

UNIVERSIDAD POLITÉCNICA DE VALENCIA

DEPARTAMENTO DE FÍSICA APLICADA



Estudio del comportamiento acústico  
de estructuras multicapa  
mediante NAH

Tesis Doctoral

Presentada por :

Eva M<sup>a</sup> Escuder Silla

Directores:

Jaime Ramis Soriano

Jesús Alba Fernández

Valencia, julio de 2005



*A mis hermanos, David y Julio*



## *Agradecimientos*

Durante el tiempo que he trabajado en esta tesis, ha habido momentos buenos y malos. En ese periodo he coincidido con diferentes personas, y por suerte para mí, muchos son los que me han ayudado y a los que tengo mucho que agradecer. La suma de todas esas ayudas ha hecho posible este trabajo que aquí se presenta. Sirvan estas líneas como pequeño intento de agradecer su ayuda y apoyo.

A mis directores, D. Jaime Ramis y D. Jesús Alba, por introducirme en la investigación y ayudarme a comprender el mundo de la acústica, además de apoyarme en cualquier dificultad que pudiera surgir. Y por supuesto por la confianza que han depositado en mí.

Quiero agradecer a D. Víctor Espinosa, junto a mis directores, la oportunidad que me brindaron con la beca FPI para poder realizar esta tesis.

A todos mis compañeros del Departamento de Física Aplicada de la UPV y muy especialmente a la unidad docente de la Escuela Politécnica Superior de Gandía. A Joan M. por estar dispuesto siempre a ayudarme y por sus correcciones. A Javier y Miguel que en momentos oscuros de mi investigación han estado ahí. A Fernando por las horas que ha dedicado a ayudarme y por sus consejos. A Joan C por su gran ayuda con el robot que facilitó mi investigación. A Rubén, Joaquín, Paco, Isabel, Víctor S. y Marcelino.

A Pilar, que siempre ha estado a mi lado y ha sufrido mis malos momentos. A Begoña por su alegría. A mi amiga M<sup>a</sup> José que en todo momento me ha apoyado. A Olga y Pedro.

A mis padres, hermanos, abuelos y a mi tía Vicen que siempre han confiado en mí y han apoyado mis decisiones. A mis primos, Silvia y Javi. A Richard.

A Toni, por su apoyo incondicional, por su paciencia con mis cambios de humor y por aguantar mis ensayos.

Espero contar con las disculpas de las personas que pudiera olvidar.

*Eva*



# ESTUDIO DEL COMPORTAMIENTO ACÚSTICO DE ESTRUCTURAS MULTICAPA MEDIANTE NAH

## ÍNDICE

1. Objeto y antecedentes.....	1
2. Conceptos.....	7
2.1. Dinámica de vibraciones en placas.....	13
2.1.1. El modelo de placa delgada.....	13
2.1.2. Vibración normal de un panel sometido a una fuerza externa.....	17
2.1.3. Frecuencia crítica y de coincidencia de un panel.....	19
2.1.4. Densidad modal de un panel.....	22
2.1.5. Factor de pérdidas de un panel.....	22
2.2. Particiones multicapa.....	25
2.2.1. Transformada de Fourier Espacial.....	26
2.2.2. Análisis Estadístico de Energía (SEA).....	30
2.2.3. Modelo de Ookura&Saito.....	40
2.3. Radiación de placas.....	49
2.3.1. Modelo de pistón plano.....	49
2.3.2. Resistencia de radiación. Formalismo General.....	51
2.3.3. Resistencia de radiación de un panel según SEA.....	53
2.3.4. Resistencia de radiación de un panel derivada por Lyon-Maidanik. Análisis de un modo.....	56
2.3.5. Resistencia de radiación de un panel derivada por Maidanik con campo vibracional reverberante.....	58
2.3.6. Matriz de Resistencia de Radiación.....	62
2.3.7. Condiciones de contorno en la resistencia de radiación.....	65
2.4. Nearfield Acoustical Holography.....	71
2.4.1. Introducción.....	71
2.4.2. Ecuación integral de Kirchhoff-Helmholtz.....	76
2.4.3. Integral de Rayleigh.....	77
2.4.4. Reconstrucción del campo de presión. Función de Green modificada...	78
2.4.5. Condiciones de medida de NAH.....	85
2.4.6. Diferentes Propagadores.....	92
2.4.7. Filtro Wiener.....	94
3-Desarrollo.....	95
3.1-Optimización de NAH.....	95
3.1.1.-Introducción. Diagrama de bloques NAH.....	96
3.1.2.-Relleno con ceros.....	107

3.1.3.-Diferentes distancias fuente-holograma.....	116
3.1.4.-Efecto del filtro.....	118
3.1.5- Efecto del propagador.....	128
3.1.6.- Propagación en campo lejano a partir de los datos de la fuente o de los datos del holograma .....	138
3.1.7.- Distancia límite de propagación hacia delante.....	141
3.1.8.- Comparativa Vz con NAH y acelerómetro.....	146
3.1.9.- Elección de los mejores parámetros.....	147
3.2. Estudio de la vibración de placas.....	149
3.2.1. Dispositivo experimental .....	149
3.2.2. Diferentes materiales.....	151
3.2.3. Diferentes espesores.....	155
3.2.4. Efecto de diferentes sujeciones (condiciones de contorno).....	163
3.2.5. Determinación del factor de pérdidas.....	167
3.3. Radiación de altavoces planos.....	173
3.3.1. Altavoces planos.....	173
3.3.2. Determinación de la Resistencia de Radiación de altavoces planos....	180
3.3.3. Estudio de la influencia de las condiciones de fijación.....	183
3.3.4. Propuesta de corrección de modelos para determinar la resistencia de radiación de materiales.....	191
3.4. Caracterización de estructuras multicapa.....	197
3.4.1. Estudio experimental aplicando NAH.....	197
3.4.1.1. Nivel de presión.....	199
3.4.1.2. Velocidad de vibración.....	203
3.4.1.3. Pérdidas por transmisión.....	206
3.4.1.4. Estudio visual de la vibración de la superficie del panel...	208
3.4.2. Aplicación de modelos de predicción del aislamiento acústico.....	211
4. Conclusiones.....	223
5. Líneas de continuación.....	227
6. Referencias.....	229
7. Anexos.....	239
7.a) Programa NAH.....	239
7.a.1) Para evaluación de imágenes.....	239
7.a.2) Para evaluación en frecuencias.....	245
7.b) Programa SEA.....	251
7.c) Programa TFE.....	258
7.d) Especificaciones técnicas. Micrófonos. Caja Acústica. Altavoces planos...	260

## 1. Objeto y antecedentes

El objeto de este trabajo, como su nombre indica, es el estudio del comportamiento acústico de estructuras multicapa, utilizando como herramienta, entre otras, la denominada “Holografía acústica de campo cercano”. En inglés, esta técnica se denomina “Nearfield Acoustical Holography” y se reconoce con el acrónimo NAH.

Este trabajo se inscribe en el contexto de una línea de investigación del grupo de Dispositivos y Sistemas Acústicos y Ópticos (DISAO) de la Universidad Politécnica de Valencia (UPV), y sus objetivos coinciden en parte con los establecidos en el proyecto de investigación denominado “Predicción del Comportamiento Acústico de Estructuras Multicapa” (PCAEM), que viene desarrollándose por el grupo anteriormente mencionado y que estará en vigor hasta diciembre de 2006.

