

MODELAÇÃO DO COMPORTAMENTO ACÚSTICO DE PAINÉIS PERFURADOS EM MADEIRA

Patraquim, Ricardo J.¹, Patrício, Jorge V.²

¹ Tecniwood, Madeira Técnicas, Lda.,
ricardo.patraquim@tecniwood.pt

² L.N.E.C. - Laboratório Nacional de Engenharia Civil
jpatricio@lnec.pt

PACS REFERENCE: 43.55.EV

Resumo

Neste trabalho apresenta-se o método de modelação de sistemas absorventes sonoros, em painéis perfurados, baseado na conversão da impedância acústica de um único furo num valor médio correspondente à área aberta do painel. Estes sistemas absorvedores são, pois, estudados utilizando o conceito de matriz transferência. Assim sendo, comparam-se os resultados obtidos com os provenientes dos ensaios de caracterização de comportamento realizados em laboratório, de acordo com a Norma EN ISO 20354, tendo em atenção:

- Profundidade da caixa-de-ar;
- Utilização de lã de rocha no interior da caixa-de-ar;
- Utilização de tela acústica como elemento resistivo;
- Utilização de tubos nos orifícios;
- Fracção de área aberta dos painéis.

Na análise comparativa efectuada apresentam-se também os resultados obtidos por um programa comercial, *WinFLAG 1.0*.

Embora os resultados obtidos não sejam tão precisos, quando comparados com os dos ensaios realizados, tal não inviabiliza a assunção deste modelo.

Palavras-chave: Absorção sonora; Impedância acústica; Painéis acústicos perfurados; Medições da absorção sonora.

Abstract

This paper presents a study concerning the modeling of sound absorption perforated panels, based on the conversion of the single hole acoustic impedance in an average value corresponding to the whole open area of the panel. These absorbers are then studied using the concept of transfer matrix.

The results obtained are compared with those provided by tests conducted in the laboratory conditions, according to Standard EN ISO 20354, taking into account:

- Depth of the back layer (air-cavity);
- Use of rock wool in air-cavity;
- Usage of thin acoustic nonwoven as a resistive layer;
- Use of tubes in the holes
- Fraction of open area of the panels.

The comparative analysis also integrates the results obtained with commercial software, *WinFLAG 1.0*.

Although the results are not so very accurate, when compared with those due to tests, the modeling can be considered suitable for the purpose.

Keywords: Sound absorption; Acoustic impedance; Wooden perforates; Measurement of sound absorption.

1 Introdução

De modo a incrementar a absorção sonora das superfícies de salas (tectos e paredes) é habitual revesti-las com painéis de madeira perfurados, deixando uma cavidade entre eles e a superfície de suporte, que pode ser, ou não, preenchida com material poroso. Nestes sistemas, o processo de absorção sonora consiste em provocar uma ressonância - a da massa de ar contida nos furos (gargalos) de uma cavidade ressoante - tal como num ressoador de Helmholtz.

Este estudo apresenta uma modelação física do sistema absorvor com objectivo de avaliar a influência dos diversos elementos que o constituem.

2 State-of-art

Historicamente, Morse et al. [1] investigaram a absorção sonora em 1940. Posteriormente, em 1947, Bolt estudou a absorção sonora em painéis perfurados [2], considerados como um sistema absorvor ressonante. Nesse trabalho, Bolt identificou que o diâmetro dos furos, o seu número (densidade), bem como a espessura do painel têm um papel essencial no desempenho do sistema. Em 1951, Ingard e Bolt [3] postularam que a absorção sonora tem uma grande dependência das características do painel perfurado bem como da caixa-de-ar (sua dimensão e, existência, ou não, de absorvor sonoro poroso no interior). Posteriormente, em 1953, Ingard [4] publica um dos mais importantes artigos sobre este assunto, cujas conclusões, nomeadamente sobre as correcções à resistência acústica de furos e a interacção entre eles, são utilizadas na modelação de painéis perfurados.

De acordo com o trabalho experimental desenvolvido por Callaway e Ramer [5], em 1952, demonstrou-se que a caixa-de-ar tem, sem dúvida, grande influência na absorção sonora do sistema ressonante criado.

Outro parâmetro importante no desempenho acústico destes sistemas é o formato do furo. Smits e Kosten apresentaram, em 1951 [6], um trabalho relativamente a placas ranhuradas que, posteriormente, Kristiansen e Vigran [7] utilizaram no seu estudo e desenvolvimento deste tipo de painéis.

Os painéis perfurados, com furos de diâmetro elevado ou ranhuras de grande largura (superiores à camada limite viscosa) têm, inerentemente, pouca resistência acústica, tendo de se recorrer à utilização de materiais porosos, imediatamente após as aberturas nos furos (ou no interior dos mesmos), de modo a incrementar a absorção sonora. Delany e Bazley em 1969 [8] desenvolveram fórmulas semi-empíricas para modelar a impedância acústica específica destes materiais e Davern [9] investigou experimentalmente a sua utilização e verificou que as suas porosidades, espessura e densidade são os parâmetros fundamentais na caracterização da capacidade de absorção sonora exibida por sistemas deste tipo. Este autor, juntamente com Dunn [10], desenvolveu a modelação de absorvores multicamada.

