

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

**USO DE MATERIAIS POROSOS EM FILTROS ACÚSTICOS**

**Dissertação submetida à**

**UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA**

**para obtenção do grau de**

**MESTRE EM ENGENHARIA MECÂNICA**

**LEONARDO FERREIRA LOPES**

**Florianópolis, junho de 2006.**

# **Livros Grátis**

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.

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

USO DE MATERIAIS POROSOS EM FILTROS ACÚSTICOS

LEONARDO FERREIRA LOPES

Esta dissertação foi julgada adequada para a obtenção do título de

MESTRE EM ENGENHARIA  
ESPECIALIDADE ENGENHARIA MECÂNICA

sendo aprovada em sua forma final.

---

Arcanjo Lenzi, Ph.D. - Orientador

---

Fernando Cabral, Ph.D. - Coordenador

BANCA EXAMINADORA

---

Edison da Rosa, Dr. Eng. - Presidente

---

Roberto Jordan, Dr. Eng.

---

Samir N. Y. Gerges, PH.D.

**“Quem caminha sozinho pode  
até chegar mais rápido, mas  
aquele que vai acompanhado  
com certeza vai mais longe”**

**Autor Desconhecido**

## AGRADECIMENTOS

A Deus pela vida, saúde perfeita e força, afinal vencer as inúmeras dificuldades e os vários obstáculos presentes nesta caminhada não foi uma tarefa fácil.

Aos meus pais pelos seus ensinamentos, oportunidades oferecidas, dedicação, amor e afeto que, somados aos de minha irmã e familiares, são o combustível que permite percorrer este e outros árduos caminhos. À minha bela namorada, Silvia, que além de trazer mais amor e alegria a minha vida, é meu refúgio nas horas de tristeza, me acalmando e enchendo de esperança minha alma.

A todos os mestres que compartilharam comigo uma pequena parte de seu vasto conhecimento, em especial ao meu orientador, Professor Arcanjo Lenzi, que além de seus ensinamentos, mostrou-se companheiro, um verdadeiro amigo do peito que tem muito a ensinar com seu modo de ser. Por falar em amigo, o que falar do Janilson, amigão de graduação, cuja amizade aumentou significativamente quando viemos para Floripa fazer mestrado. Chegando aqui conheci novos amigos, o Ricardo e o Erthal, pessoas brilhantes, companheiros de intermináveis horas de estudo durante o primeiro ano. O Olavo, o Thiago e o Mikio, profundos conhecedores de simulações numéricas e rotinas computacionais, que além de excelentes companheiros para discussões intelectuais e técnicas do dia a dia são grandes parceiros para churrascos, partidas de frescobol na praia e confraternizações. Além deles um abraço a toda a galera do LVA, ao pai do ano, Faisca; ao Alisson, PC, Fernandes, Marquinhos, Diego, Rippel, Balém, Zé, Cristiano, Big, Edson, Celso, Érico, Aline, Vitor, Guillaume, Wagner, Calçada, Carlos e Zmijevski.

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPQ) e a empresa Embraco que por intermédio do Sr. Edmar Baars acompanhou o desenvolvimento desta atividade, proporcionando uma infra-estrutura que engrandeceu ainda mais a qualidade do trabalho desenvolvido. Ao Parú e ao Edvaldo pela ajuda e empréstimo de equipamentos para construção das bancadas experimentais.

Por fim, o meu muito obrigado a todas as pessoas que de uma forma ou de outra contribuíram para a superação de mais esta etapa.

## SUMÁRIO

Lista de figuras .....	vii
Lista de tabelas .....	x
Simbologia.....	xi
Resumo .....	xv
Abstract.....	xvi
Capítulo 1 - Introdução.....	1
Capítulo 2 - Filtros acústicos.....	3
2.1) Tipos básicos e princípio de funcionamento .....	3
2.2) Avaliação do desempenho de filtros acústicos.....	4
Capítulo 3 - Conceitos fundamentais de acústica.....	7
3.1) Propagação sonora em fluidos: Equação de ondas planas.....	7
3.2) Impedância acústica específica.....	15
3.3) Equacionamento matemático usado na determinação experimental do coeficiente de absorção .....	18
Capítulo 4 - Materiais Porosos .....	22
4.1) Características e classificação dos materiais porosos.....	22
a) Materiais porosos rígidos e <i>limp materials</i> .....	24
b) Materiais porosos elásticos.....	25
4.2) Parâmetros físicos característicos de materiais porosos .....	26
a) Resistividade ao fluxo .....	27
b) Porosidade .....	29
c) Fator de estrutura e tortuosidade .....	29
Capítulo 5 - Caracterização das amostras porosas analisadas.....	33
5.1) Forma e dimensões geométricas.....	33
5.2) Análise da microestrutura através da microscopia eletrônica .....	34
5.3) Determinação da porosidade das amostras.....	36
5.4) Determinação da resistividade ao fluxo.....	39
5.5) Considerações finais.....	45
Capítulo 6 - Modelos do campo sonoro no interior de materiais porosos.....	46
6.1) Modelo proposto por Delany e Bazley .....	46
6.2) Modelo proposto por Byrne.....	47
6.3) Modelo proposto por Fahy .....	48

6.4)	Comparação das respostas fornecidas pelos modelos .....	51
Capítulo 7 - Procedimentos experimentais.....		54
7.1)	Coeficiente de absorção das amostras .....	54
a)	Procedimento experimental .....	54
b)	Resultados obtidos.....	57
c)	Comparação analítica experimental.....	61
7.2)	Avaliação do desempenho dos tubos porosos .....	64
a)	Procedimento experimental .....	64
b)	Resultados obtidos.....	67
7.3)	Avaliação do desempenho dos protótipos de filtros acústicos .....	71
a)	Procedimento experimental .....	71
b)	Resultados obtidos.....	73
Capítulo 8 - Simulações numéricas .....		77
8.1)	Tubo circular de seção transversal constante .....	77
a)	Procedimento numérico.....	77
b)	Resultados numéricos.....	79
c)	Comparação numérica experimental .....	81
8.2)	Protótipos com uma câmara de expansão.....	84
a)	Procedimento numérico.....	84
b)	Resultados obtidos.....	85
c)	Comparação numérica experimental .....	86
8.3)	Protótipos com duas câmaras de expansão.....	88
a)	Procedimento numérico.....	88
b)	Resultados obtidos.....	89
Capítulo 9 - Conclusões.....		91
Referências bibliográficas .....		93

## LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Princípio de funcionamento de um filtro acústico reativo [2].....	4
Figura 2 – Esquema típico de filtros acústicos utilizados na indústria automobilística [3]. ....	4
Figura 3 – Grandezas envolvidas na definição de perda de transmissão.....	5
Figura 4 – Posições de medição da pressão sonora para determinar a redução de ruído. ....	5
Figura 5 – Relação adiabática entre pressão e densidade.....	9
Figura 6 – Fluxo de massa através de um volume de controle.....	11
Figura 7 – Elemento de volume sujeito aos gradientes de pressão na direção x.....	13
Figura 8 – Aumento da velocidade de um barco navegando sentido a constrição de um rio...	14
Figura 9 – Incidência normal sob uma camada porosa apoiada numa superfície rígida. ....	16
Figura 10 – Incidência normal sob uma superfície porosa com terminação livre. ....	17
Figura 11 – Componentes principais do tubo de impedância.....	19
Figura 12 – Perfis da velocidade de partícula em tubos: (a) Poiseuille (b) Helmholtz.....	23
Figura 13 – Espuma plástica: (a) totalmente reticulada (b) parcialmente reticulada [7].....	24
Figura 14 – Distribuição instantânea da pressão de uma onda harmônica progressiva. ....	25
Figura 15 – Parâmetros utilizados para caracterizar materiais porosos.....	26
Figura 16 – Aparato experimental utilizado para medir resistividade ao fluxo. ....	28
Figura 17 – Orientação não axial dos poros. ....	30
Figura 18 – Aparato para determinar a tortuosidade e comprimentos característicos [16].....	31
Figura 19 – Formas geométricas das amostras.....	33
Figura 20 – Ampliação de 10x das seções transversal e longitudinal da amostra T3. ....	34
Figura 21 – Amostras: (a) T2 com poros de 15-25 $\mu\text{m}$ , (b) T8 com poros de 60-80 $\mu\text{m}$ . ....	35
Figura 22 – Ampliação de 100x: Diferentes porções longitudinais da amostra T3(30-40 $\mu\text{m}$ ).	35
Figura 23 – Aumento de 100x: Diferentes porções longitudinais da amostra D5(30-40 $\mu\text{m}$ ). .	35
Figura 24 – Componentes de um penetrômetro [18].....	37
Figura 25 – Micromeritics Pore Sizer 9320 do LMPT: (a)Vista geral (b) Vista em detalhe. ...	38
Figura 26 – Distribuição do diâmetro dos poros das amostras T2 e T3.....	39
Figura 27 – Configuração e equipamentos da bancada experimental. ....	40
Figura 28 – Vista geral da bancada de resistividade ao fluxo. ....	40
Figura 29 – Nova bancada para determinação da resistividade ao fluxo. ....	41
Figura 30 – Variação da resistividade em função da vazão: Amostras (15-25 $\mu\text{m}$ ).....	42
Figura 31 – Dispersão da resistividade em função da vazão: Amostras (30-40 $\mu\text{m}$ ). ....	42
Figura 32 – Variação da resistividade em função da vazão: Amostras (50-70 $\mu\text{m}$ ).....	42

Figura 33 – Dispersão na resistividade das amostras com poros entre 15 $\mu\text{m}$ e 25 $\mu\text{m}$ . .....	43
Figura 34 – Variação na resistividade das amostras com poros entre 30 $\mu\text{m}$ e 40 $\mu\text{m}$ . .....	43
Figura 35 – Alteração na resistividade de amostras com poros entre 50 e 70 $\mu\text{m}$ . .....	44
Figura 36 – Variação da resistividade das amostras D14, D17 e D20. ....	44
Figura 37 – Velocidades: $u$ de partícula e $u'$ média de partícula da seção transversal. ....	49
Figura 38 – Comparação da impedância acústica característica. ....	51
Figura 39 – Comparação do número de onda característico. ....	52
Figura 40 – Influência da porosidade nos resultados dos modelos com estrutura rígida. ....	53
Figura 41 – Tubo de impedância para medições em baixas frequências [21]. ....	55
Figura 42 – Configuração do tubo de impedância para medições em altas frequências [21]. .	55
Figura 43 – Distância em mm entre os pontos de medição: (a)Alta e (b)Baixa frequência. ....	56
Figura 44 – Coeficiente de absorção dos tubos de impedância utilizados nas medições. ....	57
Figura 45 – Comparação da absorção do sistema de baixa frequência e da amostra D23. ....	58
Figura 46 – Medições do sistema de baixa e alta frequência para amostras com 6 mm. ....	59
Figura 47 – Resultados do sistema de alta frequência em diferentes pontos de medição. ....	59
Figura 48 – Variação do coeficiente de absorção em função da heterogeneidade. ....	60
Figura 49 – Influência da espessura no coeficiente de absorção. ....	60
Figura 50 – Variação do coeficiente de absorção de acordo com os diâmetros dos poros. ....	61
Figura 51 – Impedância acústica do contorno experimental e analítica da amostra D2. ....	62
Figura 52 – Impedância acústica do contorno experimental e analítica da amostra D6. ....	62
Figura 53 – Coeficientes de absorção medido e analítico das amostras D2 e D6. ....	63
Figura 54 – Detalhe dos pontos de medição da pressão sonora. ....	64
Figura 55 – Aparato experimental utilizado para realizar as medições. ....	65
Figura 56 – Posicionamento das ponteiras para obtenção da $H(f)$ de calibração. ....	66
Figura 57 – Detalhe das amostras sendo utilizadas no revestimento de tubos rígidos. ....	66
Figura 58 – $H(f)$ de correção das ponteiras. ....	67
Figura 59 – Variação da atenuação em função do diâmetro médio dos poros das amostras. ....	67
Figura 60 – Efeito dos diâmetros nominais dos tubos nas respostas. ....	68
Figura 61 – Influência da espessura na resposta das amostras. ....	68
Figura 62 – Dispersão dos resultados das amostras em função da heterogeneidade. ....	69
Figura 63 – Comportamento das respostas em função dos diâmetros médios de poro das amostras com 2 mm. ....	70
Figura 64 – Comportamento das respostas em função dos diâmetros médios de poro das amostras com 4 mm. ....	70
Figura 65 – Influência dos diâmetros nominais na dissipação das amostras. ....	71

Figura 66 – Variação da atenuação em função da espessura das amostras.....	71
Figura 67 – Protótipo referência com uma câmara de expansão.....	72
Figura 68 – Equipamentos prontos para realizar as medições dos protótipos.....	72
Figura 69 – Protótipo A, tubo de entrada revestido com material poroso.....	73
Figura 70 – Protótipo C, tubo de saída revestido com material poroso.....	73
Figura 71 – Comparação das respostas dos protótipos referência, A e C.....	73
Figura 72 – Protótipo B, região circunferencial da câmara revestida com material poroso.....	74
Figura 73 – Protótipo D, toda a câmara de expansão revestida com material poroso.....	74
Figura 74 – Comparação das respostas dos protótipos referência, B e D.....	74
Figura 75 – Protótipo E, tubos de entrada e saída revestidos por material poroso.....	75
Figura 76 – Protótipo F, tubos e câmara de expansão revestida por material poroso.....	75
Figura 77 – Comparação das respostas dos protótipos referência, E e F.....	75
Figura 78 – Protótipo I, porções internas dos tubos confeccionadas em material poroso.....	76
Figura 79 – Comparação das respostas dos protótipos referência e I.....	76
Figura 80 – Modelo numérico do tubo referência e suas respectivas condições de contorno..	78
Figura 81 – Condição de contorno equivalente à dissipação provocada pelos materiais.....	79
Figura 82 – Influência da resistividade ao fluxo na dissipação sonora.....	80
Figura 83 – Efeito da porosidade no campo acústico de tubos.....	80
Figura 84 – Contribuição do fator de estrutura na dissipação sonora.....	81
Figura 85 – $H(f)$ 's experimental e numérica do tubo de referência e função coerência.....	82
Figura 86 – Comparação numérica experimental dos resultados da amostra T2 (15-25 $\mu$ m)...	82
Figura 87 – Comparação numérica experimental dos resultados da amostra T3 (30-40 $\mu$ m)...	83
Figura 88 – Função coerência das amostras T2 e T3 em ambas configurações de análise.....	83
Figura 89 – Vista em corte da malha referente ao fluido contido nos filtros com 1 câmara....	84
Figura 90 – Respostas dos protótipos A e referência, e visualização do 1 <sup>a</sup> e 4 <sup>a</sup> ressonância... 85	85
Figura 91 – Respostas dos protótipos D e referência, e visualização do 1 <sup>o</sup> modo acústico.....	86
Figura 92 – Comparação numérica experimental do protótipo referência e função coerência.86	86
Figura 93 – Comparação numérica experimental dos protótipos A e C.....	87
Figura 94 – Comparação numérica experimental dos protótipos B e D.....	87
Figura 95 – Comparação numérica experimental dos protótipos E e F.....	87
Figura 96 – Protótipo referência com duas câmaras de expansão.....	88
Figura 97 – Vista em corte da malha referente ao fluido contido nos filtros com 2 câmaras. .88	88
Figura 98 – Comparação das respostas dos protótipos referência, E e H.....	89
Figura 99 – Avaliação da influência do diâmetro médio de poro na dissipação sonora.....	89

**LISTA DE TABELAS**

Tabela 1 – Características e dimensões das amostras em forma de tubos.....	33
Tabela 2 – Características e dimensões das amostras em forma de discos. ....	34
Tabela 3 – Propriedades medidas com o porosímetro.....	38
Tabela 4 – Faixa de vazão recomendada de acordo com o diâmetro da tubulação.....	41
Tabela 5 – Equipamentos utilizados para determinar o coeficiente de absorção.....	54
Tabela 6 – Faixa de frequências de trabalho dos tubos de impedância.....	57
Tabela 7 – Descrição dos equipamentos utilizados para efetuar as medições.....	65

## SIMBOLOGIA

$\tilde{A}$	Amplitude da onda sonora que se propaga no meio poroso, sentido positivo de x (Pa);
$\tilde{B}$	Amplitude da onda sonora que se propaga no meio poroso, sentido negativo de x (Pa);
a	Aceleração total ( $m/s^2$ );
$a_c$	Aceleração convectiva ( $m/s^2$ );
$a_t$	Aceleração tangencial ( $m/s^2$ );
$c_p$	Velocidade de propagação do som no material poroso (m/s);
d	Espessura (m);
D	Diâmetro do poro ( $\mu m$ );
$d_e$	Diâmetro externo (mm);
$d_i$	Diâmetro interno (mm);
F	Força (N);
$f_{max}$	Frequência máxima que pode ser medida no tubo de impedância (Hz);
$f_{min}$	Frequência mínima que pode ser medida no tubo de impedância (Hz);
$H_{12}$	Função transferência entre os campos de pressão nas posições 1 e 2;
$H_{f1}$	Função transferência entre o sinal do alto falante e a posição 1 do microfone;
$H_{f2}$	Função transferência entre o sinal do alto falante e a posição 2 do microfone;
$H_i$	Função transferência entre os pontos 1 e 2 para a onda sonora incidente;
$H_r$	Função transferência entre os pontos 1 e 2 para a onda sonora refletida;
$H(f)$	Função transferência entre os campos de pressão na saída e na entrada;
$I_i$	Potência sonora incidente ( $W/m^2$ );
IL	Perda por inserção (dB);
$I_r$	Potência sonora refletida ( $W/m^2$ );
j	Unidade complexa;
k	Número de onda ( $m^{-1}$ );
$k_p$	Número de onda característico do material poroso ( $m^{-1}$ );

L	Comprimento (m);
$L_w$	Nível de potência sonora (dB);
m	Massa (kg);
$\dot{m}$	Vazão mássica (kg/s);
$N_{pr}$	Número de Prandtl;
NR	Redução de ruído (dB);
p	Pressão sonora (Pa);
$p_{ent}$	Pressão sonora medida na entrada da geometria (Pa);
$P_{sai}$	Pressão sonora medida na saída da geometria (Pa);
$p'$	Pressão sonora (Pa);
$p_0$	Pressão de equilíbrio (Pa);
$P_i$	Amplitude complexa da onda sonora incidente (Pa);
$P_r$	Amplitude complexa da onda sonora refletida (Pa);
$P_t$	Amplitude complexa da onda sonora transmitida (Pa);
Q	Vazão volumétrica ( $m^3/s$ );
R	Constante do gás (J/kgK) e coeficiente de reflexão;
r	Raio (m);
$r_w$	Coeficiente de reflexão de potência sonora;
S	Área da seção transversal ( $m^2$ );
s	Fator de estrutura e espaçamento entre os pontos de medição de pressão sonora (m);
T	Temperatura absoluta (K) e coeficiente de transmissão;
t	Tempo (s);
TL	Perda de transmissão (dB);
u	Velocidade de partícula na direção x (m/s);
$\vec{u}$	Vetor velocidade de partícula (m/s);
$u'$	Velocidade média de partícula da seção transversal (m/s);
$u_i$	Velocidade de partícula da onda incidente na direção x (m/s);
$u_n$	Velocidade de partícula na direção não axial (m/s);

$u_r$	Velocidade de partícula da onda refletida na direção x (m/s);
$u_t$	Velocidade de partícula da onda transmitida na direção x (m/s);
$V$	Volume ( $m^3$ );
$V_f$	Volume de fluido ( $m^3$ );
$V_t$	Volume total ( $m^3$ );
$v_f$	Sinal de tensão gerado pela fonte sonora (V);
$W$	Potência sonora irradiada (W);
$x$	Deslocamento (m);
$Z_0$	Impedância acústica característica do ar (Rayls);
$Z_n$	Impedância acústica normal à superfície ou impedância específica do contorno (Rayls);
$Z_p$	Impedância acústica característica do material poroso (Rayls);
$Z_{Term}$	Impedância de radiação de um tubo de seção circular não flangeado (Rayls);
$\alpha$	Componente imaginário do número de onda no material poroso ( $m^{-1}$ );
$\alpha_\infty$	Tortuosidade;
$\beta$	Componente real do número de onda no material poroso ( $m^{-1}$ );
$\gamma$	Razão entre calor específico a uma pressão e a um volume constante;
$\delta$	Espessura da camada viscosa (m);
$\zeta$	Tensão superficial do mercúrio (N/m);
$\eta$	Parâmetro controlador;
$\kappa$	Coefficiente de compressibilidade efetivo do gás (Pa);
$\lambda$	Comprimento de onda (m);
$\Lambda$	Comprimento viscoso característico (m);
$\Lambda'$	Comprimento térmico característico (m);
$\mu$	Viscosidade absoluta ou dinâmica (Kg/ms);
$v$	Velocidade de partícula na direção y (m/s);
$\varsigma$	Velocidade de partícula na direção z (m/s);
$\rho$	Densidade ( $kg/m^3$ );

- $\rho_0$  Densidade de equilíbrio ( $\text{kg/m}^3$ );
- $\rho_a$  Termo de acoplamento inercial da teoria de Biot ( $\text{kg/m}^3$ );
- $\rho_b$  Densidade aparente ou bulk density ( $\text{kg/m}^3$ );
- $\rho_s$  Densidade do esqueleto ( $\text{kg/m}^3$ );
- $\sigma$  Resistividade ao fluxo (Rayls/m);
- $\tau$  Coeficiente de absorção de potência sonora;
- $\phi$  Porosidade;
- $\varphi$  Fator de perda;
- $\theta$  Ângulo de contato entre o mercúrio e a amostra ( $^\circ$ );
- $\omega$  Frequência angular (rad/s);

## RESUMO

Materiais de absorção sonora consistem em meios porosos utilizados para reduzir o ruído em sistemas automotivos e industriais. Especialmente materiais fibrosos como a fibra de vidro, e porosos elásticos como espumas de poliuretano, são freqüentemente usados em controle de ruído, os quais transformam energia mecânica em calor através da interação entre suas fases sólida e fluida. A vantagem destes em relação aos ressonadores e outros elementos de controle consiste na atenuação numa ampla faixa de freqüências. Como os altos níveis de ruído gerados por máquinas e equipamentos industriais exigem um bom desempenho de seus filtros acústicos, propõe-se melhorar suas capacidades dissipativas a partir da inserção destes materiais em seus componentes. Desta forma, é feito um estudo aprofundado da propagação sonora no interior dos mesmos para que possam ser desenvolvidos modelos numéricos que permitam identificar quais os parâmetros dominantes e quais componentes do filtro devem receber estes materiais para atenuar com eficácia o ruído gerado numa respectiva faixa de freqüências. As condições de contorno usadas nas simulações para representar a dissipação provocada pelos materiais de absorção são determinadas através da impedância acústica, calculada a partir de uma teoria que descreve o campo sonoro no interior de meios porosos de estrutura rígida a partir da determinação experimental de três parâmetros físicos característicos: a resistividade ao fluxo, a porosidade e o fator de estrutura. As avaliações dos resultados das diferentes configurações testadas são feitas a partir de uma função resposta em freqüência, que representa a razão entre a pressão sonora medida na saída e na entrada da geometria analisada. Finalmente, a comparação entre os resultados numéricos e experimentais indica que, apesar das limitações presentes na teoria de propagação sonora em materiais porosos de estrutura rígida e das próprias incertezas presentes nas medições experimentais, os modelos numéricos fornecem bons resultados, constituindo uma importante, rápida e eficiente ferramenta de análise.

## ABSTRACT

Noise control acoustical materials are porous media commonly used to dissipate acoustic energy in many industry applications. Especially fibrous materials such as glass fiber and elastic porous materials made of polyurethane foams are frequently used in noise control treatments, converting mechanical energy into heat by the interaction between the solid and the fluid phases. The advantage of acoustical noise control materials compared with resonators and other noise control elements is that they work on a wider range of frequencies. Many machines and products generate high noise levels requiring high attenuation. Therefore, the purpose of this work is to obtain increased dissipation by the application of porous materials in mufflers. The sound propagation models in rigid structure porous material are reviewed and main results compared. A model presented by Fahy was used in this work. In the numeric models the dissipation is considered by the insertion of boundary layers estimated by the specific acoustic impedance. It is calculated from the theory that describes the sound propagation in rigid porous materials by the measurement of three characteristics physical parameters: the flow resistivity, the porosity and the structure factor. The analyses of all prototypes are based on a frequency response function given by the ratio of acoustic pressure measured at the outlet and inlet of the geometry. Although the restrictions present in the theory of sound propagation in rigid porous materials and some uncertainties in the experimental tests, a comparison between numerical and experimental responses showed good agreement.

# CAPÍTULO 1

## INTRODUÇÃO

Além das barreiras comerciais representadas pelas normas estabelecidas em vários países, o aumento e as exigências de um mercado consumidor cada vez mais bem informado e ciente de seus direitos, está impulsionando as empresas a desenvolver produtos de alta qualidade a um custo relativamente baixo, implicando em altos investimentos na área de pesquisa e desenvolvimento de produtos.

Buscando satisfazer as necessidades listadas acima e proporcionar às pessoas uma melhor qualidade de vida, a presente dissertação fornece informações técnicas que permitem reduzir o ruído gerado em filtros acústicos de máquinas e equipamentos através da utilização de materiais de absorção sonora. Tais materiais são frequentemente utilizados em sistemas automotivos, compressores de sistemas de refrigeração, isolamentos acústicos de salas, clausuras de sala de máquinas e outros sistemas industriais.

Além da escolha correta do elemento no qual o material deva ser inserido para proporcionar uma maior atenuação do ruído global gerado, as características dos materiais empregados influenciarão significativamente. Em consequência a forma dos mesmos, suas classificações, a propagação sonora no seu interior e os meios pelos quais a energia sonora é dissipada serão abordados detalhadamente.

Os parâmetros físicos que controlam o comportamento acústico destes materiais serão definidos e os métodos experimentais utilizados para determiná-los serão explicados na seção de caracterização, onde informações importantíssimas a respeito da microestrutura e da matéria prima que constitui as amostras analisadas serão determinadas.

Também serão apresentados modelos teóricos utilizados para reproduzir o comportamento do campo sonoro no interior de tais materiais, dentre eles destaca-se o proposto por Frank Fahy [1]. Este modelo propõe uma nova equação de ondas planas para materiais de estrutura rígida, onde são inseridos três parâmetros físicos característicos, a porosidade, a resistividade ao fluxo e o fator de estrutura, para considerar os efeitos da viscosidade e das trocas térmicas entre a estrutura do material e o fluido.

Experimentalmente, através de um tubo de impedância, a dissipação sonora proporcionada pelas amostras ao longo de uma ampla faixa de frequências será determinada a partir da medição de seus coeficientes de absorção. Já a dissipação provocada pela inserção destes materiais em tubos e protótipos simplificados de filtros acústicos é verificada a partir da medição de uma função transferência, dada pela razão entre a pressão sonora medida na

saída e na entrada destas geometrias. Além das diferentes atenuações proporcionadas pelas distintas propriedades dos materiais, testes serão feitos com o intuito de analisar os diferentes desempenhos obtidos com a variação da posição de aplicação dos mesmos.

Modelos numéricos que procuram simular o campo acústico no interior de tubos e de silenciadores, com uma e duas câmaras de expansão, serão desenvolvidos. Neles a dissipação provocada pelos materiais de absorção será considerada através de uma condição de contorno estabelecida em função da impedância acústica normal à superfície, determinada pelo modelo proposto. A comparação entre os resultados numéricos e experimentais será realizada com o objetivo de verificar a potencialidade e as restrições apresentadas pela metodologia de análise aplicada nas simulações numéricas.

Finalmente, conclusões a respeito de todas as etapas do projeto e principalmente dos resultados obtidos serão discutidas e avaliadas cuidadosamente, verificando se os mesmos foram ao encontro dos objetivos inicialmente estabelecidos.

## CAPÍTULO 2

### FILTROS ACÚSTICOS

Além de procurar maximizar o desempenho de filtros acústicos a partir do revestimento de seus componentes internos com material poroso, o presente trabalho pretende avaliar maneiras que permitam reduzir suas próprias amplitudes de ressonâncias, uma vez que em determinadas aplicações as mesmas são fortemente excitadas. Desta forma, no presente capítulo, é feita uma breve descrição sobre filtros acústicos, relatando suas principais formas construtivas, componentes, mecanismos de atenuação da energia sonora, e parâmetros de medição para verificar seus desempenhos.

#### 2.1) Tipos básicos e princípio de funcionamento

Os filtros acústicos, também denominados *mufflers*, são freqüentemente utilizados em motores de combustão interna com o objetivo de minimizar ou eliminar pulsações sonoras geradas pelo processo de compressão. Embora muitas pessoas não se dêem conta, muitos produtos que fazem parte do nosso cotidiano, como refrigeradores e condicionadores de ar, utilizam filtros acústicos para reduzir seus níveis de ruído.

Geralmente, as ondas sonoras que se propagam ao longo de uma tubulação podem ser atenuadas através da utilização de filtros acústicos do tipo reativo ou do tipo dissipativo. A atenuação sonora proporcionada pelos silenciadores reativos, freqüentemente, utilizados em aplicações automotivas, é fornecida por mecanismos de reflexão atribuídos a discontinuidades na impedância acústica. O projeto de silenciadores reativos pode se basear em dois princípios distintos, o do ressonador de Helmholtz e o das câmaras de expansão.

Num projeto onde o princípio de funcionamento baseia-se no ressonador de Helmholtz, uma cavidade é anexada à tubulação, de forma que em sua freqüência específica de ressonância as ondas sonoras em propagação sejam refletidas em direção à fonte sonora. Este tipo de ressonador não produz efeito em amplas faixas de freqüências, sendo de fundamental importância projetá-lo para freqüências específicas, onde uma maior atenuação é necessária. Em alguns casos, o filtro tem vários ressonadores com diferentes tamanhos, para atuar em uma determinada faixa de freqüências.

Já nos filtros baseados em câmaras de expansão, as ondas sonoras são refletidas através da introdução de mudanças repentinas na área da seção transversal da tubulação. Nestes casos não se obtém uma atenuação tão elevada quanto à do ressonador de Helmholtz, porém se

possibilita atenuação numa larga faixa de frequências. Na Figura 1 é ilustrado um esquema típico deste ressonador, onde uma série de passagens complexas são introduzidas a fim de maximizar a atenuação sonora.

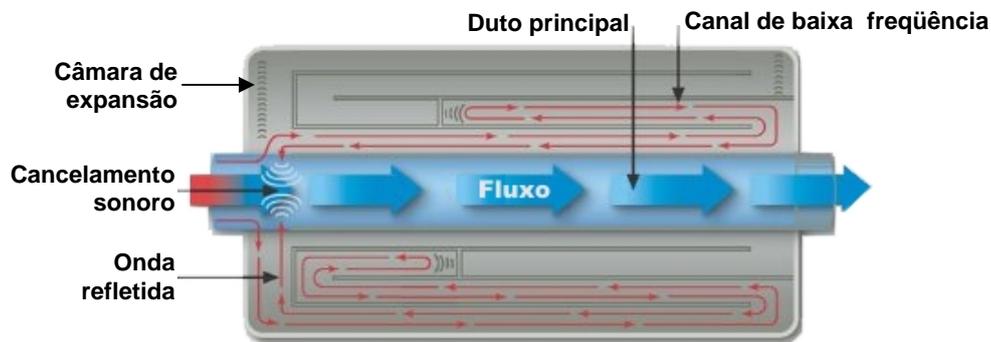


Figura 1 – Princípio de funcionamento de um filtro acústico reativo [2].

Os filtros acústicos dissipativos utilizam materiais de absorção para transformar parte da energia sonora em calor. Geralmente, eles consistem em tubos com seções transversais constantes revestidos com múltiplas camadas de materiais de absorção, sendo muito utilizados em sistemas de ventilação.

Alguns filtros acústicos mais complexos, como o mostrado na Figura 2, utilizam, além de câmaras de expansão, materiais de absorção e placas ou tubos perfurados para melhorar seu desempenho.

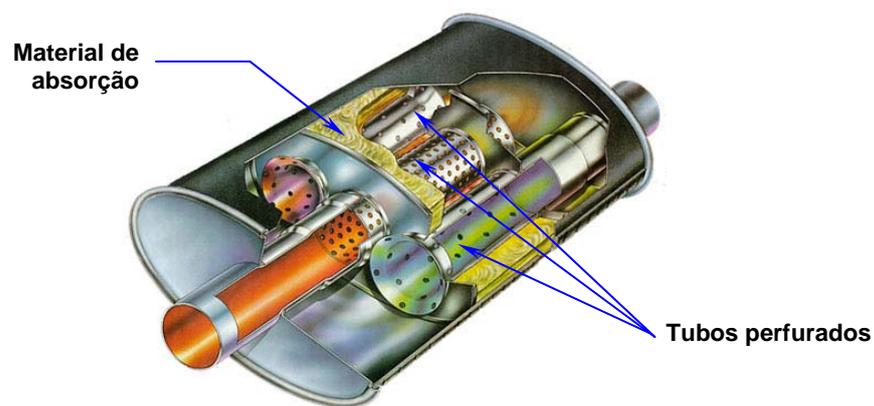


Figura 2 – Esquema típico de filtros acústicos utilizados na indústria automobilística [3].

## 2.2) Avaliação do desempenho de filtros acústicos

Segundo Munjal [4], o desempenho de um filtro acústico é medido por um dos seguintes parâmetros: perda por inserção  $IL$ , perda de transmissão  $TL$ , e diferença de intensidade  $LD$ , ou também denominada redução de ruído  $NR$ .

A perda por inserção é definida como a diferença entre a potência acústica irradiada por um sistema sem e com um filtro acústico. Algebricamente,

$$IL = L_{w1} - L_{w2} \rightarrow IL = 10 \log \left( \frac{W_1}{W_2} \right) \quad (\text{dB}) \quad (2.1)$$

onde os subscritos 1 e 2 representam os sistemas sem e com o filtro acústico, respectivamente.  $L_w$  e  $W$  correspondem, respectivamente, ao nível de potência sonora em dB e à potência sonora irradiada em W.

A Perda de transmissão é independente da fonte e necessita de uma terminação anecóica na saída. Ela descreve o desempenho da câmara de expansão, sendo definida como a diferença entre o nível de potência incidente na câmara e aquele transmitido para a terminação anecóica. Analiticamente,

$$TL = L_{wi} - L_{wt} \rightarrow TL = 10 \log \left( \frac{W_i}{W_t} \right) \quad (\text{dB}) \quad (2.2)$$

onde os subscritos i e t referem-se à onda incidente e à onda transmitida, respectivamente.

Quando os tubos ligados à câmara de expansão possuem área da seção transversal idênticas pode-se reescrever a perda de transmissão como:

$$TL = 20 \log \left| \frac{P_i}{P_t} \right| \quad (\text{dB}) \quad (2.3)$$

onde,  $P_i$  representa a amplitude complexa da onda sonora incidente e  $P_t$  da onda transmitida para a terminação anecóica, como observado na Figura 3.

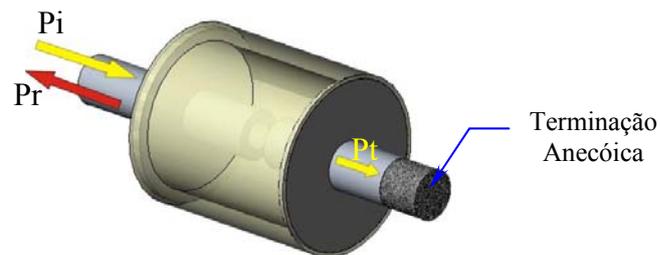


Figura 3 – Grandezas envolvidas na definição de perda de transmissão.

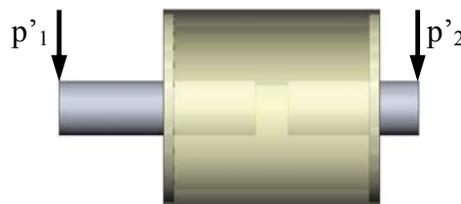


Figura 4 – Posições de medição da pressão sonora para determinar a redução de ruído.

Diferente da perda de transmissão, a redução de ruído faz uso de ondas estacionárias e não requer o uso de uma terminação anecóica, sendo obtida a partir da diferença dos níveis de pressão sonora em dois pontos arbitrários, fixados em cada tubo do ressonador.

$$NR = 20 \log \left| \frac{p'_1}{p'_2} \right| \quad (\text{dB}) \quad (2.4)$$

onde  $p'_1$  e  $p'_2$  correspondem respectivamente, as pressões sonoras na posição 1 do tubo de entrada e na posição 2 do tubo de saída, conforme indica a Figura 4.

## CAPÍTULO 3

### CONCEITOS FUNDAMENTAIS DE ACÚSTICA

As equações básicas, considerações e hipóteses utilizadas para obter uma expressão que governa a propagação sonora em fluidos estão aqui apresentadas. O conceito de impedância acústica específica e coeficiente de absorção de potência sonora são apresentados, juntamente com um dos métodos de determinação experimental.

#### 3.1) Propagação sonora em fluidos: Equação de ondas planas

Segundo Fahy [1], a essência do movimento mecânico está na ligação das variações temporais e espaciais das grandezas físicas envolvidas. No caso de ondas sonoras, as grandezas envolvidas são: pressão, densidade e temperatura. As mesmas estão ligadas via relações termodinâmicas, cinemáticas e dinâmicas.

No ar a sua volta, um cubo cujos lados apresentam 1 mm de comprimento contém cerca de  $2,687E+10$  moléculas. Do ponto de vista de acústica é conveniente e cientificamente aceitável modelar fluidos como um meio contínuo. O modelo discreto molecular é substituído sem qualquer restrição por um meio no qual as propriedades, estado e comportamento em um ponto são expressos em termos de grandezas governadas pelo estado médio de uma grande quantidade de moléculas dentro de um “pequeno” volume que contém este ponto. Estas grandezas são conhecidas matematicamente como variáveis do modelo. A região pode ser considerada “pequena” quando as mudanças espaciais das variáveis que a atravessam podem ser expressas exatamente como o produto dos gradientes espaciais locais das variáveis e a largura da região. Comumente o termo utilizado para expressar este conceito denomina-se elemento de volume.

