

Augusto Rafael Carvalho de Sousa

**MODELAGEM DE METAMATERIAL ACÚSTICO PARA
ABSORÇÃO SONORA EM BAIXAS FREQUÊNCIAS**

Dissertação submetido ao Programa
de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica
para a obtenção do Grau de Mestre
em Engenharia Mecânica.
Orientador: Arcanjo Lenzi, PhD

Florianópolis

2017

Ficha de identificação da obra elaborada pelo autor,
através do Programa de Geração Automática da Biblioteca Universitária da UFSC.

Carvalho de Sousa, Augusto Rafael
Modelagem de Metamaterial Acústico para Absorção
Sonora em Baixas Freqüências / Augusto Rafael
Carvalho de Sousa ; orientador, Arcanjo Lenzi,
coorientador, Jonny Carlos da Silva, 2017.
142 p.

Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de
Santa Catarina, Centro Tecnológico, Programa de Pós
Graduação em Engenharia Mecânica, Florianópolis, 2017.

Inclui referências.

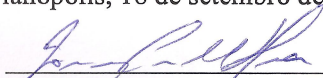
1. Engenharia Mecânica. 2. Acústica. 3.
Metamateriais. 4. Absorção sonora. 5. Baixas
freqüências. I. Lenzi, Arcanjo. II. da Silva, Jonny
Carlos. III. Universidade Federal de Santa
Catarina. Programa de Pós-Graduação em Engenharia
Mecânica. IV. Título.

Augusto Rafael Carvalho de Sousa

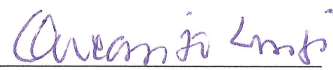
**MODELAGEM DE METAMATERIAL ACÚSTICO PARA
ABSORÇÃO SONORA EM BAIXAS FREQUÊNCIAS**

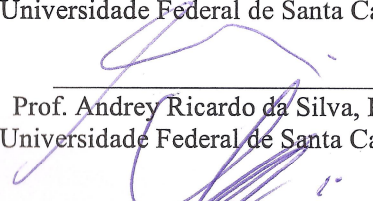
Esta Dissertação foi julgada adequada para obtenção do Título de Mestre em Engenharia Mecânica e aprovada em sua forma final pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia Mecânica.

Florianópolis, 18 de setembro de 2017.



Prof. Jonny Carlos da Silva, Dr. Eng.
Coordenador do Curso

Banca Examinadora:


Prof. Arcanjo Lenzi, Ph.D. – Orientador
Universidade Federal de Santa Catarina


Prof. Andrey Ricardo da Silva, Ph.D.
Universidade Federal de Santa Catarina


Prof. Erasmo Felipe Vergara Miranda, Dr. Eng.
Universidade Federal de Santa Catarina


Prof. Paulo Henrique Mareze, Dr. Eng.
Universidade Federal de Santa Maria
(Participou por videoconferência)

Dedico este trabalho a Vovó Valmira e à
Vila Oculta da Folha.

AGRADECIMENTOS

Gostaria de agradecer a todas as pessoas que contribuíram para este trabalho:

Ao professor Arcanjo Lenzi, pela humildade e humanidade com a qual sempre me tratou e trata, e por ter aceito as minhas contribuições e propostas de trabalho desde o início;

Aos professores da área de Vibrações e Acústica, por terem ensinado bastante e sendo, na maioria das vezes, bastante solícitos;

Aos membros da banca, por terem aceito avaliar este trabalho;

A todos os colegas do projeto SONIC II, em especial ao Mateus Camargo, por ter ajudado no início dos experimentos e na impressão da dissertação para a banca e ao Fábio Kulaskauskas, Thiago Cavalheiro e Júlio Hermes, pela ajuda nas discussões dos resultados e pelas dicas na otimização da geometria;

Aos colegas de mestrado e de Florianópolis, pelas conversas, estudos e afins, em especial ao Jean Carlo Bernardi, Lucas Costa Lobato, Bernardo Henrique Pereira Murta, Sergio Aguirre e Gil Félix Greco, e à Ingrid Knochenhauer, pela parceria durante esse ciclo que aqui se encerra, e ao Zargos Masson, pela impressão das primeiras amostras, e André Loch, pelas dicas na simulação numérica e aulas de surf. Gostaria de agradecer também aos técnicos do laboratório Rodrigo e Rafa, por terem sido sempre bastante solícitos e pelo bom humor com que levam o dia-a-dia;

Ao Naruto Uzumaki, Jiraya-Sensei e todas as pessoas de Konohagakure, por terem me ajudado a desopilar durante a escrita deste documento, especialmente ao Kakashi Hatake, pela calma e parceria com a qual lida com a vida, e ao Minato Namikaze, pela coragem e dedicação monstruosas a tudo o que faz;

À família Floss, por ter me recebido de braços abertos durante a escrita deste trabalho;

À minha mãe e irmãos, por sempre estarem ali, e a todas as minhas tias por serem minhas segundas-mães, em especial: Tia Maria, Tia Fátima, Tia Verônica, Tia Mazé e Tia Graça;

À Mayara, por todo o companheirismo, amor, parceria e por assistir Naruto comigo.

Sim... Eu acho que ainda estou no meio da minha jornada.

(Jiraya, 2009)

RESUMO

Metamateriais são estruturas fabricadas com propriedades físicas não encontradas na natureza que podem ser obtidas pela configuração geométrica utilizada no projeto. A finalidade dessa geometria é garantir que hajam ressonâncias locais que possibilitem o impedimento da propagação da onda acústica em determinada faixa de frequências. Essa abordagem permite trabalhar com absorção e outros parâmetros acústicos em baixas frequências. O presente trabalho otimiza uma configuração de metamaterial já existente na literatura através do método da Evolução Diferencial, visando alcançar um coeficiente de absorção elevado no intervalo de frequência de 400 Hz a 600 Hz. Os resultados da otimização foram validados com ensaios em tubo de impedância a partir de protótipos obtidos com tecnologia de impressão uma impressora 3D. Obteve-se um coeficiente de absorção de 0,99 em 574 Hz durante a validação. É apresentada uma comparação dos resultados obtidos com valores de um material poroso comumente utilizado para absorção sonora. Outras investigações experimentais do modelo incluíram o acoplamento da amostra com cavidade de ar. Nesse caso, foi obtido um coeficiente de absorção de 0,99 em 315 Hz. Investigações experimentais acerca da perda de transmissão são também apresentadas, e pesquisas futuras são sugeridas.

Palavras-chave: Metamateriais acústicos. Absorção sonora. Baixas frequências.

ABSTRACT

Metamaterials are structures with physical properties that cannot be found in nature, which can be reached according to the geometry used in the design of the material itself. The aim of this geometry is to allow the appearance of local resonances, forbidding the acoustic wave to propagate in certain frequency ranges. The advantage of this approach is that it is possible to design a model that can act in lower frequencies, which does not occur with the most commonly used materials available in the market, namely porous and fibrous materials. The present work optimizes a configuration of metamaterial that already exists in literature, with the objective of reaching a high absorption coefficient in the frequency range of 400 Hz and 600 Hz. Results were validated in experiments within an impedance tube following prototypes printed using 3D technology. During the validation process, it was found an absorption coefficient of 0,99 in the frequency of 574 Hz. A comparison between the results achieved with the printed geometry and the results obtained with a porous material used in industry is also presented. Other investigations of the model included changes in its configuration, such as the coupling with an air cavity in one of its boundaries. In this last case, it was obtained an absorption coefficient of 0,99 in the frequency of 315 Hz. Results of transmission loss experiments are also presented, and topics for further research are suggested.

Keywords: Acoustic metamaterials. Sound absorption. Low frequencies.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1	Tipos de poros	38
Figura 2	Tubo de impedância para medição de α	39
Figura 3	Amostras utilizadas na medição	41
Figura 4	Bancada de medição	42
Figura 5	Coefficiente de Absorção α (incidência normal) para melamina medida	43
Figura 6	Medição de resistividade	45
Figura 7	Comparação entre modelos Delany-Bazley e Delany-Bazley-Miki	50
Figura 8	Coefficientes de Absorção	51
Figura 9	Um peixe imerso em material com índice de refração negativo aparenta estar acima da superfície	53
Figura 10	Metamaterial proposto por Yang et al. (2010)	58
Figura 11	Resultados obtidos do modelo: Yang	58
Figura 12	Câmara de expansão modificada	59
Figura 13	Resultados obtidos do modelo: Sharma (primeira configuração)	60
Figura 14	Resultados obtidos do modelo: Sharma (segunda configuração)	61
Figura 15	Geometria proposta: Mei	62
Figura 16	Resultados obtidos do modelo: Mei (Amostra A)	62
Figura 17	Resultados obtidos do modelo: Mei (Amostra B)	63
Figura 18	Junção em um meio poroso com ramificações	66
Figura 19	Porosidade ϕ_B e ϕ_{DE}	69
Figura 20	Material não simétrico com poros DE	71
Figura 21	Material simétrico com poros DE	74
Figura 22	Painel da fuselagem da aeronave em alumínio	78
Figura 23	Baia a ser simulada	78
Figura 24	Baia	79
Figura 25	Geometria da baia implementada no COMSOL	80
Figura 26	Malha do painel no COMSOL	81
Figura 27	Campo acústico dentro da baia - Média global	82
Figura 28	Estrutura periódica isotrópica (<i>superior</i>) e anisotrópica	

(<i>inferior</i>)	83
Figura 29 Célula unitária	86
Figura 30 Amostra com taxa de perfuração superficial ϕ_s	88
Figura 31 Coeficiente de absorção α para uma variação em N	90
Figura 32 Comparação entre α e q para $N = 4$	91
Figura 33 Coeficiente de absorção α para uma variação em L	92
Figura 34 Comparação entre α e q para $L = 5$ cm	93
Figura 35 Coeficiente de absorção α para uma variação em d	94
Figura 36 Coeficiente de absorção α para uma variação em a_{mp}	95
Figura 37 Coeficiente de absorção α para uma variação em a_{de}	95
Figura 38 Coeficiente de absorção α para uma variação em h	96
Figura 39 Resultado da primeira otimização	100
Figura 40 Resultado da segunda otimização com ϕ_s fixo	100
Figura 41 Resultado da terceira otimização com $f_{min} = f_{max} =$ 500 Hz e $\phi_s = 2\%$	101
Figura 42 Célula unitária (Com base na Figura 40)	102
Figura 43 Vista frontal de uma amostra com $n_p = 19$ poros: o modelo perde a validade	103
Figura 44 Amostras utilizadas na validação do modelo	104
Figura 45 Amostra pronta para o ensaio (sem vedação)	104
Figura 46 Validação do modelo: resultados para amostra 1	105
Figura 47 Validação do modelo: resultados para amostra 2	105
Figura 48 Interseção entre poros DE: redução não prevista pelo modelo analítico	106
Figura 49 Geometria proposta 1	108
Figura 50 Geometria proposta 2	108
Figura 51 Novas amostras e outros materiais: investigações do mo- delo	109
Figura 52 Resultados para amostra 3	110
Figura 53 Investigações do modelo: poro principal aberto e fechado com fita plástica	111
Figura 54 Sistemas AMC e ACM	111
Figura 55 Resultados para amostra 3 - Sistemas AMC e ACM	112
Figura 56 Tubo utilizado para medição de perda de transmissão ..	113
Figura 57 Configurações AC e ACM para medição de perda de transmissão	116

Figura 58	Comparação entre amostras	117
Figura 59	Amostra 3: resultados para configurações diferentes....	118
Figura 60	Amostra 4: resultados para configurações diferentes....	119
Figura 61	Uma amostra pode ter vários poros.....	123
Figura 62	Geometria proposta 3	141
Figura 63	Geometria proposta 4	141
Figura 64	Geometria proposta 5	142
Figura 65	Geometria proposta 6	142
Figura 66	Geometria proposta 7	143
Figura 67	Geometria proposta 8	143

LISTA DE TABELAS

Tabela 1	Características acústicas da espuma utilizada na medição	41
Tabela 2	Condições de contorno utilizadas na otimização	99
Tabela 3	Características geométricas das amostras 1 e 2 utilizadas na validação do modelo	103
Tabela 4	Características geométricas das amostras 3 e 4 utilizadas na validação do modelo	109

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ABNT	Associação Brasileira de Normas Técnicas
AC	Aberta-Cavidade
ACM	Aberta-Cavidade-melamina
ASTM	American Society for Testing and Materials
DB	<i>Delany-Bazley</i>
DBM	<i>Delany-Bazley-Miki</i>
FC	Fechada-Cavidade
FCM	Fechada-Cavidade-melamina
FEM	<i>Finite Element Method</i>
ISO	<i>International Organization for Standardization</i>
JCA	<i>Johnson-Champoux-Allard</i>
TL	<i>Transmission Loss</i>

LISTA DE SÍMBOLOS

Δ	Operador de Laplace [<i>adim.</i>]
Λ	Comprimento característico viscoso [m]
Λ'	Comprimento característico térmico [m]
α	Coefficiente de absorção sonora [<i>adim.</i>]
$\bar{\alpha}$	Coefficiente médio de absorção de uma sala [<i>adim.</i>]
α_∞	Tortuosidade [<i>adim.</i>]
α_{cal}	Coefficiente de absorção sonora calibrado [<i>adim.</i>]
β	Coefficiente de expansão térmica [m ³ /°C]
γ	Coefficiente de expansão adiabática [<i>adim.</i>]
κ	Condutividade térmica do fluído [W/mK]
μ	Viscosidade dinâmica [Ns/m ²]
μ_0	Viscosidade dinâmica do ar [Ns/m ²]
μ_B	Viscosidade cinemática [Ns/m ²]
ξ	Coordenada de translação [<i>adim.</i>]
π	3,14
ρ	Densidade do fluído [kg/m ³]
ρ_0	Densidade do ar [kg/m ³]
$\tilde{\rho}_{eq}$	Densidade equivalente do fluído [kg/m ³]
$\tilde{\rho}_{ef}$	Densidade efetiva do fluído [kg/m ³]
ρ_m	Densidade aparente do material poroso [kg/m ³]
ρ_{al}	Densidade do alumínio [kg/m ³]
ρ_{fv}	Densidade da fibra de vidro [kg/m ³]
ρ_{hc}	Densidade da placa <i>honeycomb</i> [kg/m ³]
σ	Resistividade ao fluxo [Ns/m ⁴]
σ_s	Resistividade do material saturado por um fluído [Ns/m ⁴]
σ_f	Resistividade de um fluído que preenche os vazios de determinado material [Ns/m ⁴]
τ	Coefficiente de Transmissão [<i>adim.</i>]
ν_{al}	Coefficiente de Poisson do alumínio [<i>adim.</i>]
ν_{fv}	Coefficiente de Poisson da fibra de vidro [<i>adim.</i>]
ν_{hc}	Coefficiente de Poisson da placa <i>honeycomb</i> [<i>adim.</i>]
ϕ	Porosidade do material [<i>adim.</i>]

ϕ_s	Taxa de perfuração superficial [<i>adim.</i>]
$\phi_n(r_\perp)$	Função modal do n -ésimo modo transversal [<i>adim.</i>]
ϕ_B	Porosidade do poro principal [<i>adim.</i>]
ϕ_{DE}	Porosidade dos poros <i>DE</i> [<i>adim.</i>]
ψ	Função de onda de Bloch
ω	Frequência angular [Hz]
ω_c	Frequência de corte de Biot [Hz]
A_t	Absorção total de uma sala [Sabins]
A_{de}	Área de seção dos poros <i>DE</i> [mm ²]
A_{mp}	Área de seção do poro principal [mm ²]
a_{de}	Raio dos poros <i>DE</i> [mm]
a_{mp}	Raio do poro principal [mm]
c_0	Velocidade do som no ar [m/s]
$C_n^{(\perp)}$	Constante arbitrária do sistema [/[adim.]]
d	Comprimento dos poros <i>DE</i> [cm]
d_c	Comprimento das células unitárias [mm]
D	Diâmetro do tubo de impedância [mm]
$D(t)$	Densidade de energia no tempo [kgm/s ²]
E_{al}	Módulo de elasticidade do alumínio [GPa]
E_{fv}	Módulo de elasticidade da fibra de vidro [GPa]
E_{hc}	Módulo de elasticidade da placa <i>honeycomb</i> [GPa]
f	Frequência [Hz]
f_c	Frequência de corte [Hz]
f_{max}	Frequência máxima de trabalho do tubo de impedância [Hz]
f_{min}	Frequência mínima de trabalho do tubo de impedância [Hz]
G_{al}	Módulo de elasticidade transversal do alumínio [GPa]
G_{fv}	Módulo de elasticidade transversal da fibra de vidro [GPa]
G_{hc}	Módulo de elasticidade transversal da placa <i>honeycomb</i> [GPa]
h	Espessura [mm]
h_{al}	Espessura da placa de alumínio [mm]
h_{fv}	Espessura da placa de vidro [mm]
h_{hc}	Espessura da placa de <i>honeycomb</i> [mm]
$H_{j,k}$	Matriz de transferência entre os microfones j e k
H_{cal}	Matriz de transferência calibrada

j	Componente complexa ($\sqrt{-1}$) [<i>adim.</i>]
k	Número de onda [1/m]
\tilde{k}	Número de onda complexo [1/m]
$k_{z,n}$	Número de onda do n-ésimo modo transversal [1/m]
k_0	Número de onda do ar [1/m]
k'_0	Permeabilidade térmica [m ²]
k_{mp}	Número de onda no poro principal [1/m]
k_{de}	Número de onda nos poros <i>DE</i> [1/m]
K	Compressibilidade do fluido [Pa]
\tilde{K}_{eq}	Compressibilidade equivalente do fluido [Pa]
\tilde{K}_{ef}	Compressibilidade efetiva do fluido [Pa]
\ln	Logaritmo natural [<i>adim.</i>]
l_{cav}	Comprimento da cavidade de ar [mm]
l_{DE}	Comprimento dos poros <i>DE</i> [mm]
L	Comprimento do poro principal [mm]
m	Constante de absorção do ar [<i>adim.</i>]
$[M]$	Matriz de transferência do modelo
N	Número de poros <i>DE</i> por período h [<i>adim.</i>]
p_i	Pressão na face i do material [Pa]
p_{global}	Pressão do campo acústico total do sistema [Pa]
P	Pressão [Pa]
P_0	Pressão Atmosférica [ATM]
P_r	Número de Prandtl [<i>adim.</i>]
q	Número de onda de Bloch [1/m]
Q	Fluxo de ar [m ³ /s]
r	Coefficiente de reflexão [<i>adim.</i>]
\vec{r}	Vetor de posição de Bloch [m]
r_s	Raio da seção [m]
r_n	Coefficiente de reflexão para célula unitária e poro principal infinito [<i>adim.</i>]
r_{cal}	Coefficiente de reflexão calibrado [<i>adim.</i>]
r_n'	Coefficiente de reflexão para célula unitária e poro principal com terminação rígida [<i>adim.</i>]
R_n	Coefficiente de reflexão para amostra com taxa de perfuração superficial ϕ_s e poro principal infinito [<i>adim.</i>]

R_n'	Coefficiente de reflexão para amostra com taxa de perfuração superficial ϕ_s e terminação rígida [<i>adim.</i>]
R_H	Raio hidráulico [m]
s_1	Distância entre microfones 1 e 2 [mm]
s_s	Constante que depende da forma dos poros do material [<i>adim.</i>]
S	Área total de superfície [mm ²]
[S]	Matriz de transferência que relaciona os campos acústicos da estrutura periódica
t	Tempo [s]
t_{ij}	Elemento na i -ésima linha e j -ésima coluna de uma matriz [T]
T	Temperatura [°C]
T_{60}	Tempo de reverberação [s]
[T] ^{DE}	Matriz de transferência para o domínio DE
[T] ^{NS}	Matriz de transferência para um sistema não-simétrico
[T] _A	Matriz de transferência de um material poroso com porosidade DE
[T] _B	Matriz de transferência de um material poroso com porosidade DE
[T] ^S	Matriz de transferência para um sistema simétrico
[T] ^{sis}	Matriz de transferência do sistema
[T] ^{mat}	Matriz de transferência para material com terminação rígida
[T] ^{cav}	Matriz de transferência para uma cavidade de ar
U	Velocidade de partícula [m/s]
V_s	Volume de uma sala [m ³]
V_v	Volume de vazios da amostra [m ³]
V_t	Volume total da amostra [m ³]
V_{DE}	Volume de poros DE [m ³]
x_1	Distância da amostra ao microfone 1 [mm]
x_2	Distância da amostra ao microfone 2 [mm]
X	Impedância de periodicidade [Pa.s/m ³]
y_{ij}	Elemento na i -ésima linha e j -ésima coluna de uma matriz [Y]
Y	Admitância [Siemens]
[Y]	Matriz de admitâncias
Z_0	Impedância característica do ar [Pa.s/m ³]
Z_c	Impedância característica do fluido [Pa.s/m ³]

Z_{de}	Impedância do ar no poro DE [Pa.s/m ³]
Z_{mp}	Impedância do ar no poro principal [Pa.s/m ³]
Z_S	Impedância de superfície [Pa.s/m ³]

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	31
1.1	OBJETIVOS	33
1.1.1	Objetivos Específicos	33
2	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	35
2.1	PROPAGAÇÃO DO SOM EM MATERIAIS POROSOS .	35
2.1.1	PARÂMETROS ACÚSTICOS	35
2.1.1.1	IMPEDÂNCIA DE SUPERFÍCIE	35
2.1.1.2	COEFICIENTE DE ABSORÇÃO	36
2.2	CARACTERIZAÇÃO DE MATERIAIS POROSOS	37
2.2.1	Caracterização Experimental	38
2.2.2	Resultados experimentais para uma amostra de material poroso para incidência normal	41
2.2.3	Modelos Analíticos	43
2.2.3.1	Modelo Poroelástico	44
2.2.3.2	Modelo de Delany-Bazley	47
2.2.3.3	Modelo de Delany-Bazley-Miki	48
2.2.3.4	Modelo JCA	48
2.2.3.5	Modelo JCA-Lafarge	49
2.2.4	Comparação entre modelos analíticos e medição experimental	50
2.3	METAMATERIAIS	53
2.3.1	Desenvolvimento do conceito de metamaterial.	53
2.3.2	Metamateriais acústicos	54
2.3.3	Propriedades físicas dos metamateriais acústicos ..	55
2.3.4	Configurações de Metamateriais	57
2.3.4.1	Configuração de Yang	57
2.3.4.2	Configuração de Sharma	59
2.3.4.3	Configuração de Mei	61
2.3.4.4	Outras pesquisas	64
3	MATERIAIS COM POROS CILÍNDRICOS OU CAVIDADES (OU POROSIDADE <i>DEAD-END</i>)	65
3.1	MODELO ANALÍTICO PARA POROSIDADE <i>DE</i>	65
3.1.1	Escala microscópica	66
3.1.2	Escala macroscópica	67
3.1.3	Perdas Viscotérmicas nos poros <i>DE</i>	68
3.2	INCLUSÃO DE POROSIDADE <i>DE</i> NO MODELO JCA.	69
3.2.1	Método da Matriz de Transferência (TMM)	71

3.2.1.1	Material não-simétrico	71
3.2.1.2	Material simétrico	74
3.2.1.3	Coefficiente de Absorção do Modelo	76
4	METAMATERIAL ACÚSTICO PARA ABSORÇÃO SONORA EM BAIXAS FREQUÊNCIAS	77
4.1	PROBLEMA APRESENTADO	77
4.1.1	Painel da aeronave	77
4.1.1.1	Montagem da simulação	79
4.1.1.2	Resultados da simulação	82
4.2	ONDAS DE BLOCH	83
4.3	MODELO SELECIONADO	85
4.3.1	Formulação Analítica	85
4.3.2	Implementação em MATLAB - Célula Unitária	89
4.3.2.1	Variação do número de poros por período	90
4.3.2.2	Variação do comprimento do poro principal	92
4.3.2.3	Variação do comprimento dos poros secundários	93
4.3.2.4	Variação dos raios dos poros principal e DE	94
4.3.2.5	Variação da periodicidade dos poros DE	96
4.3.2.6	Conclusão acerca da variabilidade dos parâmetros geométricos para a célula unitária	97
4.4	OTIMIZAÇÃO	97
4.4.1	Algoritmo de Evolução Diferencial	98
4.4.2	Resultados da otimização	99
4.5	VALIDAÇÃO DO MODELO	102
4.6	GEOMETRIAS PROPOSTAS	107
4.7	OUTRAS ANÁLISES	107
4.7.1	Quanto à terminação do poro principal	109
4.7.2	Efeito de uma cavidade de ar	111
4.8	AVALIAÇÃO DA PERDA DE TRANSMISSÃO POR INCIDÊNCIA NORMAL	113
4.8.1	Ensaio e resultados	116
5	CONCLUSÕES	121
5.1	PESQUISAS FUTURAS	122
	REFERÊNCIAS	125
	APÊNDICE A – Outras propostas de geometria	141

1 INTRODUÇÃO

O controle de ruído e vibrações é importante para garantir o bom funcionamento de determinados tipos de maquinários e equipamentos, bem como para mitigar os danos causados pela poluição sonora no meio ambiente (BIES; HANSEN, 2009). Dentre as técnicas aplicadas para conseguir bons resultados desse controle, uma das principais é a adição de material acústico ao sistema que se quer controlar (DUNN et al., 2015). O material pode servir tanto para a absorção sonora ou para o aumento da perda de transmissão (EVEREST; POHLMANN; BOOKS, 2009).

Dentre os materiais mais utilizados para esta finalidade encontram-se os materiais porosos ou fibrosos, que, para fins de absorção, podem ser painéis acústicos simples e, para fins de perda de transmissão, podem ser materiais fibrosos adicionados às paredes de *drywall* (EVEREST; POHLMANN; BOOKS, 2009). O problema desses materiais convencionalmente utilizados é que, na grande maioria dos casos, a sua ação em baixas frequências é mínima, limitando muito a forma de controle de tais frequências (BIES; HANSEN, 2009).

Desta forma, nos últimos anos, a busca por materiais que pudessem melhorar o desempenho de estruturas e máquinas construídas pelo homem tem crescido bastante (YAGHI et al., 2003; CHEN; CHAN; SHENG, 2010). As pesquisas na busca por tais materiais, que iniciaram prioritariamente na área da física da matéria condensada (WHITE, 1987; CHAIKIN; LUBENSKY, 2000), levaram ao aperfeiçoamento de certos modelos físicos que descrevem materiais com propriedades não encontradas na natureza (VESELAGO, 1968), que podem ser utilizados, em acústica, para mitigar os problemas acima citados.

Logo, para melhor controlar vibrações e ruído em baixas frequências, o interesse em estudar ondas elásticas em materiais com estrutura artificial mostrou ser de grande interesse devido ao seu potencial para aplicações no dia-a-dia (LU; FENG; CHEN, 2009). Pesquisas recentes têm contribuído para o avanço e desenvolvimento de três tipos de materiais para tais aplicações: estruturas periódicas (SUN; ACHENBACH; HERRMANN, 1968; BRILLOUIN, 2003), cristais fonônicos (SIGALAS; ECONOMOU, 1992; KUSHWAHA et al., 1994; VASSEUR et al., 1994) e metamateriais acústicos (LIU et al., 2000).

Estruturas periódicas, como sugere o nome, são estruturas com repetições geométricas que criam regiões onde as ondas sonoras em determinada frequência não conseguem se propagar (BRILLOUIN, 2003),

os chamados *bandgaps*. A ideia de tais estruturas surgiu da noção do fónon, definido como uma excitação coletiva em um arranjo periódico e elástico de átomos ou moléculas (CHAIKIN; LUBENSKY, 2000). O primeiro trabalho realizado na área foi o de Cremer e Leilich (1953), que investigaram ondas de flexão em uma viga periódica unidimensional. Em seu trabalho foi adicionada periodicidade à uma viga, na qual foram colocados apoios e massas periodicamente espaçadas ao longo de seu eixo principal. Estruturas periódicas 1D também foram estudadas por Heckl (HECKL, 1961) e Ungar (UNGAR, 1966). Pesquisas recentes acerca de estruturas periódicas envolvem também o estudo da instabilidade de Plateau-Rayleigh (DAY et al., 2015) e a polarização de condensados de Bose-Einstein (ZHANG et al., 2015).

Cristais fonônicos são materiais compósitos ou não-uniformes que consistem em uma, duas ou mais fases de matéria (sólida e/ou líquida), nos quais essa matéria está distribuída periodicamente no espaço (HUSSEIN; LEAMY; RUZZENE, 2014). As aplicações desse tipo de material são amplas, podendo estes serem usados na isolação e controle de vibrações (RICHARDS; PINES, 2003; POLICARPO; NEVES; RIBEIRO, 2010), controle de ruído (SÁNCHEZ-DEHESA et al., 2011) e ensaios não-destrutivos de materiais (RUZZENE; SCARPA; SORANNA, 2003). A diferença entre cristais fonônicos e estruturas periódicas é que, no caso dos cristais, são utilizados conceitos de cristalografia (HUSSEIN; LEAMY; RUZZENE, 2014).

Um metamaterial acústico é um material localmente reativo, no qual ao longo de sua geometria existem locais com mesmas características geométricas e constitutivas, chamados de células-unitárias, de forma que o agrupamento dessas células unitárias ao longo da geometria cria uma periodicidade no material (LI et al., 2016; MA; SHENG, 2016). O termo "meta" deriva do grego e significa "além" ou "depois": uma alusão ao fato de que os metamateriais possuem propriedades que estão além do que esperamos observar na natureza (HUSSEIN; LEAMY; RUZZENE, 2014).

A primeira configuração que resultou em ressonâncias locais e, consequentemente, em metamaterial, remeteu do trabalho de Liu et al. (2000). Nesse trabalho foi utilizado um arranjo 3D de esferas revestidas com uma camada de 2,5 mm de silicone, as quais foram dispostas em um arranjo cúbico dentro de uma matriz de epóxi. Quando excitado com ondas sonoras, o material se comportou como se suas constantes elásticas fossem negativas nas frequências próximas aos *bandgaps* associados às ressonâncias locais. Desde então, a ideia tem sido desenvolvida em diferentes abordagens em pesquisas recentes: Bonnet e

Monchiet (2015) analisaram ressonâncias locais em baixas frequências por meio da inserção de materiais compósitos, Krushynska et al. (2016) modelaram ressonâncias locais em um material com múltiplas camadas em duas e três dimensões, Li et al. (2015) analisaram o aumento do *bandgap* por meio do uso de um placa compósita, Kim et al. (2017) analisaram a diminuição de ruído de impacto por meio do uso de metamateriais, Yang, Lee e Kim (2016) trabalharam na maximização do *bandgap* por meio da otimização da densidade de massa, Chen e Chan (2007) modelaram um material com a finalidade de absorver som em baixas frequências, Yang et al. (2010) configuraram um material com a função de absorção sonora entre 50 e 1000 Hz, Huang e Sun (2009) verificaram densidade de massa negativa em sua configuração, Schwan et al. (2015) estudaram a total reflexão e absorção de ondas sonoras em materiais periódicos com ressonâncias locais, Mei et al. (2012) configuraram um material super fono-absorvente, Cai e Mak (2016) configuraram uma zona de controle de ruído em um duto periódico funcionando como um ressonador de Helmholtz (HELMHOLTZ; ELLIS, 2009), Leclaire et al. (2015) propuseram uma configuração partindo da premissa de que levando em conta determinado tipo de porosidade é possível obter um bom material para absorção em baixas frequências, entre outros.

Essas e outras pesquisas (YANG et al., 2008; SHARMA; SUN, 2015) mostram que é possível obter um material acústico para mitigar os problemas de controle de ruído em baixas frequências, que é o escopo deste trabalho.

1.1 OBJETIVOS

O objetivo deste trabalho consiste em modelar um metamaterial acústico para absorção sonora em baixas frequências a partir de modelos existentes na literatura.

1.1.1 Objetivos Específicos

Os objetivos específicos são:

- Verificar modelos já existentes na literatura e selecionar um deles como modelo de trabalho, escolher uma faixa de frequências a ser trabalhada e otimizar o modelo para a faixa de frequências selecionada;
- Imprimir a geometria otimizada em uma impressora 3D para a

realização de ensaios e comparar resultados do coeficiente de absorção com o coeficiente de um material poroso comumente utilizado em aplicações reais;

- Verificar o desempenho do material modelado para perda de transmissão e propor pesquisas futuras com base nos resultados obtidos.