3 Modelação da absorção sonora de painéis perfurados

Os métodos de modelação da absorção sonora de painéis perfurados baseiam-se na conversão da impedância acústica de um único furo num valor médio correspondente à área aberta do painel. Considera-se o painel perfurado como um conjunto de tubos curtos, de comprimento idêntico à espessura do painel, e a parte não perfurada é feita de um material muito denso e rígido, e, portanto, perfeitamente reflector. Assume-se ainda que o comprimento de onda do som que se propaga é suficientemente grande quando comparado com a dimensão da secção transversal do tubo (*i.e.*, furo).

Este método inclui os termos devidos à viscosidade do ar, à radiação (de um orifício num plano) e aos efeitos da reactância da caixa-de-ar.

Estes sistemas acústicos são estudados utilizando o conceito de matriz transferência, método que permite determinar a impedância acústica normal (ou superficial) de uma interface de um material recorrendo à continuidade da velocidade da partícula (em ambos os lados da interface) e conhecendo as propriedades acústicas do meio.

No caso de existência de material absorvedor na caixa-de-ar é importante determinar as características de propagação de ondas planas nesse meio, tornando-se necessário conhecer o número de onda complexo, k_a , e a impedância característica complexa, Z_{ca} . Na impossibilidade de os avaliar experimentalmente, pode-se recorrer aos modelos empíricos macroscópicos, tais como o proposto por Delany e Bazley [8].

A partir do conhecimento da impedância acústica é possível determinar o coeficiente de absorção sonora para incidência normal, e, posteriormente, estimar o respectivo valor para campo difuso.

3.1 Reflexão de ondas planas numa superfície

Quando as ondas sonoras interagem com os materiais expostos, parte da energia contida na onda incidente é reflectida, outra é transmitida e a restante é dissipada no interior dos materiais. Neste contexto, a absorção sonora é a parte da energia incidente que não foi reflectida, escrevendo-se deste modo o balanço da energia como:

$$1 = \frac{E_r}{E_i} + \frac{E_{t+a}}{E_i} \quad (1)$$

onde E_{t+a} é a energia não reflectida, E_i a energia incidente e E_r a energia reflectida.

Como a intensidade de uma onda plana é proporcional ao quadrado da pressão sonora ($I \propto p^2$), a intensidade da onda reflectida é menor que a incidente de um factor $|R|^2$ (onde R , factor de reflexão, é um número complexo). Assim, o coeficiente de absorção sonora, α , é dado por:

$$\alpha = \frac{E_{t+a}}{E_i} = 1 - |R|^2 \quad (2)$$

Admite-se que a superfície do material é plana e suficientemente grande (quando comparada com o comprimento de onda com interesse).

As propriedades acústicas de uma superfície podem ainda ser descritas pela sua impedância (*wall impedance*) Z_s . Esta é definida como a relação entre a pressão sonora no ponto de superfície e a componente normal à superfície da velocidade de *partícula*, v_x , no mesmo ponto:

$$Z_s = \left(\frac{p}{v_x} \right)_{x=0} \quad (3)$$

Geralmente esta grandeza é complexa, uma vez que a pressão sonora e a velocidade normal de *partícula* não estão em fase.

Normalmente relaciona-se a impedância da superfície (impedância superficial) com a impedância característica do ar, $Z_0 = c_0 \rho_0 \approx 416 \text{ N s / m}^3$, num parâmetro chamado de impedância superficial específica (*specific wall impedance*):

$$\xi = r + ix = \frac{Z_s}{Z_0} \quad (4)$$

No caso de se considerar a propagação de ondas planas harmónicas, a impedância acústica superficial está relacionada com o factor de reflexão através de:

$$Z_s = \frac{Z_c}{\cos \theta_0} \left(\frac{1+R}{1-R} \right) \Leftrightarrow R = \frac{Z_s \cos \theta_0 - Z_c}{Z_s \cos \theta_0 + Z_c} = \frac{\xi \cos \theta_0 - 1}{\xi \cos \theta_0 + 1} \quad (5)$$

onde $Z_c = c_{meio} \rho_{meio}$ é a impedância característica do meio e θ_0 é o ângulo de incidência. Deste modo, (2) pode ser reescrita:

$$\alpha(\theta_0) = 1 - \left| \frac{\xi \cos \theta_0 - 1}{\xi \cos \theta_0 + 1} \right|^2 = \frac{4r \cos \theta_0}{(r \cos \theta_0 + 1)^2 + (x \cos \theta_0)^2} \quad (6)$$

onde r e x são, respectivamente, a resistência acústica específica e reactância acústica específica da superfície.

Assim, para se determinar a absorção sonora de uma superfície basta conhecer a impedância acústica da mesma.

3.2 Absorsores localmente reactivos

Para incidência oblíqua de ondas planas distinguem-se dois tipos de sistemas absorsores: *i*) localmente reactivos (*locally reacting*); e *ii*) não-localmente reactivos (*bulk-reacting* ou *extended reacting*).

