

Estudio teórico experimental de materiales granulares absorbentes preparados con granza de caucho.

J. Pfreztschner, R. Rodriguez, C. De la Colina, F. Simón, A. Moreno
Instituto de Acústica (CSIC), Serrano 144, 28006 Madrid

Introducción

En Tecnia Acústica 96, los autores presentaron un trabajo [1] sobre la posible aplicación de la granza de caucho de neumáticos de desecho, como material acústico absorbente. Las ventajas complementarias de este tipo de material residen en el reciclado de unos componentes (ruedas) de muy difícil eliminación, y con un alto grado de contaminación medio ambiental, y en que la energía utilizada para su producción es muy pequeña (molinos mecánicos) comparada con la necesaria para otros tipos materiales absorbentes.

Por otra parte, con tratamientos adecuados, pueden obtenerse curvas de absorción de estos materiales bastante coincidentes con el espectro normalizado de ruido de tráfico, por lo que presentan una buena alternativa para su uso en situaciones donde éste es el agente contaminante esencial.

Su aplicación en pantallas antiruido presenta, frente a otro tipo de materiales, fibrosos por ejemplo, la ventaja añadida de una mayor inalterabilidad frente a los agentes climáticos: especialmente su secado después de lluvias intensas es infinitamente más rápido (con lo que las propiedades de absorción se recuperan prontamente) y su resistencia a colmatarse con el polvo como sucede con aquellos. Por otra parte, y con un sentido práctico, permiten una mejor limpieza del producto sin degradarse.

Caracterización mecano - acústica de los materiales porosos granulares

Se han desarrollado diversos modelos para explicar el comportamiento de los materiales acústicos granulares, que corresponden básicamente a dos aproximaciones:

- i) La fenomenológica, en la que se considera el medio poroso globalmente como un fluido compresible en el que ocurre la disipación, y cuyas ecuaciones de propagación se hacen a nivel macroscópico.
- ii) La microestructural, que considera inicialmente la propagación sonora sobre poros individualmente alineados, para extenderla posteriormente a distintas superposiciones y formas de poros dando entrada al concepto de tortuosidad.

Ambas aproximaciones culminan con una descripción del medio poroso como un fluido compresible y disipativo definido acústicamente a través de su número de onda, k , y su impedancia específica Z_0 , caracterizables mediante los parámetros físicos siguientes:

- la porosidad, Ω , de los poros interconectados.
- la resistividad al flujo de aire, σ , asociada con la fricción entre el aire y el esqueleto del material.
- un factor de forma (en el caso del modelo fenomenológico) o la tortuosidad, T , y la distribución de los poros (modelo microestructural) que tienen en cuenta los mayores o menores caminos tortuosos en el seno del material poroso.

En realidad todos estos parámetros son interdependientes así como su efecto sobre la absorción acústica del material.

Tras un exhaustivo estudio de los distintos modelos, cuya adaptabilidad depende en general del tipo de material acústico sobre el que se experimenta (fibroso, granular) se ha comprobado que no existe un modelo universal, y que entre los existentes, los más elaborados necesitan parámetros de ajuste (relacionados con las características intrínsecas del material) para obtener resultados teóricos más aproximados a los correspondientes experimentales.

Todas las aproximaciones introducen una disipación viscosa debida a los gradientes de velocidad así como una disipación térmica debida a este tipo de gradientes en la estructura del material. Cuando la resistencia al flujo es pequeña (estructuras altamente porosas como ocurre en el caso que nos ocupa), los efectos de la disipación térmica adquieren una gran relevancia. Es preciso destacar, que a pesar de su reducida resistencia al flujo de aire, estos materiales pueden presentar elevados coeficientes de absorción aún para bajas frecuencias.

El modelo fenomenológico, emplea tres magnitudes (Ω , σ , T) para caracterizar el material, medibles por medios físicos sobre una muestra [2], proveyendo una descripción física más o menos simple, suficiente para ver las tendencias del funcionamiento del material. Según este modelo propuesto por Hamet y Berengier [3], las funciones de la densidad dinámica y el módulo de compresibilidad volumétrico vienen dadas por:

$$\rho_g = \rho_0 T (1 + j f_\mu / f)$$

$$K_g = \gamma P_0 [1 + (\gamma - 1) / (1 - j f / f_\theta)]^{-1}$$

en donde γ es la relación de los calores específicos del fluido, P_0 la presión atmosférica y f_μ y f_θ describen las dependencias de la viscosidad y pérdidas térmicas respectivamente, dadas por:

$$f_\mu = \Omega \sigma / 2\pi \rho_0 T \quad \text{y} \quad f_\theta = \sigma / 2\pi \rho_0 N_{Pr}$$

siendo $N_{Pr} = (\mu / (\kappa c_p))$ el número de Prandtl, con κ = termoconductividad, μ = viscosidad y c_p = calor específico del aire respectivamente).

