

CUANTIFICACIÓN DE LA INFLUENCIA DE LAS PROPIEDADES MECÁNICAS DE LOS MATERIALES EN LA RADIACIÓN DE ALTAVOCES PLANOS

¹Francés J., ²Arenas, ³J., Alba J., ¹Ramis J.

¹Departamento de Física, Ingeniería de Sistemas y Teoría de la Señal
Escuela Politécnica Superior de Alicante
Universidad de Alicante

²Instituto para la Gestión Integrada de las Zonas Costeras
Escuela Politécnica Superior de Gandía
Universidad Politécnica de Valencia

³ Institute of Acoustics
Universidad Austral de Chile

Email: jfmonllor@ua.es; jprenas@uachcl.cl; jesalba@fis.upv.es; jramis@ua.es

Resumen

Este trabajo estudia de analítica, numérica, y experimentalmente, la influencia de las propiedades mecánicas de diferentes materiales sobre la potencia acústica radiada, la respuesta en frecuencia y directividad en altavoces planos. En la parte experimental, se ha empleado un shaker en lugar de los excitadores inerciales típicos en este tipo de altavoces. Los parámetros mecánicos en los que se centra este trabajo son: el módulo de Young y el factor de pérdidas. El uso de herramientas numéricas como diferencias finitas en el dominio del tiempo junto con la información obtenida experimentalmente sirve como base de estudio del comportamiento vibracional del sistema. Los resultados obtenidos a partir de diferentes materiales y diferentes puntos de excitación sirven como base para la optimización de este tipo de altavoces.

Palabras-clave: Altavoz plano, parámetros mecánicos, FDTD

Abstract

This work aims to study the influence of some material properties on the sound radiation characteristics of a flat loudspeaker using numerical, analytical and experimental procedures. A shaker, whose mechanical characteristics are completely known, is used here as excitation force for the experimental study. The mechanical parameters in which focuses this work are: Young's modulus and loss factor. The use of digital tools such as finite differences in the time domain combined with information obtained experimentally serves as a basis for studying the vibrational behaviour of the system. The results obtained from different materials and different excitation locations may be used for optimizing this type of loudspeakers.

Keywords: Flat Loudspeaker, Mechanical Parameters, FDTD.

1 Introducción

La estructura básica de los altavoces planos consiste en una membrana o placa con uno o varios excitadores adheridos (véase Figura 1 Izquierda).

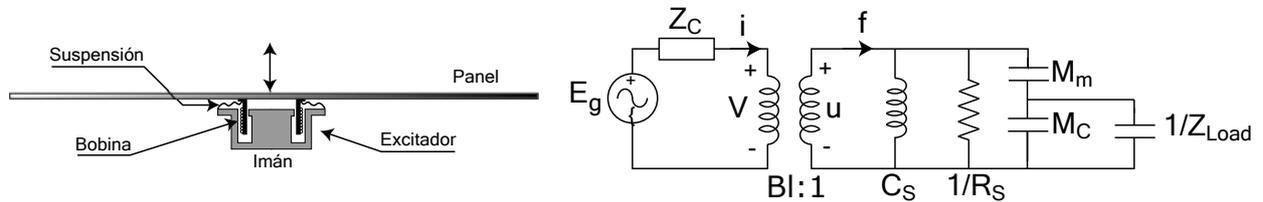


Figura 1 - Izquierda: Altavoz plano con sus elementos constructivos. Derecha: Circuito equivalente en analogía movilidad del altavoz plano.

Las analogías electromecánicas han sido utilizadas en numerosos trabajos para modelar los sistemas vibrantes [2]-[3].

En la Figura 1 derecha se muestra el circuito equivalente del sistema utilizando analogía movilidad. El uso de circuitos equivalentes modela de una manera sencilla los problemas electromecánicos simplificando ciertos aspectos y asumiendo ciertas condiciones. La filosofía de los circuitos equivalentes se basa en modelar las partes constructivas como elementos concentrados y en su aproximación más sencilla, invariantes con la frecuencia. Por ello, es usual recurrir a herramientas numéricas que permitan modelar el problema mediante elementos distribuidos tales como el método de los Elementos Finitos o similar. En este trabajo se estudia la influencia del módulo de Young de los materiales utilizados en los altavoces planos sobre la potencia acústica radiada y la directividad. En lugar de los excitadores usados normalmente, se ha recurrido a un excitador modal (Shaker) cuyas características electromecánicas son bien conocidas [4].

2 Teoría

En esta sección se presenta el modelo aplicado para el sistema *excitador-panel*, incidiendo en la relación de la radiación con los parámetros mecánicos. Las funciones de transferencia Fuerza-Aceleración ($s^2 G_y(s, x, x_0)$) se han simulado mediante el modelo de Euler-Bernoulli [1] a partir de las medidas obtenidas del módulo de Young. Al final de la sección, se introduce el Método de las Diferencias Finitas en el Dominio del Tiempo (Finite Difference Time Domain-FDTD) que es utilizado para obtener la presión radiada por el panel y contrastar los resultados obtenidos con el modelo aplicado.