Num absorsor localmente reactivo a velocidade normal à superfície só depende da pressão sonora nesse ponto (e não da distribuição da pressão sonora sobre a superfície, *i.e.*, da pressão sonora noutros pontos da superfície). Uma vez que a onda sonora plana que atinge a superfície com uma incidência oblíqua não excita todos os pontos da superfície com a mesma fase (estas diferenças de fase dependem do ângulo de incidência), apenas as superfícies localmente reactivas apresentam uma impedância superficial independente do ângulo de incidência. Nos absorsores localmente reactivos a propagação paralela à superfície é inibida como, por exemplo, em ressoadores Helmholtz com o volume compartimentado ou em absorsores porosos encostados a uma caixa-de-ar compartimentada.

A reacção local é uma boa aproximação à modelação do comportamento de absorsores com uma resistividade relativamente elevada, obrigando a que a onda sonora transmitida através da superfície seja forçada a redireccionar-se na direcção normal à superfície.

3.3 Coeficiente de absorção sonora para campo difuso

O coeficiente de absorção sonora para incidência aleatória, *i.e.* campo difuso, também chamado de coeficiente de absorção sonora estatístico, é dado pela expressão [11]:

$$\alpha_{st} = 2 \int_0^{\pi/2} \alpha(\theta) \cos \theta \sin \theta d\theta \quad (7)$$

O princípio em que assenta a análise estatística tem em consideração que a superfície absorvora é infinita e que a distribuição mais provável da energia sonora numa sala é aquela em que a densidade de energia é a mesma em todos os pontos, sendo o fluxo de energia em qualquer direcção o mesmo (campo difuso). Na expressão (7), a introdução da função seno traduz a probabilidade da energia provir de uma dada direcção e a função co-seno a projecção da área receptora na respectiva direcção ortogonal.

Se o elemento absorsor for considerado localmente reactivo, então, combinando as expressões (4), (6) e (7) obtém-se [12]:

$$\alpha_{st} = \frac{8r}{r^2 + x^2} \left[1 - \frac{r}{r^2 + x^2} \ln(1 + 2r + r^2 + x^2) + \frac{1}{x} \frac{r^2 - x^2}{r^2 + x^2} \arctan\left(\frac{x}{1+r}\right) \right] \quad (8)$$

A partir da expressão anterior verifica-se que o valor máximo que atinge um elemento absorvor localmente reactivo é $\alpha_{st} = 0.955$, que ocorre quando $|\xi| = 1.6$ e $\arctan\left(\frac{x}{r}\right) \approx \pm 30^\circ$.

Para absorvores de reacção extensa, a expressão (7) só pode ser calculada numericamente, podendo o integral ser aproximado por:

$$\alpha_{st} = 2\pi \sum_{m=1}^M [\alpha(\theta_m) \sin(\theta_m) \cos(\theta_m) \Delta\theta] \quad (9)$$

onde M é um número inteiro e $\Delta\theta = \frac{\pi}{2M}$.

Vários trabalhos, designadamente [13], referem que existe pouca concordância entre os resultados de ensaios laboratoriais para a medição da absorção sonora em câmaras reverberantes, α_{Sab} , e o valor calculado através d expressão (7), nomeadamente na baixas frequências. Existem várias razões para tal, como sejam a dimensão finita das amostras e a difracção das ondas sonoras ocorrida nas arestas das mesmas, bem como o facto de, por vezes, o campo sonoro estabelecido no interior das câmaras reverberantes não ser “absolutamente” difuso, particularmente nas baixas frequências. Aliás, estas são algumas das causas para que frequentemente em ensaios laboratoriais se obtêm valores para a absorção sonora superiores à unidade ($\alpha_{Sab} > 1.0$).

3.4 Impedância acústica superficial do sistema

A impedância acústica superficial do sistema representado na figura 1, é dado por:

$$Z_{sistema} = Z_{s\,panel} + Z_{s\,interior} \quad (10)$$

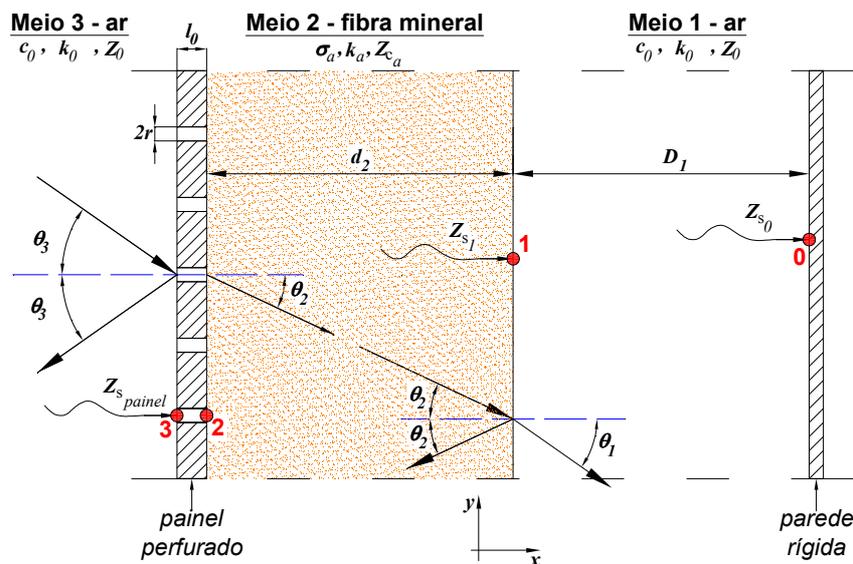


Figura 1 – Sistema composto por painel perfurado e uma caixa-de-ar parcialmente preenchida.