Numa análise de elementos finitos espera-se alcançar bons resultados admitindo uma discretização máxima e exagerada, na qual o elemento de volume tenha um comprimento correspondente a  $\lambda/100$ , onde  $\lambda$  corresponde ao comprimento de onda no meio de propagação. Logo, numa análise cujo meio é o ar atmosférico e o limite superior da faixa de frequências corresponde a 10 kHz, o elemento apresentará um comprimento de  $3,43E-4$  m. Para ter-se uma idéia da quantidade de moléculas contida neste elemento de volume, basta comparar este valor com a distância média percorrida por uma molécula entre choques sucessivos no ar,  $8E-8$  m.

O conceito de partícula é adotado para descrever o estado cinemático de um fluido, esta denominação corresponde a uma entidade fictícia que permite expressar os vetores médios de posição, velocidade e aceleração das moléculas em uma pequena região que contorna o ponto de interesse. Note que a velocidade de partícula, uma grandeza vetorial, não está relacionada com a velocidade média das moléculas associadas, uma grandeza escalar. Na hipótese de meio contínuo, um fluido parado apresenta um vetor médio de velocidade de moléculas zero.

O conceito de deslocamento contínuo de partícula implica em que as moléculas associadas a esta partícula têm um deslocamento médio não-aleatório sobreposto aos deslocamentos randômicos delas, de forma que a massa associada às mesmas seja submetida a este deslocamento, similarmente ocorre com a velocidade e a aceleração.

As pressões e temperaturas de equilíbrio dos gases que formam os componentes da maioria dos sistemas de interesse em acústica apresentam um comportamento muito próximo de um gás perfeito, para o qual pode-se escrever:

$$\frac{p}{\rho} = RT \quad (3.1)$$

onde  $p$  é a pressão em Pa,  $T$  a temperatura absoluta em Kelvin,  $\rho$  a densidade em  $\text{kg}/\text{m}^3$  e  $R$  uma constante dada em função do tipo de gás, que para o ar atmosférico corresponde a  $287 \text{ J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$ .

Em frequências dentro da faixa audível, 20 Hz a 20 kHz, o fluxo de calor entre as regiões de baixa e alta temperatura são desprezíveis, porque as mesmas estão tão afastadas que os gradientes de temperatura são muito pequenos para produzir uma condução de calor significativa. Conclui-se, então, que a propagação do som representa um processo adiabático no qual a pressão está relacionada à densidade da seguinte forma,

$$p = \alpha \rho^\gamma \quad (3.2)$$

onde  $\alpha$  é uma constante, e o expoente  $\gamma$  é a razão entre calores específicos a uma pressão e a um volume constante, correspondente a 1,4 para o ar atmosférico.

Som é por conseguinte um fenômeno essencialmente não linear, como se observa na Figura 5. No entanto, as ínfimas mudanças de densidade e pressão associadas aos níveis sonoros tolerados pelos seres humanos são tão pequenas que o efeito de não linearidade tem um efeito insignificante, de modo que a reta tangente à curva apresentada na Figura 5, no ponto de equilíbrio 0, é uma medida suficientemente precisa da variação da pressão sonora com a densidade.

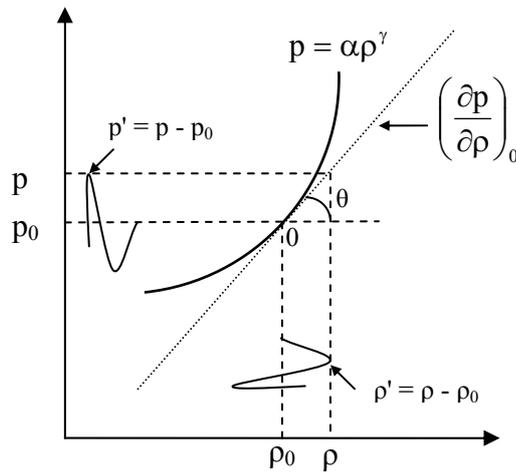


Figura 5 – Relação adiabática entre pressão e densidade.

Através de relações trigonométricas e da definição de derivada, pode-se escrever para o ponto de equilíbrio:

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{p - p_0}{\rho - \rho_0} = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_0 \quad (3.3)$$

onde  $p - p_0$  representa a pressão sonora  $p'$ . Em condições normais de temperatura e pressão, o ar possui  $p_0 = 101.325 \text{ Pa}$  e  $\rho_0 = 1,21 \text{ Kg/m}^3$ . Note que o sub-índice 0 refere-se ao ponto de equilíbrio.

A relação entre as variações da densidade sobre seu valor médio e as correspondentes variações de pressão sobre seu valor médio determinam a velocidade de propagação do som no meio, que para o ponto de equilíbrio pode ser obtida a partir da manipulação das Equações (3.2) e (3.3).

$$\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_0 = \frac{p_0 \gamma}{\rho_0} \rightarrow c_0 = \sqrt{\frac{p_0 \gamma}{\rho_0}} \quad (3.4)$$

Assim a Equação (3.3) pode ser reescrita da seguinte maneira:

$$\frac{p'}{\rho'} = \frac{p_0 \gamma}{\rho_0} \rightarrow \frac{\rho'}{\rho_0} = \frac{p'}{p_0 \gamma} \quad (3.5)$$

A constante de proporcionalidade do gás  $p_0 \gamma$  é denominada módulo de compressibilidade adiabático, que para o ar possui um valor de aproximadamente  $1,40 \text{E}+5 \text{ Pa}$  ao nível do mar.

O módulo de compressibilidade ou também denominado *bulk modulus*, consiste na medida da rigidez de uma substância ou da energia necessária para produzir uma dada

deformação, sendo definido como a razão da variação da pressão correspondente a uma fracionária compressão do volume.

$$\kappa = -V \frac{dp}{dV} \quad (3.6)$$

O inverso desta grandeza denomina-se compressibilidade ( $\text{Pa}^{-1}$ ), logo, quanto maior o seu valor mais incompressível é o fluido.

Em alguns casos, as ondas sonoras tomam uma forma particularmente simples, denominada ondas planas, indicando que cada grandeza acústica é uniforme ao longo de toda a superfície normal à direção de propagação. Entretanto, com a variação do tempo, os valores de cada grandeza num plano qualquer variam simultaneamente de acordo com a dependência temporal do mecanismo de geração da onda sonora.

O exemplo prático mais simples deste tipo de onda corresponde ao campo sonoro gerado por um pistão-rígido, que se move em uma das extremidades de um tubo rígido de seção transversal constante que apresenta uma terminação anecóica na outra extremidade. Supõe-se que o movimento de partícula não pode ser completamente uniforme ao longo de toda a seção transversal, porque o mesmo deve ser zero nas paredes, assim sendo, somos forçados a admitir no modelo que o fluido apresenta uma viscosidade desprezível. No Capítulo 4 se faz uma análise mais aprofundada dos efeitos causados pela viscosidade na propagação sonora.

A hipótese de que o fluido não apresenta viscosidade proporciona uma grande simplificação na análise de campos acústicos, sendo justificada pelo fato de que a negligência da mesma produz um erro insignificante na análise da maioria dos problemas práticos de interesse de engenharia. As demais hipóteses admitidas neste modelo são de que o fluido é homogêneo, de que suas propriedades são independentes da direção, são isotrópicos e que as perturbações acústicas são suficientemente pequenas de modo que o mesmo se comporte como um meio elástico linear.

Estabelecidas as hipóteses do modelo, retorna-se ao exemplo anterior, onde as únicas forças internas restantes que podem acelerar as partículas de fluido resultam de variações espaciais da pressão sonora, devido à ausência de tensões viscosas de cisalhamento.

Suponha que o elemento de volume da Figura 6 corresponde a um volume de controle fixo em relação ao eixo de referência para o qual o movimento do fluido é definido e que uma de suas faces está submetida a uma vazão mássica dada por  $(\rho u)dydz$ .

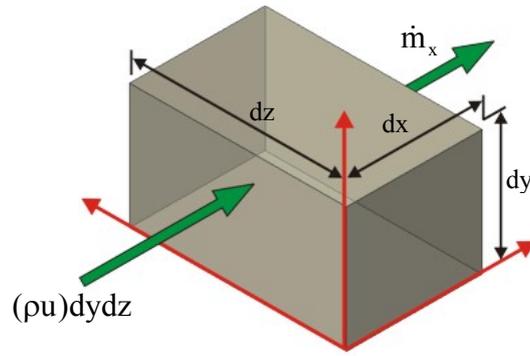


Figura 6 – Fluxo de massa através de um volume de controle.

Por tratar-se de um elemento com dimensões infinitesimais as variações de densidade e da velocidade de partícula sofrem pequenas alterações ao longo do elemento. Conseqüentemente, pode-se definir a densidade e a velocidade de partícula na face localizada em  $x + dx$ , através da expansão de Taylor:

$$\rho(x + dx) = \rho + \frac{\partial \rho}{\partial x} dx + \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} \frac{dx^2}{2} + \dots \quad (3.7)$$

$$u(x + dx) = u + \frac{\partial u}{\partial x} dx + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \frac{dx^2}{2} + \dots$$

De acordo com a definição de elemento “pequeno” os termos de segunda ordem em diante podem ser desprezados, logo:

$$\rho(x + dx) = \rho + \frac{\partial \rho}{\partial x} dx \quad (3.8)$$

$$u(x + dx) = u + \frac{\partial u}{\partial x} dx$$

Assim, pode-se afirmar de que a vazão mássica que atravessa a face do elemento, localizada em  $x + dx$ , é dada por:

$$\dot{m}_x = \left( \rho + \frac{\partial \rho}{\partial x} dx \right) \left( u + \frac{\partial u}{\partial x} dx \right) dy dz \quad (3.9)$$

A diferença instantânea entre as taxas de fluxo de massa que entram e saem do volume de controle na direção  $x$  é dada por:

$$\Delta \dot{m}_x = (\rho u) dy dz - \left( \rho + \frac{\partial \rho}{\partial x} dx \right) \left( u + \frac{\partial u}{\partial x} dx \right) dy dz \quad (3.10)$$

Sabendo que  $\rho = \rho_0 + \rho'$  e desprezando os termos muito pequenos, a Equação (3.10) se reduz a:

$$\Delta \dot{m}_x = -\rho_0 \frac{\partial u}{\partial x} dx dy dz \quad (3.11)$$

Nas direções y e z, as faces do volume de controle também estão submetidas a uma determinada vazão, portanto, em analogia ao que foi apresentado para a direção x, pode-se determinar que:

$$\Delta \dot{m}_y = -\rho_0 \frac{\partial v}{\partial y} dy dx dz \quad (3.12)$$

$$\Delta \dot{m}_z = -\rho_0 \frac{\partial \zeta}{\partial z} dz dx dy$$

onde u, v e  $\zeta$  correspondem, respectivamente, às componentes do vetor velocidade de partícula  $\vec{u}$  nas direções x, y e z.

De acordo com o princípio da conservação da massa a taxa instantânea do aumento de massa no interior do volume de controle deverá ser igual à diferença instantânea entre as taxas de fluxo de massa que entram e saem do mesmo, como segue

$$\left( \frac{\partial \rho}{\partial t} \right) dx dy dz = \Delta \dot{m}_x + \Delta \dot{m}_y + \Delta \dot{m}_z \quad (3.13)$$

ou seja,

$$\frac{\partial(\rho_0 + \rho')}{\partial t} dx dy dz = -\rho_0 \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \zeta}{\partial z} \right) dx dy dz \quad (3.14)$$

Substituindo  $\rho'$  através da relação apresentada na Equação (3.5), obtém-se:

$$\frac{\partial p'}{\partial t} = -\gamma p_0 \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial \zeta}{\partial z} \right) \quad (3.15)$$

O termo entre parênteses da Equação (3.15) é denominado divergente do vetor velocidade de partícula  $\vec{u}$ , logo pode-se reescrevê-la da seguinte maneira:

$$\frac{\partial p'}{\partial t} = -\gamma p_0 \nabla \cdot \vec{u} \quad (3.16)$$

onde o produto  $\gamma p_0$  é o denominado módulo de compressibilidade adiabático.

O estado cinemático de um fluido em um instante qualquer é representado em termos da distribuição espacial instantânea de seus vetores velocidades de partícula. Baseado nos princípios da mecânica clássica, os quais podem ser aplicados a todos os interesses da engenharia acústica, pode-se afirmar que as taxas de mudanças das velocidades de partícula estão relacionadas às forças totais atuantes sobre elas.

Estas forças normalmente são de dois tipos, as forças de campo, também denominadas de forças do corpo, e as forças de superfície. As forças de campo não são muito significativas, pois as mesmas afetam significativamente a propagação sonora somente em longas distâncias. Dentre as mais comuns destaca-se a força da gravidade. Já as forças de superfície são decorrentes das tensões normais e cisalhamentos que atuam no elemento de volume.

Embora forças viscosas afetem significativamente o movimento de um fluido muito próximo de superfícies sólidas e dissipem energia sonora na forma de calor durante a propagação do som, o comportamento geral dos campos sonoros, nos gases e líquidos, pode ser analisado com uma boa precisão ao considerar que o fluido apresenta uma viscosidade desprezível.

Supondo a ausência de forças eletromagnéticas e considerando as hipóteses feitas acima as únicas forças internas remanescentes que atuam no fluido causando as acelerações de partícula são aquelas de superfície devido aos gradientes espaciais de pressão. Logo, todas as faces do elemento de volume, representado na Figura 7, estão submetidas a uma força correspondente a pressão atuante naquela direção.

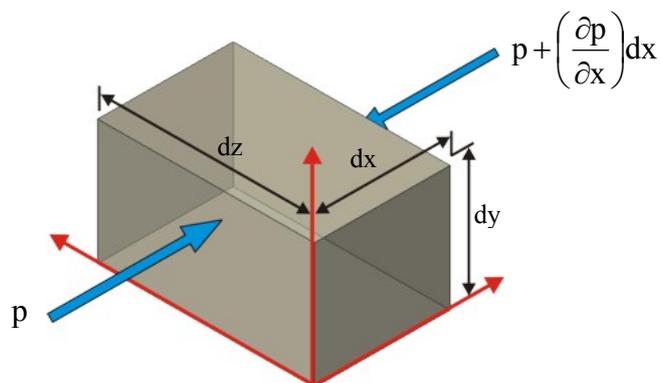


Figura 7 – Elemento de volume sujeito aos gradientes de pressão na direção  $x$ .

Para determinar as forças atuantes no elemento se recorre à segunda lei de Newton. Inicialmente devem ser determinadas as acelerações atuantes no elemento, que tornam-se mais perceptíveis quando se faz uma analogia ao caso de um pequeno barco navegando sentido a constrição de um rio, representado na Figura 8.

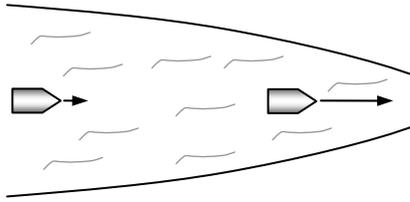


Figura 8 – Aumento da velocidade de um barco navegando no sentido da constrição de um rio.

Mesmo que o fluxo em qualquer ponto não dependa do tempo, ou seja, o fluxo seja constante, o barco é acelerado à medida que se desloca para a região onde o fluxo de água é mais rápido. Matematicamente esta parcela da aceleração é denominada convectiva, sendo calculada pela razão entre a diferença das velocidades final e inicial, e o tempo gasto para percorrer a distância entre as duas posições. Para um elemento de volume,

$$a_c = \frac{\left( u + \frac{\partial u}{\partial x} dx - u \right)}{dt} \rightarrow a_c = \frac{\partial u}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial t} = \frac{\partial u}{\partial x} u \quad (3.17)$$

onde  $\partial x / \partial t \rightarrow u$  quando  $\partial t \rightarrow 0$ .

Agora, suponha que houve o rompimento de uma barragem a montante do rio, a velocidade do fluxo em qualquer ponto irá variar, ou seja, o fluxo torna-se transiente, resultando numa outra parcela de aceleração dada por  $a_t = \partial u / \partial t$ . Sob estas condições a aceleração do barco é uma função do tempo e da posição, como mostra a Equação (3.18).

$$a = a_c + a_t \rightarrow a = \frac{\partial u}{\partial x} u + \frac{\partial u}{\partial t} \quad (3.18)$$

Em ondas sonoras, com amplitudes pequenas o suficiente para satisfazer a hipótese de linearidade, a razão entre o segundo e primeiro termo da Equação (3.18) é da ordem da razão entre a velocidade do som e a velocidade de partícula. Desde que as velocidades de partícula sejam tipicamente da ordem de  $10^{-3}$  m/s, o primeiro termo pode ser seguramente negligenciado. No entanto, não pode ser negligenciado em fontes de ruído geradas por escoamentos turbulentos como o de exaustão gerado por motores a jato.

Então, ao aplicar a segunda lei de Newton na direção x, tem-se

$$\left[ p - \left( p + \left( \frac{\partial p}{\partial x} \right) dx \right) \right] dydz = \rho(dx dy dz) \frac{\partial u}{\partial t} \quad (3.19)$$

Sabendo que  $p = p_0 + p'$ ,  $\rho = \rho_0 + \rho'$  e desprezando os termos muito pequenos a equação se reduz a:

$$\frac{\partial p'}{\partial x} = -\rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} \quad (3.20)$$

Em analogia, nas direções y e z obtém-se:

$$\frac{\partial p'}{\partial y} = -\rho_0 \frac{\partial v}{\partial t} \quad (3.21)$$

$$\frac{\partial p'}{\partial z} = -\rho_0 \frac{\partial \zeta}{\partial t}$$

Portanto, o equilíbrio de forças atuante no elemento de volume é dado por:

$$\frac{\partial p'}{\partial x} + \frac{\partial p'}{\partial y} + \frac{\partial p'}{\partial z} = -\rho_0 \left( \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial \zeta}{\partial t} \right) \rightarrow \nabla p' + \rho_0 \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = 0 \quad (3.22)$$

Derivando a Equação (3.16) em relação ao tempo e aplicando o operador  $\nabla$  na Equação (3.22), obtém-se a equação de ondas planas.

$$\nabla^2 p' - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} = 0 \quad (3.23)$$

A partir daqui a pressão sonora  $p'$  passará a ser representada simplesmente por  $p$ , para facilitar e simplificar o desenvolvimento das demais equações.

### 3.2) Impedância acústica específica

Impedância acústica específica é definida como a razão entre o campo de pressão sonora e seu respectivo vetor velocidade de partícula, cuja unidade é o Rayl, nomeada em homenagem ao Lorde Rayleigh. Ao inverso da impedância acústica denomina-se admitância acústica.

Quando se avalia o campo sonoro na interface entre dois meios distintos, o componente apropriado da velocidade de partícula é aquele normal à superfície, originando a ‘impedância acústica específica normal à superfície’, também chamada ‘impedância específica do contorno’. A mesma é dependente da onda sonora incidente, uma vez que a componente normal do vetor velocidade de partícula em um ponto qualquer da interface é influenciado não somente pela pressão sonora local, como também pelas ondas que chegam de todos os outros pontos do meio excitado. Conseqüentemente, não é possível especificar uma única impedância de contorno sem levar em consideração a amplitude e as distribuições de fase da onda incidente sobre a interface.

Como os materiais de absorção sonora são utilizados pela grande capacidade de dissipação, a comunicação acústica no interior dos mesmos é particularmente ineficaz, conseqüentemente, em muitos casos é plausível que a velocidade de partícula gerada pela onda incidente em um determinado ponto da superfície do material esteja relacionada somente com a pressão sonora local, sendo independente da forma do campo incidente. Os materiais com tais características possuem o que se denomina “reação local” e suas superfícies podem ser caracterizadas em termos de uma impedância específica de contorno, dada em função não somente das propriedades acústicas do material, mas também da sua espessura e da impedância da outra face.

A impedância específica do contorno de materiais porosos é usualmente complexa, na qual a parcela real representa a dissipação decorrente de efeitos viscosos, denominada resistência específica do contorno, e a parte imaginária chamada de reatância específica do contorno representa a compressibilidade do fluido nos poros do material. Ao dividi-la pela impedância acústica característica do fluido no qual a onda incidente se propaga  $Z_0 = \rho_0 c_0$  obtém-se a impedância normalizada. A 20°C e pressão de 1 atm a impedância acústica característica do ar corresponde a 415 Rayls.

Fundamentado na hipótese de reação local torna-se possível obter uma expressão para a impedância específica de contorno a partir de um modelo unidimensional de ondas planas se propagando na direção normal a superfície, como o caso apresentado na Figura 9. Nele são mostrados os campos sonoros decorrentes da incidência de uma onda plana harmônica sobre uma camada de material poroso, de espessura  $d$ , apoiada sob superfície rígida<sup>1</sup> plana.

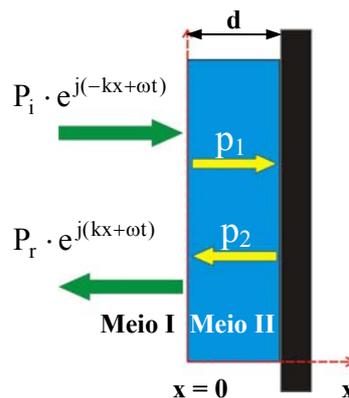


Figura 9 – Incidência normal sob uma camada porosa apoiada numa superfície rígida.

O campo de pressão sonora no interior da camada porosa resulta da combinação entre as ondas incidente  $p_1$  e refletida  $p_2$ .

<sup>1</sup> Em acústica o termo rígido indica que a impedância do meio onde a onda sonora é transmitida é muito maior que aquela que suporta as ondas incidente e refletida.

$$p(x, t) = \tilde{A} \cdot e^{j(-k_p x + \omega t)} + \tilde{B} \cdot e^{j(k_p x + \omega t)} \quad (3.24)$$

onde  $k_p$  representa o número de onda no interior do material,  $\tilde{A}$  a amplitude complexa da onda incidente e  $\tilde{B}$  a amplitude complexa da onda refletida.

Ao estabelecer que em  $x = 0$  o campo de pressão tem uma amplitude unitária, consegue-se uma relação entre as duas amplitudes:

$$p(0, t) = 1e^{j\omega t} \rightarrow \tilde{A} + \tilde{B} = 1 \quad (3.25)$$

A existência de uma superfície rígida em  $x = d$  implica numa velocidade de partícula nula, ou seja:

$$u(d, t) = 0 \rightarrow \tilde{A}e^{-jk_p d} - \tilde{B}e^{jk_p d} = 0 \quad (3.26)$$

A resolução deste simples sistema de equações determina as amplitudes complexas das ondas incidente e refletida:

$$\tilde{A} = \frac{e^{2jk_p d}}{1 + e^{2jk_p d}} \quad (3.27)$$

$$\tilde{B} = 1 - \frac{e^{2jk_p d}}{1 + e^{2jk_p d}}$$

Agora, observe a Figura 10 que representa a situação onde as duas faces da camada porosa estão em contato com um mesmo meio.

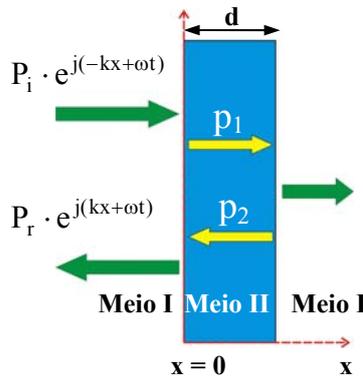


Figura 10 – Incidência normal sob uma superfície porosa com terminação livre.

Em  $x = 0$  pode ser feita a mesma consideração que no caso anterior, porém, em  $x = d$  tem-se a impedância característica do meio  $Z_0$ , logo:

$$\frac{p(d, t)}{u(d, t)} = Z_0 \rightarrow \tilde{A} = \tilde{B} \left( \frac{-Z_0 - Z_p}{Z_p - Z_0} \right) e^{2jk_p d} \quad (3.28)$$

A resolução deste segundo sistema de equações fornece as seguintes expressões para as amplitudes complexas das ondas incidente e refletida:

$$\begin{aligned} \tilde{A} &= e^{2jk_p d} \left( \frac{-Z_0 - Z_p}{Z_p(1 - e^{2jk_p d}) - Z_0(1 + e^{2jk_p d})} \right) \\ \tilde{B} &= 1 - e^{2jk_p d} \left( \frac{-Z_0 - Z_p}{Z_p(1 - e^{2jk_p d}) - Z_0(1 + e^{2jk_p d})} \right) \end{aligned} \quad (3.29)$$

Independente da configuração, seja ela terminação rígida ou não, a impedância específica do contorno em  $x=0$  é obtida em função das expressões que definem as amplitudes complexas:

$$Z_n = \frac{p(0, t)}{u(0, t)} \rightarrow Z_n = \left( \frac{\tilde{A} + \tilde{B}}{\tilde{A} - \tilde{B}} \right) Z_p \quad (3.30)$$

onde  $Z_p$  corresponde a impedância acústica característica do material de absorção.

Quando se analisa a situação em que a camada porosa é apoiada sobre uma terminação rígida, a Equação (3.30) pode ser reescrita na forma:

$$Z_n = -jZ_p \cot(k_p d) \quad (3.31)$$

### 3.3) Equacionamento matemático usado na determinação experimental do coeficiente de absorção

O método da função transferência apresentado na Norma ISO/FDIS 10534-2 [5] determina o coeficiente de absorção de potência sonora de materiais acústicos submetidos a uma incidência normal através de um tubo de impedância e um sistema digital de aquisição de dados.

Neste método uma fonte sonora gera ondas planas no interior do tubo, proporcionando a formação de ondas estacionárias no seu interior, cujas pressões são determinadas a partir de microfones colocados em duas posições fixas pré-estabelecidas. A partir da medição da função transferência entre as duas posições do microfone pode-se calcular o coeficiente de reflexão, com o qual determina-se o coeficiente de absorção de potência sonora e a impedância acústica específica normal à superfície. Para demonstrar com mais detalhes o

procedimento analítico envolvido neste método, observe na Figura 11 os elementos básicos que constituem o tubo de impedância. Os itens 1 e 2 indicam as duas posições ocupadas pelo microfone para realizar a medição do campo de pressão, o item 3 indica a amostra de material acústico, o item 4 a terminação rígida e o item 5 o alto-falante.

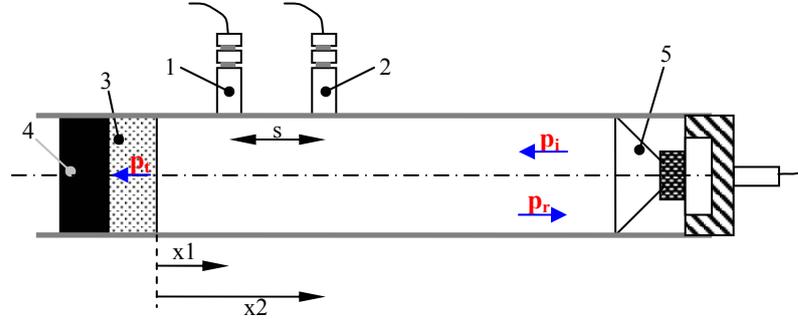


Figura 11 – Componentes principais do tubo de impedância.

As pressões medidas pelos microfones nas posições 1 e 2 são expressas pelas seguintes equações:  $p_1 = P_i \cdot e^{j(kx_1 - \omega t)} + P_r e^{-j(kx_1 + \omega t)}$  e  $p_2 = P_i \cdot e^{j(kx_2 - \omega t)} + P_r e^{-j(kx_2 + \omega t)}$ , onde  $P_i$  e  $P_r$  correspondem, respectivamente, às amplitudes das ondas incidente e refletida. A função transferência entre os pontos 1 e 2 para as ondas incidente e refletida, são calculadas pela Equação (3.32):

$$H_i = \frac{P_i \cdot e^{j(kx_1 - \omega t)}}{P_i \cdot e^{j(kx_2 - \omega t)}} = e^{-jk(x_2 - x_1)} = e^{-jks} \quad (3.32)$$

$$H_r = \frac{P_r \cdot e^{-j(kx_1 + \omega t)}}{P_r \cdot e^{-j(kx_2 + \omega t)}} = e^{jk(x_2 - x_1)} = e^{jks}$$

onde  $s$  indica a distância entre as duas posições ocupadas pelos microfones.

Enquanto uma das faces da amostra fica em contato com a terminação rígida, a outra fica posicionada sobre o plano de referência, em  $x=0$ , sob o qual é determinado o coeficiente de reflexão  $R$ , dado por:

$$R = \frac{P_r \cdot e^{-j(k \cdot 0 + \omega t)}}{P_i \cdot e^{j(k \cdot 0 - \omega t)}} = \frac{P_r}{P_i} \quad (3.33)$$

A razão entre os campos de pressão nas posições 1 e 2, resulta na função transferência  $H_{12}$ :

$$H_{12} = \frac{p_1}{p_2} = \frac{P_i \cdot e^{j(kx_1 - \omega t)} + P_r e^{-j(kx_1 + \omega t)}}{P_i \cdot e^{j(kx_2 - \omega t)} + P_r e^{-j(kx_2 + \omega t)}} \quad (3.34)$$

Isolando  $P_r$  na Equação (3.33), utilizando as expressões que definem  $H_r$  e  $H_i$ , e fazendo uma série de manipulações matemáticas, obtém-se a seguinte expressão:

$$R = \frac{(H_{12} - H_i)}{(H_r - H_{12})} e^{2jkx_2} \quad (3.35)$$

Assim, uma vez calculados os valores de  $H_i$  e  $H_r$  o coeficiente de reflexão fica em função apenas de  $H_{12}$ , que será determinado a partir das medições experimentais feitas em duas etapas. Na primeira, determinam-se as funções transferência entre o sinal do alto-falante e do microfone nas posições 1 e 2:

$$H_{f1} = \frac{p_1}{v_f} \quad (3.36)$$

$$H_{f2} = \frac{p_2}{v_f}$$

onde  $p_1$  e  $p_2$  correspondem, respectivamente, aos sinais de pressão medidos em  $x=1$  e  $x=2$ , e  $v_f$  ao sinal de tensão gerado pela fonte sonora.

A segunda consiste no cálculo da razão entre as funções transferência medidas na etapa anterior:

$$H_{12} = \frac{H_{f1}}{H_{f2}} \quad (3.37)$$

Para deduzir a expressão da impedância acústica do contorno, deve-se partir da relação de continuidade de pressão na interface ar material poroso, em  $x = 0$ , ou seja:

$$p_i + p_r = p_t \quad (3.38)$$

onde  $p_t$  corresponde a pressão sonora transmitida para o material poroso.

Dividindo a expressão acima por  $p_i$ , obtém-se uma relação entre o coeficiente de reflexão  $R$  e o coeficiente de transmissão  $T$ :

$$1 + R = T \quad (3.39)$$

Na interface a continuidade da velocidade de partícula também deverá ser mantida, logo se pode afirmar que:

$$u_i + u_r = u_t \quad (3.40)$$

Usando a relação apresentada na Equação (3.33) e a relação entre impedância acústica e velocidade de partícula, pode-se manipular a Equação (3.40) de forma a determinar a impedância acústica da superfície do material poroso, dada por:

$$Z_n = \left( \frac{1+R}{1-R} \right) Z_0 \quad (3.41)$$

onde  $Z_0$  corresponde a impedância acústica do ar.

O coeficiente de reflexão de potência sonora consiste na razão entre a potência sonora refletida e a potência sonora incidente, assim no plano de referência, obtém-se:

$$r_w = \frac{I_r S}{I_i S} = \frac{|p_r u_r|}{|p_i u_i|} = \left| \frac{P_r^2}{P_i^2} \right| = |R^2| \quad (3.42)$$

onde,  $I_r$  e  $I_i$ , correspondem respectivamente a intensidade sonora da onda refletida e da onda incidente e  $S$  a área da seção transversal. Finalmente, pode-se determinar o coeficiente de absorção de potência sonora:

$$\tau = 1 - |R^2| \quad (3.43)$$

Os resultados da impedância acústica normal à superfície e do coeficiente de absorção sonora determinados através deste método serão posteriormente comparados aos resultados analíticos obtidos a partir de um modelo teórico que descreve a propagação sonora no interior de materiais porosos de estrutura rígida.

## CAPÍTULO 4

### MATERIAIS POROSOS

Explicações do processo de propagação sonora no interior de materiais de absorção, a forma pela qual eles dissipam energia, como são classificados e sua caracterização a partir de parâmetros físicos macroscópicos constituem a essência do presente capítulo.

#### 4.1) Características e classificação dos materiais porosos

Os materiais porosos para controle de ruído são compostos por duas fases: a sólida, constituída geralmente por fibras ou por outro tipo de material que forma o esqueleto, e a fase fluida contida no interior dos poros. Em tais materiais a dissipação da energia sonora é feita através da interação entre as duas fases, particularmente, eles convertem energia sonora em calor através de: meios viscosos, os quais estão associados às camadas de contorno viscosas criadas pelo cisalhamento do fluido em regiões próximas a superfície das fibras; meios térmicos, os quais se relacionam com as camadas de contorno térmicas originadas pelos fluxos de calor irreversíveis que ocorrem entre o fluido e as fibras; e por meios estruturais que se referem às perdas irreversíveis associadas à flexão das fibras que formam a estrutura.

Os canais da maioria dos materiais porosos possuem uma forma muito complicada, no entanto, para obter uma avaliação qualitativa da influência da frequência no comportamento da propagação sonora nestes meios, é comum considerar que o canal possui uma forma simples, correspondente a de um tubo de seção transversal circular constante, de raio  $r$ . Levando em conta esta hipótese, uma análise detalhada feita por Zwicker e Kosten [6] mostra que o fluxo de fluido através dos mesmos é controlado por um parâmetro  $\eta$ , uma vez que a relação entre a dimensão da seção transversal do canal e a espessura das camadas de contorno afetam o comportamento acústico do fluido. Analiticamente este parâmetro adimensional é definido como:

$$\eta = \sqrt{\frac{\omega \rho_0 r^2}{\mu}} \quad (4.1)$$

onde  $\mu$  corresponde à viscosidade dinâmica do gás. O significado físico deste parâmetro compara-se ao número de Reynolds, pois, ambos representam uma razão entre as forças de inércia e forças viscosas.

Quando  $\eta \ll 1$ , o movimento do fluido é controlado pela viscosidade ao longo de toda a seção transversal do tubo e o perfil da velocidade de partícula apresenta a forma de uma parábola, conforme apresentado na Figura 12 (a). Este tipo de fluxo é conhecido como fluxo de Poiseuille e tem o efeito de fazer com que a densidade do fluido pareça ser maior. Este perfil também é exibido em fluxos constantes com baixa velocidade através de tubos estreitos. Em contrapartida, quando  $\eta \gg 1$  o perfil da velocidade é uniforme sob a maior parte da seção transversal, como observado na Figura 12 (b). Neste caso a inércia do fluido torna-se predominante, e o fluxo denomina-se de Helmholtz. Claramente, o perfil da velocidade de partícula em um canal com um certo raio tende a forma de Poiseuille em baixas frequências e de Helmholtz em altas frequências.



Figura 12 – Perfis da velocidade de partícula em tubos: (a) Poiseuille (b) Helmholtz

As influências térmica e viscosa devidas à presença dos contornos sólidos do material apresentam aproximadamente a mesma contribuição na dissipação sonora.

Medições experimentais mostram que a maioria dos materiais porosos são espacialmente não-homogêneos, portanto, não é incomum duas amostras muito próximas tiradas de uma única peça de material poroso diferir em um fator de dois nas propriedades de rigidez e nos resultados de resistividade ao fluxo. Reconhecendo este fato, as propriedades de um material poroso são usualmente estimadas pela média dos resultados obtidos a partir de um certo número de amostras individuais. As propriedades macroscópicas de uma pequena amostra de material poroso são incapazes de representar as propriedades médias do material.

A maioria destes materiais é fisicamente anisotrópica, ou seja, suas propriedades físicas são distintas em diferentes direções. Isto é particularmente verdadeiro em espumas que apresentam uma direção de crescimento preferencial, e também para a maioria dos materiais fibrosos que apresentam uma direção preferencial das fibras, decorrente do processo pelo qual foram manufacturados. Alguns trabalhos vêm sendo desenvolvidos para estudar a anisotropia de espumas, apesar de que, na grande maioria dos casos, se assume que os materiais para controle de ruído são macroscopicamente homogêneos e isotrópicos.

Dentre os tipos mais freqüentes de materiais de atenuação encontra-se a fibra de vidro, a lã mineral, o gesso poroso e as espumas porosas plásticas. Conforme apresentado por Fahy [1], as espumas porosas plásticas podem ser completamente reticuladas, com finas membranas formando o contorno das células que foram removidas, conforme a Figura 13 (a), ou

parcialmente reticuladas, nas quais as células da membrana estrutural não são totalmente removidas durante o processo de fabricação, como se pode observar na Figura 13 (b).

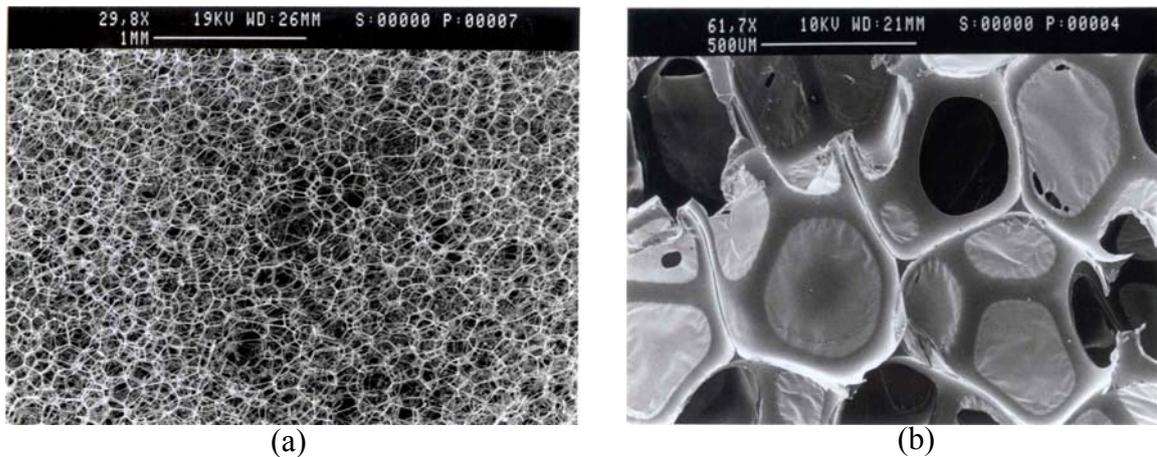


Figura 13 – Espuma plástica: (a) totalmente reticulada (b) parcialmente reticulada [7].

