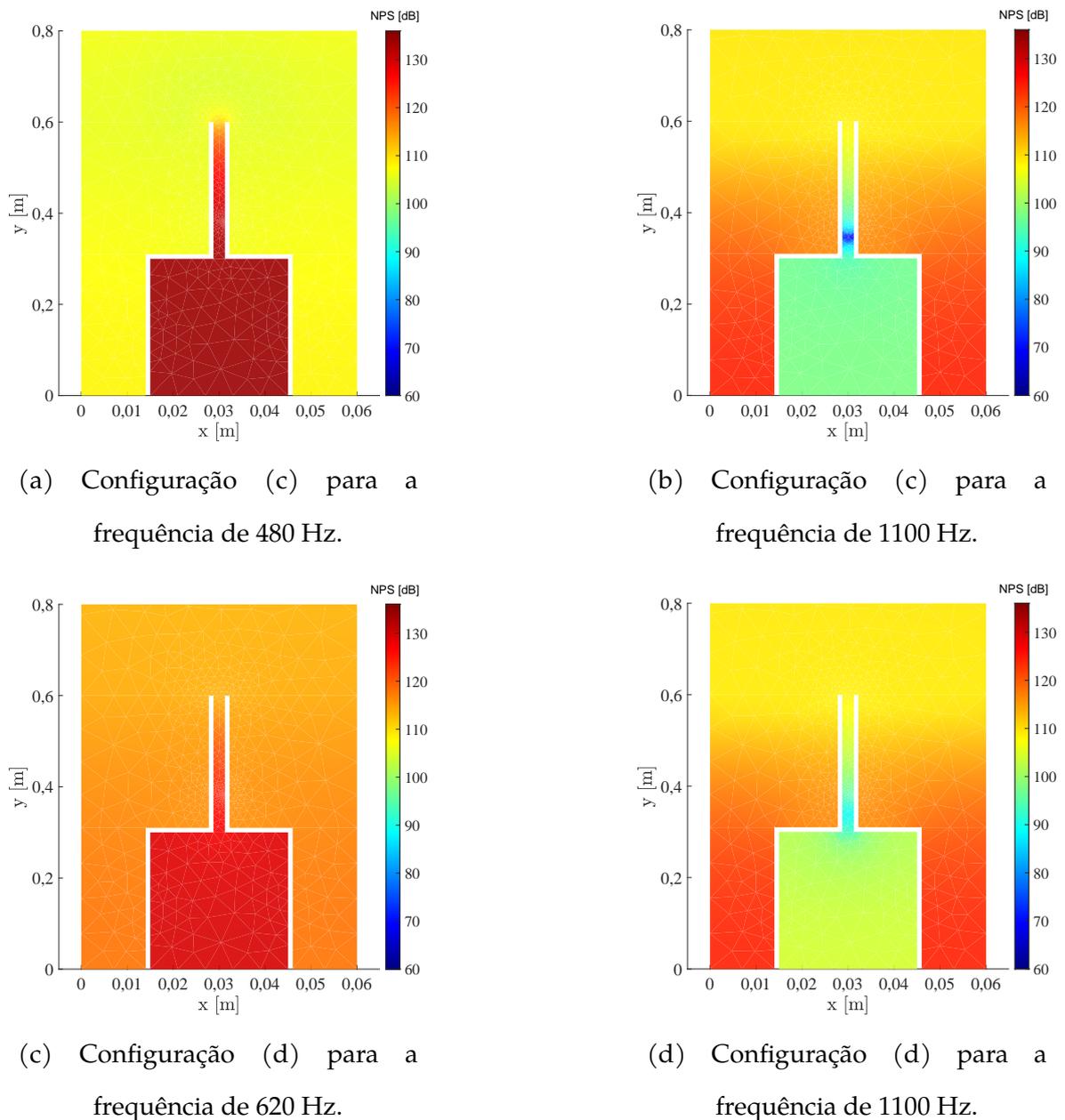


Figura 6.19.: Mapas de pressão sonora do modelo FEM 2D para cada uma das configurações propostas (ver Figura 6.16), variando as frequências máximas de absorção.

Para a configuração (a) foram avaliadas as frequências de 480 Hz e 930 Hz, para a geometria (b) as frequências 620 Hz e 930 Hz, para a (c) as frequências 480 Hz e 1100 Hz, e, para a configuração (d) foram avaliadas as frequências 620 Hz e 1100 Hz. Estas frequências referem-se às maiores absorções sonoras proporcionadas por cada conjunto, em que a primeira corresponde à absorção sonora proporcionada pelo ressoador e a segunda à absorção sonora proporcionada pelo acoplamento entre o betão poroso e a cavidade de ar (em (a) e (b)), ou então pelo material poroso (em (c) e (d)). É possível verificar, naquelas imagens, um NPS maior nas regiões responsáveis pela absorção sonora para a frequência em análise, demonstrando a importância de uma solução conjunta.

Com o objetivo de prever a absorção sonora proporcionada por materiais do tipo *Metabetão poroso* em condições de campo difuso é proposta uma aproximação se apresentada nas Figuras 6.20, 6.21, 6.22 e 6.23, considerando que o conjunto do material é localmente reativo e partindo da impedância de superfície obtida através do modelo FEM 2D para incidência normal. Fez-se uso da consideração apresentada na Secção 5.1.2, baseada na aplicação de uma impedância de radiação normalizada de um painel de dimensões finitas, definido com  $12 \text{ m}^2$  ( $3 \text{ m} \times 4 \text{ m}$ ) e aplicando uma variação de 0 a 55 graus em  $\theta_i$  (ver Figura 5.2).

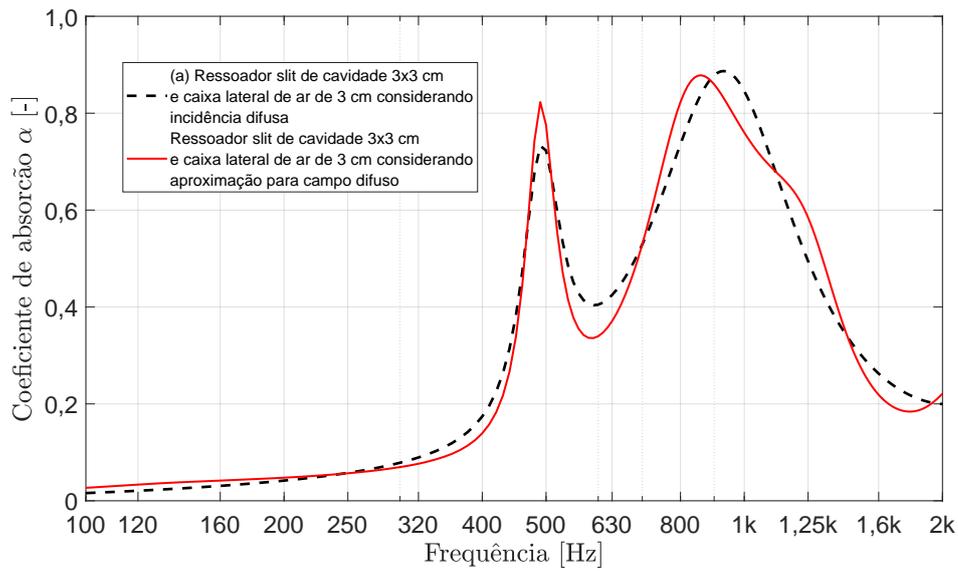


Figura 6.20.: Comparação para a geometria (a) da Figura 6.16 entre o coeficiente de absorção considerando incidência normal e a aproximação proposta para campo difuso.