En última instancia, las conclusiones obtenidas y las herramientas desarrolladas en este estudio tienen implicaciones en dos ámbitos, a saber:

- 1.- El del aislamiento acústico con particiones ligeras multicapa.
- 2.- La optimización de la radiación de sistemas electroacústicos basados en la vibración de un panel provocada por un elemento excitador de tipo dinámico (caso de los llamados altavoces de modos distribuidos DML (Distributed Mode Loudspeaker)).

El proceso para conseguir predicciones acertadas del comportamiento de estructuras multicapa, tanto desde el punto de vista de la aplicación acústica de la edificación, como en el electroacústico (mejora de prestaciones de altavoces), debe partir, necesariamente de un conocimiento preciso de las características acústicas de los componentes, es decir, cada una de las capas. Este estudio constituirá la primera fase de la investigación y del trabajo, y el que más nos ha ocupado tanto en el aspecto teórico como experimental.

La validación de las teorías sobre el aislamiento acústico lleva consigo el ensayo de diferentes materiales y configuraciones. El objetivo es aumentar al máximo el índice de aislamiento de una cierta configuración, intentando disminuir en lo posible los costes. En la construcción han aparecido estos últimos años nuevos materiales intentando solventar a la vez problemas como el aislamiento acústico y térmico, y además cumplir la normativa contra incendios. El estudio del comportamiento acústico de distintas configuraciones suele realizarse en cámara de transmisión. Los resultados de las medidas en estas condiciones no tienen por qué coincidir con los obtenidos con medidas “in situ”, ya que las condiciones de montaje son hasta cierto punto incontrolables

Por lo que se refiere a los antecedentes y estado actual de los conocimientos científico-técnicos en el ámbito de la aplicación a la caracterización de materiales, y la predicción del comportamiento de estructuras para su aplicación en aislamiento acústico, existen diversos trabajos donde se desarrollan los diferentes modelos y teorías y técnicas de medición con este fin, desde modelos y teorías para caracterizar materiales absorbentes hasta métodos de caracterización de materiales absorbentes medidos en el tubo de Kundt [Ing85], [ISO10534]. También existen métodos basados en mecanismos de "inversión" de forma que, a partir de medidas de una determinada variable acústica, permiten obtener los parámetros de entrada necesarios para los programas de simulación [Alb01], [Albj01], [Alb00]. No se debe olvidar que los resultados de una simulación son para particiones ideales con propiedades elásticas que no varían en función de la dirección de incidencia. En muchos de los materiales utilizados normalmente en la construcción, tales como el DM<sup>1</sup>, el conglomerado, el ladrillo o incluso el vidrio no se puede asegurar isotropía, por lo que las propiedades elásticas, o la densidad del material pueden variar en función del ángulo de incidencia.

---

<sup>1</sup> Son tableros de fibra de madera de densidad media formados por fibras reconstituidas para conseguir un material barato, estable y homogéneo que suele presentarse en finas láminas con una sola cara lisa.

Las características de montaje influyen mucho en el tipo de modelo a tomar para hacer la predicción. Este tema se trata en la siguiente publicación [Albam03]. La implementación de condiciones de contorno que respondan a las condiciones de fijación con el fin de mejorar las predicciones del aislamiento de estructuras multicapa finitas es un tema de gran interés actualmente.

En cuanto al ámbito de la aplicación de la mejora de la eficiencia de sistemas radiantes, una configuración que se tomará como punto de partida experimental es un altavoz de modos distribuidos, que es, un transductor electroacústico en el que se pueden diferenciar dos partes: el transductor electromecánico propiamente dicho, que puede ser dinámico o piezoeléctrico, y el mecánico-acústico que, en este caso, consiste en una superficie plana que está en conexión con el transductor citado y radia la energía acústica generada al vibrar. La eficiencia de estos transductores depende, en gran medida, del acoplo entre la parte electromecánica y la mecánico-acústica, de las propiedades mecánicas de los materiales de los que está constituida la superficie plana, normalmente una estructura multicapa tipo “sandwich”, de la ubicación concreta del transductor electromecánico, etc. Además, las distintas configuraciones de montaje aportan condiciones de contorno al problema, que resultan de interés estudiar. Se pueden encontrar referencias en [Wha].

Como se ha comentado anteriormente, estos altavoces generan el campo acústico mediante la vibración de una superficie rectangular, y se puede suponer, en primera aproximación, que todos los puntos sobre su superficie se mueven con la misma amplitud y fase, para lo cual es necesario que el material presente una rigidez a flexión alta [Alb03], es decir, un pistón rectangular vibrante [Esc02].

La otra configuración experimental que se utiliza es con los altavoces basados en la tecnología SoundVu que presentan el mismo comportamiento que el DML pero con una superficie transparente, en nuestro caso un panel de policarbonato [Esc03].

Como se ha mencionado más arriba, además de las medidas de vibraciones y nivel de presión utilizadas convencionalmente, se utiliza la técnica NAH, que se basa en la medición del nivel de presión sonora de la superficie de estudio, excitada acústicamente por su parte posterior, en un plano paralelo y cercano a dicha superficie. Conocidos

estos valores a cierta distancia, mediante técnicas de procesamiento digital se pueden obtener las magnitudes acústicas en la superficie objeto de estudio mediante la retropropagación del campo.

La Holografía Acústica de campo cercano consiste en un procedimiento para reconstruir el campo sonoro y la velocidad de vibración de un objeto o fuente sonora, a partir de presiones medidas mediante un array de micrófonos en un plano paralelo y cercano a la fuente. Su gran utilidad se debe a que a partir de valores registrados en una superficie 2-D denominada holograma, se puede reconstruir el campo sonoro en cualquier otro plano. Esta técnica comprende la grabación de la amplitud y la fase de la presión sonora con un array plano de micrófonos, para calcular mediante técnicas de tratamiento digital el comportamiento de la fuente de sonido objeto.

De una forma resumida, el objetivo del presente trabajo es realizar contribuciones en los siguientes aspectos:

- Holografía acústica de campo cercano, en el sentido de mejorar la resolución y los resultados experimentales. [May85], [Wil85], [Dum99], [Kon92], [Ste82].
- Analizar la eficiencia de la radiación y las características de vibración de diferentes superficies en función de distintas condiciones de sujeción.
- Profundizar en métodos para modelizar la reacción del medio frente a la radiación de una placa vibrante, es decir, la impedancia acústica de radiación.
- Aplicar métodos de optimización en el diseño de particiones ligeras multicapa para mejorar el aislamiento aportado en la edificación, así como métodos inversos de caracterización de materiales a partir de medidas de pérdidas por transmisión.

En el desarrollo de la tesis se utilizan dos configuraciones de medida:

i) Para estudiar la radiación de placas, se utiliza un marco y un transductor electro-mecánico de pequeñas dimensiones, como el utilizado en los altavoces planos DML. El transductor se ubica en la parte trasera de la placa, éste genera una fuerza en la superficie del panel de forma que la placa comienza a radiar, véase figura 1.1.



*Figura 1.1. Cara anterior y posterior del altavoz DML montado en marco.*

ii) Para caracterizar el comportamiento acústico y vibratorio de placas y multicapas, se utiliza una caja que tiene una ventana del tamaño de las placas. La caja tiene dos altavoces instalados en los laterales con los que se genera ruido de banda ancha en su interior. Las placas se colocan en la ventana. Por la parte exterior de ésta se miden las magnitudes acústicas necesarias.