Se ε representar a fracção de área aberta do painel, a impedância acústica superficial do painel está relacionada com a impedância acústica de um furo através de:

$$Z_{s_{\text{painel}}} = \frac{Z_{s_{\text{tubo}}}}{\varepsilon} \quad (11)$$

Se no tardo do painel estiver colado um tecido, de espessura t , com uma dada resistividade ao fluxo σ , de modo a incrementar a resistência acústica do sistema, poderemos adicionar essa contribuição somando à expressão (11):

$$r_m = \frac{\sigma t}{\varepsilon} \quad (12)$$

Isto deve-se ao facto de o ar ao mover-se dentro dos furos ainda não ter recuperado a forma do escoamento em espaço livre [4].

A impedância acústica de um tubo circular de raio r e de comprimento $l_0 < \lambda$ é dado pela expressão ([14], [15]):

$$Z_{s_{\text{tubo}}} = i\omega\rho_0 l_0 \left[1 - \frac{2 J_1(x\sqrt{-i})}{(x\sqrt{-i}) J_0(x\sqrt{-i})} \right]^{-1} \quad (13)$$

com $x = r\sqrt{\frac{\omega\rho_0}{\eta}} = \sqrt{2} \frac{r}{d_v}$, um parâmetro que indica a importância das forças de inércia relativamente às forças de origem viscosa e onde:

η é a viscosidade do ar ($\eta \approx 1.84 \times 10^{-5}$ poiseuille);

l_0 é o comprimento do tubo;

ρ_0 é a densidade do ar ($\rho_0 = 1.21 \text{ kg m}^{-3}$);

$\omega = 2\pi f$ é a frequência angular;

J_n é a função de Bessel de ordem n ;

$d_v = \sqrt{\frac{2\eta}{\omega\rho_0}} \approx \frac{2.2\text{mm}}{\sqrt{f}}$ é a dimensão da camada limite viscosa;

Baseado nas simplificações de Crandall [15], obtêm-se as seguintes expressões:

- a) Para $x < 1$, fazendo a expansão em série das funções de Bessel e utilizando apenas os dois primeiros termos:

$$x < 1 \Rightarrow Z_{s_{\text{tubo}}} \approx \frac{8\eta l_0}{r^2} + i \frac{4}{3} \omega\rho_0 l_0 \quad (14)$$

- b) Para $x > 10$ utilizando o facto de $x \rightarrow \infty \Rightarrow \frac{J_1}{J_0} \rightarrow -i$:

$$x > 10 \Rightarrow Z_{s_{\text{tubo}}} \approx \sqrt{2\omega\rho_0\eta} \frac{l_0}{r} + i \left(\sqrt{2\omega\rho_0\eta} \frac{l_0}{r} + \omega\rho_0 l_0 \right) \quad (15)$$

- c) Para $1 < x < 10$ Maa [16] propõe a seguinte expressão:

$$1 < x < 10 \Rightarrow Z_{s_{\text{tubo}}} \approx \left(\frac{8\eta l_0}{r^2} \right) \sqrt{1 + \frac{x^2}{32}} + i \omega\rho_0 l_0 \left(1 + \frac{1}{\sqrt{9 + \frac{x^2}{2}}} \right) \quad (16)$$

3.5 Termos correctivos

Estas expressões só são aplicáveis a tubos de comprimento infinito. Para o caso de tubos (furos) de comprimento finito (placas perfuradas) deverão ser adicionados termos correctivos, quer à componente resistiva (parte real), quer à reactiva (parte imaginária), devidos essencialmente aos efeitos da viscosidade em torno do orifício e no interior dos tubos, e da impedância radiativa dos orifícios. Se se considerar a existência de vários destes tubos (furos) próximos uns dos outros, também se deve incluir os efeitos de interacção entre eles. Deste modo obtém-se o seguinte termos correctivos:

$$\text{Correcção} = \left(2\sqrt{2\omega\rho_0\eta} + \rho_0 c \pi^2 \left(\frac{2r}{\lambda} \right)^2 + i\omega\rho_0\delta \right) \quad (17)$$

O primeiro termo, deduzido por Ingard [4], contabiliza a dissipação da energia, devido à viscosidade η , que ocorre perto dos orifícios de entrada e no interior dos tubos. Os dois últimos termos representam a radiação acústica, e foi deduzido por Morse e Ingard em [17]. O parâmetro δ no termo imaginário de (17) representa a correcção à inercância mássica à saída dos orifícios e, se se tiver em consideração a interacção entre eles é dada por ([18], [11]):

$$\delta = \frac{16r}{3\pi} \cdot \left(1 - 1.47\sqrt{\varepsilon} + 0.47\sqrt{\varepsilon^3} \right) \quad (18)$$

É de referir que o termo $\delta_0 = \frac{16r}{3\pi} \approx 1,7r$ é a correcção “clássica” deduzida por Rayleigh [14] usualmente utilizada para corrigir o comprimento do(s) furo(s) na expressão da frequência de ressonância destes sistemas.