O trabalho está organizado como segue: o Capítulo 2 faz uma revisão bibliográfica acerca de conceitos fundamentais em acústica, caracterização acústica de materiais e metamateriais acústicos; o Capítulo 3 apresenta as limitações dos modelos utilizados na caracterização quando o material possui um determinado tipo de porosidade; o Capítulo 4 apresenta o problema proposto, o modelo selecionado, sua otimização e os resultados obtidos; e, por fim, o Capítulo 6 tece comentários e conclusões sobre os resultados gerais do trabalho e apresenta propostas de pesquisas futuras.

Durante o texto, o leitor deve ter em mente que o termo baixas frequências se refere a $f < 1000$ Hz.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 PROPAGAÇÃO DO SOM EM MATERIAIS POROSOS

Conforme mencionado, materiais porosos são os materiais mais utilizados para controle de ruído atualmente (DUNN et al., 2015). Assim, há a necessidade de conhecer-se de forma aprofundada as propriedades físicas de tais materiais, bem como a forma com a qual o som se propaga neles. Este capítulo é dedicado à teoria referente à caracterização em materiais porosos e à propagação do som. A caracterização de impedância de superfície e coeficiente de absorção é abordada, e três modelos amplamente utilizados para caracterização de materiais porosos são também apresentados: o modelo JCA (JOHNSON; KOPLIK; DASHEN, 1987; CHAMPOUX; ALLARD, 1991), o modelo JCA-Lafarge (LAFARGE et al., 1997) e o modelo de Delany-Bazley (DELANY; BAZLEY, 1970).

2.1.1 PARÂMETROS ACÚSTICOS

2.1.1.1 IMPEDÂNCIA DE SUPERFÍCIE

Quando uma onda sonora incide sobre determinada superfície, existe um impedimento à passagem do fluxo de ar. Este impedimento depende de vários fatores, dentre eles as características da superfície, como densidade superficial e porosidade (HALLIDAY; WALKER; RESNICK, 2010). Ao conjunto de condições físicas que impedem a passagem do fluxo de ar por um meio, e considerando que a perturbação (onda) nesse meio é plana, denomina-se impedância superficial (ALLARD; ATALLA, 2009), que pode ser definida pela seguinte equação:

$$\tilde{Z}_s = -jZ_c \cotg(kL), \quad (2.1)$$

na qual $j = \sqrt{-1}$, k é o número de onda, L é a distância da frente de onda até a superfície rígida e $Z_c = \sqrt{\rho K}$ é a impedância característica do fluido, que depende de sua densidade ρ e de sua compressibilidade K . Para o ar, $Z_c = Z_0 = \rho_0 c_0$, sendo ρ_0 e c_0 a densidade do ar e a velocidade do som neste fluido, respectivamente.

É importante lembrar que a Eq. (2.1) não considera perdas visco-térmicas no sistema. Quando existem n superfícies espaçadas periodicamente, uma impedância devido à periodicidade é adicionada.

Isso será abordado posteriormente neste documento.

2.1.1.2 COEFICIENTE DE ABSORÇÃO

A primeira noção e quantificação da absorção sonora foi realizada por Sabine (1900), com o objetivo de quantificar o que hoje é conhecido como Tempo de Reverberação em salas. Sabine convencionou que tempo de reverberação é o tempo que leva para que o decaimento da pressão sonora em um recinto seja igual a 60 dB após a fonte ser desligada.

Sabe-se que o decaimento da energia sonora em uma sala é dada por (REYNOLDS, 1981):

$$D(t) = D_0 e^{-\left(\frac{A_t + 4V_s m}{4V_s}\right) c_0 t}, \quad (2.2)$$

na qual D e D_0 são as densidades de energia, A_t é a absorção total da sala, V_s é o volume da sala, t é o tempo de decaimento, m é a constante de absorção do ar e c_0 é a velocidade do som no ar, dada por $c_0 = 331 + 0,6T$, sendo T a temperatura do local em °C.

Por questões práticas, a constante $4V_s m$ será omitida das formulações a seguir.

Da definição de tempo de reverberação dada anteriormente, tem-se que

$$D(0) = 10^6 D(T_{60}), \quad (2.3)$$

na qual T_{60} é o tempo de reverberação. Assim, $D(0)/D(T_{60}) = 10^6$, cujo logaritmo é 60 dB. Das equações (2.2) e (2.3), tem-se que

$$D_0 e^0 = D_0 e^{-\left(\frac{A_t c_0}{4V_s}\right) T_{60}} \quad (2.4)$$

e

$$10^{-6} = e^{-\left(\frac{A_t c_0}{4V_s}\right) T_{60}} \quad (2.5)$$

Aplicando o logaritmo natural à equação (2.5), tem-se que

$$\ln(10^{-6}) = -\left(\frac{A_t c_0}{4V_s}\right) T_{60}, \quad (2.6)$$

e o tempo de reverberação é, então, dado por

$$T_{60} = \left(\frac{V_s}{A_t} \right) \left(\frac{4}{343} \right) \ln(10^{-6}) = 0,161 \frac{V_s}{A_t}. \quad (2.7)$$

Retomando a constante $4V_s m$ na formulação, por fim, tem-se que

$$TR = 0,161 \frac{V}{A_t + 4V_s m}, \quad (2.8)$$

em que $A_t = S\bar{\alpha}$, sendo S a área total das superfícies da sala e $\bar{\alpha}$ é o coeficiente médio de absorção.

Pode-se escrever α como sendo (ALLARD; ATALLA, 2009):

$$\alpha = 1 - \left| \frac{\tilde{Z}_s - Z_0}{\tilde{Z}_s + Z_0} \right|^2, \quad (2.9)$$

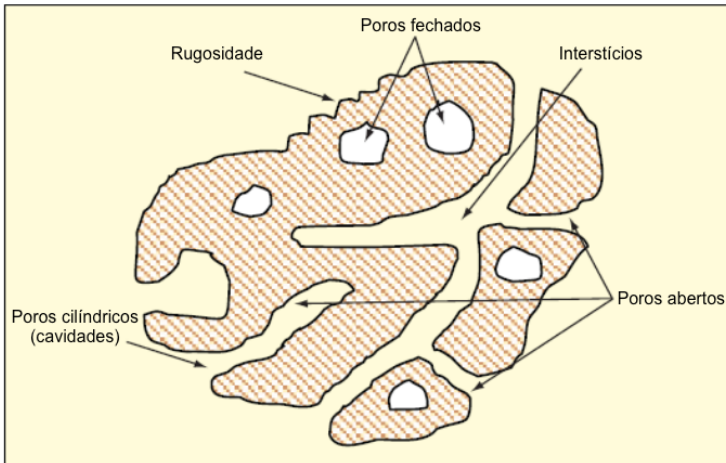
na qual o termo $\left| \frac{\tilde{Z}_s - Z_0}{\tilde{Z}_s + Z_0} \right|$ representa o coeficiente de reflexão r , isto é, a porcentagem de energia que é refletida pelo material e que não é absorvida para incidência normal.

2.2 CARACTERIZAÇÃO DE MATERIAIS POROSOS

Materiais porosos são amplamente usados na indústria e no dia-a-dia como soluções para o controle de ruído e de vibrações (EGAB; WANG; FARD, 2014). Entende-se por material poroso um material que é sólido que contém cavidades, canais ou interstícios que permitem que a onda sonora se propague entre eles (ARENAS; CROCKER, 2010 apud EGAB; WANG; FARD, 2014). Um exemplo de material poroso é mostrado na Figura 1.

É possível caracterizar os materiais porosos como celulares, fibrosos e granulares (ALLARD; ATALLA, 2009), cada qual com características constitutivas diferentes. Vários modelos são utilizados para caracterizar as propriedades acústicas desses materiais. Nesta seção serão abordados três desses modelos, os quais baseiam-se na teoria de Biot (1962), e mostrar como caracterizar experimentalmente um material de acordo com a ISO 10534-2 (1998).

Figura 1 – Tipos de poros



Fonte: Adaptado de Arenas e Crocker (2010)

2.2.1 Caracterização Experimental

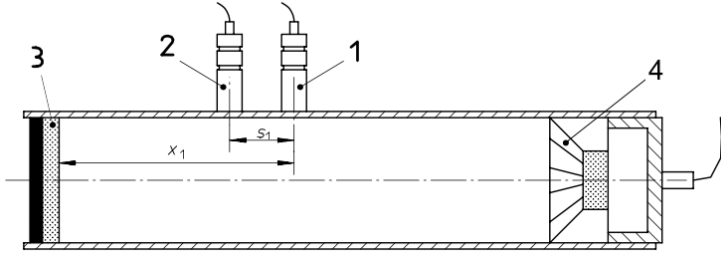
Os modelos analíticos nem sempre conseguem prever corretamente quais são as características acústicas de um material (DUNN et al., 2015), pois baseiam-se na premissa de que a porosidade e as características constitutivas dos materiais são homogêneas, o que nem sempre ocorre em aplicações reais. Para suprimir eventuais falhas nas teorias, geralmente utiliza-se de aparatos experimentais para medir as propriedades físicas de determinado material no mundo real.

A metodologia para a obtenção das impedâncias de superfície e coeficientes de absorção e de reflexão baseia-se na normativa internacional ISO 10534-2, a qual utiliza um tubo de impedância. Uma amostra é inserida em uma de suas extremidades.

A perturbação do meio se dá na outra extremidade, onde há um alto-falante que excita o campo acústico. Dois microfones são posicionados na parede do tubo para a medição da pressão sonora. O esquema do experimento é ilustrado na Figura 2.

Na Figura 2, 1 e 2 representam os microfones, 3 é a amostra e 4 é o alto-falante. Respectivamente, x_1 e s_1 são a distância da amostra ao microfone 1 e a distância entre os microfones 1 e 2.

A partir das pressões, calcula-se a razão entre os valores obtidos para cada frequência, isto é, a função de resposta em frequência do

Figura 2 – Tubo de impedância para medição de α 

Fonte: ISO 10534-2 (1998)

signal de pressão entre os microfones. A razão entre a pressão no j -ésimo microfone e a pressão no k -ésimo microfone é a função de transferência $H_{j,k}$,

$$H_{j,k} = \frac{p_j}{p_k}. \quad (2.10)$$

De posse da função de transferência $H = H_{j,k} = H_{1,2}$, é possível calcular o coeficiente de reflexão, dado por

$$r = \frac{H_{1,2} - e^{-jk_0 s_1}}{e^{jk_0 s_1} - H_{1,2}} e^{2jk_0 x_1}, \quad (2.11)$$

na qual k_0 é o número de onda do ar. Essa formulação utilizando k_0 e não \tilde{k} , como recomendado pela norma, foi utilizada no trabalho de (DUPONT et al., 2011) de forma satisfatória.

O coeficiente de absorção da amostra pode então ser obtido através da expressão

$$\alpha = 1 - |r|^2. \quad (2.12)$$

Uma sugestão de melhora no experimento indicada pela ISO 10534-2 (1998) é um processo de calibração que pode ser realizado para calcular o coeficiente de absorção. Tal processo consiste em medir uma função de transferência $H_{k,j}$, que nada mais é do que uma mudança na posição nos microfones (o microfone 1 passa a ocupar a posição do microfone 2 e vice-versa). Pode-se então definir uma nova função de transferência calibrada $H_{cal} = (H_{j,k}/H_{k,j})^{1/2} = (H_{1,2}/H_{2,1})^{1/2}$, que será substituída na equação do coeficiente de reflexão para obter α , isto é

$$r_{cal} = \frac{H_{cal} - e^{-jk_0s_1}}{e^{jk_0s_1} - H_{cal}} e^{2jk_0x_1} \quad (2.13)$$

e

$$\alpha_{cal} = 1 - |r_{cal}|^2. \quad (2.14)$$

Esse procedimento é realizado para diminuir possíveis erros devido a uma diferença de fase entre os microfones, sendo altamente recomendado para diminuir as incertezas na medição, como definido na ISO 10534-2 (1998).

Alguns cuidados têm de ser tomados com relação às frequências nas quais os resultados são válidos, isto é, a depender das dimensões do tubo, os limites inferior e superior de frequências em um tubo dependerão de suas dimensões (ALLARD; ATALLA, 2009). Nesse caso, de acordo com a norma ISO 10534-2 (1998), há a necessidade de se estabelecer as frequências mínima e máxima para as quais as medições são válidas.

Além disso, a chamada frequência de corte do tubo, isto é, a frequência na qual ocorre a primeira ressonância no plano transversal da seção do tubo, deve também ser calculada, pois, acima dela, modos transversais ocorrem (ALLARD; ATALLA, 2009).

$$f_{min} > 0,05 \frac{c_0}{s_1}, \quad (2.15)$$

$$f_{max} < 0,45 \frac{c_0}{s_1}, \quad (2.16)$$

$$f_c = \frac{1,84c_0}{\pi D}, \quad (2.17)$$

na qual f_{min} é a frequência mínima de trabalho no tubo, f_{max} é a frequência máxima de trabalho no tubo, f_c é a frequência de corte, D é o diâmetro do tubo, c_0 é a velocidade do som no ar e s_1 é o espaçamento entre os microfones 1 e 2.

O limite inferior, entretanto, pode ser diminuído a depender da precisão do equipamento de medição utilizado e das condições do experimento. Uma das formas de garantir que uma medição abaixo do limite inferior dado pela Equação (2.15) esteja correta é comparar o resultado obtido com um modelo analítico, como o modelo de Delany-Bazley (DELANY; BAZLEY, 1970) ou o modelo JCA (JOHNSON; KOPLIK; DASHEN, 1987).

2.2.2 Resultados experimentais para uma amostra de material poroso para incidência normal

A fim de verificar o procedimento experimental descrito para a caracterização de materiais porosos, um ensaio foi realizado com uma amostra de melamina de 50 mm de espessura. As propriedades acústicas da espuma foram retiradas do trabalho de Kulakauskas (2016) e são mostradas na Tabela 1. Como não estava disponível uma amostra única com a espessura desejada, foram utilizadas três amostras acopladas, com espessuras de 10, 15 e 25 mm, respectivamente.

Tabela 1 – Características acústicas da espuma utilizada na medição

σ [Ns/m ⁴]	ϕ [%]	α_∞	Λ [μ m]	Λ' [μ m]	ρ [kg/m ³]
12.627	0,90	1,00	91	148	10

Fonte: Kulakauskas (2016)

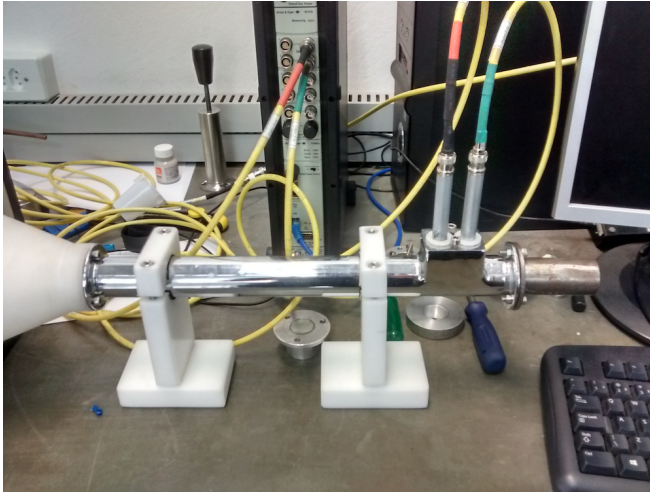
Figura 3 – Amostras utilizadas na medição



Fonte: O Autor

O tubo de impedância utilizado foi um tubo cromado com diâmetro interno $D = 26$ mm e espaçamento entre os microfones de $s_1 = 24$ mm. A distância x_1 da amostra até o primeiro microfone foi de 65 mm. O tubo está mostrado na Figura 4.

Figura 4 – Bancada de medição



Fonte: O Autor

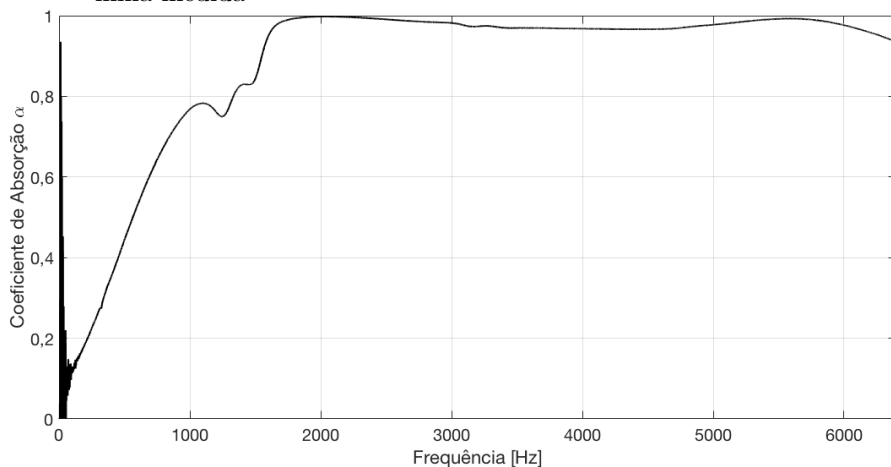
Além do tubo, foram utilizados os seguintes equipamentos:

- Computador Windows XP com software LabShop;
- *Bruel & Kjaer* LAN-XI;
- 2 Microfones *Bruel & Kjaer* tipo 4189-A-021;
- Calibrador Larson Davis CAL200;
- Amplificador de potência *Bruel & Kjaer Type 2718*;
- Medidor de umidade e temperatura genérico.

Considerando as Equações (2.15) e (2.16), e para o tubo com as dimensões dadas, tem-se $f_{min} = 714$ Hz, $f_{max} = 6431$ Hz e $f_c = 7727$ Hz. Nesse caso, para o limite máximo adota-se f_{max} , e não f_c . A ISO 10534-2 (1998) indica que, apesar de haver uma equação que determina o limite inferior na frequência para a validade do experimento, essa pode ser desconsiderada a depender da forma como o experimento foi executado. Assim, em alguns casos, é possível obter um limite inferior na frequência menor do que o teórico.

Os resultados do coeficiente de absorção para o material medido são mostrados na Figura 5. A medição foi realizada num intervalo de 0 a 6400 Hz, com um intervalo de frequência de 2,5 Hz.

Figura 5 – Coeficiente de Absorção α (incidência normal) para melamina medida



Fonte: O Autor

Da Figura 5 possível perceber que há pontos de inflexão nas frequências de 1250 e 1477 Hz. Esses efeitos podem ser causados pelo fato de que, ao invés de uma única amostra, foram acopladas três amostras, e o acoplamento entre cada uma delas adicionou uma impedância devido à descontinuidade do meio. O fato de a densidade do material ser baixa pode gerar efeitos de ressonância estrutural (GESLAIN et al., 2011), contribuindo assim para a ocorrência desses pontos de inflexão.

Nas frequências próximas a 0 Hz é possível perceber que há ruído na medição, o que pode ser devido às limitações das dimensões do tubo. Com o aumento da frequência, percebe-se que também o faz o coeficiente de absorção. Entretanto, nas frequências mais baixas, isto é, abaixo de 1000 Hz, α não possui valores excelentes. Esses resultados são comparados com os modelos analíticos a seguir.

2.2.3 Modelos Analíticos

Nesta seção são apresentados alguns dos modelos analíticos comumente utilizados na caracterização acústica de materiais porosos.

2.2.3.1 Modelo Poroelástico

Biot (1962) apresentou uma teoria que permite considerar o material sólido que se quer caracterizar como um fluido equivalente. Ao encontrar um material poroso, a onda sonora passa a se propagar tanto pela estrutura sólida do material como pelo ar dentro de seus poros. A dissipação de energia dentro dos poros ocorre devido à fricção das partículas de ar com as paredes porosas do material (DUNN et al., 2015). No que diz respeito à propagação na estrutura sólida do material, a onda sonora a enxerga como se fosse um amortecedor (BIES; HANSEN, 2009), o que faz com que parte de sua energia também seja dissipada por esse meio. Logo, essa complexa forma de dissipação é simplificada quando se considera todo o material, isto é, tanto sua estrutura sólida como o ar em seus poros, como um fluido equivalente.

Dois parâmetros são então utilizados para essa consideração (DUNN et al., 2015): densidade equivalente $\tilde{\rho}_{eq}$ e compressibilidade equivalente \tilde{K}_{eq} . O primeiro controla os efeitos das perdas viscosas nos poros, isto é, as perdas associadas ao contato direto do fluido com as paredes dos poros. O segundo diz respeito aos efeitos da dissipação térmica no material, ou seja, está associado com a compressão e dilatação do fluido conforme este percola o material. No que diz respeito ao comportamento desses dois mecanismos de dissipação em baixas frequências, a viscosidade é quem rege o movimento do fluido nessas frequências, enquanto que, com relação à compressibilidade, quão mais baixa for a frequência maior o tempo com o qual as partículas de ar oscilam, fazendo com o que o fluido possa ser considerado como sendo isotérmico (FAHY, 2000).

A densidade e compressibilidade equivalentes podem ser dadas, respectivamente, pelas seguintes equações (ALLARD; ATALLA, 2009):

$$\tilde{\rho}_{eq} = \frac{\tilde{\rho}_{ef}}{\phi} \quad (2.18)$$

e

$$\tilde{K}_{eq} = \frac{\tilde{K}_{ef}}{\phi}, \quad (2.19)$$

na qual ϕ é a porosidade do material, ou seja, o volume de vazios dividido pelo volume total do material, e $\tilde{\rho}_{ef}$ e \tilde{K}_{ef} são a densidade e compressibilidade efetiva do material.

A compressibilidade efetiva do material representa a razão en-

tre a pressão exercida sobre si e a percentagem da diminuição do seu volume (HALLIDAY; WALKER; RESNICK, 2010), enquanto que a densidade efetiva nada mais é do que a razão entre sua massa e seu volume. É importante lembrar, entretanto, que tais parâmetros vão ter equationamentos diferentes de acordo com o modelo analítico que se está utilizando, conforme será mostrado posteriormente neste capítulo.

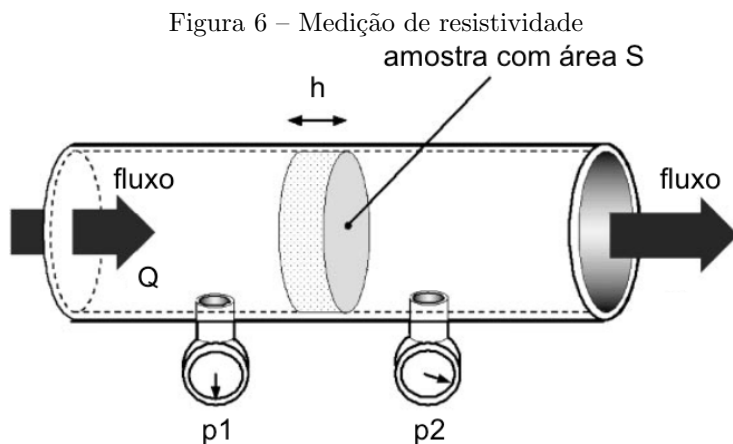
A seguir, são elencados alguns parâmetros utilizados para caracterização de um fluido equivalente de acordo com a teoria de Biot.

Resistividade ao Fluxo

A resistividade ao fluxo σ representa a oposição direta ao fluxo de ar incidente em um material. Experimentalmente, é dada pela seguinte equação (ALLARD; ATALLA, 2009):

$$\sigma = \frac{(p_2 - p_1)S}{Qh}, \quad (2.20)$$

na qual $(p_2 - p_1)$ é a diferença de pressão entre as faces do material, S é sua área [m^2], Q é o fluxo de ar [m^3/s] e h é a espessura da amostra, conforme Figura 6.



Fonte: Adaptado de Komatsu (2008)

Porosidade

A porosidade ϕ é definida como sendo o volume de vazios, V_v , dividido pelo volume total da amostra, V_t :

$$\phi = \frac{V_v}{V_t}. \quad (2.21)$$

Tortuosidade

Tortuosidade α_∞ se refere à complexidade da disposição dos poros nos quais o fluido irá percolar (ALLARD; ATALLA, 2009). É definida como sendo (ALLARD et al., 1994):

$$\alpha_\infty = \frac{\frac{1}{V} \int_V v^2 dV}{\left(\frac{1}{V} \int_V \vec{v} dV \right)^2}, \quad (2.22)$$

na qual V é o volume de homogeneização do fluido e \vec{v} é a velocidade das partículas do fluido.

Comprimento Característico Viscoso

O comprimento característico viscoso Λ é a média dos raios hidráulicos R_H dos poros do material, e representa as perdas viscosas devido às características geométricas de seus poros. A definição de raio hidráulico, dado por S/P , na qual S é a área da seção e P é o perímetro molhado, tem origem na Engenharia Civil e Hidrologia (MAIDMENT et al., 1993), sendo utilizado para dimensionamento de canais e dutos.

Para a acústica, o comprimento característico viscoso é dado por (JOHNSON; KOPLIK; SCHWARTZ, 1986):

$$\Lambda = \frac{1}{s_s} \sqrt{\frac{8\eta\alpha_\infty}{\phi\sigma}}, \quad (2.23)$$

na qual s_s é uma constante que depende da forma dos poros (circular, retangular ou triangular) e η é a viscosidade dinâmica do ar.

Pode-se entender Λ como um ajuste na perda de energia que leva em consideração a viscosidade dentro dos poros.

Comprimento Característico Térmico

O comprimento característico térmico Λ' é a média dos raios hidráulicos, representando as perdas térmicas devido ao maior fluxo de calor. Este parâmetro pode ser dado por (CHAMPOUX; ALLARD, 1991):

$$\frac{2}{\Lambda'} = \frac{\int_S dS}{\int_V dV}, \quad (2.24)$$

na qual os sub-índices S e V das integrais representam área de superfície e volume dos poros, respectivamente.

2.2.3.2 Modelo de Delany-Bazley

Delany e Bazley (1970) mediram o número de onda complexo k e a impedância característica Z_c de uma ampla gama de materiais porosos com $\phi \approx 1$. Os resultados mostraram que k e Z_c dependem principalmente da frequência angular ω e da resistividade σ do material (ALLARD; ATALLA, 2009). Desta forma, o modelo considera k e Z_c como sendo

$$k = \frac{\omega}{c_0} [1 + 0,0978 X_{DB}^{-0,700} - j0,189 X_{DB}^{-0,595}] \quad (2.25)$$

e

$$Z_c = \rho_0 c_0 [1 + 0,057 X_{DB}^{-0,754} - j0,087 X_{DB}^{-0,732}], \quad (2.26)$$

na qual $X_{DB} = \rho_0 f / \sigma$ é adimensional, f é a frequência, e c_0 e ρ_0 são a velocidade do som no ar e a densidade do ar, respectivamente.

Apesar de simples, o modelo é amplamente utilizado e pode fornecer valores plausíveis nos casos em que $0,01 < X_{DB} < 1,0$ (ALLARD; ATALLA, 2009). A densidade e módulo de compressibilidade equivalentes podem ser obtidos como sendo

$$\tilde{\rho}_{eq}(\omega) = \frac{Z_c \omega}{k} \quad (2.27)$$

e

$$\tilde{K}_{eq}(\omega) = \frac{Z_c k}{\omega}. \quad (2.28)$$

2.2.3.3 Modelo de Delany-Bazley-Miki

Miki (1990) incorporou a este modelo equações um pouco diferentes das propostas anteriormente. A motivação deve-se ao caso de camadas múltiplas, para as quais a parte real da impedância de superfície do modelo de Delany-Bazley torna-se negativa em baixas frequências, o que representa um resultado não-físico. As expressões propostas para o chamado modelo Delany-Bazley-Miki são:

$$k = \frac{\omega}{c_0} [1 + 7,81X_{DB}^{-0,618} - j11,41X_{DB}^{-0,618}] \quad (2.29)$$

e

$$Z_c = \rho_o c_o [1 + 5,50X_{DB}^{-0,632} - j8,43X_{DB}^{-0,632}]. \quad (2.30)$$

É importante levar em conta que os limites $0,01 < X_{DB} < 1,0$ são mantidos. A densidade e módulo de compressibilidade equivalentes podem ser obtidos da mesma forma citada no item anterior.

2.2.3.4 Modelo JCA

Um dos modelos mais utilizados para modelar materiais porosos, o modelo Jhonson-Champoux-Allard foi primeiramente proposto por Johnson, Koplik e Dashen (1987), descrevendo perdas viscosas devido à inércia do fluido nos poros. Posteriormente, Champoux e Allard (1991) o utilizaram para descrever perdas térmicas. É um dos mais completos que se dispõe atualmente (DUNN et al., 2015). O trunfo do modelo é que considera a forma dos poros do material como sendo arbitrária.

Uma densidade complexa é, assim, descrita para descrever perdas viscosas, sendo dada por

$$\tilde{\rho}_{eq}(\omega) = \frac{\alpha_\infty \rho_0}{\phi} \left[1 + \frac{\sigma \phi}{j\omega \rho_0 \alpha_\infty} \sqrt{1 + j \frac{4\alpha_\infty^2 \eta \rho_0 \omega}{\sigma^2 \Lambda^2 \phi^2}} \right], \quad (2.31)$$

na qual ϕ é a porosidade, σ é a resistividade ao fluxo, α_∞ é a tortuosidade e Λ é o comprimento característico viscoso.

Para considerar perdas térmicas, faz-se o uso de uma nova expressão para o módulo de compressibilidade dinâmica (ou simplesmente compressibilidade, como vem sendo utilizada neste trabalho), dado por

$$\tilde{K}_{eq}(\omega) = \frac{\gamma P_0 / \phi}{\gamma - (\gamma - 1) \left[1 - j \frac{8\kappa}{\Lambda'^2 C_p \rho_0 \omega} \sqrt{1 + j \frac{\Lambda'^2 C_p \rho_0 \omega}{16\kappa}} \right]^{-1}}, \quad (2.32)$$

na qual γ é o coeficiente de expansão adiabática do fluido dentro dos poros ($\approx 1,42$ para o ar a $20^\circ C$), P_0 é a pressão atmosférica, ϕ é a porosidade do material, κ é a condutividade térmica do fluido, C_p é a capacidade térmica do fluido a uma pressão constante, ρ_0 é a densidade do fluido que preenche os poros (geralmente o ar), $\omega = 2\pi f$ e Λ' é o comprimento térmico característico.

A formulação acima se aplica quando a densidade do material for muito maior que a do ar, de forma que a estrutura do material poroso possa ser considerada rígida. Nesse caso, tem-se o que se chama de modelo JCA rígido, e, quando a densidade da amostra que se quer caracterizar ter uma densidade próxima a do ar, tem-se o chamado modelo JCA flexível (ALLARD; ATALLA, 2009). Nessa última situação, faz-se necessário aplicar uma correção à formulação de $\tilde{\rho}_{eq}$:

$$\tilde{\rho}_{flex} \approx \frac{\tilde{\rho}_{eq}(\omega)\rho_m - \rho_0^2}{\rho_m + \tilde{\rho}_{eq}(\omega) - 2\rho_0}, \quad (2.33)$$

na qual $\tilde{\rho}_{eq}(\omega)$ é a densidade do fluido equivalente para o modelo flexível, ρ_m é a densidade aparente do material poroso e ρ_0 é a densidade do ar.

2.2.3.5 Modelo JCA-Lafarge

Lafarge et al. (1997) verificaram que o modelo proposto por Johnson, Koplik e Dashen (1987), posteriormente melhorado por Champoux e Allard (1991), não predizia bem o comportamento da dissipação em baixas frequências devido às perdas térmicas, além de que, no modelo JCA, a expressão $\tilde{\rho}_{eq}(\omega)$ não é corretamente descrita quando $\omega \rightarrow 0$.