*Figura 1.2. Configuración de medida*

Para desarrollar estos objetivos, se ha estructurado el trabajo en los siguientes capítulos:

En el capítulo 2 se desarrollan los conceptos que resultan de utilidad en el desarrollo de la tesis. Para estudiar y comprender la vibración de placas se trata la dinámica de vibraciones en placas en la sección 2.1. En la sección 2.2 se comentan los modelos de particiones multicapa que se van a utilizar en la sección 3.4 de caracterización de estructuras multicapa, Transformada de Fourier Espacial, Análisis Estadístico de Energía y el modelo de Okura&Saito. En la sección 2.3 se analiza la resistencia de radiación de placas con diferentes modelos, y se estudia la influencia de las condiciones de contorno en esta magnitud, esto se estudiará en la sección 3.2. Por último, en la sección 2.4, se detalla la técnica NAH, que se optimiza en la sección 3.1.

El capítulo 3, donde se concentran las contribuciones a las que se ha hecho referencia anteriormente, tiene cuatro secciones. En la primera, 3.1, se realiza un estudio de los parámetros más significativos en la reconstrucción con NAH para optimizar la resolución y la localización de fuentes sonoras, así como los resultados experimentales. En 3.2. se estudia la vibración de placas de diferentes materiales, entre ellos, el panel del DML y un panel de policarbonato, y la influencia de las condiciones de fijación. En la sección 3.3, se estudia la radiación de altavoces planos mediante diferentes modelos y cómo le afectan las sujeciones. En la última sección, 3.4, se estudia la caracterización de estructuras multicapa, en primer lugar mediante el estudio experimental aplicando NAH, para posteriormente aplicar los modelos de predicción de estructuras multicapa comentados en 2.2. y el método de inversión.

En el capítulo 4 se presentan, a modo de resumen, las conclusiones a las que se ha llegado en este trabajo de tesis doctoral.

En el capítulo 5 se comentan las posibles líneas de continuación de la investigación llevada a cabo.

En el capítulo 6 se enumeran las referencias y en el 7 los anexos.

## **2. Conceptos**

### **Introducción**

En este trabajo, la atención se centra en vibraciones de audio-frecuencia de estructuras elásticas que toman forma en paneles delgados y planos, donde el espesor es mucho menor que las dimensiones de la superficie. Por tanto, el movimiento predominante de vibración ocurre en la dirección normal a la superficie. Esta característica junto con la extensión de la superficie en contacto con el medio fluido, proporciona un mecanismo para desplazar y comprimir el fluido, por tanto las estructuras son capaces de radiar de forma efectiva. Para comprender el proceso de la interacción mecánico-acústica entre estructuras sólidas y fluidos, es esencial conocer la naturaleza de la onda de las respuestas de ambos medios en las perturbaciones dependientes del tiempo en el equilibrio, si son transitorias o continuas.

En la sección 2.1 se detalla la dinámica de vibraciones en placas, presentando las ecuaciones correspondientes a las vibraciones libres, forzadas y sometida a condiciones de contorno.

En el estudio y modelado de particiones multicapa, que se trata en la sección 2.2, es necesario el conocimiento de los distintos materiales que componen la partición, por lo que nos centraremos en las características acústicas que estos poseen. La gama de materiales que aparecen en las distintas configuraciones multicapa utilizadas en la

construcción es muy amplia: maderas, placas de cartón yeso, aluminio, cristales, ladrillo, hormigón, lanas de roca, fibras de vidrio, etc. Por tanto, la búsqueda de propiedades comunes es difícil sobre todo si se considera que muchos de estos materiales presentan propiedades anisótropas y no homogéneas.

Siendo conscientes de las limitaciones que pueden plantear los distintos materiales que conforman particiones multicapa se va a proceder a realizar una clasificación muy genérica de estos, agrupándolos en tres categorías distintas:

#### ***a) Materiales Impermeables al Sonido***

Se considera que un material es impermeable al sonido cuando no permite que la onda de presión se introduzca en su interior. Estos materiales se caracterizan porque una onda sonora incidente produce que el material adquiera una velocidad de vibración, radiando energía acústica en la cara opuesta. Físicamente no hay ninguna onda de presión que atraviese al material, sino que la onda incidente produce esa velocidad de vibración que genera la onda de presión transmitida (ruido aéreo).

Existen modelos matemáticos que intentan obtener una predicción de la onda de presión transmitida respecto a la incidente, es decir, el coeficiente de transmisión del material o capa impermeable. En la mayoría de estos modelos es necesario el conocimiento preciso de las características elásticas del material, pues de ellas depende en mayor grado la velocidad de vibración que se pueda producir. Además, es importante el valor de masa por unidad de superficie, pues dicho valor condiciona, generalmente, el valor del coeficiente de transmisión a baja frecuencia.

En los modelos abordados en este trabajo será necesario conocer el valor de la rigidez a flexión de la capa ( $D$ ), su densidad volumétrica ( $\rho$ ), su grosor ( $h$ ), y su factor de pérdidas ( $\eta$ ). Un resumen de estos modelos se ofrece en los siguientes apartados.

#### ***b) Materiales Absorbentes del Sonido***

Las ondas sonoras son absorbidas al incidir sobre un material absorbente, esta absorción depende de la frecuencia y varía significativamente de un material a otro. Normalmente presentan pobre absorción a bajas frecuencias. Estos materiales presentan un gran número de canales, a través de estos penetra la onda sonora. Cuando la onda entra en contacto con las paredes de los canales se produce la disipación de energía en forma de calor. A mayor número de canales la absorción será mayor.

La absorción del sonido es propia de todos los materiales porosos, siempre y cuando los poros sean accesibles desde el exterior. Normalmente estos materiales están formados por sustancias fibrosas o granulares, por ejemplo lana de vidrio, lana mineral y espumas a base de resina de melamina o poliuretano. Al aumentar el espesor de un material aumenta su absorción, especialmente a frecuencias bajas y medias. Al aumentar su porosidad también aumenta la absorción a todas las frecuencias. Al aumentar la densidad del material también aumenta la absorción pero hasta un valor límite a partir del cual la absorción empieza a disminuir ya que existe menor penetración de la onda sonora en el material.

Un material poroso se puede caracterizar por distintos parámetros. Se destacan como más importantes los siguientes:

La porosidad,  $H$ , que es la fracción de volumen vacío dentro del material, con respecto al volumen total de éste. Se puede expresar en función de las densidades volumétricas del material,  $\rho_m$ , y de la fibra,  $\rho_f$ :

$$H = 1 - \frac{\rho_m}{\rho_f} \quad (2.0.1)$$

La resistencia al flujo del aire por unidad de longitud,  $\sigma$ , que mide la dificultad de una corriente de aire para fluir a través del material por unidad de espesor,  $l$ , de éste. Este parámetro depende del gradiente de presiones en las caras del material,  $\nabla p$ , y de la velocidad de vibración dentro de él,  $u$ :

$$\sigma = \frac{\nabla p}{l \cdot u} \quad (2.0.2)$$

El factor de estructura,  $Q$ , que mide la cantidad de espacio no útil, como por ejemplo los poros perpendiculares y paralelos al flujo del sonido incidente. (Un material con todos los poros paralelos a la onda incidente tiene un factor de estructura 1, mientras que un material con una estructura tortuosa de poros tiene un factor de estructura superior a la unidad).