De acordo com suas características, estes materiais podem ser classificados nos seguintes grupos:

a) Materiais porosos rígidos e *limp materials*

A hipótese de estrutura rígida é apropriada quando a fase sólida não se move significativamente em comparação ao movimento da fase fluida, também pelo fato de que as fibras são imobilizadas por filamentos de ligação ou são muito mais densas que o fluido intersticial. Por outro lado, num *limp material* as fibras que o constituem são suficientemente leves e não constringidas, tais que possam se movimentar livremente em decorrência do acoplamento inercial e viscoso com o fluido.

Geralmente se considera estrutura rígida os casos onde o módulo de compressibilidade da fase sólida<sup>2</sup> é muito maior que aquele do fluido intersticial, e a estrutura não é diretamente excitada através de seu contato com uma superfície vibrante. Reciprocamente, pode-se afirmar que o módulo de compressibilidade da fase sólida de um *limp material* é muito menor que aquele do fluido intersticial.

Sellen [8] relata que nos casos onde o módulo de compressibilidade do esqueleto é significativamente maior ou menor que aquele do fluido, o material poroso pode suportar apenas um tipo de onda longitudinal, de forma que as perturbações sonoras só possam se propagar via fluido intersticial. Assim o material pode ser tratado como um fluido visco-térmico equivalente, caracterizado por parâmetros complexos dependentes da frequência (por

<sup>2</sup> O valor do módulo de compressibilidade do esqueleto mencionado se refere aquele medido na condição de vácuo.

exemplo, densidade e velocidade do som) que juntos consideram os efeitos da viscosidade, tortuosidade, condução de calor e movimento do esqueleto no caso de *limp materials*. Portanto, na maioria dos casos, as propriedades acústicas destes materiais podem ser descritas por um número de onda complexo,  $k_p = \beta - j\alpha$ , onde  $\beta$  é a constante de propagação e  $\alpha$  a constante de atenuação, ambas indicadas na Figura 14, e por uma impedância acústica característica complexa  $Z_p$ .

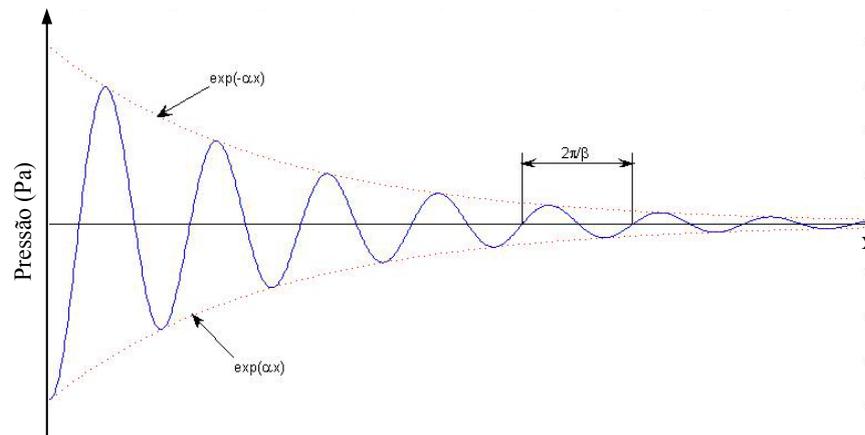


Figura 14 – Distribuição instantânea da pressão de uma onda harmônica progressiva.

Dentre os principais exemplos de materiais porosos rígidos e *limp materials* destacam-se respectivamente, as cerâmicas porosas, metais sinterizados e as “*limp glass fibers*”.

#### b) Materiais porosos elásticos

Alguns meios porosos flexíveis, tais como espumas de poliuretano, não podem ser modelados como materiais de estrutura rígida ou como *limp materials*, devido à capacidade que o seu esqueleto possui em permitir a propagação de ondas sonoras, independente do fluido intersticial. O coeficiente de compressibilidade da fase sólida deste material é da mesma ordem que o da fase fluida, por conseguinte ambas ocupam um significativo e distinto papel no processo de propagação da onda sonora.

Estes podem suportar três tipos de onda simultaneamente e os movimentos do esqueleto e do fluido estão acoplados através da tortuosidade e da viscosidade do fluido. Existe também um acoplamento, geralmente fraco, entre mudanças do volume da fase sólida e da fase fluida. Shiau [9] afirma que duas ondas longitudinais podem se propagar no material quando o esqueleto possui uma elasticidade volumétrica finita. No entanto, uma onda cisalhante também pode ser excitada através de uma incidência não normal, quando a estrutura apresenta uma rigidez ao cisalhamento finita. O grau para o qual cada um destes tipos de onda é excitado depende criticamente das condições de contorno nas superfícies do material poroso, particularmente a maneira na qual aquelas superfícies ligam-se a sólidos vibrantes.

Os modelos nos quais a onda cisalhante é negligenciada podem ser usados somente para descrever a resposta de materiais porosos flexíveis submetidos a uma incidência normal ou para descrever o comportamento de materiais porosos que não exibem uma rigidez significativa ao cisalhamento. Portanto, modelos completos como o de Biot [10] que levam em conta os três tipos de onda, permitem prever o comportamento de materiais porosos elásticos submetidos a uma incidência não normal.

#### 4.2) Parâmetros físicos característicos de materiais porosos

É impossível prever o comportamento acústico da maioria destes materiais principalmente por causa de sua complexidade estrutural e geométrica e, portanto, eles são caracterizados através de parâmetros físicos macroscópicos mensuráveis. É claro que há uma ligação direta entre a microestrutura de um material poroso (por exemplo, o raio, a forma, a orientação das fibras, a densidade do material que constitui as fibras e o número de fibras por unidade de volume) e suas propriedades macroscópicas. Até hoje, no entanto, há pouca informação disponível que observa as ligações entre as propriedades microscópicas e macroscópicas de materiais porosos, indicando um caminho promissor para futuras pesquisas nesta área. Logo, no presente trabalho, o estudo da propagação sonora no interior destes materiais estará baseado na determinação de seus parâmetros macroscópicos.

Além dos métodos experimentais frequentemente utilizados para determinar estes parâmetros, existem programas como o ESI Foam-X® que utilizam um algoritmo inverso para estimar as propriedades do material poroso. Os dados de entrada utilizados pelo algoritmo correspondem às grandezas acústicas do material, determinadas em tubos de impedância.

A Figura 15 apresenta uma síntese das principais propriedades utilizadas para caracterizar o comportamento acústico de cada tipo de material poroso.

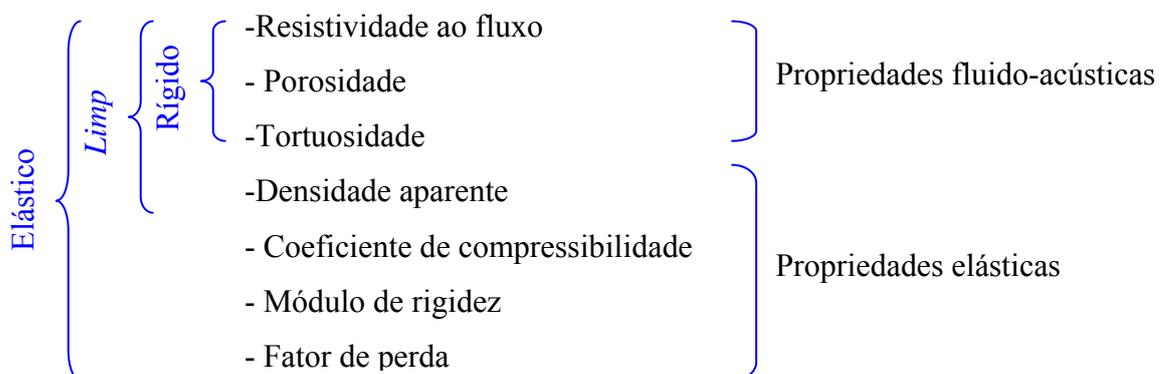


Figura 15 – Parâmetros utilizados para caracterizar materiais porosos.

As propriedades físicas macroscópicas mais importantes de um material poroso são: resistividade ao fluxo, porosidade e tortuosidade. Estes três juntos constituem as propriedades fluido-acústicas do material. O desempenho de vários materiais de absorção pode ser determinado através do conhecimento de todas ou de um grupo destas propriedades. Num material rígido, necessita-se apenas conhecer os parâmetros fluido-acústicos.

Como o presente projeto destina-se ao estudo do comportamento acústico de materiais de estrutura rígida, torna-se fundamental dar ênfase e explicar detalhadamente o significado de cada uma das propriedades fluido-acústicas. Informações detalhadas a respeito das propriedades elásticas podem ser obtidas nas teorias propostas para materiais flexíveis, como a de Allard [11].

#### a) Resistividade ao fluxo

De acordo com Lauriks [12], a resistência ao fluxo de uma camada de material poroso consiste na razão entre a diferença de pressão através dela e a vazão volumétrica de ar que a atravessa. O produto da resistência ao fluxo pela área desta camada origina a denominada resistência ao fluxo específica, cuja unidade convencionalmente utilizada em acústica é o Rayl, correspondente a Pa·s/m no Sistema Internacional de unidades.

A razão entre a resistência ao fluxo específica e a espessura de material resulta na resistividade ao fluxo, cuja unidade é o Rayl/m ou Pa·s/m<sup>2</sup>. As resistividades ao fluxo de materiais freqüentemente utilizados em controle de ruído apresentam uma grande variação, localizando-se numa faixa de 1E+03 Rayls/m até 1E+06 Rayls/m. Analiticamente, a resistividade ao fluxo corresponde a:

$$\sigma = \frac{\Delta P \cdot S}{Q \cdot d} \quad (4.2)$$

onde  $\Delta P$  (Pa) é a diferença de pressão medida quando se aplica uma vazão volumétrica constante  $Q$  (m<sup>3</sup>/s) através de uma amostra com uma espessura  $d$  (m) e área superficial  $S$  (m<sup>2</sup>).

Segundo Bolton [13] a resistividade ao fluxo depende da porosidade e da tortuosidade do material, porém, a uma densidade aparente<sup>3</sup> constante os materiais com alta porosidade e baixa tortuosidade possuem aproximadamente uma resistividade ao fluxo inversamente proporcional ao quadrado do raio das fibras, ou da espessura dos canais. Conseqüentemente,

---

<sup>3</sup> Define-se densidade aparente ou *bulk density* como a razão entre a massa e o volume total expandido de uma dada amostra porosa.

um grande número de fibras com pequenos diâmetros, resulta numa resistividade maior que a de um pequeno número de fibras com grandes diâmetros.

Microscopicamente a resistência ao fluxo resulta da formação de camadas de contorno viscosas devido ao fluxo de fluido sobre cada fibra, e da quantidade de cisalhamento que ocorre nestas camadas. Por conseguinte, a quantidade de força viscosa por unidade de massa das fibras exercida pelo fluxo no meio fibroso aumenta conforme o raio médio da fibra diminui. Desta forma, a resistividade ao fluxo é usualmente adotada como uma medida do acoplamento viscoso entre a fase fluida e a fase sólida de um material poroso, representando a capacidade da dissipação viscosa do som.

A medição deste parâmetro é direta e também descrita em várias normas: ISO 9053 e ASTM C522-80 [14]. A Figura 16 apresenta um esquema simplificado dos instrumentos necessários para efetuar sua medição.

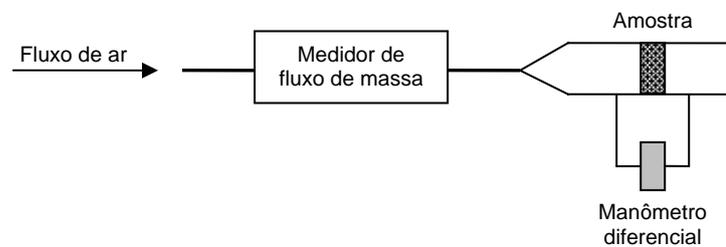


Figura 16 – Aparato experimental utilizado para medir resistividade ao fluxo.

Testes experimentais deveriam, normalmente, ser conduzidos em velocidades de fluxo suficientemente baixas e constantes. As baixas velocidades reduzem os efeitos de não linearidade decorrentes de efeitos de inércia e de turbulência nos poros, mantendo numa região linear a razão entre o diferencial de pressão e a velocidade de fluxo. Uma maneira simples de se determinar a faixa linear da velocidade de fluxo que fornecerá resultados satisfatórios consiste em esboçar um gráfico da diferença de pressão versus a velocidade de fluxo que atravessa a amostra.

Note que a resistividade ao fluxo a uma vazão constante, discutida acima, fornece uma estimativa precisa da resistividade ao fluxo dinâmica, somente para baixas frequências. Quando o fluxo é oscilatório, como o criado por um campo sonoro no interior de um material poroso, a resistividade ao fluxo deve ser corrigida a fim de considerar os perfis de velocidade, dependentes da frequência, nas camadas de contorno. Esta correção integra as modernas teorias de propagação em materiais porosos [11].

## b) Porosidade

A porosidade  $\phi$  consiste na razão entre o volume de fluido  $V_f$ , contido entre os poros de uma certa amostra e o volume total da mesma  $V_t$ , portanto, trata-se de um parâmetro adimensional, apresentando valores entre 0 e 1.

$$\phi = \frac{V_f}{V_t} \quad (4.3)$$

A porosidade de materiais usualmente empregados, tais como, espumas e fibra de vidro, é normalmente muito alta, da ordem de 0,90 a 0,98. Este fato, associado à sua estreita faixa de variação, faz com que este parâmetro, geralmente, não seja muito importante na diferenciação de materiais típicos de absorção sonora. No entanto, deve ser lembrado que grande parte da dissipação da energia sonora é resultado do movimento relativo entre o esqueleto e o fluido intersticial. Portanto, materiais confeccionados com células fechadas, como o isopor, normalmente não exibem propriedades acústicas úteis pelo fato de não existirem “caminhos” contínuos através do material.

Este parâmetro se relaciona com a densidade aparente da seguinte forma,

$$\rho_b \approx (1 - \phi)\rho_s \quad (4.4)$$

onde  $\rho_b$  corresponde a densidade aparente do material e  $\rho_s$  a densidade do esqueleto.

A sua medição pode ser efetuada através de várias técnicas, dentre as quais destacam-se: o procedimento descrito na norma ISO 4638 e o equipamento desenvolvido por Champoux et al [15]. Comercialmente, encontram-se disponíveis equipamentos destinados à medição deste parâmetro, os denominados picnômetros.

## c) Fator de estrutura e tortuosidade

No caso de *limp materials* e materiais elásticos se utiliza um parâmetro para quantificar o acoplamento inercial entre a fase sólida e a fluida, que corresponde ao termo de acoplamento inercial  $\rho_a$ , na teoria de Biot [10], e ao componente do fator de estrutura independente da frequência, na teoria de Zwikker e Kosten [6].

De acordo com Zwikker o fator de estrutura é formado por dois componentes, um dependente da frequência, que representa uma adição aparente à densidade do gás devido a sua fricção interna, geralmente com um valor entre 0 e  $\rho_0/3$ . O outro, representa o aumento do gradiente de pressão necessário para manter a mesma velocidade média de partícula da seção transversal  $u'$ , devido às variações de aceleração a que o fluido é submetido quando é forçado

a se propagar através de trajetórias não lineares e das expansões e contrações dos poros. Este último desempenha o papel mais importante e está diretamente ligado à estrutura interna do material, sendo freqüentemente denominado por tortuosidade  $\alpha_\infty$ .

Outra possível causa do fator de estrutura consiste na vibração de pequenas partes do esqueleto, que tende a aumentar a inércia aparente do gás. Porém, na maioria dos materiais com estrutura rígida, este efeito é tão pequeno que pode ser negligenciado.

Em canais que possuem um ângulo  $\theta$  em relação a direção de propagação da onda, como os da Figura 17, o gradiente de pressão na direção de propagação é maior que aquele ao longo do canal, enquanto que a aceleração do fluido na direção do canal é maior que sua componente na direção de propagação. Estes dois fatores resultam numa tortuosidade equivalente a  $\sec^2 \theta$ .

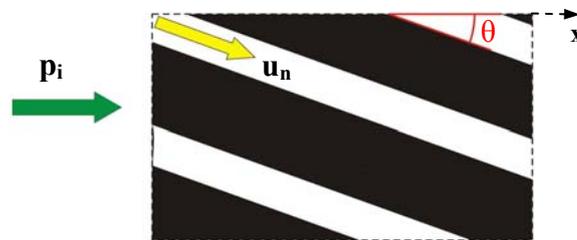


Figura 17 – Orientação não axial dos poros.

Para Bolton [13] a tortuosidade pode ser definida como uma medida do desvio interno do eixo dos poros em relação à direção de propagação interna da onda no meio, e da não uniformidade dos poros ao longo da seção transversal. Segundo ele, o menor valor encontrado para a tortuosidade é a unidade, sendo que materiais fibrosos como fibras de vidro tipicamente apresentam valores não muito maiores que este, cerca de 1,5 ou menos. A mesma afirmação é válida para espumas totalmente reticuladas. No entanto, quando uma espuma é parcialmente reticulada, ela pode apresentar uma tortuosidade relativamente alta, acima de 10. O mesmo é verdadeiro para materiais acústicos relativamente densos, como gessos acústicos, cerâmicas e alumínio poroso.

Um primeiro método utilizado para medição da tortuosidade baseia-se na medição da condutividade elétrica de uma amostra porosa, quando a mesma é saturada por um fluido condutor de eletricidade. Este método é particularmente simples e não requer equipamentos caros. No entanto, principalmente devido a problemas na saturação das amostras, os valores fornecidos pelo método podem ser inadequados.

Um método mais conveniente vem sendo empregado, a partir do qual a tortuosidade do material pode ser estimada a partir das medições de reflexões ultra-sônicas. Este método baseia-se no fato de que em altas freqüências o coeficiente de reflexão de um material está

diretamente relacionado à sua tortuosidade. Nele, um transdutor emissor, observado na Figura 18, gera no fluido um pulso ultra-sônico que atravessa a amostra porosa chegando até um segundo transdutor, responsável pela detecção do sinal emitido. Em frequências suficientemente altas o esqueleto fica imóvel devido a grande diferença de densidade entre o fluido e o esqueleto, conseqüentemente a onda gerada se propagará somente através do fluido contido entre os poros permitindo que a tortuosidade possa ser determinada a partir da equação que relaciona a velocidade da onda dentro do material poroso  $c_p$  e o fator de perda  $\phi$ .

$$\alpha_\infty = \left( \frac{c_0}{c_p} \right)^2 (1 - 2\phi) \quad (4.5)$$

A razão  $c_0/c_p$  pode ser estimada a partir do tempo gasto pelo pulso para percorrer a distância entre os dois transdutores, e  $\phi$  através do amortecimento do pulso.

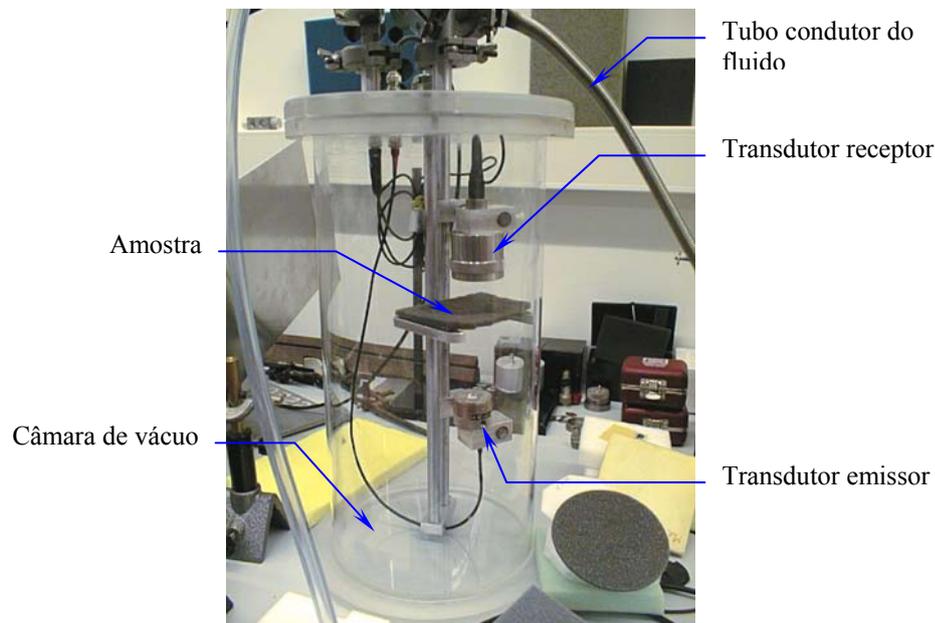


Figura 18 – Aparato para determinar a tortuosidade e comprimentos característicos [16].

Allard [17] afirma que em altas frequências<sup>4</sup> o número de onda complexo no material está relacionado com a tortuosidade por,

$$k_p = \frac{\omega}{c_0} \sqrt{\alpha_\infty} \left[ 1 + \frac{\delta(1-j)}{2} \left( \frac{1}{\Lambda} + \frac{\gamma-1}{\sqrt{N_{pr}} \Lambda'} \right) \right] \quad (4.6)$$

<sup>4</sup> Alta frequência é o domínio de frequência, onde  $\phi$  é pequeno e  $\delta$  é muito menor que os comprimentos viscoso e térmico característicos. Para a maioria dos materiais de absorção saturados pelo ar, a frequência pode ser seguramente escolhida entre 50 e 100 kHz.

onde  $\omega$  representa a frequência angular,  $c_0$  a velocidade do som no fluido livre,  $\Lambda$  o comprimento viscoso característico,  $\Lambda'$  o comprimento térmico característico,  $\gamma$  a razão de calor específico,  $N_{pr}$  o número de Prandtl e  $\delta$  a espessura da camada viscosa, definida pela seguinte equação,

$$\delta = \sqrt{\frac{2\mu}{\rho_0\omega}} \quad (4.7)$$

onde  $\mu$  é a viscosidade absoluta e  $\rho_0$  a densidade do fluido.

Sendo que os comprimentos característicos são definidos a partir das equações que definem o ângulo de perda e a velocidade da onda dentro do material.

$$\begin{aligned} \varphi &= \frac{\delta}{2} \left( \frac{1}{\Lambda} + \frac{\gamma-1}{\sqrt{N_{pr}}\Lambda'} \right) \\ c_p &= \frac{c_0}{\sqrt{\alpha_\infty}} \left[ 1 - \frac{\delta}{2} \left( \frac{1}{\Lambda} + \frac{\gamma-1}{\sqrt{N_{pr}}\Lambda'} \right) \right] \end{aligned} \quad (4.8)$$

De certa forma, quando se torna difícil saturar a amostra com um líquido condutivo, a medição ultra-sônica é de fácil execução e fornece resultados mais precisos. No entanto, problemas podem aparecer quando o amortecimento do pulso for muito alto. O método é impraticável quando a dimensão do comprimento de onda e as dimensões das partículas do material estão muito próximas, originando efeitos de dispersão (*scattering*).

## CAPÍTULO 5

### CARACTERIZAÇÃO DAS AMOSTRAS POROSAS ANALISADAS

Neste, as características das amostras estudadas e uma descrição detalhada dos métodos empregados para determinar seus parâmetros físicos macroscópicos são apresentados. Ao longo de cada seção é feita uma análise dos resultados para definir e justificar quais são os métodos indicados para determinar os parâmetros que serão utilizados posteriormente em modelos teóricos.

#### 5.1) Forma e dimensões geométricas

As amostras porosas analisadas foram produzidas a partir do processo de sinterização do poliestireno. Suas dimensões e tamanhos de poro foram definidos com o intuito de avaliar a atenuação sonora proporcionada por diversas configurações. As formas geométricas consistem em tubos de seção transversal circular constante e discos, observadas na Figura 19.



Figura 19 – Formas geométricas das amostras.

O fabricante não disponibiliza informações a respeito da porosidade, resistividade ao fluxo e fator de estrutura das amostras, somente informa o diâmetro médio de seus poros. Nas Tabelas 1 e 2 são apresentados maiores detalhes a respeito de cada uma das amostras.

Tabela 1 – Características e dimensões das amostras em forma de tubos.

Amostra (tubos)	Dimensões ( $d_e \times d_i \times L$ ) (mm)	Diâmetro médio dos poros ( $\mu\text{m}$ )
T1	14 x 10 x 60	05 a 10
T2	14 x 10 x 60	15 a 25
T3	14 x 10 x 60	30 a 40
T7	16 x 08 x 60	15 a 25
T9	16 x 08 x 60	60 a 80
T5	18 x 10 x 60	15 a 25
T8	18 x 10 x 60	60 a 80

Tabela 2 – Características e dimensões das amostras em forma de discos.

Amostra (disco)	Diâmetro (mm)	Amostra (disco)	Diâmetro (mm)	Espessura (mm)	Diâmetro médio dos poros ( $\mu\text{m}$ )
D1	28	D13	100	2	15 a 25
D2		D14		4	
D3		D22		6	
D4		D15		20	
D5	28	D16	100	2	30 a 40
D6		D17		4	
D7		D23		6	
D8		D18		20	
D9	28	D19	100	2	50 a 70
D10		D20		4	
D11		D24		6	
D12		D21		20	

## 5.2) Análise da microestrutura através da microscopia eletrônica

A necessidade de caracterizar e analisar a microestrutura das amostras é de fundamental importância, pois as mesmas são confeccionadas em poliestireno sinterizado, um material pouco utilizado em controle de ruído. Com base nos diferentes diâmetros de poro e formas geométricas, um grupo de amostras foi selecionado para que imagens de suas seções longitudinal e transversal fossem ampliadas através do microscópio eletrônico de varredura (MEV) do Laboratório Interdisciplinar de Materiais da UFSC (LABMAT). As imagens foram geradas em dois modos, o SE que permite a visualização topológica das amostras, como a da Figura 20, e o BSE que corresponde a imagens planas a partir das quais pode ser estimado o valor da porosidade.

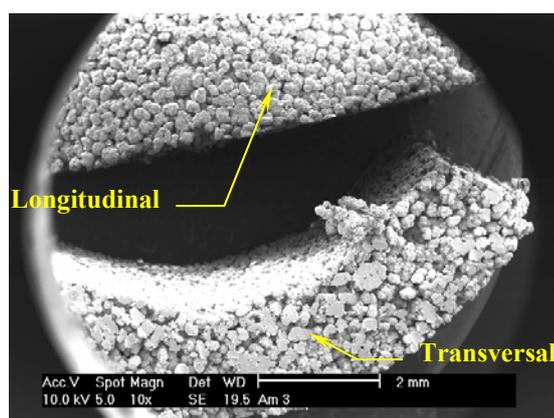


Figura 20 – Ampliação de 10x das seções transversal e longitudinal da amostra T3.

Ao observar a Figura 21, que apresenta uma ampliação de 25 vezes das porções longitudinais das amostras T2 e T8 nota-se a grande diferença da microestrutura deste

material em relação aos comumente utilizados em controle de ruído, e a grande diferença de porosidade entre as duas amostras.

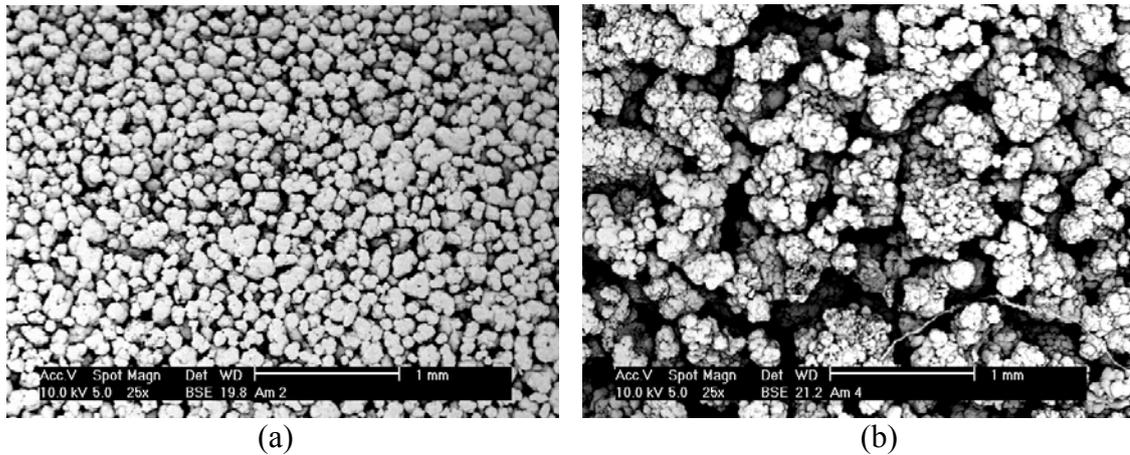


Figura 21 – Amostras: (a) T2 com poros de 15-25  $\mu\text{m}$ , (b) T8 com poros de 60-80  $\mu\text{m}$ .

As regiões escuras correspondem aos espaços “vazios” ocupados pelo ar, enquanto que as brancas correspondem ao esqueleto do material.

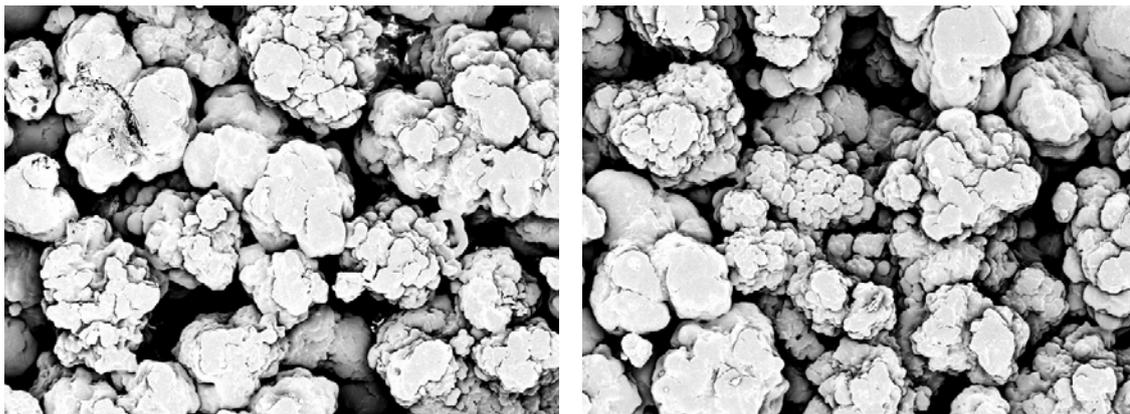


Figura 22 – Ampliação de 100x: Diferentes porções longitudinais da amostra T3(30-40 $\mu\text{m}$ ).

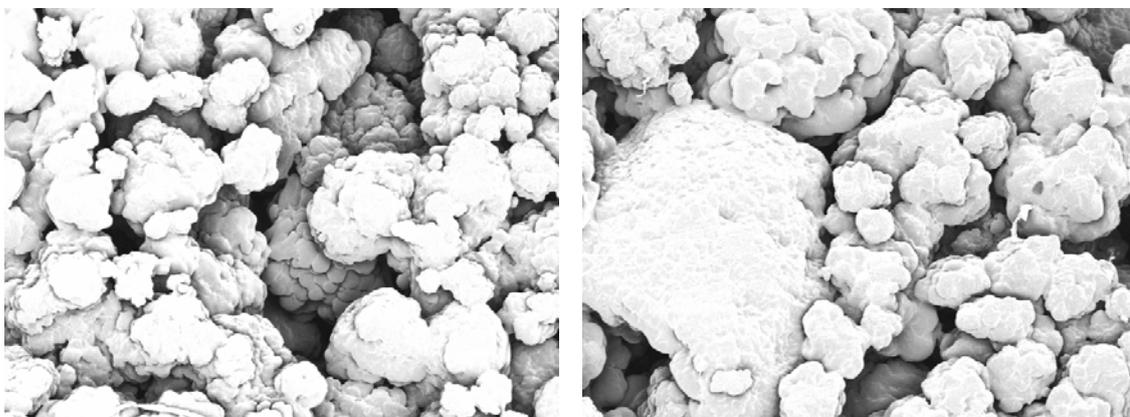


Figura 23 – Aumento de 100x: Diferentes porções longitudinais da amostra D5(30-40 $\mu\text{m}$ ).

As Figuras 22 e 23 se referem a amostras com formas geométricas distintas, porém com mesmo diâmetro médio de poro. Pode-se observar a heterogeneidade do material para

diferentes regiões de um mesmo exemplar e para amostras com formas geométricas distintas, indicando que o processo de fabricação não garante a produção de amostras idênticas, logo, variações em relação às propriedades físicas macroscópicas das mesmas são esperadas.

### 5.3) Determinação da porosidade das amostras

Inicialmente, buscou-se determinar a porosidade a partir da utilização do *software* Imago®, um programa de análise de imagens aplicada à caracterização da microestrutura porosa, reconstrução 3D e simulação do escoamento de fluidos, desenvolvido pelo Laboratório de Meios Porosos e Propriedades Termofísicas (LMPT) da UFSC.

Nesta análise são utilizadas imagens ampliadas em 100 vezes, no modo BSE (*back scattering electrons*) de cinco regiões distintas de cada amostra. Seu princípio de funcionamento baseia-se no contraste entre as fases sólida e fluida do material, observado nas figuras apresentadas no Item 5.2.

De acordo com a ampliação usada na microscopia eletrônica, determina-se o número de pixels que compõe a imagem, classificando-os como elementos da fase fluida ou da fase sólida através de sua respectiva cor. Desta forma, são obtidas duas áreas distintas, a correspondente ao esqueleto do material e a correspondente ao fluido intersticial, a partir das quais poderá ser determinado o valor da porosidade. Os valores médios de porosidade das amostras T2 e T3 obtidos a partir das imagens de cinco regiões distintas são 0,26 e 0,36, respectivamente.

Os resultados fornecidos por este método estão sujeitos a uma série de incertezas, pois, na caracterização de pontos da amostra que possuem cores intermediárias, o programa poderá classificá-los erroneamente. Além disto, a microestrutura do material varia muito sendo necessário determinar a porosidade média da amostra a partir de um maior número de imagens de outras regiões, aumentando consideravelmente o tempo de análise. Por estes motivos e pelo fato de que as propriedades acústicas dos materiais de absorção são fornecidas a partir da medição de várias amostras com mesmas características e não de apenas regiões de um exemplar, a utilização da análise de imagens torna-se inviável.

Assim, um segundo método utilizado para determinar este parâmetro consiste na porosimetria por mercúrio, a qual caracteriza a porosidade de um material através da aplicação de vários níveis de pressão sob uma amostra imersa neste fluido. Esta técnica baseia-se numa lei de capilaridade que governa a penetração do líquido no interior de pequenos poros, no caso de um líquido não-molhante como o mercúrio, é expressa pela equação de Washburn:

$$D = \left( \frac{1}{P} \right) 4\zeta \cos \theta \quad (5.1)$$

onde  $D$  corresponde ao diâmetro do poro,  $P$  a pressão aplicada,  $\zeta$  a tensão superficial do mercúrio e  $\theta$  o ângulo de contato entre o mercúrio e a amostra, todos em unidades compatíveis. O volume de mercúrio que penetra nos poros é medido diretamente em função da pressão aplicada.

A equação de Washburn assume que todos os poros são cilíndricos. Embora na realidade os poros raramente apresentam esta forma, esta equação fornece uma representação prática da distribuição dos mesmos, garantindo bons resultados para a maioria das aplicações.

Durante este ensaio a amostra é colocada no interior de um penetrômetro, que consiste numa espécie de “porta amostras”, formado pelos componentes visualizados na Figura 24. As características dos penetrômetros variam de acordo com o material analisado, neste caso, o utilizado possui um peso de 68,625 g, volume de 6,7394 ml, uma haste com volume de 1,131 ml, e uma constante de 21,630  $\mu\text{l}/\text{pF}$  expressa em unidades de volume deslocado por unidade de capacitância.

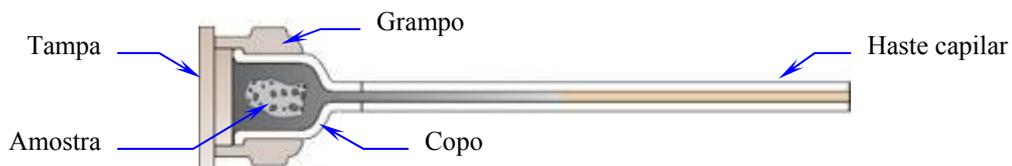


Figura 24 – Componentes de um penetrômetro [18].

O penetrômetro é selado e colocado em um dos compartimentos de baixa pressão do equipamento observado na Figura 25. Neste compartimento cria-se vácuo, permitindo que por diferença de pressão o mercúrio ocupe este espaço, preenchendo a haste capilar e o copo do penetrômetro. Com o objetivo de manter somente o mercúrio contido no interior do penetrômetro o excesso de mercúrio é automaticamente drenado de volta para o reservatório interno.

Com o aumento da pressão o mercúrio contido na haste do capilar se desloca para o interior do copo, começando a impregnar os poros da amostra que têm maior diâmetro, uma vez que a pressão necessária para impregná-los é inversamente proporcional ao diâmetro dos mesmos. Isto resulta na diminuição da capacitância entre a coluna de mercúrio e a capa metálica que envolve a parte externa da haste capilar. Conseqüentemente, através da constante do penetrômetro, o equipamento calcula o volume de mercúrio absorvido pela amostra.

Passada a etapa na região de baixa pressão, na qual o operador define os pontos de pressão onde serão feitas as medições, o penetrômetro é colocado na câmara de alta pressão onde o ensaio é realizado automaticamente.