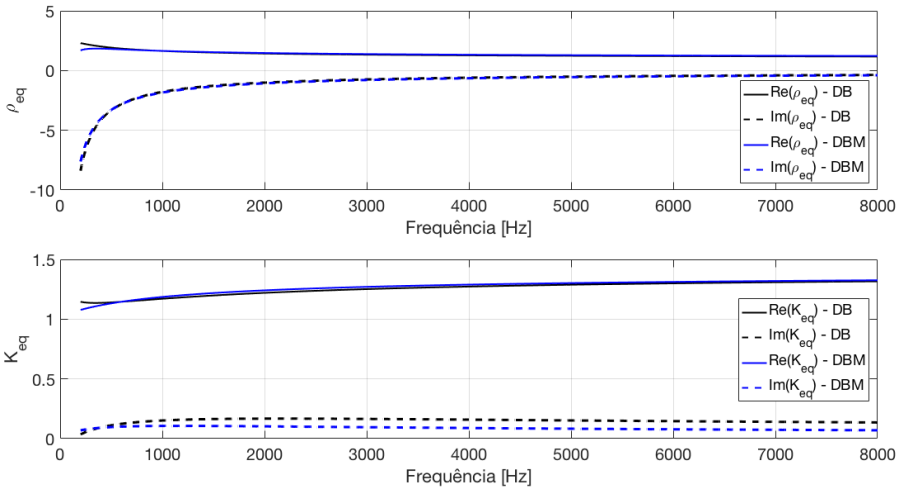
Para descrever tais perdas em baixas frequências, Lafarge et al. (1997) introduziram então um novo parâmetro chamado permeabilidade térmica, k'_0 , definida como sendo um parâmetro que leva em consideração as perdas térmicas em frequências mais baixas, de forma que \tilde{K}_{eq} passa a ser escrito como

$$\tilde{K}_{eq}(\omega) = \frac{\gamma P_0 / \phi}{\gamma - (\gamma - 1) \left[1 - j \frac{\phi \kappa}{k'_0{}^2 C_p \rho_0 \omega} \sqrt{1 + j \frac{k'_0{}^2 C_p \rho_0 \omega}{\kappa \Lambda'^2 \phi^2}} \right]^{-1}}. \quad (2.34)$$

2.2.4 Comparação entre modelos analíticos e medição experimental

Esta sub-seção mostra a comparação entre os modelos analíticos e o resultado experimental para uma amostra de material poroso cilíndrico, cujos dados são os mesmos da Tabela 1. A comparação entre os modelos Delany-Bazley e Delany-Bazley-Miki para a densidade e módulo de compressibilidade equivalentes é mostrada na Figura 7.

Figura 7 – Comparação entre modelos Delany-Bazley e Delany-Bazley-Miki



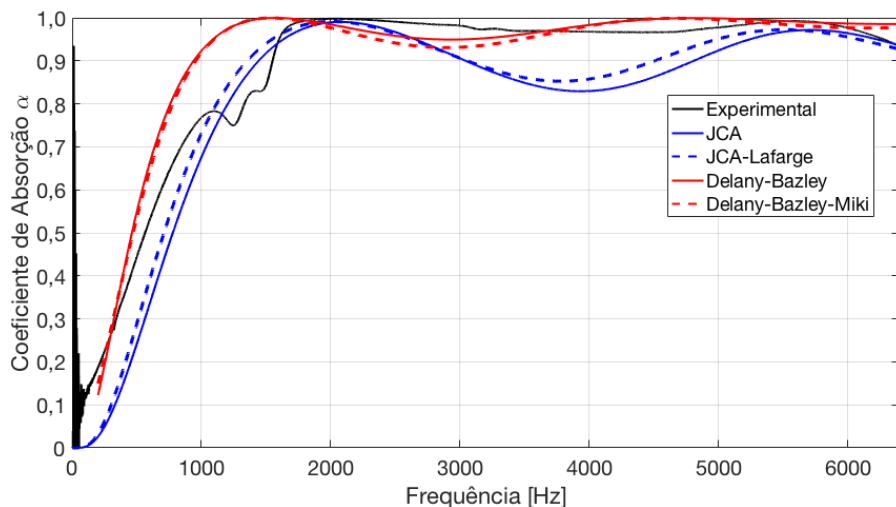
Fonte: O Autor

No que diz respeito à densidade equivalente do fluido, não existem alterações significativas entre suas partes real e imaginária, de um modelo para o outro. Porém, quando se analisa a compressibilidade, percebe-se que o modelo Delany-Bazley-Miki possui uma parte ima-

ginária significativamente menor que o modelo Delany-Bazley. Essa diferença se deve ao fato de que a implementação de Miki (1990) no modelo de Delany e Bazley (1970) considera as perdas por temperatura, o que faz com que os efeitos de dissipação sejam maiores e com que a compressibilidade do fluido seja menor.

Os coeficientes de absorção para os diferentes modelos é mostrado na Figura 8.

Figura 8 – Coeficientes de Absorção



Fonte: O Autor

Como é possível perceber na Figura 8, para $f < 1000$ Hz não há um consenso entre os modelos, e observa-se também divergências entre os modelos e o resultado experimental. Em aproximadamente 2000 Hz, todos os modelos convergem para o pico de absorção. Isso também ocorre em aproximadamente 4000 Hz. Entretanto, ao avançarmos no domínio da frequência, os modelos Delany-Bazley e Delany-Bazley-Miki apresentam resultados mais coerentes com os valores obtidos experimentalmente.

No que diz respeito aos modelos Delany-Bazley e Delany-Bazley-Miki, não há uma diferença significativa, e a maior discrepância entre os valores do coeficiente de absorção ocorre entre 2000 Hz e 4000 Hz.

Já os modelos JCA e JCA-Lafarge também são muito próximos, porém persiste ainda uma diferença de aproximadamente 5% em todo

o espectro de frequências. Os modelos se igualam entre 2000 Hz e 3000 Hz. É interessante observar que, como esperado, a absorção do modelo JCA-Lafarge em frequências mais baixas será ligeiramente maior, uma vez que o modelo leva em consideração perdas por efeitos de temperatura nessas frequências.

Com relação aos modelos entre si, não há consenso geral, com exceção aos mesmos intervalos de coincidência com os valores experimentais. As diferenças mais drásticas ocorrem em 1000 Hz e 4000 Hz, com o coeficiente variando aproximadamente 20% entre os modelos Delany-Bazley/Delany-Bazley-Miki e os modelos JCA/JCA-Lafarge.

O fato do resultado experimental ter sido muito distante dos modelos ilustra a necessidade de que o experimento em questão seja repetido com mais amostras para uma melhor adequação aos modelos analíticos. É necessário reforçar mais uma vez os fatores de acoplamento entre as três amostras utilizadas e as impedâncias adicionadas.

Existem dois pontos de inflexão na curva obtida experimentalmente, os quais devem corresponder às ressonâncias estruturais naturais do material. Além disso, pode ocorrer que tenha havido uma maior discrepância para $f < 1000$ Hz devido aos limites impostos pelas dimensões do tubo e espaçamento entre microfones.

Em termos de constituição do tubo, o material era aço cromado, que contribui para dar estabilidade ao sistema, evitando assim vibrações devido à excitação das ondas, bem como contribui para evitar que ruídos externos possam interferir no nível de pressão obtido pelos microfones.

Dados os resultados apresentados, não há como recomendar um modelo analítico que irá descrever exatamente as propriedades acústicas de um material. Kulakauskas (2016) obteve resultados excelentes em seus ensaios realizados com amostras do mesmo material e, ao comparar esses resultados com o modelo JCA, pôde fazer uma validação do modelo e do experimento, pois as curvas apresentam boa concordância.

Sabe-se, porém, que o modelo JCA e o JCA-Lafarge têm sido bastante utilizados para descrever materiais porosos, em detrimento ao modelo Delany-Bazley (ALLARD; ATALLA, 2009). O modelo JCA foi ainda melhorado por Pride, Morgan e Gangi (1993) e, posteriormente, por Lafarge (1993). Nesses trabalhos, foi considerado que os poros possuem forma arbitrária e que pode haver constrições entre eles (MAREZE et al., 2013). Nos capítulos a seguir será analisado como os poros cilíndricos não são levados em consideração pelo modelo JCA e como é possível contornar isso.

2.3 METAMATERIAIS

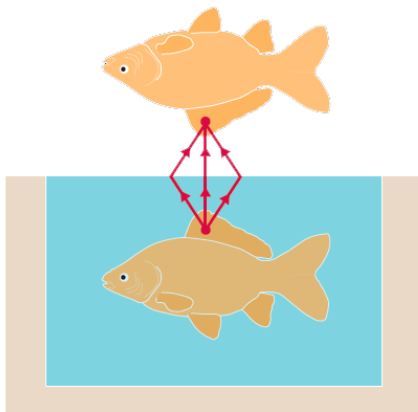
Esta seção é dedicada a uma revisão dos modelos de metamateriais acústicos disponíveis na literatura. Foram selecionadas três configurações principais para serem apresentadas nesta seção.

2.3.1 Desenvolvimento do conceito de metamaterial

O conceito de metamaterial surgiu no campo da eletrodinâmica e foi proposto por Victor Veselago (VESELAGO, 1968), que idealizou um material com constante dielétrica e permeabilidade magnética negativas, que foi depois aprofundado por John Pendry (PENDRY et al., 1999).

Todos os materiais na natureza possuem um índice positivo para a refração da luz (HALLIDAY; WALKER; RESNICK, 2010). Isso significa que objetos submersos em água aparentam estar mais próximos da superfície do que realmente estão. Um peixe imerso em um líquido que possua um índice de refração negativo, como o proposto por Veselago, aparentaria estar fora do líquido, como ilustrado na Figura 9.

Figura 9 – Um peixe imerso em material com índice de refração negativo aparenta estar acima da superfície



Fonte: Adaptado de Hussein, Leamy e Ruzzene (2014)

Para chegar a tal argumento, Veselago partiu da premissa de que a luz consiste de campos elétrico e magnético, com energia igualmente compartilhada entre si. A propagação da luz é uma perturbação nesses

dois campos. Os átomos de um material transparente com índice de refração positivo, como água e vidro, respondem à passagem da luz alinhando seus próprios campos elétrico e magnético aos campos da luz incidente sobre si. Se um material alinhasse seus campos na direção oposta aos campos elétrico e magnético da luz, seria criado o efeito da refração negativa.

Esse raciocínio levou a várias outras pesquisas subsequentes na área, como pesquisas em invisibilidade (*cloaking*) em microfrequências (SCHURIG et al., 2006), controle geral de campos magnéticos (SCHURIG et al., 2006), processo de *cloaking* em comprimentos de onda visível (ERGIN et al., 2010), entre outros.

2.3.2 Metamateriais acústicos

Após o trabalho pioneiro de Liu et al. (2000) envolvendo metamateriais acústicos, vários outros autores analisaram e testaram configurações de materiais com ressonâncias locais que demonstraram possuir boas propriedades acústicas, como alta absorção e perda de transmissão em baixas frequências (HUSSEIN; LEAMY; RUZZENE, 2014). O campo cresceu especialmente após a proposta de um material composto com três fases da matéria proposto por Li (2011), após o qual o uso de diferentes constituintes das células unitárias passou a ser estudado (HUSSEIN; LEAMY; RUZZENE, 2014). Esses estudos giravam em torno de materiais macios (WANG et al., 2004a), cilindros ou esferas (SAINDOU et al., 2006), estruturas anelares (GUENNEAU et al., 2007), vigas ou placas com massas suspensas (YU et al., 2006) e placas ou superfícies com pilares (PENNEC et al., 2008).

Alguns trabalhos focaram na análise dos *bandgaps* das ressonâncias locais e em sua diferença dos *bandgaps* gerados no espalhamento de Bragg (HUSSEIN; LEAMY; RUZZENE, 2014): Xiao et al. (XIAO; WEN; WEN, 2012) desenvolveram expressões analíticas para prever os *bandgaps* em metamateriais e Liu e Hussein (LIU; HUSSEIN, 2012) forneceram um critério de transição entre o espalhamento de Bragg e ressonâncias locais em vigas 1D; Khelif et al. (KHELIF et al., 2010) analisaram teoricamente a propagação de ondas acústicas em um arranjo 2D de pilares cilíndricos em uma superfície semi-infinita. Outros trabalhos incluem a observação experimental de *bandgaps* de ressonâncias locais provenientes do espalhamento de Bragg em cristais fonônicos (ACHAOUI et al., 2011), o uso do método dos elementos finitos (ZIENKIEWICZ et al., 1977) para estudar células unitárias cilíndricas com camadas de dife-

rentes materiais ao longo de seu eixo (OUDICH et al., 2010), o estudo da propagação de ondas longitudinais em estruturas quasi-unidimensionais que consistem em osciladores harmônicos distribuídos periodicamente (WANG et al., 2006), o estudo da propagação de ondas sonoras em sistemas 2D periódicos e binários por meio do modelo das massas concentradas (*lumped-mass method*) (WANG et al., 2004b), análise de *bandgaps* de vibração em vigas Timoshenko com ressonâncias locais (YU et al., 2006), análise de *bandgaps* em estruturas tipo massa-mola 1D e 2D (JENSEN, 2003), entre outros.

Trabalhos mais recentes incluem abordagens um pouco mais complexas. O estudo de *bandgaps* por ressonâncias locais em cristais fonônicos com microcavidades realizado por Liu et al. (2015) demonstrou que é possível obter um *bandgap* em todas as frequências, apresentando a conclusão muito importante de que a influência das dimensões geométricas e a conexão das formas adjacentes à placa é muito maior que a influência das propriedades do material em si. Miniaci et al. (2016) analisaram a eficiência acústica de um metamaterial com geometria inspirada no tecido das teias de aranha, demonstrando que tal geometria apresenta *bandgaps* causados por ressonâncias locais, as quais são induzidas por ressonadores de forma anelar e por partes da estrutura tecida. Os *bandgaps* podem ser ajustados para frequências específicas e o material analisado possui maior número de parâmetros para ajuste de frequência, sendo mais fácil de manipular e fabricar em comparação com estruturas cristalinas típicas. Teorias mais sofisticadas também têm sido estudadas, como a ideia de que ressonâncias em árvores resultam em florestas atuando como metamateriais para ondas de superfície de Rayleigh (VIKTOROV, 1970), no contexto da geofísica (COLOMBI et al., 2016b). Outras abordagens envolvendo metamateriais para conter vibrações sísmicas também podem ser encontradas na literatura, como o conceito de metabarreira sísmica (COLOMBI et al., 2016a).

2.3.3 Propriedades físicas dos metamateriais acústicos

O comportamento único em grandes comprimentos de onda faz com que os metamateriais acústicos sejam ótimos candidatos para obter propriedades homogêneas em todo o espectro de frequência (HUSSEIN; LEAMY; RUZZENE, 2014). Algumas pesquisas têm sido realizadas mais especificamente nas propriedades físicas dos materiais com ressonâncias locais, como o módulo de compressibilidade e o módulo de elasticidade.

Li e Chan (2004) derivaram o módulo de elasticidade e a densidade efetiva de um material compósito periódico que consistia em esferas de borracha suspensas na água. O trabalho demonstrou que em certas bandas de frequência próximas à frequência de ressonância local, o módulo de compressibilidade efetiva e de densidade se tornam negativos. Além disso, o resultado mostra que há uma janela estreita de frequências nas quais ambas as propriedades apresentam resultados negativos. A pesquisa ainda relaciona como esses efeitos se relacionam com outras propriedades exóticas, como refração negativa (HUSSEIN; LEAMY; RUZZENE, 2014). Além disso, os autores fizeram uma análise dos modos de ressonância da célula unitária.

Após o trabalho de Li e Chan supracitado, outras pesquisas buscaram analisar os efeitos de parâmetros negativos em metamateriais acústicos (HUSSEIN; LEAMY; RUZZENE, 2014), como módulo de elasticidade negativo (FANG et al., 2006), densidade negativa (LIU; CHAN; SHENG, 2005; YANG et al., 2008), e módulo de elasticidade e densidade negativos (DING et al., 2007; CHENG; XU; LIU, 2008). Alguns estudos (PENDRY; LI, 2008; TORRENT; SÁNCHEZ-DEHESA, 2008; ALLAM; ELSABAGH; AKL, 2016; POPA et al., 2016) ainda pesquisam a possibilidade de densidade negativa em materiais anisotrópicos.

Em pesquisas recentes, Hewage et al. (2016) apresentaram uma configuração de metamaterial que possui coeficientes de Poisson e de rigidez negativos. A pesquisa apresenta três elementos diferentes com rigidez negativa. Apesar de não explicitar aplicações específicas, os autores esperam que o material possa ser utilizado em áreas como transporte, saúde, defesa e engenharia aeroespacial. Chen et al. (2016b) apresentaram uma configuração de metamaterial que pode ser ajustada para a obtenção de *bandgaps* em frequências específicas. O material é composto por membranas e cavidades laterais periódicas, nas quais a dupla negatividade pode ser controlada por uma corrente elétrica direta externa. A tensão e rigidez das membranas são ativamente controladas pela corrente elétrica e pelos efeitos de magnetismo gerados por tal corrente, de forma que a velocidade de fase e a transmissão do material podem ser ajustadas controlando a carga elétrica incidente sobre o material. Outras pesquisas envolvem efeito Doppler negativo na banda larga de frequência (ZHAI et al., 2016), materiais para aplicações ultrassônicas com parâmetros negativos (CHEN et al., 2016a), entre outros. Trabalhos mais futurísticos, por assim dizer, propõem metamateriais acústicos para isolamento sonora e produção de energia (LI et al., 2016).

Alguns métodos utilizados na simulação e modelagem desses me-

metamateriais acústicos são o método da expansão de ondas planas (*plane wave method - PWE*) (BRILLOUIN, 2003), o método da matriz de transferência (*transfer matrix method - TMM*) (LI; HO, 2003), teoria de múltiplo espalhamento (*multiple scattering theory - MST*) (LI; ZHANG, 1998) e o método dos elementos finitos (*finite element method - FEM*) (GOFFAUX; SÁNCHEZ-DEHESA, 2003). De uma forma geral, é possível explorar muito dessas configurações para a obtenção de propriedades específicas estudando o modelo simples de um sistema massa-massa, como feito por Huang, Sun e Huang (2009).

2.3.4 Configurações de Metamateriais

Uma das maiores dificuldades no controle do ruído é o controle das baixas frequências (BIES; HANSEN, 2009). A fim de garantir um alto α e uma alta TL , estudos e teorias têm proposto partições duplas com material poroso entre elas (MAKRIS; DYM; SMITH, 1986), cristais fonônicos unidimensionais com células unitárias revestidas por determinados elementos (URIS et al., 2001), painéis perfurados (DAH-YOU, 1975), paredes duplas com ressonadores de Helmholtz (PRYDZ et al., 1990), entre outros. Entretanto, em todas essas pesquisas as baixas frequências ainda constituem um problema (YANG et al., 2010).

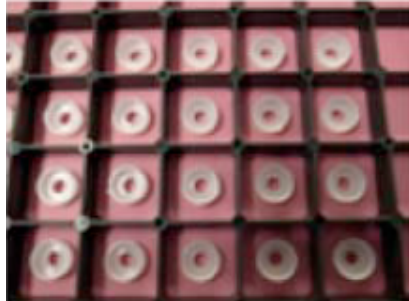
Esta seção cita algumas das pesquisas recentes que utilizam metamateriais para o aumento de α e TL .

2.3.4.1 Configuração de Yang

Yang et al. (2010) desenvolveu um material ressonante que consiste em um painel com massas espaçadas periodicamente. Cada massa é posicionada no centro de um quadrado demarcado por divisórias retangulares perpendiculares ao painel, como mostrado na Figura 10. Sua eficiência é maior entre 50 Hz e 1000 Hz, com uma TL média sendo maior que 40 dB.

A espessura do painel base (parte lilás do material) é 0,28 mm, e cada célula quadrada possui 10 mm de largura e 15 mm de altura. Os círculos são as massas concêntricas mencionadas no parágrafo anterior. As paredes separando as células possuem 1,0 mm de espessura. Em alguns casos, as paredes entre quatro células adjacentes são removidas para gerar uma célula com 20 mm de largura. O tamanho do painel testado em seu experimento foi de $300 \times 300 \times 15 \text{ mm}^3$.

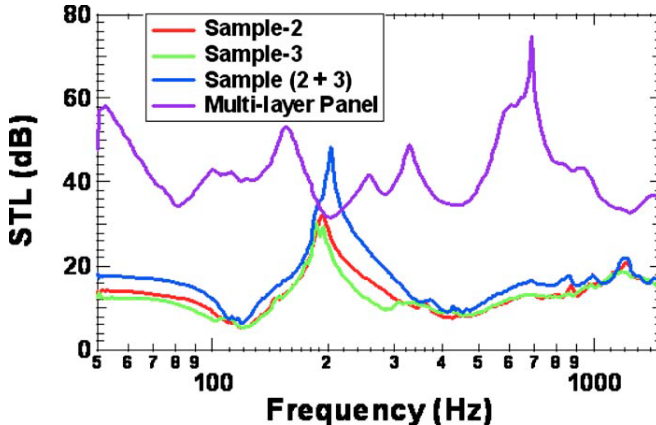
Figura 10 – Metamaterial proposto por Yang et al. (2010)



Fonte: Yang et al. (2010)

O coeficiente de transmissão dos painéis como função da frequência foi medido em um tubo de impedância, para frequências entre 50 e 1500 Hz, com sua TL sendo representada na Figura 11.

Figura 11 – Resultados obtidos do modelo: Yang



Fonte: Yang et al. (2010)

Na figura acima, a curva "Sample-1" é o resultado para o modelo de painel apresentado anteriormente, onde cada uma das massas possui 0,11 g. O Sample-2 e Sample-3 são idênticos em estrutura e composição que o Sample-1, com a diferença de que a massa central em cada célula é de 0,21 g e 0,71 g, respectivamente. A curva em azul, com a legenda Sample-(2+3), representa os valores para quando os painéis 2 e 3 são

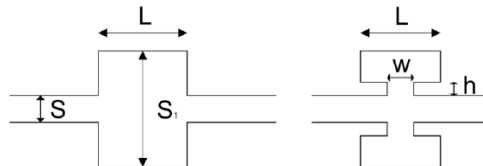
sobrepostos um ao outro. Para esta última configuração foi obtida uma TL de 48,4 dB na faixa de 200 Hz. Isso mostra que colocar dois painéis juntos é o mesmo que aumentar a espessura de um material convencional de seis a dez vezes (YANG et al., 2010). Entretanto, o efeito terá eficiência máxima para a frequência para a qual o material foi projetado.

A linha roxa ilustra os resultados para a sobreposição de painéis projetados para frequências diferentes. Foram utilizados quatro painéis: o primeiro com uma única massa de 1,5 g para cada quatro células; o segundo, que contém quatro massas de 1,5 g e 1,0 g, posicionadas diagonalmente nos quatro quadrantes gerados pelas quatro células; o terceiro, que contém duas massas de 0,52 g para cada quatro células, também posicionados na diagonal; e o último painel, que contém uma única massa de 0,52 g para cada $10 \times 10 \text{ mm}^2$. A espessura total desse arranjo é de 60 mm, com densidade de 15 kg/m^2 . Na região de 500 Hz, a TL é de 40 dB.

2.3.4.2 Configuração de Sharma

Sharma e Sun (2015) desenvolveram e analisaram alguns metamateriais com módulo de compressibilidade negativo, baseado em câmaras de expansão. Em seu trabalho foi mostrado que a adição de uma região com diâmetro menor em uma câmara de expansão padrão pode aumentar as características de perda de transmissão em baixas frequências, resultando num módulo de compressibilidade negativo (Figura 12).

Figura 12 – Câmara de expansão modificada

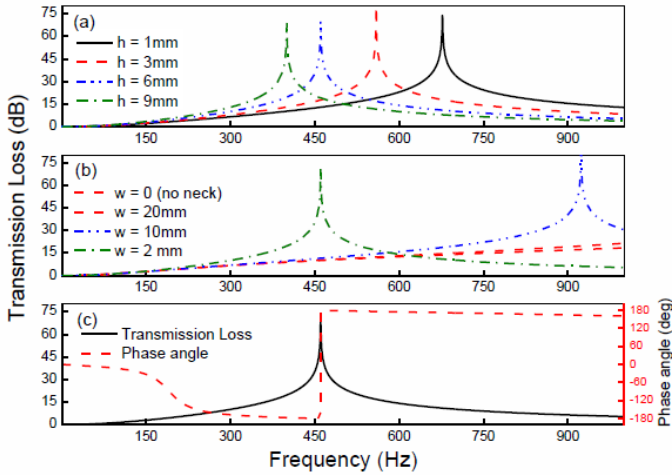


Fonte: Sharma e Sun (2015)

Foram modeladas duas câmaras em FEM, posteriormente testadas experimentalmente. Em ambas, foi considerada a densidade do ar de $1,21 \text{ kg/m}^3$, módulo de compressibilidade de 142 kPa. As dimensões mostradas na Figura acima 12, para a primeira configuração,

são: $r = 12$ mm, $L = 30$ mm, $r_1 = 58$ mm, $w = 2$ mm e h variando progressivamente de 9 a 1 mm. A constante r representa o raio das seções S e S_1 , respectivamente. A segunda configuração foi utilizada, com $h = 6$ mm e o gargalo variando de 30 a 2 mm. Os resultados de ambas as configurações são mostrados na Figura 13.

Figura 13 – Resultados obtidos do modelo: Sharma (primeira configuração)

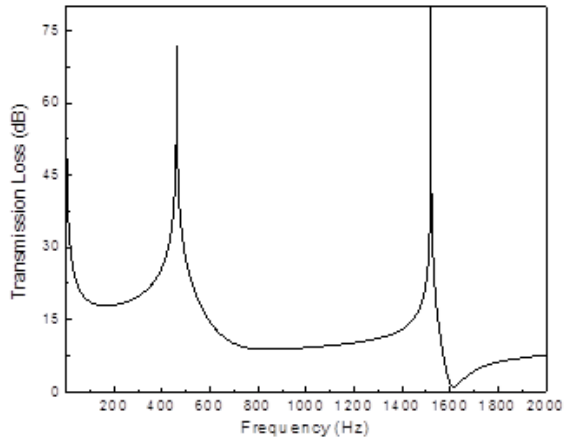


Fonte: Sharma e Sun (2015)

Ainda nesse trabalho, é analisado o uso de metamateriais acústicos em formato de membrana. Em uma membrana circular carregada com uma massa finita em seu centro e engastada em suas extremidades, é possível obter uma reflexão de ondas sonoras quase que total entre seus dois primeiros modos, como proposto por (YANG et al., 2008). Utilizando as membranas e uma combinação de estruturas com densidade negativa, é possível obter estruturas "duplamente negativas". Um exemplo desse tipo de material é um *array* de membranas circulares tensionadas em um tubo com alguns furos, a fim de obter um filtro passa-banda na região duplamente negativa. Os furos podem ser substituídos por alguns desvios a fim de obter uma linha de transmissão acústica com índice de refração negativo.

Na banda de 500 Hz é obtida uma TL de aproximadamente 74 dB, valor extremamente elevado, conforme mostrado na Figura 14.

Figura 14 – Resultados obtidos do modelo: Sharma (segunda configuração)



Fonte: Sharma e Sun (2015)

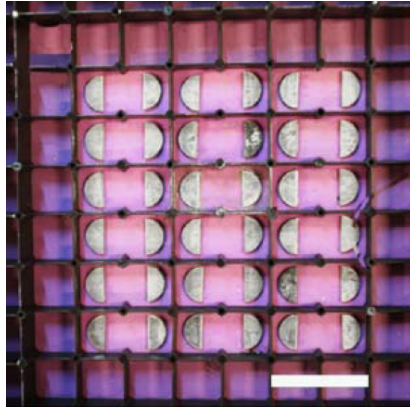
2.3.4.3 Configuração de Mei

Mei et al. (2012) propuseram um metamaterial fino, baseado em uma membrana elástica com plaquetas rígidas, que absorve totalmente o ruído aéreo em frequências entre 100 Hz e 1000 Hz. O metamaterial apresentado absorve quase totalmente a energia sonora em frequências nas quais o comprimento de onda no ar é três vezes maior que a espessura do comprimento característico da periodicidade. Nas regiões das plaquetas, o movimento de vibração destas leva naturalmente a grandes curvaturas de densidade de energia em seu perímetro. Como os movimentos de agitação se acoplam apenas minimamente aos modos de radiação, a densidade de energia total na membrana pode ser duas a três ordens de magnitude maior do que a densidade de energia da onda incidente em baixas frequências, formando, essencialmente, uma cavidade aberta.

A pesquisa apresenta inicialmente uma estrutura simples, cuja célula unitária possui uma membrana elástica com 31 mm \times 15 mm de área e 0,2 mm de espessura. A membrana elástica é fixada por uma grade rígida, com duas plaquetas semi-circulares de ferro, com raios de 6 mm e espessura de 1 mm, respectivamente. As plaquetas são pro-

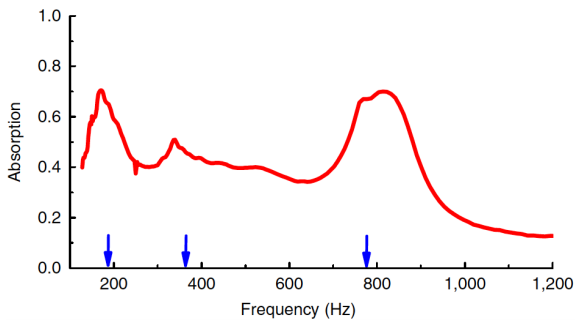
positalmente assimétricas, a fim de induzir movimentos oscilatórios e vibratórios. Nessa amostra, ilustrada na Figura 15, as duas plaquetas estão separadas ao longo do eixo x , as ondas sonoras incidem na plaqueta no eixo z e a amostra em si está no plano xy . Os resultados são apresentados na Figura 16.

Figura 15 – Geometria proposta: Mei



Fonte: Mei et al. (2012)

Figura 16 – Resultados obtidos do modelo: Mei (Amostra A)



Fonte: Mei et al. (2012)

Podem ser percebidos três picos que ocorrem nas frequências de 172 Hz, 340 Hz e 813 Hz, sendo o maior deles na primeira, onde aproximadamente 70% da energia sonora incidente é absorvida. Esse

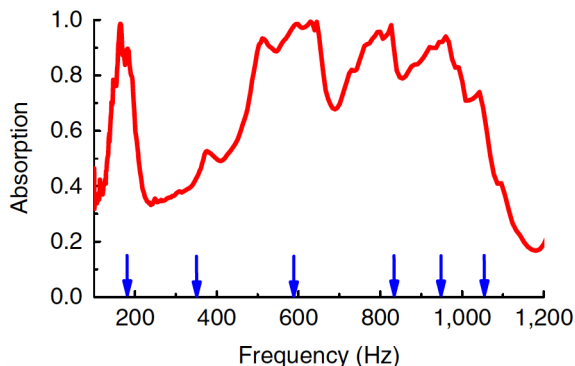
valor é bastante elevado para uma membrana de 2 mm de espessura, considerando que o comprimento de onda para essa frequência no ar é de aproximadamente 2 m. Para a membrana utilizada, os valores experimentais do módulo de elasticidade e coeficiente de Poisson foram 1,9 MPa e 0,48 MPa, respectivamente.

Os autores ainda testaram ajustar a impedância do material posicionando uma placa de alumínio a várias distâncias a partir da membrana, formando uma cavidade de ar entre o painel de alumínio e o metamaterial. Foi percebido que a adição de uma cavidade de 42 mm aumenta o coeficiente de absorção para 0,86 na frequência de 172 Hz.

A distância entre duas plaquetas semicirculares dita como os modos de vibração podem ser aumentados ou diminuídos no domínio da frequência. Os picos em baixas frequências variam de acordo com $1/\sqrt{M}$, sendo M a massa de uma única plaqueta, enquanto que os picos em altas frequências variam com $1/L$, na qual L é a distância entre uma plaqueta e outra.

Uma segunda configuração de célula foi testada, chamada Amostra B, com área de 159 mm \times 15 mm e contendo 8 plaquetas idênticas, posicionadas simetricamente em 2 *arrays* separados de 15 mm. Essa amostra é utilizada para obter absorção quase que total em uma maior gama de baixas frequências, como mostrado na Figura 17. Os picos de absorção ocorrem nas frequências de 164 Hz, 376 Hz, 511 Hz, 645 Hz, 827 Hz e 960 Hz, mas, devido ao acoplamento dos modos causado pelo movimento tipo de pistão realizado pela membrana, ocorre uma alta transmissão.