2.1 Influencia del módulo de Young en la impedancia mecánica (Z_m)

Asumiendo que la carga del aire es despreciable, la relación entre la fuerza \mathbf{f} y la velocidad \mathbf{v} , es

$$\mathbf{f} = \mathbf{Z}_m \cdot \mathbf{v} \quad (1)$$

Se asume la ortogonalidad de los modos y su superposición, para evaluar la impedancia mecánica \mathbf{Z}_m [5]-[7]. Para un panel simplemente soportado de dimensiones $L_x \times L_y$ y constantes mecánicas D y μ , las frecuencias de los modos son

$$\omega_{mn} = \sqrt{\frac{D}{\mu}} \left[(m\pi / L_x)^2 + (n\pi / L_y)^2 \right], \quad (2)$$

donde m y n son enteros. Las funciones normalizadas del panel siguen la siguiente expresión

$$\phi_{mn}(x, y) = \frac{2}{\sqrt{L_x L_y}} \sin(m\pi / L_x) \sin(n\pi / L_y). \quad (3)$$

Podemos definir el desplazamiento del panel como un sumatorio de estas funciones base

$$w(x, y, t) = \sum_{i=1}^l \phi_i(x, y) q_i(t), \quad (4)$$

donde l es el número total de modos contemplados y $q_i(t)$ es la coordenada dependiente del tiempo. La energía de desplazamiento en el panel se define como

$$U = \frac{D}{2} \int_0^{L_x} \int_0^{L_y} [w_{xx}^2(x, y, t) + w_{yy}^2(x, y, t) + 2\nu w_{xx}(x, y, t) w_{yy}(x, y, t) + 2(1-\nu)w_{xy}^2(x, y, t)] dx dy, \quad (5)$$

donde

$$D = \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)} \quad (6)$$

es la rigidez a la flexión, E , ν y h son el módulo de Young, el coeficiente de Poisson y el grosor del panel. La matriz de flexión k_{ij} se define tal y como sigue,

$$k_{ij} = D \int_0^{L_x} \int_0^{L_y} [\phi_{i,xx}(x, y) \phi_{j,xx}(x, y) + \phi_{i,yy}(x, y) \phi_{j,yy}(x, y) + 2\nu \phi_{i,xx}(x, y) \phi_{j,yy}(x, y) + 2(1-\nu) \phi_{i,xy}(x, y) \phi_{j,xy}(x, y)] dx dy. \quad (7)$$

Combinando (5), (6) y (7) se obtiene la siguiente ecuación diferencial (el lector interesado puede encontrar este desarrollo con más detalle en [2]-[5]-[6]):

$$\tilde{\mathbf{M}}\ddot{\mathbf{q}} + \tilde{\mathbf{K}}\mathbf{q} = \mathbf{f}, \quad (8)$$

donde $\tilde{\mathbf{M}}$ y $\tilde{\mathbf{K}}$ son las matrices modales de masa y de flexión respectivamente. De la ecuación (15) podemos obtener la impedancia mecánica modal del panel

$$\tilde{\mathbf{Z}}_m = \frac{\tilde{\mathbf{K}} - \omega^2 \tilde{\mathbf{M}}}{j\omega}. \quad (9)$$

Por lo tanto, tal y como podemos ver en (7) y en (9), existe una relación directa con el módulo de Young y el comportamiento dinámico del sistema. Por otro lado, el estudio de las variaciones del

patrón de vibración en la superficie del panel nos dará información útil sobre las distribuciones de potencia acústica y patrones de directividad.

2.2 Ondas transversales o de flexión

Con respecto al modelo de Euler-Bernoulli, la función de transferencia $G_y(s, x, x_0)$ en un experimento basado en una barra o especimen compuesta por un material lineal, homogéneo e isotrópico sin cargas axiales (veáse Figura 2) en presencia de una fuerza $F(x_0, t)$, se define tal y como sigue:

$$G_y^{\text{Euler}}(s, x, x_0) = \begin{cases} \frac{B(s, x, x_0)}{A(s)} & \text{si } x \leq x_0 \\ \frac{B(s, L - x, L - x_0)}{A(s)} & \text{si } x \geq x_0 \end{cases} \quad (10)$$

donde

$$\begin{aligned} B(s, x, x_0) &= K_1(s, x_0) \cos(b(s)x) + K_2(s, x_0) \sin(b(s)x) + K_3(s, x_0) e^{b(s)x} + K_4(s, x_0) e^{-b(s)x} \\ A(s) &= 8E(s)Ib^3(s)(\cosh(b(s)L) \cos(b(s)L) - 1). \end{aligned} \quad (11)$$