En general, la propagación del sonido a través de materiales absorbentes la caracterizaremos suponiendo que el material es homogéneo e isótropo y determinando dos valores complejos que dependen de la frecuencia: la constante de propagación compleja ( $\Gamma$ ) y la impedancia característica compleja ( $Z$ ). En apartados sucesivos se describe algunos de los métodos clásicos de obtener estas dos magnitudes.

Hay que matizar que los materiales absorbentes no suelen ser uniformes. El diámetro de la fibra y su disposición, por ejemplo, no es constante, haciendo que estos materiales no sean isótropos. Sin embargo, se supondrán en este trabajo que son lo suficientemente homogéneos e isótropos.

También están los materiales absorbentes selectivos (resonadores). Se utilizan para obtener una gran absorción a frecuencias bajas. Son elementos que presentan una curva de absorción con un valor máximo a una determinada frecuencia (frecuencia de resonancia), generalmente situada por debajo de los 500 Hz. Pueden usarse individualmente o como complemento a los materiales absorbentes.

### *c) El Aire*

Dentro de una estructura formada por varias capas impermeables puede quedar confinada una porción de aire. Estas cámaras de aire actúan como un resorte elástico dentro del conjunto de la estructura, cambiando las propiedades generales de la estructura. Sin embargo, desde el punto de vista acústico estas cámaras podrán abordarse como un caso particular de material absorbente, cuya constante de propagación es la clásica del aire.

Para todos los materiales que se abordan en este trabajo es importante conocer la relación entre su coeficiente de absorción en incidencia normal,  $\alpha$ , y su impedancia acústica específica,  $Z$ , ya que va a servir de base para algunos de los métodos que se van a presentar en esta tesis. El coeficiente de absorción en incidencia normal se puede obtener a partir de la relación siguiente:

$$\alpha = 1 - \left| \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} \right|^2 \quad (2.0.3)$$

siendo  $Z_0$  la impedancia acústica específica del aire y  $Z$  la impedancia de la muestra de material fibroso. La impedancia del material fibroso se puede escribir como:

$$Z = R + j X \quad (2.0.4)$$

donde  $R$  y  $X$  son las partes real e imaginaria respectivamente de la impedancia acústica específica del material. La expresión (2.0.3) se puede escribir de la siguiente forma:

$$\alpha = \frac{4RZ_0}{(R + Z_0)^2 + X^2} \quad (2.0.5)$$

En las configuraciones multicapa se utilizan paneles rectangulares, por ello resulta necesario conocer el acople del campo acústico con el panel vibrando. Es de gran importancia el conocimiento del fenómeno como respuesta estructural al ruido y transmisión sonora. La impedancia de radiación es la magnitud compleja que cuantifica la reacción que ejerce el medio al desplazamiento de una superficie radiante. Se define como el cociente entre la fuerza y la velocidad de partícula,  $Z_M = F / u$  y se emplea para estudiar la relación entre las ondas acústicas y las fuentes que las producen. Se puede expresar como suma de dos términos, una parte real denominada resistencia acústica del medio y una imaginaria llamada reactancia acústica del medio [Ram02] [Ram99]:

$$Z_M = R_M + jX_m \quad (2.0.6)$$

La potencia acústica se define como el producto de la resistencia acústica, parte real de la impedancia de radiación, por el promedio espacial de la velocidad al cuadrado en la superficie de la placa. En la sección 2.3 se comenta dicha magnitud.

$$W = R_{rad} \cdot \langle u^2 \rangle \quad (2.0.7)$$

$R_{rad}$  : resistencia de radiación (kg/s),  $W$  : potencia acústica de la fuente (W),  $u$  : velocidad de desplazamiento (m/s)  $R_{rad} = \frac{W}{(m/s)^2} = \frac{kg}{s}$  donde  $W = \frac{kg \cdot m^2}{s^3}$

Una onda mecánica puede definirse como un fenómeno en el que la cantidad física (energía) se propaga en un medio de soporte, sin transporte neto del medio. Puede

caracterizarse cinemáticamente mediante desplazamientos relativos de sus posiciones de equilibrio de las partículas del medio de soporte, es decir la forma de la deformación, junto con la velocidad y dirección de la propagación de la deformación.

Las perturbaciones de la onda raramente ocurren a una frecuencia única, la variedad de frecuencias resulta matemáticamente y conceptualmente más compleja que estudiar las características de una única frecuencia, cuyo comportamiento complejo dependiente del tiempo puede sintetizarse matemáticamente si es necesario. [Fah85]

De los varios tipos de ondas que pueden propagarse en placas, las ondas de flexión son las más significativas en el proceso de la interacción estructura-fluido en audio frecuencias. Las razones son que las ondas de flexión implican desplazamientos importantes en una dirección transversal a la dirección de propagación, que puede perturbar un fluido adyacente, y que la impedancia transversal de estructuras que transporta las ondas de flexión puede ser similar en magnitud a la de las ondas sonoras en el fluido adyacente, facilitando el intercambio de energía entre los dos medios. Los desplazamientos transversales de los elementos en las estructuras que transportan ondas de flexión son mucho mayores que los desplazamientos en plano de estos elementos.

Para estudiar la vibración de los materiales utilizados en las multicapa se utiliza la técnica de medida sin contacto NAH, que se explica en la sección 2.4.

## 2.1- Dinámica de vibraciones en placas

En esta sección se presentan las ecuaciones que gobiernan la dinámica de vibraciones en placas. En primer lugar se comenta el modelo de placa delgada, considerando vibraciones libres en una placa delgada, después añadiendo condiciones de contorno generales a las placas delgadas, incidiendo en el caso de una placa delgada simplemente soportada. En segundo lugar, se presentan las ecuaciones de vibración normal de un panel sometido a una fuerza externa y la relación con la resistencia de radiación de la placa. A continuación, se explican los conceptos relacionados con las magnitudes mecánicas del panel, como la frecuencia crítica, la densidad modal y el factor de pérdidas, que se utilizarán más adelante al aplicar los modelos de predicción.

### 2.1.1-El modelo de placa delgada

En una placa delgada sometida a vibraciones, la fuerza restauradora se debe a la rigidez. La ecuación general que rige el movimiento de vibraciones simétricas es [Mor91], [Kins95]:

$$\nabla^4 w(x, y, t) + \frac{\rho(1 - \nu^2)}{Eh^2} \frac{\partial^2 w(x, y, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (2.1.1.1)$$

donde  $\rho$  (kg/m<sup>3</sup>) es la densidad volumétrica del material,  $\nu$  es el coeficiente de Poisson,  $E$  (N/m<sup>2</sup>) el módulo de Young y  $h$  (m) es el radio de giro de la superficie, de valor:

$$h = \frac{L}{\sqrt{12}} \quad (2.1.1.2)$$

siendo  $L(m)$  el espesor de la placa. La ecuación (2.22) se puede escribir también de la siguiente forma:

$$D\nabla^4 w(x, y, t) + \rho L \frac{\partial^2 w(x, y, t)}{\partial t^2} = 0 \quad (2.1.1.3)$$

donde  $D(N \cdot m)$  es la rigidez a flexión de la placa:

$$D = \frac{EL^3}{12(1-\nu^2)} \quad (2.1.1.4)$$

El operador del primer término de la ecuación (2.62) equivale a:

$$\nabla^4 \equiv \frac{\partial^4}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4}{\partial y^4} \quad (2.1.1.5)$$