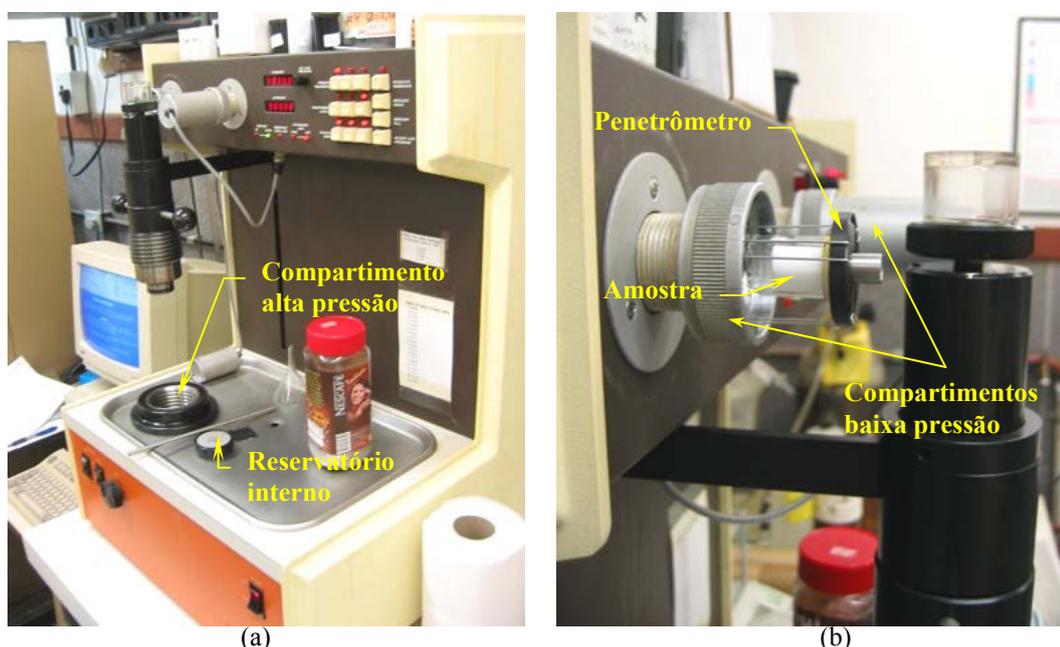


Figura 25 – Micromeritics Pore Sizer 9320 do LMPT: (a)Vista geral (b) Vista em detalhe.

As informações dos pontos de medição em baixa e alta pressão, aliadas aos valores inseridos pelo operador, tais como, peso da amostra, densidade do mercúrio, constante do penetrômetro, peso do penetrômetro vazio, com a amostra e carregado com mercúrio, fornecem os valores dos parâmetros da amostra em análise. Na Tabela 3 são apresentadas algumas das propriedades determinadas por este ensaio para as amostras T2 e T3.

Tabela 3 – Propriedades medidas com o porosímetro.

Propriedades	Amostra T2	Amostra T3
Porosidade (%)	39,61	44,65
Diâmetro médio dos poros ( $\mu\text{m}$ )	45,67	107,39
Densidade aparente ( $\text{kg}/\text{m}^3$ )	586,4	536,3
Densidade esqueleto ( $\text{kg}/\text{m}^3$ )	971,0	969,0

Como a pressão aumenta gradativamente durante a análise, o diâmetro dos poros e o correspondente volume de mercúrio necessário para preenchê-los são calculados para cada ponto de pressão, desta forma, pode-se obter a distribuição do diâmetro dos poros da amostra, como se observa na Figura 26. Sua análise permite concluir que para certos diâmetros de poro ocorre um aumento brusco do volume acumulado de mercúrio, indicando que a maior parte dos poros do material apresentam aquelas dimensões.

Então, pode-se afirmar que a faixa de diâmetros característicos das amostras T2 e T3 são, respectivamente, 30  $\mu\text{m}$  a 60  $\mu\text{m}$  e 70  $\mu\text{m}$  a 150  $\mu\text{m}$ .

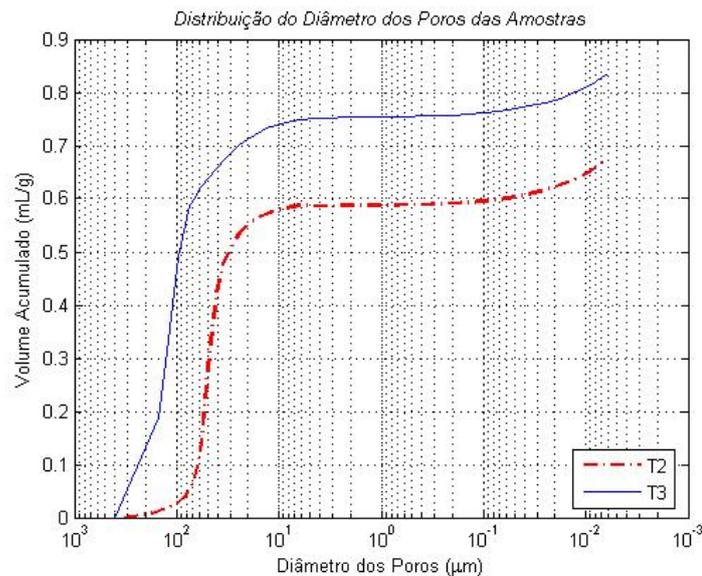


Figura 26 – Distribuição do diâmetro dos poros das amostras T2 e T3.

Ao comparar o diâmetro médio dos poros determinado por este ensaio e o fornecido pelo fabricante se observa uma grande discordância, que provavelmente deve ser justificada pelo fato de que o processo de fabricação não apresenta um rígido controle em relação ao tamanho dos poros, uma vez que um diâmetro específico é definido a partir de um tempo e uma temperatura média característica que a matéria prima deve ser mantida durante o processo de sinterização para teoricamente fornecer amostras com aquele tamanho de poro específico.

#### 5.4) Determinação da resistividade ao fluxo

Baseado no artigo publicado por Lauriks [12], fora feito um levantamento dos equipamentos necessários para construir uma bancada experimental de medição da resistividade ao fluxo. A mesma foi idealizada de forma que pudessem ser avaliadas amostras de ambas as formas geométricas, discos ou tubos. Além disso, buscou-se utilizar equipamentos disponíveis no laboratório para que a mesma tivesse um custo relativamente baixo. A configuração final idealizada e seus principais componentes são verificados na Figura 27.

Ligada à rede de ar comprimido através da tubulação, a bancada permite que um fluxo de ar controlado percorra todos os componentes e chegue até a amostra. O controle do escoamento é feito pela válvula reguladora de pressão, que apresenta um filtro acoplado responsável pela retirada da umidade e de resíduos contidos na linha. Através do medidor de fluxo de massa (MFM) é determinada a vazão de ar que atravessa a amostra, e do manômetro o diferencial de pressão causado pela mesma. Medidas estas duas grandezas e determinadas as

dimensões da amostra, pode ser calculada sua resistividade. A válvula globo é utilizada para permitir que sejam efetuadas medições em diferentes faixas de vazão.

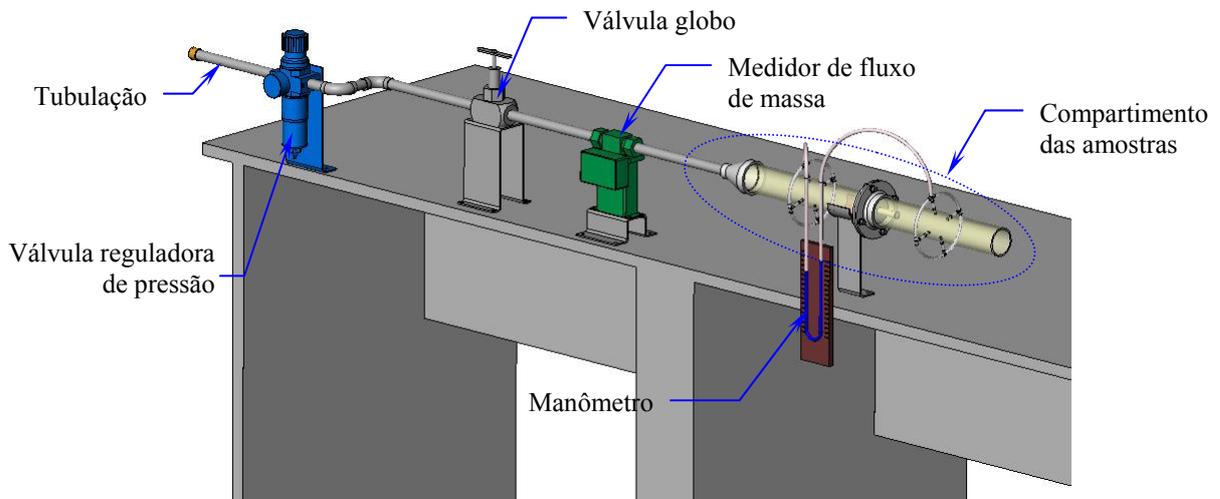


Figura 27 – Configuração e equipamentos da bancada experimental.

Definida a configuração e os componentes partiu-se para sua construção e montagem, cuja estrutura final pode ser observada na Figura 28.

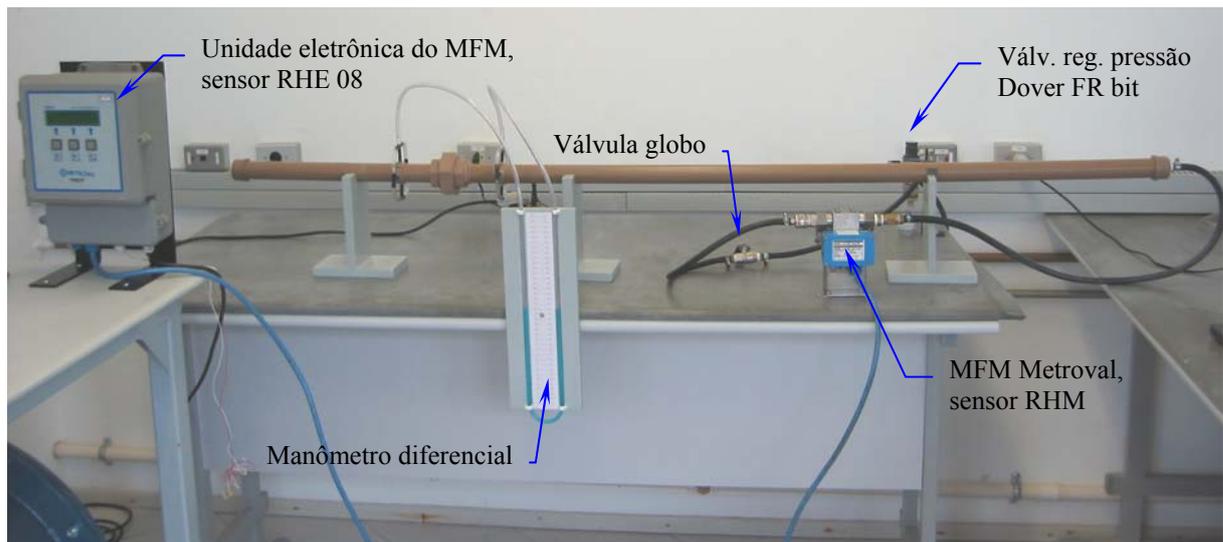


Figura 28 – Vista geral da bancada de resistividade ao fluxo.

Os resultados obtidos não foram satisfatórios pois, com o aumento da vazão, a resistividade ao fluxo sofria um aumento considerável, indicando que as medições estavam sendo efetuadas num escoamento turbulento. Buscando melhores resultados o medidor de fluxo de massa calibrado para operar entre 2,0 e 20,0 kg/h foi substituído por um rotâmetro, cuja faixa de medição situa-se entre 0,3 e 3,0 m<sup>3</sup>/h, e o manômetro diferencial foi substituído por um micro-manômetro, porém, os resultados obtidos ainda foram ruins.

Diante destes resultados decidiu-se aprimorar a bancada de acordo com a norma ASTM C522-80 [14], que apresenta informações mais específicas a respeito dos critérios que devem

ser seguidos na construção de tal aparato experimental. Segundo esta norma os valores de velocidade de fluxo recomendados devem estar entre 0,5 e 50,0 mm/s para garantir um escoamento laminar. Então, a partir destes valores e da faixa de vazão de operação do rotâmetro foi determinado um novo diâmetro para o compartimento das amostras, como mostra a Tabela 4.

Tabela 4 – Faixa de vazão recomendada de acordo com o diâmetro da tubulação.

Limites	Velocidade (mm/s)	Diâmetro interno (mm)	Vazão (m <sup>3</sup> /s)	Vazão (m <sup>3</sup> /min)	Vazão (m <sup>3</sup> /h)
mínimo	0,5	98	3,771E-06	0,00023	<b>0,014</b>
máximo	50,0		3,771E-04	0,02263	<b>1,358</b>

A partir desta informação e de outros dados disponibilizados na norma, a bancada reestruturada é observada na Figura 29.

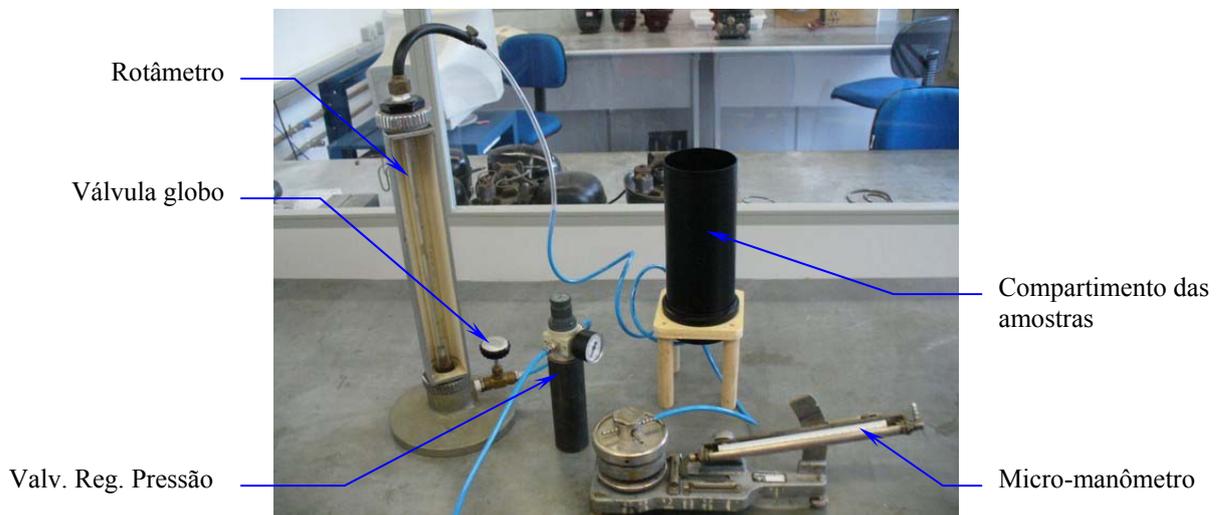


Figura 29 – Nova bancada para determinação da resistividade ao fluxo.

Com o objetivo de avaliar se as medições eram feitas num escoamento laminar, o diferencial de pressão causado por uma determinada amostra foi determinado para vazões entre 0,4 m<sup>3</sup>/h e 1,2 m<sup>3</sup>/h, usando um incremento de 0,2 m<sup>3</sup>/h. Os resultados da resistividade obtidos nesta situação estão apresentados nas Figuras 30, 31 e 32.

Para as amostras com diâmetro de poro entre 15 µm e 25 µm, observa-se na Figura 30 um aumento da resistividade em função da vazão, indicando que a medição está sendo efetuada fora da faixa de escoamento laminar. Por outro lado, as respostas das amostras com maiores diâmetros de poro, observadas nas Figuras 31 e 32, sofrem variações, porém são bem mais comportadas. Outra conclusão importante tirada desta avaliação consiste na heterogeneidade das amostras, pois os valores de resistividade, que deveriam ser constantes, variam aleatoriamente dependendo da espessura das mesmas.

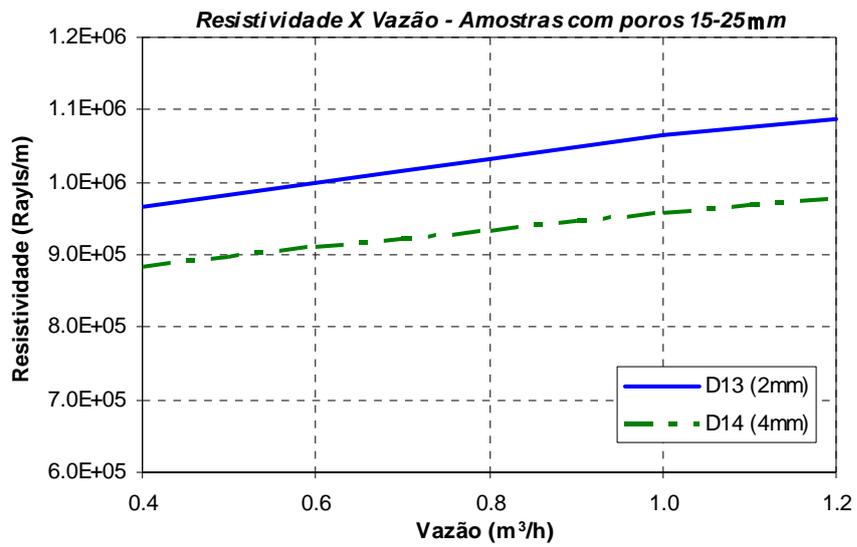


Figura 30 – Variação da resistividade em função da vazão: Amostras (15-25µm).

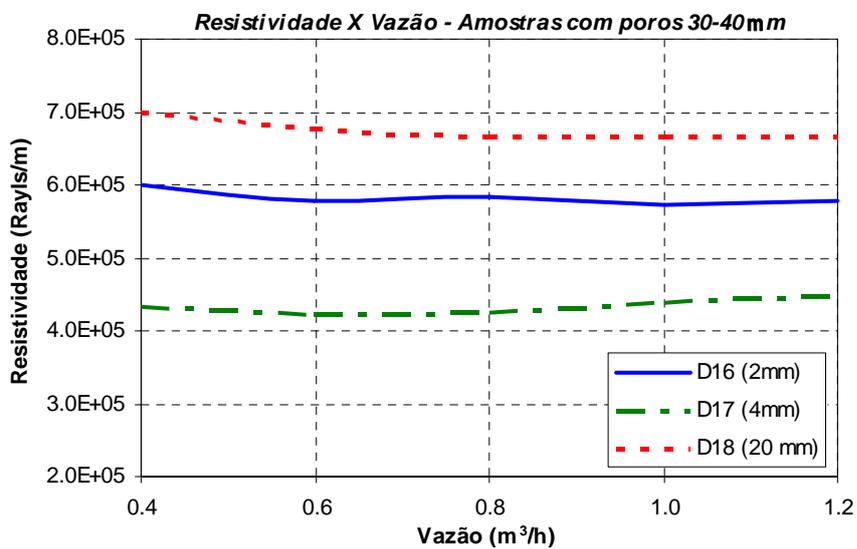


Figura 31 – Dispersão da resistividade em função da vazão: Amostras (30-40µm).

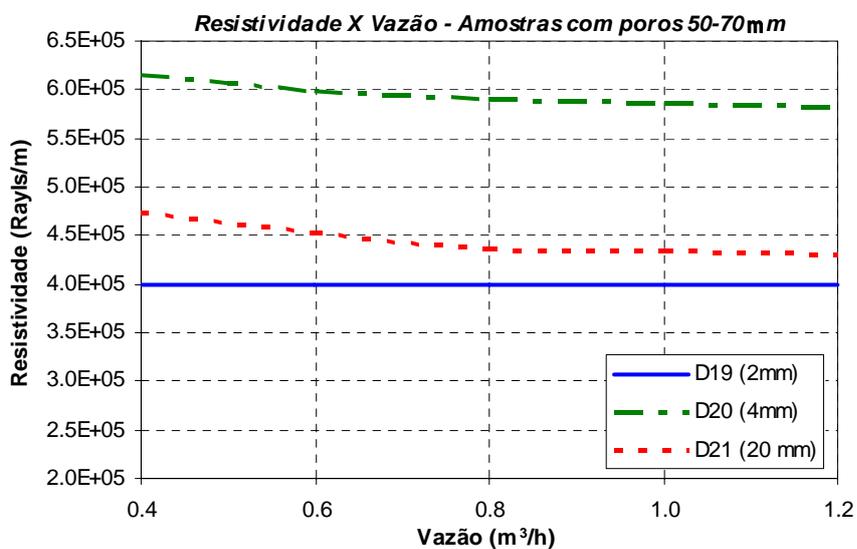


Figura 32 – Variação da resistividade em função da vazão: Amostras (50-70µm).

Numa segunda análise a válvula reguladora de pressão foi ajustada em 1,5 bar e a vazão fixada em 0,8 m<sup>3</sup>/h para verificar a dispersão dos resultados obtidos para amostras com diâmetros médios de poro e espessuras iguais.

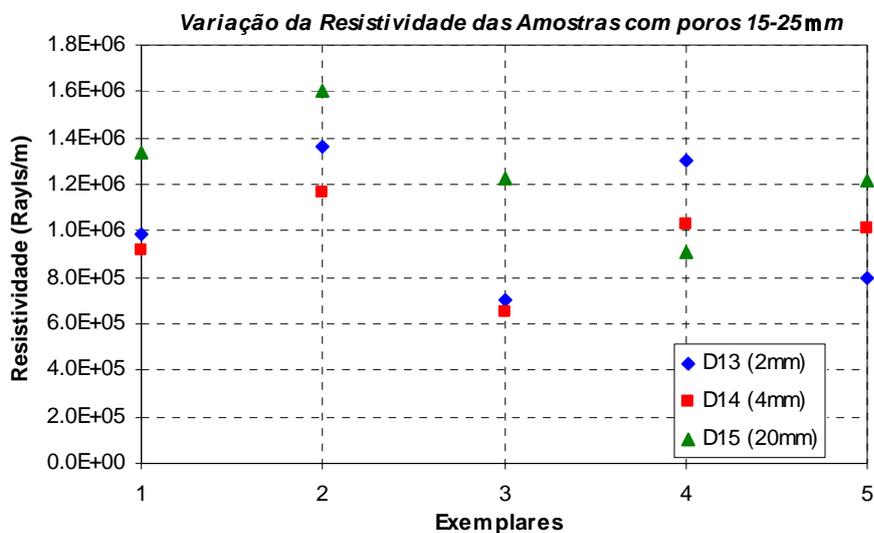


Figura 33 – Dispersão na resistividade das amostras com poros entre 15 µm e 25 µm.

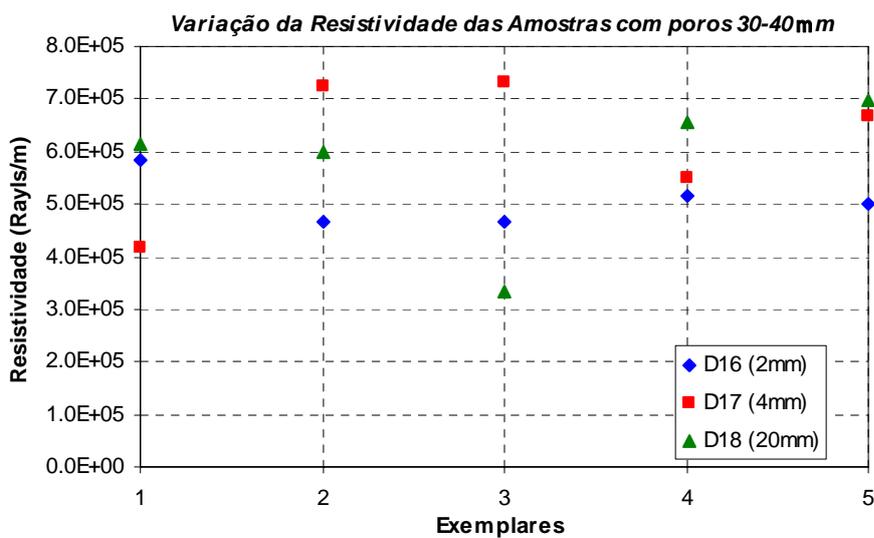


Figura 34 – Variação na resistividade das amostras com poros entre 30 µm e 40 µm.

Quando comparados os resultados das amostras com mesmo diâmetro de poro e diferentes espessuras, observados nas Figuras 33, 34 e 35, conclui-se que a resistividade das amostras com poros entre 15 µm e 25 µm apresenta menor variação na espessura de 4 mm, para as amostras com poros entre 30 µm e 40 µm na espessura de 2 mm e para as amostras com poros entre 50 µm e 70 µm nas espessuras de 2 mm e 4 mm.

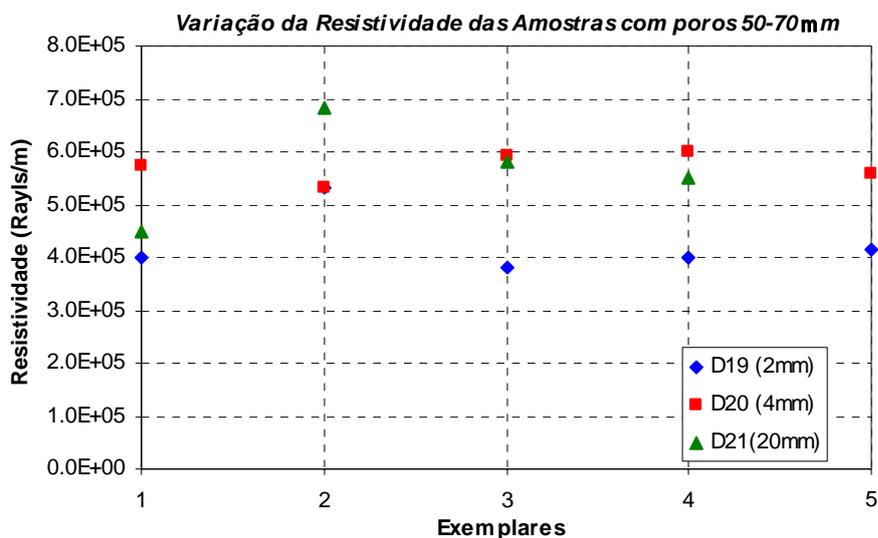


Figura 35 – Alteração na resistividade de amostras com poros entre 50 e 70 µm.

Já quando se comparam as respostas de amostras com mesmas espessuras e diferentes diâmetros de poro, como na Figura 36, conclui-se que a dispersão dos resultados de resistividade é maior nas amostras com diâmetro de poro entre 15 µm e 25 µm. Para espessuras de 2 mm e 20 mm também chega-se à mesma conclusão.

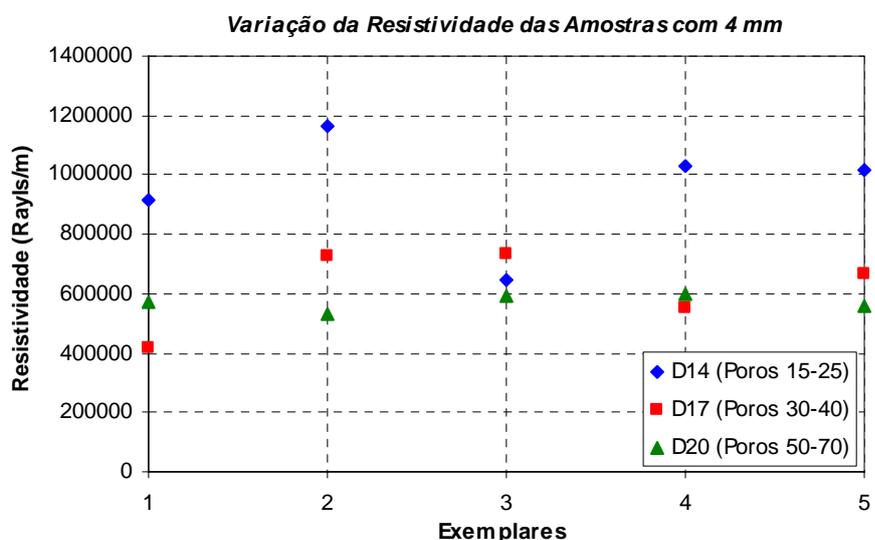


Figura 36 – Variação da resistividade das amostras D14, D17 e D20.

De uma forma geral se pode dizer que os resultados desta última análise indicam uma grande heterogeneidade das amostras. Depois da avaliação de todos estes resultados chegou-se numa resistividade média de 1,032E+6 Rayls/m para a amostras com poros entre 15-25 µm, 7,075E+5 Rayls/m para as amostras com poros entre 30-40 µm e 5,710E+5 Rayls/m para as amostras com poros entre 50-70 µm.

### 5.5) Considerações finais

As espumas de poliuretano são classificadas como materiais porosos elásticos, mesmo com uma densidade cerca de 40 vezes maior que a do ar; já o esqueleto das amostras aqui analisadas é feito de um material com uma densidade cerca de 970 vezes maior que a do ar. Portanto, pode-se afirmar que este material possui uma estrutura rígida. O fato de que as amostras analisadas não entram em contato com superfícies vibrantes durante as análises completam as características necessárias para apontá-lo como um material poroso de estrutura rígida.

As imagens da microestrutura e as variações nos resultados de resistividade indicam anisotropia e heterogeneidade das amostras avaliadas. Em relação à porosidade se espera que os resultados fornecidos pelo porosímetro estejam adequados, uma vez que este demonstra ser o melhor método para determinar tal parâmetro dentre os disponíveis. A única observação que cabe aos resultados obtidos neste ensaio é de que em virtude da heterogeneidade das amostras, deveria ser determinado um valor médio de porosidade a partir de um número maior de amostras teoricamente idênticas.

Os resultados de resistividade ao fluxo se mostram muito sensíveis a pequenas variações de pressão e vazão, logo, seria recomendado realizar outras medições utilizando equipamentos mais precisos para determinar o diferencial de pressão e a vazão de ar que atravessa a amostra de forma mais precisa. Além disto, possivelmente a velocidade de fluxo deveria ser reduzida, pois, mesmo que os valores usados estejam de acordo com a norma ASTM C522-80 [5], materiais com baixa porosidade e elevada resistividade exigem velocidades mais baixas. Laboratórios como Le Mans Centre for Technology Transfer, CTTM, na França e National Research Council Canada, NRC, utilizam velocidades inferiores a 1 mm/s.

O fator de estrutura não foi determinado experimentalmente, pois não se dispõe do equipamento necessário para fazê-lo. A construção de tal equipamento torna-se inviável porque necessitaria de componentes com um custo relativamente alto e seria muito complexa. Porém, os dados de literatura indicam que este parâmetro não tem uma influência tão significativa sobre os resultados como os demais, principalmente nos materiais com pequenas espessuras. Desta forma adota-se um valor unitário para todas as amostras aqui avaliadas.

## CAPÍTULO 6

### MODELOS DO CAMPO SONORO NO INTERIOR DE MATERIAIS POROSOS

Os modelos teóricos do comportamento acústico de materiais porosos geralmente são enquadrados em duas categorias: aqueles que assumem um esqueleto rígido e aqueles que permitem o movimento do mesmo. Aqui serão abordados desde modelos simples, como o proposto por Delany [19], que a partir de medições de uma série de materiais fibrosos estabelece relações empíricas para determinação do número de onda e impedância acústica característica, até modelos mais elaborados que propõe uma nova equação da onda para materiais porosos de estrutura rígida a partir da determinação dos parâmetros físicos característicos dos mesmos.

#### 6.1) Modelo proposto por Delany e Bazley

Segundo Delany e Bazley a maioria dos materiais de absorção sonora podem ser considerados, do ponto de vista prático, suficientemente homogêneos. No caso de ondas planas que se propagam em uma dada direção, a anisotropia dos materiais pode ser desprezada. Portanto, a propagação sonora no interior dos mesmos pode ser determinada por duas grandezas complexas: a impedância característica  $Z_p$  e o número de onda característico  $k_p$ .

Através do método do tubo de impedância e sob a condição de ondas planas, em seu trabalho, foram medidas as características acústicas de uma grande quantidade de materiais fibrosos comerciais, tais como fibra de vidro e lãs minerais, cobrindo numa faixa de freqüências de interesse prático uma extensa faixa de valores de resistividade ao fluxo (2E+3 a 80E+3 Rayls/m). Os resultados obtidos foram normalizados em função de uma variável dimensional, correspondente à razão entre freqüência e resistividade, podendo adequadamente serem representados pelas relações empíricas apresentadas na Equação (6.1).

$$Z_p = \rho_0 c_0 \left[ 1 + 0,051 \left( \frac{\sigma}{f} \right)^{0,75} - j \left( 0,077 \left( \frac{\sigma}{f} \right)^{0,73} \right) \right]$$
$$k_p = k \left[ 0,175 \left( \frac{\sigma}{f} \right)^{0,59} - j \left( 1 + 0,086 \left( \frac{\sigma}{f} \right)^{0,7} \right) \right]$$
(6.1)

onde  $\rho_0$ ,  $c_0$ ,  $k$  são, respectivamente, a densidade, a velocidade de propagação do som e o número de onda no fluido, e onde ainda  $\sigma$  é a resistividade ao fluxo e  $f$  a frequência. Então, medindo-se apenas a resistividade ao fluxo de uma certa amostra, seu comportamento acústico poderia ser determinado a partir destas relações.

Estas relações empíricas normalizadas provaram-se úteis na avaliação geral de materiais absorventes e nas suas aplicações em salas anecóicas, meios de controle de ruído e projetos de revestimento de dutos de ventilação. Entretanto, elas devem ser usadas com confiança dentro da faixa  $10 \leq f/\sigma \leq 1000$ , sendo não aconselhável a utilização das mesmas fora desta faixa. Também vale ressaltar que todos os materiais fibrosos estudados apresentam porosidade próxima de um.

Mechel estudou materiais fibrosos nos quais as fibras estavam regularmente paralelas, chegando a expressões mais acuradas que as apresentadas por Delany e Basley. Mesmo assim, a concordância entre os dois modelos é suficientemente boa.

As expressões apresentadas por Mechel dependem de um parâmetro não dimensional  $E$ , implicando na utilização de duas expressões para determinar a impedância característica do material e duas para determinar o número de onda característico, como pode se observar nas Equações (6.2) e (6.3).

$$E = \frac{\rho_0 f}{\sigma} \leq 0,025 \qquad E = \frac{\rho_0 f}{\sigma} > 0,025$$

$$Z_p = \rho_0 c_0 \left( 1 + 0,081E^{-0,699} - j0,191E^{-0,556} \right) \quad Z_p = \rho_0 c_0 \left( 1 + 0,0563E^{-0,725} - j0,127E^{-0,655} \right) \quad (6.2)$$

$$E = \frac{\rho_0 f}{\sigma} \leq 0,025 \qquad E = \frac{\rho_0 f}{\sigma} > 0,025$$

$$k_p = k \left( 1 + 0,136E^{-0,641} - j0,322E^{-0,502} \right) \quad k_p = k \left( 1 + 0,103E^{-0,716} - j0,179E^{-0,663} \right) \quad (6.3)$$

## 6.2) Modelo proposto por Byrne

Pelo fato de muitas construções acústicas industriais e arquitetônicas serem formadas por várias camadas de diferentes materiais, Byrne [20] desenvolveu um procedimento analítico que permite calcular as propriedades acústicas de cada uma delas isoladamente, e relacionar as propriedades de uma certa camada com as demais que formam a estrutura. Assim, o desempenho acústico de uma série destas construções pode ser determinado.

Segundo Byrne, o modelo mais simples que pode ser usado na propagação sonora em materiais porosos assume que a estrutura do material é rígida, termicamente não condutiva, e ocupa uma fração insignificante do volume total. Acusticamente, tal material pode ser completamente caracterizado através de sua resistividade ao fluxo.

Então, ao admitir as hipóteses estabelecidas no Item 3.1 do Capítulo 3 e estas novas considerações, a equação da conservação da quantidade de movimento sofre uma pequena modificação a fim de considerar os efeitos viscosos introduzidos pela presença do esqueleto do material poroso. Numa única direção, tem-se:

$$\rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} + \sigma u = 0 \quad (6.4)$$

onde  $\sigma$  representa a resistividade ao fluxo do material.

Manipulando matematicamente a equação da conservação da massa, que não sofre modificações, e esta nova equação da conservação da quantidade de movimento, se obtém uma nova equação para ondas planas:

$$\frac{\partial^2 p(x, t)}{\partial x^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p(x, t)}{\partial t^2} - \frac{\sigma}{\rho_0 c_0^2} \frac{\partial p(x, t)}{\partial t} = 0 \quad (6.5)$$

Admitindo uma solução harmônica para o campo de pressão, do tipo  $p(x, t) = \tilde{A} e^{j(-k_p x + \omega t)}$ , e substituindo-a na Equação (6.5) obtém-se o número de onda característico  $k_p$ :

$$k_p = k \sqrt{1 - j \frac{\sigma}{\rho_0 \omega}} \quad (6.6)$$

onde  $k = \omega / c_0$  corresponde ao número de onda no fluido livre<sup>5</sup>.

Isolando o termo da velocidade de partícula na equação da conservação da massa, e aplicando a definição de impedância acústica obtém-se a expressão da impedância acústica característica  $Z_p$ :

$$Z_p = \rho_0 c_0 \sqrt{\left(1 - j \frac{\sigma}{\rho_0 \omega}\right)} \quad (6.7)$$

### 6.3) Modelo proposto por Fahy

Em seu modelo os materiais de absorção obedecem à condição de reação local e possuem um esqueleto efetivamente rígido, de modo que seu comportamento possa ser descrito em função da porosidade, resistividade ao fluxo e fator de estrutura.

---

<sup>5</sup> O termo livre indica a existência somente de fluido, não há presença do esqueleto do material.

Fahy [1] afirma que a primeira dificuldade está na definição da velocidade do fluido no interior do material, pois, enquanto que num elemento de volume infinitesimal somente uma pressão atua sobre ele, sua velocidade muda de ponto para ponto dependendo das irregularidades dos poros. Então, faz-se necessário definir uma velocidade média de partícula da seção transversal  $u'$ , observada na Figura 37, que está relacionada com a velocidade de partícula  $u$  da seguinte maneira:

$$u = \frac{u'}{\phi} \quad (6.8)$$

onde  $\phi$  corresponde a porosidade. Desta forma, para um certo gradiente de velocidade  $\partial u'/\partial x$ , o termo  $\partial p/\partial t$  será  $1/\phi$  vezes maior que para o fluido livre.



Figura 37 – Velocidades:  $u$  de partícula e  $u'$  média de partícula da seção transversal.

Devido à presença do esqueleto haverá uma troca de calor com velocidade finita entre o fluido e a estrutura, de modo que durante a fase de compressão o gás fique mais quente que o esqueleto, e durante a fase de expansão fique mais frio. Portanto, para um mesmo valor de pressão a densidade é menor na fase de compressão que na fase de expansão, ou seja, a pressão e a densidade não estão em fase, assim, o termo  $\partial p/\partial \rho$  e o coeficiente de compressibilidade  $\rho_0 \partial p/\partial \rho$  correspondem a grandezas complexas. No modelo proposto por Fahy esta diferença de fase é negligenciada, uma vez que ele esteja fundamentado na existência de dois casos nos quais a pressão sonora e a densidade variam em fase.