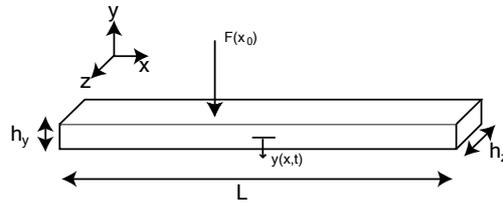


Figura 2 - Configuración de medida de las ondas de flexión o transversales sobre una barra de longitud L . La fuerza $F(x_0)$ es la amplitud aplicada que proporciona unos desplazamientos transversales $y(x, t)$ que son función de la posición x y de tiempo.

L es la longitud de la barra, $E(s)$ es el módulo de Young, I es el momento de inercia de la barra en el eje z definido como $I = h_z h_y^3 / 12$ y $b(s)$ está relacionado con las propiedades mecánicas del material tal y como se detalla en la siguiente expresión,

$$b(s) = \sqrt[4]{|a(s)|} e^{j \frac{\angle a(s)}{4}} \quad \text{con } a(s) = -\frac{\rho A s^2}{E(s)I} \quad (12)$$

donde ρ es la densidad del material, y A es el área de la sección cruzada ($A = h_z h_y$). Las funciones K_i están definidas tal y como sigue:

$$\begin{aligned} \frac{K_1(s, x_0)}{2} = & -\sinh(b(s)x_0) + \sin(b(s)x_0) \\ & -\sinh(b(s)(L-x_0)) \cos(b(s)L) + \cosh(b(s)(L-x_0)) \sin(b(s)L) \\ & + \cosh(b(s)L) \sin(b(s)(L-x_0)) - \sinh(b(s)L) \cos(b(s)(L-x_0)), \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{K_2(s, x_0)}{2} = & \cosh(b(s)x_0) - \cos(b(s)x_0) \\ & -\cosh(b(s)(L-x_0)) \cos(b(s)L) - \sinh(b(s)(L-x_0)) \sin(b(s)L) \\ & + \cosh(b(s)L) \cos(b(s)(L-x_0)) - \sinh(b(s)L) \sin(b(s)(L-x_0)), \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} K_3(s, x_0) = & e^{-b(s)x_0} + \sin(b(s)x_0) - \cos(b(s)x_0) \\ & + e^{-b(s)L} (\sin(b(s)(L-x_0)) + \cos(b(s)(L-x_0))) \\ & + \sin(b(s)L) e^{-b(s)(L-x_0)} - \cos(b(s)L) e^{b(s)(L-x_0)}. \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} K_4(s, x_0) = & e^{-b(s)x_0} + \sin(b(s)x_0) - \cos(b(s)x_0) \\ & + e^{b(s)L} (\sin(b(s)(L-x_0)) - \cos(b(s)(L-x_0))) \\ & + \sin(b(s)L) e^{b(s)(L-x_0)} + \cos(b(s)L) e^{-b(s)(L-x_0)}. \end{aligned} \quad (16)$$

Las frecuencias resonantes de los modos de la función de transferencia $G_y^{\text{Euler}}(s, x, x_0)$ se determinan buscando los ceros del denominador de la ecuación (17).

$$g^{\text{Euler}}(s_k) = \cosh(b(s_k)L) \cos(b(s_k)L) - 1 = 0 \rightarrow b(s_k)L = \xi_k \quad \text{con } k = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (17)$$

Donde ξ_k es el número de onda de la frecuencia de resonancia k-ésima, cuyos valores están tabulados en la bibliografía [6].

Finalmente combinando la ecuación (10) y (17), el módulo de Young puede ser obtenido mediante la siguiente expresión:

$$E(s_k) = -\frac{\rho AL^4 s_k^2}{I \xi_k^4} \quad \text{con } k = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (18)$$

El modelo de Euler-Bernoilli mencionado utiliza la función de transferencia y la identificación de los polos que satisfacen la ecuación (17), ignorando aquellos provocados por la inercia rotacional y vibraciones torsionales. Es muy preciso para barras delgadas y en el análisis de los primeros modos transversales correspondientes con las frecuencias de resonancia más bajas. Dichas frecuencias de resonancia y su ancho de banda nos dan información sobre el factor de pérdidas mecánicas.

$$\eta = \frac{\Delta f_k}{f_k} \quad (19)$$

2.3 Cálculo de la presión y la potencia acústica mediante la matriz \mathbf{E}

El cálculo de la presión acústica puede realizarse utilizando la matriz de propagación \mathbf{E}

$$\mathbf{p} = \mathbf{E}\mathbf{v}, \quad (20)$$

donde \mathbf{p} es la presión en campo lejano y \mathbf{v} es la velocidad superficial en el panel.