El número de onda complejo, y la impedancia característica toman las expresiones:

$$k = K_0 \sqrt{T F_\mu} \sqrt{\gamma - (\gamma - 1) / F_\theta}$$

$$Z_c = \frac{\rho_0 c \sqrt{T F_\mu}}{\Omega} \sqrt{\gamma - (\gamma - 1) / F_\theta}$$

tras hacer los cambios de variable:

$$F_\mu = 1 + j f_\mu / f \quad \text{y} \quad F_\theta = 1 - j f / f_\theta$$

Las figuras 1a y 1b muestran la aproximación obtenida a través de esta aplicación (curva punteada), frente a los resultados experimentales obtenidos en tubo de Kundt (*) para una granza de caucho con una granulometría entre 3 y 5 mm de diámetro, con las siguientes características físicas: $\sigma = 1200$ Rayls MKS/m, $T = 1.38$, $\Omega = 0.54$.

Puede observarse una buena tendencia entre ambos resultados.

Los modelos microestructurales, permiten mejores aproximaciones a los resultados experimentales aunque para ello necesitan parámetros de ajuste asociados (para este tipo de materiales de geometría compleja) a las dependencias con los gradientes de viscosidad y térmicos en el interior del material.

La ecuación de ondas es del tipo:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = -\omega^2 \frac{\rho(\omega)}{K(\omega)} p \quad (1)$$

cuya solución para una onda plana que incida sobre la superficie del medio es:

$$p = A e^{-m(\omega)x} e^{j\omega t} \quad (2)$$

en donde $K(\omega)$ y $\rho(\omega)$ son respectivamente el módulo dinámico de compresibilidad volumétrica y la densidad dinámica del fluido en el interior del material. Esta ecuación se obtiene sin más que combinar las ecuaciones de movimiento, estado y continuidad en el fluido.

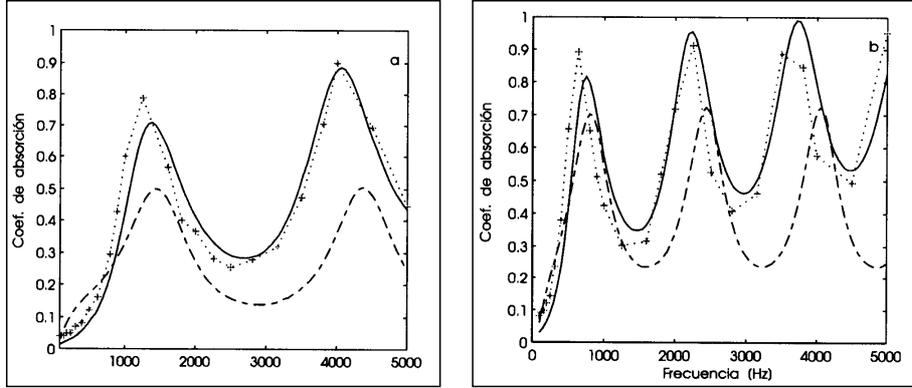


Fig.1 Coeficientes de absorción experimental (+) y teóricos obtenidos a través de los modelos fenomenológico (-.)

Si en la solución no se considera la variación armónica de la onda, se obtiene para la constante de propagación m (magnitud compleja cuya parte real corresponde a la atenuación en amplitud, y la parte imaginaria al número de onda de la onda propagada):

$$m(\omega) = j\omega \sqrt{\frac{\rho(\omega)}{K(\omega)}} \quad (3)$$

Si para la velocidad macroscópica de propagación en el interior del fluido, v , se supone que sigue una expresión similar a la de la presión, p , y llamando U a la velocidad del fluido en la dirección x , promediada sobre un área unitaria (normal al flujo) del medio poroso, pero exterior al mismo ($U = \Omega v$) se llega, tras sencillas operaciones a la expresión de la impedancia característica del medio:

$$Z_c(\omega) = \frac{p}{U} = \frac{1}{\Omega} \sqrt{\rho(\omega)K(\omega)} \quad (4)$$

Si se supone que el esqueleto del material presenta una contribución despreciable al movimiento del fluido en el interior del mismo (esqueleto rígido), la densidad dinámica puede escribirse utilizando la teoría de Biot [4] para este caso:

$$\rho(\omega) = \rho_0 T - \frac{\sigma \Omega}{\omega} F(\lambda) \quad (5)$$

donde T es la tortuosidad macroscópica del material y $F(\lambda)$ una función compleja relacionada con las funciones de Bessel de orden cero y orden uno del parámetro adimensional:

$$\lambda = c \sqrt{\frac{8T\rho_0\omega}{\sigma\Omega}} \quad (6)$$

siendo c un parámetro de forma y λ un factor de forma.