No primeiro, a transmissão de calor entre o fluido e a estrutura é tão rápida que o fluido e a estrutura mantém a mesma temperatura, retratando uma relação isotérmica. Isto acontece em baixas frequências, quando o valor da razão  $\sigma/\omega\rho_0$  é aproximadamente igual a 100. Neste caso o módulo de compressibilidade da Equação da conservação da massa (3.16) passa a ser igual a  $p_0$ .

No outro, a transmissão de calor é tão lenta que o fluido vibra adiabaticamente, permitindo que o módulo de compressibilidade da equação da conservação da massa continue sendo o adiabático  $\gamma p_0$ . Esta situação acontece em altas frequências, quando o valor de  $\sigma/\omega\rho_0$  é menor que 0,1.

Desta forma, uma nova equação linearizada unidimensional da conservação da massa que leva em conta a influência do volume ocupado pelo material sólido pode ser definida, na qual o termo  $\partial p / \partial \rho$  é uma grandeza real:

$$\left( \frac{\rho_0}{\kappa} \right) \frac{\partial p}{\partial t} + \left( \frac{\rho_0}{\phi} \right) \frac{\partial u'}{\partial x} = 0 \quad (6.9)$$

onde  $\phi$  corresponde a porosidade, e  $\kappa$  ao módulo de compressibilidade efetivo do gás, que poderá assumir um dos dois valores utilizados para representar as trocas térmicas.

Já a equação da conservação da quantidade de movimento para ondas planas deve ser modificada a fim de levar em conta a porosidade, o fator de estrutura e a resistividade ao fluxo:

$$\frac{\partial p}{\partial x} + \left( \frac{s\rho_0}{\phi} \right) \frac{\partial u'}{\partial t} + \sigma u' = 0 \quad (6.10)$$

onde  $s$  corresponde ao fator de estrutura, e  $\sigma$  a resistividade ao fluxo.

A presença da porosidade no segundo termo é explicada pelo fato de que a aceleração média da partícula no interior dos poros do material é maior por um fator  $\phi$  que a aceleração média de partícula da seção transversal, representada por  $\partial u' / \partial t$ . O terceiro termo expressa a força da resistência viscosa por unidade de volume. No caso de movimento harmônico a Equação (6.10) pode ser reescrita:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = - \left( \frac{s\rho_0}{\phi} - j \frac{\sigma}{\omega} \right) \frac{\partial u'}{\partial t} \quad (6.11)$$

Ao comparar esta equação com a da conservação da quantidade do movimento para um fluido livre (3.20), subentende-se que o termo entre parênteses seja interpretado como uma densidade complexa onde efeitos viscosos e inerciais são levados em conta. Esta densidade é comumente denominada por densidade efetiva, e algumas vezes como densidade aparente. De outro ponto de vista, ela simplesmente consiste numa forma de expressar o fato de que a pressão e a aceleração da partícula não estão defasadas em  $90^\circ$  como ocorre num meio livre. Note que a razão entre a parte real e a parte imaginária da densidade complexa aumenta com a frequência, confirmando a afirmação de que a viscosidade controla a propagação em baixas frequências e a inércia controla em altas frequências.

Diferenciando a Equação (6.9) em relação ao tempo e a Equação (6.10) em relação a  $x$ , o termo comum  $\partial^2 u' / \partial x \partial t$  pode ser eliminado, resultando numa nova equação de ondas planas que leva em conta as alterações provocadas pela estrutura do material poroso.

$$\frac{\partial^2 p(x,t)}{\partial x^2} - \left(\frac{s\rho_0}{\kappa}\right) \frac{\partial^2 p(x,t)}{\partial t^2} - \left(\frac{\sigma\phi}{\kappa}\right) \frac{\partial p(x,t)}{\partial t} = 0 \quad (6.12)$$

Os efeitos dos parâmetros  $\phi$ ,  $s$  e  $\sigma$ , junto com o coeficiente de compressibilidade efetivo  $\kappa$ , alteram a velocidade de propagação das ondas planas de seu valor no meio livre e as atenuam de acordo com sua propagação. Quando  $\phi = 1$ ,  $\sigma = 0$ ,  $s = 1$  e  $\kappa = \gamma P_0$  a equação acima torna-se idêntica a equação de ondas planas desenvolvida no capítulo 3.

Propondo uma solução harmônica para o campo de pressão, do tipo  $p(x,t) = \tilde{A}e^{j(-k_p x + \omega t)}$  obtém-se o número de onda característico  $k_p$ :

$$k_p = \sqrt{\omega^2 \left( \frac{s\rho_0}{\kappa} - j \frac{\sigma\phi}{\omega\kappa} \right)} \quad (6.13)$$

Isolando o termo da velocidade de partícula na equação da conservação da massa e aplicando a definição de impedância acústica, obtém-se a expressão da impedância característica  $Z_p$ :

$$Z_p = \frac{\kappa k_p}{\omega\phi} \quad (6.14)$$

#### 6.4) Comparação das respostas fornecidas pelos modelos

A fim de comparar os resultados fornecidos pelas diferentes teorias, se admite para a resistividade, parâmetro presente em todos os modelos, o valor de 1,032E+6 Rayls/m e desprezam-se os parâmetros de porosidade e fator de estrutura, considerados por Fahy.

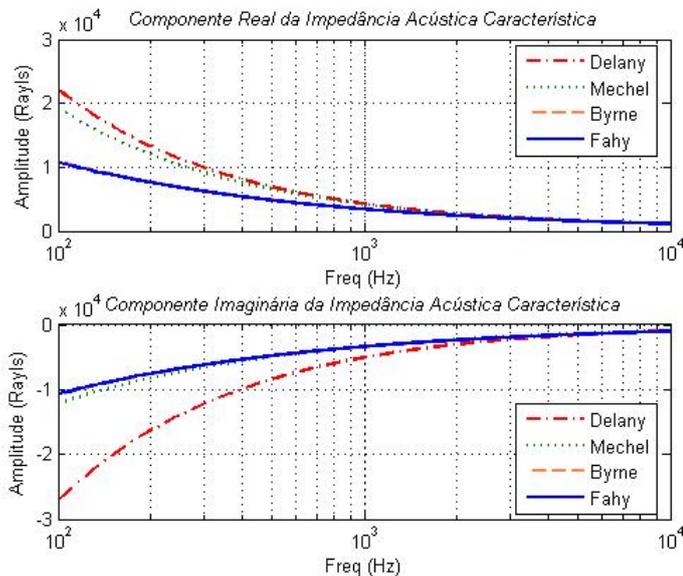


Figura 38 – Comparação da impedância acústica característica.

Desta forma a análise da impedância acústica característica, Figura 38, mostra que suas componentes real e imaginária tendem a zero com o aumento da frequência, indicando que a dissipação da energia sonora é maior em altas frequências. Também, como esperado, os resultados oriundos dos modelos que admitem estrutura rígida coincidem, embora, quando comparados aos obtidos pelos outros modelos apresentam uma variação considerável, principalmente em frequências abaixo de 1 kHz.

Já em relação ao número de onda característico, Figura 39, também se observa uma diferença significativa entre os resultados gerados pelos modelos que admitem estrutura rígida e os demais, porém, não tão gritante como na impedância acústica.

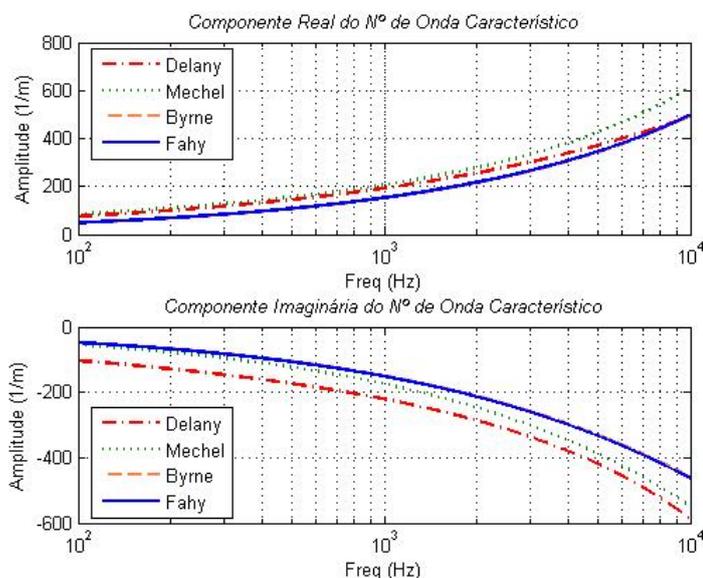


Figura 39 – Comparação do número de onda característico.

Como o modelo proposto por Byrne é utilizado para materiais com porosidade próxima de 1, na Figura 40 se faz a comparação entre a impedância acústica fornecida por este modelo e pelo de Fahy, usando dois valores distintos de porosidade 0,9 e 0,5. Constata-se que para valores de porosidade muito próximos de 1 os resultados são concordantes, porém, quando este valor encontra-se abaixo de 0,7 as diferenças são significativas. Conclui-se que modelos como o de Byrne, que não levam em conta a porosidade, são inadequados para análise de materiais com baixa porosidade.

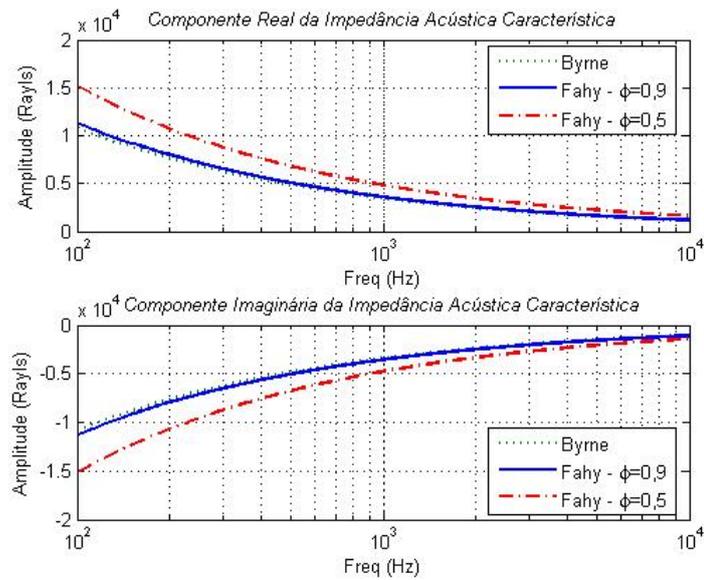


Figura 40 – Influência da porosidade nos resultados dos modelos com estrutura rígida.

As restrições de cada modelo, somadas aos resultados e conclusões obtidas na etapa de caracterização, indicam que dentre os modelos estudados o mais indicado para reproduzir o campo sonoro no interior destes materiais é o proposto por Frank Fahy, que leva em conta os três parâmetros fundamentais para caracterização de materiais com estrutura rígida.

## CAPÍTULO 7

### PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS

Neste capítulo, além da descrição dos métodos utilizados para determinar a absorção sonora correspondente a cada uma das amostras, será apresentada uma análise dos resultados referentes às características destes materiais que mais contribuem para a dissipação da energia sonora. Por fim, uma análise da inserção de tais materiais em protótipos de filtros acústicos permite determinar quais as regiões ideais de aplicação dos mesmos para que se obtenha um maior aproveitamento de sua capacidade dissipativa.

#### 7.1) Coeficiente de absorção das amostras

##### a) Procedimento experimental

Para avaliar a absorção sonora proporcionada pelas diferentes amostras testadas, seus respectivos coeficientes de absorção foram determinados a partir de medições realizadas em um tubo de impedância, usando o método da função transferência, descrito na Norma ISO 10534-2 [5]. O seu princípio de funcionamento baseia-se na geração de ondas planas ao longo do tubo e na medição da pressão sonora em duas posições distintas. Todos os equipamentos necessários para efetuar tais medições estão listados na Tabela 5.

Tabela 5 – Equipamentos utilizados para determinar o coeficiente de absorção.

Item	Descrição
1	Analisador de sinais B&K Pulse 4 canais modelo 7533
2	Computador HP com programa Pulse LabShop 9.0
3	Pré-amplificador de potência B&K modelo 7533
4	Amplificador de sinais B&K 2804
5	Pré-amplificador B&K 2619
6	Microfone de pressão ¼" B&K 4938
7	Calibrador de microfone

Concluída a instrumentação do tubo de impedância, uma amostra era posicionada no seu interior de forma que uma de suas faces ficasse em contato com a terminação rígida. Em seguida, através do alto-falante um ruído branco era gerado numa faixa de frequências entre 0 Hz e 12,8 kHz para que a pressão acústica fosse medida em duas posições previamente estabelecidas. A fim de se obter valores médios foram medidos dois exemplares de cada uma das amostras.

Para realizar a análise numa ampla faixa de frequências, as medições foram efetuadas em dois tubos, o primeiro com diâmetro interno de 97 mm e comprimento de 0,810 m utilizado para realizar as medições em baixas frequências e o segundo com diâmetro de 28 mm e comprimento de 0,175 m utilizado para as altas frequências. Nas Figuras 41 e 42 são verificadas as bancadas dos dois tubos de impedância utilizados.

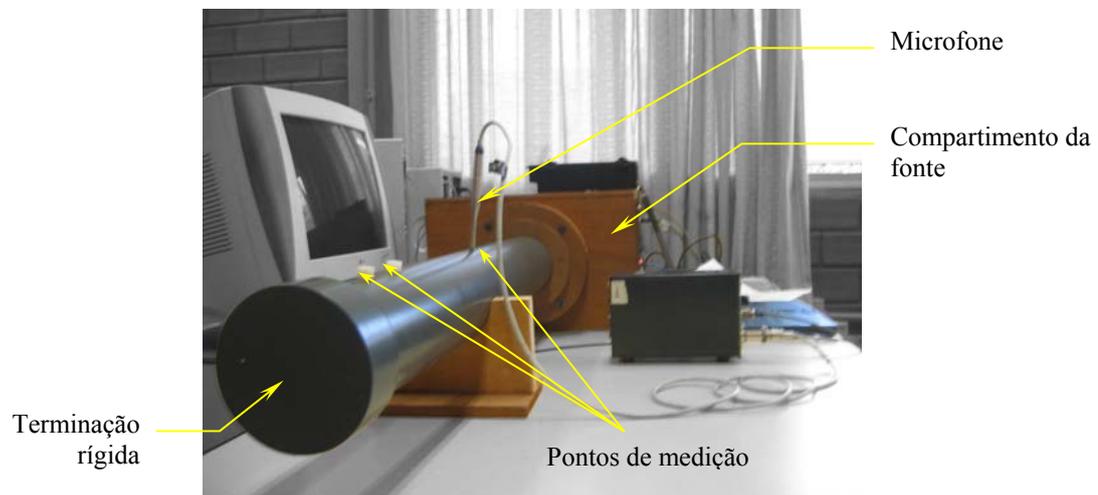


Figura 41 – Tubo de impedância para medições em baixas frequências [21].

O limite superior da faixa de análise é limitado pela frequência a partir da qual surge o primeiro modo de propagação não plano e do espaçamento entre os microfones, enquanto que o inferior é limitado pela precisão do equipamento de processamento de sinais e pelo espaçamento entre os microfones.

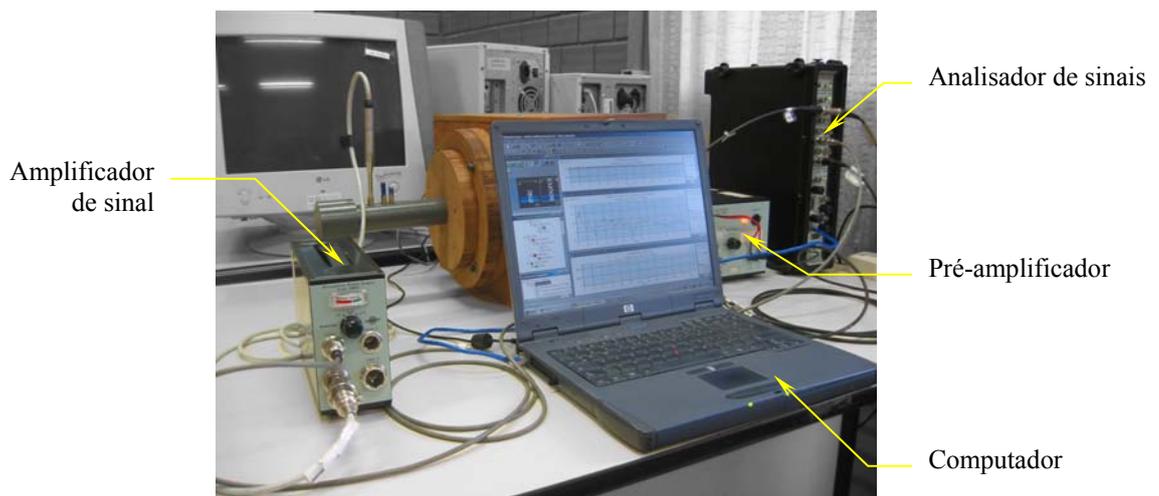


Figura 42 – Configuração do tubo de impedância para medições em altas frequências [21].

Desta forma para obter uma maior flexibilidade em relação à faixa de análise, em cada um dos tubos foram estabelecidos três pontos de medição, como se observa na Figura 43. A Norma ISO 10534-2 recomenda que o espaçamento entre os microfones não exceda 5% do

comprimento de onda correspondente à frequência mais baixa de interesse. Portanto, as menores frequências que respeitam esta condição para os tubos de baixa e alta frequência são determinadas pelas Equações (7.1) e (7.2), respectivamente:

$$f_{\min\_baixa21} > 0,05 \frac{343}{0,066} = 259,8\text{Hz} \text{ e } f_{\min\_baixa31} > 0,05 \frac{343}{0,35} = 49,0\text{Hz} \quad (7.1)$$

$$f_{\min\_alta21} > 0,05 \frac{343}{0,019} = 902,6\text{Hz} \text{ e } f_{\min\_alta31} > 0,05 \frac{343}{0,03} = 571,7\text{Hz} \quad (7.2)$$

onde os sub-índices 21 referem-se ao espaçamento entre os pontos de medição 1 e 2, e os sub-índices 31 aos pontos 1 e 3.

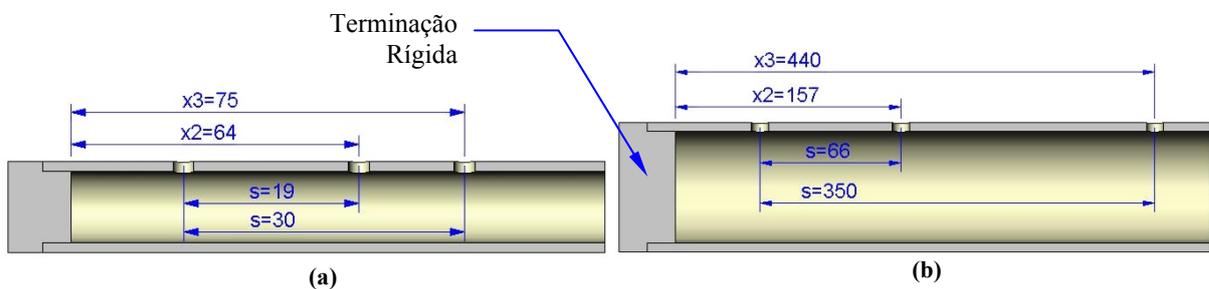


Figura 43 – Distância em mm entre os pontos de medição: (a)Alta e (b)Baixa frequência.

Já as máximas frequências serão determinadas pela Equação (7.3), pois, em tubos de seção transversal circular constante a máxima frequência de trabalho deve ser menor que a frequência de corte do tubo a partir da qual o primeiro modo circunferencial é excitado.

$$f_{\max} < \frac{0,58c_0}{d_i} \quad (7.3)$$

onde  $d_i$  corresponde ao diâmetro interno do tubo.

Desta maneira, em função do diâmetro de cada sistema, se obtêm as seguintes frequências máximas de trabalho:

$$f_{\max\_baixa} < 0,58 \frac{343}{0,097} < 2.051\text{Hz} \text{ e } f_{\max\_alta} < 0,58 \frac{343}{0,028} < 7.105\text{Hz} \quad (7.4)$$

Porém, a Norma ISO 10534-2 recomenda a seguinte relação entre a frequência máxima de trabalho e o espaçamento entre os pontos de medição:

$$f_{\max} < 0,45 \frac{c_0}{s} \quad (7.5)$$

Baseado neste critério as máximas frequências de trabalho para os sistemas de baixa e alta frequência seriam:

$$f_{\max\_baixa21} < 0,45 \frac{343}{0,066} = 2.338,6\text{Hz} \text{ e } f_{\max\_baixa31} < 0,45 \frac{343}{0,35} = 441,0\text{Hz} \quad (7.6)$$

$$f_{\max\_alta21} < 0,45 \frac{343}{0,019} = 8.123,7\text{Hz} \text{ e } f_{\max\_alta31} < 0,45 \frac{343}{0,03} = 5.145\text{Hz} \quad (7.7)$$

Portanto, estabelecendo como frequência máxima o menor valor calculado por ambas recomendações da Norma ISO 10534-2, as faixas de frequências de trabalho dos sistemas de medição são apresentadas na Tabela 6.

Tabela 6 – Faixa de frequências de trabalho dos tubos de impedância.

	Diâmetro do tubo	Pontos de medição 2 e 1		Pontos de medição 3 e 1	
		f min	f máx	f min	f máx
<b>Sistema de alta</b>	28 mm	902,6 Hz	7.105,0 Hz	571,7 Hz	5.145,0 Hz
<b>Sistema de baixa</b>	97 mm	259,8 Hz	2.051,0 Hz	49,0 Hz	441,0 Hz

b) Resultados obtidos

Os coeficientes de absorção dos próprios sistemas de medição, observados na Figura 44, foram determinados através de medições das funções transferências sem a presença de materiais de absorção em suas terminações.

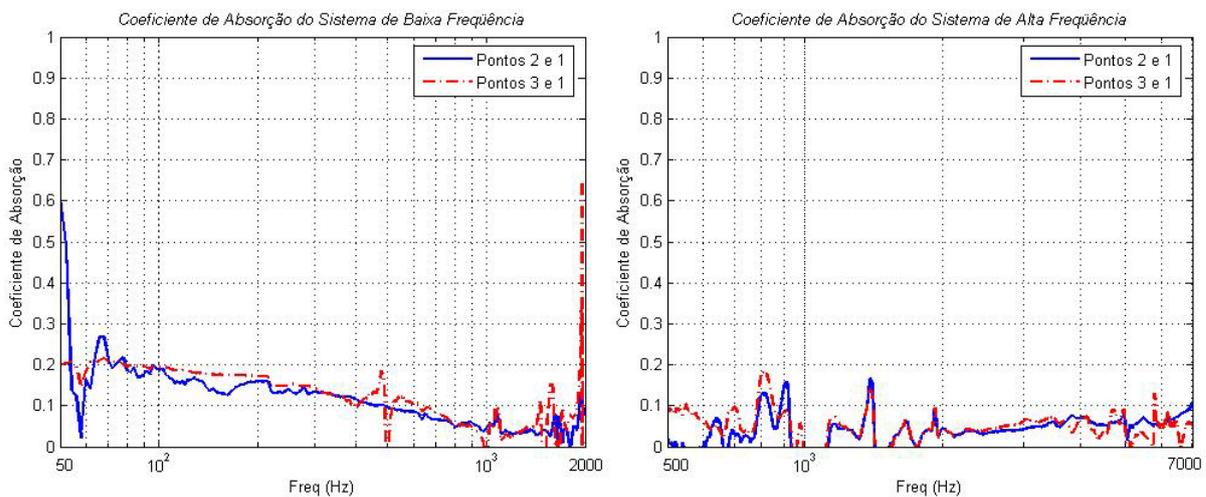


Figura 44 – Coeficiente de absorção dos tubos de impedância utilizados nas medições.

A análise dos resultados do sistema de baixa mostra que o coeficiente de absorção diminui com o aumento da frequência, indicando provavelmente que o mesmo apresenta “vazamentos”, pois em baixas frequências as ondas sonoras podem se propagar para fora do sistema, uma vez que as mesmas têm energia suficiente para deslocar a massa de ar das frestas existentes. Por outro lado, com o aumento da frequência, as ondas não tem energia suficiente para vencer esta inércia, ficando confinadas no sistema de medição. Já para o sistema de alta,

principalmente para frequências maiores que 2 kHz, nota-se que o coeficiente de absorção apresenta um comportamento mais constante, indicando que a dissipação sonora é proporcionada pelo ar contido no interior do mesmo.

Para averiguar se as amostras analisadas apresentam uma absorção considerável nas baixas frequências, comparam-se os seus respectivos coeficientes de absorção com aqueles do próprio sistema, conforme verificado na Figura 45.

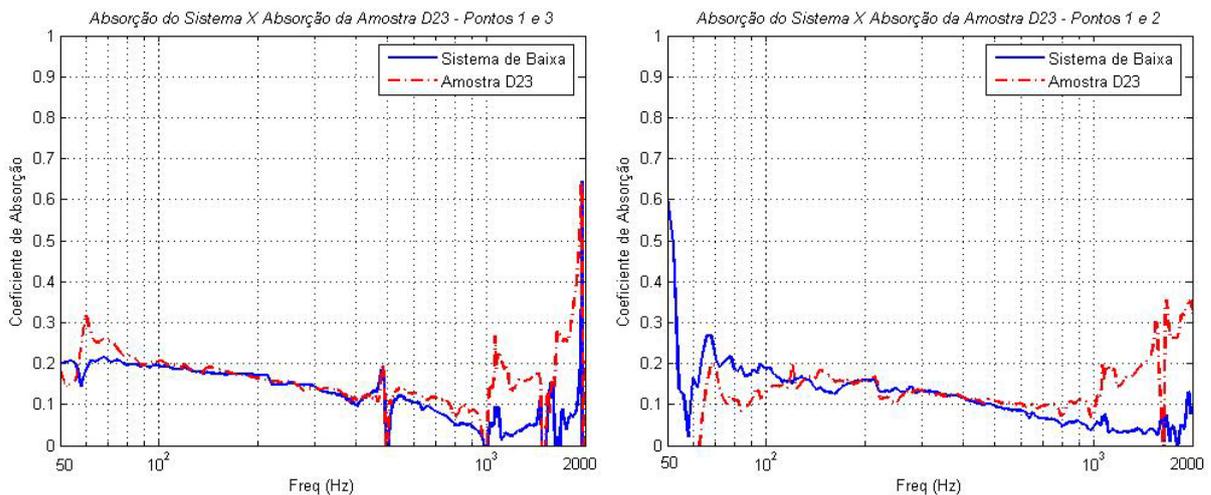


Figura 45 – Comparação da absorção do sistema de baixa frequência e da amostra D23.

Na Figura 45, o gráfico da esquerda apresenta os resultados das medições feitas nos pontos 1 e 3, sua análise indica que ao longo da faixa de frequências de trabalho o material analisado possui um coeficiente de absorção menor que aquele do próprio sistema; logo ele não pode ser determinado devido às limitações do sistema de medição. As mesmas conclusões foram obtidas quando testadas amostras com espessuras e diâmetros de poros diferentes. Assim, os resultados fornecidos pelo sistema de baixa a partir das medições feitas nos pontos 1 e 3 devem ser desprezados. Na mesma figura, o gráfico à direita apresenta os resultados obtidos a partir dos pontos 1 e 2. Observa-se que abaixo de 600 Hz chega-se à mesma conclusão mencionada anteriormente, porém, a partir desta frequência, o coeficiente de absorção da amostra sofre um ligeiro aumento.

Para verificar se esta variação do coeficiente de absorção corresponde realmente à dissipação proporcionada pelo material, na Figura 46 se faz uma comparação entre os resultados obtidos com amostras teoricamente idênticas, numa faixa de frequências comum para os dois sistemas. Nela fica evidente a existência de duas regiões. Na primeira, entre 600 Hz e 1 kHz, a resposta obtida pelo sistema de baixa tende a ser mais comportada, porém, como os valores medidos estão muito próximos daqueles do próprio sistema de medição a análise nesta faixa de frequências não é recomendada. Na segunda, entre 1kHz e 2 kHz, a resposta de ambos os sistemas tem um comportamento ascendente, porém com muitas

variações, tornando-se difícil precisar qual dos sistemas fornecem resultados mais próximos da absorção real da amostra, ou até mesmo se esta variação é decorrente de limitações do próprio aparato experimental ou da heterogeneidade das amostras.

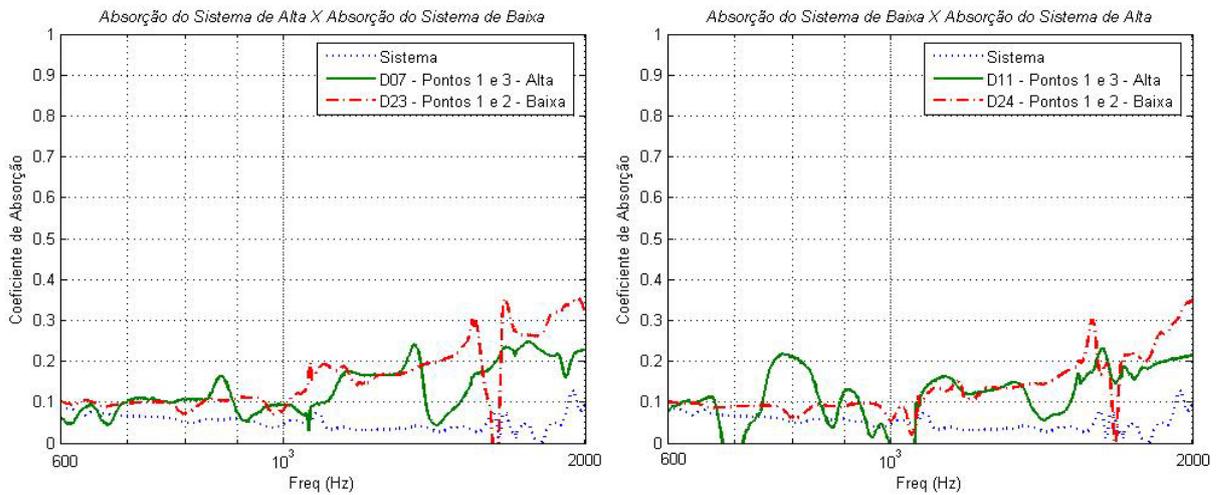


Figura 46 – Medições do sistema de baixa e alta frequência para amostras com 6 mm.

Conclui-se, então, que as respostas obtidas pelo sistema de baixa serão desprezadas, recomendando-se que a análise do coeficiente de absorção deva ser feita a partir de 2 kHz, onde as respostas obtidas apresentam menores variações e o coeficiente de absorção das amostras possui valores bem maiores que os do próprio sistema de medição.

Como serão utilizadas as respostas do sistema de alta frequência, na Figura 47 os coeficientes de absorção das amostras obtidos a partir dos pontos 1 e 2 são comparados com os obtidos nos pontos 1 e 3.

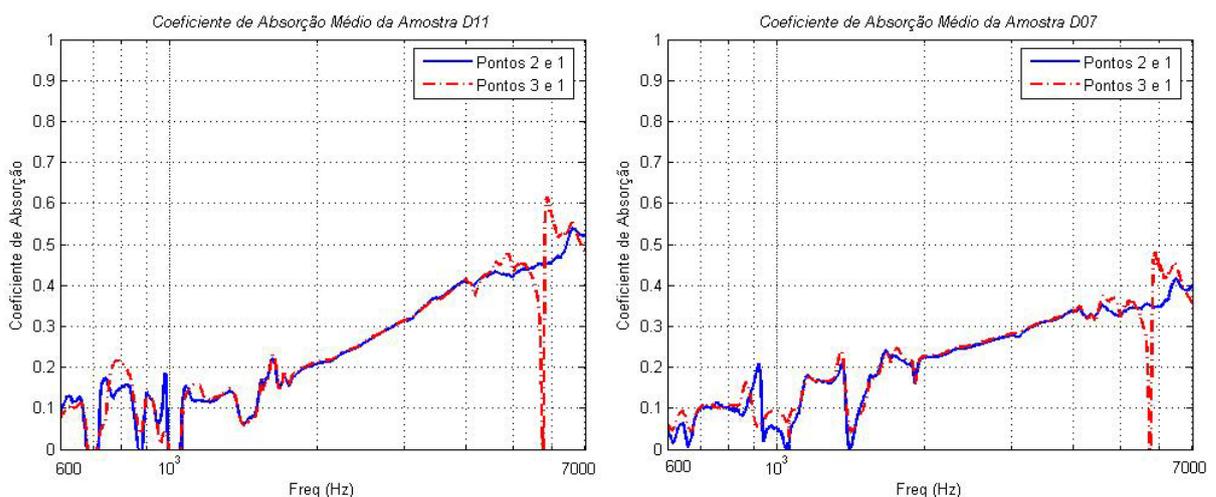


Figura 47 – Resultados do sistema de alta frequência em diferentes pontos de medição.

Independentemente do diâmetro dos poros e da espessura das amostras, nota-se que na faixa de frequências entre 1,3 kHz e 5,0 kHz os resultados obtidos ficam praticamente

superpostos. No entanto, como o coeficiente de absorção destes materiais tende a aumentar com o incremento de frequência, opta-se pelas medições feitas nos pontos 1 e 2 porque a resposta tende a ser mais comportada até aproximadamente 7 kHz. Assim, toda a análise dos resultados experimentais do coeficiente de absorção deverá ser feita a partir das medições efetuadas nos pontos 1 e 2 do sistema de alta frequência, numa faixa entre 2 kHz e 7 kHz.

Com a finalidade de verificar se a heterogeneidade do material apresenta uma influência significativa é feita uma comparação entre os resultados obtidos para diferentes exemplares de uma mesma amostra, como sugere a Figura 48.

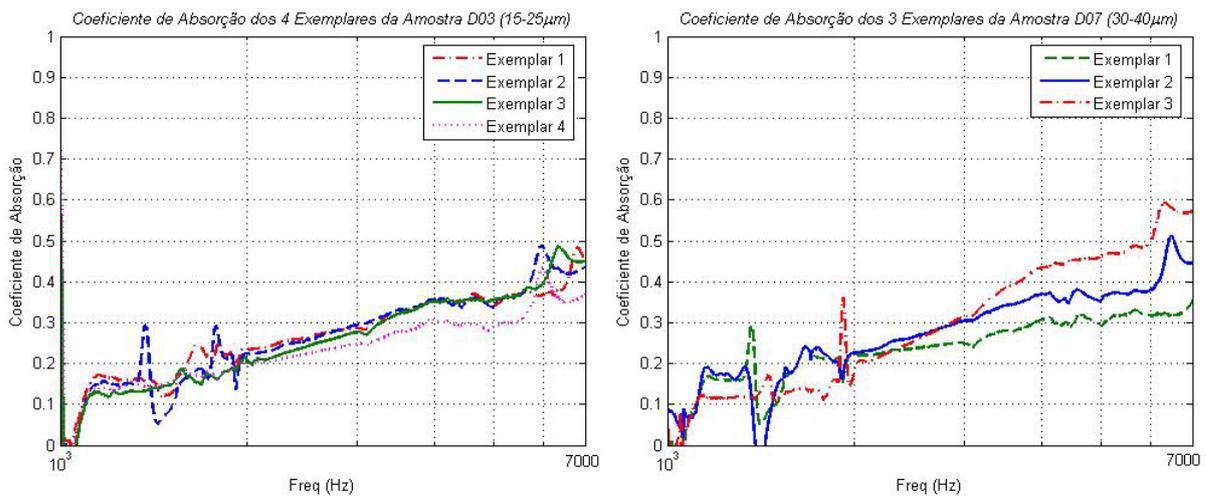


Figura 48 – Variação do coeficiente de absorção em função da heterogeneidade.

Observa-se que a partir de 4 kHz o coeficiente de absorção apresenta uma grande variação, principalmente quando as amostras apresentam maiores espessuras e maiores diâmetros de poro.

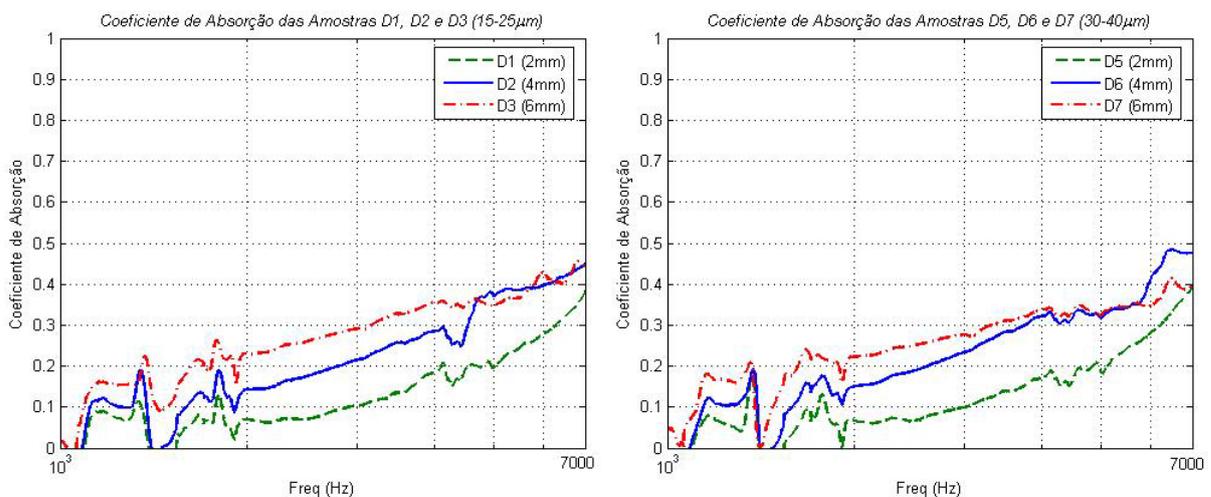


Figura 49 – Influência da espessura no coeficiente de absorção.

Na Figura 49 se observa os resultados referentes à avaliação da influência da espessura no coeficiente de absorção a partir dos resultados obtidos para amostras que possuem mesmos diâmetros médios de poro e diferentes espessuras. Como esperado, quanto maior a espessura da amostra, maior é a atenuação provocada pela mesma. Outra observação importante consiste na tendência de aproximação dos coeficientes de absorção das amostras de 4 mm e 6 mm com o aumento da frequência.

Para avaliar a influência do diâmetro médio dos poros no coeficiente de absorção, na Figura 50 são comparados os resultados de amostras com mesma espessura e diferentes tamanhos de poro.