Figura 17 – Resultados obtidos do modelo: Mei (Amostra B)



Fonte: Mei et al. (2012)

2.3.4.4 Outras pesquisas

O número de pesquisas e grupos envolvidos no desenvolvimento de metamateriais acústicos tem crescido bastante em trabalhos recentes (HUSSEIN; LEAMY; RUZZENE, 2014). Alguns outros modelos que não foram aqui descritos, porém que merecem atenção são:

(1) Trabalho de Shen et al. (2015): modelo composto por uma placa fina que possui dispersão hiperbólica. A grade do modelo é feita de alumínio e a membrana é de papel prensado. Há 13 grades e cada uma contém 14 células do material. As bordas são fixadas nas grades de alumínio para fornecer a condição de contorno necessária. Dois painéis de acrílico cobrem o topo e a base do material. O modelo atua de 1000 Hz a 3500 Hz, atingindo uma TL de aproximadamente 26 dB na faixa de 3000 Hz;

(2) Pesquisas de Zigoneanu (2013), Zigoneanu et al. (2014), Zigoneanu, Popa e Cummer (2011): desenvolveram estudos em lentes acústicas para focar e direcionar o som, por meio de vários metamateriais, além de estudos em camuflagem acústica, visando a tornar objetos "invisíveis" a ondas sonoras;

(3) Pesquisas de Chen e Chan (2007) e Cummer e Schurig (2007): trabalho pioneiro em camuflagem acústica, com aplicações desenvolvidas com base nas equações de Maxwell (MAXWELL, 1865) para geometrias 2D e aplicações militares.

3 MATERIAIS COM POROS CILÍNDRICOS OU CAVIDADES (OU POROSIDADE *DEAD-END*)

Conforme ilustrado na Figura 1, vários poros podem estar contidos em um material poroso. Os modelos analíticos para caracterização e estudo de materiais porosos consideram que estes materiais possuem uma distribuição aproximadamente homogênea de poros, tanto em quantidade quanto em geometria (DUNN et al., 2015). Apesar de fazerem uma boa predição de materiais comuns, tais teorias não se aplicam quando existe, na geometria do material, porosidades do tipo cilíndricas (ou cavidades) (DUPONT et al., 2011).

Em seu trabalho, Dupont et al. (2011) mostraram que a premissa de que os poros estejam interconectados entre si dentro do meio que os compõe (ALLARD; ATALLA, 2009) implica no fato de que o fluido é livre para circular dentro do material, o que não ocorre nos poros cilíndricos, que foram chamados pelos autores de *dead-end pores*.

Esta seção é dedicada à teoria e ao estudo de materiais contendo tais poros, que são a base para o modelo de metamaterial aqui abordado. Além disso, a partir de agora, para facilitar a leitura, tais poros e porosidade serão referidos como poros *DE* e porosidade *DE*, respectivamente.

3.1 MODELO ANALÍTICO PARA POROSIDADE *DE*

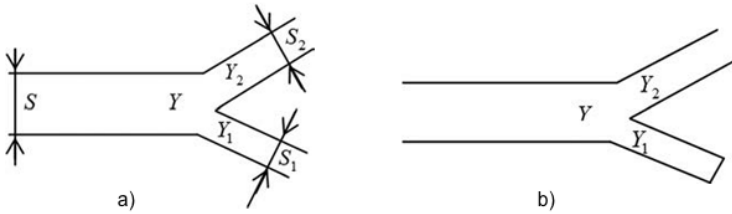
O modelo que incorpora porosidade *DE* à gama de teorias de fluido equivalente foi apresentado por Dupont et al. (2011) e posteriormente aperfeiçoado por Dupont, Leclaire e Panneton (2013). Ambos os trabalhos acrescentaram ao modelo JCA a porosidade *DE*.

Chevillotte, Perrot e Panneton (2010) mostraram que esse tipo de porosidade afeta significativamente o comportamento acústico do meio ao qual está incluso: poros *DE* largos, por exemplo, aumentam a tortuosidade, de forma que um aumento no diâmetro da célula aumenta o valor máximo do coeficiente de absorção, causando ainda um desvio para baixas frequências. A descrição do modelo é apresentada a seguir.

3.1.1 Escala microscópica

A presença de poros DE em nível microscópico é modelada em termos de admitâncias. Seja um duto cuja impedância característica é Z , chamado poro principal, que possui duas ramificações, 1 e 2, em uma de suas extremidades, chamados poros DE ou cavidades, como mostrado na Figura 18 (parte a)). O duto principal e as ramificações possuem áreas de seção circular S, S_1 e S_2 , respectivamente. Além disso, suas admitâncias são Y, Y_1 e Y_2 , respectivamente. O poro principal é regido em termos de fluido equivalente pelo modelo de Biot (BIOT, 1956).

Figura 18 – Junção em um meio poroso com ramificações



Fonte: Dupont et al. (2011)

Assumindo uma propagação da esquerda para a direita, tem-se

$$Y = Y_1 + Y_2 \quad (3.1)$$

e

$$Y = \frac{S}{Z}, Y_1 = \frac{S_1}{Z_1}, Y_2 = \frac{S_2}{Z_2}. \quad (3.2)$$

As impedâncias características Z, Z_1 e Z_2 , quando normalizadas pela área de seção, são chamadas de impedâncias acústicas (DUPONT et al., 2011).

Considere agora que uma das ramificações é fechada em sua extremidade (Figura 18 b). A relação da Equação (3.1) permanece válida, mas Y agora representa a admitância local no fim do poro principal e Y_1 é a admitância na entrada do poro DE 1.

Considerando que o poro DE 1 possui área de seção constante S_1 e que a parede em sua extremidade é rígida, obtém-se

$$Y_1 = \frac{S_1}{-jZ_c \cotan(kl)}, \quad (3.3)$$

na qual Z_c é a impedância característica do ar, k é o número de onda, j representa o número complexo imaginário e l é o comprimento do poro. É assumida uma dependência no tempo do tipo $e^{j\omega t}$, na qual ω é a frequência angular.

3.1.2 Escala macroscópica

Considera-se que os comprimentos de onda são muito maiores que os comprimentos característicos da microestrutura (DUPONT et al., 2011). Assim, tem-se que

$$\bar{Y} = \bar{Y}_1 + \bar{Y}_2, \quad (3.4)$$

na qual \bar{Y} , \bar{Y}_1 , \bar{Y}_2 são as médias associadas das admitâncias Y , Y_1 e Y_2 , respectivamente, medidas a partir dos volumes de cada cavidade. As áreas de seção são consideradas constantes.

Para uma propagação linear, o comportamento acústico de um material com poros DE é dado pela soma das contribuições de \bar{Y}_1 e \bar{Y}_2 , que estão associadas aos poros DE e aos poros abertos, respectivamente. A porosidade total do material pode então ser escrita como sendo

$$\phi = \phi_B + \phi_{DE}, \quad (3.5)$$

na qual ϕ_B e ϕ_{DE} representam as proporções de volumes dos poros DE e de poros abertos, respectivamente. O sub-índice B é em relação ao trabalho de Biot (1956). Um poro será considerado aberto sempre que estiver conectado ao exterior em ambas as extremidades.

O termo \bar{Y}_2 pode ser obtido a partir do modelo de propagação sonora proposto por Johnson, Champoux e Allard (CHAMPOUX; ALLARD, 1991) (modelo JCA), de forma que

$$\bar{Y}_2 = \frac{1}{\bar{Z}_B}, \quad (3.6)$$

na qual \bar{Z}_B é a impedância característica do modelo clássico, definida apenas para poros abertos.

Já a admitância média \bar{Y}_1 é definida a partir de uma integral a partir do volume de poros DE , V_{DE} , como segue:

$$\bar{Y}_1 = \frac{j}{Z_c} \frac{\int_{V_{DE}} \tan(kl) dV}{\int_{V_{DE}} dV}. \quad (3.7)$$

Fazendo $kl \ll 1$ e considerando que os poros DE são muito menores que qualquer comprimento de onda, tem-se que

$$l_{DE} = \frac{\int_{V_{DE}} l dV}{\int_{V_{DE}} dV}, \quad (3.8)$$

de forma que pode-se escrever \bar{Y}_1 como sendo

$$\bar{Y}_1 \approx \frac{jk l_{DE}}{Z_c}. \quad (3.9)$$

Pode-se aproximar $l_{DE} \approx d$. Isso faz com que a Equação (3.8) possa ser reescrita de tal forma que

$$l_{DE} = \frac{\int \int \int_{V_{DE}} l dV}{\int \int \int_{V_{DE}} dV} = \frac{Vd + Vd + \dots + Vd}{V + V + \dots + V} = \frac{nVd}{nV} = d. \quad (3.10)$$

É interessante reforçar que a teoria é válida para quando os poros DE possuem todos as mesmas características geométricas.

3.1.3 Perdas Viscotérmicas nos poros DE

As perdas devido aos efeitos de viscosidade e temperatura são aproximadas a partir do modelo JCA (JOHNSON; KOPLIK; DASHEN, 1987). A contribuição destas perdas pode ser incluída no modelo trocando a impedância Z_c e o número de onda k nas equações acima pelos parâmetros equivalentes do modelo JCA, isto é, $Z_c = \tilde{Z}_i$ e $k = \tilde{k}_i$, na qual o sub-índice i assume B (poro principal) ou DE (poros DE).

Todos os parâmetros necessários para a caracterização acústica das camadas do material podem ser deduzidos a partir da densidade e compressibilidade equivalentes, $\rho_{eq}(\omega)$ e $K_{eq}(\omega)$, de forma que a impedância e número de onda equivalentes são iguais a

$$\tilde{Z}(\omega) = \sqrt{\rho_{eq} K_{eq}} \quad (3.11)$$

e

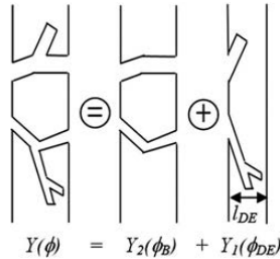
$$\tilde{k}(\omega) = \omega \sqrt{\frac{\rho_{eq}(\omega)}{K_{eq}(\omega)}}, \quad (3.12)$$

Dupont et al. (2011) lembram que todas as expressões, ρ_{eq} , K_{eq} , \tilde{Z} e \tilde{k} , devem ser aplicadas tanto aos poros DE quanto aos demais poros.

3.2 INCLUSÃO DE POROSIDADE DE NO MODELO JCA

A porosidade total ϕ de uma amostra com poros DE é definida conforme mostrado na Figura 19. Tal porosidade pode ser incluída no modelo JCA a partir do método da matriz da transferência (*Transfer-Matrix Method - TMM*) (PESTEL; LECKIE, 1963). No caso da acústica, o método serve para otimizar e prever a absorção e transmissão sonoras de materiais com uma ou mais camadas (ALLARD; ATALLA, 2009).

Figura 19 – Porosidade ϕ_B e ϕ_{DE}



Fonte: Dupont et al. (2011)

O modelo JCA é aplicado primeiramente ao poro principal a fim de determinar $\tilde{Y}_2(\phi_B)$, para posteriormente ser aplicado aos poros DE e determinar $\tilde{Y}_1(\phi_{DE})$. Nessa segunda aplicação, uma amostra de espessura l_{DE} e porosidade ϕ_{DE} deve ser considerada. As propriedades acústicas do material são finalmente obtidas a partir da determinação de $\tilde{Y}(\phi)$, conforme Equação (3.1).

Antes de prosseguir, é conveniente reescrever as Equações (2.31) e (2.32) como segue (DUPONT et al., 2011):

$$\tilde{\rho}_{eq}(\omega) = \frac{\alpha_{\infty} \rho_f}{\phi} \left[1 - j \frac{\omega_c}{\omega} F(\omega) \right] \quad (3.13)$$

e

$$\tilde{K}_{eq}(\omega) = \frac{\gamma P_0 / \phi}{\gamma - (\gamma - 1) \left[1 - j \frac{8\eta}{\Lambda'^2 P_r \rho_f \omega} G(P_r \omega) \right]^{-1}}, \quad (3.14)$$

com

$$\omega_c = \frac{\sigma \phi}{\rho_f \alpha_\infty}, \quad (3.15)$$

na qual μ_0 é a viscosidade dinâmica, P_r é o número de Prandtl e ω_c é a frequência angular de corte de Biot (BIOT, 1956).

Nas Equações acima, ρ_f é a densidade do fluido que preenche os poros. Nas Equações (2.31) e (2.32) foi adotado ρ_0 pois foi considerado que o fluido que preenche os poros é o ar, o que nem sempre pode ser verdade. Assim, foi feita uma generalização adotando do sub-índice f , que indica o fluido.

As funções $F(\omega)$ e $G(P_r \omega)$ são as correções que foram introduzidas por Johnson, Koplik e Dashen (1987) e Champoux e Allard (1991), respectivamente, que já estão inclusas nas Equações (2.31) e (2.32). Essas funções são dadas por

$$F(\omega) = \sqrt{1 + j \frac{4\mu_0 \rho_f \alpha_\infty^2}{\phi^2 \sigma^2 \Lambda^2}} \quad (3.16)$$

e

$$G(P_r \omega) = \sqrt{1 + j \frac{\rho_f \Lambda'^2 P_r \omega}{16\mu_0}}. \quad (3.17)$$

A caracterização pode, então, ser concluída com as Equações (3.11) e (3.12).

Esse modelo pode ser utilizado para diferentes tipos de poros DE , isto é, poros sem constrições (cilindros perfeitos), ressonadores de Helmholtz (HELMHOLTZ, 2013) ou poros complexos (DUPONT et al., 2011).

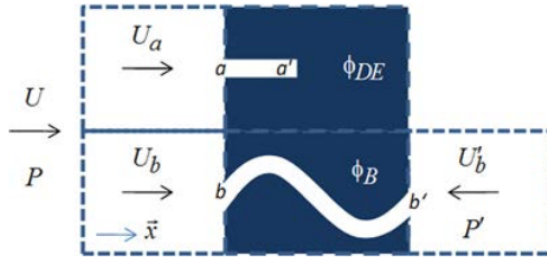
3.2.1 Método da Matriz de Transferência (TMM)

Nesta sub-seção, o método *TMM* é utilizado para caracterizar um material com porosidade *DE*, de acordo com a teoria proposta por Dupont et al. (2011). Primeiro, é apresentado um material não simétrico, isto é, as duas faces do material não possuem as mesmas características de porosidade *DE*. Posteriormente, é apresentado um material simétrico, com suas duas faces contendo poros *DE* com as mesmas características.

3.2.1.1 Material não-simétrico

Seja o material não-simétrico com porosidade *DE* mostrado na Figura 20, na qual U e P representam velocidade de partícula e pressão, respectivamente, e os caminhos aa' e bb' representam os poros *DE* e um poro aberto em ambas as extremidades.

Figura 20 – Material não simétrico com poros *DE*



Fonte: Dupont et al. (2011)

As considerações são:

- É considerada uma periodicidade vertical;
- A célula unitária é separada em dois domínios;
- O primeiro elemento (DE) representa a porosidade *DE*;
- O segundo elemento representa os poros normais, com os poros abertos em ambas as extremidades;

- Cada poro tem propriedades macroscópicas médias de um universo representativo de poros;

Para os poros DE , a relação da matriz de transferência é dada por

$$\begin{Bmatrix} P_a \\ U_a \end{Bmatrix} = [T]^{DE} \begin{Bmatrix} P'_a \\ -U'_a \end{Bmatrix}, \quad (3.18)$$

na qual

$$[T]^{DE} = \begin{bmatrix} t_{11}^{DE} & t_{12}^{DE} \\ t_{21}^{DE} & t_{22}^{DE} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\tilde{k}_{DE}l_{DE}) & j\tilde{Z}_{DE}\sin(\tilde{k}_{DE}l_{DE}) \\ \frac{j}{\tilde{Z}_{DE}}\sin(\tilde{k}_{DE}l_{DE}) & \cos(\tilde{k}_{DE}l_{DE}) \end{bmatrix} \quad (3.19)$$

e U e P representam velocidade e pressão, respectivamente.

Podese, então, escrever a Equação 3.19 em termos de admitâncias, como proposto anteriormente, isto é

$$\begin{Bmatrix} U_a \\ U'_a \end{Bmatrix} = [Y]^{DE} \begin{Bmatrix} P_a \\ P'_a \end{Bmatrix}, \quad (3.20)$$

com

$$[Y]^{DE} = \begin{bmatrix} y_{11}^{de} & y_{12}^{de} \\ y_{21}^{de} & y_{22}^{de} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{t_{22}^{de}}{t_{12}^{de}} & -\frac{1}{t_{12}^{de}} \\ -\frac{1}{t_{12}^{de}} & \frac{t_{11}^{de}}{t_{12}^{de}} \end{bmatrix}. \quad (3.21)$$

Uma vez que a velocidade U'_a na extremidade do poro DE é nula, a matriz de transferência leva a

$$P'_a = -\frac{y_{21}^{de}}{y_{22}^{de}}. \quad (3.22)$$

As propriedades do fluido equivalente podem então ser obtidas a partir das Equações (3.8), (3.13) e (3.14).

Para os demais poros, a relação da matriz de transferência é dada por

$$\begin{Bmatrix} P_b \\ U_b \end{Bmatrix} = [T]^B \begin{Bmatrix} P'_b \\ -U'_b \end{Bmatrix}, \quad (3.23)$$

com

$$[T]^B = \begin{bmatrix} t_{11}^b & t_{12}^b \\ t_{21}^b & t_{22}^b \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\tilde{k}_b l) & j\tilde{Z}_b \sin(\tilde{k}_b l) \\ \frac{j}{\tilde{Z}_b} \sin(\tilde{k}_b l) & \cos(\tilde{k}_b l) \end{bmatrix}, \quad (3.24)$$

na qual as propriedades do fluido equivalente podem ser obtidas a partir das Equações (3.8), (3.13) e (3.14), correspondendo ao material sem poros DE .

A matriz de admitâncias é então dada por

$$\begin{Bmatrix} U_b \\ U'_b \end{Bmatrix} = [Y]^B \begin{Bmatrix} P_b \\ P'_b \end{Bmatrix}, \quad (3.25)$$

com

$$[Y]^b = \begin{bmatrix} y_{11}^b & y_{12}^b \\ y_{21}^b & y_{22}^b \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_{22}^b & -\frac{1}{t_{12}^b} \\ t_{12}^b & t_{11}^b \\ -\frac{1}{t_{12}^b} & t_{22}^b \end{bmatrix}. \quad (3.26)$$

Pelas leis da conservação da massa, tem-se que $P = P_a = P_b$ e $SU = S(U_a + U_b)$, de forma que as Equações (3.20), (3.22) e (3.26) levam a um sistema com duas equações:

$$\begin{cases} U = \left(y_{11}^b + y_{11}^{de} - \frac{(y_{12}^{de})^2}{y_{22}^{de}} \right) P + y_{12}^b P'_b \\ U'_b = y_{12}^b P + y_{22}^b P'_b \end{cases} \quad (3.27)$$

Resolvendo (3.27) para P e U , tem-se que

$$\begin{Bmatrix} P \\ U \end{Bmatrix} = [T]^{NS} \begin{Bmatrix} P'_b \\ -U'_b \end{Bmatrix}, \quad (3.28)$$

com

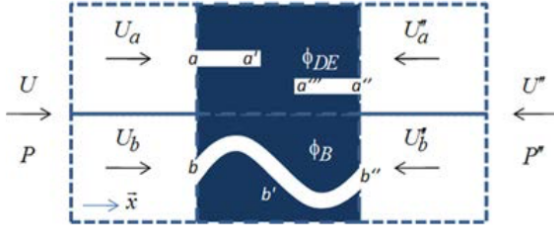
$$[T]^{NS} = \frac{1}{y_{12}^b} \begin{bmatrix} -y_{22}^b & -1 \\ (y_{12}^b)^2 - y_{22}^b \left(y_{11}^b + y_{11}^{de} - \frac{(y_{12}^{de})^2}{y_{22}^{de}} \right) & - \left(y_{11}^b + y_{11}^{de} - \frac{(y_{12}^{de})^2}{y_{22}^{de}} \right) \end{bmatrix}, \quad (3.29)$$

na qual $[T]^{NS}$ é a matriz de transferência dos dois elementos em paralelo. O índice NS é o termo em inglês para *non-symmetric* (não simétrico, em tradução livre).

3.2.1.2 Material simétrico

Considerando o elemento como simétrico, os poros DE são vistos em ambas as faces da amostra, conforme mostrado na Figura 21.

Figura 21 – Material simétrico com poros DE



Fonte: Dupont et al. (2011)

Nesse caso, o poro principal é dividido em dois. Consequentemente, a espessura da amostra passa a ser $l/2$ em b' . É assumido que todos os poros, principal e DE , possuem propriedades homogêneas ao longo do material, isto é, as porosidades ϕ_B e ϕ_{DE} são as mesmas nas duas metades do segmento, ainda que a porosidade ϕ_{DE} pareça virtualmente duplicada na Figura 21.

A matriz de transferência é computada da mesma forma que para o material não simétrico, com a diferença de que $l \rightarrow l/2$. Para a primeira metade do material, essa matriz é dada por

$$\begin{Bmatrix} P \\ U \end{Bmatrix} = [T]_A \begin{Bmatrix} P'_b \\ -U'_b \end{Bmatrix}, \quad (3.30)$$

na qual $[T]_A = [T(l/2)]^{NS}$ é a matriz da primeira metade do material poroso com porosidade DE em sua superfície.

Para a segunda metade da espessura da amostra, tem-se que

$$\begin{Bmatrix} P'''_a \\ U'''_a \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} t^{de}_{11} & t^{de}_{12} \\ t^{de}_{21} & t^{de}_{22} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} P''_a \\ -U''_a \end{Bmatrix} \quad (3.31)$$

e

$$\begin{Bmatrix} U'''_a \\ P'''_a \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} y^{de}_{11} & y^{de}_{12} \\ y^{de}_{21} & y^{de}_{22} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} P'''_a \\ P''_a \end{Bmatrix}. \quad (3.32)$$

Das condições de contorno, $U'''_a = 0$, de forma que

$$P_a''' = -\frac{y_{21}^{de}}{y_{22}^{de}} P_a'' \quad (3.33)$$

Para a segunda metade do poro principal, isto é, de b' até b'' , tem-se que

$$\begin{Bmatrix} P_b' \\ U_b' \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} t_{11}^b & t_{12}^b \\ t_{21}^b & t_{22}^b \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} P_b'' \\ -U_b'' \end{Bmatrix} \quad (3.34)$$

e

$$\begin{Bmatrix} U_b' \\ U_b'' \end{Bmatrix} = \begin{bmatrix} y_{11}^b & y_{12}^b \\ y_{21}^b & y_{22}^b \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} P_b' \\ P_b'' \end{Bmatrix}. \quad (3.35)$$

A relação da matriz de transferência pode, então, ser escrita como sendo

$$\begin{Bmatrix} P_b' \\ U_b' \end{Bmatrix} = [T]_B \begin{Bmatrix} P_b'' \\ -U_b'' \end{Bmatrix}, \quad (3.36)$$

na qual uma continuidade de pressão e de fluxo é considerada, e

$$[T]_B = \frac{1}{y_{12}^b} \begin{bmatrix} -\left(y_{22}^b + y_{22}^{de} - \frac{(y_{12}^{de})^2}{y_{11}^{de}}\right) & -1 \\ (y_{12}^b)^2 - y_{11}^b \left(y_{22}^b + y_{22}^{de} - \frac{(y_{12}^{de})^2}{y_{11}^{de}}\right) & -y_{11}^b \end{bmatrix}. \quad (3.37)$$

Das matrizes de transferência globais de todo o material poroso simétrico, tem-se que

$$\begin{Bmatrix} P \\ U \end{Bmatrix} = [T]^S \begin{Bmatrix} P'' \\ -U'' \end{Bmatrix}, \quad (3.38)$$

na qual

$$[T]^S = [T]_A [T]_B. \quad (3.39)$$

É importante lembrar que a matriz de transferência possui as seguintes propriedades:

- $\det[T]^S = 1$ (reciprocidade);
- $t_{11}^s = t_{22}^s$ (simetria);
- $[T]_A(l/2) = [T]^{NS}$

Logo, o modelo simétrico abrange o modelo não-simétrico, sendo, assim, mais geral.

3.2.1.3 Coeficiente de Absorção do Modelo

Para obter o coeficiente de absorção sonora é necessário definir uma terminação e usar uma matriz de transferência do sistema, $[T]^{sis}$.

No caso de uma terminação rígida, $[T]^{sis} = [T]^{mat}$, na qual $[T]^{mat} = [T]^{NS} = [T](l)_A$ para uma configuração não-simétrica com os poros DE na face frontal, e $[T]^{mat} = [T](l)_B$ para os poros DE na face cuja terminação é a rígida. No caso de um material simétrico, $[T]^{mat} = [T]^S$.

Já para um material cuja terminação é uma cavidade de ar seguida de uma parede rígida, $[T]^{sis} = [T]^{mat}[T]^{cav}$, na qual

$$[T]^{cav} = \begin{bmatrix} \cos(k_0 l_{cav}) & jZ_0 \text{sen}(k_0 l_{cav}) \\ \frac{j}{Z_0} \text{sen}(k_0 l_{cav}) & \cos(k_0 l_{cav}) \end{bmatrix}, \quad (3.40)$$

na qual k_0 e l_{cav} são o número de onda do ar e o comprimento da cavidade, respectivamente.

A impedância normal de superfície é, então, dada por

$$Z_S = \frac{t_{11}^{sis}}{t_{21}^{sis}}, \quad (3.41)$$

e o coeficiente de absorção normal é dado por

$$\alpha_N = 1 - \left| \frac{Z_S - Z_0}{Z_S + Z_0} \right|^2. \quad (3.42)$$

O trabalho de (DUPONT et al., 2011) apresenta a validação do modelo e também um detalhamento maior acerca das matrizes de transferência.

4 METAMATERIAL ACÚSTICO PARA ABSORÇÃO SONORA EM BAIXAS FREQUÊNCIAS

A revisão bibliográfica apresentada no Capítulo 4 elencou alguns modelos de metamateriais que têm sido desenvolvidos ao longo dos últimos anos. Este capítulo aborda o problema que originou este trabalho e o modelo de metamaterial selecionado.

4.1 PROBLEMA APRESENTADO

Esta pesquisa foi desenvolvida com o objetivo de pesquisar e estudar formas de diminuir o ruído dentro da cabine de aeronaves. O trabalho contou inicialmente com uma análise numérica do campo acústico dentro do painel da aeronave, cujo intuito foi de verificar como esse campo acústico se comporta e, assim, subsidiar a tomada de decisão com relação a que configuração de material utilizar. É importante informar ao leitor que o objetivo é apenas observar tal comportamento dentro do painel, e não medir parâmetros acústicos.

Inicialmente, após os resultados obtidos com a simulação de painel típico que veremos a seguir, pensou-se em trabalhar com materiais para aumentar a perda de transmissão da fuselagem do avião. Entretanto, foi verificado que a esmagadora maioria dos metamateriais presentes na literatura trabalha com adição de massa ao sistema (HUSSEIN; LEAMY; RUZZENE, 2014), logo, seria necessário adicionar massa ao painel já existente para que uma solução eficaz pudesse ser desenvolvida, mas tal adição de massa implicaria em uma estrutura mais pesada (NIU, 1988). Esse fator fez com que a busca por um metamaterial que pudesse contribuir para a solução do problema migrasse para algum modelo que não adicionasse massa mas que contribuísse de alguma forma para diminuir o ruído que se deseja mitigar.

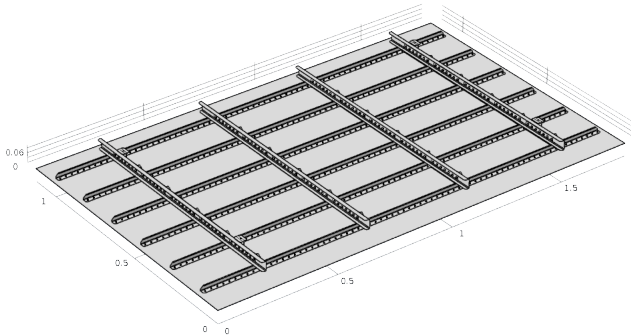
O software escolhido para realizar a simulação foi o COMSOL, e a simulação foi feita com base no Método dos Elementos Finitos (PETYT, 2010; ATALLA; SGARD, 2015).

4.1.1 Painel da aeronave

A Figura 22 mostra a geometria do painel. Entretanto, devido ao grande número de parafusos e estruturas com tamanho semelhante,

o número de graus de liberdade tornou muito lenta a simulação.

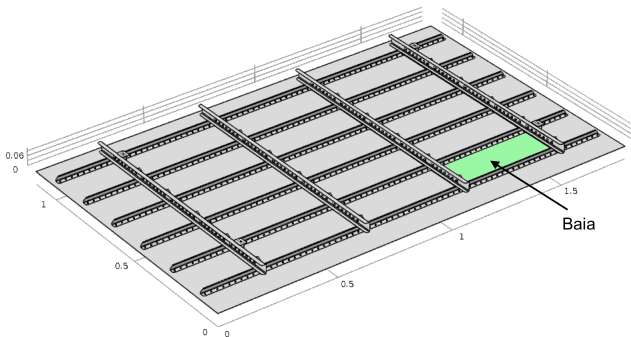
Figura 22 – Pannel da fuselagem da aeronave em alumínio



Fonte: O Autor

Para contornar o problema, resolveu-se então realizar a simulação de apenas uma das baias do pannel, destacada na Figura 23.

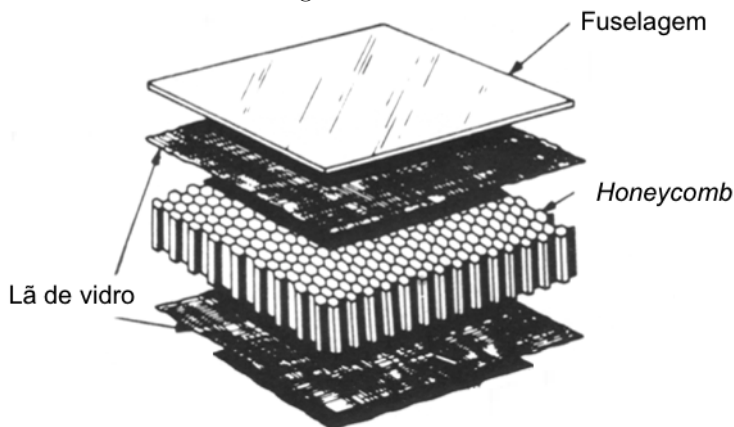
Figura 23 – Baia a ser simulada



Fonte: O Autor

O pannel é composto pela fuselagem, que é de alumínio, e pelo pannel de interior, formado por uma placa de *honeycomb* entre duas placas de lã de vidro, como mostrado na Figura 24. Entre a fuselagem e o pannel de interior há uma cavidade de 90 mm, que não está representada nesta figura.

Figura 24 – Baia

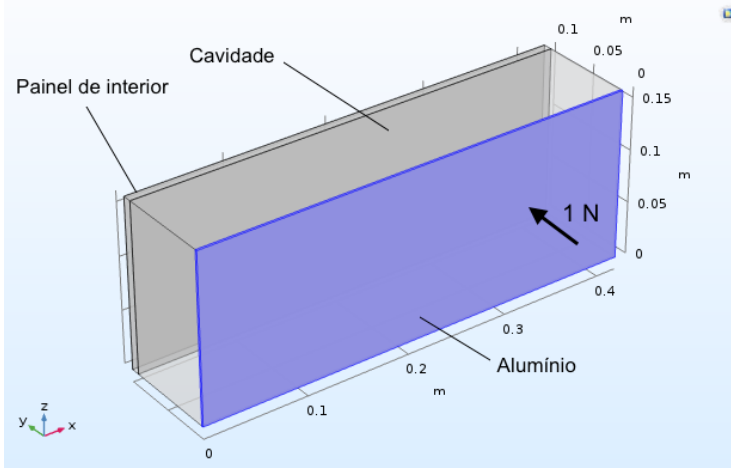


Fonte: Adaptado de Groh (2013)

4.1.1.1 Montagem da simulação

A simulação foi realizada em dois passos. Inicialmente, considerou-se que a cavidade do painel era composta apenas por ar, e, posteriormente, considerou-se que a cavidade do painel era composta por uma espuma típica utilizada pela indústria aeronáutica. As suas propriedades foram obtidas do trabalho de Kulakauskas (2016). As baias possuem dimensões de 420 mm x 160 mm. A geometria utilizada está mostrada na Figura 25, na qual a superfície em azul representa a fuselagem. Logo após a fuselagem há uma cavidade de 90 mm onde o material poroso (melamina) é colocado. Após isso, o painel interior, composto de lã de vidro+honeycomb+lã de vidro (ver Figura 24), completa o sistema.