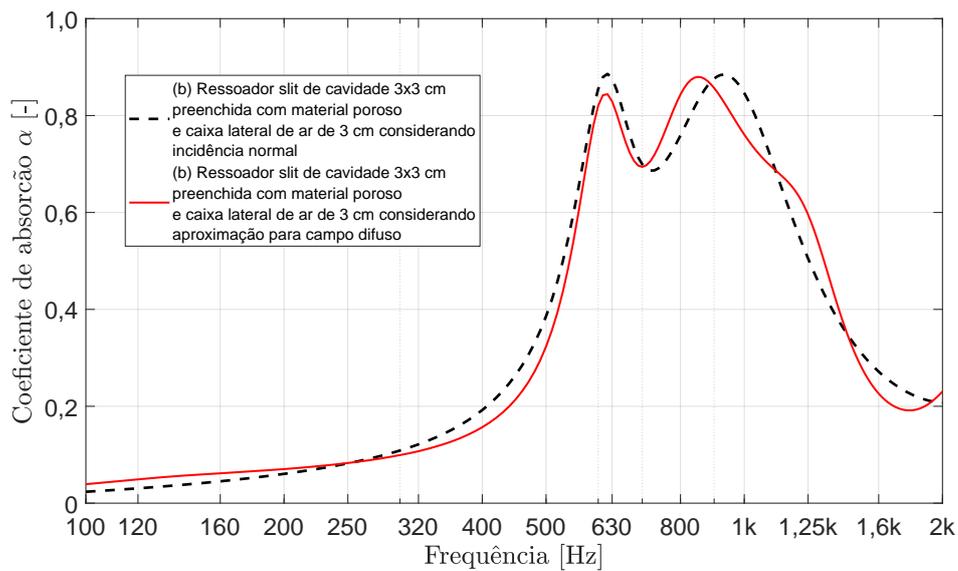


Figura 6.21.: Comparação para a geometria (b) da Figura 6.16 entre o coeficiente de absorção considerando incidência normal e a aproximação proposta para campo difuso.

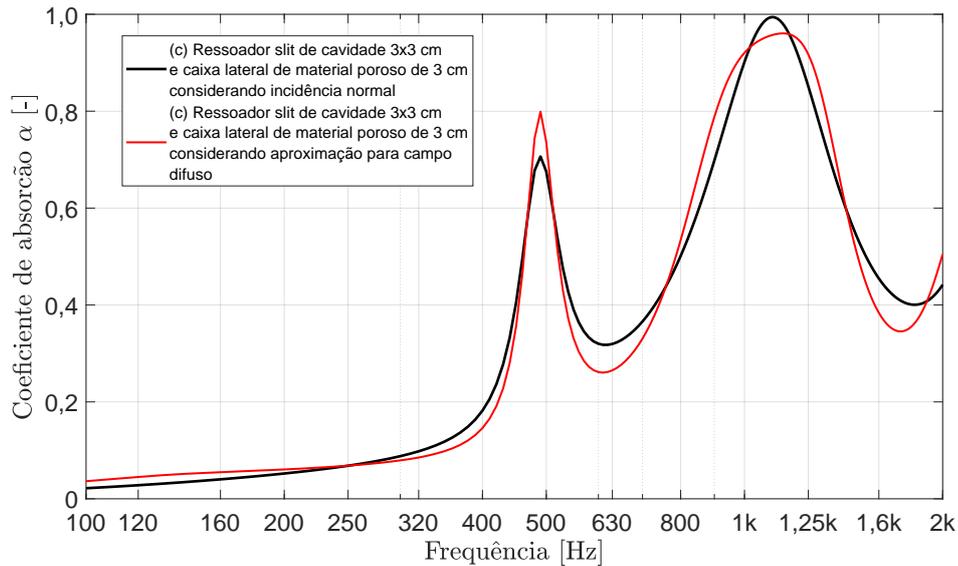


Figura 6.22.: Comparação para a geometria (c) da Figura 6.16 entre o coeficiente de absorção considerando incidência normal e a aproximação proposta para campo difuso.

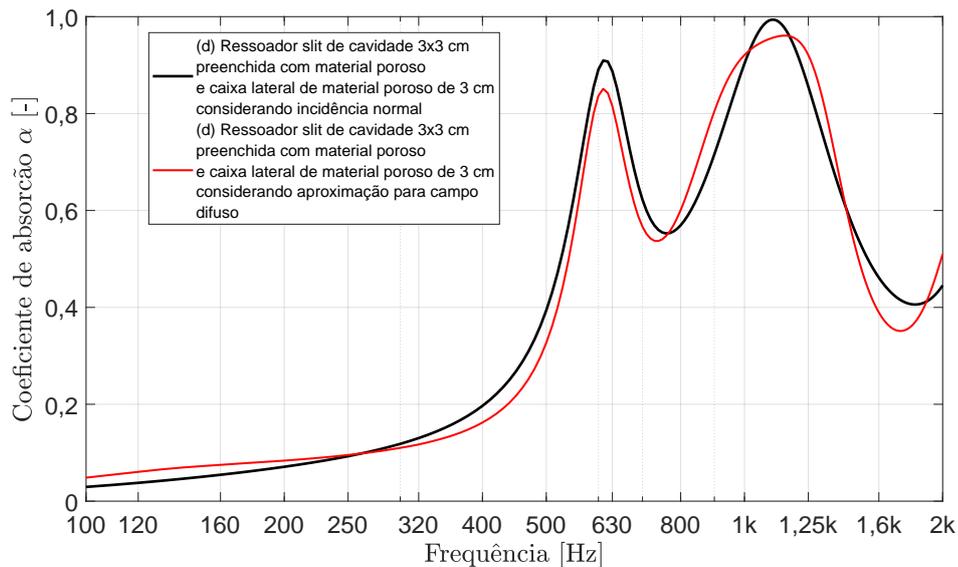


Figura 6.23.: Comparação para a geometria (d) da Figura 6.16 entre o coeficiente de absorção considerando incidência normal e a aproximação proposta para campo difuso.

Estas previsões são válidas caso se considere o conjunto como localmente reativo, em que a onda sonora ao longo do material segue a direção normal. O ressoador possui esta tendência do comportamento, devido ao facto do gargalo ter características de guia de onda, para as frequências sintonizadas, como pode ser visto nas Figuras 6.18 e 6.19. Para materiais porosos de betão poroso pode-se também

assumir essa tendência, em que o material proposto tem dimensões pequenas, com um comprimento de aproximadamente 6 cm, descontando apenas o diâmetro do gargalo do ressoador. Assim, observa-se um acréscimo na parte do coeficiente de absorção comandada pelo ressoador "slit" em que se tem ar no interior de sua cavidade (a) e (c); o contrário acontece aos ressoadores cuja cavidade interior é preenchida por material poroso (b) e (d). Por seu lado, para a parte do coeficiente de absorção comandada pelo betão poroso, observa-se que as soluções (a) e (b), em que se tem a presença da caixa de ar, o coeficiente de absorção para campo difuso sofre um pequeno deslocamento para as frequências mais baixas, enquanto as soluções (b) e (d), em que se aplica o aumento da quantidade de betão poroso, registra-se um aumento em termos de frequência no coeficiente de absorção, e um pequeno decréscimo do seu pico, o qual anteriormente era melhor definido.

## 6.5 Considerações finais

O presente capítulo introduziu um conceito inovador de solução para absorção sonora, acoplando dois dispositivos, material poroso granular e ressoadores acústicos, sendo a solução final denominada como *Metabetão poroso*. Neste estudo, foram utilizados dois modelos analíticos para representação dos meios de propagação como fluido equivalente, o modelo de Horoshenkov-Swift para representação do material poroso e JCA para representação do gargalo do ressoador acústico.

Foram propostos dois modelos FEM, um 3D e outro 2D, que permitem a obtenção do coeficiente de absorção sonora e da impedância de superfície para incidência normal. Ambos os modelos foram validados, sendo o 3D comparado com uma medição experimental em tubo de impedância e com o método analítico TMM, enquanto o modelo 2D, cujo ressoador acústico é do tipo "slit", foi validado através

de comparação com TMM.

Foi realizado um estudo paramétrico, tendo como objetivo de estudo o acoplamento entre betão poroso e ressoador do tipo "slit", utilizando assim o modelo FEM 2D, a fim de propor soluções do tipo metasuperfície. A importância do corpo rígido nos ressoadores acústicos foi observada na Figura 6.13, destacando a sua importância para existência do efeito ressonante. A influência das dimensões físicas das componentes de um ressoador (gargalo e cavidade) também foi demonstrada, mesmo tratando-se de um assunto conhecido.

A fim de obter melhorias no desempenho absorvente destas soluções, propôs-se o preenchimento da cavidade do ressoador acústico com betão poroso. Observou-se, na Figura 6.15, um acréscimo no pico do coeficiente de absorção sonora correspondente ao ressoador, acompanhado de um deslocamento desse pico para frequências mais altas. Na tentativa de aproximação entre as duas zonas de absorção sonora, optou-se pela manutenção da cavidade do ressoador com menor largura, permitindo o acoplamento de duas cavidades de ar nas partes laterais, sendo também testadas com o preenchimento de material poroso, conforme 6.17. Observou-se que a presença da cavidade de ar proporciona um deslocamento para frequências menores, ao contrário do preenchimento da cavidade interior. Por seu lado, o preenchimento dessas cavidades de ar com material poroso resultam em um menor deslocamento da curva para as baixas frequências, e num acréscimo na parte do coeficiente de absorção comandada pelo material poroso. Com o objetivo de visualizar a influência de cada parte do acoplamento na absorção sonora, mapas de NPS foram apresentados nas Figuras 6.18 e 6.19, para as frequências em que se tem maior coeficiente de absorção.