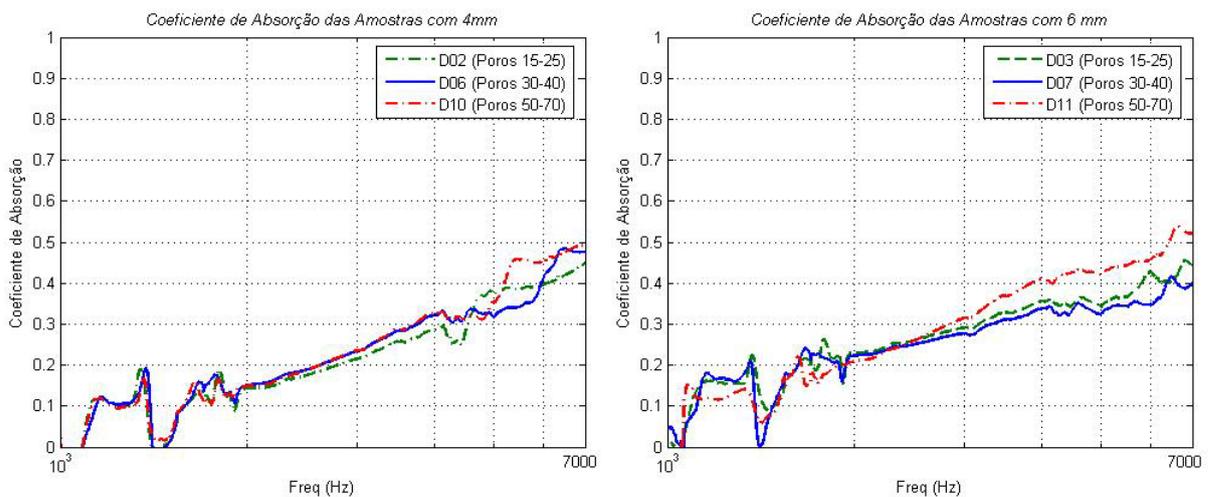


Figura 50 – Variação do coeficiente de absorção de acordo com os diâmetros dos poros.

Para a espessura de 4 mm, na faixa entre 2,0 kHz e 4,5 kHz, as amostras com menor diâmetro de poro apresentam menor absorção, porém, a diferença é pequena em relação às demais que praticamente apresentaram o mesmo valor. A partir de 4,5 kHz ocorre uma grande variação na resposta, impossibilitando dizer qual das amostras apresenta maior ou menor dissipação. Já para a espessura de 6 mm, a amostra com maior diâmetro de poro apresenta maior dissipação ao longo de toda a faixa de frequências, enquanto que a com tamanho de poro intermediário apresentou um coeficiente de absorção ligeiramente menor que aquele da amostra com poros entre 15  $\mu\text{m}$  e 25  $\mu\text{m}$ .

### c) Comparação analítica experimental

A determinação experimental da impedância acústica do contorno e do coeficiente de absorção está baseada na incidência normal de ondas sonoras sobre a superfície de uma amostra porosa. Portanto, os resultados experimentais devem estar muito próximos daqueles calculados por modelos analíticos, uma vez que esta forma de propagação é relativamente

simples e resulta num menor número de incertezas do que aquelas para incidência oblíqua e tangencial à amostra.

Visando validar o modelo de propagação sonora no interior de materiais porosos de estrutura rígida proposto por Fahy [1], calcula-se a partir das equações características de impedância e número de onda, o coeficiente de absorção e a impedância específica do contorno de uma camada de material poroso apoiada sob uma superfície rígida e comparam-se aos resultados experimentais medidos no tubo de impedância.

Na Figura 51 a impedância acústica do contorno da amostra D2, determinada experimentalmente, é comparada à analítica obtida a partir de uma resistividade de  $1,032\text{E}+6$  Rayls/m, porosidade de 0,5 e fator de estrutura igual a 1.

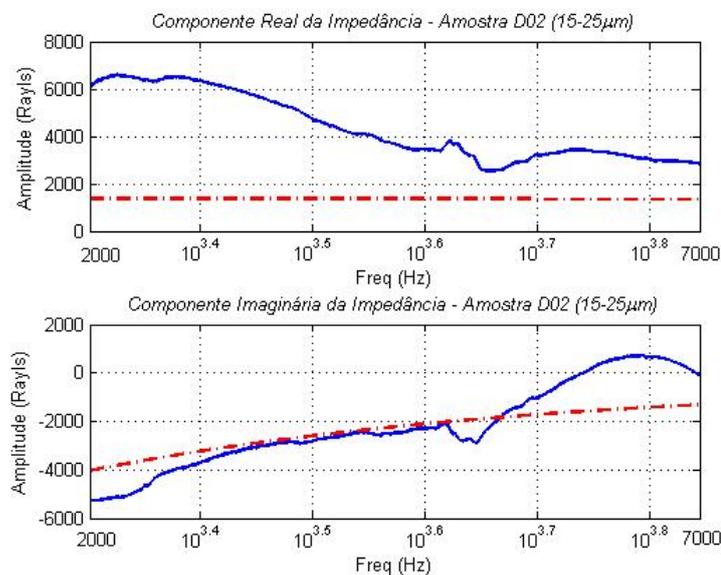


Figura 51 – Impedância acústica do contorno experimental e analítica da amostra D2.

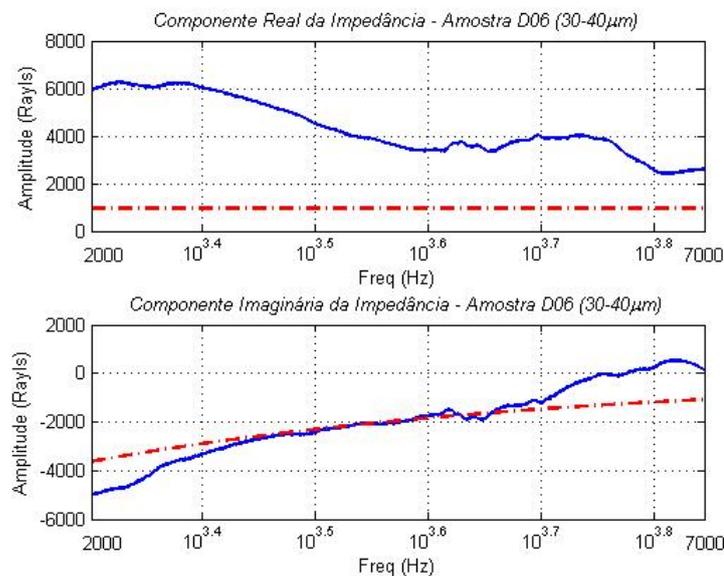


Figura 52 – Impedância acústica do contorno experimental e analítica da amostra D6.

Já os resultados da amostra D6, apresentados na Figura 52, foram obtidos a partir de uma resistividade de  $7,075E+5$  Rayls/m, porosidade de 0,55 e fator de estrutura igual a 1.

Em ambas amostras se observa boa concordância entre as curvas analítica e experimental da componente imaginária da impedância, já a componente real apresenta uma diferença considerável, principalmente abaixo de 4 kHz.

A comparação entre os resultados do coeficiente de absorção mostra uma boa concordância ao longo de toda a faixa de frequências, como se observa na Figura 53.

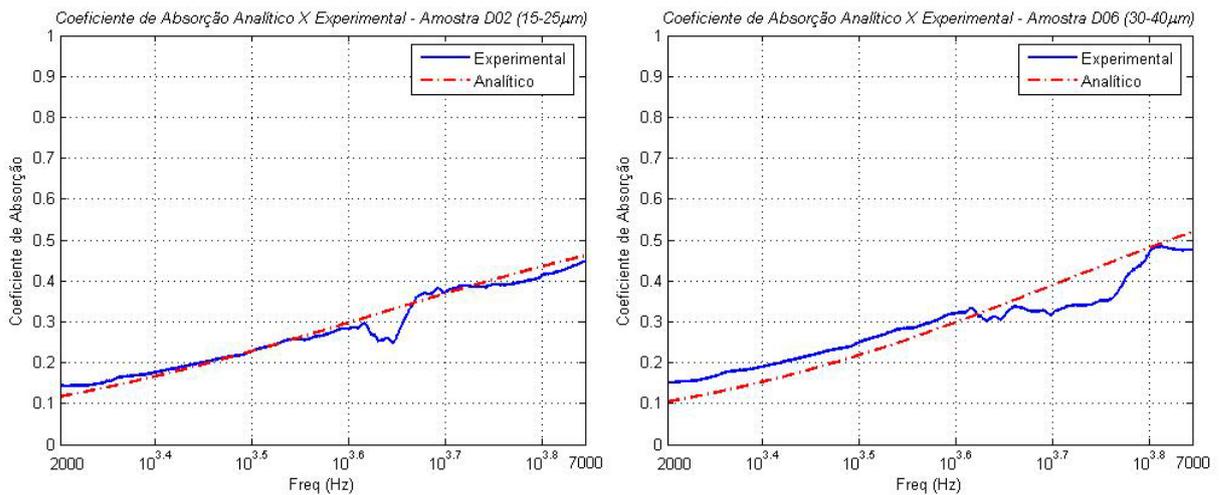


Figura 53 – Coeficientes de absorção medido e analítico das amostras D2 e D6.

Observa-se que as porosidades previamente determinadas na etapa de caracterização foram corrigidas pelo acréscimo de um fator de 0,1. Esta correção pode ser explicada pelo fato de não ter sido determinado um valor médio da porosidade a partir da medição de vários exemplares, ou ainda pela grande heterogeneidade das amostras e pelas próprias incertezas do processo de medição. Além disso, pode-se afirmar que embora os parâmetros característicos sejam distintos, estão relacionados entre si. Portanto, a não consideração do fator de estrutura e as incertezas presentes nas medições de resistividade ao fluxo devem ser corrigidas de alguma maneira.

Observa-se também que os resultados experimentais dos coeficientes de absorção entre 4,2 kHz e 4,7 kHz sofrem uma certa variação. A mesma é gerada pelo próprio sistema de medição, uma vez que a posição ocupada pelo microfone para realizar a medição da pressão sonora coincide com o segundo nó da onda estacionária formada no tubo de impedância, na frequência de aproximadamente 4,2 kHz.

Apesar das diferenças encontradas, pode-se dizer que dentro de suas limitações o modelo proposto representa adequadamente o campo sonoro no interior destes materiais. Portanto, a sua aplicação em condições de contorno de situações mais complexas, como a propagação no interior de tubos, é indicada.

## 7.2) Avaliação do desempenho dos tubos porosos

### a) Procedimento experimental

Ao contrário da relação entre os campos de pressão estabelecida na definição de redução de ruído, aqui o desempenho acústico das várias amostras é determinado através da razão entre as pressões medidas na saída e na entrada de cada uma delas. Esta nova função resposta em frequência, denominada  $H(f)$ , permite analisar a atenuação produzida pelo material de absorção e avaliar a atenuação das próprias ressonâncias da geometria em análise. Tem-se que:

$$H(f) = 20 \log \left| \frac{p_{\text{sai}}}{p_{\text{ent}}} \right| \quad (7.8)$$

onde  $p_{\text{ent}}$  refere-se à pressão sonora medida na extremidade exposta ao campo sonoro incidente gerado pela fonte, e  $p_{\text{sai}}$  à pressão sonora medida na outra extremidade. A localização destes pontos de medição são indicados na Figura 54.

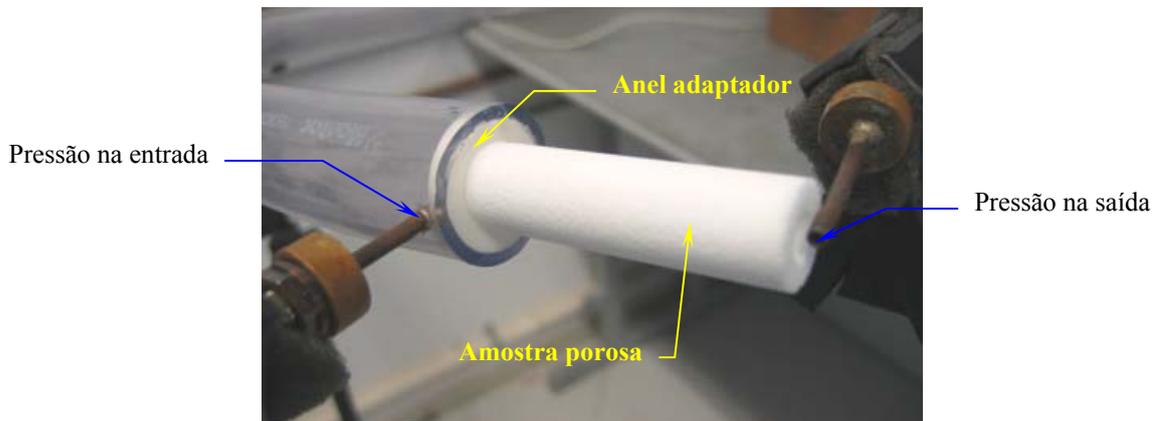


Figura 54 – Detalhe dos pontos de medição da pressão sonora.

Observe que foi necessário usar um anel adaptador com 2 mm de espessura para permitir que as amostras fossem fixadas sem que a comunicação entre os poros e o meio externo fosse obstruída.

Na Figura 55 se observa todo o aparato experimental utilizado para efetuar tais medições e cada um dos componentes nela identificados são descritos na Tabela 7.

O alojamento do alto-falante consiste num cone de nylon, utilizado para direcionar a energia sonora até a amostra. Apesar de sua forma cônica, os modos acústicos característicos deste compartimento apresentaram uma influência significativa sobre as respostas obtidas. Por

isso, foi necessário adaptar uma mangueira flexível para que estas interferências fossem eliminadas e bons resultados fossem obtidos.

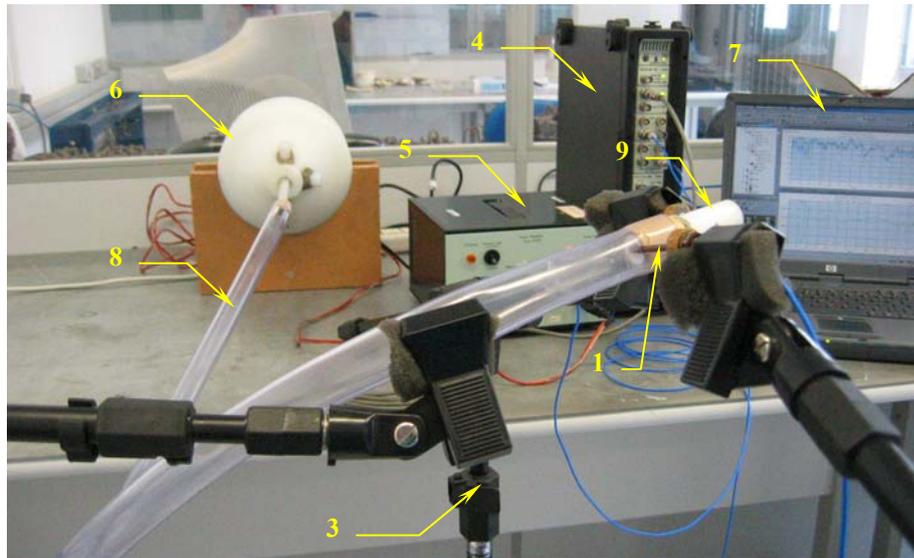


Figura 55 – Aparato experimental utilizado para realizar as medições.

Tabela 7 – Descrição dos equipamentos utilizados para efetuar as medições.

Item	Quantidade	Descrição
1	2	Ponteiras de aço di = 2 mm, de = 3 mm e L = 33 mm
2	2	Transdutores de pressão PCB modelo 103A02 e 103A12, com sensibilidade de 1,489 mV/PSI
3	3	Tripés
4	1	Analisador de sinais B&K Pulse 4 canais modelo 7533
5	1	Pré-amplificador de potência B&K modelo 7533
6	1	Alojamento da fonte sonora
7	1	Computador HP com programa Pulse LabShop 9.0
8	1	Mangueira flexível com diâmetro interno de 1", espessura 2,5 mm e comprimento de 1,05 m
9	1	Amostra submetida à análise

Dentre os parâmetros ajustados no programa utilizado para fazer a aquisição de sinais destacam-se: faixa de frequências de análise entre 0 Hz e 12,8 kHz, frequência de discretização de 4 Hz, janela do tipo Hanning, excitação usando ruído branco, e função de transferência do tipo H1, a qual é indicada para situações onde o sinal de saída está sujeito a interferências do ruído de fundo.

A colocação dos transdutores de pressão no interior de ponteiros é necessária para minimizar suas influências sob o campo sonoro, uma vez que as amostras apresentam dimensões muito pequenas. O uso destes componentes exige o cálculo de uma  $H(f)$  de correção, uma vez que as características intrínsecas de cada ponteira podem produzir uma pequena alteração no campo sonoro local. Esta correção é calculada a partir da razão entre as

pressões acústicas medidas pelas duas ponteiros numa mesma região, como se observa na Figura 56.

A multiplicação do inverso da  $H(f)$  de calibração pela resposta medida elimina erros provocados pela interferência das ponteiros no campo sonoro e garante que os resultados obtidos são decorrentes apenas das características da amostra em análise.

$$H(f) = H(f)_{\text{medida}} \left( \frac{1}{H(f)_{\text{calibração}}} \right) \quad (7.9)$$

$$H(f) = H(f)_{\text{medida}} \cdot H(f)_{\text{correção}}$$



Figura 56 – Posicionamento das ponteiros para obtenção da  $H(f)$  de calibração.

Neste experimento, além de determinar a atenuação proporcionada pelas diferentes características dos tubos confeccionados em material poroso, foram feitas análises nas quais os mesmos são utilizados como revestimento de tubos de nylon com paredes rígidas de 2 mm de espessura, conforme se observa na Figura 57.

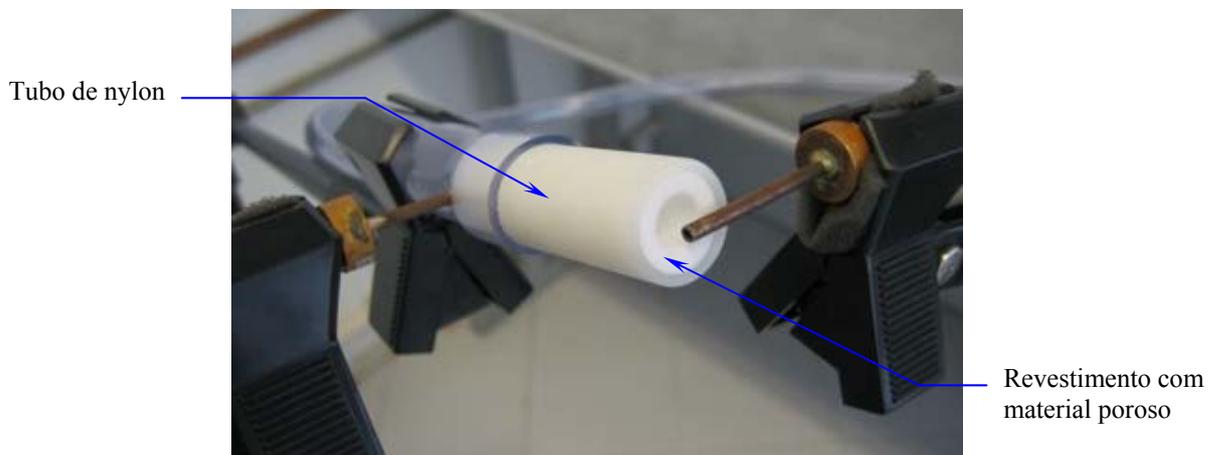


Figura 57 – Detalhe das amostras sendo utilizadas no revestimento de tubos rígidos.

## b) Resultados obtidos

Teoricamente, quando as duas ponteiros são posicionadas frente a frente e muito próximas, a divisão entre os sinais de pressão medidos pelas mesmas deveria ser igual a 1. Porém, devido às suas características intrínsecas, este valor sofre variações ao longo de toda a faixa de frequências, como se verifica na Figura 58. Para eliminar o erro provocado pelas inserção das mesmas no campo sonoro todos os resultados que serão apresentados foram corrigidos a partir da relação estabelecida na Equação (7.9).

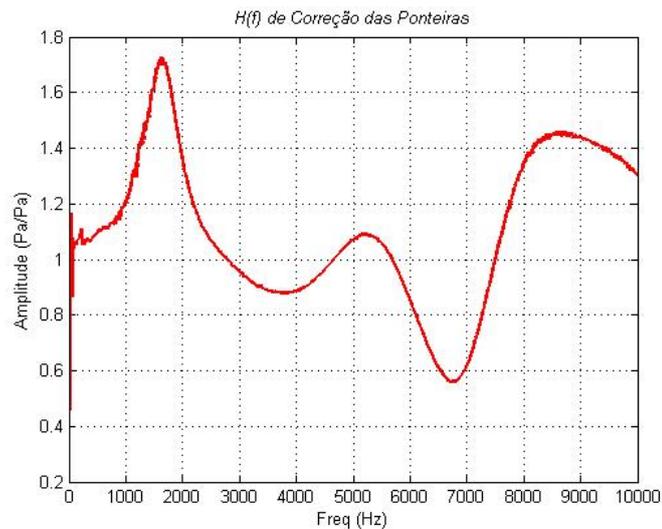


Figura 58 –  $H(f)$  de correção das ponteiros.

Na Figura 59 as respostas das amostras T1, T2 e T3 são comparadas a de um tubo com paredes rígidas e seção transversal circular constante, denominado tubo de referência, cujas dimensões são iguais às das amostras.

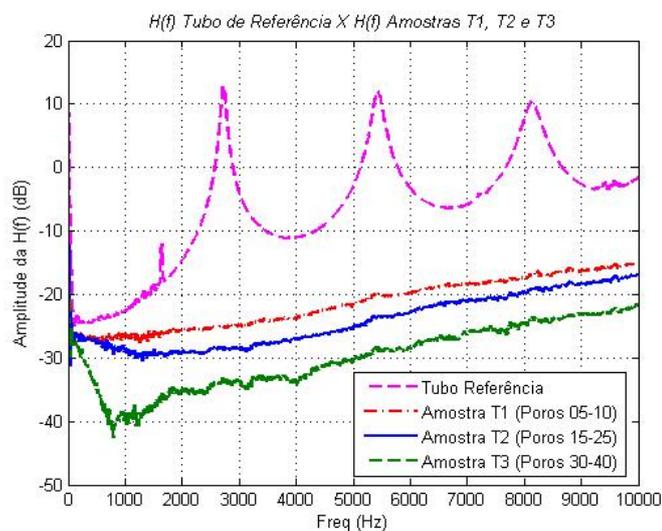


Figura 59 – Variação da atenuação em função do diâmetro médio dos poros das amostras.

Nota-se que, ao contrário do tubo de referência, os tubos confeccionados em material poroso nem chegam a apresentar ressonâncias. Fica claro também que, quanto maior o diâmetro médio dos poros da amostra, maior será a atenuação provocada. As mesmas conclusões são obtidas quando são testadas as amostras com 4 mm de espessura.

A fim de avaliar a influência dos diâmetros nominais dos tubos, na Figura 60 são comparadas respostas de amostras que apresentam comprimentos, espessuras e diâmetros médio de poros iguais.

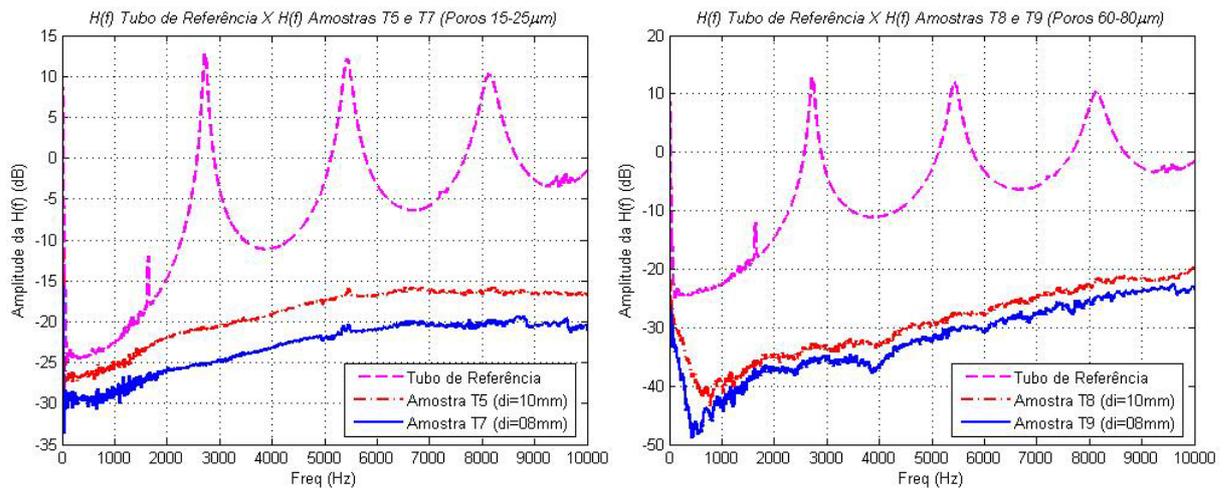


Figura 60 – Efeito dos diâmetros nominais dos tubos nas respostas.

Ao contrário do comportamento de tubos com paredes rígidas, verifica-se que os tubos porosos com menores diâmetros apresentam maior atenuação. No gráfico da esquerda a diferença entre as respostas fornecidas pelas amostras fica em torno de 5 dB ao longo de toda a faixa de frequências; já no da direita, que analisa amostras com maiores diâmetros de poro, esta diferença é ligeiramente menor.

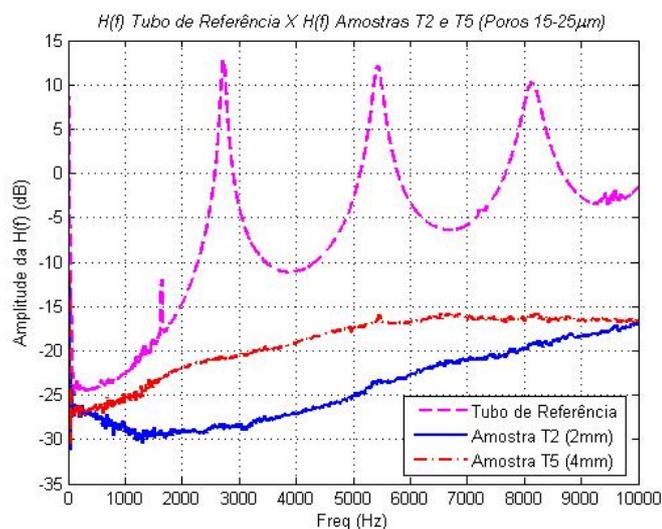


Figura 61 – Influência da espessura na resposta das amostras.

As respostas de amostras com 2 mm e 4 mm de espessura são comparadas na Figura 61. À primeira vista sua análise indica que amostras com pequenas espessuras proporcionam uma maior atenuação, porém, esta afirmação está incorreta. Na verdade o que ocorre é que em amostras com espessuras menores a energia sonora é irradiada pelas paredes porosas para o ambiente externo com mais facilidade, dando a falsa impressão de que o material está dissipando toda esta energia. Esta afirmação é reforçada pelo fato de que em altas frequências a atenuação diminui, uma vez que as ondas em propagação não têm energia suficiente para sair do interior do tubo.

Desta forma, deve-se lembrar que estas análises referem-se à energia sonora que chega à extremidade do tubo. A energia sonora irradiada através de suas paredes não foi quantificada. Por outro lado, quando as amostras são utilizadas como revestimento interno de tubos de nylon, as paredes rígidas dos tubos impedem tal irradiação, garantindo que a atenuação é proveniente das características do material de absorção.

A partir deste ponto até o final da presente seção, as análises estão relacionadas às medições efetuadas no momento em que as amostras porosas são utilizadas como revestimento interno dos tubos de nylon.

A dispersão dos resultados provocada pela heterogeneidade do material foi determinada a partir da medição de vários exemplares de uma mesma amostra.

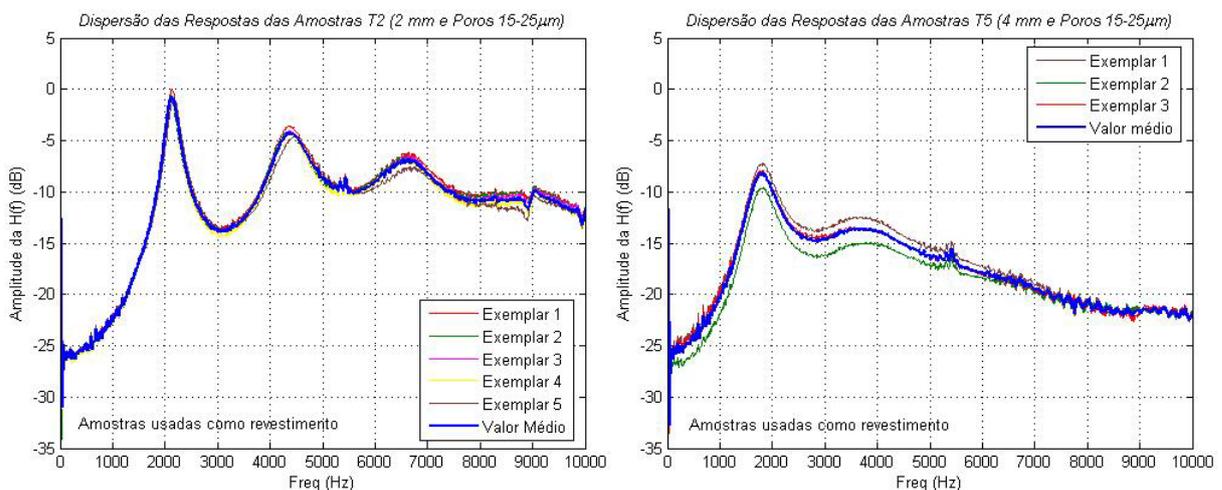


Figura 62 – Dispersão dos resultados das amostras em função da heterogeneidade.

As respostas das amostras apresentadas na Figura 62 e das amostras T1, T3, T7, T8 e T9, mostram que materiais com maiores espessuras e menores diâmetros de poro estão mais suscetíveis a variações. Em virtude desta observação, as respostas mostradas nas análises posteriores correspondem a valores médios, calculados a partir de vários exemplares.

A influência do diâmetro médio dos poros é verificada nas Figuras 63 e 64, onde são comparadas respostas de amostras com dimensões nominais idênticas.

Embora as respostas das amostras T1, T2 e T3 fiquem praticamente superpostas, é evidente a grande dissipação proporcionada pelas mesmas, cerca de 15 dB, quando comparadas à de um tubo com paredes rígidas. A utilização destes materiais de absorção também faz com que as ressonâncias sejam deslocadas para frequências mais baixas.

Já nas amostras com 4 mm de espessura, cujas dimensões médias dos poros são bem diferentes, se observa uma menor atenuação com o aumento da frequência daquelas que possuem poros maiores, uma vez que as ondas sonoras não têm energia suficiente para deslocar a massa de ar contida nos poros do material.

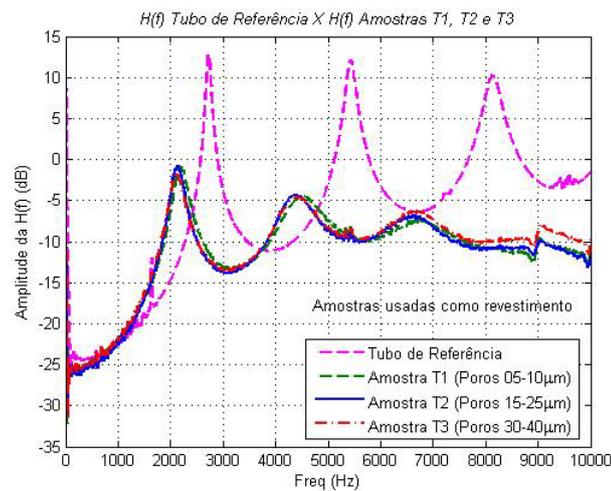


Figura 63 – Comportamento das respostas em função dos diâmetros médios de poro das amostras com 2 mm.

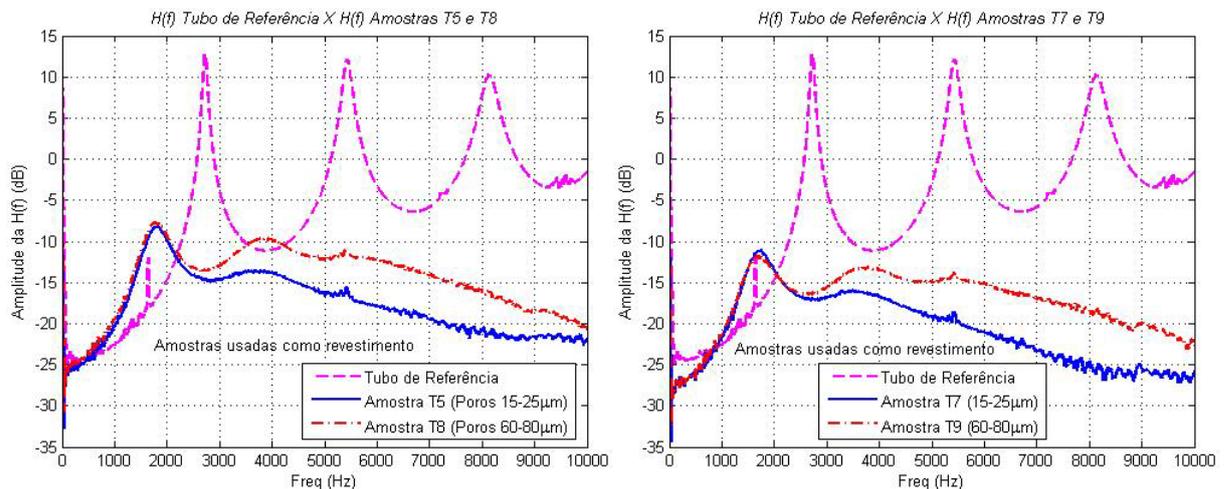


Figura 64 – Comportamento das respostas em função dos diâmetros médios de poro das amostras com 4 mm.

Em relação às dimensões nominais das amostras, conclui-se que aquelas com menores diâmetros internos apresentam maior atenuação como pode ser observado na Figura 65.

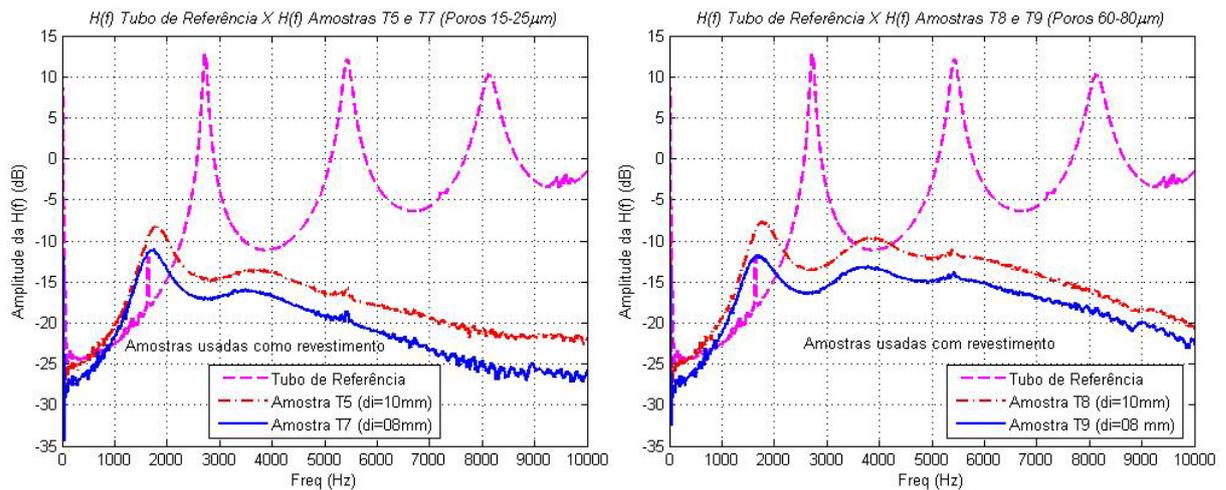


Figura 65 – Influência dos diâmetros nominais na dissipação das amostras.

E, como esperado, as amostras com maiores espessuras possuem uma maior capacidade de dissipação da energia sonora, conforme indica a Figura 66.

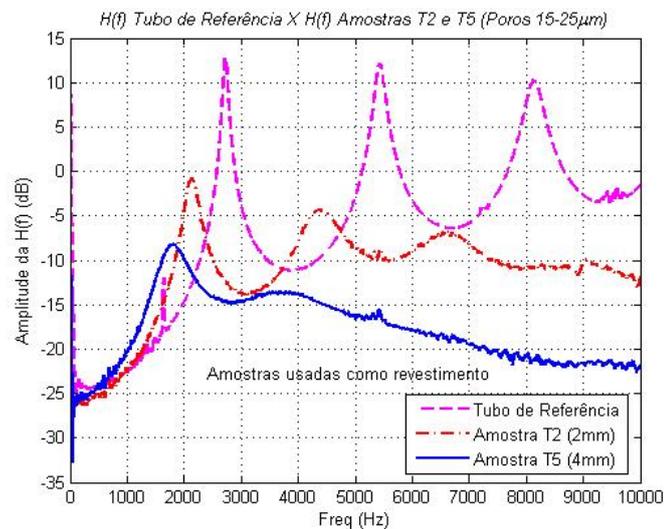


Figura 66 – Variação da atenuação em função da espessura das amostras.

De forma geral pode-se concluir que as amostras com maiores espessuras, menores diâmetros interno e poros com dimensões entre 10  $\mu\text{m}$  e 40  $\mu\text{m}$  apresentam uma maior atenuação ao longo de toda a faixa de frequências.

### 7.3) Avaliação do desempenho dos protótipos de filtros acústicos

#### a) Procedimento experimental

O equipamento utilizado para efetuar as medições, a forma de conduzi-las e suas análises são idênticas às descritas no Item 7.2. Porém, ao invés de tubos, são avaliados protótipos de filtros acústicos com uma câmara de expansão, que possuem materiais de absorção em diferentes componentes e posições. Todos eles foram construídos com peças de nylon e

utilizam materiais com diâmetros médios de poro entre 15  $\mu\text{m}$  e 25  $\mu\text{m}$ . Suas dimensões geométricas foram estabelecidas de forma que seus volumes internos ficassem idênticos, pois, nas simulações numéricas estas diferentes configurações, seriam representadas através da simples aplicação de diversas condições de contorno, uma vez que o fluido contido no interior dos mesmos é representado por uma única malha de elementos. No Capítulo 8 as simulações numéricas serão explicadas detalhadamente.