$$\mathbf{E} = j \frac{\rho_0 c k S}{2\pi} \begin{pmatrix} \frac{e^{-jkr_{11}}}{r_{11}} & \frac{e^{-jkr_{12}}}{r_{12}} & \dots & \frac{e^{-jkr_{1N}}}{r_{1N}} \\ \frac{e^{-jkr_{21}}}{r_{21}} & \frac{e^{-jkr_{22}}}{r_{22}} & \dots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \dots & \vdots \\ \frac{e^{-jkr_{N1}}}{r_{N1}} & \dots & \dots & \frac{e^{-jkr_{MN}}}{r_{MN}} \end{pmatrix}, \quad (21)$$

Donde r_{mn} es la distancia desde el centro del elemento n del panel hasta el punto m ($m, n = 1, \dots, M$) del campo lejano.

La potencia acústica radiada puede ser calculada como

$$W = \mathbf{v}^H \mathbf{R} \mathbf{v} \quad (22)$$

Donde $\mathbf{R} = \text{Re}\{\mathbf{Z}_a\} / 2$ y \mathbf{Z}_a es la matriz de impedancia de radiación definida en [2].

$$\mathbf{R} = \frac{\omega^2 \rho S^2}{4\pi c} \begin{pmatrix} 1 & \frac{\sin(kr_{12})}{r_{12}} & \dots & \frac{\sin(kr_{1N})}{r_{1N}} \\ \frac{\sin(kr_{21})}{r_{21}} & 1 & \dots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \dots & \vdots \\ \frac{\sin(kr_{N1})}{r_{N1}} & \dots & \dots & 1 \end{pmatrix} \quad (23)$$

2.4 Diferencias Finitas en el dominio del tiempo

El uso de FDTD, en el medio acústico, se ha convertido en una herramienta útil para calcular la propagación de las ondas acústicas en espacio libre, diversos trabajos han profundizado en este tema [10]-[11]. El método se basa en aproximar las ecuaciones en derivadas parciales por las diferencias centrales.

Si partimos de la ecuación de primer orden acústica,

$$\begin{aligned} \kappa \frac{\partial}{\partial t} p(\mathbf{x}, t) &= \nabla \cdot \mathbf{u} \\ \rho_0 \rho_r \frac{d}{dt} \mathbf{u}(\mathbf{x}, t) &= \nabla p(\mathbf{x}, t) \end{aligned} \quad (24)$$

donde $p(\mathbf{x}, t)$ es la presión acústica, $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t)$ es el vector velocidad de las partículas, ρ_0 es la densidad del aire en el vacío, ρ_r es la densidad relativa del medio y κ es la compresibilidad del medio, definida como $\kappa = (\rho c^2)^{-1}$ donde c es la velocidad de propagación del sonido.

La primera expresión en (33) puede ser reescrita tal y como sigue:

$$\frac{dp(x, y, z, t)}{dt} = \frac{1}{\kappa(x, y, z)} \left[\frac{du_x(x, y, z, t)}{dx} + \frac{du_y(x, y, z, t)}{dy} + \frac{du_z(x, y, z, t)}{dz} \right]. \quad (25)$$

Al igual que en el caso electromagnético, se recurre a lo que se conoce como la celda de Yee [12]-[13], donde en los nodos situaremos la presión y entre nodos las componentes vectoriales de la velocidad tal y como se aprecia en la Figura 3.

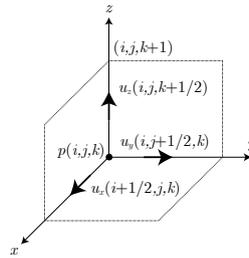


Figura 3 – La celda de Yee para el problema acústico.

Usando la aproximación de primer orden de la derivada tanto espacial como temporal, la ecuación (25) puede reescribirse tal y como sigue,

$$\begin{aligned} \frac{p^{n+1/2}(i, j, k) - p^{n-1/2}(i, j, k)}{\Delta t} &= \frac{1}{\kappa(i, j, k)} \left[\frac{u_x^n(i+1/2, j, k) - u_x^n(i-1/2, j, k)}{\Delta x} \right] \\ &+ \frac{1}{\kappa(i, j, k)} \left[\frac{u_y^n(i, j, k+1/2) - u_y^n(i, j, k-1/2)}{\Delta y} \right] \\ &+ \frac{1}{\kappa(i, j, k)} \left[\frac{u_z^n(i, j, k+1/2) - u_z^n(i, j, k-1/2)}{\Delta z} \right] \end{aligned} \quad (26)$$

De la misma manera, la segunda ecuación diferencial en (24) puede ser replanteada de la siguiente forma, teniendo en cuenta que la velocidad es de índole vectorial.