Figura 25 – Geometria da baía implementada no COMSOL



Fonte: O Autor

Simulação 1 - Baía com cavidade vazia

Tanto o painel de interior como a fuselagem foram simulados em um modelo que utiliza o módulo *structural mechanics*, enquanto que a cavidade e, posteriormente, o material poroso, foram modelados dentro do módulo *pressure acoustics*. Logo, o modelo é considerado multi-físico pois se utiliza de duas teorias físicas diferentes disponíveis no software. A interface de trabalho foi selecionada como sendo 3D. A todas as bordas foi aplicada a condição *fixed constraint* e uma força pontual de 1 N foi aplicada no ponto arbitrário (0, 3; 0, 001; 0, 1), sendo considerada uma dependência do tipo $e^{j\omega t}$. A faixa de frequências estendeu-se de 50 Hz a 1000 Hz, com intervalo de 2 Hz. Com exceção do *honeycomb*, considerado ortotrópico, todas as outras partes do painel foram consideradas isotrópicas.

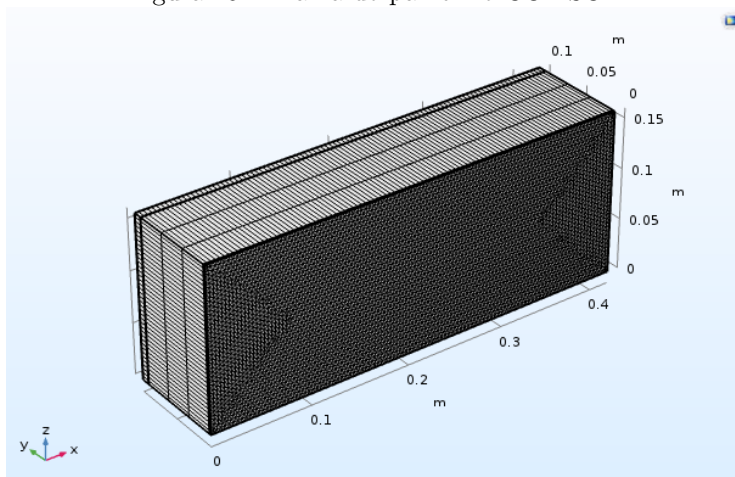
As seguintes propriedades físicas foram utilizadas nas diferentes partes do painel:

- Fuselagem: alumínio com $E_{al} = 69 \text{ GPa}$, $\rho_{al} = 2700 \text{ kg/m}^3$, $\nu_{al} = 0,33$ e $h_{al} = 2 \text{ mm}$;
- Lã de vidro: $E_{fv} = 14,67 \text{ GPa}$, $\rho_{fv} = 1850 \text{ kg/m}^3$, $\nu_{fv} = 0,12$ e $h_{fv} = 0,2 \text{ mm}$
- *Honeycomb*: $E_{hc_{x,y,z}} = (0,001; 0,138; 0,001) \text{ GPa}$, $\rho_{hc} = 48$

$\text{kg/m}^3, v_{hc_{x,y,z}} = (0,025; 0,025; 0,5), G_{hc_{x,y,z}} = (0,019; 0,036; 0,001)$
GPa e $h_{hc} = 8,3$ mm.

Para a construção da malha, mostrada na Figura 26, foram utilizados elementos tetraédricos na fuselagem e uma *swept mesh* foi utilizada para estender a discretização em elementos finitos aos demais componentes do sistema. Foi escolhido um número de elementos que atenda ao requisito mínimo de 6 elementos por comprimento de onda (PETYT, 2010). O tamanho dos elementos foi, então, definido como sendo *finer*, opção *pre-defined*, totalizando 25484 graus de liberdade.

Figura 26 – Malha do painel no COMSOL



Fonte: O Autor

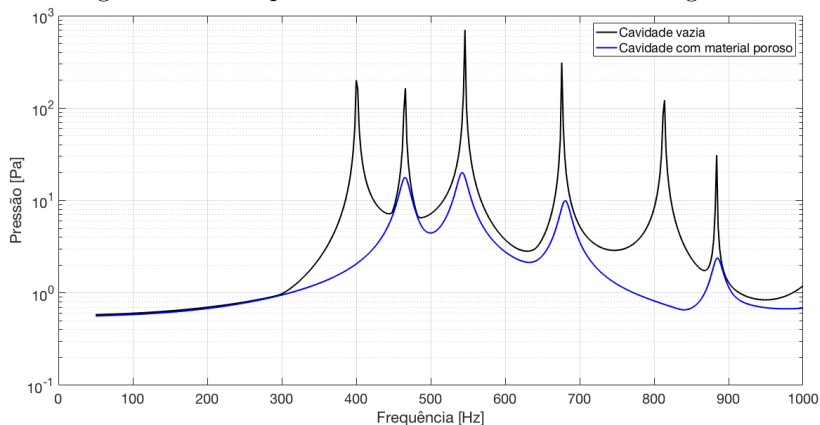
Simulação 2 - Baía com cavidade com material poroso

A construção da simulação 2 seguiu os mesmos parâmetros da simulação 1, com a diferença de que a cavidade, em vez de conter ar, continha um material poroso cujos parâmetros acústicos são apresentados na Tabela 1. O material foi modelado a partir do modelo de Delany-Bazley (DELANY; BAZLEY, 1970) para fluido equivalente, utilizando um domínio *poroelastic*.

4.1.1.2 Resultados da simulação

Os resultados da simulação são mostrados na Figura 27. A pressão apresentada é uma média espacial do campo acústico total dentro da baía. As diferenças entre as duas simulações indicam que a adição de material poroso contribui bastante para a diminuição da magnitude do campo acústico dentro do painel, cujas amplitudes de resposta foram reduzidas em uma ordem de grandeza, aproximadamente, após a adição do material poroso. Para a cavidade vazia há dois picos que não estão presentes quando o material poroso é adicionado, sendo um em 400 Hz e outro em 814 Hz. Essas ressonâncias estão associadas a modos transversais na cavidade que são amortecidos quando o material é adicionado.

Figura 27 – Campo acústico dentro da baía - Média global



Fonte: O Autor

O computador utilizado na simulação foi um MacBook Pro 13" (2012), processador i7 2,9 GHz, 8 GB RAM e 750 HDD. O tempo de processamento foi de aproximadamente 33 e 55 minutos, para a simulação 1 e 2, respectivamente.

Concluiu-se que o material escolhido deveria mitigar a energia sonora na faixa de frequências entre 400 Hz e 600 Hz.

4.2 ONDAS DE BLOCH

Antes de prosseguir com a descrição do modelo é necessário estudar a propagação de ondas em meios periódicos.

Uma onda se propagando em um meio periódico é chamada de onda de Bloch, cuja teoria foi desenvolvida por Bloch e Nordsieck (1937) na área da física da matéria condensada no ramo das estruturas cristalinas. De forma resumida, uma onda de Bloch nada mais é do que uma função periódica multiplicada por uma onda plana (BRADLEY, 1994), como segue:

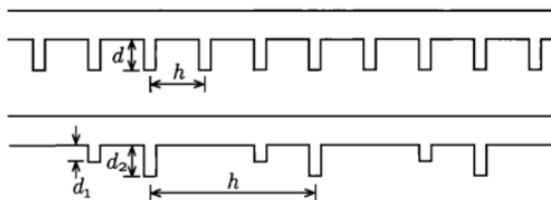
$$\psi = e^{jk(\vec{r})} u(\vec{r}), \quad (4.1)$$

na qual \vec{r} é o vetor de posição e $u(\vec{r})$ é a função periódica.

No ramo da acústica, é possível aplicar a teoria das ondas de Bloch para descrever ondas sonoras que se propagam em meios periódicos aplicando a teoria apresentada por Bloch e Nordsieck (1937) ao Teorema de Floquet (FLOQUET, 1883).

A formulação apresentada a seguir foi desenvolvida por Bradley (1994) para estruturas periódicas isotrópicas e anisotrópicas, como mostrado na Figura 28. Nesta, os materiais são representados com geometrias que se repetem ao longo de seu comprimento, as saliências, que consistem nas células unitárias da estrutura. É considerado que as células possuem período h e comprimento d_c .

Figura 28 – Estrutura periódica isotrópica (*superior*) e anisotrópica (*inferior*)



Fonte: Adaptado de Bradley (1994)

Para fluídos homogêneos condutores de calor que possuem viscosidade, tem-se que as equações de conservação da massa, momento e entropia são, respectivamente:

$$\frac{\delta \rho}{\delta t} + \rho_0 \nabla \cdot u = 0, \quad (4.2)$$

$$\rho_0 \frac{\delta u}{\delta t} = -\nabla p + \mu \nabla^2 u + (\mu_B + \mu/3) \nabla(\nabla \cdot u), \quad (4.3)$$

e

$$\rho_0 T_0 \frac{\delta s}{\delta t} = \kappa \nabla^2 T, \quad (4.4)$$

na qual μ e μ_B são as viscosidades dinâmica e cinemática e κ é o coeficiente de condutividade térmica.

É possível realizar uma dedução minuciosa acerca do modelo, que prevê uma matriz de transferência $[T^C]$ que relaciona a onda de Bloch incidente e refletida se propagando na estrutura periódica, de forma a encontrar o número de Bloch q para uma estrutura como a mostrada na Figura 28 como sendo

$$\cos(qh) = \text{Re}\{T_{11}^C\} = \xi(\omega), \quad (4.5)$$

na qual

$$qh = \left\{ \begin{array}{ll} 2n\pi \pm j \cosh^{-1}(\xi), & \xi > 1, \\ \pm \cos^{-1}(\xi), & -1 \leq \xi \leq 1, \\ (2n+1)\pi \pm j \cosh^{-1}(|\xi|), & \xi < -1 \end{array} \right\}, \quad (4.6)$$

sendo $n \in \mathbb{I}$.

Das equações acima, é possível perceber que para $|\text{Re}\{T_{11}^C\}| \leq 1$, $q \in \mathbb{R}$, e quando $|\text{Re}\{T_{11}^C\}| > 1$, $q \in \mathbb{Z}$. Às regiões nas quais $q \in \mathbb{Z}$ é dado o nome de *stopband*, pois estão associadas com atenuações nas ondas de Bloch apenas naquelas frequências.

No caso de uma estrutura que considera o caso onde o espalhamento do campo acústico é causado por uma impedância de periodicidade do tipo jX , em um meio com impedância acústica característica igual a $Z_{carac} = \rho_0 c_0 / A_{sec}$, na qual A_{sec} é a área da seção da estrutura, tem-se que

$$T_{11}^C = \left(1 + \frac{1}{2} j Z_{carac} / X\right) e^{jkh} \quad (4.7)$$

e a relação de dispersão de Bloch é dada por

$$\cos(qh) = \cos(kh) - \frac{1}{2} \frac{Z_{carac}}{X} \text{sen}(kh). \quad (4.8)$$

Nesse caso, as *stopbands* devem ocorrer em duas condições: a primeira, quando $kh \approx n\pi$, isto é, a parte direita da Equação (4.8) excede uma magnitude de 1. Estas regiões na frequências são chamadas de *stopbands* de Bragg (BRAGG; BRAGG, 1913), estando a n -ésima *stopband* relacionada com $n\pi$.

O segundo caso de ocorrência de *stopbands* é quando a frequência está próxima à frequência de ressonância da célula unitária da estrutura. Como q será, na maioria dos casos, complexo. A sua obtenção pode, então, seguir a Equação (4.8).

A formulação indicada nesta seção permite, assim, obter as características acústicas de um meio periódico quando uma onda plana (translação) se propagada por ele. Esse equacionamento será essencial para caracterizar o metamaterial escolhido para ser modelado neste trabalho, como será visto a seguir.

4.3 MODELO SELECIONADO

Após extensiva revisão bibliográfica, o modelo selecionado foi o proposto por Leclaire et al. (2015). Os motivos que levaram à escolha desse modelo foram, entre outros: (1) Não há adição de massa ao sistema, uma vez que o modelo trabalha com cavidades de ar; (2) A geometria é fabricável. A seguir, é apresentada sua formulação analítica para a obtenção do coeficiente de absorção para incidência normal.

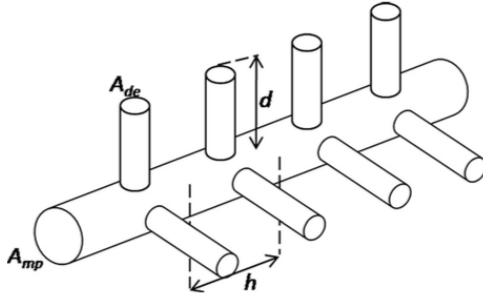
4.3.1 Formulação Analítica

O modelo aqui apresentado considera uma célula unitária como a mostrada na Figura 29, a qual é composta por um poro cilíndrico principal que contém poros DE periodicamente espaçados ao longo de seu eixo.

O modelo é baseado em algumas premissas já abordadas neste documento, que valem a pena ser lembradas:

- Materiais porosos convencionais não possuem boas características acústicas em baixas frequências (DUNN et al., 2015);
- Um modelo de fluido equivalente considerando porosidade DE já existe na literatura (DUPONT et al., 2011);
- A busca por materiais com boas características em baixas frequências tem se tornado grande, com vários trabalhos surgindo desde a

Figura 29 – Célula unitária



Fonte: Leclaire et al. (2015)

década de 2000 (HUSSEIN; LEAMY; RUZZENE, 2014).

Os parâmetros a ser observados nesse modelo, como mostrado na Figura 29, são:

- A_{mp} : área da seção do poro principal (*main pore*, do inglês) cujo raio é a_{mp} ;
- A_{de} : área da seção dos poros *DE* cujo raio é a_{de} ;
- d : comprimento dos poros *DE*;
- h : período dos poros *DE*;
- N : número de poros *DE* por período ($N = 2$ para a célula mostrada na Figura 29).

Para um material com essa configuração geométrica, as mudanças mais significativas em termos de fluido equivalente ocorrem na compressibilidade do fluido.

Quando os poros *DE* estão periodicamente distribuídos, dois casos podem ser observados: (1) se o comprimento de onda λ das ondas sonoras se propagando ao longo do poro principal é da ordem do período h , podem ocorrer efeitos de *stopbands* e também uma filtração passa-banda. No caso de poros da ordem das camadas térmica e viscosa, os efeitos de dissipação serão fortemente afetados pelas perdas viscotérmicas; e (2) no caso em que $h \ll \lambda$, as propriedades do material poroso sofrem modificações.

Esta formulação analítica considera que os raios de todos os poros são pequenos se comparados a λ . Além disso, as paredes das células unitárias são consideradas rígidas, isto é, as características do material com o qual a célula unitária é feita são irrelevantes para o modelo aqui apresentado. As vantagens e desvantagens disso serão abordadas mais a frente.

Para a célula unitária da Figura 29, a impedância característica Z_{carac} da Equação (4.8) é dada por

$$Z_{carac} = Z_{cel} = j \frac{Z_{de}}{Z_{mp}} \cotg(k_{de}d), \quad (4.9)$$

que leva a uma periodicidade de impedância X igual a

$$X = j \frac{N}{2} \frac{A_{de}}{A_{mp}} \frac{Z_{mp}}{Z_{de}} \tg(k_{de}d), \quad (4.10)$$

na qual Z_{mp} e Z_{de} são as impedâncias características dos poros principal e DE, respectivamente.

Assim, a matriz de transferência que relaciona as ondas de Bloch propagando-se nos dois sentidos ao longo do eixo do poro principal é dada por

$$[T^C] = \begin{bmatrix} (1 + X)e^{jk_{mp}h} & X \\ -X & \frac{(1 - X)}{e^{jk_{mp}h}} \end{bmatrix}. \quad (4.11)$$

Considerando n períodos ao longo do poro principal, há uma nova matriz $[M]$ que relaciona as ondas de Bloch se propagando, que é dada por

$$[M] = [T^C]^n = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix}. \quad (4.12)$$

Considerando um poro principal com comprimento infinito, tem-se que os coeficientes de reflexão r_n e de transmissão t_n podem ser dados por

$$\begin{pmatrix} t_n \\ 0 \end{pmatrix} = [M] \begin{pmatrix} 1 \\ r_n \end{pmatrix}, \quad (4.13)$$

o que leva a

$$r_n = -\frac{M_{21}}{M_{22}} \quad (4.14)$$

e

$$t_n = \frac{1}{M_{22}}. \quad (4.15)$$

Já para um poro principal de comprimento finito com terminação rígida, o coeficiente de reflexão r'_n é dado por

$$\begin{pmatrix} P_i \\ P_r \end{pmatrix} = [M] \begin{pmatrix} 1 \\ r'_n \end{pmatrix}, \quad (4.16)$$

na qual P_i e P_r são as amplitudes de pressão das ondas incidente e refletida na superfície rígida. Nesse caso, tem-se que

$$r'_n = \frac{M_{11} - M_{21}}{M_{22} - M_{12}}. \quad (4.17)$$

O coeficiente de absorção pode, assim, ser obtido a partir da equação

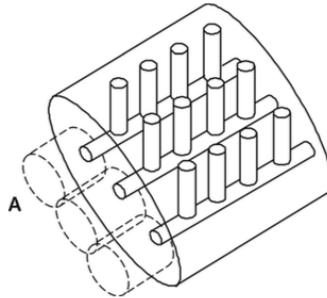
$$\alpha = 1 - |r'_n|^2. \quad (4.18)$$

É possível ainda modelar uma amostra de material com taxa de perfuração superficial

$$\phi_s = \frac{A_{mp}}{A}, \quad (4.19)$$

na qual A é a área total da amostra e A_{mp} é a área total de poros principais, como mostrado na Figura 30.

Figura 30 – Amostra com taxa de perfuração superficial ϕ_s



Fonte: Leclaire et al. (2015)

Nesse caso, as amplitudes das ondas sonoras propagando-se em

ambos os sentidos da amostra, isto é, $\begin{pmatrix} p_+^r \\ p_-^r \end{pmatrix}$ e $\begin{pmatrix} p_+^l \\ p_-^l \end{pmatrix}$, são dadas por

$$\begin{pmatrix} p_+^r \\ p_-^r \end{pmatrix} = [T] \begin{pmatrix} p_+^l \\ p_-^l \end{pmatrix}, \quad (4.20)$$

na qual

$$[T] = \begin{bmatrix} \frac{1 + \phi_s(Z_0/Z_{mp})}{1 - \phi_s(Z_0/Z_{mp})} & -\frac{1 - \phi_s(Z_0/Z_{mp})}{1 + \phi_s(Z_0/Z_{mp})} \\ -\frac{2\phi_s(Z_0/Z_{mp})}{2\phi_s(Z_0/Z_{mp})} & \frac{2\phi_s(Z_0/Z_{mp})}{2\phi_s(Z_0/Z_{mp})} \end{bmatrix}. \quad (4.21)$$

Definindo uma nova matriz $[L]$ como sendo

$$[L] = [M][T], \quad (4.22)$$

tem-se que, para uma amostra de comprimento infinito com taxa de perfuração superficial ϕ_s , os coeficientes de reflexão e transmissão são, respectivamente,

$$R_n = -\frac{L_{21}}{L_{22}} \quad (4.23)$$

e

$$T_n = \frac{1}{L_{22}}. \quad (4.24)$$

Já para uma amostra finita com terminação rígida, tem-se que o coeficiente de reflexão R'_n é dado por

$$R'_n = \frac{L_{11} - L_{21}}{L_{22} - L_{12}} \quad (4.25)$$

e o coeficiente de absorção α pode, enfim, ser obtido como sendo

$$\alpha = 1 - |R'_n|^2. \quad (4.26)$$

4.3.2 Implementação em MATLAB - Célula Unitária

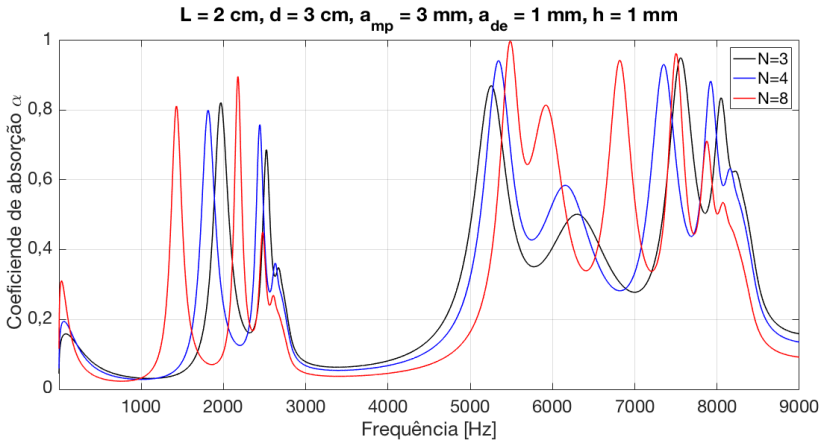
A fim de avaliar como o coeficiente de absorção do modelo variam conforme os parâmetros, o modelo foi implementado no software MATLAB. Foi escolhido um parâmetro para ser variado, enquanto que os outros permanecem fixos. O parâmetro que foi variado se encontra

na legenda das figuras, enquanto que os que foram mantidos fixos têm sua indicação acima das curvas. As análises que são feitas a seguir são para a célula unitária apenas, isto é, Equação (4.18).

4.3.2.1 Variação do número de poros por período

O número de poros por período, N , foi variado para três valores: 3, 4 e 8. Para uma análise do coeficiente de absorção, percebe-se que, quanto maior o número de poros, maior será α em baixas frequências, como mostrado na Figura 31. Há também que se considerar que o material atua apenas onde há ressonâncias em sua geometria, o que justifica os picos com espaçamento periódico no gráfico.

Figura 31 – Coeficiente de absorção α para uma variação em N



Os parâmetros a_{mp} e a_{de} são, respectivamente, o raio do poro principal e dos poros DE . A mudança em direção às baixas frequências conforme N aumenta se dá ao maior volume de fluido que está contribuindo para o aumento das perdas viscotérmicas (DUPONT et al., 2011).

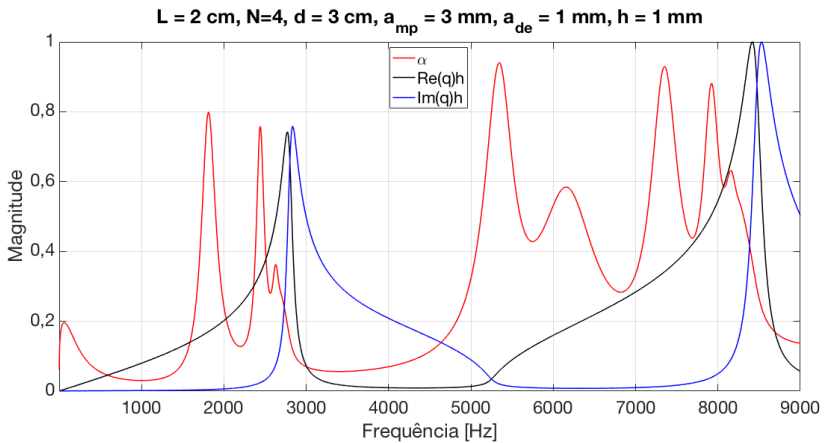
O primeiro pico das curvas referentes a $N = 3$ e $N = 4$ ocorrem muito próximos um do outro, com variação muito pequena. A maior diferença na frequência da ocorrência de primeiros picos ocorre entre as curvas referentes a $N = 3$ e $N = 8$, com uma variação de aproximadamente 600 Hz.

Ainda, é possível perceber que um aumento de N faz com que

o valor máximo de α também aumente em torno de 5 kHz, de forma que, para os parâmetros fixos e $N = 8$, $\alpha \approx 1$, enquanto que, para os mesmos parâmetros fixos e $N = 3$, $\alpha \approx 0,87$, isto é, uma diminuição de 13% no valor máximo possível para a curva. Apesar de aumentar o valor de α , um aumento em N também desloca o valor máximo no domínio da frequência, o que pode ser bom, ou não, a depender da finalidade do material projetado.

O número de onda de Bloch q para $N = 4$ é apresentado na Figura 32. Os valores dos demais parâmetros que foram implementados como não-variantes são indicados na própria figura.

Figura 32 – Comparação entre α e q para $N = 4$



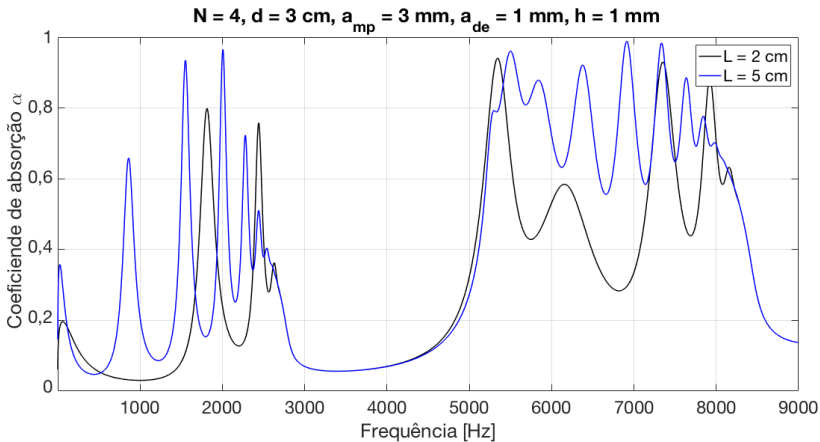
Observando a Figura 32 pode-se perceber que o coeficiente de absorção α está majoritariamente acima da linha do número de onda de Bloch normalizado, q , isto é, a absorção será maior de forma inversamente proporcional a q . Em 5200 Hz, por exemplo, tanto a parte real quanto a parte imaginária de q possuem a ocorrência de um ponto de inflexão correspondente a um valor próximo a 0. Em contrapartida, nessa mesma frequência o coeficiente de absorção atinge seu valor máximo. Além disso, nos dois picos de $Re(q)h$ e $Im(q)h$, isto é, em 2900 Hz e 8500 Hz, a curva do coeficiente de absorção está diminuindo consideravelmente. O único ponto na frequência no qual o coeficiente de absorção, estando este abaixo das curvas de q , sofre um aumento é em 2700 Hz. Entretanto, esse aumento é irrisório se comparado às outras variações da curva.

É importante ressaltar que da mesma forma que o número de onda k , a parte imaginária de q se refere à redução devido às perdas viscotérmicas adicionadas pelo volume de poros que ocorre periodicamente dentro da célula unitária, isto é, devido à periodicidade da estrutura.

4.3.2.2 Variação do comprimento do poro principal

A curva do coeficiente de absorção para uma variação do comprimento L do poro principal é mostrada na Figura 33. Foram utilizados dois valores do parâmetro, a saber: $L = 2 \text{ cm}$ e $L = 5 \text{ cm}$.

Figura 33 – Coeficiente de absorção α para uma variação em L



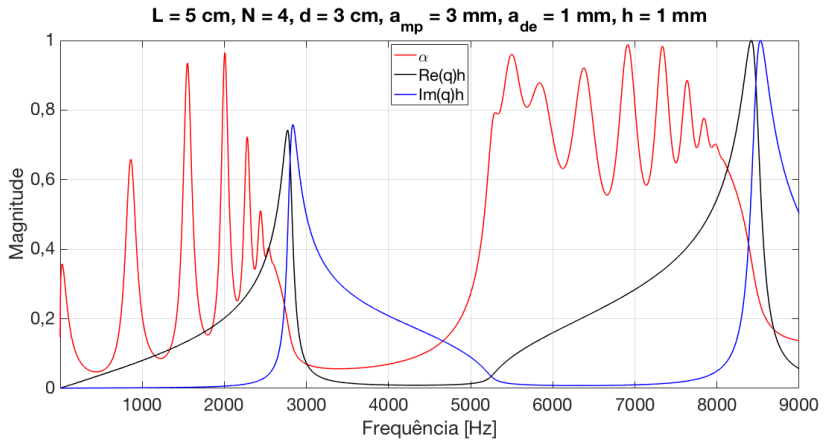
O aumento do comprimento do poro principal altera consideravelmente os valores de α . No que diz respeito às baixas frequências, há uma aparência de picos para $L = 5 \text{ cm}$ que não existiam para $L = 2 \text{ cm}$. Enquanto que, neste último caso, o primeiro pico aparece em $f \approx 1813 \text{ Hz}$, com $\alpha_{1813\text{Hz}} \approx 0,79$. Para $L = 5 \text{ cm}$ tem-se o primeiro pico em $f \approx 867 \text{ Hz}$ e $\alpha_{867\text{Hz}} \approx 0,66$.

Nas altas frequências, a maior diferença ocorre em $f = 6914 \text{ Hz}$, na qual $\alpha_{L=5\text{cm}} \approx 0,99$ e $\alpha_{L=2\text{cm}} \approx 0,30$, isto é, $\Delta\alpha \approx 0,69$. A discrepância é bastante considerável, mas provavelmente não se deve apenas à diferença de comprimentos, uma vez que, em altas frequências, a absorção intrínseca do ar age dissipando mais energia (DUNN et al.,

2015).

O número de onda de Bloch para $L = 5$ cm é mostrado na Figura 34. Da mesma forma que na análise anterior, os picos de α ocorrem majoritariamente acima das curvas normalizadas de q . Esse padrão é muito perceptível de 0 a 2546 Hz, onde os vales de α acompanham o desenvolvimento das curvas de q .

Figura 34 – Comparação entre α e q para $L = 5$ cm



Fonte: O Autor

Ainda, quando as curvas reais e imaginárias do número de onda de Bloch estão em seus pontos de inflexão máximos, a curva do coeficiente de absorção está declinando, o que comprova o aparecimento de *bandgaps* na estrutura.

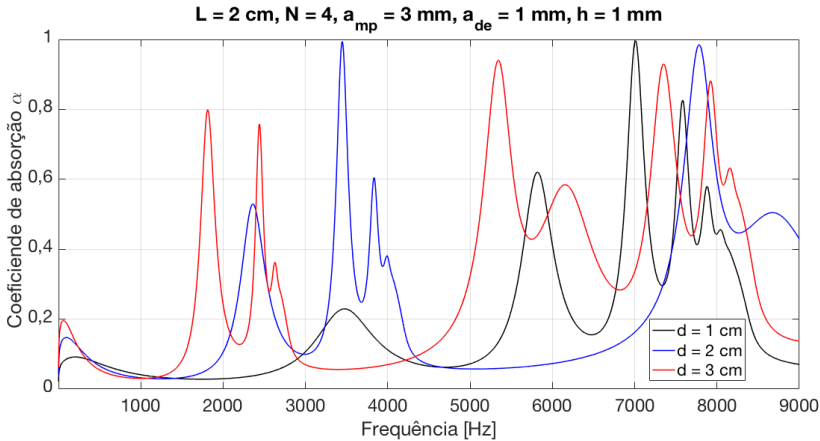
4.3.2.3 Variação do comprimento dos poros secundários

Os efeitos do comprimento d dos poros DE são mostrados na Figura 35. Os efeitos são os mesmos se comparados a uma variação em L , isto é, um aumento do volume representa em um deslocamento dos picos para a esquerda, na frequência.

Para $d = 1$ cm praticamente não há absorção quando $f < 5900$ Hz, enquanto que um valor maior para d representa um aumento de frequências nas quais ocorrem picos de absorção.

Durante as análises foi encontrada uma relação volumétrica em relação a d e N , isto é, é possível optar por um maior ou menor número

Figura 35 – Coeficiente de absorção α para uma variação em d



Fonte: O Autor

de poros DE e por um maior ou menor comprimento de tais poros desde que a relação N/d seja mantida.

4.3.2.4 Variação dos raios dos poros principal e DE

Em um primeiro momento, é apresentada a variação de α conforme o raio do poro principal, a_{mp} , varia, o que pode ser visto na Figura 36.