A avaliação dos diferentes desempenhos obtidos com a inserção de materiais porosos é feita a partir da comparação dos resultados de cada protótipo com a resposta característica de um modelo referência. Este último foi confeccionado com tubos rígidos de nylon e não possui nenhum tipo de material de absorção em seus componentes; suas dimensões são indicadas na Figura 67.

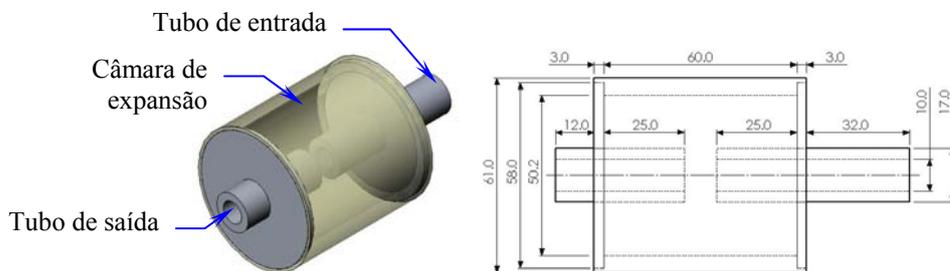


Figura 67 – Protótipo referência com uma câmara de expansão.

Durante as medições, as ondas sonoras geradas pela fonte incidem no tubo com 60 mm de comprimento, denominado tubo de entrada, passando logo após pela câmara de expansão e pelo tubo de 40 mm, denominado tubo de saída, que se comunica com o ambiente externo. Na Figura 68 observa-se a maneira correta do posicionamento dos filtros acústicos.



Figura 68 – Equipamentos prontos para realizar as medições dos protótipos.

b) Resultados obtidos

No protótipo A, o tubo de entrada é substituído por um outro que fora revestido internamente com uma camada de material poroso de 2 mm, conforme se verifica na Figura 69. Já no protótipo C o tubo de saída é substituído, observe a Figura 70.

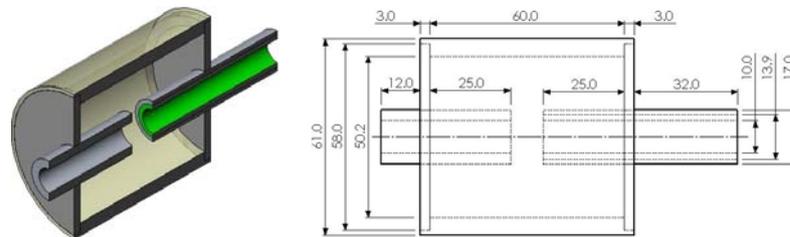


Figura 69 – Protótipo A, tubo de entrada revestido com material poroso.

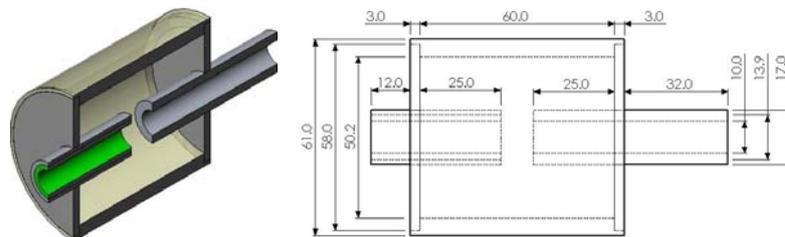


Figura 70 – Protótipo C, tubo de saída revestido com material poroso.

A análise da Figura 71 permite concluir que o revestimento de ambos proporciona uma grande atenuação das ressonâncias. Porém, ao longo de toda a faixa de frequências, o revestimento do tubo de entrada mostrou-se mais eficaz, possibilitando que as ressonâncias de maiores amplitudes sejam atenuadas.

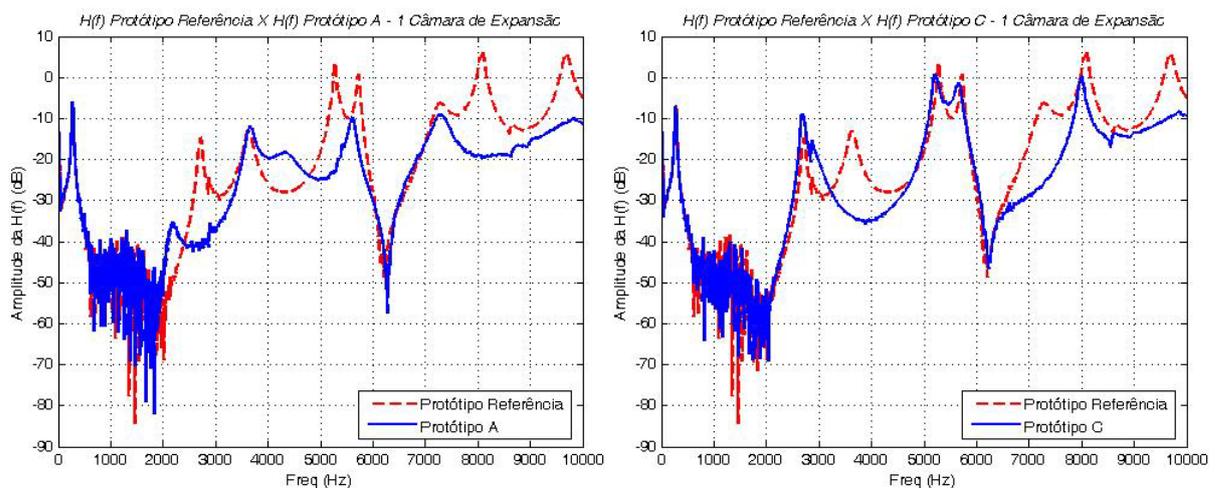


Figura 71 – Comparação das respostas dos protótipos referência, A e C.

No protótipo B, a região circunferencial da câmara de expansão é revestida por uma camada com 4 mm de espessura, como se pode observar na Figura 72. No protótipo D, além

da região circunferencial, as paredes laterais da câmara de expansão são revestidas, conforme se pode ver na Figura 73.

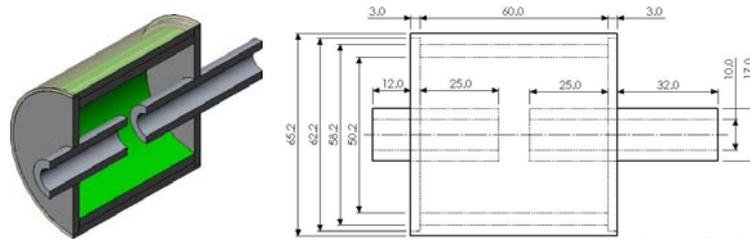


Figura 72 – Protótipo B, região circunferencial da câmara revestida com material poroso.

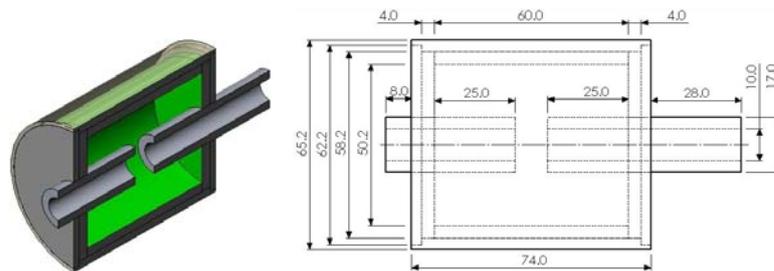


Figura 73 – Protótipo D, toda a câmara de expansão revestida com material poroso.

Como observado na Figura 74 a dissipação proporcionada por ambos é praticamente igual, atuando numa estreita faixa de frequências, entre 5 kHz e 6 kHz. Percebe-se também que ambas configurações reduzem a amplitude da última ressonância, em 9,6 kHz.

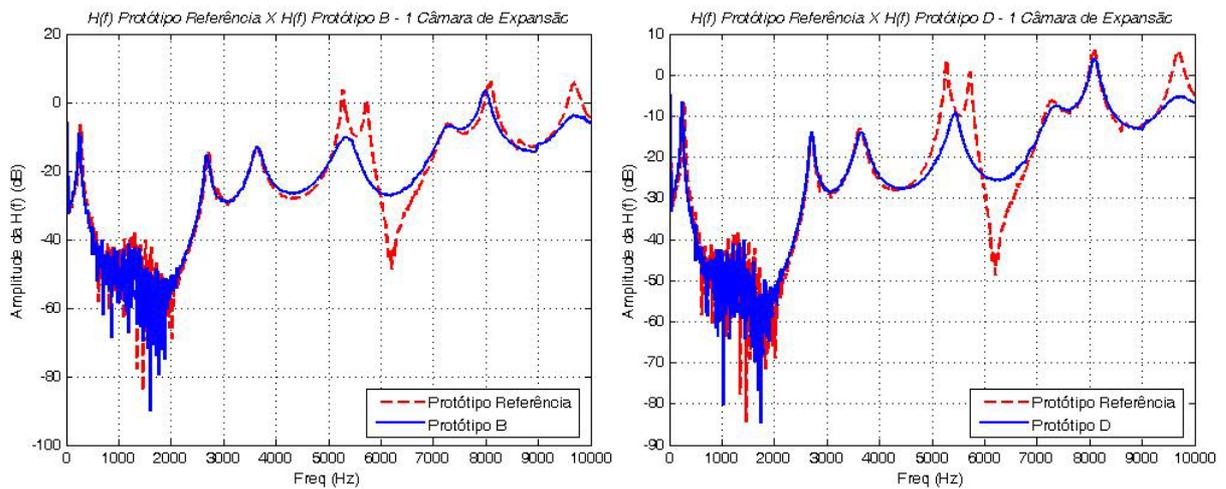


Figura 74 – Comparação das respostas dos protótipos referência, B e D.

No protótipo E, os tubos de entrada e saída são substituídos por tubos revestidos com uma camada porosa de 2 mm, como se observa na Figura 75.

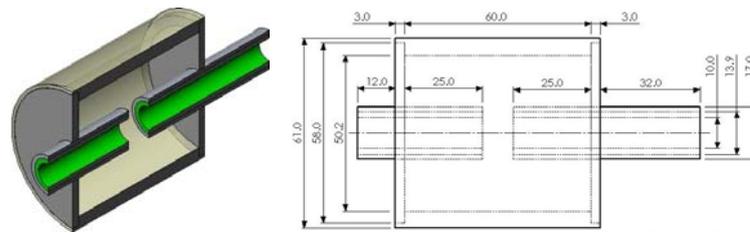


Figura 75 – Protótipo E, tubos de entrada e saída revestidos por material poroso.

No protótipo F, além dos dois tubos, toda a câmara de expansão é revestida por material poroso, observe a Figura 76.

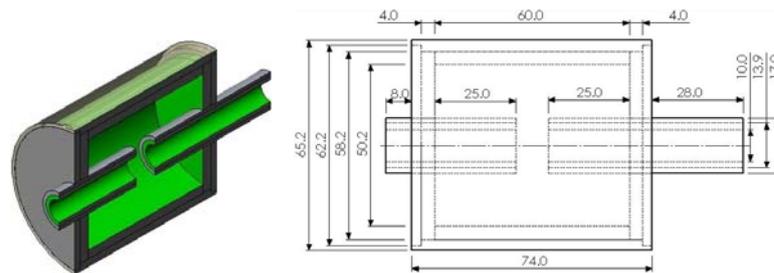


Figura 76 – Protótipo F, tubos e câmara de expansão revestida por material poroso.

Nestas, a partir de 1 kHz, todas as ressonâncias são fortemente atenuadas, como se verifica na Figura 77. Nota-se, também, que o modo acústico entre 5 kHz e 6 kHz e a segunda anti ressonância presentes no protótipo E não aparecem no protótipo F.

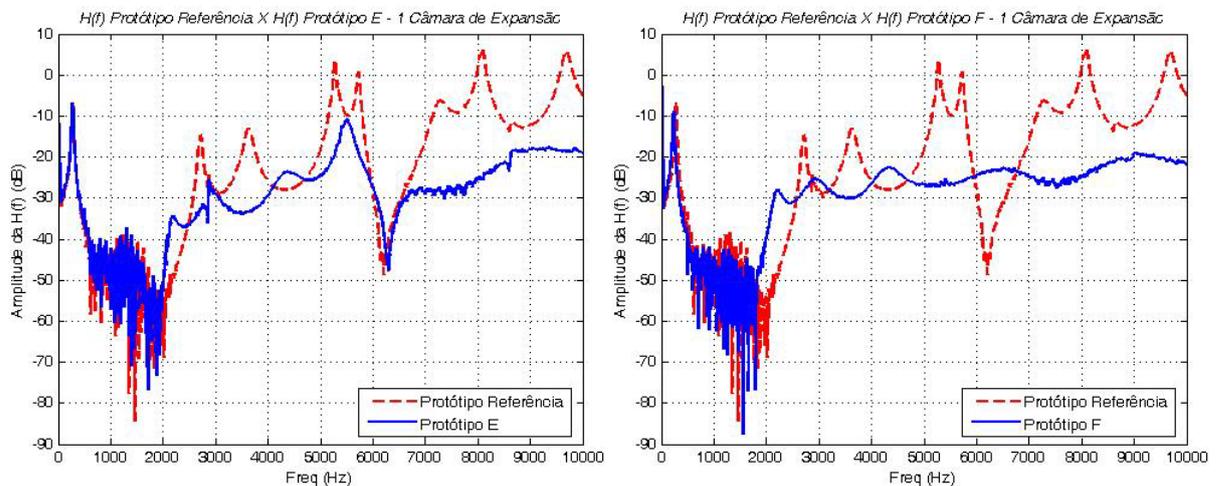


Figura 77 – Comparação das respostas dos protótipos referência, E e F.

Finalmente, no protótipo I as partes externas a câmara de expansão do tubo de entrada e de saída são revestidas por uma camada de material poroso com 2 mm, enquanto que suas porções internas à câmara são confeccionadas em material poroso, conforme indica a Figura 78.

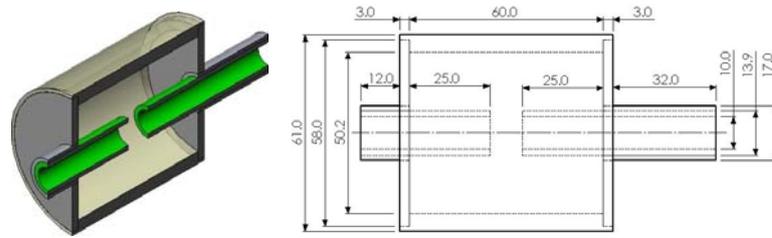


Figura 78 – Protótipo I, porções internas dos tubos confeccionadas em material poroso.

Ao observar a Figura 79 constata-se que apesar de formar ressonâncias bem definidas, esta configuração proporciona os maiores valores de atenuação, atuando inclusive no primeiro modo.

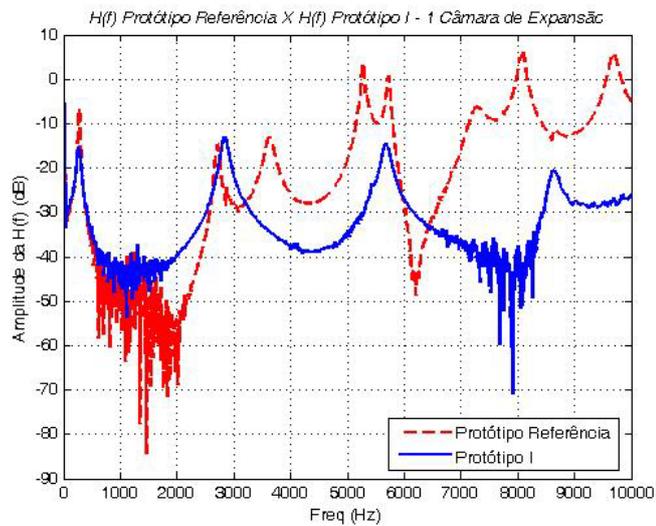


Figura 79 – Comparação das respostas dos protótipos referência e I.

Cada uma das configurações estudadas apresenta uma maior dissipação numa determinada faixa de frequências. Assim, dependendo da faixa que se pretende reduzir o nível de ruído, uma configuração específica é indicada.

## CAPÍTULO 8

### SIMULAÇÕES NUMÉRICAS

Nas simulações numéricas propõe-se modelar, através do método de elementos finitos, FEM, o campo acústico no interior de geometrias simples, como a de um tubo com seção transversal constante, até geometrias mais complexas, correspondentes a filtros acústicos com uma e duas câmaras de expansão. A análise é feita para uma série de configurações distintas, numa ampla faixa de frequências, de 1Hz a 10 kHz, cujos resultados correspondem a uma função resposta em frequência, dada pela razão entre a pressão de saída e a pressão de entrada.

#### 8.1) Tubo circular de seção transversal constante

##### a) Procedimento numérico

As análises numéricas utilizam equações e simplificações de acústica linear, uma vez que os níveis de pressão sonora estão abaixo dos 140 dB, valor limite a partir do qual começam a aparecer os primeiros efeitos de não linearidade. Baseado nesta afirmação, na faixa de frequências e na forma relativamente simples da geometria, pode-se determinar a partir da Equação (8.1) a dimensão unitária para os elementos que constituirão a malha correspondente ao fluido de trabalho, conforme expresso abaixo:

$$\Delta l = \frac{\lambda}{10} = \frac{c_0}{10f} \quad (8.1)$$

onde,  $\lambda$  é o comprimento de onda, em m;  $c_0$  a velocidade de propagação do som no meio, em m/s, e  $f$  a frequência, em Hz. Admitindo o ar como meio de propagação e a máxima frequência de análise tem-se, respectivamente,  $c_0 = 343$  m/s e  $f = 10$  kHz, o que resulta em elementos com 0,00343 m de comprimento.

Definido o tamanho dos elementos, utiliza-se o programa MSC Patran® 2004 para construir a malha correspondente ao volume interno ocupado pelo fluido num tubo com 10 mm de diâmetro e 60 mm de comprimento. Visando a obtenção de bons resultados, principalmente nas altas frequências, a malha foi refinada através da divisão de cada uma de suas extremidades em 20 elementos, resultando num total de 680 elementos hexaédricos e 738 nós, conforme se pode ver na Figura 80.

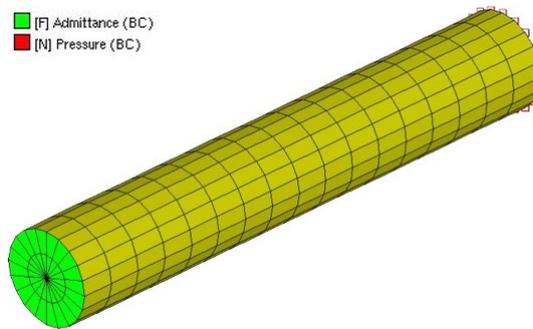


Figura 80 – Modelo numérico do tubo referência e suas respectivas condições de contorno.

Nas medições experimentais uma das extremidades do tubo é submetida à pressão sonora gerada pelo alto-falante e a outra à impedância acústica de radiação para o meio externo. Nos modelos numéricos estas são consideradas através de condições de contorno estabelecidas nas extremidades da geometria em análise.

Como os resultados fornecidos correspondem à razão entre os campos de pressão na saída e na entrada da geometria, pode-se prescrever numericamente a amplitude da pressão sonora de excitação. No caso, prescrevem-se nos nós de uma das faces uma pressão de amplitude unitária.

Já a determinação da condição de contorno de saída baseia-se na impedância acústica de radiação de um tubo de seção transversal circular constante com terminação aberta não flangeada, que segundo Pierce [22] é dada pela Equação (8.2) quando o produto entre o número de onda e o raio do tubo é menor que 1.

$$Z_{\text{Term}} = \rho_0 c_0 \left[ \frac{1}{4} (kr^2) + j0,6133(kr) \right] \quad (8.2)$$

onde  $\rho_0$  é a densidade do fluido em  $\text{kg/m}^3$ ,  $k$  o número de onda em  $\text{m}^{-1}$ , e  $r$  o raio do tubo em  $\text{m}$ .

Como a máxima frequência de análise é de 10 kHz e o raio interno dos tubos é de 5 mm, a condição acima é satisfeita, pois se obtém um  $kr$  máximo de 0,92. Portanto, a partir desta equação, calcula-se com o programa Matlab® 7.0 uma matriz das componentes reais e imaginárias da admitância acústica de radiação para toda a faixa de frequências de análise.

Estabelecendo apenas estas duas condições de contorno, representa-se o campo acústico no interior de um tubo que não apresenta material de absorção, o denominado tubo referência. Para considerar a dissipação proporcionada pelo material poroso presente no tubo uma nova condição de contorno deve ser introduzida nas faces externas dos elementos que constituem a parede da geometria; a mesma consiste numa admitância acústica normal a superfície, calculada a partir da nova equação de ondas planas sugerida por Fahy [1].

Como visto no Item 3.2, esta admitância pode ser calculada para duas configurações distintas, a primeira na qual a camada de material poroso é apoiada sob uma superfície rígida e a segunda quando as duas faces do material estão em contato com um mesmo meio. Deste modo, a primeira permite reproduzir as situações em que os materiais de absorção são utilizados como revestimento de tubos rígidos e a segunda quando os próprios tubos são confeccionados em material poroso. Na Figura 81 são identificadas cada uma das condições de contorno necessárias para reproduzir aquelas presentes nas medições experimentais realizadas.

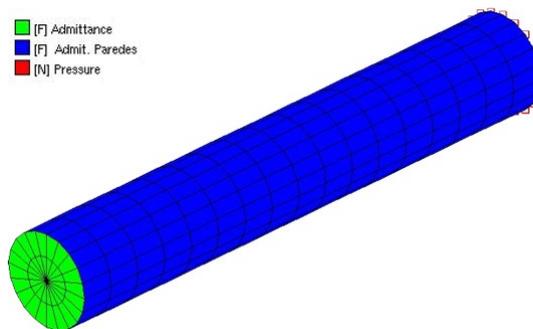


Figura 81 – Condição de contorno equivalente à dissipação provocada pelos materiais.

Ajustados todos os parâmetros e as condições de contorno utiliza-se o programa LMS Sysnoise® 5.6 para realizar as análises numéricas, cujo tempo médio de processamento é de aproximadamente 5 minutos em um computador com um processador de 2,4 GHz e 512 Mb de memória.

#### b) Resultados numéricos

Embora os três parâmetros físicos utilizados para caracterizar as amostras apresentem uma relação entre si, a influência de cada um na propagação sonora pode ser verificada quando um deles assume diversos valores e os demais são mantidos constantes.

Estabelecendo uma porosidade de 0,5 e um fator de estrutura igual a 1 a influência da resistividade ao fluxo é observada nas Figuras 82 (a) e (b). A análise da Figura 82 (a), que apresenta os resultados de um tubo rígido revestido internamente com material poroso, permite concluir que há uma maior dissipação por parte destes materiais quando a resistividade ao fluxo possui valores elevados, pois, quanto maiores os valores admitidos maiores atenuações são verificadas nas ressonâncias.

Já a observação da resposta de um tubo confeccionado em material poroso, visualizada na Figura 82 (b), indica que maiores valores de resistividade resultam numa menor atenuação,

indicando que a parede porosa do tubo passa a se comportar como um material sólido rígido quando os valores deste parâmetro tendem ao infinito.

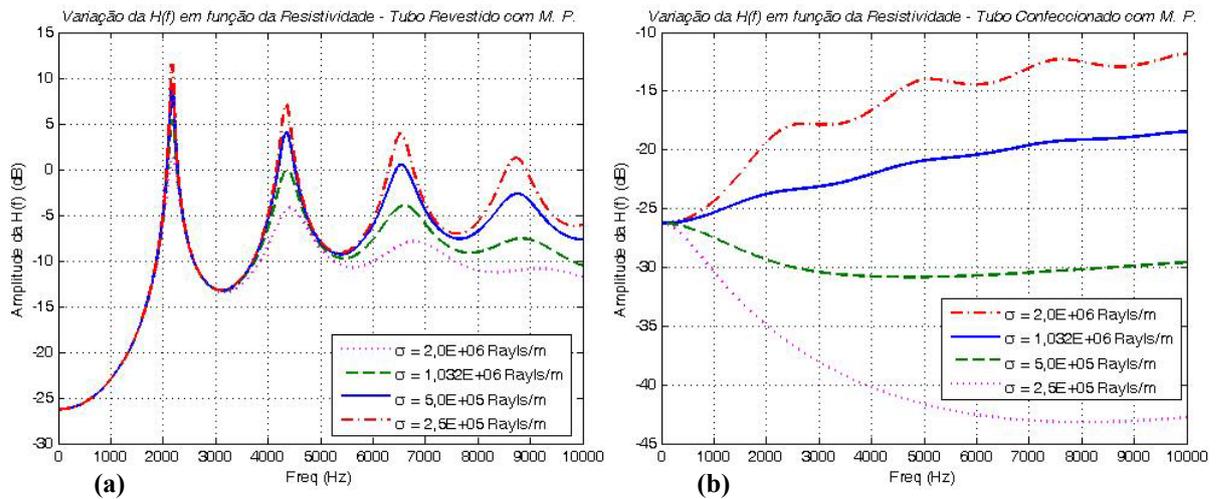


Figura 82 – Influência da resistividade ao fluxo na dissipação sonora.

A influência da porosidade no comportamento do campo acústico pode ser verificada nas Figuras 83 (a) e (b), onde são comparadas respostas obtidas a partir de diferentes valores atribuídos a esta grandeza. Os valores de resistividade ao fluxo e fator de estrutura correspondem a  $1,032E+6$  Rayls/m e 1, respectivamente.

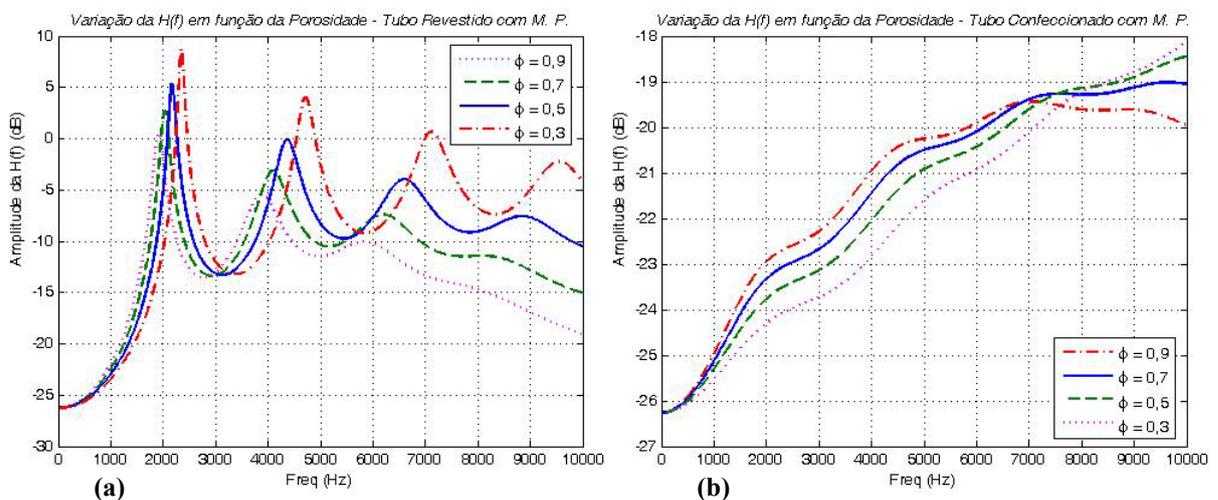


Figura 83 – Efeito da porosidade no campo acústico de tubos.

Na situação onde o material poroso é utilizado como revestimento interno nota-se que uma porosidade maior resulta numa atenuação maior das ressonâncias e nos seus deslocamentos para frequências mais baixas. Já na outra condição, além de uma porosidade menor ser mais eficaz numa ampla faixa, o aumento da frequência produz uma redução considerável na atenuação, provavelmente pelo fato de que nestas as ondas sonoras não possuem energia suficiente para deslocar a massa de fluido contido entre os poros.

Por fim, utilizando uma resistividade de  $1,032\text{E}+6$  Rayls/m e uma porosidade de 0,5 o fator de estrutura é modificado para que sua influência seja avaliada.

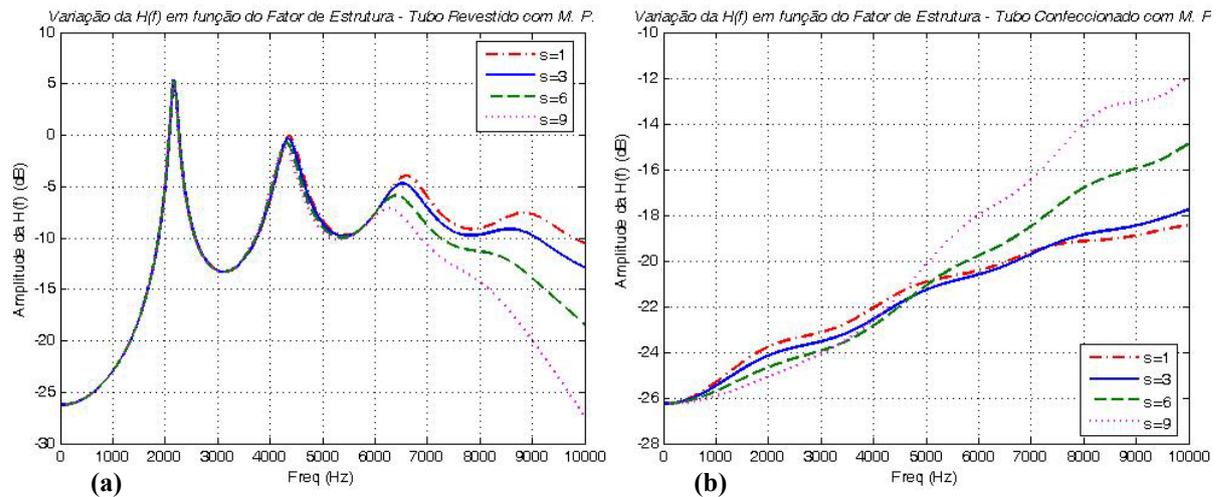


Figura 84 – Contribuição do fator de estrutura na dissipação sonora.

Ao observar as Figuras 84 (a) e (b) fica claro que comparado à resistividade e à porosidade, o fator de estrutura tem uma menor influência sobre a dissipação proporcionada por estes materiais. Quando usado como revestimento, o aumento deste parâmetro proporciona uma pequena atenuação das ressonâncias acima de 6 kHz. Por outro lado, num tubo confeccionado com material poroso, maiores valores resultaram numa menor atenuação a partir de 5 kHz.

O objetivo principal desta etapa consiste em avaliar a contribuição de cada parâmetro na dissipação sonora. Embora nela permita-se determinar valores ótimos para cada um deles, estes não devem ser admitidos como valores ideais, pois, diferentemente dos modelos numéricos, o processo de fabricação de tais materiais e a correlação existente entre estes três parâmetros impossibilitam mudar um deles sem que os demais sofram variações.

### c) Comparação numérica experimental

A fim de verificar se as condições de contorno de entrada e saída inseridas no modelo numérico estão adequadas, comparam-se na Figura 85 (a) as respostas numérica e experimental de um tubo de paredes rígidas com 10 mm de diâmetro interno e 60 mm de comprimento, o denominado tubo referência.

Para que conclusões corretas sejam levantadas a partir desta análise, torna-se de fundamental importância observar a coerência entre os sinais de pressão medidos na saída e na entrada do tubo durante os experimentos, pois, caso a mesma assumia valores muito baixos, os resultados experimentais ficam comprometidos.

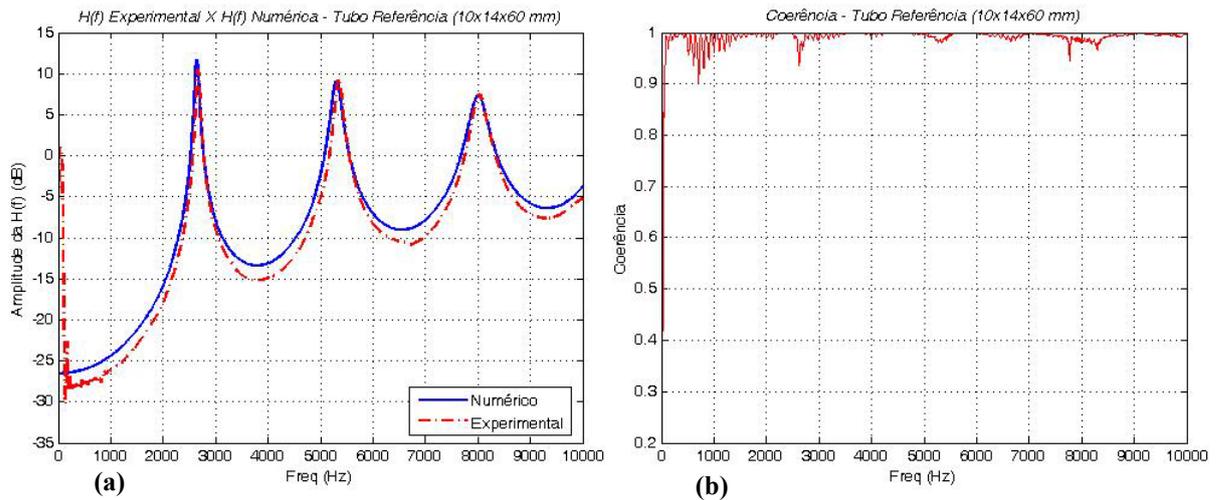


Figura 85 –  $H(f)$ 's experimental e numérica do tubo de referência e função coerência.

Os bons resultados obtidos para a coerência, observados na Figura 85 (b), e a ótima concordância entre os resultados numéricos e experimentais mostram que as duas condições de contorno estabelecidas no modelo são capazes de representar adequadamente aquelas presentes nas medições experimentais.

Garantindo que o modelo numérico é capaz de representar o campo sonoro no interior de um tubo com paredes rígidas, resta apenas avaliar se a condição de contorno usada para representar a dissipação provocada pelos materiais de absorção é apropriada. A mesma é efetuada nas Figuras 86 e 87, onde os resultados numéricos são comparados àqueles experimentais de tubos confeccionados em material poroso e tubos rígidos revestidos com este material.

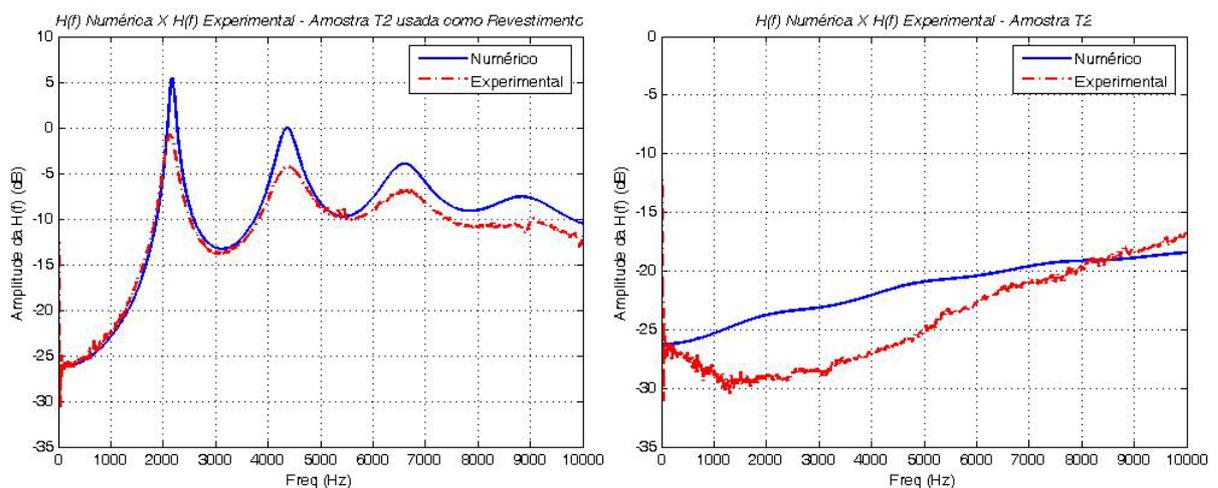


Figura 86 – Comparação numérica experimental dos resultados da amostra T2 (15-25 $\mu$ m).

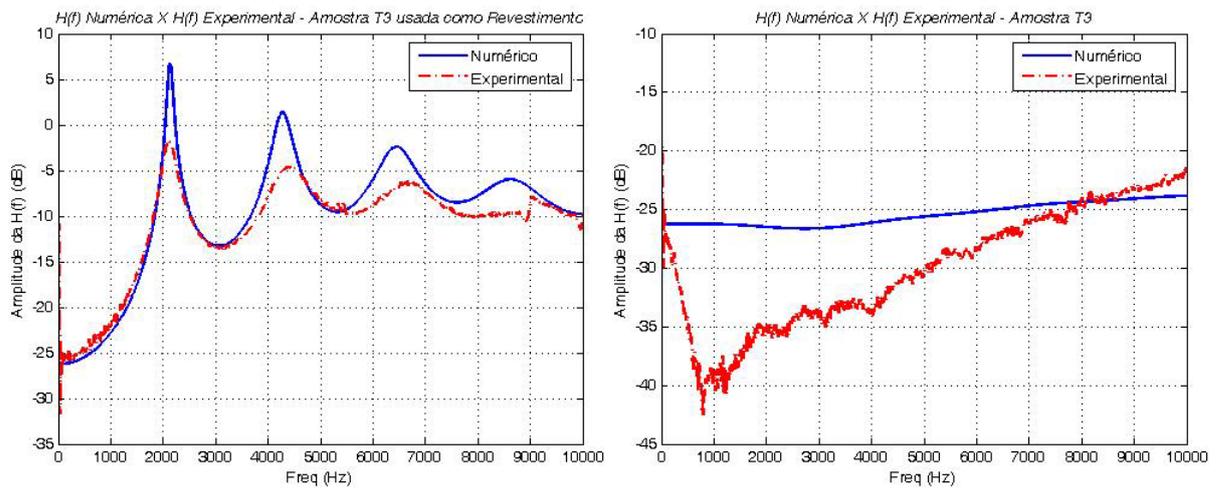


Figura 87 – Comparação numérica experimental dos resultados da amostra T3 (30-40µm).