Ao finalizar o estudo propôs-se uma avaliação do coeficiente de absorção sonora em condições de campo difuso para materiais do tipo *Metabetão poroso*, tendo sido

realizado com a aplicação de uma impedância de radiação de um painel de tamanho finito de  $12 \text{ m}^2$  ( $3 \text{ m} \times 4 \text{ m}$ ), conforme abordado no Capítulo 5. Nessa aproximação proposta, os materiais foram considerados como localmente reativos e partiu-se da impedância de superfície obtida através do modelo FEM 2D considerando incidência normal e uma célula unitária. Observou-se que, em campo difuso, as partes do coeficiente de absorção comandadas pelo ressoador acústico sofreram ligeiras mudanças, sem alterações nas suas frequências de ressonância, tendo os materiais cuja cavidade do ressoador é preenchida com ar um acréscimo no coeficiente de absorção, enquanto as que possuem a cavidade preenchida com material poroso sofrem uma pequena queda. Por sua vez, nas partes comandadas pelo material poroso, notou-se que, com a presença das cavidades de ar após a amostra, tem-se um deslocamento do pico do coeficiente de absorção sonora para as baixas frequências, aproximando-se ainda mais do pico de absorção proporcionado pelo ressoador. Por outro lado, as configurações em que se tem aumento da quantidade de material poroso apresentaram um aumento do coeficiente de absorção em termos de gama de frequência, para além de uma pequena queda no pico do coeficiente de absorção.

Com o estudo realizado ao longo do presente capítulo, e as ferramentas desenvolvidas e apresentadas, foi possível compreender melhor o comportamento e as potencialidades deste tipo de soluções híbridas acústicas para absorção sonora. Desta forma é possível, em função da aplicação real, controlar os diferentes parâmetros definidos nas configurações dos dispositivos de absorção sonora, conforme o interesse em gama de frequências. Estas apresentam grande interesse e têm reais possibilidades de aplicação em problemas de controle de ruído em meios exteriores.

## 7 Conclusões e trabalhos futuros

### 7.1 Conclusões

A presente tese de doutoramento abordou o tema do desenvolvimento e da aplicação de materiais porosos absorventes acústicos para a resolução de problemas de controle de ruído, através de técnicas denominadas passivas. O material absorvente estudado foi o betão poroso, composto por agregados de argila expandida, tendo-se procurado, através da otimização de soluções, obter um melhor desempenho absorvente em termos de amplitude e/ou em termos de gamas de frequência, sabendo que estes materiais apresentam curvas do coeficiente de absorção sonora compostas por picos e vales ao longo do domínio da frequência.

Neste trabalho, apresentou-se, de maneira introdutória, uma breve revisão de conceitos acústicos fundamentais, como as grandezas que descrevem um campo acústico, propagação sonora em fluidos e impedância acústica (Capítulo 2). Após revisão destes conceitos, uma fundamentação teórica discutiu conceitos e estratégias para quantificação, representação, previsão e otimização de soluções absorventes para materiais porosos granulares. Estas estratégias baseiam-se em técnicas experimentais, modelos analíticos e modelos de simulação numérica (Capítulo 3).

No Capítulo 4 apresentou-se, como principal contribuição, o estudo das propriedades de absorção sonora de materiais porosos granulares com argila expandida na sua composição, estudando a influência da relação água-cimento, da espessura da amostra e diferentes tamanhos de agregado no coeficiente de absorção

sonora. O material com granulometria 0-2 mm (designação comercial), destacou-se por demonstrar um coeficiente de absorção mais amplo em termos de gama de frequências. O modelo analítico proposto por Horoshenkov-Swift demonstrou-se adequado para a representação dos materiais estudados como fluido equivalente. Um método inverso baseado na utilização de um algoritmo genético para obtenção dos parâmetros macroscópicos demonstrou que as duas abordagens (OF1 e OF2) podem levar a valores um pouco diferentes, embora mantenham a mesma ordem de grandeza. Devido a essas pequenas diferenças optou-se pela utilização de técnicas experimentais, nomeadamente: o método de duas cavidades e o método de duas espessuras. Os resultados obtidos foram utilizados para previsão do coeficiente de absorção sonora proporcionado numa faixa mais ampla de espessura, em que se observou que ambas as estratégias permitem a obtenção de curvas do coeficiente de absorção semelhantes, mesmo considerando espessuras maiores.

No Capítulo 5, apresentou-se como principal contribuição o estudo de alternativas eficazes para avaliação do desempenho absorvente de materiais porosos em condições em campo difuso. Destaca-se o método analítico, que considera a impedância de radiação normalizada para um painel de tamanho finito, que permite prever o coeficiente de absorção considerando incidência difusa, para um painel de superfície plana. Para o estudo de materiais porosos com superfícies irregulares foi proposto um modelo numérico BEM 3D baseado na formulação clássica do método dos elementos de fronteira, com acoplamento entre um meio exterior (ar) e um meio interior (material poroso). Com o modelo validado apresentou-se o estudo do coeficiente de absorção sonora em campo difuso para materiais do tipo betão poroso com agregados de argila expandida de tamanho 0-2 mm. Os painéis de menores dimensões apresentaram um aumento no coeficiente de absorção sonora no seu primeiro pico, diferença que diminui conforme o aumento da frequência, permitindo a diminuição das dimensões do painel para cálculo em frequências mais

altas. Observou-se que o comportamento absorvente destes materiais, considerando incidência difusa, mantém aproximadamente a curva do coeficiente de absorção composta por picos e vales. Para resolução deste problema propôs-se o estudo paramétrico de painéis com superfícies irregulares com volume equivalente de material. Notou-se que a espessura de base  $d$  do painel tem influência direta nas baixas frequências, em que o painel (a) e configuração 1 (Figura 5.13), apresentou um maior coeficiente de absorção em frequências inferiores a 800 Hz. O painel (c) e configuração 1 (Figura 5.13), com menor espessura de base  $d$  e maior espessura de irregularidade  $h$ , destacou-se pelo grande aumento no coeficiente de absorção na gama de frequências entre 1000 e 1600 Hz, gama de frequências em que o painel de superfície plana com volume equivalente possui valores de coeficiente de absorção sonora mais baixos. Conclui-se então que o modelo BEM 3D proposto é de grande interesse para previsão do coeficiente de absorção sonora considerando condições de campo difuso, e também para otimização da geometria de painéis de betão poroso com superfícies irregulares, procurando geometrias apropriadas de forma a aumentar o desempenho absorvente em determinada gama de frequências.

O Capítulo 6 apresentou um novo conceito de solução para absorção sonora, denominado *Metabetão poroso*, acoplando dois dispositivos, designadamente o material poroso granular e ressoadores acústicos embutidos. Para representação destes dispositivos utilizaram-se modelos analíticos, respetivamente Horoshenkov-Swift e JCA. Dois modelos numéricos FEM foram propostos, um 3D e outro 2D. O modelo 3D foi utilizado para validação da estratégia de representação do conjunto de dispositivos, através da comparação satisfatória com resultados experimentais de um protótipo ensaiado em tubo de impedância. Por outro lado, o modelo FEM 2D foi comparado, também de maneira satisfatória, com o método analítico das matrizes de transferência. Realizou-se um estudo paramétrico a fim de propor soluções do tipo metasuperfícies e de analisar e prever o seu comportamento acústico. Observou-se a

importância da presença do corpo rígido nos ressoadores acústicos para a ocorrência do efeito ressonante. Destaca-se que o preenchimento da cavidade do ressoador acústico com betão poroso, proporciona um acréscimo de absorção, acompanhado de um deslocamento deste pico para frequências mais altas. Observou-se ainda que a presença da cavidade de ar depois do material poroso (partes laterais da cavidade do ressoador acústico), proporciona um deslocamento do pico de absorção para frequências mais baixas. Contudo, o preenchimento destas cavidades com material poroso resulta num menor deslocamento da curva para frequências mais baixas, notando-se porém, um acréscimo na parte do coeficiente de absorção comandada pelo material poroso. Finalizando o estudo, propôs-se uma avaliação/previsão do comportamento absorvente destes materiais híbridos, em condições de incidência difusa, tendo para isso ambos os dispositivos sido considerados como localmente reativos, e com aplicação da impedância de radiação normalizada de um painel com área de 12 m<sup>2</sup>. Observam-se pequenas diferenças na curva do coeficiente de absorção, aparentemente relacionadas com o tamanho finito do painel, revelando-se como necessária uma investigação futura mais aprofundada.