Ao contrário do que ocorre com o aumento de L , um aumento em a_{mp} faz com que a capacidade de absorção da célula unitária diminua em baixas frequências. Essa diminuição se dá ao fato de que as camadas viscosa e térmica diminuem conforme o raio dos poros aumenta (DUNN et al., 2015).

O primeiro pico para $a_{mp} = 1 \text{ mm}$ ocorre em $f = 729 \text{ Hz}$, sendo esse o único pico para $f < 1000 \text{ Hz}$. A predominância desse valor de a_{mp} também ocorre nas frequências mais altas. Entretanto, o valor absoluto em frequências mais altas ocorre para $a_{mp} = 5 \text{ mm}$, no qual $\alpha_{7980 \text{ Hz}} = 1$.

No que diz respeito a uma variação do raio dos poros DE, a_{de} , as diferenças na curva de α são tão drásticas quanto as apresentadas para variações no raio do poro principal, como pode ser visto na Figura 37.

Em comparação com relação à variação de a_{mp} , é possível perce-

Figura 36 – Coeficiente de absorção α para uma variação em a_{mp}

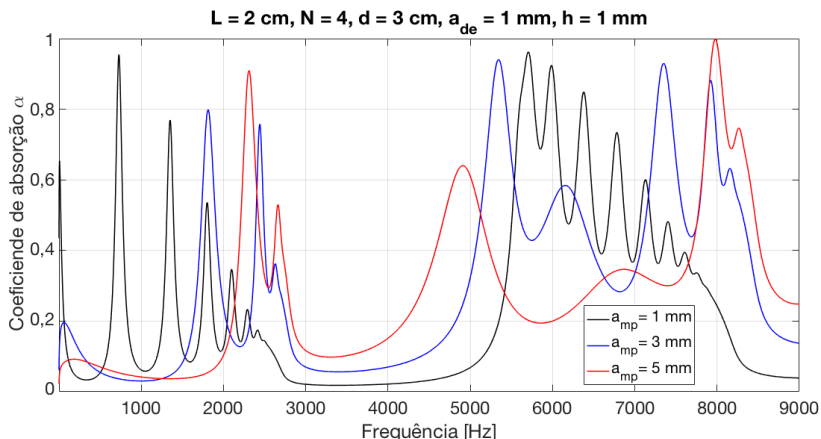
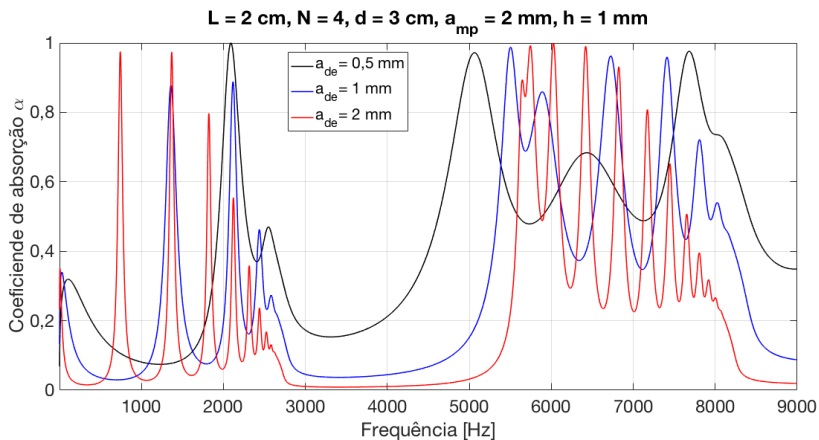


Figura 37 – Coeficiente de absorção α para uma variação em a_{de}



ber que o raio dos poros DE possui maior influência na magnitude dos picos do coeficiente de absorção, isto é, quando se compara as Figuras 36 e Figura 37, percebe-se que, nesta última, os valores dos picos de α variam consideravelmente com a frequência, mas, de forma geral, os picos mais elevados se mantêm no mesmo valor aproximado. Isso é

mais evidente para $a_{de} = 0,5$ mm (curva vermelha da figura).

4.3.2.5 Variação da periodicidade dos poros DE

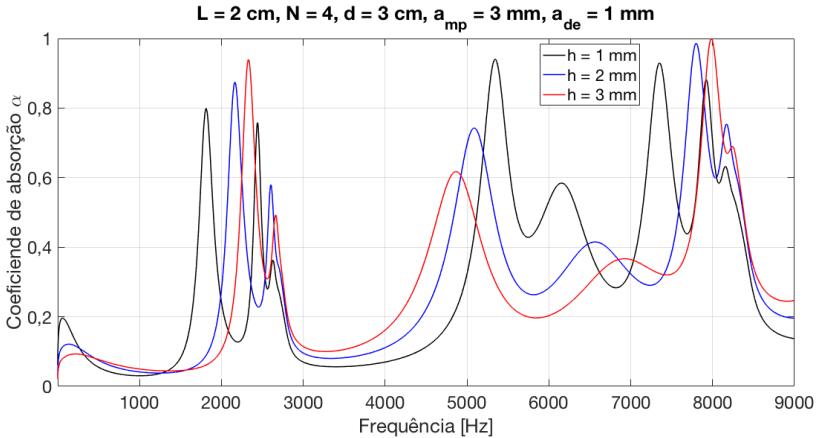
A variação de h é mostrada na Figura 38, a qual pode ser dividida em três regiões, a saber: região 1, para $f \leq 3000$ Hz; região 2, para $3000 \text{ Hz} < f \leq 7000$ Hz; e região 3, para $f > 7000$ Hz.

Para a primeira região, ao mesmo tempo em que aumenta a magnitude dos picos de α , um aumento em h representa também um desvio da curva no sentido positivo da frequência, isto é, $\Delta f > 0$.

Já na segunda região, um aumento em h representa em um $\Delta f < 0$, isto é, há um desvio negativo das curvas dos picos. Na região 3 ocorre o mesmo que a região 1.

Para todos os valores de h ocorreu um *bandgap* em α para $f < 1200$ Hz e entre 3000 Hz e 4000 Hz.

Figura 38 – Coeficiente de absorção α para uma variação em h



Fonte: O Autor

É válido lembrar que há de se ter muito cuidado com as dimensões de h e a_{de} , pois, ainda que o modelo analítico preveja qualquer valor que esses parâmetros podem assumir, uma possível fabricação da célula unitária requerer a condição $h > a_{de}$. Se essa condição não é satisfeita, por exemplo quando $h = 1$ mm e $a_{de} = 1,5$ mm, percebe-se que não há validade do modelo aqui, pois um poro estaria sobreposto ao seu adjacente, já que a distância entre seus centros seria de apenas

1 mm, enquanto que seus raios são de 1,5 mm.

4.3.2.6 Conclusão acerca da variabilidade dos parâmetros geométricos para a célula unitária

De modo geral, qualquer alteração mínima em qualquer um dos parâmetros da célula unitária vai alterar consideravelmente a curva do coeficiente de absorção. Aparentemente não há um padrão entre as curvas para diferentes valores de um mesmo parâmetro, isto é, não é possível indicar com certeza o que ocorrerá com o coeficiente de absorção caso os parâmetros geométricos sejam modificados.

4.4 OTIMIZAÇÃO

Os resultados apresentados na seção anterior tinham por finalidade mostrar ao leitor que qualquer mínima variação em qualquer um dos parâmetros da célula unitária deforma significativamente os resultados do coeficiente de absorção. Além disso, a análise do número de onda de Bloch q indica, ainda que analiticamente, a ocorrência de *bandgaps* e *stopbands*.

Logo, dada a gama de parâmetros existentes no modelo, há a necessidade de se realizar uma otimização para a faixa de frequências de trabalho encontradas na Seção 4.1. Dentre as possibilidades de algoritmo de otimização, o escolhido foi o algoritmo baseado na Evolução Diferencial (PRICE; STORN; LAMPINEN, 2006).

A otimização foi realizada para uma amostra contendo uma taxa de perfuração superficial ϕ_s , conforme Equação (4.26). O algoritmo e os resultados da otimização são discutidos a seguir. Foi escolhido o algoritmo de evolução diferencial devido à sua versatilidade e ao fato de que apresenta melhores resultados para otimizações envolvendo mais de um parâmetro se comparado com outros métodos comumente utilizados (TUŠAR; FILIPIČ, 2007), como os algoritmos genéticos. Esse tipo de algoritmo foi utilizado em pesquisas envolvendo acústica, tais como o trabalho de Storn (1996), que o utilizou para o processamento de sinais acústicos, e como o trabalho de Snellen, Simons e Moll (2004) em geacústica.

4.4.1 Algoritmo de Evolução Diferencial

A evolução diferencial foi introduzida na literatura por Storn e Price (1997). O algoritmo é um método estocástico de otimização inspirado na biologia e nos processos que permitem que populações de organismos se adaptem ao ambiente ao seu redor para garantir sua sobrevivência por meio de heranças genéticas (BREST et al., 2006).

A vantagem deste método reside no fato de que a única informação necessária é a função objetivo, isto é, uma equação a ser otimizada baseada em condições de contorno dadas pelo usuário, com variáveis que serão minimizadas ou maximizadas ao longo do processo de otimização (BREST et al., 2006).

A ordem de operações dentro do algoritmo (mutação, cruzamento e seleção) é como segue (STORN; PRICE, 1997):

- (1): escolha de uma população inicial a partir da equação que se quer otimizar;
- (2): os melhores indivíduos dentro da população inicial são identificados e há uma interpolação de seus valores e características com a população inicial, processo esse chamado de mutação;
- (3): determinação de um vetor chamado de vetor alvo, que contém as características que se quer alcançar para todos os indivíduos;
- (4): ocorre um "cruzamento" entre os indivíduos mutados e os indivíduos do vetor alvo;
- (5): os indivíduos resultantes do cruzamento fazem parte da chamada população de testes;
- (6): se a população de testes fornecer valores melhores que aqueles do vetor alvo, ela substituirá tal vetor na próxima geração, finalizando o processo chamado de seleção.

O algoritmo aqui utilizado foi o proposto por Buehren (2008), e a otimização foi realizada para os seguintes parâmetros: N , L , d , a_{mp} , a_{de} , h e ϕ . A cada um desses parâmetros foram atribuídas condições de contorno referentes aos valores mínimos e máximos aceitáveis, mostrados na Tabela 2.

Uma outra condição imposta ao algoritmo foi que $h \geq a_{de}$. A população inicial foi de 100 indivíduos, com o fator *crossover* de 0,70 e um fator de mutação de 0,93. Para limitar o tempo de processamento,

foi utilizado um número máximo de 20 iterações. A seguinte função objetivo foi utilizada:

$$F_{obj} = \sum (1 - \alpha(f_{min} : f_{max})^2), \quad (4.27)$$

na qual α foi obtido a partir da Equação (4.26) e f_{min} e f_{max} são os limites de frequência para o qual se deseja o coeficiente de absorção otimizado, isto é, 400 Hz e 600 Hz, respectivamente. Os resultados da otimização são apresentados a seguir.

Tabela 2 – Condições de contorno utilizadas na otimização

Parâmetro	Limite inferior	Limite Superior	Passo
N	1	8	1
L [cm]	1	5	0,5
d [cm]	1	6	0,5
a_{mp} [mm]	0,5	3	0,1
a_{de} [mm]	0,5	3	0,1
h [mm]	0,5	3,5	0,5
ϕ_s [%]	0	11	0,1

Fonte: O Autor

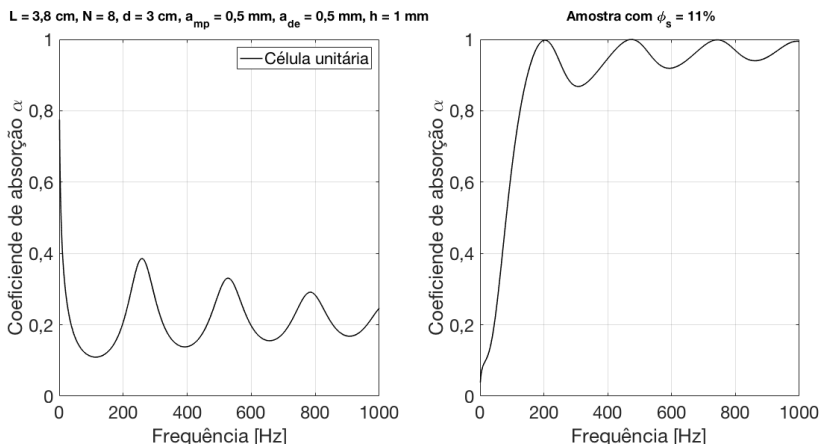
4.4.2 Resultados da otimização

O resultado da primeira fase de otimização está mostrado na Figura 39, onde o poro principal se refere à célula unitária. Para essa otimização, os limites da Equação (4.27) foram determinados como $f_{min} = 0$ Hz e $f_{max} = 1000$ Hz. Na figura são mostradas as características do poro principal e as características da amostra com taxa de perfuração superficial ϕ_s .

Uma característica interessante mostrada na Figura 39 refere-se a uma inversão no coeficiente de absorção quando se compara o poro principal com uma amostra com taxa de perfuração superficial ϕ_s , isto é, enquanto que, no primeiro caso, a curva de α não é promissora, no segundo caso há um coeficiente de absorção que é difícil de atingir em materiais convencionais.

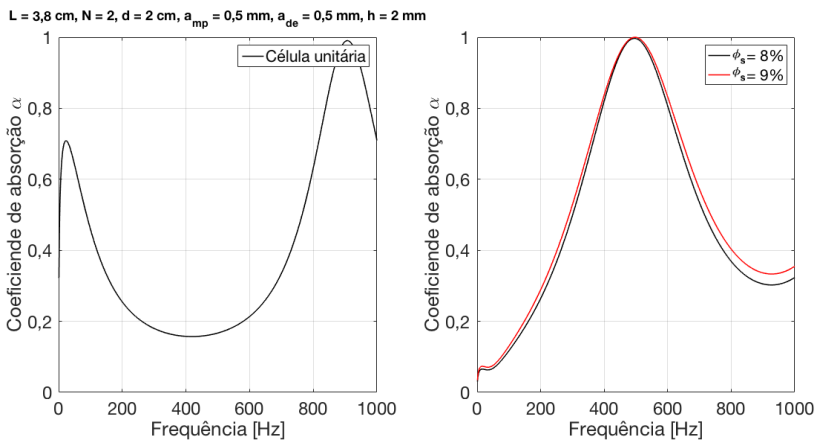
Com relação aos parâmetros, tanto N e d foram encontrados como sendo o valor máximo possível, de acordo com a Tabela 2. O mesmo ocorre com ϕ_s . Já para a_{mp} e a_{de} , de acordo com as condições de contorno impostas, os valores foram os mínimos possíveis.

Figura 39 – Resultado da primeira otimização



Fonte: O Autor

Uma segunda otimização foi realizada, dessa vez com $f_{min} = 400$ Hz e $f_{max} = 600$ Hz, e com a taxa de perfuração superficial ϕ_s sendo fixada em 8% e 9%. Os resultados são mostrados na Figura 40.

Figura 40 – Resultado da segunda otimização com ϕ_s fixo

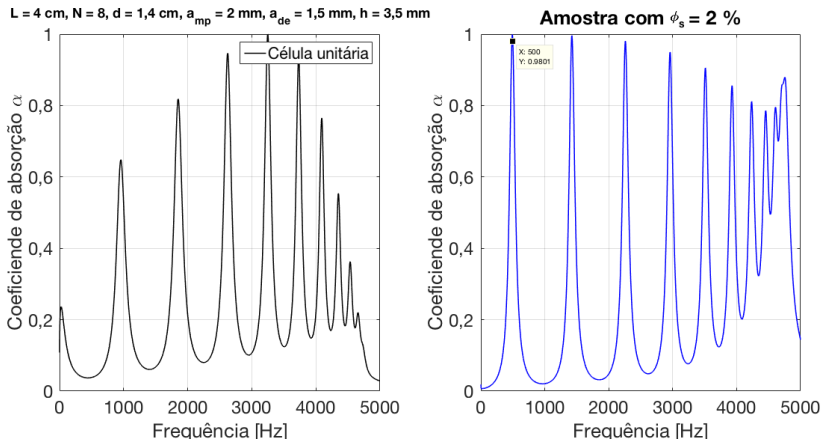
Fonte: O Autor

De forma semelhante, um vale na curva de absorção do poro prin-

principal representa um pico na curva da amostra com taxa de perfuração ϕ_s . A única diferença entre $\phi_s = 8\%$ e $\phi_s = 9\%$ é um leve aumento da curva cuja porosidade é maior, em altas frequências. O coeficiente de absorção teve valor máximo em 500 Hz, que é a frequência central entre os limites estabelecidos para f_{min} e f_{max} . Tanto para 400 como para 600 Hz, $\alpha \approx 0,80$, que é um valor de absorção considerado muito satisfatório para baixas frequências.

Uma terceira otimização foi realizada, dessa vez considerando $\phi_s = 2\%$ e designando ambos os limites f_{min} e f_{max} para 500 Hz, a fim de verificar quão estreita seria a curva de absorção nessa frequência. Os resultados são mostrados na Figura 41.

Figura 41 – Resultado da terceira otimização com $f_{min} = f_{max} = 500$ Hz e $\phi_s = 2\%$



Fonte: O Autor

Nesse caso, várias outras ressonâncias aparecem para o poro principal, bem como para a amostra com porosidade ϕ_s . O padrão de inversão permanece, o que indica que, para obter uma boa absorção em determinadas frequências, é necessário que nessa mesma faixa de frequências haja um vale na curva do poro principal.

O coeficiente de absorção encontrado foi de 0,98 em 500 Hz, mas a curva é mais estreita se comparada com a Figura 40, o que era esperado devido aos limites de frequência impostos na Equação (4.27).

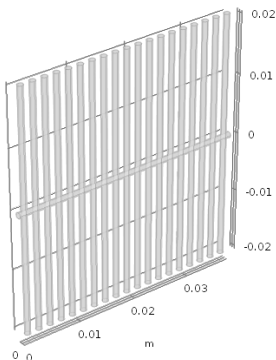
O comportamento do algoritmo de otimização utilizado mostrou-se suficiente para obter uma amostra com características desejadas. Uma validação do modelo é apresentada a seguir.

4.5 VALIDAÇÃO DO MODELO

De acordo com a otimização, foi selecionada uma configuração de amostra para ser impressa numa impressora 3D e, posteriormente, testada experimentalmente, seguindo o procedimento descrito na Seção 2.2. Antes da impressão, no entanto, foi encontrado um problema com as geometrias obtidas no processo de otimização. Para explicar o problema, foi selecionada a mesma geometria utilizada para obtenção dos resultados da Figura 40.

Uma célula unitária para as dimensões da segunda otimização realizada ($N = 4$, $L = 3,8$ cm, $d = 2$ cm, $a_{mp} = 0,5$ mm, $a_{de} = 0,5$ mm, $h = 2$ mm) é mostrada na Figura 42.

Figura 42 – Célula unitária (Com base na Figura 40)



Fonte: O Autor

Uma conta simples pode ser feita para verificar quantos poros são necessários em uma amostra para garantir que a taxa de perfuração superficial seja, por exemplo, 9%. Se a amostra possuir um raio $r_{amostra} = 22$ mm (para comportar com certa folga os poros DE, cujo comprimento é $d = 2$ cm) e área A , o número de poros necessário, n_p , pode ser obtido como segue:

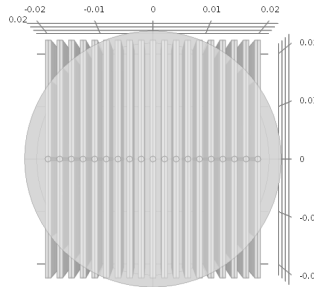
$$A'_{mp} = \phi A = (9/100)\pi(22 \text{ mm})^2, \quad (4.28)$$

na qual A'_{mp} é a área total de poros necessária para que a porosidade ϕ seja mantida. Logo,

$$n_p = A'_{mp}/A_{mp} = \frac{(9/100)\pi(22 \text{ mm})^2}{\pi(0,5 \text{ mm})^2} \approx 174 \text{ poros.} \quad (4.29)$$

Ao tentar criar a geometria da amostra com 174 poros, percebe-se facilmente que não é possível comportar este número de poros em uma amostra com raio de 22 mm sem que haja uma interseção dos poros DE. Um exemplo disso é mostrado na Figura 43, onde, com apenas 19 poros, chega-se ao limite sem que haja interseção.

Figura 43 – Vista frontal de uma amostra com $n_p = 19$ poros: o modelo perde a validade



Fonte: O Autor

Logo, a fim de validar o modelo, outras duas geometrias foram utilizadas para garantir a fabricabilidade. Suas características geométricas foram escolhidas de acordo com o tubo disponível para a realização dos ensaios e são apresentadas na Tabela 3.

Tabela 3 – Características geométricas das amostras 1 e 2 utilizadas na validação do modelo

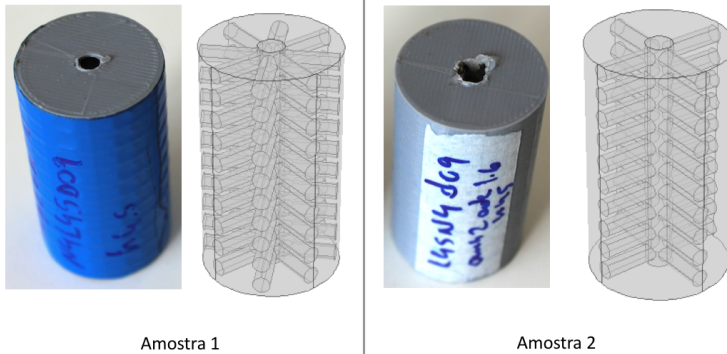
Amostra	N	L [cm]	d [cm]	a_{mp} [mm]	a_{de} [mm]	h [mm]	ϕ_s [%]
1	8	4,5	0,85	2,0	1,6	4,5	2,19
2	4	4,5	0,80	2,5	1,5	4,5	3,43

Fonte: O Autor

As amostras foram impressas com tecnologia 3D. A impressora utilizada é da marca Ultimaker, modelo Extended 2. O material de impressão foi o plástico PLA. As amostras foram configuradas com

50% de seu interior sólido e a precisão da impressão foi configurada em 0,1 mm. As amostras são ilustradas na Figura 44. A deformação no poro principal apresentado nesta figura ocorreu devido à extração da amostra do porta-amostras.

Figura 44 – Amostras utilizadas na validação do modelo



Fonte: O Autor

Para cada uma das amostras o ensaio foi realizado duas vezes, sendo uma com a amostra simplesmente acoplada ao porta-amostras e outra com a vedação do material com auxílio de massa de epóxi. A Figura 45 apresenta uma das amostras ilustradas anteriormente preparada para o ensaio, sem vedação.

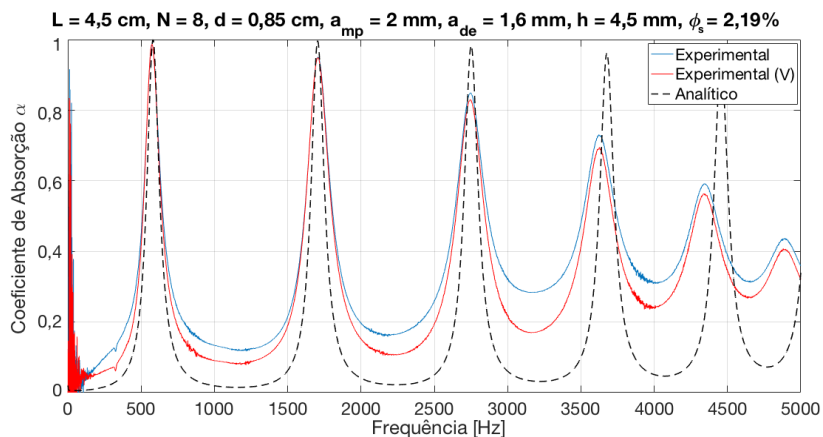
Figura 45 – Amostra pronta para o ensaio (sem vedação)



Fonte: O Autor

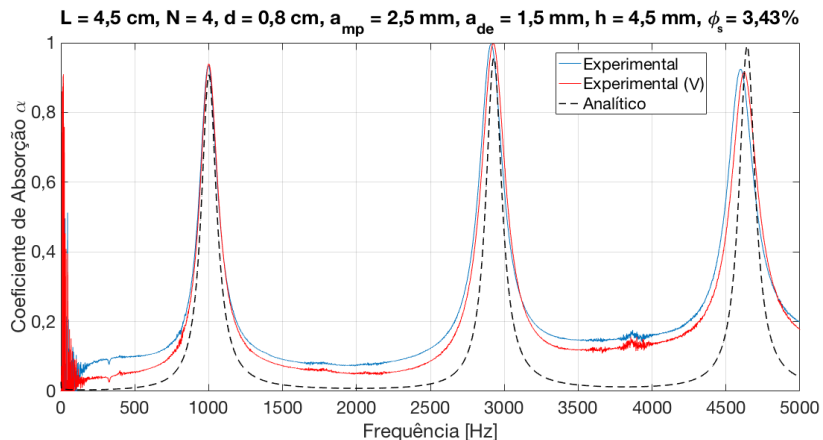
Por fim, dadas as considerações acima, os resultados do ensaio para a validação do modelo são apresentados, para as duas amostras, nas Figuras 46 e 47.

Figura 46 – Validação do modelo: resultados para amostra 1



Fonte: O Autor

Figura 47 – Validação do modelo: resultados para amostra 2



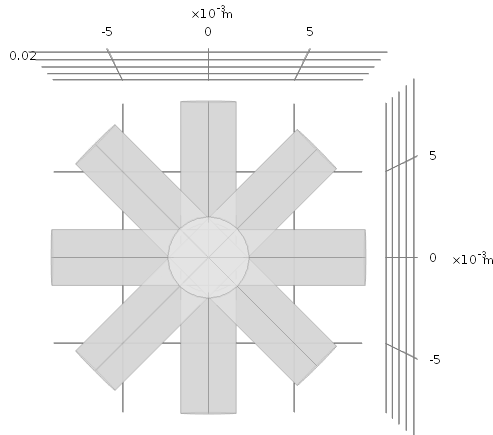
Fonte: O Autor

Nas figuras acima, a letra "V", entre parênteses, significa que o ensaio foi realizado com o protótipo vedado. As dimensões foram dadas pelo algoritmo de otimização. Os protótipos 1 e 2 foram, inicialmente, otimizados para absorver em 500 Hz e 1000 Hz. Entretanto, no primeiro caso, o raio do poro principal, a_{mp} , por ter tido um valor,

após a otimização, que tornaria difícil de imprimir devido à resolução da impressora, teve de ser reajustado, de forma que as dimensões finais são aquelas vistas na Figura 46. A amostra 2 não teve modificações em suas dimensões e foi impressa com os valores dados pelo algoritmo de otimização.

Várias observações podem ser feitas. A primeira refere-se à validação do modelo, já que os resultados experimentais coincidem de forma bastante razoável com os do modelo analítico. Em segundo lugar, no caso da amostra 1, existe uma redução na absorção que não está prevista no modelo, quando $f > 2000$ Hz. Essa redução não existe na amostra 2. Além disso, há um desvio na frequência do coeficiente de absorção em altas frequências 46. A razão para essas discrepâncias, tanto para a fase quanto para a magnitude, pode ser causada pelo volume devido à interseção dos poros DE (Figura 48) não previsto no modelo. Outro fator causador dessa discrepância pode ser a rugosidade inerente à impressão 3D, já que, apesar de rígidos, o material impresso sai com determinada rugosidade e não como uma estrutura rígida perfeita. Ambos os fatores precisariam ser estudados mais a fundo.

Figura 48 – Interseção entre poros DE: redução não prevista pelo modelo analítico



Fonte: O Autor

A principal diferença entre as amostras é o número de poros DE por período que cada uma possui. Enquanto que a amostra 1 possui $N = 8$ poros, a amostra 2 possui $N = 4$ poros por período h . Isso

indicaria que um volume maior devido à maior presença de poros DE adiciona incertezas ao modelo analítico, o que não deveria acontecer, já que as considerações que foram feitas funcionam perfeitamente para a amostra 2, como indicado na Figura 47. Um dos possíveis fatores que influenciaram nessa redução não prevista pelo modelo analítico é o fato de que, apesar de $a_{mp} > a_{de}$, essa diferença não é suficiente para permitir que os poros DE sejam cilindros completos com comprimento d e raio a_{de} , sem que sofram interseção ao se conectar com o poro principal.

4.6 GEOMETRIAS PROPOSTAS

Uma vez que o modelo foi considerado validado, foi possível obter curvas com valores ótimos para α na faixa de frequência desejada para várias configurações diferentes. Em alguns casos, um dos parâmetros teve um valor fixado durante a otimização. Por exemplo, uma necessidade hipotética de que o comprimento da amostra fosse de 2,2 cm. Então, o parâmetro L teve seu valor fixado em 2,2 cm, enquanto que os outros parâmetros estavam livres para variar. A seguir são apresentadas duas das geometrias otimizadas desta forma, nas Figuras 49 e 50, que podem ser utilizadas para mitigar os problemas apresentados no início deste capítulo.

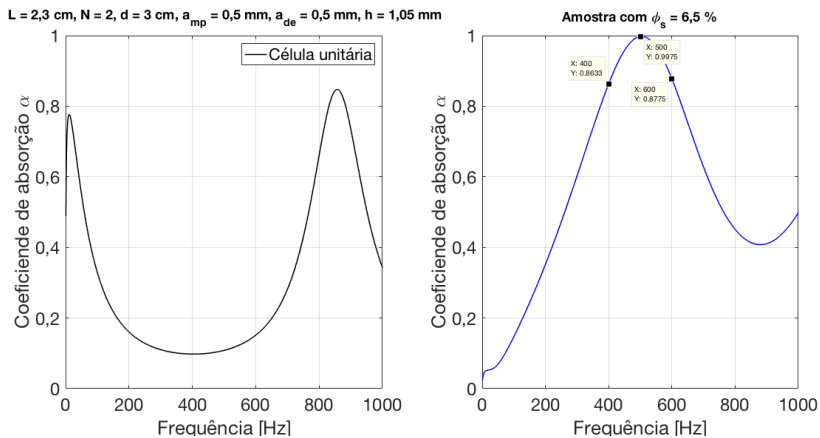
A proposta apresentada na Figura 49 é mais passível de ser fabricada pois a taxa de perfuração superficial é menor. A proposta apresentada na Figura 50, por outro lado, apresenta um coeficiente de absorção excelente para a frequência mostrada no gráfico. Há de ser ter a sensibilidade de perceber que, como os valores de d são elevados em comparação às demais dimensões das geometrias, o projetista deve provavelmente pensar na produção de um painel completo com várias células, de forma que as possibilidades de otimização espacial do agrupamento dos poros DE se tornem mais amplas.

Além disso, caso deseje-se a absorção apenas em uma frequência específica, o Apêndice A deste documento apresenta outras possibilidades de configuração para picos estreitos, entre 400 e 600 Hz.