### 2.1.1.1-Vibraciones libres de una placa delgada

En el caso de soluciones armónicas, el desplazamiento de un punto de la placa se puede escribir de la forma siguiente:

$$w(x, y, t) = w(x, y)e^{j\omega t} \quad (2.1.1.6)$$

de forma que la expresión (2.1.1.1.) queda:

$$\nabla^4 w(x, y) - \frac{\omega^2 \rho L}{D} w(x, y) = 0 \quad (2.1.1.7)$$

La ecuación anterior se puede escribir de forma más compacta:

$$(\nabla^4 - \gamma^4)w(x, y) = 0 \quad (2.1.1.8)$$

siendo:

$$\gamma^4 = \omega^2 \frac{3\rho(1-\nu^2)}{Eh^2} = \omega^2 \frac{\rho L}{D} \quad (2.1.1.9)$$

La expresión de la solución de la ecuación (2.1.1.8.) es de la forma:

$$\begin{aligned}
 w(x, y) = & A \sin(k_x x) \sin(k_y y) + B \sin(k_x x) \cos(k_y y) + & (2.1.1.10) \\
 & + C \cos(k_x x) \sin(k_y y) + D \cos(k_x x) \cos(k_y y) + \\
 & + E \sinh(k_x x) \sinh(k_y y) + F \sinh(k_x x) \cosh(k_y y) + \\
 & + G \cosh(k_x x) \sinh(k_y y) + H \cosh(k_x x) \cosh(k_y y)
 \end{aligned}$$

Para el caso particular de una onda progresiva plana en la dirección del eje OY la solución puede reducirse a la siguiente expresión [Bru98]:

$$w(x, y) = w_o e^{-j \frac{\omega}{c_F} y} e^{j \omega t} \quad (2.1.1.11)$$

siendo  $c_F$  la velocidad de las ondas de flexión, de valor:

$$c_F = \sqrt[4]{\frac{D}{\rho L}} \sqrt{\omega} \quad (2.1.1.12)$$

### 2.1.1.2- Condiciones de contorno generales en placas delgadas

Las dos condiciones de contorno más utilizadas en placas son: simplemente soportadas o libres. Se supone que un extremo está fijo cuando se encuentra rígidamente sujeto, cumpliéndose que:

$$\begin{aligned}
 w &= 0 & (2.1.1.13) \\
 \frac{\partial w}{\partial n} &= 0
 \end{aligned}$$

donde  $n$  representa la dirección perpendicular a la línea soportada. Por otro lado, se considera que un extremo está libre cuando no pueden existir sobre él ningún par aplicado, ni ninguna fuerza de corte, de forma que, tanto la fuerza y su momento deben anularse [Ray45]. Esto implica las siguientes condiciones:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial^2 w}{\partial n^2} &= 0 & (2.1.1.14) \\
 \frac{\partial^3 w}{\partial n^3} &= 0
 \end{aligned}$$

El desplazamiento y la pendiente en este caso no están limitados, excepto por la restricción general de valores pequeños. Sobre la base de estas condiciones de contorno se encontrarán los valores de las constantes de la solución general, ecuación (2.1.1.10).

### 2.1.1.3- Placa delgada simplemente soportada

Las soluciones del campo vibratorio de una placa rectangular simplemente soportada excitada de forma armónica pueden representarse con el conjunto de ecuaciones siguiente [Bru98]:

$$\left( \frac{\partial^4}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4}{\partial y^4} - k_{n_x n_y}^2 \right) \psi_{n_x n_y} = 0 \quad \text{dentro de S} \quad (2.1.1.15)$$

$$\psi_{n_x n_y} = 0 \quad \text{en el contorno}$$

$$M_x = -D \left( \frac{\partial^2 \psi_{n_x n_y}}{\partial x^2} + \nu \frac{\partial^2 \psi_{n_x n_y}}{\partial y^2} \right) = 0 \quad \text{en el contorno}$$

$$M_y = -D \left( \frac{\partial^2 \psi_{n_x n_y}}{\partial y^2} + \nu \frac{\partial^2 \psi_{n_x n_y}}{\partial x^2} \right) = 0 \quad \text{en el contorno}$$

donde:

$$k_{n_x n_y}^2 = \omega_{n_x n_y}^2 \frac{\rho L}{D} \quad (2.1.1.16)$$

Las funciones  $\Psi_{n_x n_y}$  representan el conjunto de soluciones para desplazamiento nulo y momento nulo. Las funciones solución se obtienen de (2.1.1.10):

$$\psi_{n_x n_y} = \frac{2}{\sqrt{L_x L_y}} \text{sen} \frac{n_x \pi x}{L_x} \text{sen} \frac{n_y \pi y}{L_y} \quad (2.1.1.17)$$

$$k_{n_x n_y}^2 = \left( \frac{n_x \pi}{L_x} \right)^2 + \left( \frac{n_y \pi}{L_y} \right)^2 \quad n_x = 1, 2, \dots \quad n_y = 1, 2, \dots \quad (2.1.1.18)$$

Teniendo en cuenta que:

$$c_{Fn_x n_y} = 4 \sqrt{\frac{D}{\rho L}} \sqrt{\omega_{n_x n_y}} \quad (2.1.1.19)$$

la ecuación (2.1.1.18) toma la forma siguiente:

$$k_{n_x n_y}^2 = \frac{\rho L C_{Fn_x n_y}^2}{D} \left[ \left( \frac{n_x \pi}{L_x} \right)^2 + \left( \frac{n_y \pi}{L_y} \right)^2 \right] \quad (2.1.1.20)$$

### 2.1.2-Vibración normal de un panel sometido a una fuerza externa

Se considera un panel rectangular delgado simplemente soportado de longitud  $a$  en dirección  $x$ , y longitud  $b$  en dirección  $y$ , en un bafle rígido infinito como se muestra en la figura 2.1.2.1.

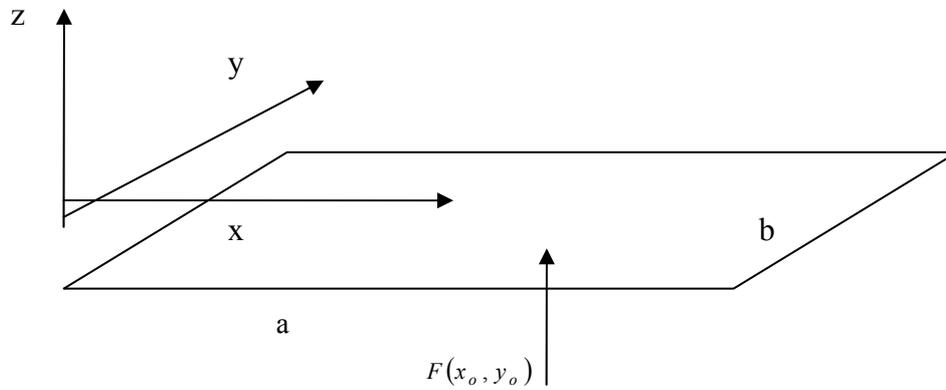


Figura 2.1.2.1. Placa con excitación localizada en  $(x_0, y_0)$ .