Com o estudo realizado na presente tese de doutoramento foi possível determinar uma estratégia eficaz para caracterização de materiais porosos granulares com agregados de argila expandida, de maneira que através dos parâmetros obtidos e das ferramentas apresentadas se torna possível prever o coeficiente de absorção e otimizar as soluções, sendo essas realistas e com possibilidade de produção industrial. Através de painéis com superfícies irregulares ou soluções híbridas, como o *Metabetão poroso*, com capacidade de sintonização do coeficiente de absorção em gamas de frequências específicas, julga-se possível o desenvolvimento de materiais absorventes sonoros adequado a problemas reais em meios exteriores.

## 7.2 Trabalhos futuros

Com as informações e conhecimentos obtidos ao longo desta tese, é possível destacar alguns trabalhos de continuidade neste tema de investigação.

Uma sugestão de estudo futuro referente a diferentes agregados granulares pode ser de grande interesse, procurando aplicar outros tipos de agregados na composição, como por exemplo resíduos, avaliando o desempenho acústico separadamente ou em conjunto com agregados de argila expandida, mantendo uma solução leve e sem necessidade de reforço estrutural. De igual modo, será interessante o estudo de materiais multicamadas, compostos por diferentes misturas de propriedades macroscópicas diferentes.

A avaliação experimental dos parâmetros macroscópicos pode ser de grande interesse, assim como o estudo da dispersão de resultados relacionada com os ensaios experimentais e suas influências na absorção sonora, permitindo determinar parâmetros macroscópicos mais precisos, principalmente para serem utilizados como limites máximos e mínimos no algoritmo genético do método inverso. Será também importante, procurar melhorias no ensaio experimental dos métodos de duas cavidades e duas espessuras, principalmente em frequências mais baixas.

Outro estudo interessante é o desenvolvimento, ou aplicação, de estratégias numéricas para redução do custo computacional no modelo BEM 3D proposto para estudo do coeficiente de absorção de painéis acústicos em campo difuso. Em estudos de muito grande dimensão nem sempre é possível modelar corretamente o problema em frequências mais altas, mesmo com recursos computacionais modernos. Nesta perspectiva, será importante investigar estratégias potencialmente úteis, como Adaptive Cross Approximation BEM (ACA-BEM) ou Fast-multipole

BEM (FM-BEM), procurando aumentar a frequência máxima de análise e reduzir o tempo de simulação.

Por último, sugere-se como trabalho futuro o desenvolvimento de um modelo híbrido FEM-BEM para avaliação da interação acústica-elastodinâmica que pode ocorrer entre a componente sólida das estruturas e o ar, permitindo o estudo do efeito das ressonâncias por vibração da estrutura, assim como avaliação de metasuperfícies do tipo *Metabetão Poroso* em campo difuso, considerando as soluções como não localmente reativas.

## Referências bibliográficas

- [1] Bies, D.; Hansen, C. e Howard, C. *Engineering Noise Control*. 5ª edição. Boca Raton, USA. CRC Press, 2017.

(Citado na página 9)

- [2] Fahy, F. *Foundations of Engineering Acoustics*. 1ª edição. London, UK. Elsevier Science, 2000.

(Citado nas páginas 10, 15, 16, 31, 32 e 81)

- [3] Kinsler, L. E.; Frey, A. R.; Coppens, A. B. e Sanders, J. V. *Fundamentals of acoustics*. 4ª edição. New York, USA. Wiley, 1982.

(Citado nas páginas 10, 25, 52 e 54)

- [4] Beranek, L. *Acoustics*. 5ª edição. New York, USA. Woodbury: Acoustical Society of America, 1996.

(Citado na página 10)

- [5] Brekhovskikh, L. e Godin, O. *Acoustics of Layered Media I*. 2ª edição. Berlin, GER. Springer Verlag, 1990.

(Citado na página 10)

- [6] Mareze, P. H. *Análise da influência da microgeometria na absorção sonora de materiais porosos de estrutura rígida*. Doutorado, UFSC - Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica., 2013.

(Citado nas páginas 10, 32, 33, 34, 47, 48, 49, 71, 127 e 158)

- [7] Brandão, E. *Acústica de salas: Projeto e modelagem*. 1ª edição. São Paulo,

BR. Editora Blucher, 2018.

(Citado nas páginas 12, 19, 30, 31, 40, 49, 116 e 119)

- [8] Fahy, F. e Gardonio, P. *Sound and Structural Vibration: Radiation, Transmission and Response*. 2ª edição. Cambridge (Massachusetts), USA. Elsevier Science, 2007.

(Citado nas páginas 12 e 159)

- [9] Cremer, L. e Müller, H. *Principles and Applications of Room Acoustics*. 1ª edição. Londres, UK. Applied Science, 1982.

(Citado nas páginas 17, 30 e 31)

- [10] Allard, J. e Atalla, N. *Propagation of Sound in Porous Media: Modelling Sound Absorbing Materials*. 2ª edição. New York, USA. Wiley, 2009.

(Citado nas páginas 22, 32, 60, 62, 119, 125 e 161)

- [11] DENORMS. *Designs for Noise Reducing Materials and Structures*. <https://denorms.eu/>, 2020. Acessado: 01/02/2020.

(Citado na página 30)

- [12] COST. *European Cooperation in Science and Technology*. <https://www.cost.eu/>, 2020. Acessado: 01/02/2020.

(Citado na página 30)

- [13] Cox, T. e D'Antonio, P. *Acoustic Absorbers and Diffusers: Theory, Design and Application*. 2ª edição. Boca Raton, USA. CRC Press, 2009.

(Citado nas páginas 30, 31, 38 e 46)

- [14] Frommhold, W.; Fuchs, H. e Sheng, S. Acoustic performance of membrane absorbers. *Journal of Sound and Vibration*, 170(5):621–636, 1994.

(Citado na página 30)

- [15] Rao, S. *Mechanical Vibrations*. 3ª edição. Boston, USA. Addison-Wesley, 1995.  
(Citado na página 30)
- [16] Ford, R. e McCormick, M. Panel sound absorbers. *Journal of Sound and Vibration*, 10(3):411–423, 1969.  
(Citado na página 30)
- [17] Mechel, F. Panel absorber. *Journal of sound and vibration*, 248(1):43–70, 2001.  
(Citado na página 30)
- [18] Ingard, K. On the theory and design of acoustic resonators. *The Journal of the acoustical society of America*, 25(6):1037–1061, 1953.  
(Citado nas páginas 31 e 52)
- [19] Morse, P. e Ingard, K. *Theoretical Acoustics*. 1ª edição. Princeton, USA. Princeton University Press, 1987.  
(Citado na página 31)
- [20] Carbajo, J.; Ramis, J.; Godinho, L.; Amado-Mendes, P. e Alba, J. A finite element model of perforated panel absorbers including viscothermal effects. *Applied Acoustics*, 90:1–8, 2015.  
(Citado na página 31)
- [21] Maa, D. Theory and design of microperforated panel sound-absorbing constructions. *Scientia Sinica*, 18(1):55–71, 1975.  
(Citado na página 31)
- [22] Patraquim, R.; Godinho, L.; Amado-Mendes, P. e Neves, A. Desempenho acústico de painéis microperfurados em mdf—um estudo experimental. Em *8º Congresso Ibérico de Acústica - Tecniacústica*, 2014.  
(Citado na página 31)

- [23] Patraquim, R.; Santos, V.; Ribeiro, F.; Godinho, L. e Amado-Mendes, P. An overview of the absorptive properties of microperforated panels. Em *EuroRegio*, 2016.  
(Citado na página 31)
- [24] Patraquim, R.; Godinho, L.; Amado-Mendes, P.; Pereira, M. e Almeida, M. Experimental evaluation of sound absorption of microperforated mdf panels. Em *Tecniacústica*, pages 840–847, 2017.  
(Citado na página 31)
- [25] Zwikker, C. e Kosten, C. *Sound absorbing materials*. 1ª edição. Amsterdam, NL. Elsevier, 1949.  
(Citado nas páginas 33, 45 e 160)
- [26] Arenas, J. e Crocker, M. Recent trends in porous sound-absorbing materials. *Journal of Sound and Vibration*, 44(7):12–18, 2010.  
(Citado na página 35)
- [27] Lu, T.; Hess, A. e Ashby, M. Sound absorption in metallic foams. *Journal of Applied Physics*, 85(11):7528–7539, 1999.  
(Citado na página 35)
- [28] Hildebrand, J. e Rugar, D. Measurement of cellular elastic properties by acoustic microscopy. *Journal of Microscopy*, 134(3):245–260, 1984.  
(Citado na página 35)
- [29] Ashby, M. e Lu, T. Metal foams: a survey. *Science in China Series B: Chemistry*, 46(6):521–532, 2003.  
(Citado na página 35)
- [30] Petrone, G.; D’Alessandro, V.; Franco, F. e De Rosa, S. Numerical and

experimental investigations on the acoustic power radiated by aluminium foam sandwich panels. *Composite Structures*, 118:170–177, 2014.