4.7 OUTRAS ANÁLISES

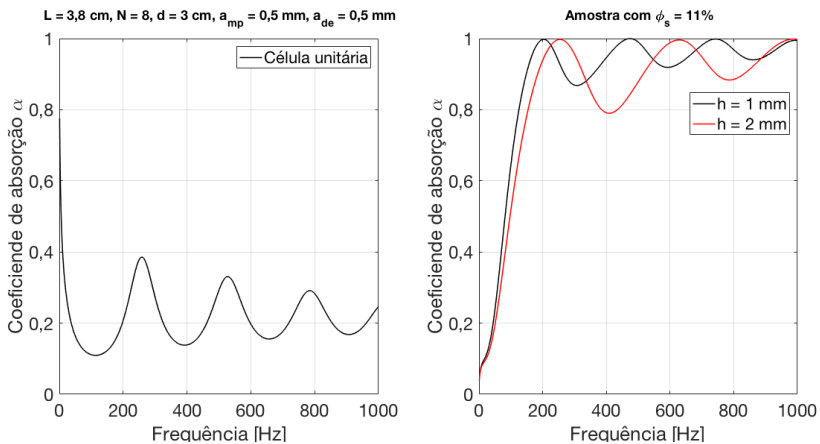
De posse do modelo validado, outros ensaios em tubo de impedância foram realizados com diferentes configurações de materiais

Figura 49 – Geometria proposta 1



Fonte: O Autor

Figura 50 – Geometria proposta 2



Fonte: O Autor

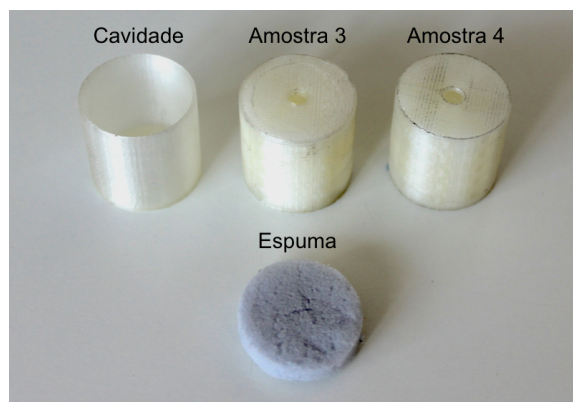
com duas novas amostras impressas em 3D (Figura 51). Além disso foram utilizadas uma cavidade cilíndrica e uma amostra de melamina, ambas com raio de 13 mm, e espessura de 18 mm e 7 mm, respectivamente. As propriedades das novas amostras, chamadas de amostras 3

e 4, são apresentadas na Tabela 4:

Tabela 4 – Características geométricas das amostras 3 e 4 utilizadas na validação do modelo

Amostra	N	L [cm]	d [cm]	a_{mp} [mm]	a_{de} [mm]	h [mm]	ϕ_s [%]
3	8	2,5	1,00	2,1	1,6	4,5	2,61
4	4	2,5	0,80	2,5	1,5	4,5	3,69

Figura 51 – Novas amostras e outros materiais: investigações do modelo



Fonte: O Autor

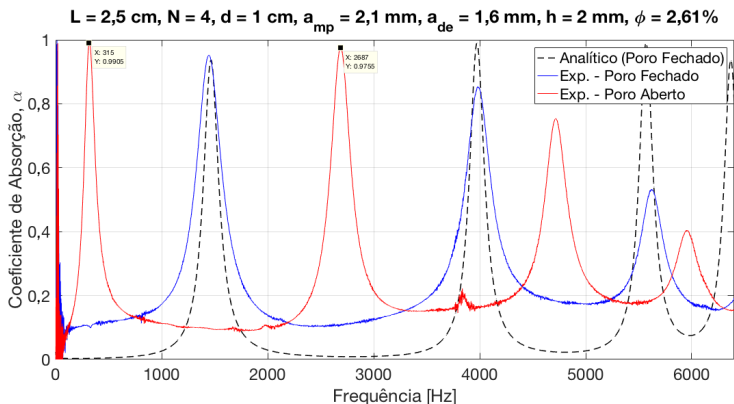
4.7.1 Quanto à terminação do poro principal

Uma primeira investigação refere-se ao poro principal do modelo. A princípio, a teoria prevê que o poro terá uma terminação rígida e constituirá, assim, de uma cavidade cilíndrica com as dimensões escolhidas pelo projetista. O que é analisado aqui são os efeitos caso tal poro esteja aberto em sua extremidade, ao invés de ter uma terminação rígida.

O porta-amostras utilizado para esse experimento era um cilindro com raio de 13,5 mm e comprimento de 5 cm. Como o comprimento das novas amostras impressas foi de 2,5 cm, existia assim uma cavidade

de ar de 2,5 cm logo após o protótipo. Os resultados dessa investigação são apresentados na Figura 52.

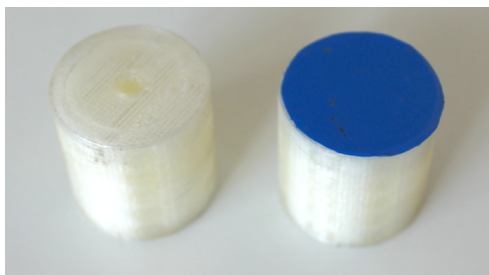
Figura 52 – Resultados para amostra 3



Os efeitos de redução surgem mais uma vez para essa nova amostra, diferenciando o resultado experimental do analítico, o que indica que apenas o fato de haver interseção entre os poros DE, como discutido na seção anterior, não constitui um único parâmetro para que haja tal diferença, já que a amostra 3 não possui interseção entre os poros DE, pois $a_{de} < a_{mp}$. Um outro fator que pode ter causado tal redução é o fato de que a terminação que deveria ser rígida foi originalmente impressa aberta, e o poro foi fechado com fita plástica, como mostra a Figura 53. Essa estratégia pode ter feito com que as dissipações em altas frequências sejam maiores, uma vez que a terminação não é propriamente rígida.

Quando a terminação é aberta, um resultado diferente foi observado. O primeiro pico sofreu um desvio para aproximadamente 315 Hz, atingindo um coeficiente de absorção igual a 0,99. Esse efeito provavelmente se deve à cavidade de ar de 2,5 cm existente logo após o protótipo. O resultado é promissor pois é possível adicionar ao modelo uma cavidade de ar por meio do método da matriz de transferência. Com base nisso, outros ensaios foram realizados: um primeiro, considerando que o poro principal estaria aberto, seguido de um cilindro de material de absorção como terminação. Esse cilindro possui o mesmo raio do porta-amostra e uma espessura de 12,5 mm.

Figura 53 – Investigações do modelo: poro principal aberto e fechado com fita plástica

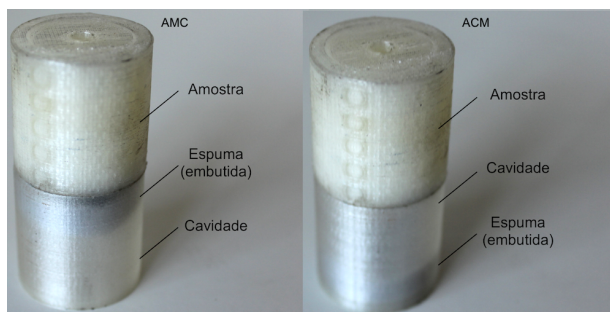


Fonte: O Autor

4.7.2 Efeito de uma cavidade de ar

Um outro ensaio consistiu de um acoplamento entre amostra, cavidade e melamina. De forma simplificada, pode-se considerar que essa nova configuração adiciona duas novas impedâncias ao sistema: a impedância devido à cavidade, Z_{cav} , e a impedância devido à presença da espuma, Z_{esp} . Inicialmente, foi testado um sistema com amostra, melamina e cavidade acoplados (AMC). Posteriormente, a ordem da melamina e da cavidade foi trocada (ACM), conforme mostrado na Figura 54. A melamina possui espessura de 7 mm e a cavidade possui espessura de 18 mm.

Figura 54 – Sistemas AMC e ACM

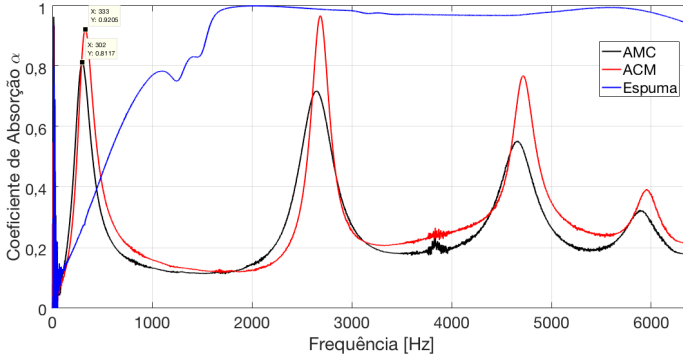


Fonte: O Autor

Na Figura 55 também foi apresentado o gráfico para o ensaio apenas da melamina, que já foi explicado no Capítulo 2. Com relação

a isso, a superioridade de absorção sonora em baixas frequências por parte do metamaterial fica comprovada. Enquanto que a espuma não absorve praticamente nada em 300 Hz, por exemplo, o metamaterial possui coeficientes muito bons nessa frequência e em suas proximidades.

Figura 55 – Resultados para amostra 3 - Sistemas AMC e ACM



Fonte: O Autor

As duas novas configurações confirmam o que foi mostrado anteriormente: ao acrescentar uma cavidade ao sistema, a absorção aumenta drasticamente nas faixas mais baixas de frequência. Esse desvio é resultado da adição de duas impedâncias ao sistema: a impedância da cavidade e a impedância da melamina. A presença da melamina ou sua posição na configuração (se antes ou depois da cavidade) causa uma influência muito grande no formato da curva. Essa análise aqui apresentada é importante pois os sistemas AC e ACM são sistemas que seriam incorporados ao painel de aeronave apresentado na Figura 22.

É importante ressaltar que muitos autores têm recorrido à adição de impedâncias em um sistema para alterar suas propriedades acústicas (DUNN et al., 2015). Essa estratégia é simples e fácil pois, analiticamente, pode ser modelada a partir do uso do método da matriz de transferência proposto por Pestel e Leckie (1963) e, experimentalmente, requer apenas a adição, ao sistema, do material cuja impedância se quer utilizar. Obviamente, tanto o uso do *TMM* como a adição de material a um sistema qualquer vai depender das características gerais do sistema e não se aplicam a todos os casos. Entretanto, para o metamaterial aqui apresentado, essas duas estratégias são pertinentes.

Os resultados mostrados até aqui validaram o modelo e apresentaram um novo tipo de material que pode ser utilizado para fins de absorção sonora tanto em aeronaves como em aplicações da construção

civil. A vantagem de tal modelo reside no fato de poder ser fabricado em material sólido para que seja válido, já que a teoria desenvolvida nesta seção considera que o material é rígido. Isso permite que materiais com baixa densidade possam ser escolhidos, a fim de minimizar efeitos de adição de massa ao sistema aeronáutico ou de construção civil, reduzindo assim os custos com estruturas de apoio e suporte.

4.8 AVALIAÇÃO DA PERDA DE TRANSMISSÃO POR INCIDÊNCIA NORMAL

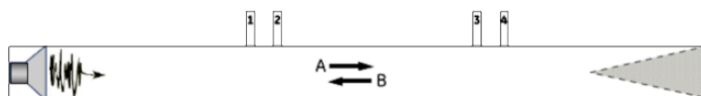
Diferentemente da absorção, que geralmente é aplicada visando agir na acústica dentro do ambiente de interesse, a perda de transmissão tem o objetivo de impedir que determinada fonte de ruído possa ser ouvida fora do ambiente no qual está localizada (EVEREST; POHLMANN; BOOKS, 2009). Assim, o metamaterial aqui estudado não poderia deixar de passar por uma investigação de sua eficiência como material isolador de ruído.

Este capítulo é dedicado à avaliação da TL da estrutura apresentada no Capítulo 5. Além disso, comentários gerais são traçados acerca das limitações do modelo e sugestões de pesquisas futuras.

A perda de transmissão (*transmission loss*, no inglês) representa a capacidade de um material de impedir a propagação de ruído entre dois espaços separados por alguma superfície. Matematicamente, é a razão entre a potência (ou intensidade) sonora transmitida e a potência (ou intensidade) incidente (DUNN et al., 2015).

A medição da TL pode ser realizada em um tubo de impedância conforme utilizado para a medição do coeficiente de absorção, com a diferença de que, agora, se utiliza uma configuração com quatro microfones, como mostrado na Figura 56. Tal medição segue os procedimentos descritos na norma ASTM (2009). As limitações do método, entretanto, se referem à incidência normal e ao diâmetro do tubo, que vai ditar quais as frequências para as quais o ensaio é válido.

Figura 56 – Tubo utilizado para medição de perda de transmissão



Fonte: ASTM (2009)

Da mesma forma que para o coeficiente de absorção, deseja-se determinar a matriz de transferência do sistema, o que requer a medição da pressão sonora complexa (amplitude e fase) em quatro posições, duas em cada lado do material a ser avaliado. Isso é conseguido, na prática, medindo a função de transferência H entre um ponto de referência (microfone 1, nesse caso) e as quatro posições. A intenção é medir as funções de transferência H_{1j} , na qual j assume as posições de cada microfone. Assim, as funções a serem medidas são H_{11}, H_{21}, H_{31} e H_{41} . Como o microfone na posição 1 é usado como referência, tem-se que H_{11} é real e igual a 1. Cada função de transferência H_{1j} é dada por

$$H_{1j} = H_r + jH_i. \quad (4.30)$$

A matriz de transferência envolve duas medições básicas com as duas terminações. Essa matriz relaciona a pressão acústica e a velocidade da partícula em ambas as extremidades da amostra que se quer avaliar. O tubo, assim, precisa estar configurado com duas terminações para que quatro equações linearmente dependentes possam ser encontradas, a fim de resolver a matriz com os quatro elementos desconhecidos.

Considerando as extremidades representadas pelos índices a e b , respectivamente, tem-se que a matriz de transferência é dada por

$$\begin{bmatrix} p_i \\ u_i \end{bmatrix}_{x=0} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_i \\ u_i \end{bmatrix}_{x=d}, \quad (4.31)$$

na qual o subíndice i pode assumir a ou b , dependendo da extremidade que se quer. No caso da representação com índice a , tem-se a terminação anecóica ou com reflexão mínima. O índice b representa uma terminação bloqueada, refletindo parte da onda incidente.

Para cada caso, o campo acústico dentro do tubo pode ser decomposto em ondas propagando-se em ambos os sentidos do tubo, usando as seguintes equações:

$$A = j \frac{H_{1j} e^{-jkl_1} - H_{2j} e^{-jk(l_1+x_1)}}{2sen(kx_1)}, \quad (4.32)$$

$$B = j \frac{H_{2j} e^{+jk(l_1+x_1)} - H_{1j} e^{+jkl_1}}{2sen(kx_1)}, \quad (4.33)$$

$$C = j \frac{H_{3j} e^{+jk(l_2+x_2)} - H_{4j} e^{+jkl_2}}{2sen(kx_2)}, \quad (4.34)$$

$$D = j \frac{H_{4j} e^{-jkl_2} - H_{3j} e^{-jk(l_2+x_2)}}{2\text{sen}(kx_2)}, \quad (4.35)$$

na qual x_1 é a distância entre os microfones 1 e 2, x_1 é a distância entre os microfones 3 e 4, l_1 é a distância da superfície da amostra ao microfone 1, e l_2 é a distância da superfície da amostra ao microfone 2.

Para cada um dos casos é possível, assim, calcular a pressão sonora e a velocidade da partícula em ambas as extremidades da amostra:

$$p_0 = A + B, \quad (4.36)$$

$$u_0 = \frac{A - B}{\rho_0 c_0}, \quad (4.37)$$

$$p_d = C e^{-jkd} + D e^{+jkd}, \quad (4.38)$$

$$u_d = \frac{C e^{-jkd} - D e^{+jkd}}{\rho_0 c_0}, \quad (4.39)$$

na qual d é o comprimento da amostra.

Assim, a matriz $[T_{TL}]$ é dada por

$$[T_{TL}] = \begin{bmatrix} \frac{p_{0a} u_{0b} - p_{0b} u_{0a}}{p_{da} u_{db} - p_{db} u_{da}} & \frac{p_{0b} p_{da} - p_{0a} p_{db}}{p_{da} u_{db} - p_{db} u_{da}} \\ \frac{u_{0a} u_{db} - u_{0b} u_{da}}{p_{da} u_{db} - p_{db} u_{da}} & \frac{p_{da} u_{0b} - p_{db} u_{da}}{p_{da} u_{db} - p_{db} u_{da}} \end{bmatrix}. \quad (4.40)$$

Por fim, o coeficiente de transmissão τ e a perda por transmissão TL podem ser definidos como sendo

$$\tau = \frac{2e^{jkd}}{T_{11} + T_{12}/\rho_0 c_0 + \rho_0 c_0 T_{21} + T_{22}}, \quad (4.41)$$

e

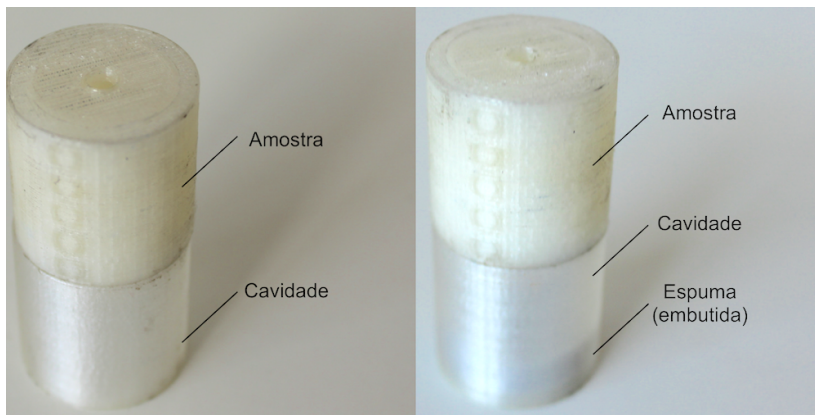
$$TL = 20 \log_{10} \left| \frac{1}{\tau} \right|. \quad (4.42)$$

4.8.1 Ensaios e resultados

Os materiais realizados neste ensaio foram os mesmos utilizados para o ensaio de absorção, com exceção do tubo, que teve de ser adaptado para que a configuração com a amostra entre os microfones pudesse ser adotada. As duas terminações utilizadas foram uma terminação rígida, com o porta-amostras de 50 mm, e uma terminação anecóica com melamina (material poroso) de espessura 50 mm. Ambos os diâmetros foram de 13 mm.

As amostras foram testadas com três configurações diferentes. Em um primeiro momento, foi testada a amostra com o poro principal com terminação aberta. Essa mesma amostra foi então testada acoplada a uma cavidade (AC), e, posteriormente, para uma cavidade e uma amostra de melamina (ACM) (Figura 57).

Figura 57 – Configurações AC e ACM para medição de perda de transmissão



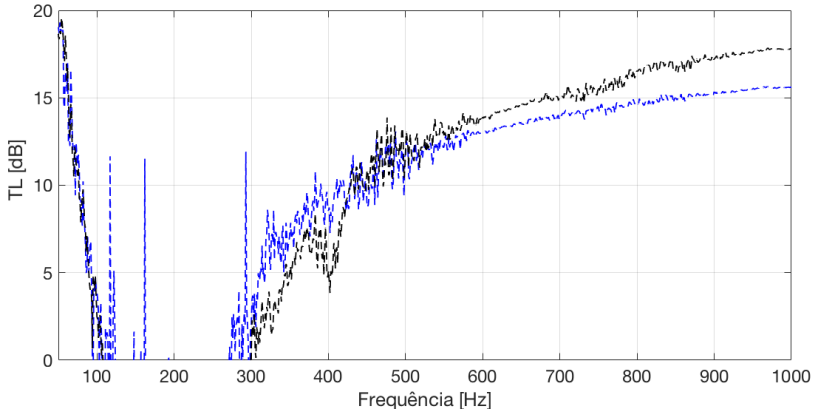
Fonte: O Autor

A Figura 58 apresenta a comparação entre a TL obtida para as duas amostras com o poro principal aberto e fechado.

De modo geral, não houve diferença significativa entre uma amostra com $N = 4$ ou $N = 8$ poros. Há, no entanto, alguns picos que aparecem na amostra 4 (em $f \approx 345$ Hz e em $f \approx 435$ Hz) que não existem na amostra 3. A partir de $f = 600$ Hz, tanto para as amostras abertas como fechadas, há uma certa linearidade na TL .

Entre $f \approx 100$ Hz e $f \approx 200$ Hz, para as amostras abertas, não

Figura 58 – Comparação entre amostras



Fonte: O Autor

há valor para a perda de transmissão. O fato de as amostras abertas apresentarem uma redução em dB já é esperado, uma vez que a perda de transmissão depende, entre outros fatores, do completo isolamento do fluxo de ar e da ausência de caminhos que as partículas em vibração possam percorrer, evitando assim a propagação do som (KINSLER et al., 1999).

Da mesma forma que para a absorção, foram realizados ensaios de perda de transmissão no tubo de impedância com diferentes configurações. A Figura 59 apresenta os resultados para a amostra 3 com o poro principal aberto. As legendas são: A, para amostra com poro principal aberto, AC para adição de cavidade e ACM para acoplamento de cavidade e melamina.

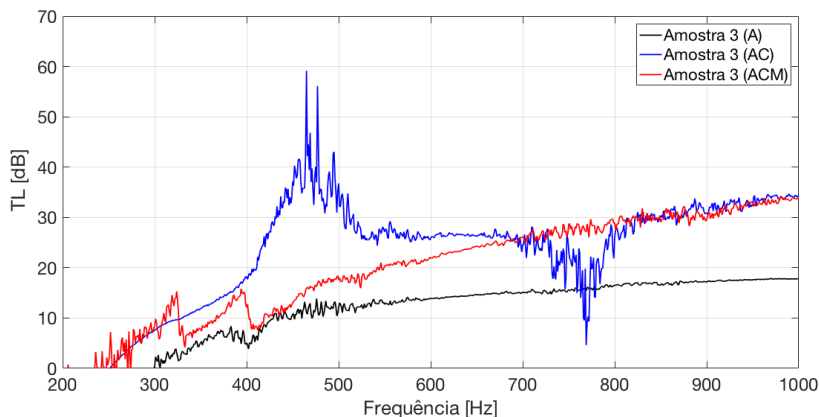
É bem perceptível que a amostra simplesmente aberta (curva A) possui uma perda de transmissão bem menor do que as curvas AC e ACM. A curva A ainda decai de 0 Hz até $f \approx 200$ Hz, motivo pelo qual estes valores não são apresentados na figura acima.

A amostra 3, que está sintonizada para absorver com maior eficiência em $f = 574$ Hz, apresenta, na curva AC, um pico e um vale, em $f = 465$ Hz e $f = 769$ Hz, respectivamente.

Assim, entre o pico para TL e o pico para absorção, $\Delta f \approx 109$ Hz.

Com relação às configurações com diferentes acoplamentos: a amostra com poro aberto possui perda de transmissão muito inferior

Figura 59 – Amostra 3: resultados para configurações diferentes

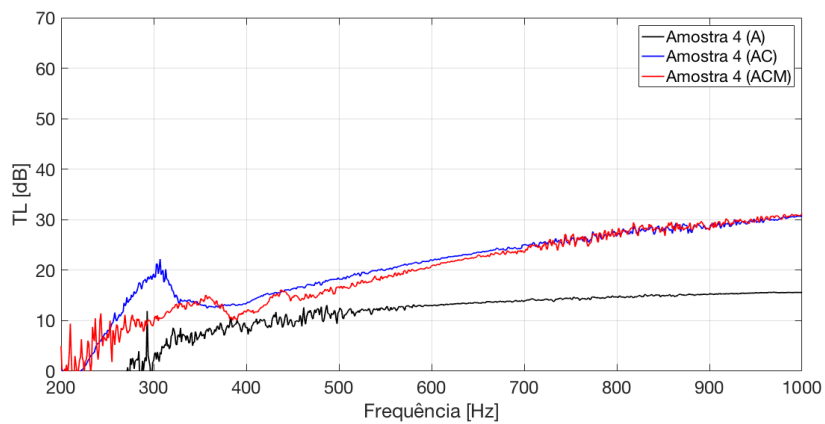


quando comparada com o sistema acoplado com cavidade e o sistema acoplado com cavidade e melamina. O canal aberto para que as partículas possam se movimentar entre uma extremidade e outra da amostra é o principal fator que leva a isso (KINSLER et al., 1999). A adição da cavidade e da melamina apresentou um resultado interessante: a cavidade por si só, de forma geral, é mais eficaz do que o sistema cavidade+melamina. O sistema AC possui um pico e um vale, em 500 Hz e ≈ 800 Hz, respectivamente. Isso pode ser devido à ressonância natural da cavidade, mas precisa ser investigado mais a fundo por meio de um modelo analítico ou numérico. As curvas dos sistemas AC e ACM para essa amostra apresentam ruído em alguns pontos, mostrando a necessidade de um outro modelo analítico ou numérico para comparação.

A amostra 4, com $N = 8$, apresenta menos ruído em sua curva, mas possui valores de TL menores que aqueles da amostra 3, como pode ser visto na Figura 60. Um dos fatores que podem ter levado a isso é o fato de que o volume de ar dentro da amostra é maior.

Um ruído de medição aparece em ambos os sistemas próximo a 900 Hz, mas a coerência e compatibilidade das curvas permanece. Da mesma forma que para a amostra 3, entretanto, há a necessidade de se criar um modelo analítico ou numérico para comparação com os valores obtidos experimentalmente, já que em baixas frequências pode ser que a medição não forneça valores confiáveis.

Figura 60 – Amostra 4: resultados para configurações diferentes



Fonte: O Autor

5 CONCLUSÕES

Com relação à absorção do metamaterial aqui proposto, alguns pontos merecem destaque. A geometria proposta é versátil, uma vez que sua teoria permite que seja constituída de qualquer material sólido, o que permite ao projetista escolher a densidade do material com o qual quer trabalhar a depender da aplicação. Além disso, os resultados apresentados para a validação do modelo apresentaram boa concordância e o modelo foi considerado validado. O leitor deve ter em mente que uma das limitações do modelo e resultados experimentais é que os dados são válidos apenas para quando a incidência da onda é normal.

O método de otimização utilizado é eficaz e fornece bons valores para os parâmetros da geometria, conforme mostrado durante sua validação experimental. Foi possível encontrar relações para os parâmetros durante a otimização, como a tendência do número de poros DE por período de ser sempre o maior possível.

Uma das desvantagens encontradas é que os picos na curva do coeficiente de absorção serão sempre muito estreitos quando se tem apenas um tipo de célula unitária na amostra, sendo importante destacar que o comportamento da absorção de uma célula unitária do modelo é inversamente proporcional ao comportamento da absorção de uma amostra com taxa de perfuração superficial ϕ_s , isto é, onde há um pico na absorção da célula unitária, haverá um vale na absorção de uma amostra, e vice-versa.

Para obter uma amostra com um número elevado de poros, é necessário utilizar um processo de otimização espacial, para melhor alocar o posicionamento dos poros DE ao longo da estrutura. Os resultados experimentais demonstraram que há uma redução em altas frequências não-prevista pelo modelo. Com relação às baixas frequências, quando o poro principal está aberto em ambas as extremidades e há uma cavidade de ar após a terminação de saída do fluxo, há um desvio da curva de absorção para frequências muito baixas, atingindo valores como $\alpha = 0,99$ em 315 Hz. Obviamente, os valores obtidos variam de acordo com as características geométricas do metamaterial.

A alteração de um volume ΔV nos poros DE produz um efeito diferente de uma mesma alteração de mesmo volume ΔV no poro principal. Com relação à adaptação desse volume, uma grande vantagem do modelo é que permite escolher a geometria dada aos poros DE, isto é, pode-se optar por usar um ressonador de Helmholtz em vez de usar cilindros normais, por exemplo.

Como a estrutura é considerada simplesmente rígida, há uma grande vantagem em se escolher o material com o qual trabalhar, o que permite trabalhar com qualquer material de densidade desejada, desde que este seja sólido e rígido. Além disso, o aumento da resolução da impressão 3D não surtiu um grande efeito nos resultados experimentais, de forma que pode-se optar por uma resolução que tenha um maior custo-benefício no que diz respeito ao uso de material de impressão.

Com relação à perda de transmissão, a eficiência do modelo quando o poro principal está aberto em ambas as extremidades sofre uma redução que não pode ser ignorada. De forma geral, um sistema ACM (amostra-cavidade-melamina) possui menor perda de transmissão do que um sistema AC (amostra-cavidade). Além disso, recomenda-se cuidado com modelagens envolvendo perda de transmissão, uma vez que depende da densidade do material que se quer testar e poderá sofrer alteração de acordo com este parâmetro.

5.1 PESQUISAS FUTURAS

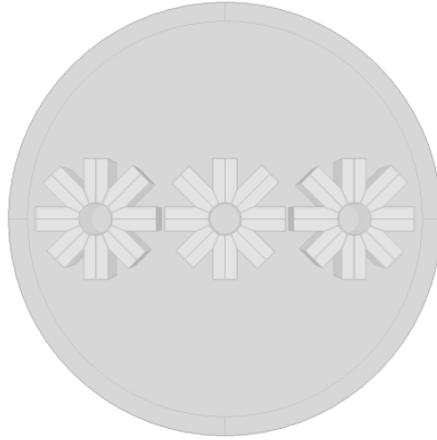
Sugestões de pesquisas futuras são:

- Verificar o desempenho da estrutura apresentada para campo difuso;
- Modelagem numérica em FEM do coeficiente de absorção, considerando todas as configurações de acoplamento aqui utilizadas, isto é, cavidade e melamina e suas devidas permutações;
- Investigação e modelagem numérica e analítica da perda de transmissão;
- Otimização espacial do posicionamento dos poros DE, a fim de permitir um maior número de células-unitárias e, conseqüente, um aumento de ϕ_s ;
- Utilizar ressonadores de Helmholtz em vez de cilindros na geometria dos poros DE;
- Otimizar o modelo utilizando outras teorias de otimização;
- Estudo de mercado para verificar a fabricabilidade e comercialização do modelo aqui apresentado;

Há uma última sugestão que o autor gostaria de tratar mais a fundo, que é o fato de que uma mesma amostra com taxa de perfuração

superficial ϕ_s pode vir a apresentar vários poros, como mostrado na Figura 61, podendo ainda cada um ter características diferentes.

Figura 61 – Uma amostra pode ter vários poros



Fonte: O Autor

As vantagens de utilizar esse tipo de abordagem são várias, entre elas: (1) a possibilidade de alargar o pico de uma curva de coeficiente de absorção; (2) a possibilidade de atingir várias faixas de frequência ao mesmo tempo; (3) a possibilidade de diminuir a densidade do material como um todo, já que é possível escolher qual volume de ar estará presente no metamaterial.

Para tal, a Equação (4.10) se torna um somatório com as características de cada i -ésima célula unitária, isto é,

$$X(i) = -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \frac{Z_{mp(i)}}{A_{mp(i)}} \frac{Z_{de(i)}}{A_{de(i)}} \operatorname{tg}(k_{de(i)} d_{(i)}) \quad (5.1)$$

Esta abordagem foi utilizada e validada por Dupont et al. (2011) para frequências acima de 2000 Hz. Sua aplicação para baixas frequências seria inovadora e bastante válida.

REFERÊNCIAS

10534-2, I. *ISO 10534-2, Acoustics-Determination of sound absorption coefficient and impedance in impedance tubes-Part 2: Transfer-function method.* 1998.

ACHAOUI, Y. et al. Experimental observation of locally-resonant and bragg band gaps for surface guided waves in a phononic crystal of pillars. **Phys. Rev. B**, American Physical Society, v. 83, p. 104201, Mar 2011. Disponível em:
<<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.83.104201>>.

ALLAM, A.; ELSABBAGH, A.; AKL, W. Modeling and design of two-dimensional membrane-type active acoustic metamaterials with tunable anisotropic density. **The Journal of the Acoustical Society of America**, ASA, v. 140, n. 5, p. 3607–3618, 2016.

ALLARD, J.; ATALLA, N. **Propagation of sound in porous media: modelling sound absorbing materials 2e.** [S.l.]: John Wiley & Sons, 2009.

ALLARD, J. F. et al. Evaluation of tortuosity in acoustic porous materials saturated by air. **Review of scientific instruments**, AIP, v. 65, n. 3, p. 754–755, 1994.

ARENAS, J. P.; CROCKER, M. J. Recent trends in porous sound-absorbing materials. **Sound & vibration**, Acoustic Publications Inc., P. O. Box 40416 Bay Village Ohio 44140 USA, v. 44, n. 7, p. 12–18, 2010.

ASTM. **ASTM E2611 - 09 Standard Test Method for Measurement of Normal Incidence Sound Transmission of Acoustical Materials Based on the Transfer Matrix Method.** ASTM, 2009. Disponível em:
<<https://books.google.com.br/books?id=FAWCrgEACAAJ>>.

ATALLA, N.; SGARD, F. **Finite Element and Boundary Methods in Structural acoustics and vibration.** [S.l.]: CRC Press, 2015.

BIES, D. A.; HANSEN, C. H. **Engineering noise control: theory and practice.** [S.l.]: CRC press, 2009.

BIOT, M. A. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. i. low-frequency range. **The Journal of the Acoustical Society of America**, ASA, v. 28, n. 2, p. 168–178, 1956.