Para painéis acústicos perfurados correntes, *e.g.*, espessura de 12 mm e com furos de 8 mm de diâmetro, espaçados de 32 mm, a expressão simplificada (14), válida para $f > 15$ Hz, é dada por:

$$Z_{s_{tubo}} \approx \left[\sqrt{8\omega\rho_0\eta} \left(1 + \frac{l_0}{2r} \right) + \rho_0 \frac{(2r\omega)^2}{16c} \right] + i \left[\sqrt{8\omega\rho_0\eta} \left(1 + \frac{l_0}{2r} \right) + \omega\rho_0(l_0 + \delta) \right] \quad (19)$$

3.6 Impedância acústica superficial da cavidade ressonante

Para se determinar a impedância acústica superficial na face oculta do painel perfurado (ponto 2, da figura 1), utiliza-se o conceito da matriz transferência, que permite determinar a pressão sonora e a velocidade de *partícula* num ponto ($i+1$), conhecendo os seus valores noutra ponto (i), distanciados de d_i , num meio caracterizado por uma impedância característica Z_{c_i} e por uma constante de propagação (ou número de onda complexo) k_i :

$$\begin{bmatrix} p_{i+1} \\ v_{x_{i+1}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(k_{x_i} d_i) & j \frac{Z_{c_i} \sin(k_{x_i} d_i)}{\cos\theta_i} \\ j \frac{\cos\theta_i \sin(k_{x_i} d_i)}{Z_{c_i}} & \cos(k_{x_i} d_i) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} p_i \\ v_{x_i} \end{bmatrix} \quad (20)$$

Em que k_{x_i} é dado pela Lei de Snell:

$$k_{x_i} = \sqrt{k_i^2 - (k_{i+1} \sin\theta_{i+1})^2} \quad (21)$$

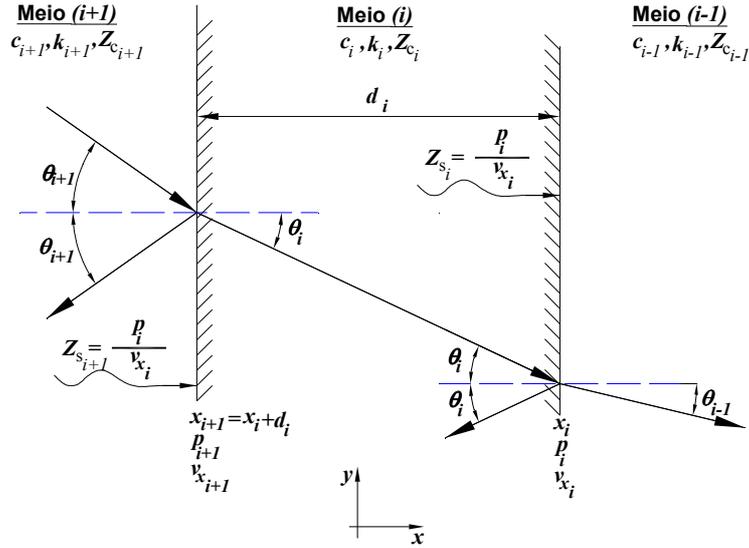


Figura 2 – Geometria para modelação da matriz transferência para vários meios

Conhecidas a impedância característica e a constante de propagação de um meio, o método da matriz transferência permite converter essa informação na impedância superficial específica desse meio. Para tal só se tem de dividir a expressão de p_{i+1} pela expressão de $v_{x_{i+1}}$, obtendo-se:

$$Z_{s_{i+1}} = \frac{Z_{c_i}}{\cos \theta_i} \cdot \frac{Z_{s_i} + j \frac{Z_{c_i}}{\cos \theta_i} \tan(k_{x_i} d_i)}{\frac{Z_{c_i}}{\cos \theta_i} + j Z_{s_i} \tan(k_{x_i} d_i)} \quad (22)$$

Para o caso de existirem apenas dois meios em série e adjacentes em x_i a uma parede rígida tal que $Z_{s_i} = \infty$, a impedância específica do meio contíguo à parede é dado por:

$$Z_{s_{i+1}} = -j \frac{Z_{c_i}}{\cos \theta_i} \cot(k_i \cos \theta_i d_i) \quad (23)$$

4 Resultados teóricos e experimentais

Apresenta-se o estudo paramétrico da absorção sonora, para incidência normal, analisando-se a influência dos seguintes elementos:

- Profundidade da caixa-de-ar;
- Utilização e posicionamento da lã de rocha no interior da caixa-de-ar;
- Utilização de tela acústica como elemento resistivo;
- A utilização de tubos nos orifícios (prolongamento dos furos);
- Fração de área aberta dos painéis perfurados.

Os resultados são comparados com ensaios realizados em laboratório (de acordo com a norma EN ISO 20354 [19]) e com os resultados obtidos por um programa comercial, *WinFLAG*, Versão 1.0 [20]. Consideram-se painéis perfurados, de espessura de 12 mm, com furos de 8 mm de diâmetro, nas duas

direcções XY, em arranjo quadrangular, espaçados regularmente de 16mm (P8/16) e 32mm (P8/32), com uma fracção de área aberta, respectivamente, de $\varepsilon = 19.6\%$ e $\varepsilon = 4.9\%$.