(Citado na página 35)

- [31] Han, F.; Seiffert, G.; Zhao, Y. e Gibbs, B. Acoustic absorption behaviour of an open-celled aluminium foam. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 36(3):294, 2003.

(Citado na página 35)

- [32] Zhang, C.; Li, J.; Hu, Z.; Zhu, F. e Huang, Y. Correlation between the acoustic and porous cell morphology of polyurethane foam: Effect of interconnected porosity. *Materials & Design*, 41:319–325, 2012.

(Citado na página 35)

- [33] Doutres, O.; Atalla, N. e Dong, K. Effect of the microstructure closed pore content on the acoustic behavior of polyurethane foams. *Journal of Applied Physics*, 110(6):064901, 2011.

(Citado na página 35)

- [34] Imai, Y. e Asano, T. Studies of acoustical absorption of flexible polyurethane foam. *Journal of Applied Polymer Science*, 27(1):183–195, 1982.

(Citado na página 35)

- [35] Attenborough, K. e Walker, L. Scattering theory for sound absorption in fibrous media. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 49(5A):1331–1338, 1971.

(Citado na página 36)

- [36] Utsuno, H.; Wu, T.; Seybert, A. e Tanaka, T. Prediction of sound fields in cavities with sound absorbing materials. *AIAA Journal*, 28(11):1870–1876, 1990.

(Citado na página 36)

- [37] Wang, C. e Torng, J. Experimental study of the absorption characteristics of some porous fibrous materials. *Applied Acoustics*, 62(4):447–459, 2001.

(Citado na página 36)

- [38] Koizumi, T.; Tsujiuchi, N. e Adachi, A. The development of sound absorbing materials using natural bamboo fibers. *WIT Transactions on The Built Environment*, 59:210–216, 2002.

(Citado na página 36)

- [39] Na, Y.; Lancaster, J.; Casali, J. e Cho, G. Sound absorption coefficients of micro-fiber fabrics by reverberation room method. *Textile Research Journal*, 77(5): 330–335, 2007.

(Citado na página 36)

- [40] Zulkifli, R.; Nor, M.; Tahir, M.; Ismail, A. e Nuawi, M. Acoustic properties of multi-layer coir fibres sound absorption panel. *Journal of Applied Sciences*, 8 (20):3709–3714, 2008.

(Citado na página 36)

- [41] Seddeq, H.; Aly, N.; Marwa, A. e Elshakankery, M. Investigation on sound absorption properties for recycled fibrous materials. *Journal of Industrial Textiles*, 43(1):56–73, 2013.

(Citado na página 36)

- [42] Ramis-Soriano, J.; Rey Tormos, R.; Alba Fernández, J.; Godinho, L. e Carbajo, J. A model for acoustic absorbent materials derived from coconut fiber. *Materiales de construcción*, 64(313):e008, 2014.

(Citado na página 36)

- [43] Berardi, U. e Iannace, G. Acoustic characterization of natural fibers for sound absorption applications. *Building and Environment*, 94:840–852, 2015.  
(Citado na página 36)
- [44] Krezel, Z. e McManus, K. Recycled aggregate concrete sound barriers for urban freeways. *Waste Management Series*, 1:884–892, 2000.  
(Citado nas páginas 37 e 81)
- [45] Asdrubali, F. e Horoshenkov, K. The acoustic properties of expanded clay granulates. *Building Acoustics*, 9(2):85–98, 2002.  
(Citado nas páginas 37, 81 e 94)
- [46] Olek, J.; Weiss, W. J. e Neithalath, N. Concrete mixtures that incorporate inclusions to reduce the sound generated in portland cement concrete pavements. Technical report, Institute for Safe, Quiet and Durable Highways, Purdue University, 2004.  
(Citado nas páginas 37 e 81)
- [47] Umnova, O.; Attenborough, K.; Shin, H. e Cummings, A. Deduction of tortuosity and porosity from acoustic reflection and transmission measurements on thick samples of rigid-porous materials. *Applied Acoustics*, 66(6):607–624, 2005.  
(Citado nas páginas 37, 39 e 81)
- [48] Kim, H. e Lee, H. Influence of cement flow and aggregate type on the mechanical and acoustic characteristics of porous concrete. *Applied Acoustics*, 71(7):607–615, 2010.  
(Citado nas páginas 37 e 81)
- [49] Kim, H. e Lee, H. Acoustic absorption modeling of porous concrete considering the gradation and shape of aggregates and void ratio. *Journal*

*of Sound and Vibration*, 329(7):866–879, 2010.

(Citado nas páginas 37 e 81)

- [50] Bartolini, R.; Filippozzi, S.; Princi, E.; Schenone, C. e Vicini, S. Acoustic and mechanical properties of expanded clay granulates consolidated by epoxy resin. *Applied Clay Science*, 48(3):460–465, 2010.

(Citado nas páginas 37 e 81)

- [51] Neithalath, N.; Sumanasooriya, M. S. e Deo, O. Characterizing pore volume, sizes, and connectivity in pervious concretes for permeability prediction. *Materials characterization*, 61(8):802–813, 2010.

(Citado na página 37)

- [52] Pereira, A.; Godinho, L. e Morais, L. The acoustic behavior of concrete resonators incorporating absorbing materials. *Noise Control Engineering Journal*, 58(1):27–34, 2010.

(Citado nas páginas 37, 81, 156 e 157)

- [53] Kim, H.; Jeon, J. e Lee, H. Workability, and mechanical, acoustic and thermal properties of lightweight aggregate concrete with a high volume of entrained air. *Construction and Building Materials*, 29:193–200, 2012.

(Citado nas páginas 37 e 81)

- [54] Carbajo, J.; Esquerdo-Lloret, T.; Ramis-Soriano, J.; Nadal-Gisbert, A. e Denia, F. Acoustic properties of porous concrete made from arlite and vermiculite lightweight aggregates. *Materiales de construcción*, 65(320):e072, 2015.

(Citado nas páginas 37, 71, 81, 94, 95 e 98)

- [55] Beranek, L. Acoustic impedance of porous materials. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 13(3):248–260, 1942.

(Citado na página 38)

- [56] Champoux, Y.; Stinson, M. e Daigle, G. Air-based system for the measurement of porosity. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 89(2):910–916, 1991.  
(Citado na página 38)
- [57] Leclaire, P.; Umnova, O.; Horoshenkov, K. e Maillet, L. Porosity measurement by comparison of air volumes. *Review of scientific instruments*, 74(3):1366–1370, 2003.  
(Citado na página 39)
- [58] Sellen, N. *Modification de l'impédance de surface d'un matériau par contrôle actif: Application à la caractérisation et à l'optimisation d'un absorbant acoustique*. Doutorado, Ecully, Ecole centrale de Lyon, 2003.  
(Citado na página 39)
- [59] Fellah, Z.; Berger, S.; Lauriks, W.; Depollier, C.; Aristegui, C. e Chapelon, J. Measuring the porosity and the tortuosity of porous materials via reflected waves at oblique incidence. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 113(5):2424–2433, 2003.  
(Citado nas páginas 39 e 48)
- [60] ASTM 522-80. Airflow resistance of acoustical materials. Norma técnica, American Society for Testing and Materials, West Conshohocken, USA. , 1987.  
(Citado na página 40)
- [61] ISO 9053. Acoustics-materials for acoustical applications-determination of air-flow resistance. Norma técnica, International Organization for Standardization, Geneva, SWI, 2018.  
(Citado na página 40)
- [62] Ingard, U. *Notes on Acoustics*. 1ª edição. New Delhi, IND. Laxmi Publications Pvt Limited, 2010.