$$\begin{aligned}
 \frac{u_x^{n+1/2}(i-1/2, j, k) - u_x^{n-1/2}(i-1/2, j, k)}{\Delta t} &= \frac{1}{\rho(x, y, z)} \left[\frac{p^n(i, j, k) - p^n(i-1, j, k)}{\Delta x} \right] \\
 \frac{u_y^{n+1/2}(i, j-1/2, k) - u_y^{n-1/2}(i, j-1/2, k)}{\Delta t} &= \frac{1}{\rho(x, y, z)} \left[\frac{p^n(i, j, k) - p^n(i, j-1, k)}{\Delta y} \right] \\
 \frac{u_z^{n+1/2}(i, j, k-1/2) - u_z^{n-1/2}(i, j, k-1/2)}{\Delta t} &= \frac{1}{\rho(x, y, z)} \left[\frac{p^n(i, j, k) - p^n(i, j, k-1)}{\Delta z} \right]
 \end{aligned} \tag{27}$$

Las ecuaciones (26) y (27) se actualizan entre si, mediante el algoritmo llamado “leap-frog” [12]. Este algoritmo comienza con las velocidades en el instante de tiempo $n+1/2$, calculados a partir de los valores de presión del instante n y las velocidades previas $n-1/2$. Seguidamente, las presiones del instante $n+1$ son calculadas a partir de las velocidades del instante $n+1/2$ y las presiones del instante n . Este proceso se repite hasta que se llega al final de la simulación.

La estabilidad del algoritmo asegura que el algoritmo converga a valores correctos, la relación entre la resolución temporal y el mallado espacial que se debe cumplir se muestra en la siguiente expresión:

$$c\Delta t \leq \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{1}{\Delta x}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta y}\right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta z}\right)^2}} \tag{28}$$

En este trabajo, se ha simulado un panel de las mismas dimensiones del panel real en pantalla casi infinita (debido a que el mallado es finito). Se ha realizado un mallado 3-D. Las velocidades normales asignadas a la superficie del panel corresponden a las velocidades eficaces obtenidas experimentalmente. En la siguiente figura se muestra un diagrama esquemático del problema simulado y una captura de pantalla correspondiente a la propagación de la señal durante un instante de tiempo.

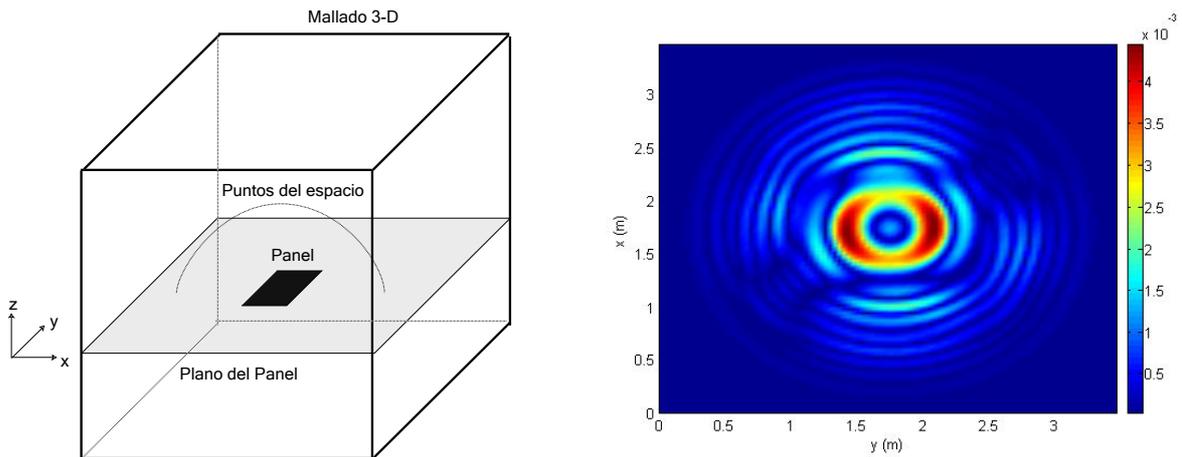


Figura 4 – Izquierda: Esquema de la simulación en FDTD del panel, la curva de directivita se evalúa sobre la curva representada a 1 metro del panel. Derecha: Ejemplo de la simulación para el panel tipo A.

3 Configuración

Se ha utilizado un panel cuyas dimensiones son 31.4 cm x 42 cm, el cual ha sido dividido en 108 elementos, tal y como puede observarse en la Figura 5 izquierda. El excitador modal ha sido fijado en dos posiciones del panel: 69 y 54. El excitador modal utilizado es el UA-4824 de la casa Brüel&Kjaer y fue fijado al panel junto a un soporte especialmente diseñado para nuestro problema. En la Figura 5 derecha, se puede ver el sistema de medida utilizado, instalado todo ello en la sala anecoica de la Universidad de Alicante.