Cuando una fuerza sinusoidal se aplica en un punto  $(x_0, y_0)$  en un panel y se considera la presión sonora de reacción  $p_r$  que radia de la placa, la ecuación de la vibración forzada debido a la desviación de la placa es

$$D \nabla^4 w + \eta \frac{\partial w}{\partial t} + \rho h \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = P_0 e^{i\omega t} \delta(x - x_0) \delta(y - y_0) - 2p_r \quad (2.1.2.1)$$

donde  $D = Eh^3 / 12(1 - \nu^2)$ ,  $E$  es el módulo de Young,  $\nu$  es el coeficiente de Poisson,  $\nabla^2$  es el operador laplaciano,  $\eta$  es el coeficiente de amortiguamiento,  $t$  es el tiempo,  $\rho$  es la densidad de la placa,  $h$  el espesor,  $P_0$  la amplitud de la fuerza aplicada,  $\omega$  la frecuencia angular de la fuerza aplicada, y  $\delta$  la función delta de Dirac.

$w$  en términos de autofunciones  $\Psi_{mn}$  es

$$w = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} A_{mn} \Psi_{mn}(x, y) e^{i\omega t} \quad (2.1.2.2)$$

donde  $A_{mn}$  es la amplitud compleja, y  $m$  y  $n$  son los números de modo en las direcciones  $x$  e  $y$ , respectivamente.

Además  $\Psi_{mn}$  se expresa como

$$\Psi_{mn}(x, y) = \frac{2}{\sqrt{ab}} \sin \frac{m\pi}{a} x \sin \frac{n\pi}{b} y \quad (2.1.2.3)$$

Sustituyendo y aplicando el método Galerkin a la ecuación resultante que produce  $A_{mn}$ , se obtiene la potencia sonora  $W$  tal que

$$W = \frac{1}{2} \rho_0 c_0 \omega^2 \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m'=1}^{\infty} \sum_{n'=1}^{\infty} R [A_{mn} \tilde{A}_{m'n'} Z_{mm'nn'}] \quad (2.1.2.4)$$

donde  $R$  denota la parte real de un número complejo,  $\tilde{A}$  denota el complejo conjugado, y  $Z_{mm'nn'}$  es la impedancia de radiación específica, que determina cómo el sonido radiado por la vibración de un modo  $(m, n)$  afecta a la vibración de un modo  $(m', n')$ , tal que

$$Z_{mm'nn'} = \xi_{mm'nn'} + i\chi_{mm'nn'} \quad (2.1.2.5)$$

donde  $\xi_{mm'nn'}$  y  $\chi_{mm'nn'}$  son la resistencia de radiación específica y la reactancia de radiación específica, respectivamente, definidas por las siguientes ecuaciones:

$$\xi_{mm'nn'} = \frac{k}{2\pi} \operatorname{Re} \left[ i \int_0^b \int_0^a \int_0^b \int_0^a \Psi_{mn}(x, y) \Psi_{m'n'}(x', y') x \frac{e^{-ik\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}}}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}} dx' dy' dx dy \right] \quad (2.1.2.6)$$

$$\chi_{mm'nn'} = \frac{k}{2\pi} \operatorname{Im} \operatorname{ag} \left[ i \int_0^b \int_0^a \int_0^b \int_0^a \Psi_{mn}(x, y) \Psi_{m'n'}(x', y') x \frac{e^{-ik\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}}}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}} dx' dy' dx dy \right] \quad (2.1.2.7)$$

donde  $k = \omega/c_0$  es el número de onda del sonido, y  $\operatorname{Re}$  e  $\operatorname{Im} \operatorname{ag}$  denotan la parte real e imaginaria de un número complejo respectivamente. [Tak95]

La eficiencia de radiación definida por Gösele es:

$$\sigma = W / W_0 \quad (2.1.2.8)$$

donde  $W_0$  es la potencia radiada de un pistón cuya velocidad y área son las mismas que en  $W$ .

$$W_0 = \frac{1}{2} \rho_0 c_0 \omega^2 \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} |A_{mn}|^2 \quad (2.1.2.9)$$

$A_{mn}$  para el caso de un panel rectangular simplemente soportado resulta.

$$A_{mn} = \frac{P_0 \Psi_{mn}(x_0, y_0)}{\rho h (\omega_{mn}^2 - \omega^2) + i \omega \eta} \quad (2.1.2.10)$$

$\omega_{mn}$  es la frecuencia natural del modo  $(m, n)$ . Si  $\lambda_{mn} a$  y  $\mu$  denotan el autovalor del modo  $(m, n)$  y la proporción de la placa rectangular, respectivamente, resultan:

$$\omega_{mn} = \lambda_{mn}^2 \sqrt{D / \rho h}, \quad \lambda_{mn} a = \sqrt{(m\pi)^2 + (n\pi / \mu)^2}, \quad \mu = b / a \quad (2.1.2.11)$$

### 2.1.3-Frecuencia crítica y de coincidencia de un panel

Cuando un panel infinito se excita, la frecuencia a la cual la velocidad de propagación de la onda de flexión libre en el panel se iguala a la velocidad de la onda acústica en el aire se define como frecuencia crítica. La frecuencia crítica es muy importante cuando se trata la radiación sonora de estructuras. Las características de radiación dependen fuertemente de si la frecuencia de excitación está por encima o por debajo de la frecuencia crítica [Ren97]. La respuesta de vibración de un panel es mayor alrededor de la frecuencia crítica. Los paneles finitos muestran un comportamiento similar.

Cuando una estructura se excita acústicamente, la frecuencia a la que la velocidad de la onda de flexión forzada en la estructura y la velocidad de la onda de flexión libre se igualan se denomina frecuencia de coincidencia. La transmisión sonora es máxima cerca de la frecuencia de coincidencia. Las características de transmisión sonora dependen de si la frecuencia de excitación es mayor o menor que la frecuencia de coincidencia.

La respuesta de vibración de un panel en un campo acústico reverberante es mayor alrededor de la frecuencia crítica. Por tanto para obtener la respuesta de una estructura a

una excitación acústica es necesario conocer exactamente su frecuencia crítica. Esto se utiliza en diseño, ya que una estructura puede diseñarse para que su frecuencia crítica esté fuera del rango de frecuencias en el que la excitación acústica es mayor. Por tanto, el conocimiento de las frecuencias críticas y de coincidencia de una estructura es esencial para estudiar la interacción acústica-estructural. Los dos parámetros están interrelacionados.

Beranek propone el método convencional de cálculo de la frecuencia crítica, en el que se definen dos frecuencias críticas en dos direcciones principales del material, usando los dos valores de rigidez a flexión ortotrópica, y se calcula la media geométrica de esas dos frecuencias [Ber71].

Para paneles compuestos las frecuencias crítica y de coincidencia deben obtenerse en un marco estadístico. Todos los paneles delgados tienen frecuencias crítica y de coincidencia, y además las frecuencias de coincidencia son proporcionales a las frecuencias críticas. Los paneles gruesos tienen frecuencias crítica y de coincidencia sólo bajo ciertas condiciones, y las dos frecuencias no están relacionadas por una función simple.

En las tabla 2.1.3.1. se muestran las ecuaciones de la frecuencia crítica y la frecuencia de coincidencia de un panel delgado isótropo y un panel compuesto delgado. Se observa que la frecuencia de coincidencia está directamente relacionada con la frecuencia crítica.[Ren97]

	Frecuencia crítica	Frecuencia de coincidencia
Panel delgado isótropo	$f_{cri}^2 = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{c^4 \rho}{D}$	$f_{co}^2 = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{c^4 \rho}{D \sin^4 \theta} = \frac{f_{cri}^2}{\sin^4 \theta}$
Panel compuesto delgado	$f_{cri}^2 = \frac{1}{(2\pi)^2} \left( \frac{c^4 \rho}{D} / (3 + \alpha) / 4 \right)$	$f_{co}^2 = \frac{1}{(2\pi)^2} \left( \frac{c^4 \rho}{D} / \{(3 + \alpha) / 4\} / \sin^4 \theta \right)$

Tabla 2.1.3.1. Frecuencia crítica y de coincidencia de diferentes paneles. [Tak95]

donde  $\alpha$  es un parámetro que representa las propiedades ortotrópicas del panel.