(Citado na página 42)

- [63] Ingard, K. e Dear, T. Measurement of acoustic flow resistance. *Journal of Sound Vibration*, 103(0):567–572, 1985.

(Citado nas páginas 42 e 43)

- [64] Dragonetti, R.; Ianniello, C. e Romano, R. Measurement of the resistivity of porous materials with an alternating air-flow method. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 129(2):753–764, 2011.

(Citado nas páginas 43 e 44)

- [65] Steefel, C. e Maher, K. Fluid-rock interaction: A reactive transport approach. *Reviews in mineralogy and geochemistry*, 70(1):485–532, 2009.

(Citado na página 45)

- [66] Balvedi, A. *Medição e simulação acústica de materiais porosos e sistemas multicamadas*. Mestrado, UFSC - Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica., 1998.

(Citado nas páginas 46 e 47)

- [67] Allard, J.; Castagnede, B.; Henry, M. e Lauriks, W. Evaluation of tortuosity in acoustic porous materials saturated by air. *Review of Scientific Instruments*, 65(3):754–755, 1994.

(Citado na página 47)

- [68] Leclaire, P.; Kelders, L.; Lauriks, W.; Melon, M.; Brown, N. e Castagnede, B. Determination of the viscous and thermal characteristic lengths of plastic foams by ultrasonic measurements in helium and air. *Journal of Applied Physics*, 80(4):2009–2012, 1996.

(Citado nas páginas 47 e 48)

- [69] Leclaire, P.; Kelders, L.; Lauriks, W.; Allard, J. e Glorieux, C. Ultrasonic wave propagation in reticulated foams saturated by different gases: High frequency limit of the classical models. *Applied Physics Letters*, 69(18):2641–2643, 1996.  
(Citado nas páginas 47 e 48)
- [70] Fohr, F.; Parmentier, D.; Castagnede, B. e Henry, M. An alternative and industrial method using low frequency ultrasound enabling to measure quickly tortuosity and viscous characteristic length. *Journal of the Acoustical Society of America*, 123(5):3118–3118, 2008.  
(Citado na página 49)
- [71] Leclaire, P.; Swift, M. e Horoshenkov, K. Determining the specific area of porous acoustic materials from water extraction data. *Journal of applied physics*, 84(12):6886–6890, 1998.  
(Citado na página 50)
- [72] San Martín, J. C. *Contributions to the study of the acoustic properties of porous materials*. Doutorado, Universitat d’Alacant-Universidad de Alicante, 2018.  
(Citado nas páginas 50 e 51)
- [73] Horoshenkov, K. e Swift, M. The acoustic properties of granular materials with pore size distribution close to log-normal. *The Journal of The Acoustical Society of America*, 110(5):2371–2378, 2001.  
(Citado nas páginas 51, 57 e 59)
- [74] Alster, M. Improved calculation of resonant frequencies of helmholtz resonators. *Journal of Sound and Vibration*, 24(1):63–85, 1972.  
(Citado na página 52)
- [75] Panton, R. e Miller, J. Resonant frequencies of cylindrical helmholtz resonators. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 57(6):1533–1535,

1975.

(Citado na página 52)

- [76] Selamet, A.; Dickey, N.; Radavich, P. e Novak, J. Theoretical, computational and experimental investigation of helmholtz resonators: one-dimensional versus multi-dimensional approach. *SAE Transactions*, pages 970–979, 1994.

(Citado na página 52)

- [77] Selamet, A.; Radavich, P.; Dickey, N. e Novak, J. Circular concentric helmholtz resonators. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 101(1):41–51, 1997.

(Citado na página 52)

- [78] Selamet, A. e Ji, Z. Circular asymmetric helmholtz resonators. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 107(5):2360–2369, 2000.

(Citado na página 52)

- [79] Selamet, A. e Lee, I. Helmholtz resonator with extended neck. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 113(4):1975–1985, 2003.

(Citado na página 52)

- [80] Smits, J. e Kosten, C. Sound absorption by slit resonators. *Acta Acustica united with Acustica*, 1(3):114–122, 1951.

(Citado na página 53)

- [81] Ragavan, D. Slit resonators as low frequency sound absorbers. *IETE Journal of Research*, 4(4):213–219, 1958.

(Citado na página 53)

- [82] Selamet, A.; Xu, M.; Lee, I. e Huff, N. Helmholtz resonator lined with absorbing material. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 117(2):725–733, 2005.

- (Citado na página 53)
- [83] Raichel, D. *The Science and Applications of Acoustics*. 1ª edição. New York, USA. Springer, 2006.
- (Citado nas páginas 54 e 56)
- [84] APMR. Acoustical porous material recipes. <http://http://apmr.mateyls.com/PropagationModels>, 2019. Acessado: 18/03/2019.
- (Citado na página 56)
- [85] Delany, M. e Bazley, E. Acoustical properties of fibrous absorbent materials. *Applied acoustics*, 3(2):105–116, 1970.
- (Citado na página 57)
- [86] Miki, Y. Acoustical properties of porous materials-modifications of delany-bazley models. *Journal of the Acoustical Society of Japan (E)*, 11(1):19–24, 1990.
- (Citado nas páginas 57 e 82)
- [87] Wilson, D. Relaxation-matched modeling of propagation through porous media, including fractal pore structure. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 94(2):1136–1145, 1993.
- (Citado na página 57)
- [88] Attenborough, K. Acoustical characteristics of rigid fibrous absorbents and granular materials. *the Journal of the Acoustical Society of America*, 73(3):785–799, 1983.
- (Citado nas páginas 57 e 82)
- [89] Allard, J. e Champoux, Y. New empirical equations for sound propagation in rigid frame fibrous materials. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 91(6):3346–3353, 1992.

(Citado nas páginas 57 e 82)

- [90] Lafarge, D. *Propagation du son dans les matériaux poreux à structure rigide saturés par un fluide viscothermique: Définition de paramètres géométriques, analogie électromagnétique, temps de relaxation*. Doutorado, Université du Maine, Le Mans, France, 1993.

(Citado nas páginas 57, 127 e 217)

- [91] Pride, S.; Morgan, F. e Gangi, A. Drag forces of porous-medium acoustics. *Physical review B*, 47(9):4964, 1993.

(Citado na página 57)

- [92] Johnson, D.; Koplik, J. e Dashen, R. Theory of dynamic permeability and tortuosity in fluid-saturated porous media. *Journal of Fluid Mechanics*, 176: 379–402, 1987.

(Citado na página 57)

- [93] Doutres, O.; Atalla, N. e Osman, H. Transfer matrix modeling and experimental validation of cellular porous material with resonant inclusions. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 137(6):3502–3513, 2015.

(Citado na página 62)

- [94] Seybert, A. e Ross, D. Experimental determination of acoustic properties using a two-microphone random-excitation technique. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 61(5):1362–1370, 1977.

(Citado na página 63)

- [95] ISO 10534-2. Acoustics - determination of sound absorption coefficient and impedance in impedance tubes - part 2: Transfer-function method. Norma técnica, International Organization for Standardization, Geneva, SWI, 1998.

(Citado nas páginas 63, 65, 88, 115, 118, 159 e 162)

- [96] Kuttruff, H. *Room Acoustics*. 5ª edição. Boca Raton, USA. CRC Press, 2009.  
(Citado nas páginas 66 e 116)
- [97] ISO 354. Measurement of sound absorption in a reverberation room. Norma técnica, International Organization for Standardization, Geneva, SWI, 2003.  
(Citado nas páginas 66, 118 e 126)
- [98] ISO 9613-2. Acoustics - attenuation of sound during propagation outdoors - part 2: General method of calculation. Norma técnica, International Organization for Standardization, Geneva, SWI, 1996.  
(Citado na página 67)
- [99] Utsuno, H.; Tanaka, T.; Fujikawa, T. e Seybert, A. Transfer function method for measuring characteristic impedance and propagation constant of porous materials. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 86(2):637–643, 1989.  
(Citado nas páginas 68, 83 e 102)
- [100] Smith, C. e Parrott, T. Comparison of three methods for measuring acoustic properties of bulk materials. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 74(5):1577–1582, 1983.  
(Citado nas páginas 69, 70, 83 e 102)
- [101] Yaniv, S. Impedance tube measurement of propagation constant and characteristic impedance of porous acoustical material. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 54(5):1138–1142, 1973.  
(Citado na página 70)
- [102] Chung, J. e Blaser, D. Transfer function method of measuring in-duct acoustic properties. ii. experiment. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 68(3): 914–921, 1980.  
(Citado na página 70)

- [103] Iwase, T.; Izumi, Y. e Kawabata, R. A new measuring method for sound propagation constant by using sound tube without any air spaces back of a test material. *INTER-NOISE and NOISE-CON Congress and Conference Proceedings*, 1998(4):1265–1268, 1998.