Assim como no tubo de referência, antes de se opinar a respeito dos resultados, faz-se necessário conferir as curvas de coerência das respectivas amostras. Na Figura 88 (a) são verificados os valores da coerência para amostra T2 nas duas condições de análise, já na Figura 88 (b) se observa os valores obtidos para a amostra T3.

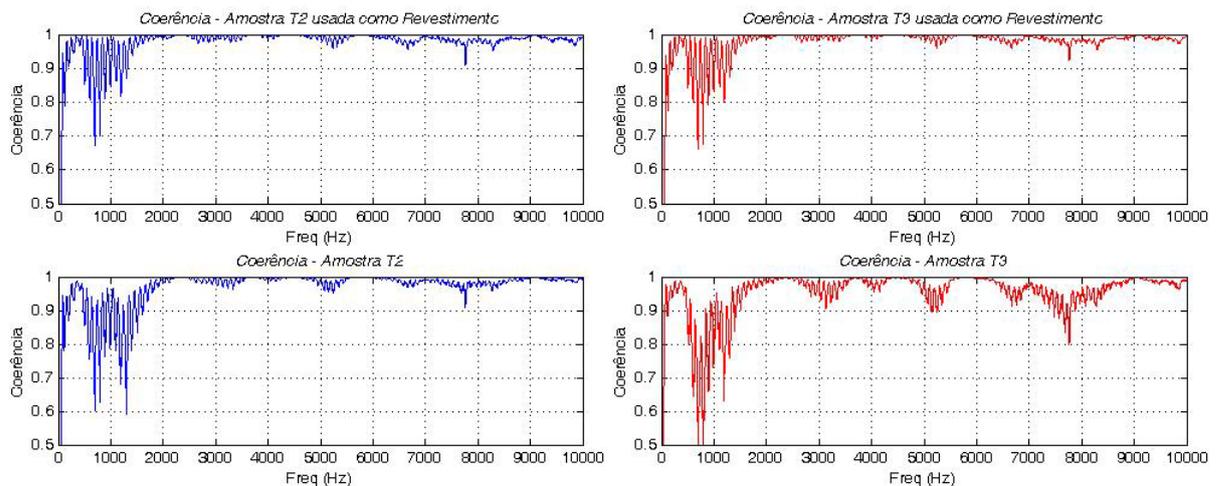


Figura 88 – Função coerência das amostras T2 e T3 em ambas configurações de análise.

Nota-se que na faixa entre 300 Hz e 1,5 kHz a coerência apresenta valores muito baixos o que reduz a credibilidade dos resultados experimentais obtidos nesta faixa. Além disso, observa-se que os resultados da função coerência são bem melhores ao longo de toda a faixa de freqüências quando as amostras porosas são utilizadas como revestimento.

Então, desprezando a comparação entre os resultados numéricos e experimentais na faixa de freqüências compreendida entre 300 Hz e 1,5 kHz pode-se afirmar que em ambas configurações a diferença máxima entre os resultados numéricos e experimentais da amostra T2, com poros entre 15 µm e 25 µm, é de aproximadamente 5 dB, sendo que com o aumento da freqüência esta diferença é gradativamente minimizada.

Nas amostras com diâmetros de poro entre 30  $\mu\text{m}$  e 40  $\mu\text{m}$  a diferença também diminui com o aumento da frequência. Porém, neste caso a diferença entre os resultados é maior, chegando a um máximo de 8 dB, uma vez que os resultados experimentais entre 300 Hz e 1,5 kHz não são comparados pelo fato de apresentarem valores de coerência muito baixos.

As diferenças encontradas entre os resultados numéricos e experimentais podem ser decorrentes de limitações do modelo utilizado para descrever a propagação no interior destes materiais, das incertezas presentes na determinação dos parâmetros característicos, das incertezas e limitações dos procedimentos experimentais ou ainda pelo fato de se estar aplicando como condição de contorno uma admitância acústica normal à superfície, quando na verdade a incidência do campo sonoro sobre a mesma tem uma diferente orientação.

## 8.2) Protótipos com uma câmara de expansão

### a) Procedimento numérico

Os modelos numéricos propostos nesta seção permitem avaliar a influência da aplicação de materiais de absorção no revestimento de diferentes componentes de um filtro acústico com uma câmara de expansão.

As dimensões da malha construída para representar o fluido contido no interior do filtro acústico correspondem àquelas internas dos protótipos utilizados nas medições experimentais. Por tratar-se de uma geometria mais complexa, exige-se um maior refino da mesma, que resulta num total de 3.875 elementos hexaédricos e 4.483 nós, parcialmente visualizados na Figura 89.

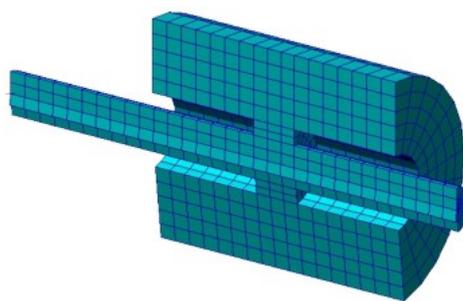


Figura 89 – Vista em corte da malha referente ao fluido contido nos filtros com 1 câmara.

O procedimento numérico e as condições de contorno de entrada e saída destas análises são idênticos àqueles detalhados no Item 8.1. Porém, aqui, a dissipação proporcionada pelos materiais de absorção é representada pela admitância normal à superfície de uma camada porosa fixada em uma parede rígida, calculada a partir dos parâmetros característicos das amostras com diâmetros de poro entre 15  $\mu\text{m}$  e 25  $\mu\text{m}$ .

O tempo médio de processamento computacional para cada uma das configurações testadas foi de aproximadamente 1,5 horas.

## b) Resultados obtidos

Para quantificar a atenuação proporcionada pelo revestimento dos componentes com material de absorção, suas respostas são comparadas àquelas de um protótipo referência, cujas paredes não possuem nenhum mecanismo de dissipação sonora.

Na Figura 90 se faz uma comparação entre as  $H(f)$  do protótipo referência e do A, cuja parede do tubo de entrada é revestida com material poroso. Sua análise mostra uma grande redução da amplitude da segunda, quarta e sétima ressonância.

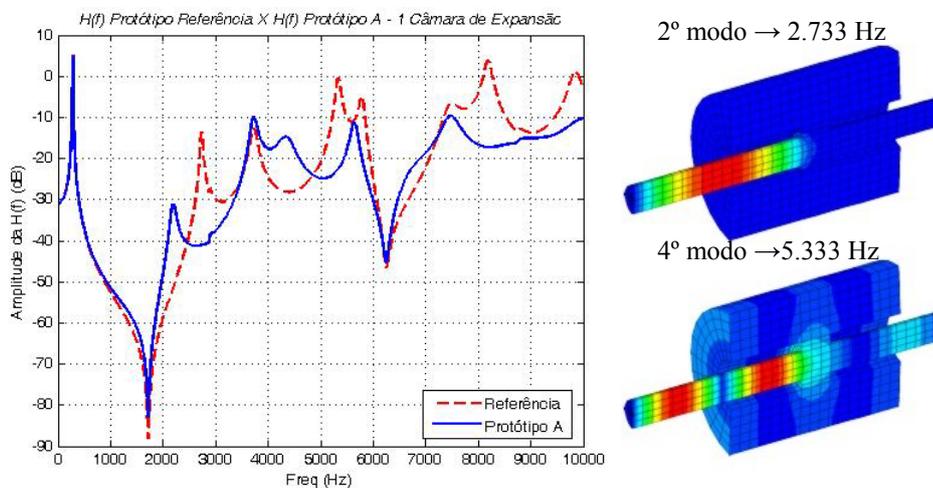


Figura 90 – Respostas dos protótipos A e referência, e visualização do 1ª e 4ª ressonância.

A explicação da grande atenuação destes modos específicos é justificada pelo fato de que os mesmos correspondem ao primeiro, segundo e terceiro modo do tubo de entrada, ou seja, os campos de alta pressão formados no interior deste tubo forçam a propagação das ondas sonoras em direção ao material de absorção, implicando numa maior dissipação.

Já na Figura 91 é feita a comparação entre os resultados do protótipo referência e aquele onde toda a câmara de expansão é revestida com material poroso, o protótipo D. Sua análise indica que a aplicação de material poroso na câmara de expansão não é tão benéfica ao longo de toda a faixa de frequências, atenuando especificamente na última ressonância e nas presentes entre 5 kHz e 6 kHz. Além disso, como o primeiro modo acústico é decorrente da inércia do fluido contido no interior da câmara de expansão, a elevada pressão nesta região não fornece uma grande atenuação como naquelas situações onde os campos de alta pressão estão localizados no interior de tubos.

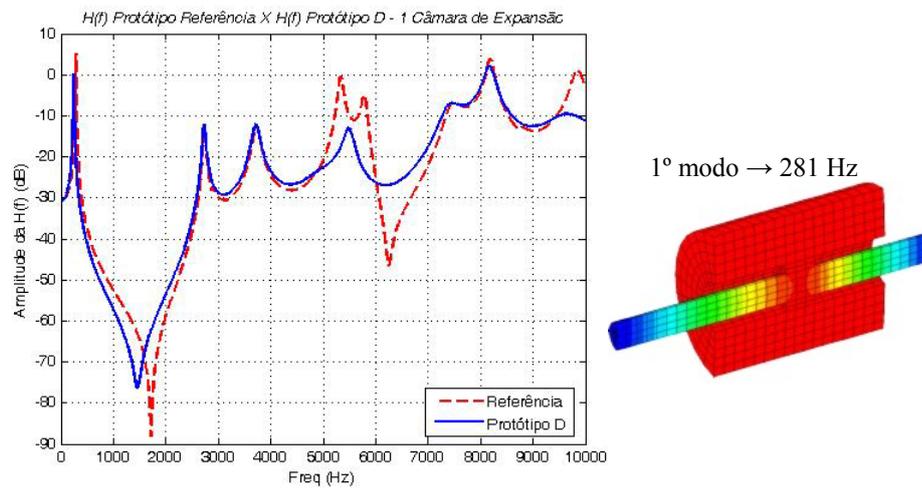


Figura 91 – Respostas dos protótipos D e referência, e visualização do 1º modo acústico.

c) Comparação numérica experimental

A comparação entre as respostas experimental e numérica do protótipo de referência, observada na Figura 92 (a), indicam uma ótima concordância entre os resultados ao longo de toda a faixa de frequências. Apenas nota-se que nas altas frequências a curva experimental tem uma leve defasagem em relação à numérica.

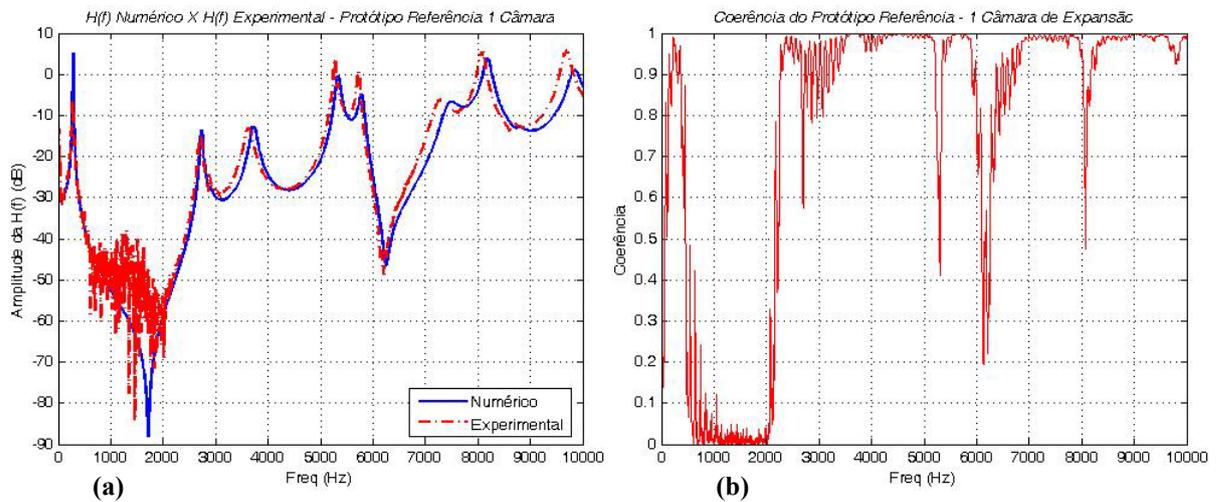


Figura 92 – Comparação numérica experimental do protótipo referência e função coerência.

A instabilidade presente na primeira anti-ressonância da curva experimental é explicada pela baixíssima coerência apresentada pelo sinal medido na respectiva faixa de frequências, como se observa na Figura 92 (b). Este fenômeno ocorre porque a pressão sonora medida na saída tem uma amplitude muito pequena.

Nas Figuras 93, 94 e 95 são feitas comparações dos resultados numéricos de vários protótipos com aqueles determinados experimentalmente.

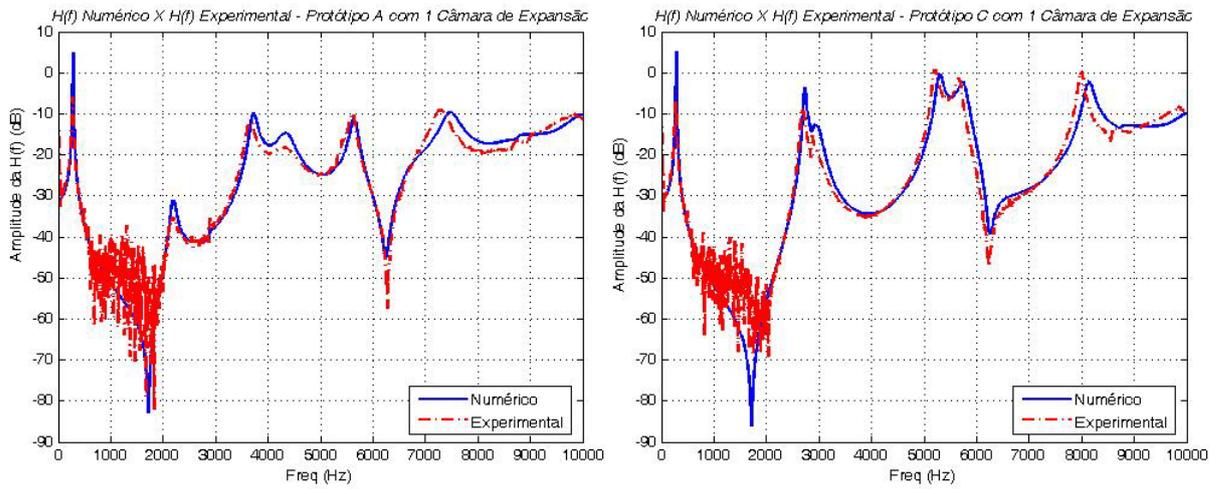


Figura 93 – Comparação numérica experimental dos protótipos A e C.

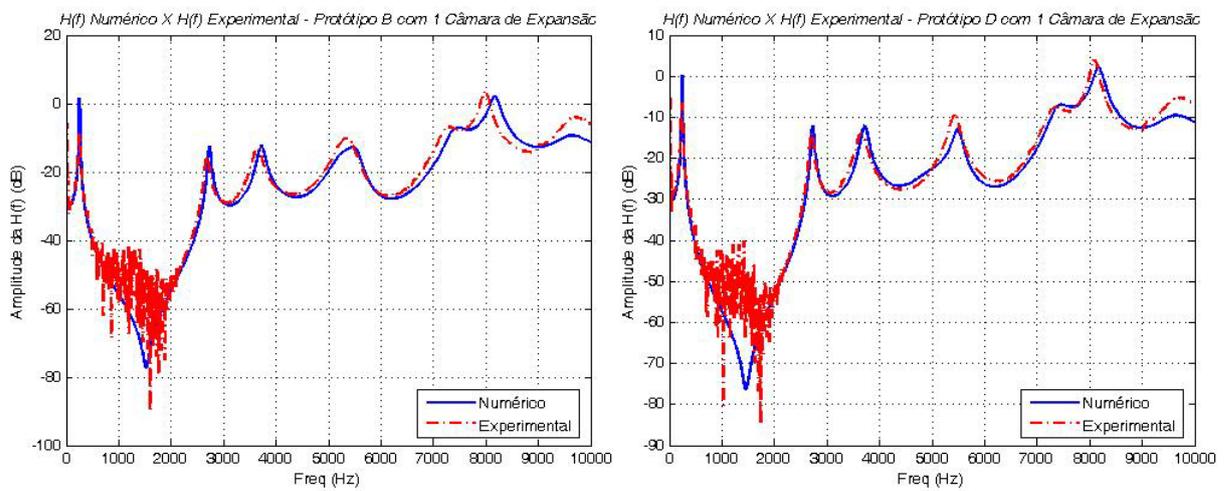


Figura 94 – Comparação numérica experimental dos protótipos B e D.

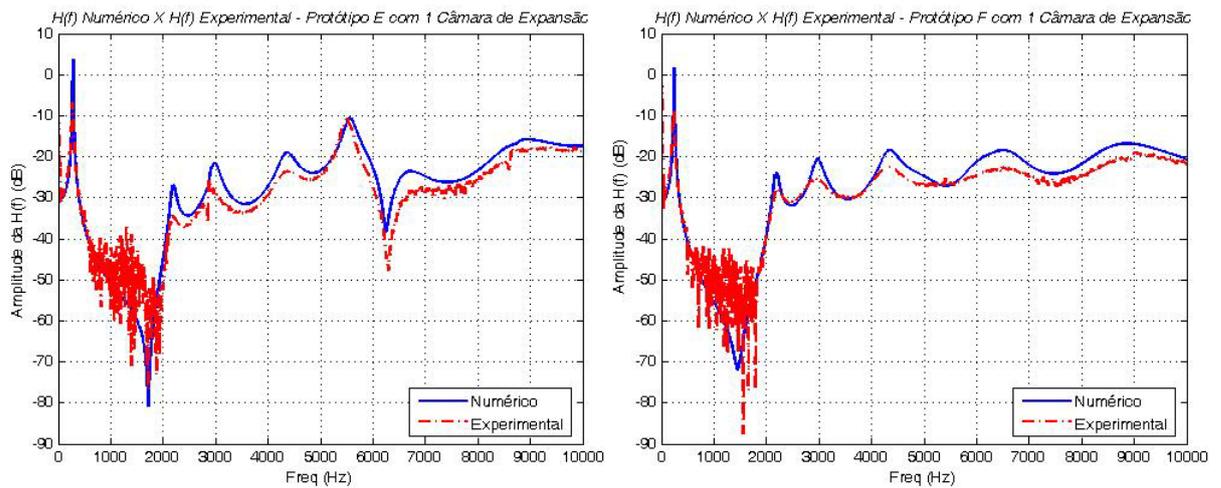


Figura 95 – Comparação numérica experimental dos protótipos E e F.

A análise das mesmas mostra que os modelos numéricos podem ser utilizados para reproduzir o comportamento do campo sonoro no interior destas geometrias, uma vez que as

curvas numéricas e experimentais apresentam uma boa concordância ao longo de toda a faixa de frequências.

Quando comparada a atenuação provocada pela inserção de materiais porosos no interior destas geometrias conclui-se que as diferenças nas amplitudes das ressonâncias são pequenas. Logo, as simulações consistem em ferramentas importantíssimas, capazes de determinar quais componentes, e quais as propriedades do revestimento, fornecerão maiores atenuações dos modos localizados em determinadas faixas de frequências de interesse.

### 8.3) Protótipos com duas câmaras de expansão

#### a) Procedimento numérico

O método empregado no desenvolvimento destes modelos e seus objetivos são idênticos àqueles elaborados para filtros acústicos com uma câmara de expansão, porém aqui são realizadas análises a partir de uma geometria composta por duas câmaras de expansão, cujas dimensões e componentes principais estão apresentados na Figura 96.

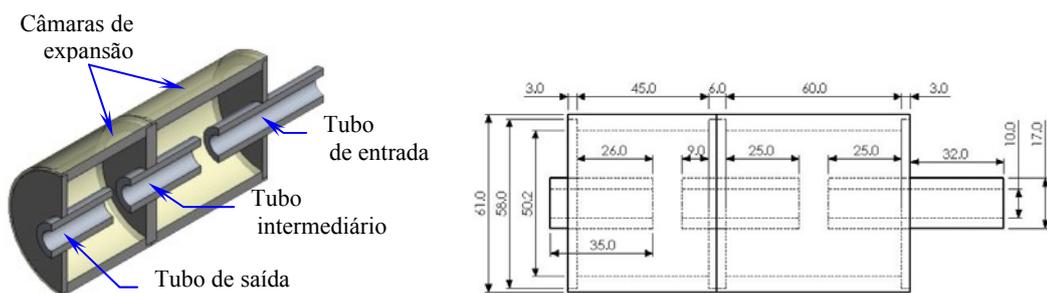


Figura 96 – Protótipo referência com duas câmaras de expansão.

Na Figura 97 é apresentada uma vista em corte da malha construída para representar o fluido de trabalho, constituída por 8.646 nós e 7.550 elementos hexaédricos.

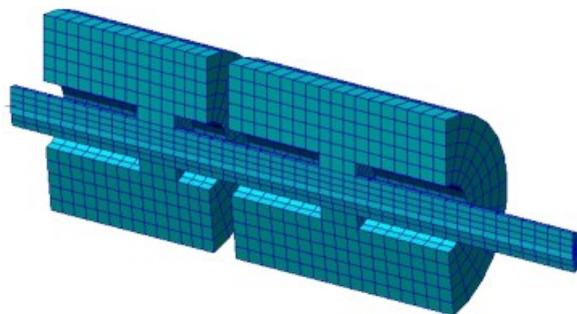


Figura 97 – Vista em corte da malha referente ao fluido contido nos filtros com 2 câmaras.

Em virtude do maior número de elementos o tempo de processamento destes modelos é de aproximadamente 3 horas.

## b) Resultados obtidos

Na Figura 98 a resposta do protótipo referência, que não possui material de absorção sonora, é comparada à do protótipo E, onde os três tubos são revestidos com material poroso, e a do protótipo H, onde as regiões circunferenciais das duas câmaras de expansão são revestidas com estes materiais.

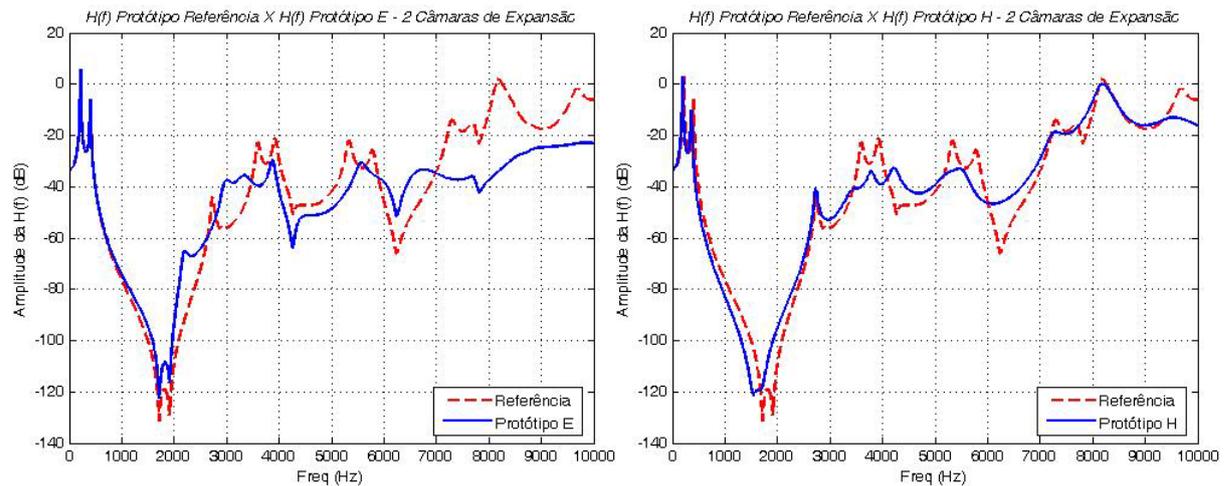


Figura 98 – Comparação das respostas dos protótipos referência, E e H.

Similarmente às conclusões obtidas a partir dos testes de filtros acústicos com uma câmara de expansão, a análise da Figura 98 indica que o revestimento de todos os tubos proporciona uma maior atenuação das ressonâncias ao longo de toda a faixa de frequências, enquanto que o revestimento das câmaras de expansão permite reduzir a amplitude de ressonâncias em faixas de frequências específicas, neste caso, entre 3 kHz e 6 kHz.

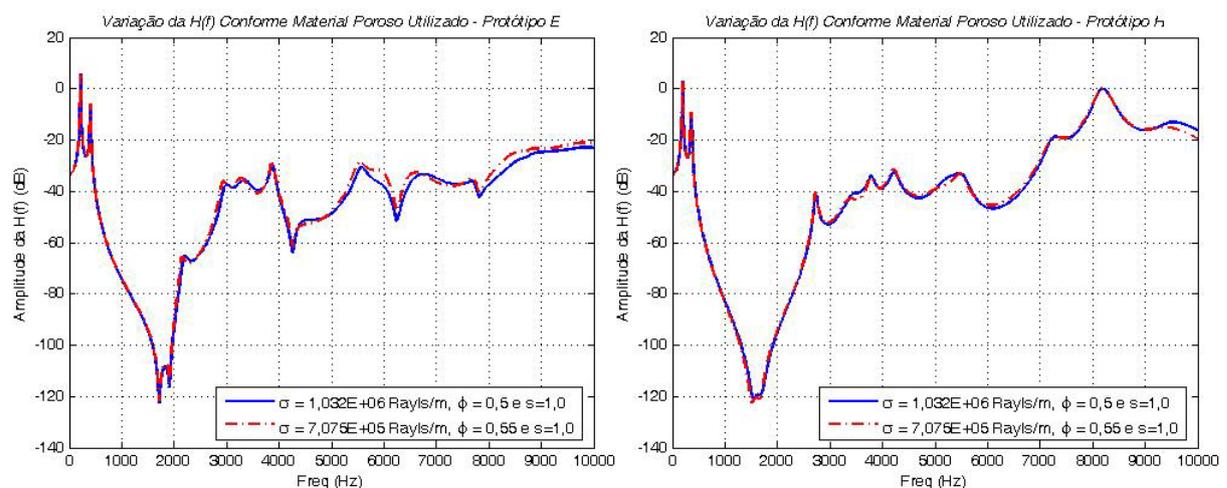


Figura 99 – Avaliação da influência do diâmetro médio de poro na dissipação sonora.

Para testar qual dos diâmetros médios de poro disponíveis seriam mais eficazes na atenuação sonora, na Figura 99 são feitas comparações das respostas obtidas por estes

protótipos quando as condições de contorno aplicadas para representar a dissipação correspondem à admitância acústica normal à superfície calculada a partir dos parâmetros característicos de materiais de absorção com poros entre 15  $\mu\text{m}$  e 25  $\mu\text{m}$ , e 30  $\mu\text{m}$  e 40  $\mu\text{m}$ .

Assim como na conclusão obtida a partir da avaliação das respostas experimentais fornecidas por um tubo revestido com estes dois tipos de materiais, constata-se que não há um tamanho de poro mais eficiente que o outro, uma vez que a atenuação ao longo de toda a faixa de frequências é praticamente igual.

## CAPÍTULO 9

### CONCLUSÕES

Este estudo investigou desde a atenuação sonora proporcionada pela inserção de materiais de absorção em geometrias relativamente simples, correspondentes a tubos circulares de seção transversal constante, até geometrias mais complexas equivalentes a filtros acústicos com uma e duas câmaras de expansão. Uma revisão bibliográfica a respeito das teorias de propagação sonora no interior de materiais porosos foi necessária, especialmente daquelas que descrevem o campo acústico a partir da determinação experimental de três parâmetros físicos característicos, a resistividade ao fluxo, a porosidade e o fator de estrutura, os denominados modelos para estrutura rígida.

Além da descrição minuciosa do procedimento e princípio de funcionamento da bancada experimental construída para determinar a resistividade ao fluxo, uma análise aprofundada dos resultados obtidos indicou uma grande heterogeneidade das amostras testadas, e uma alta sensibilidade das respostas a pequenas variações de pressão e vazão. Para melhoria destes resultados sugere-se em futuras medições uma redução da velocidade de fluxo, uma vez que as amostras apresentam baixa porosidade e elevada resistividade, e a utilização de equipamentos mais precisos na determinação do diferencial de pressão e vazão de ar. Além disso, devido ao processo de fabricação as amostras apresentavam pequenas variações no diâmetro nominal que poderiam de alguma forma afetar os resultados devido à existência de minúsculas frestas entre a amostra e seu alojador. Usiná-las com um equipamento de precisão garantiria que as mesmas se encaixassem com uma leve interferência no interior do compartimento, reduzindo significativamente a possibilidade de vazamentos.

A porosidade foi determinada através de dois métodos: o primeiro a partir da análise de imagens da microestrutura das amostras, geradas pela microscopia eletrônica e o segundo através de um ensaio mais elaborado, a porosimetria por mercúrio. Os resultados fornecidos pelo primeiro foram desprezados, pois estão sujeitos a uma série de incertezas devido à grande variação da microestrutura das amostras. Já o segundo método mostrou-se eficiente, fornecendo não somente o valor da porosidade como outras informações de grande importância na caracterização das amostras. Porém, seria indicado que um número maior de exemplares fossem analisados para que pudesse ser determinado um valor médio deste parâmetro.

As várias teorias consultadas apresentaram que o fator de estrutura não tem uma influência tão significativa sobre o campo sonoro como os demais parâmetros, principalmente

em materiais com pequenas espessuras, em consequência a sua influência foi negligenciada, admitindo-se um valor unitário para todas as amostras avaliadas.

Determinados os parâmetros característicos, a condição de contorno utilizada nos modelos numéricos para representar a dissipação provocada pelos materiais de absorção pôde ser calculada analiticamente através da admitância acústica normal à superfície, deduzida a partir da nova equação de ondas planas proposta por Fahy. Diante das várias hipóteses assumidas, das próprias limitações dos modelos desenvolvidos, da ampla faixa de frequências de análise e das incertezas presentes na determinação experimental da resistividade ao fluxo e da porosidade, a boa concordância entre os resultados numéricos e experimentais aponta os modelos como importantes instrumentos de análise, capazes de realizar com facilidade uma série de estudos que permitirão determinar uma configuração “ideal” para atenuar o elevado nível de ruído presente numa específica faixa de frequências.

Todas as informações e conhecimentos adquiridos nesta pesquisa formam uma grande base de dados para futuros trabalhos na área, de onde poderão ser propostos modelos mais complexos, visando trabalhar não somente com meios porosos de estrutura rígida como também de estrutura flexível. Como sugestão para trabalhos futuros, destacam-se:

- a) desenvolvimento de uma bancada que permita determinar a resistividade ao fluxo utilizando outros gases;
- b) estabelecimento de relações empíricas entre a propagação sonora em meios porosos impregnados com ar e outros gases, tais como fluidos refrigerantes;
- c) adequação dos modelos numéricos a metodologias de otimização buscando determinar parâmetros otimizados para aplicação destes materiais em filtros acústicos comerciais;
- d) estudo do comportamento da propagação sonora quando o material de absorção entra em contato com névoas de óleo lubrificante.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] FAHY, Frank. **Foundations of engineering acoustics**. London: Academic Press, 2003. 435p.
- [2] WIKIBOOKS, THE OPEN-CONTENT TEXTBOOKS COLLECTION. **Engineering Acoustics/Filter Design and Implementation**. Disponível em: <[http://en.wikibooks.org/wiki/Engineering\\_Acoustics/Filter\\_Design\\_and\\_Implementation](http://en.wikibooks.org/wiki/Engineering_Acoustics/Filter_Design_and_Implementation)>. Acesso em março 2006.
- [3] GOOGLE, PORTAL DE BUSCAS. **Muffler images**. Disponível em: <<http://www.studiodino.com/studiodino/info/muffler.html>>. Acesso em março 2006.
- [4] MUNJAL, M. L.. **Acoustics of ducts and mufflers**: with application to exhaust and ventilation system design. Canada: John Wiley & Sons, 1987. 328 p.
- [5] THE INTERNATIONAL ORGANIZATION FOR STANDARDIZATION. **ISO 10534-2**: Acoustics – Determination of sound absorption coefficient and impedance in impedance tubes – Part 2: Transfer-function method. 1998. 27 p.
- [6] ZWICKKER, C.; KOSTEN, C. W.. **Sound absorbing materials**. Nova Iorque: Elsevier, 1949.
- [7] THE ACOUSTICS RESEARCH GROUP OF THE UNIVERSITY OF HULL. **Material characterization**. Disponível em: <[www.eng.hull.ac.uk/research/Acoustics/r7.htm](http://www.eng.hull.ac.uk/research/Acoustics/r7.htm)>. Acesso em 18 fevereiro 2005.
- [8] SELLEN, N.; GALLAND M. A.; HILBRUNNER O.. Identification of the characteristic parameters of porous media using active control. **American Institute of Aeronautics and Astronautics**, p. 1-10.
- [9] SHIAU, N. M.; BOLTON, J. S.; KANG, Y. J.. Sound transmission through multi-panel structures lined with elastic porous materials. **Journal of Sound and Vibration**, v. 191 (3), p. 317-343, 1996.
- [10] BIOT, M. A.. Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid. I. Low-frequency range. II. Higher frequency range. **Journal of the Acoustical Society of America**, v. 28 (2), p. 168-191, 1956.
- [11] ALLARD, J. F.. **Propagation of sound in porous media**: modelling sound absorbing materials. Inglaterra: Elsevier, 1993. 284 p.
- [12] EUROPEAN CONFERENCE ON NOISE CONTROL. 4, 2001, Patra. **Evaluating material parameters of poroelastic layers**. Belgium: K. U. Leuven, p. 14-17, 2001.
- [13] BOLTON, J.S.; KANG, Y.J.. Elastic porous materials for sound absorption and transmission control. **SAE Paper 971878, Proceedings of the 1997 Noise and Vibration Conference**, Traverse City, p. 77-91, maio 1997.
- [14] AMERICAN SOCIETY OF TESTING AND MATERIALS. **ASTM C 522-80**: Standart test method for airflow resistance of acoustical materials. 1980, p. 258-263.

- [15] CHAMPOUX Y., STTINSON M. R., DAIGLE G. A.. Air-based system for the measurement of porosity. **Journal of the Acoustical Society of America**, v. 89 (2), p. 910-916, fevereiro 1991.
- [16] LITWINCZIK, Vitor. **Irradiação sonora de uma placa simplesmente apoiada revestida com material poroso**. 2003. 156 f. Tese (Curso de Pós Graduação em Engenharia Mecânica) – Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis.
- [17] ALLARD, J. F.; CASTAGNÈD, B.; HENRY, M.. Evaluation of tortuosity in acoustic porous materials saturated by air. **Rev. Sci. Instrum.**, v. 65 (3), p. 754-755, março 1994.
- [18] MICROMERITICS – AN INDUSTRY LEADER IN PARTICLE SCIENCE AND PARTICLE TECHNOLOGY. **Material characterization**. Disponível em: <[www.micromeritics.com/pdf/products/Mercury\\_Porosimetry\\_Brochure.pdf](http://www.micromeritics.com/pdf/products/Mercury_Porosimetry_Brochure.pdf)>. Acesso em 14 novembro 2005.
- [19] DELANY, M. E.; BAZLEY, E. N.. Acoustical properties of fibrous absorbent materials. **Applied Acoustics**, v. 3, p. 105-116, 1970.
- [20] BYRNE, K. P.. Calculating the acoustical properties of plane uniform constructions. **Journal of Vibration, Acoustics, Stress, and Reliability in Design**, v. 111, p. 343-350, 1989.
- [21] CALÇADA, M. **Perda de transmissão sonora de sistemas multicamadas utilizando modelo analítico, análise estatística energética e elementos finitos**. 2006. Tese (Curso de Pós Graduação em Engenharia Mecânica) – Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis.
- [22] PIERCE, A. D.. **Acoustics: an introduction to its physical principles and applications**. United States of American: McGraw-Hill, 1981. p. 357-365.
- [23] LENZI, A.. **Estudo das fontes de ruído e vibrações do conjunto moto-compressor de um modelo de compressor hermético EGS 80 HLP**. 2002. Projeto Lower Noise III - Relatório de acompanhamento (Grupo de Tecnologia em Vibrações e Acústica do Departamento de Engenharia Mecânica) – Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis.
- [24] DIESEL, F. N.. **Fluxo de energia sonora do conjunto interno moto-compressor para carcaça de compressores herméticos através da cavidade**. 2000. 111 f. Dissertação (curso de Pós Graduação em Engenharia Mecânica) – Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis.
- [25] ALLARD, J. F.; CHAMPOUX, Y.. New empirical equations for sound propagation in rigid frame fibrous materials. **Journal of the Acoustical Society of America**, v. 91 (6), p. 3346-3353, 1992.
- [26] LENZI, A.. **Acústica Avançada. Notas de aula**. 2004. Laboratório de Vibrações e Acústica – Universidade Federal de Santa Catarina, Florianópolis.
- [27] INGARD, Uno. **Notes on sound absorption technology**. New York: Noise Control Foundation, 1994.
- [28] GERGES, Samir N. Y.. **Ruído: Fundamentos e controle**. Florianópolis: S. N. Y. Gerges, 1992. p. 299 - 329.

- [29] ALLARD, J. F.; AKNINE, A.; DEPOLLIER, C.. Acoustical properties of partially reticulated foams with high and medium flow resistance. **Journal of the Acoustical Society of America**, v. 79 (6), p. 1734-1740, junho 1986.

# Livros Grátis

( <http://www.livrosgratis.com.br> )

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)  
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)  
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)  
[Baixar livros de Matemática](#)  
[Baixar livros de Medicina](#)  
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)  
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)  
[Baixar livros de Meteorologia](#)  
[Baixar Monografias e TCC](#)  
[Baixar livros Multidisciplinar](#)  
[Baixar livros de Música](#)  
[Baixar livros de Psicologia](#)  
[Baixar livros de Química](#)  
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)  
[Baixar livros de Serviço Social](#)  
[Baixar livros de Sociologia](#)  
[Baixar livros de Teologia](#)  
[Baixar livros de Trabalho](#)  
[Baixar livros de Turismo](#)