A la frecuencia crítica  $c_F = c$ .

Cuando una onda sonora golpea el panel con un ángulo de incidencia  $\theta$ , se produce una onda viajera en el panel, llamada onda forzada. La velocidad de esta onda de

flexión forzada es  $(c/\sin\theta)$ . La coincidencia ocurre cuando la velocidad de las ondas de flexión forzadas se iguala a la velocidad de la onda de flexión libre.

En la mayoría de estudios se puede encontrar que la frecuencia de radiación más efectiva implica que las pérdidas por transmisión son mínimas durante la transmisión sonora, o que la eficiencia de radiación alcanza un máximo durante la vibración excitada mecánica. Según Takahagi *et al*, esto no coincide perfectamente con la frecuencia crítica sino que se traslada ligeramente a una frecuencia más alta. Por tanto la eficiencia de radiación es máxima cuando la frecuencia de la fuerza aplicada es ligeramente más alta que la frecuencia crítica. La frecuencia crítica es baja para un panel grueso, el panel tiene pocos modos para frecuencias menores que la frecuencia crítica. Para un panel delgado la diferencia entre la frecuencia del máximo de la eficiencia de radiación y la frecuencia crítica es pequeña [Tak95].

Mediante el método de la flecha se puede obtener el módulo de Young de un panel, ec. 2.1.3.1., conocidos sus parámetros mecánicos, a partir de éste se deduce la frecuencia crítica, ec. 2.1.3.2., conocido este valor se podrá determinar la resistencia de radiación teórica del panel como se verá en la sección 2.3. El método consiste en encajar el material por un lateral. Se coloca una masa adicional en el otro extremo y se mide la flecha, que es el desplazamiento de la extremidad del panel debido a la masa adicional, se puede determinar el módulo de Young con la ecuación siguiente.[Gal89]

$$E = \frac{l^3}{2 \cdot h \cdot a \cdot b^3} (3 \cdot P + 8 \cdot F) \quad (2.1.3.1)$$

$E$  : modulo de Young ( $N/m^2$ ),  $l$  : longitud de la muestra a ensayo que no está fijada (m),  $a$  : anchura de la lámina (m),  $b$  : espesor (m),  $P = g \cdot \text{masa del panel}$  (peso del panel (N)),  $F = g \cdot \text{masa adicional}$  (fuerza equivalente a la masa adicional(N)),  $g$  : aceleración de la gravedad ( $m/s^2$ ),  $h$  : flecha (m).

$$D = \frac{E}{1-\nu^2} \frac{b^3}{12} \quad \text{y} \quad f_c = \frac{c^2}{2\pi} \sqrt{\frac{m}{D}} \quad \text{donde} \quad m = \frac{M}{l \cdot a} \quad (2.1.3.2)$$

$D$  : rigidez a flexion ( $N/m$ ),  $f_c$  : frecuencia crítica (Hz),  $\nu$  : coeficientet de poisson,  $E$  : modulo de Young ( $N/m^2$ ),  $c$  : velocidad del sonido (m/s),  $M$  : masa del panel a ensayo (kg),  $m$  : masa por unidad de superficie ( $kg/m^2$ ).

### 2.1.4-Densidad modal de un panel

La densidad de modos es importante en la predicción de la respuesta acústica de una estructura. Se define como el número de modos que son capaces de almacenar energía en el subsistema de estudio por intervalo de frecuencias.

Se utiliza en el método SEA de predicción de estructuras multicapa, que se comentará en el punto 2.2.2.

El procedimiento más simple y más común para determinar la densidad modal se basa en excitar el sistema con un tono puro, normalmente en un punto, y observar la respuesta en un segundo punto sobre la banda de interés. Normalmente se utiliza un shaker y la respuesta se mide con un acelerómetro. Si el sistema es acústico, la excitación puede hacerse con un pequeño altavoz y la respuesta puede medirse con un micrófono.

Para utilizar este método hay que tener en cuenta varias consideraciones:

- La excitación debe realizarse cerca de los límites libres de una estructura o de una pared rígida para un campo sonoro, ya que todos los modos tienen antinodos a lo largo de los bordes.
- Para mejorar la probabilidad de que todos los modos se exciten, deben elegirse varias localizaciones de fuente y receptor.
- El uso de una representación logarítmica facilita la identificación de modos, ya que los modos que responden con pequeña amplitud son más visibles.
- La separación entre modos  $\Delta f$  debe ser como mínimo tres veces el ancho de banda de un modo, ya que sino se perderán modos.[Lyo75]

### 2.1.5-Factor de pérdidas de un panel

La absorción del sonido en el transcurso de su propagación en materiales desempeña un papel importante en los fenómenos de transmisión del sonido por las paredes. Esta absorción se expresa bajo la forma de un factor de pérdidas denominado  $\eta$ . Para definirlo se considera un volumen definido del sólido, sin conexión con el exterior y el que se excita una frecuencia de resonancia  $f$ . A esta resonancia resultante de la composición de ondas que se reflejan en los límites del sólido, corresponde, en un instante  $t$ , una cierta energía vibratoria  $W$ .

Durante el transcurso del movimiento vibratorio en el instante que sigue al  $t$ ,  $(t+1/f)$ , esta energía disminuye en la cantidad  $\Delta W$ . Por definición:

$$\eta = \frac{1}{2\pi} \frac{\Delta W}{W} \quad (2.1.5.1)$$

La experiencia muestra que para todos los sólidos homogéneos  $\eta$  es sensiblemente independiente de la frecuencia. [Jos75]

El factor de pérdidas total de un panel es la suma del factor de pérdidas por disipación y del factor de pérdidas por radiación. Generalmente el factor de pérdidas por disipación disminuye al aumentar la frecuencia. Sin embargo, el factor de pérdidas por radiación es muy pequeño por debajo de la frecuencia crítica del panel y aumenta mucho cerca de la frecuencia crítica. Por tanto, el factor de pérdidas total aumenta repentinamente a un valor alto cerca de la frecuencia crítica.

Para obtener el factor de pérdidas, el panel se excita mecánicamente mediante un shaker. En el balance de energía, la potencia de entrada promedio suministrada al panel es igual a la potencia disipada. La potencia disipada a la frecuencia  $\omega$  viene dada por:

$$W_{dis} = \eta \omega M \langle v^2 \rangle_x \quad (2.1.5.2)$$

donde  $\eta$  es el factor de pérdidas,  $M$  es la masa total del panel y  $\langle v^2 \rangle_x$  es el promedio espacial de la velocidad al cuadrado del panel. Se asume que el panel tiene una distribución de masa uniforme.

Según Clarkson, el factor de pérdidas de un panel con densidad modal  $n(f)$  a la frecuencia  $f$  es

$$\eta = \frac{F^2(t)n(f)}{8\pi f M^2 \langle v^2 \rangle_x} \quad (2.1.5.3)$$

donde  $F^2(t)$  es el valor cuadrado promedio de la fuerza excitante.