(Citado na página 70)

- [104] Song, B. H. e Bolton, J. S. A transfer-matrix approach for estimating the characteristic impedance and wave numbers of limp and rigid porous materials. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 107(3):1131–1152, 2000.

(Citado na página 70)

- [105] Tao, Z.; Herrin, D. e Seybert, A. Measuring bulk properties of sound-absorbing materials using the two-source method. Technical report, SAE Technical Paper, 2003.

(Citado na página 70)

- [106] Palumbo, D. L.; Jones, M.; Klos, J. e Park, J. Improvements to the two-thickness method for deriving acoustic properties of materials. Em *NOISE-CON*, 2004.

(Citado na página 70)

- [107] Salissou, Y. e Panneton, R. Wideband characterization of the complex wave number and characteristic impedance of sound absorbers. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 128(5):2868–2876, 2010.

(Citado na página 70)

- [108] Doutres, O.; Salissou, Y.; Atalla, N. e Panneton, R. Evaluation of the acoustic and non-acoustic properties of sound absorbing materials using a three-microphone impedance tube. *Applied Acoustics*, 71(6):506–509, 2010.

(Citado na página 70)

- [109] Nelder, J. e Mead, R. A simplex method for function minimization. *The Computer Journal*, 7(4):308–313, 1965.  
(Citado na página 71)
- [110] Atalla, Y. e Panneton, R. Inverse acoustical characterization of open cell porous media using impedance tube measurements. *Canadian Acoustics*, 33(1):11–24, 2005.  
(Citado na página 71)
- [111] Bonfiglio, P. e Pompoli, F. Inversion problems for determining physical parameters of porous materials: Overview and comparison between different methods. *Acta Acustica United with Acustica*, 99(3):341–351, 2013.  
(Citado na página 71)
- [112] Panneton, R. e Olny, X. Acoustical determination of the parameters governing viscous dissipation in porous media. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 119(4):2027–2040, 2006.  
(Citado na página 72)
- [113] Bathe, K. *Finite Element Procedures*. 2ª edição. Watertown, USA. Bathe, K.J., 2006.  
(Citado na página 74)
- [114] Ihlenburg, F. *Finite Element Analysis of Acoustic Scattering*. 2ª edição. New York, USA. Springer, 2006.  
(Citado na página 74)
- [115] Atalla, N. e Sgard, F. *Finite Element and Boundary Methods in Structural Acoustics and Vibration*. 1ª edição. Boca Raton, USA. CRC Press, 2015.  
(Citado na página 74)

- [116] Wu, T. *Boundary element acoustics: fundamentals and computer codes*. 1ª edição. Southampton, UK. WIT Press, 2000.  
(Citado na página 79)
- [117] Estorff, O. *Boundary elements in acoustics: advances and applications*. 1ª edição. Southampton, UK. WIT Press, 2000.  
(Citado na página 79)
- [118] Ciskowski, R. e Brebbia, C. *Boundary Element Methods in Acoustics*. 1ª edição. Amsterdam, NL. Springer, 1991.  
(Citado na página 79)
- [119] Marburg, S. e Nolte, B. *Computational Acoustics of Noise Propagation in Fluids - Finite and Boundary Element Methods*. 1ª edição. Berlin, GER. Springer, 2008.  
(Citado na página 79)
- [120] Vašina, M.; Hughes, D.; Horoshenkov, K. e Lapčík Jr, L. The acoustical properties of consolidated expanded clay granulates. *Applied Acoustics*, 67(8): 787–796, 2006.  
(Citado nas páginas 81, 94, 95 e 98)
- [121] Magrini, U. e Ricciardi, P. Surface sound acoustical absorption and application of panels composed of granular porous materials. *Proceedings of Inter-Noise*, 2000.  
(Citado na página 81)
- [122] Neithalath, N. Development and characterization of acoustically efficient cementitious materials. Technical report, Portland Cement Association, 2004.  
(Citado na página 81)
- [123] Stinson, M. e Champoux, Y. Propagation of sound and the assignment of

shape factors in model porous materials having simple pore geometries. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 91(2):685–695, 1992.

(Citado na página 82)

- [124] Panneton, R. e Atalla, N. Numerical prediction of sound transmission through finite multilayer systems with poroelastic materials. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 100(1):346–354, 1996.

(Citado na página 82)

- [125] Fouladi, M.; Nor, M.; Ayub, M. e Leman, Z. Utilization of coir fiber in multilayer acoustic absorption panel. *Applied Acoustics*, 71(3):241–249, 2010.

(Citado na página 82)

- [126] Tournat, V.; Pagneux, V.; Lafarge, D. e Jaouen, L. Multiple scattering of acoustic waves and porous absorbing media. *Physical Review E*, 70(2):026609, 2004.

(Citado na página 82)

- [127] Castagnede, B.; Aknine, A.; Brouard, B. e Tarnow, V. Effects of compression on the sound absorption of fibrous materials. *Applied acoustics*, 61(2):173–182, 2000.

(Citado na página 82)

- [128] Glé, P.; Gourdon, E. e Arnaud, L. Acoustical properties of materials made of vegetable particles with several scales of porosity. *Applied Acoustics*, 72(5): 249–259, 2011.

(Citado na página 82)

- [129] Bo, Z. e Tianning, C. Calculation of sound absorption characteristics of porous sintered fiber metal. *Applied Acoustics*, 70(2):337–346, 2009.

(Citado na página 82)

- [130] IPQ NP EN 933-1. Ensaio das propriedades geométricas dos agregados - parte 1: Análise granulométrica. método de peneiração. Norma técnica, Instituto Português da Qualidade, Monte de Caparica, PT. , 2000.  
(Citado na página 84)
- [131] Umnova, O.; Attenborough, K. e Li, K. Cell model calculations of dynamic drag parameters in packings of spheres. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 107(6):3113–3119, 2000.  
(Citado nas páginas 93 e 94)
- [132] London, A. The determination of reverberant sound absorption coefficients from acoustic impedance measurements. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 22(2):263–269, 1950.  
(Citado nas páginas 116 e 119)
- [133] Bécot, F. e Rodenas, J. Predicting alpha cabin sound absorption in an industrial context. Em *NOISE-CON*, pages 4648–4658, 2016.  
(Citado nas páginas 116 e 119)
- [134] Allen, A. e Schiller, N. Experimental evaluation of equivalent-fluid models for melamine foam. Em *NOISE-CON*, pages 511–521, 2016.  
(Citado nas páginas 116 e 121)
- [135] Brunskog, J. The forced sound transmission of finite single leaf walls using a variational technique. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 132(3): 1482–1493, 2012.  
(Citado nas páginas 116 e 121)
- [136] Schiller, N. e Allen, A. Tuned chamber core panel acoustic test results. 2016.  
(Citado nas páginas 116 e 121)

- [137] Thomasson, S. On the absorption coefficient. *Acta Acustica united with Acustica*, 44(4):265–273, 1980.

(Citado nas páginas 116 e 121)

- [138] Vercammen, M. e Lautenbach, M. Influence of sample size on the sound absorption. Em *Proceedings DAGA, Darmstadt*, 2012.

(Citado na página 121)

- [139] Larner, D. e Davy, J. The prediction of the diffuse field sound absorption of perforated panel systems. Em *Inter-Noise 2015: Implementing Noise Control Technology*, pages 1–12. Institute of Noise Control Engineering, 2015.

(Citado na página 121)

- [140] Marburg, S. Boundary element method for time-harmonic acoustic problems. Em *Computational Acoustics*, pages 69–158. Springer, 2018.

(Citado na página 124)

- [141] Godinho, L. Perspetiva sobre a aplicação de métodos numéricos avançados em problemas acústicos exteriores. Em *Tecniacústica 2017*, pages 34–44. Sociedad Española de Acústica, 2017.

(Citado na página 124)

- [142] Godinho, L. *Propagação de ondas em sistemas que requerem o estudo da interação sólido-fluido*. Doutorado, Universidade de Coimbra, 2004.