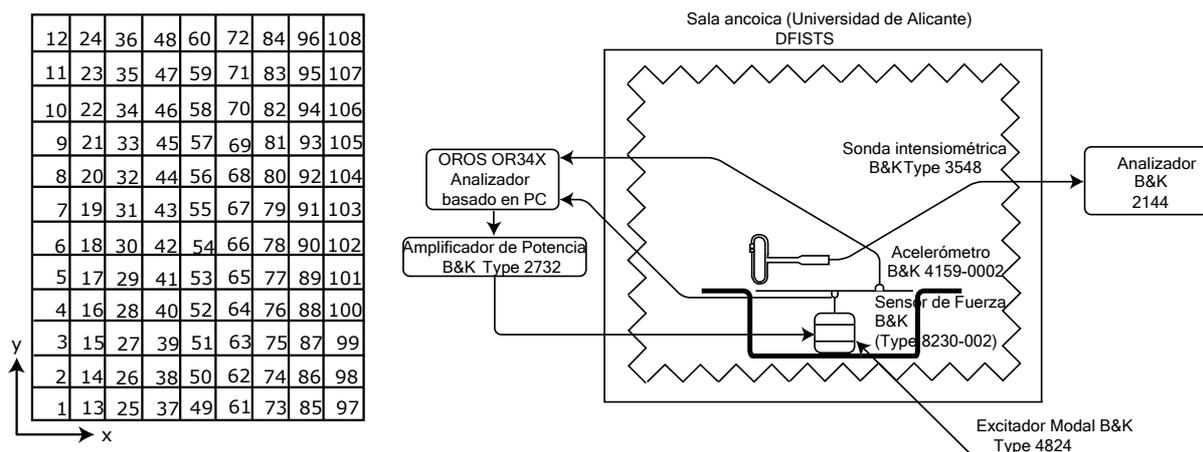


Figura 5 – Izquierda: División del panel en 108 elementos de 3.5cm x 3.5 cm. Derecha: Configuración de las medidas de aceleración y de intensidad acústica en la sala anecoica de al Universidad de Alicante.

Se han estudiado dos tipos de materiales para el panel del altavoz de modos distribuidos. El módulo de Young ($E(j\omega)$), así como las constantes de pérdidas ($\eta(j\omega)$) han sido medidas mediante un martillo de impactos instrumental Brüel&Kjaer y un acelerómetro de la misma casa mediante el método descrito en la norma ASTM [8]. En esta norma, la medida del módulo de Young se realiza mediante una probeta del material fijada por uno de sus extremos y provocando la vibración de los modos transversales o de flexión, por ello, se obtendrán medidas del módulo de Young en función de la frecuencia. El diagrama esquemático de la medida se muestra en la Figura 6.

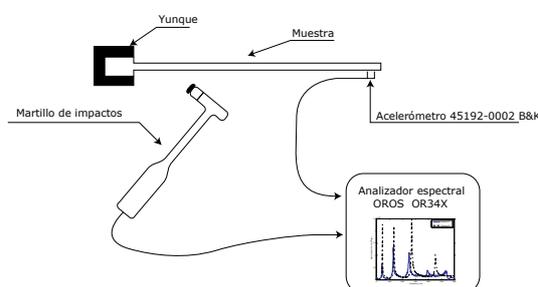


Figura 6 – Configuración de la medida del módulo de Young mediante un analizador espectral multicanal, martillo de impactos de instrumentación y acelerómetros.

4 Resultados

4.1 Determinación del módulo de Young y del factor de pérdidas

Las funciones de transferencia fuerza-aceleración han sido medidas tal y como se detalla en el punto 2.2. Los módulos de Young y los factores de pérdidas son calculados a partir de las expresiones (18) y (19). Los resultados son mostrados en la Figura 7 y en la Tabla 1.