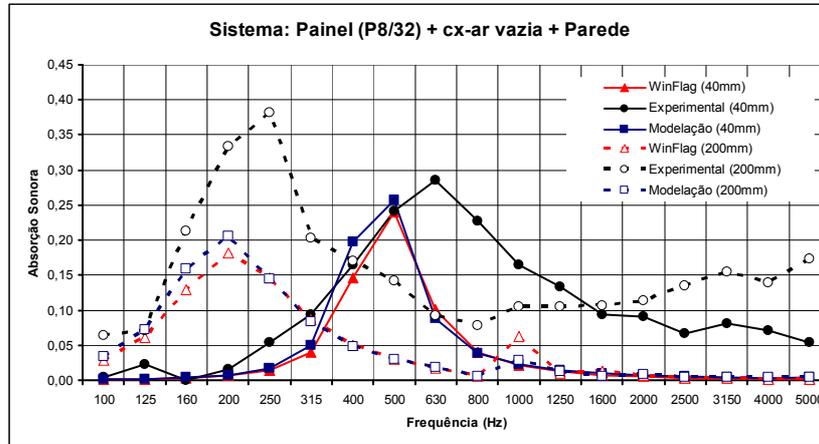


Figura 3 – Variação da profundidade da caixa-de-ar (vazia)

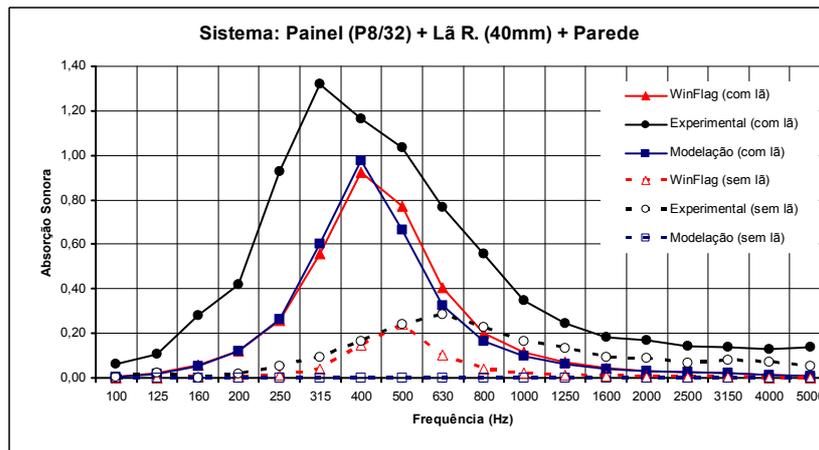


Figura 4 – Utilização da lã de rocha (40kg/m^3) no interior da caixa-de-ar (40mm)

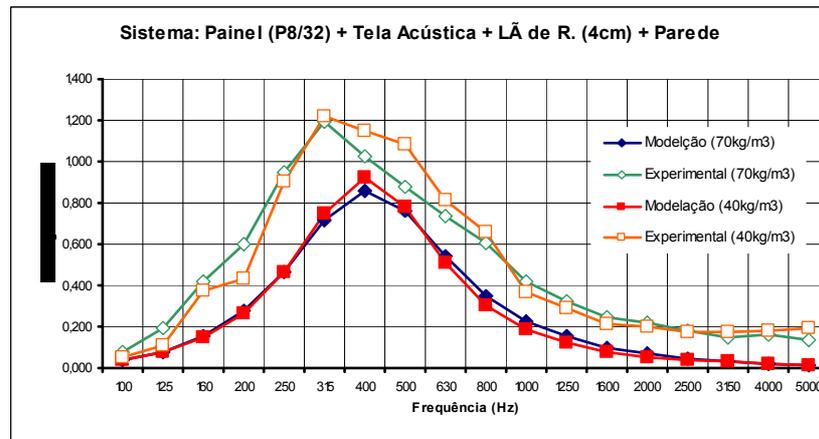


Figura 5 – Variação da massa volúmica da lã de rocha (40kg/m^3) no interior da caixa-de-ar (40mm)

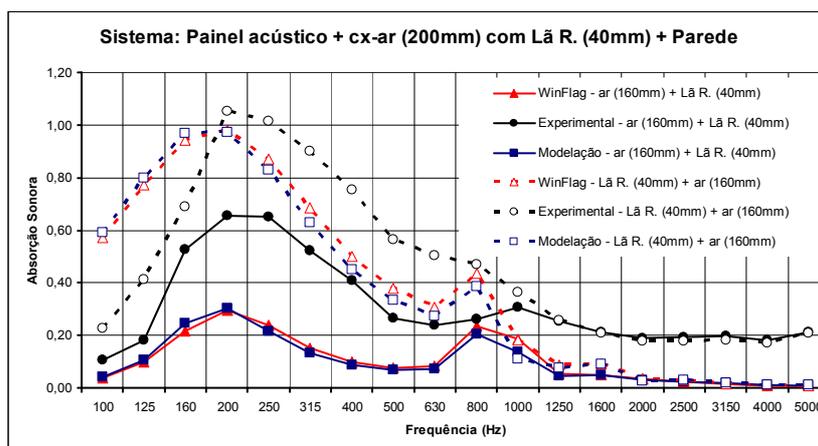


Figura 6 – Posicionamento da lã de rocha no interior da caixa-de-ar (200mm): no pavimento ou encostado ao painel