(Citado na página 124)

- [143] Yang, M.; Ai, Y. e Xiang, S. Coupling of fem and exterior/interior acoustic field with bem and numerical simulation of vibro-acoustic response of elastic target. Em *2010 International Conference on Measuring Technology and Mechatronics Automation*, volume 1, pages 864–868. IEEE, 2010.

(Citado na página 124)

- [144] Chung, J. Cross-spectral method of measuring acoustic intensity without error caused by instrument phase mismatch. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 64(6):1613–1616, 1978.  
(Citado na página 126)
- [145] Fahy, F. Measurement of acoustic intensity using the cross-spectral density of two microphone signals. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 62(4): 1057–1059, 1977.  
(Citado na página 126)
- [146] BASF. Basf - sound absorption of basotectfi g+ (impedance tube).  
[https://www.plasticsportal.net/wa/plasticsEU~en\\_GB/portal/show/content/products/foams/basotet\\_popup/popup\\_basotect\\_06](https://www.plasticsportal.net/wa/plasticsEU~en_GB/portal/show/content/products/foams/basotet_popup/popup_basotect_06), 2019.  
Acessado: 09/03/2019.  
(Citado na página 127)
- [147] BASF. Basf - sound absorption of basotectfi g+ (reverberation room).  
[http://www.plasticsportal.net/wa/plasticsEU~en\\_GB/portal/show/content/products/foams/basotect\\_popup/popup\\_basotect\\_18](http://www.plasticsportal.net/wa/plasticsEU~en_GB/portal/show/content/products/foams/basotect_popup/popup_basotect_18), 2019.  
Acessado: 09/03/2019.  
(Citado na página 127)
- [148] Mareze, P.; Brandão, E.; Fonseca, W.; Silva, O. e Lenzi, A. Modeling of acoustic porous material absorber using rigid multiple micro-ducts network: Validation of the proposed model. *Journal of Sound and Vibration*, 443:376–396, 2019.  
(Citado na página 127)
- [149] Boutin, C. Acoustics of porous media with inner resonators. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 134(6):4717–4729, 2013.

- (Citado na página 153)
- [150] Lagarrigue, C.; Groby, J.; Tournat, V.; Dazel, O. e Umnova, O. Absorption of sound by porous layers with embedded periodic arrays of resonant inclusions. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 134(6):4670–4680, 2013.
- (Citado na página 153)
- [151] Yang, M.; Meng, C.; Fu, C.; Li, Y.; Yang, Z. e Sheng, P. Subwavelength total acoustic absorption with degenerate resonators. *Applied Physics Letters*, 107(10):104104, 2015.
- (Citado na página 153)
- [152] Veloso, M. *Avaliação da utilização de ressonadores de Helmholtz no tratamento acústico de painéis duplos*. Mestrado, UFSC - Programa de Pós-graduação em Engenharia Mecânica., 2018.
- (Citado na página 153)
- [153] Groby, J.; Lagarrigue, C.; Brouard, B.; Dazel, O.; Tournat, V. e Nennig, B. Enhancing the absorption properties of acoustic porous plates by periodically embedding helmholtz resonators. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 137(1):273–280, 2015.
- (Citado na página 156)
- [154] Jiménez, N.; Huang, W.; Romero-García, V.; Pagneux, V. e Groby, J. Ultra-thin metamaterial for perfect and quasi-omnidirectional sound absorption. *Applied Physics Letters*, 109(12):121902, 2016.
- (Citado na página 156)
- [155] Jiménez, N.; Romero-García, V.; Pagneux, V. e Groby, J. Quasiperfect absorption by subwavelength acoustic panels in transmission using accumulation of resonances due to slow sound. *Physical Review B*, 95(1):014205, 2017.

(Citado na página 156)

- [156] Jiménez, N.; Cox, T.; R., V. e Groby, J. Metadiffusers: Deep-subwavelength sound diffusers. *Scientific reports*, 7(1):5389, 2017.

(Citado na página 156)

- [157] Long, H.; Gao, S.; Cheng, Y. e Liu, X. Multiband quasi-perfect low-frequency sound absorber based on double-channel mie resonator. *Applied Physics Letters*, 112(3):033507, 2018.

(Citado na página 156)

- [158] Bermúdez, A.; Ferrín, J. e Prieto, A. A finite element solution of acoustic propagation in rigid porous media. *International journal for numerical methods in engineering*, 62(10):1295–1314, 2005.

(Citado na página 159)

- [159] Biot, M. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. ii. higher frequency range. *The Journal of the acoustical Society of america*, 28(2):179–191, 1956.

(Citado na página 161)

- [160] Carbajo, J.; Ramis, J.; Godinho, L. e Amado-Mendes, P. Modeling of grooved acoustic panels. *Applied Acoustics*, 120:9–14, 2017.

(Citado na página 161)

- [161] Zieliński, T.; Chevillotte, F. e Deckers, E. Sound absorption of plates with micro-slits backed with air cavities: Analytical estimations, numerical calculations and experimental validations. *Applied Acoustics*, 146:261–279, 2019.

(Citado na página 161)

- [162] Panneton, R. Comments on the limp frame equivalent fluid model for porous media. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 122(6):EL217–EL222, 2007.

(Citado na página 217)



# **Anexos**



## A Anexo

### Modelo JCAL-Limp

O presente apêndice tem como objetivo apresentar as equações utilizadas para representação de um material poroso através do modelo JCAL [90], considerando uma correção da massa volúmica efetiva para uma estrutura flexível, conforme proposto por [162]. Vale ressaltar que esse tipo de consideração deve ser feita para materiais celulares, enquanto os materiais porosos granulares apresentados ao longo da tese não possuem essa característica, podendo então serem representados por modelos que consideram a estrutura rígida.

A massa volúmica complexa efetiva do material pode ser representada pela seguinte equação:

$$\tilde{\rho}_{\text{ef}}(\omega) = \rho_0 \alpha_\infty \left[ 1 - \frac{\phi \eta}{j \omega \rho_0 \alpha_\infty q_0} \left( 1 + j \frac{4 \omega \rho_0 q_0^2 \alpha_\infty^2}{\eta \phi^2 \Lambda^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right], \quad (\text{A.1})$$

enquanto o módulo de compressibilidade é dado por:

$$\tilde{K}_{\text{ef}}(\omega) = \frac{\gamma P_0}{\gamma - (\gamma - 1) \left( 1 - \frac{\phi \eta}{j \omega \rho_0 P_r q'_0} \left( 1 + j \frac{4 \rho_0 q_0'^2 \omega}{\eta \phi^2 \Lambda'^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right)^{-1}}, \quad (\text{A.2})$$

em que os termos  $q_0$  e  $q'_0$  correspondem as permeabilidade dadas por  $q_0 = \eta / \sigma$  e

$q'_0 = \phi\Lambda'^2/8$ , considerando poroso cilíndricos.

A massa volúmica complexa equivalente e o módulo de compressibilidade complexo equivalente são obtidos através de uma correção baseada na porosidade da amostra, em que  $\tilde{\rho}_{\text{eq}} = \tilde{\rho}_{\text{ef}}/\phi$  e  $\tilde{K}_{\text{eq}} = \tilde{K}_{\text{ef}}/\phi$ .

A correção da massa volúmica efetiva para uma estrutura flexível é dada por:

$$\tilde{\rho}_{\text{ef,limp}}(\omega) = \left[ \frac{1}{\tilde{\rho}_{\text{ef}}} + \frac{\tilde{\gamma}^2}{\phi\rho_S} \right], \quad (\text{A.3})$$

em que  $\tilde{\gamma}$  é o coeficiente de acoplamento de volume e  $\rho_S$  é a massa volúmica efetiva da fase sólida da amostra. Ambos parâmetros podem ser calculados respectivamente por:

$$\begin{cases} \tilde{\gamma} \approx \frac{\phi\rho_0}{\tilde{\rho}_{\text{ef}}} - 1, K_b/K_s \approx 0 \\ \rho_S = \rho_1 + \phi\rho_0 \left( 1 - \frac{\rho_0}{\tilde{\rho}_{\text{ef}}} \right) \end{cases}. \quad (\text{A.4})$$

O termo  $K_b$  corresponde ao módulo de compressibilidade do material elástico cuja amostra é feita,  $K_s$  é o módulo de compressibilidade do material no vácuo.  $\rho_1$  é a massa volúmica média da parte sólida no vácuo.