BIOT, M. A. Generalized theory of acoustic propagation in porous dissipative media. **The Journal of the Acoustical Society of America**, ASA, v. 34, n. 9A, p. 1254–1264, 1962.

BLOCH, F.; NORDSIECK, A. Note on the radiation field of the electron. **Physical Review**, APS, v. 52, n. 2, p. 54, 1937.

BONNET, G.; MONCHIET, V. Low frequency locally resonant metamaterials containing composite inclusions. **The Journal of the Acoustical Society of America**, Acoustical Society of America, v. 137, n. 6, p. 3263–3271, 2015.

BRADLEY, C. Time harmonic acoustic bloch wave propagation in periodic waveguides. part i. theory. **The Journal of the Acoustical Society of America**, ASA, v. 96, n. 3, p. 1844–1853, 1994.

BRAGG, W. H.; BRAGG, W. L. The reflection of x-rays by crystals. **Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character**, JSTOR, v. 88, n. 605, p. 428–438, 1913.

BREST, J. et al. Self-adapting control parameters in differential evolution: A comparative study on numerical benchmark problems. **IEEE transactions on evolutionary computation**, IEEE, v. 10, n. 6, p. 646–657, 2006.

BRILLOUIN, L. **Wave propagation in periodic structures: electric filters and crystal lattices**. [S.l.]: Courier Corporation, 2003.

BUEHREN, M. **Differential Evolution**. 2008. Disponível em: <https://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/18593-differential-evolutionj>. Acesso em: 09 maio 2017.

CAI, C.; MAK, C. M. Noise control zone for a periodic ducted helmholtz resonator system. **The Journal of the Acoustical Society of America**, Acoustical Society of America, v. 140, n. 6, p. EL471–EL477, 2016.

CHAIKIN, P. M.; LUBENSKY, T. C. **Principles of condensed matter physics**. [S.l.]: Cambridge Univ Press, 2000.

CHAMPOUX, Y.; ALLARD, J.-F. Dynamic tortuosity and bulk modulus in air-saturated porous media. **Journal of applied physics**, AIP, v. 70, n. 4, p. 1975–1979, 1991.

CHEN, H.; CHAN, C. Acoustic cloaking in three dimensions using acoustic metamaterials. **Applied physics letters**, AIP Publishing, v. 91, n. 18, p. 183518, 2007.

CHEN, H.; CHAN, C.; SHENG, P. Transformation optics and metamaterials. **Nature materials**, Nature Publishing Group, v. 9, n. 5, p. 387–396, 2010.

CHEN, H. et al. Ultrasound acoustic metamaterials with double-negative parameters. **Journal of Applied Physics**, AIP Publishing, v. 119, n. 20, p. 204902, 2016.

CHEN, Z. et al. A tunable acoustic metamaterial with double-negativity driven by electromagnets. **Scientific Reports**, Nature Publishing Group, v. 6, 2016.

CHENG, Y.; XU, J.; LIU, X. One-dimensional structured ultrasonic metamaterials with simultaneously negative dynamic density and modulus. **Physical Review B**, APS, v. 77, n. 4, p. 045134, 2008.

CHEVILLOTTE, F.; PERROT, C.; PANNETON, R. Microstructure based model for sound absorption predictions of perforated closed-cell metallic foams. **The Journal of the Acoustical Society of America**, ASA, v. 128, n. 4, p. 1766–1776, 2010.

COLOMBI, A. et al. A seismic metamaterial: The resonant metawedge. **Scientific reports**, v. 6, p. 27717, 2016.

COLOMBI, A. et al. Forests as a natural seismic metamaterial: Rayleigh wave bandgaps induced by local resonances. **Scientific reports**, Nature Publishing Group, v. 6, 2016.

CREMER, L.; LEILICH, H. Zur theorie der biegekettenleiter. **On theory of flexural periodic systems**), **Arch. Elektr. Uebertrag**, v. 7, p. 261–270, 1953.

CUMMER, S. A.; SCHURIG, D. One path to acoustic cloaking. **New Journal of Physics**, IOP Publishing, v. 9, n. 3, p. 45, 2007.

DAH-YOU, M. Theory and design of microperforated panel sound-absorbing constructions. **Scientia Sinica**, Science China Press, v. 18, n. 1, p. 55–71, 1975.

DAY, R. W. et al. Plateau–rayleigh crystal growth of periodic shells on one-dimensional substrates. **Nature nanotechnology**, Nature Publishing Group, v. 10, n. 4, p. 345–352, 2015.

DELANY, M.; BAZLEY, E. Acoustical properties of fibrous absorbent materials. **Applied acoustics**, Elsevier, v. 3, n. 2, p. 105–116, 1970.

DING, Y. et al. Metamaterial with simultaneously negative bulk modulus and mass density. **Physical review letters**, APS, v. 99, n. 9, p. 093904, 2007.

DUNN, F. et al. **Springer handbook of acoustics**. [S.l.]: Springer, 2015.

DUPONT, T.; LECLAIRE, P.; PANNETON, R. Acoustic methods for measuring the porosities of porous materials incorporating dead-end pores. **The Journal of the Acoustical Society of America**, ASA, v. 133, n. 4, p. 2136–2145, 2013.

DUPONT, T. et al. Acoustic properties of air-saturated porous materials containing dead-end porosity. **Journal of applied physics**, AIP, v. 110, n. 9, p. 094903, 2011.

EGAB, L.; WANG, X.; FARD, M. Acoustical characterisation of porous sound absorbing materials: A review. **International Journal of Vehicle Noise and Vibration**, Inderscience Publishers Ltd, v. 10, n. 1-2, p. 129–149, 2014.

ERGIN, T. et al. Three-dimensional invisibility cloak at optical wavelengths. **Science**, American Association for the Advancement of Science, v. 328, n. 5976, p. 337–339, 2010.

EVEREST, F. A.; POHLMANN, K. C.; BOOKS, T. **The Master Handbook of Acoustics**. [S.l.]: McGraw-Hill New York, 2009.

FAHY, F. J. **Foundations of engineering acoustics**. [S.l.]: Academic press, 2000.

FANG, N. et al. Ultrasonic metamaterials with negative modulus. **Nature materials**, Nature Publishing Group, v. 5, n. 6, p. 452–456, 2006.

FLOQUET, G. Sur les equations differentielles lineaires. **Ann. ENS [2]**, v. 12, n. 1883, p. 47–88, 1883.

GESLAIN, A. et al. Influence of static compression on mechanical parameters of acoustic foams. **The Journal of the Acoustical Society of America**, ASA, v. 130, n. 2, p. 818–825, 2011.

GOFFAUX, C.; SÁNCHEZ-DEHESA, J. Two-dimensional phononic crystals studied using a variational method: Application to lattices of locally resonant materials. **Physical review B**, APS, v. 67, n. 14, p. 144301, 2003.

GROH, R. **Fancy a sandwich?** 2013. Disponível em: <http://aerospaceengineeringblog.com/sandwich-panel/>. Acesso em: 14 ago. 2017.

GUENNEAU, S. et al. Acoustic metamaterials for sound focusing and confinement. **New Journal of physics**, IOP Publishing, v. 9, n. 11, p. 399, 2007.

HALLIDAY, D.; WALKER, J.; RESNICK, R. **Fundamentals of Physics**. [S.l.]: John Wiley & Sons, 2010.

HECKL, M. Wave propagation on beam-plate systems. **The Journal of the Acoustical Society of America**, Acoustical Society of America, v. 33, n. 5, p. 640–651, 1961.

HELMHOLTZ, H. **On the sensations of tone**. [S.l.]: Courier Corporation, 2013.

HELMHOLTZ, H. L.; ELLIS, A. J. **On the Sensations of Tone as a Physiological Basis for the Theory of Music**. [S.l.]: Cambridge University Press, 2009.

HEWAGE, T. A. et al. Double-negative mechanical metamaterials displaying simultaneous negative stiffness and negative poisson's ratio properties. **Advanced Materials**, Wiley Online Library, v. 28, n. 46, p. 10323–10332, 2016.

HUANG, H.; SUN, C. Wave attenuation mechanism in an acoustic metamaterial with negative effective mass density. **New Journal of Physics**, IOP Publishing, v. 11, n. 1, p. 013003, 2009.

HUANG, H.; SUN, C.; HUANG, G. On the negative effective mass density in acoustic metamaterials. **International Journal of Engineering Science**, Elsevier, v. 47, n. 4, p. 610–617, 2009.

HUSSEIN, M. I.; LEAMY, M. J.; RUZZENE, M. Dynamics of phononic materials and structures: Historical origins, recent progress, and future outlook. **Applied Mechanics Reviews**, American Society of Mechanical Engineers, v. 66, n. 4, p. 040802, 2014.

JENSEN, J. S. Phononic band gaps and vibrations in one-and two-dimensional mass-spring structures. **Journal of Sound and Vibration**, Elsevier, v. 266, n. 5, p. 1053–1078, 2003.

JOHNSON, D. L.; KOPLIK, J.; DASHEN, R. Theory of dynamic permeability and tortuosity in fluid-saturated porous media. **Journal of fluid mechanics**, Cambridge University Press, v. 176, p. 379–402, 1987.

JOHNSON, D. L.; KOPLIK, J.; SCHWARTZ, L. M. New pore-size parameter characterizing transport in porous media. **Physical review letters**, APS, v. 57, n. 20, p. 2564, 1986.

KHELIF, A. et al. Locally resonant surface acoustic wave band gaps in a two-dimensional phononic crystal of pillars on a surface. **Phys. Rev. B**, American Physical Society, v. 81, p. 214303, Jun 2010.
Disponível em:
<<http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.81.214303>>.

KIM, E. et al. Impact and blast mitigation using locally resonant woodpile metamaterials. **International Journal of Impact Engineering**, Elsevier, v. 101, p. 24–31, 2017.

KINSLER, L. E. et al. Fundamentals of acoustics. **Fundamentals of Acoustics, 4th Edition**, by Lawrence E. Kinsler, Austin R. Frey, Alan B. Coppens, James V. Sanders, pp. 560. ISBN 0-471-84789-5. Wiley-VCH, December 1999., p. 560, 1999.

KOMATSU, T. Improvement of the delany-bazley and miki models for fibrous sound-absorbing materials. **Acoustical science and technology**, Acoustical Society of Japan, v. 29, n. 2, p. 121–129, 2008.

KRUSHYNSKA, A. O. et al. Multi-layered inclusions in locally resonant metamaterials: two-dimensional vs. three-dimensional modeling. **Journal of Vibration and Acoustics**, 2016.

KULAKAUSKAS, F. L. V. Q. **Avaliação do uso de materiais porosos na perda de transmissão de painéis duplos**. 2016. 195 p. Dissertação (Mestrado) - Curso de Programa de Pós-graduação

em Engenharia Mecânica, Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis.

KUSHWAHA, M. S. et al. Theory of acoustic band structure of periodic elastic composites. **Physical Review B**, APS, v. 49, n. 4, p. 2313, 1994.

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**. Tese (Doutorado), 1993.

LAFARGE, D. et al. Dynamic compressibility of air in porous structures at audible frequencies. **The Journal of the Acoustical Society of America**, ASA, v. 102, n. 4, p. 1995–2006, 1997.

LECLAIRE, P. et al. Acoustical properties of air-saturated porous material with periodically distributed dead-end pores). **The Journal of the Acoustical Society of America**, Acoustical Society of America, v. 137, n. 4, p. 1772–1782, 2015.

LI, J. Tunable multimode filtering of solid acoustic waves in a three-component phononic crystal slab. In: TRANS TECH PUBL. **Advanced Materials Research**. [S.l.], 2011. v. 150, p. 1625–1639.

LI, J.; CHAN, C. Double-negative acoustic metamaterial. **Physical Review E**, APS, v. 70, n. 5, p. 055602, 2004.

LI, J. et al. Acoustic metamaterials capable of both sound insulation and energy harvesting. **Smart Materials and Structures**, IOP Publishing, v. 25, n. 4, p. 045013, 2016.

LI, L.-M.; ZHANG, Z.-Q. Multiple-scattering approach to finite-sized photonic band-gap materials. **Physical Review B**, APS, v. 58, n. 15, p. 9587, 1998.

LI, X.-j. et al. Simultaneous realization of negative group velocity, fast and slow acoustic waves in a metamaterial. **Applied Physics Letters**, AIP Publishing, v. 108, n. 23, p. 231904, 2016.

LI, Y. et al. Enlargement of locally resonant sonic band gap by using composite plate-type acoustic metamaterial. **Physics Letters A**, Elsevier, v. 379, n. 5, p. 412–416, 2015.

- LI, Z.-Y.; HO, K.-M. Light propagation in semi-infinite photonic crystals and related waveguide structures. **Physical Review B**, APS, v. 68, n. 15, p. 155101, 2003.
- LIU, L.; HUSSEIN, M. I. Wave motion in periodic flexural beams and characterization of the transition between bragg scattering and local resonance. **Journal of Applied Mechanics**, American Society of Mechanical Engineers, v. 79, n. 1, p. 011003, 2012.
- LIU, M. et al. Research on the band gap characteristics of two-dimensional phononic crystals microcavity with local resonant structure. **Shock and Vibration**, Hindawi Publishing Corporation, v. 2015, 2015.
- LIU, Z.; CHAN, C.; SHENG, P. Analytic model of phononic crystals with local resonances. **Physical Review B**, APS, v. 71, n. 1, p. 014103, 2005.
- LIU, Z. et al. Locally resonant sonic materials. **Science**, American Association for the Advancement of Science, v. 289, n. 5485, p. 1734–1736, 2000.
- LU, M.-H.; FENG, L.; CHEN, Y.-F. Phononic crystals and acoustic metamaterials. **Materials Today**, Elsevier, v. 12, n. 12, p. 34–42, 2009.
- MA, G.; SHENG, P. Acoustic metamaterials: From local resonances to broad horizons. **Science advances**, American Association for the Advancement of Science, v. 2, n. 2, p. e1501595, 2016.
- MAIDMENT, D. R. et al. **Handbook of hydrology**. [S.l.]: McGraw-Hill New York, 1993.
- MAKRIS, S. E.; DYM, C. L.; SMITH, J. M. Transmission loss optimization in acoustic sandwich panels. **The Journal of the Acoustical Society of America**, Acoustical Society of America, v. 79, n. 6, p. 1833–1843, 1986.
- MAREZE, P. H. et al. Análise da influência da microgeometria na absorção sonora de materiais porosos de estrutura rígida. 2013.
- MAXWELL, J. C. A dynamical theory of the electromagnetic field. **Philosophical transactions of the Royal Society of London**, JSTOR, v. 155, p. 459–512, 1865.

MEI, J. et al. Dark acoustic metamaterials as super absorbers for low-frequency sound. **Nature communications**, Nature Publishing Group, v. 3, p. 756, 2012.

MIKI, Y. Acoustical properties of porous materials-modifications of delany-bazley models. **Journal of the Acoustical Society of Japan (E)**, Acoustical Society of Japan, v. 11, n. 1, p. 19–24, 1990.

MINIACI, M. et al. Spider web-inspired acoustic metamaterials. **Applied Physics Letters**, v. 109, n. 7, p. 071905, 2016. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1063/1.4961307>>.

NIU, C. **Airframe structural design: practical design information and data on aircraft structures**. [S.l.]: Commilit Press, 1988.

LOUDICH, M. et al. A sonic band gap based on the locally resonant phononic plates with stubs. **New Journal of Physics**, v. 12, n. 8, p. 083049, 2010. Disponível em: <<http://stacks.iop.org/1367-2630/12/i=8/a=083049>>.

PENDRY, J.; LI, J. An acoustic metafluid: realizing a broadband acoustic cloak. **New Journal of Physics**, IOP Publishing, v. 10, n. 11, p. 115032, 2008.

PENDRY, J. B. et al. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena. **IEEE transactions on microwave theory and techniques**, IEEE, v. 47, n. 11, p. 2075–2084, 1999.

PENNEC, Y. et al. Low-frequency gaps in a phononic crystal constituted of cylindrical dots deposited on a thin homogeneous plate. **Physical Review B**, APS, v. 78, n. 10, p. 104105, 2008.

PESTEL, E.; LECKIE, F. A. **Matrix methods in elastomechanics**. [S.l.]: McGraw-Hill, 1963.

PETYT, M. **Introduction to finite element vibration analysis**. [S.l.]: Cambridge university press, 2010.

POLICARPO, H.; NEVES, M.; RIBEIRO, A. Dynamical response of a multi-laminated periodic bar: Analytical, numerical and experimental study. **Shock and Vibration**, Hindawi Publishing Corporation, v. 17, n. 4-5, p. 521–535, 2010.

POPA, B.-I. et al. Anisotropic acoustic metafluid for underwater operation. **The Journal of the Acoustical Society of America**, ASA, v. 139, n. 6, p. 3325–3331, 2016.

PRICE, K.; STORN, R. M.; LAMPINEN, J. A. **Differential evolution: a practical approach to global optimization**. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2006.

PRIDE, S. R.; MORGAN, F. D.; GANGI, A. F. Drag forces of porous-medium acoustics. **Physical review B**, APS, v. 47, n. 9, p. 4964, 1993.

PRYDZ, R. et al. Transmission loss of a multilayer panel with internal tuned helmholtz resonators. **The Journal of the Acoustical Society of America**, Acoustical Society of America, v. 87, n. 4, p. 1597–1602, 1990.

REYNOLDS, D. D. **Engineering principles of acoustics: noise and vibration control**. [S.l.]: Allyn & Bacon, 1981.

RICHARDS, D.; PINES, D. J. Passive reduction of gear mesh vibration using a periodic drive shaft. **Journal of Sound and Vibration**, Elsevier, v. 264, n. 2, p. 317–342, 2003.

RUZZENE, M.; SCARPA, F.; SORANNA, F. Wave beaming effects in two-dimensional cellular structures. **Smart materials and structures**, IOP Publishing, v. 12, n. 3, p. 363, 2003.

SABINE, W. C. Reverberation. **The American Architect**, 1900.

SAINIDOU, R. et al. Locally resonant phononic crystals made of hollow spheres or cylinders. **Physical Review B**, APS, v. 73, n. 2, p. 024302, 2006.

SÁNCHEZ-DEHESA, J. et al. Noise control by sonic crystal barriers made of recycled materials. **The Journal of the Acoustical Society of America**, Acoustical Society of America, v. 129, n. 3, p. 1173–1183, 2011.

SCHURIG, D. et al. Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies. **Science**, American Association for the Advancement of Science, v. 314, n. 5801, p. 977–980, 2006.

SCHWAN, L. et al. Acoustic resonant surface: from nearly-total reflection to nearly-total absorption of sound. In: **Proceedings of the EuroNoise**. [S.l.: s.n.], 2015. p. 977–982.

SHARMA, B.; SUN, C.-t. Acoustic metamaterial with negative modulus and a double negative structure. **arXiv preprint arXiv:1501.02833**, 2015.

SHEN, C. et al. Broadband acoustic hyperbolic metamaterial. **Physical review letters**, APS, v. 115, n. 25, p. 254301, 2015.

SIGALAS, M.; ECONOMOU, E. Elastic and acoustic wave band structure. **Journal of sound and vibration**, Academic Press, v. 158, n. 2, p. 377–382, 1992.

SNELLEN, M.; SIMONS, D. G.; MOLL, C. V. Application of differential evolution as an optimisation method for geo-acoustic inversion. In: **Proceedings of the 7th European Conference on Underwater Acoust.(Delft, The Netherlands, 2004)**. [S.l.: s.n.], 2004. p. 721–726.

STORN, R. On the usage of differential evolution for function optimization. In: IEEE. **Fuzzy Information Processing Society, 1996. NAFIPS., 1996 Biennial Conference of the North American**. [S.l.], 1996. p. 519–523.

STORN, R.; PRICE, K. Differential evolution—a simple and efficient heuristic for global optimization over continuous spaces. **Journal of global optimization**, Springer, v. 11, n. 4, p. 341–359, 1997.

SUN, C.-T.; ACHENBACH, J.; HERRMANN, G. Time-harmonic waves in a stratified medium propagating in the direction of the layering. **Journal of Applied Mechanics**, American Society of Mechanical Engineers, v. 35, n. 2, p. 408–411, 1968.

TORRENT, D.; SÁNCHEZ-DEHESA, J. Anisotropic mass density by two-dimensional acoustic metamaterials. **New journal of physics**, IOP Publishing, v. 10, n. 2, p. 023004, 2008.

TUŠAR, T.; FILIPIČ, B. Differential evolution versus genetic algorithms in multiobjective optimization. In: SPRINGER. **Evolutionary multi-criterion optimization**. [S.l.], 2007. p. 257–271.

UNGAR, E. E. Steady-state responses of one-dimensional periodic flexural systems. **The Journal of the Acoustical Society of America**, Acoustical Society of America, v. 39, n. 5A, p. 887–894, 1966.

URIS, A. et al. Design of lightweight multilayer partitions based on sonic crystals. **Applied Physics Letters**, AIP Publishing, v. 79, n. 26, p. 4453–4454, 2001.

VASSEUR, J. et al. Complete acoustic band gaps in periodic fibre reinforced composite materials: the carbon/epoxy composite and some metallic systems. **Journal of Physics: Condensed Matter**, IOP Publishing, v. 6, n. 42, p. 8759, 1994.

VESELAGO, V. G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ ? **Soviet physics uspekhi**, IOP Publishing, v. 10, n. 4, p. 509, 1968.

VIKTOROV, I. A. **Rayleigh and Lamb waves: physical theory and applications**. [S.l.]: Plenum press, 1970.

WANG, G. et al. Two-dimensional locally resonant phononic crystals with binary structures. **Physical review letters**, APS, v. 93, n. 15, p. 154302, 2004.

WANG, G. et al. Two-dimensional locally resonant phononic crystals with binary structures. **Phys. Rev. Lett.**, American Physical Society, v. 93, p. 154302, Oct 2004. Disponível em: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.93.154302>.

WANG, G. et al. Quasi-one-dimensional periodic structure with locally resonant band gap. **Journal of Applied Mechanics**, American Society of Mechanical Engineers, v. 73, n. 1, p. 167–170, 2006.

WHITE, G. K. *Experimental techniques in low-temperature physics*. New York, NY; Oxford University Press, 1987.

XIAO, Y.; WEN, J.; WEN, X. Flexural wave band gaps in locally resonant thin plates with periodically attached spring–mass resonators. **Journal of Physics D: Applied Physics**, IOP Publishing, v. 45, n. 19, p. 195401, 2012.

YAGHI, O. M. et al. Reticular synthesis and the design of new materials. **Nature**, Nature Publishing Group, v. 423, n. 6941, p. 705–714, 2003.

YANG, X. W.; LEE, J. S.; KIM, Y. Y. Effective mass density based topology optimization of locally resonant acoustic metamaterials for bandgap maximization. **Journal of Sound and Vibration**, Elsevier, v. 383, p. 89–107, 2016.

YANG, Z. et al. Acoustic metamaterial panels for sound attenuation in the 50–1000 Hz regime. **Applied Physics Letters**, AIP Publishing, v. 96, n. 4, p. 041906, 2010.

YANG, Z. et al. Membrane-type acoustic metamaterial with negative dynamic mass. **Physical review letters**, APS, v. 101, n. 20, p. 204301, 2008.

YU, D. et al. Flexural vibration band gaps in Euler-Bernoulli beams with locally resonant structures with two degrees of freedom. **Physical Review B**, APS, v. 73, n. 6, p. 064301, 2006.

ZHAI, S. et al. Inverse Doppler effects in broadband acoustic metamaterials. **Scientific Reports**, Nature Publishing Group, v. 6, 2016.

ZHANG, L. et al. Weak lasing in one-dimensional polariton superlattices. **Proceedings of the National Academy of Sciences**, National Acad Sciences, v. 112, n. 13, p. E1516–E1519, 2015.

ZIENKIEWICZ, O. C. et al. **The finite element method**. [S.l.]: McGraw-Hill London, 1977.

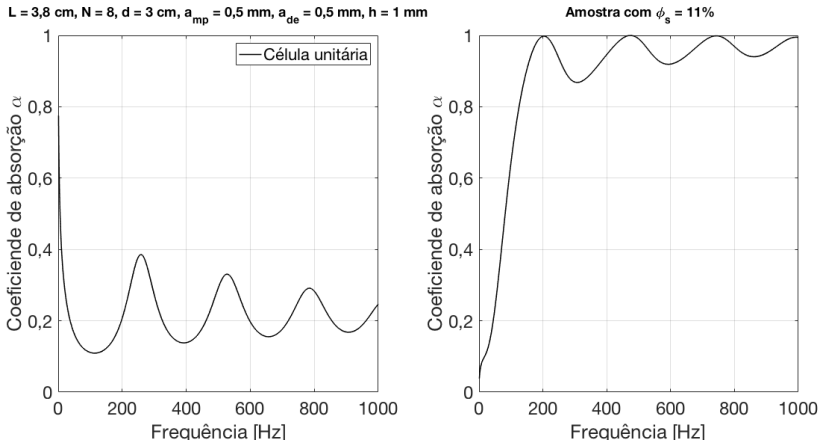
ZIGONEANU, L. **Design and Experimental Applications of Acoustic Metamaterials**. Tese (Doutorado) — Duke University, 2013.

ZIGONEANU, L.; POPA, B.-I.; CUMMER, S. A. Design and measurements of a broadband two-dimensional acoustic lens. **Physical Review B**, APS, v. 84, n. 2, p. 024305, 2011.

ZIGONEANU, L. et al. Three-dimensional broadband omnidirectional acoustic ground cloak. **Nat. Mater**, Citeseer, v. 13, n. 4, p. 352–355, 2014.

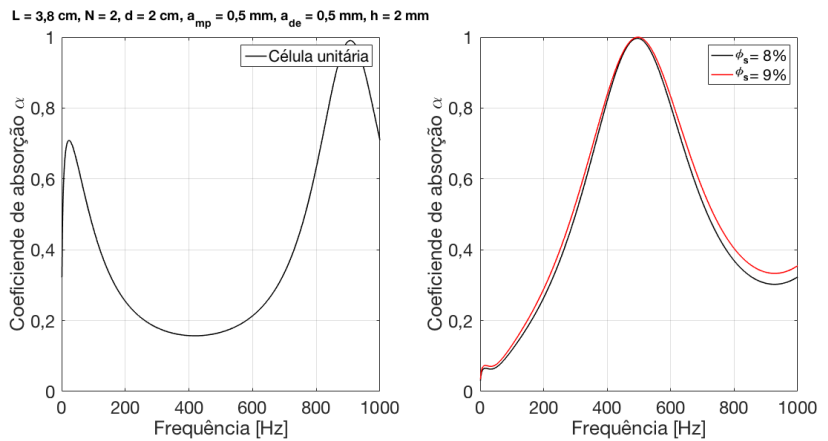
APÊNDICE A – Outras propostas de geometria

Figura 62 – Geometria proposta 3



Fonte: O Autor

Figura 63 – Geometria proposta 4



Fonte: O Autor

Figura 64 – Geometria proposta 5

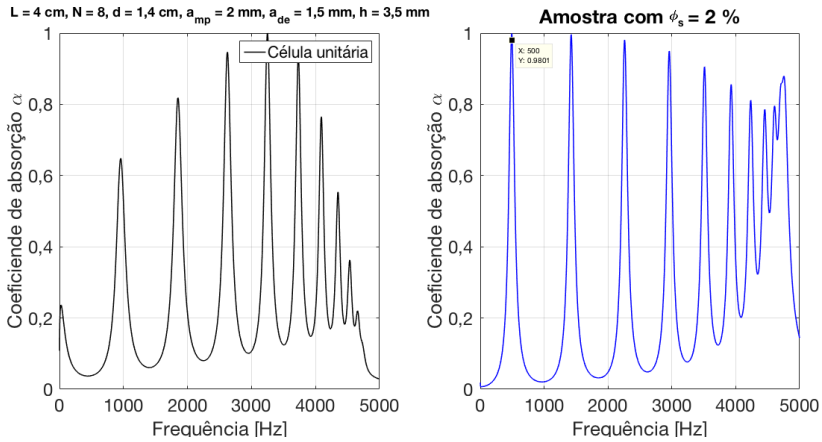


Figura 65 – Geometria proposta 6

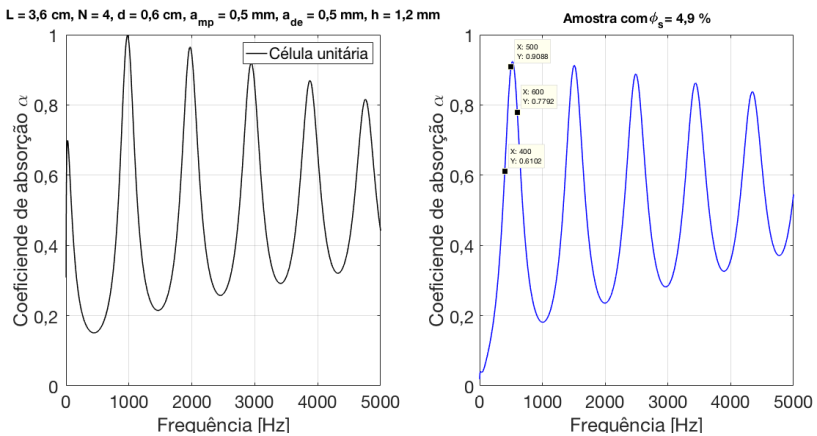
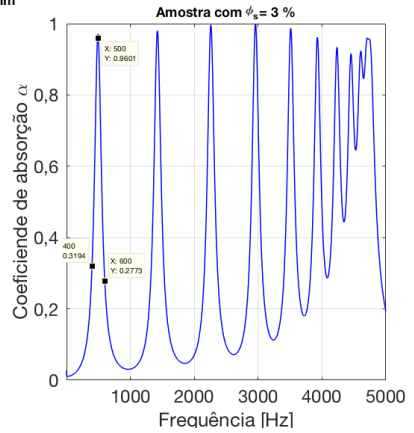
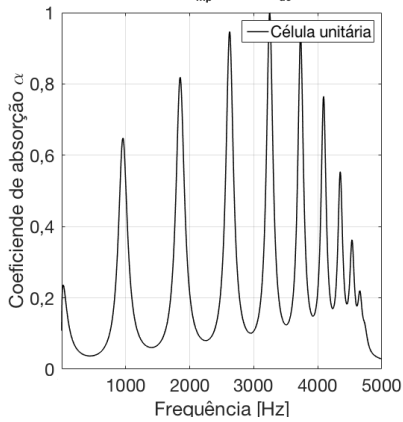


Figura 66 – Geometria proposta 7

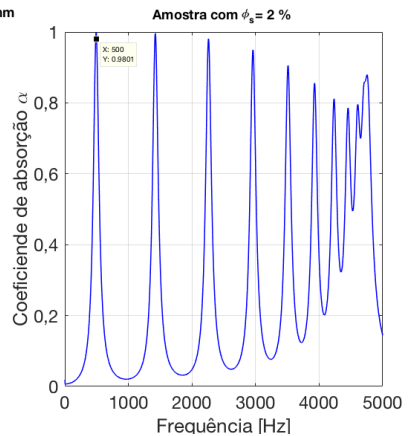
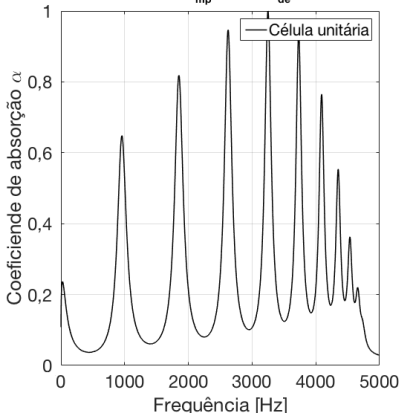
$L = 4 \text{ cm}$, $N = 8$, $d = 1,4 \text{ cm}$, $a_{mp} = 2 \text{ mm}$, $a_{de} = 1,5 \text{ mm}$, $h = 3,5 \text{ mm}$



Fonte: O Autor

Figura 67 – Geometria proposta 8

$L = 4 \text{ cm}$, $N = 8$, $d = 1,4 \text{ cm}$, $a_{mp} = 2 \text{ mm}$, $a_{de} = 1,5 \text{ mm}$, $h = 3,5 \text{ mm}$



Fonte: O Autor