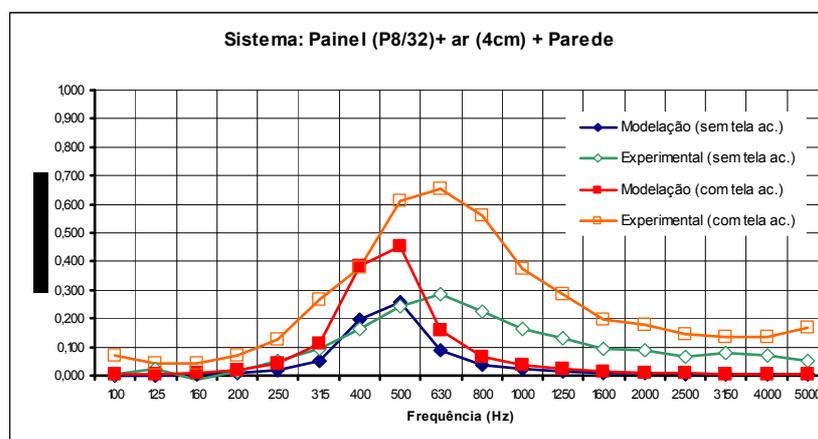


Figura 7 – Utilização de tela acústica colada na face oculta dos painéis perfurados com uma resistividade ao fluxo de 190 MKS rayl – caixa-de-ar vazia (40mm)

Para a avaliação do efeito do prolongamento do comprimento dos furos com a introdução de tubos nos mesmos, utilizaram-se tubos de plástico flexíveis (do tipo de rega), com um comprimento de 60 mm. Os painéis utilizados são os P8/32, com uma caixa-de-ar de 200 mm, sem lã de rocha.