Johnson [5] encontró una simplificación con suficiente grado de aproximación de la expresión (5) dada por:

$$\rho(\omega) = T\rho_0 \left\{ 1 + \frac{\sigma\Omega}{j\omega\rho_0 T} G_J(\omega) \right\} \quad (7)$$

con:

$$G_J = \sqrt{1 + j \frac{\lambda^2}{16}} \quad (8)$$

Solo en el caso de que los poros sean perfectamente circulares sin intersecciones entre sí, la ec. (7) da soluciones exactas, tomando el parámetro de forma el valor $c=1$.

Para el cálculo del módulo dinámico de compresibilidad volumétrico, $K(\omega)$, del fluido no se ha desarrollado un modelo general de su variación con la frecuencia, por lo que es usual utilizar el propuesto por

Zwikker y Kosten [6] para poros cilíndricos, y en el que tras introducir la simplificación de Johnson quedaría:

$$K(\omega) = \gamma P_0 \left\{ \gamma - (\gamma - 1) \left[1 + \frac{c^2 \sigma \Omega}{j N_p \omega \rho_0 T} G'_j(N_p \omega) \right] \right\}^{-1} \quad (9)$$

En este caso c' es otro parámetro de forma que viene condicionado también por la geometría de los poros, teniendo que ser diferente al c , ya que $\rho(\omega)$ y $K(\omega)$ están condicionados por diferentes aspectos cualitativos de ésta, relacionando c con los fenómenos de viscosidad y c' con los de gradiente térmico. En general $c \approx 1/c'$.

Aplicando estas expresiones para encontrar el valor de la impedancia específica Z_c y a partir de la misma, la impedancia superficial de la muestra, dada por: $Z = -jZ_c \cot(kd) / \Omega$, siendo k el número de onda de la onda propagada ($k = \omega \sqrt{\rho(\omega) / K(\omega)}$), y d el espesor de la muestra, puede calcularse sin dificultad los coeficientes de absorción en tubo de ondas estacionarias.

En las figuras 1a y 1b puede apreciarse el alto grado de correlación obtenible mediante la aplicación de éstas expresiones, en la que se representan los coeficientes de absorción de las muestras en función de la frecuencia, obtenidos a través de la conocida expresión:

$$\alpha = 1 - \left| \frac{Z-1}{Z+1} \right|^2 \quad (10)$$

Las características físicas del material son las mismas que las empleadas en el modelo fenomenológico, siendo los valores de los parámetros de forma $c=1.5$ y $c'=0.4$.

Conclusiones

Cuando se desea realizar absorbentes acústicos de diseño, resulta imprescindible obtener expresiones teórico - empíricas que permitan un alto grado de correlación con los resultados experimentales obtenibles. Ello permite actuar sobre los distintos parámetros físicos que se introducen en el nuevo material con objeto de obtener del mismo determinados grados y espectros de su curva de absorción adecuados al problema en estudio, evitando con ello innecesarias repeticiones de ensayos empíricos.

A través de estos parámetros, se pueden diseñar estructuras que se adapten mejor al sistema bajo estudio, como son: su espesor, granulometría y densidad superficial.

Las expresiones analíticas propuestas cumplen de forma satisfactoria estos requisitos, manifestándose como una herramienta de calidad para el propósito de optimización del nuevo material diseñado.

Bibliografía

- [1] J. Pfitzschner, et al. Pantallas acústicas absorbentes realizadas con granza de goma. *Tecniacústica* 96, pp. 259-262.
- [2] R. Rodríguez et al. Determinación de los parámetros acústicos característicos de materiales porosos de diseño. *Tecniacústica* 97.
- [3] J. Hamet, M Bérengier, Acoustical characteristics of porous pavements: A new phenomenological model., *Internoise* 93, pp. 641-646.
- [4] M.A. Biot, The theory of propagation of elastic waves in a fluid saturated porous solid. I low frequency range. II Higher frequency range. *J. Acoust. Soc. Amer.*, 28 (1956), pp. 168-91.
- [6] D. L. Johnson et al. Theory of dynamic permeability and tortuosity in fluid saturated porous media. *J. Fluid Mechanics*, 176 (1987), pp. 379-402.
- [7] C. Zwikker, C.W. Kosten, *Sound absorbing materials*. Elsevier, New York, 1949.

Reconocimientos

Este trabajo se enmarca en el Proyecto de Investigación AMB 95-0101 del Plan Nacional de I+D, DGICYT.