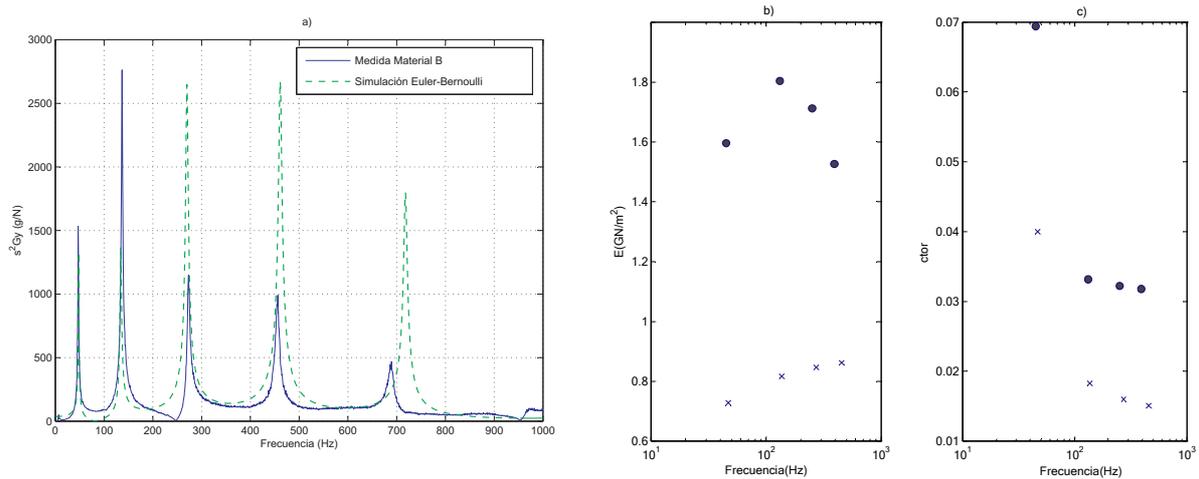


Figura 7 – Medidas y cálculo del módulo de Young. a) Funciones de transferencia medidas y simuladas para el espécimen de tipo A. b) Módulo de Young calculado a partir de los máximos de la función de transferencia. En puntos se muestra el material tipo A y con cruces el material tipo B. c) Factor de pérdidas. En punto se muestra el material tipo A y con cruces el material tipo B.

Tabla 1 – Módulo de Young y factor de pérdidas para los materiales A y B

Specimen	A	B
$E(\text{GN/m}^2)$	1.66	0.81
η	0.042	0.019

4.2 Nivel de presión sonora y directividad

En esta sección se muestran los resultados obtenidos al calcular la potencia acústica radiada y la presión acústica introduciendo en las ecuaciones (29) y (31) los valores de velocidad obtenidos de la medida de la aceleración mostrada en el punto 3 con la configuración mostrada en la Figura 5.

Para el caso de la potencia acústica W los valores comparados son los obtenidos a partir de la expresión (31) y los obtenidos experimentalmente a partir de medidas de intensidad sonora.

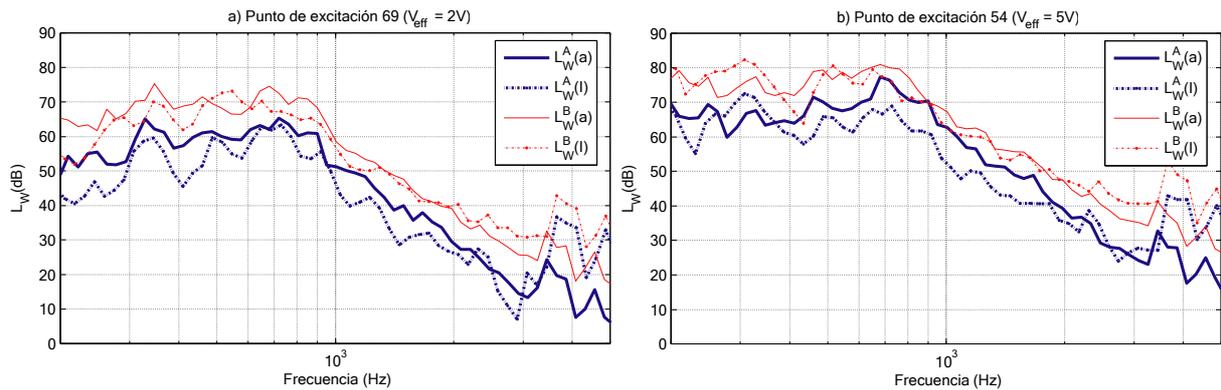


Figura 8 - Potencia acústica radiada de los paneles A (azul trazo grueso) y B (rojo trazo normal), para dos puntos de excitación. Con líneas continuas se muestra la potencia acústica calculada a partir de los valores de aceleración medidos en la superficie del panel, con línea discontinua se muestra la potencia acústica radiada medida a partir de la intensidad con la sonda de intensidad.

Para cada uno de los materiales en estudio se han aplicado dos voltajes diferentes (2 y 5 voltios eficaces). Para cada voltaje, se han medido la aceleración en la superficie del panel para cada uno de los 108 puntos en los que se ha dividido el panel. Las medidas se han realizado para cada uno de los puntos de excitación (69 y 54). En la Figura 8 se puede apreciar que para el mismo voltaje aplicado el panel B (rojo trazo fino) radia más potencia que el panel A. Los patrones de las curvas no parecen variar en función del punto de excitación, por ello, las curvas de directividad han sido obtenidas y mostradas en la Figura 9. Los diagramas de directividad han sido obtenidos mediante la expresión (29) y las medidas de aceleración, comparadas con la simulación FDTD del panel, según la Figura 4.