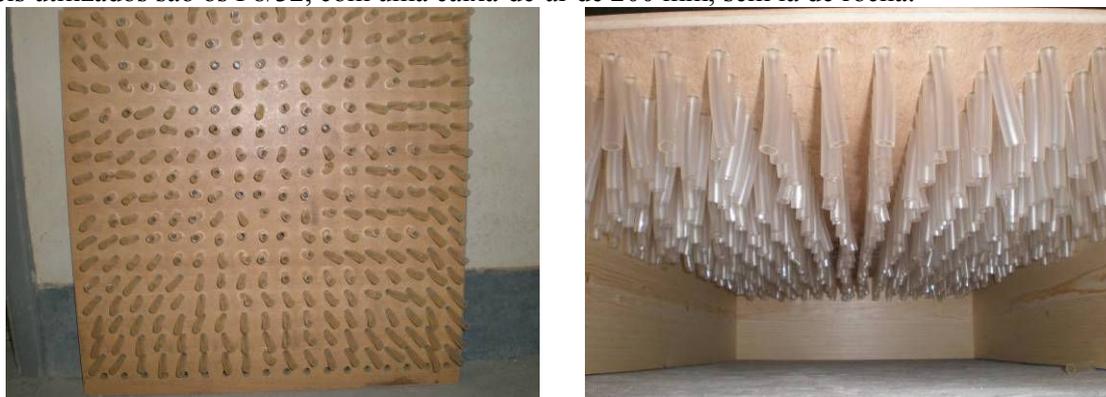


Figura 8 – Colocação de tubos no interior dos orifícios

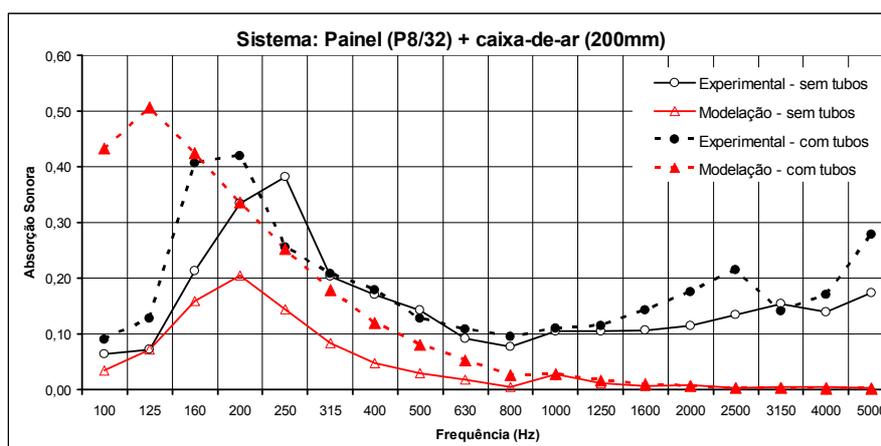


Figura 9 – Utilização de tubos colocados no interior dos orifícios

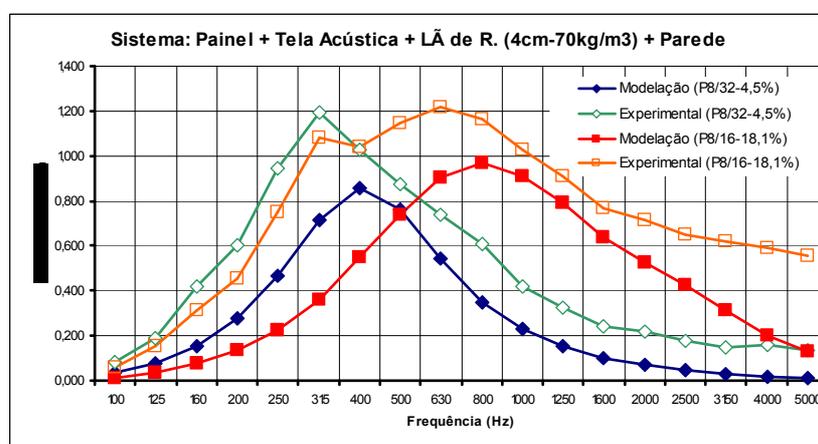


Figura 10 – Variação da fracção de área aberta dos painéis perfurados

5 Conclusões

A modelação de previsão da absorção sonora de sistemas ressonantes constituídos por painéis acústicos perfurados, caixa-de-ar e material absorvedor poroso, permite obter resultados bastante fidedignos.

Algumas discrepâncias encontradas devem-se quer às simplificações inerentes à própria modelação apresentada, quer às condições de ensaio.

No que respeita ao estudo paramétrico realizado, este permitiu identificar os factores mais importantes para o desempenho acústico da utilização real de painéis acústicos. Assim, confirmou-se a importância da utilização de materiais absorvedores sonoros porosos, no interior da caixa-de-ar, adjacentes à face oculta dos painéis; a relevância das dimensões da caixa-de-ar para o posicionamento da frequência (banda) de ressonância; o aumento da absorção sonora com a colagem da tela acústica; e o aumento da absorção sonora na gama das altas-frequências em função área aberta dos painéis acústicos. Observou-se ainda a pouca influência na absorção sonora da utilização de tubos nos orifícios e da densidade da lâmina de rocha.

Referências

- [1] Morse, P.M., Bolt, R.H. e Brown, R.L., “Acoustic Impedance and sound absorption”, *Journal of the Acoustical Society of America – J.A.S.A.*, 12-2 (1940), 217-227.
- [2] Bolt, R.H., “On the design of perforated facings for acoustic materials”, *J.A.S.A.*, 19 (1947), 917-921.
- [3] Ingard, K.U. and Bolt, R.H., “Absorption characteristics of acoustic material with perforated facings”, *J.A.S.A.*, 23 (1951), 533-540.
- [4] Ingard, K.U., “On the theory and design of acoustic resonators”, *J.A.S.A.*, 25 (1953), 1037-1062.
- [5] Callaway D.B. and Ramer, L.G., “The use of perforated facings in designing low frequency resonant absorbers”, *J.A.S.A.*, 24-3 (1952), 309-312.
- [6] Smits, J. M. A. and Kosten, C. W., “Sound absorption by slit resonators”, *Acustica*, 1, 114–122, (1951).
- [7] Kristiansen, U. R. and Vigran, T. E., “On the design of resonant absorbers using a slotted plate”, *Applied Acoustics*, 43(1), 39–48, (1994).
- [8] Delany, M.E.; Bazley, E.N., “Acoustical properties of fibrous absorbent materials”, *Applied Acoustics*, 3, 105-116 (1970).
- [9] Davern, W.A., “Perforated facings backed with porous materials as sound absorbers – an experimental study”, *Applied Acoustics*, 10 (1977), 85-112.
- [10] Dunn, I.P., Davern, W.A., “Calculation of acoustic impedance of multi-layer absorbers”, *Applied Acoustics*, 19, pag. 321-334, 1986.
- [11] Beranek, L. L. and Ver, I. L., “Noise and Vibration Control Engineering”, New York: John Wiley & Sons, 2nd ver. 2005 (ISBN:0471449423).
- [12] Paris, E.T., “On the reflection of sound from a porous surface”, *Proc. Roy. Soc. (London)*, 115A, 1927, 407.
- [13] London, A., “The determination of reverberant sound absorption coefficients from acoustic impedance measurements”, *J.A.S.A.*, Vol.22 –nº2 (1950), 263-269.
- [14] Lord Rayleigh, “Theory of sound”, McMillan, London, 1894.
- [15] Crandall, I.B., “Theory of vibrating systems and sound”, Van Nostrand, New York, 1926.
- [16] Maa, D-Y, “Microperforated-panel wideband absorbers”, *Noise Control Engineering Journal*, 29 (1987), 77-84.
- [17] Morse, P.M., Ingard, K.U, “Theoretical acoustics”, 1st Princeton University Press edition, 1986 (ISBN 0-691-02401-4)
- [18] Cremer, L., Muller, H., “Principles and applications of room acoustics: wave theoretical room acoustics”, Applied Science Publishers (1978).
- [19] EN ISO 20354:1993 – “Acoustics. Measurement of sound absorption in a reverberation room”.
- [20] Vigran, T. E., “WinFLAG – program for calculating absorption impedance and transmission”, version 1.0 (Fev 2003).
- [21] Patrício, J., “Acústica nos edifícios”, 4ª Edição. Verlag Dashöffer, Lisboa 2008.
- [22] Patraquim, R.. “Painéis acústicos perfurados em madeira: estudo e avaliação experimental de soluções”, Dissertação para obtenção do grau de Mestre em Eng.ª Mecânica, Junho 2008, Instituto Superior Técnico, Portugal.