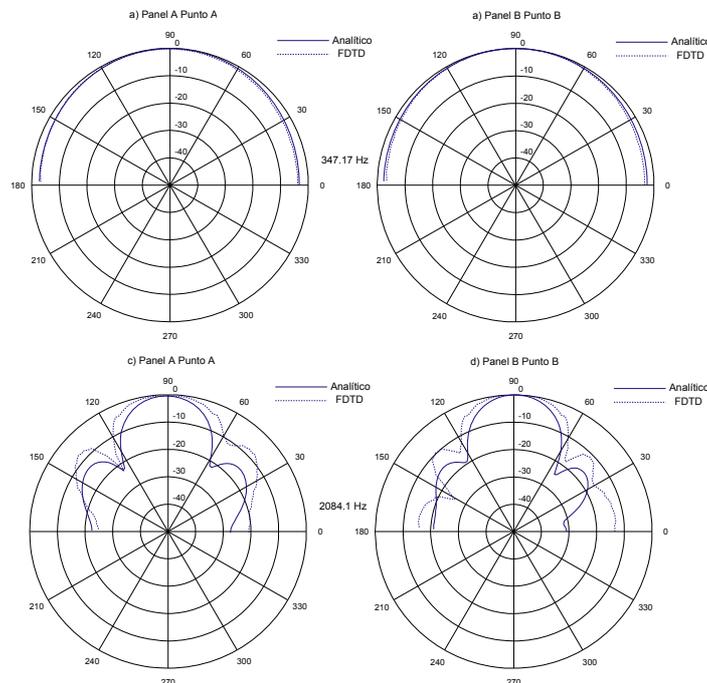


Figura 9 - Diagramas de directivita para diferentes configuraciones. Los gráficos a) y b) están calculados a la frecuencia de 347.2 Hz mientras que los gráficos c) y d) se han obtenido a la frecuencia de 2084.1 Hz.

5 Resultados

Se ha demostrado que valores menores del módulo de Young y del factor de pérdidas produce un aumento en la potencia acústica radiada. Al mismo tiempo se observa que las propiedades mecánicas del material no afectan de una manera directa a la directividad. Las simulaciones mediante la matriz de propagación y el método numérico (FDTD) proporcionan resultados similares entre sí y presentan unas curvas similares de directividad ya que los puntos de excitación también son relativamente cercanos.

Agradecimientos

Este trabajo ha sido financiado parcialmente por Fondecyt 7060073 y por el Ministerio de Educación y Ciencia a través del Proyecto BIA2007-68098-C02-01.

Referencias

- [1] P. Pintelon, P. Guillaume, S. Vanlanduit, K. De Belder, Y. Rolain. Identification of Young's modulus from broadband modal analysis experiment, *Mech. Syst. and Sig. Proc.* 18, 699-726 (2004)
- [2] M.R. Bai, T. Huang, Development of panel loudspeaker system: Design, evaluation and enhancement, *J. of Acoust. Soc. Am.* 109, 2751-2761 (2001)
- [3] M.R. Bai, B. Liu, Determination of optimal exciter deployment for panel speakers using the genetic algorithm, *J. Sound Vib.* 269, 727-743 (2004)
- [4] T.-Huo, C.-M. Liaw, Vibration Acceleration Control of an Inverter-Fed Electrodynamic Shaker, *IEEE/ASME Trans. On Mechs.* 4, 60-70 (1999)
- [5] P.M. Morse, K.U. Ingard, *Theoretical Acoustics*, Princeton University Press, Princeton (1968)
- [6] D.J. Inman, *Engineering Vibration*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ (1996)
- [7] B.H. Tongue, *Principles of Vibration*, Oxford University Press, Oxford (1996)
- [8] Designation E 758-98 "Standard Test Method for Measuring Vibration-Damping Properties of Materials", *ASTM International*, PA 19428-2959.
- [9] M.D. Sullivan *Electromagnetic Simulation using the FDTD Method*, IEEE Press Series on RF and Microwave Technology, 2000, 133-145.
- [10] Katsibas, T. K., Antonopoulos C. S. An Efficient PML Absorbing medium in FDTD simulations of Acoustic Scattering in Lossy Media. *IEEE Ultrasonics Symposium 2002.* 551-554.
- [11] Yan X., Borup D., Wiskin J. W., Berggren M., Eidens R., Johnson S. A., Formulation and Validation of Berenger's PML Absorbing Boundary for the FDTD Simulation of Acoustic Scattering. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control.* Vol. 44, nº 4, Julio 1997. 816-822.
- [12] A. Taflove, *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method.* Artech Hous, Norwood, MA, 1995.
- [13] K. S. Yee, Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media, *IEEE Trans. Antennas and Propagat.*, vol 17, 1966, pp. 558-589.