El panel se excita en un punto y para obtener la potencia disipada, se mide la respuesta de aceleración del panel en 3 localizaciones diferentes. La respuesta se mide con acelerómetros ligeros, que tienen una masa menor de 3 g, para evitar errores

debidos a la masa del acelerómetro. El panel se excita con ruido aleatorio de banda ancha con alta resolución para evitar promediado de frecuencia. Con los valores de la fuerza y aceleración, se puede calcular el factor de pérdidas según la ecuación anterior (2.1.5.3). Para realizar este cálculo resulta necesario conocer la densidad modal. [Ren97]

También se suele medir la caída del ancho de banda de 3 dB (Half-Power Bandwidth method). Para los bajos niveles de amortiguamiento y dentro de la región de comportamiento lineal del material viscoelástico, el amortiguamiento puede estimarse según la siguiente ecuación

$$\eta = \frac{\Delta\omega_{3dB}}{\omega_0} \quad (2.1.5.4)$$

## 2.2. Particiones multicapa

Diversas teorías describen el comportamiento de estructuras múltiples [Alb00]. Entre estas teorías destacan los modelos de Ookura & Saito [Ook78], que se basa en el acoplo de impedancias entre distintas capas, los desarrollados por Trochidis & Kalaroutis [Tro86] o Bruneau [Bru98], que trabajan con la transformada de Fourier espacial, y otros trabajos como el de Lauriks basados en la teoría de Biot [Lau92], el de Crocker & Price sobre el método SEA [Pric69] o los basados en la técnica de los elementos finitos de Panneton & Atalla [Pan96].

En el trabajo de Trochidis & Kalaroutis se desarrolla un método que obtiene matrices de transferencia para diferentes configuraciones multicapa [Tro86]. Este método se realiza aplicando directamente las condiciones de contorno entre materiales, obteniendo distintas ecuaciones en derivadas parciales, que pueden transformarse en ecuaciones algebraicas mediante la Transformada de Fourier espacial. Una vez pasadas a algebraicas, estas ecuaciones se resuelven permitiendo obtener información sobre todas las variables acústicas de la configuración multicapa.

El modelo de Ookura&Saito, estudia el índice de transmisión sonora de estructuras multicapa mediante un método de transferencia de impedancias para el caso de ondas con incidencia oblicua y para campo aleatorio. En el modelo se considera una estructura

general de paredes múltiples infinitas con  $N$  elementos, cada elemento consiste en una capa impermeable más una cámara de aire más un material absorbente.

El modelo SEA (Statistical Energy Analysis) describe un método de cálculo estadístico, basado en el estudio de las vibraciones de estructuras complejas desde el punto de vista energético (Crocker & Price). El método SEA estudia el intercambio energético entre sistemas contiguos cuando uno de ellos entra en vibración, y por acoplamiento, pasa parte de la energía al siguiente sistema basándose únicamente en cómo trabajan los modos resonantes. Este tratamiento es complejo y requiere un gran filtrado de la señal con una excitación muy amplia de los modos de vibración de la capa.

Estos tres últimos modelos comentados se describen a continuación y son los que se utilizan en el desarrollo de la tesis.

### 2.2.1. Transformada de Fourier Espacial (TFE)

El método teórico abordado en este modelo consta de dos placas infinitas, finas y elásticas, entre las que no existe conexión alguna. Entre ellas se coloca un material absorbente [Tro86], de forma que no está en contacto con ninguna de las placas, sino que existe un espacio hueco entre cada placa con el material absorbente. En la figura 2.2.1.1. se puede observar la configuración.

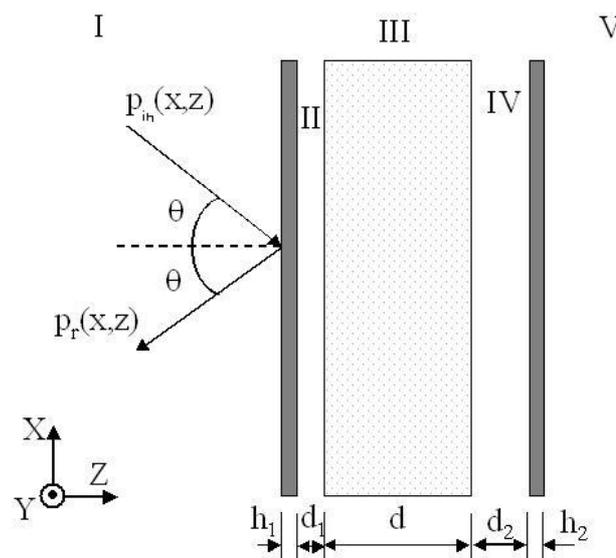


Figura 2.2.1.1: Modelo multicapa a estudiar

La estructura se excita con una onda de presión acústica plana que incide con un ángulo  $\theta$  respecto a la dirección normal. Se asume que la dependencia con el tiempo es de la forma  $e^{-j\omega t}$ , donde  $\omega$  es la frecuencia angular. Las ecuaciones que describen el modelo son las siguientes:

Zona I: Propagación del sonido en el aire, descrita por la ecuación escalar de Helmholtz:

$$\left[\nabla^2 + k_0^2\right]p_1(x, z) = 0 \quad z < 0 \quad (2.2.1.1)$$

donde  $k_0 = \omega / c_0$ , es el número de onda acústico. La presión total en la zona I es:

$$p_I(x, z) = p_{in}(x, z) + p_r(x, z) \quad (2.2.1.2)$$

Ecuación de movimiento de la placa interior:

$$\left[D_1 \nabla^4 - \rho_1 h_1 \omega^2\right]w_1(x) = p_1(x, 0) - p_{II}(x, h_1) \quad (2.2.1.3)$$

donde  $w_1(x)$  es el desplazamiento en la dirección normal de la placa,  $\rho_1$  es la densidad del material de la placa,  $h_1$  es el espesor de la placa,  $D_1$  es la rigidez a flexión de la placa y  $p_{II}(x, z)$  es la presión en la zona II.

Zona II: Propagación del sonido en el aire, descrita por la ecuación escalar de Helmholtz:

$$\left[\nabla^2 + k_0^2\right]p_{II}(x, z) = 0 \quad h_1 < z < h_1 + d_1 \quad (2.2.1.4)$$

Zona III: Cámara rellena de material absorbente con un número de onda complejo,  $k_b$ , y una densidad compleja  $\rho_b$ . El número de onda complejo viene dado por:

$$jk_b = \Gamma = \alpha + j\beta \quad (2.2.1.5)$$

siendo  $\Gamma$  la constante de propagación del material. La densidad compleja está relacionada con la constante de propagación por:

$$\frac{k_b^2}{k_o^2} = \frac{\gamma H \rho_b}{\rho_o} \quad (2.2.1.6)$$

donde  $\gamma$  es la relación de los calores específicos,  $H$  es la porosidad y  $\rho_0$  la densidad del aire. La ecuación de onda en el material absorbente es:

$$[\nabla^2 + k_b^2] p_{III}(x, z) = 0 \quad h_1 + d_1 < z < d + h_1 + d_1 \quad (2.2.1.7)$$

Zona IV: Propagación del sonido en el aire:

$$[\nabla^2 + k_o^2] p_{IV}(x, z) = 0 \quad d + h_1 + d_1 < z < d + h_1 + d_1 + d_2 \quad (2.2.1.8)$$

Ecuación de movimiento de la placa exterior:

$$[D_2 \nabla^4 - \rho_2 h_2 \omega^2] w_2(x) = -p_V(x, d + h_1 + d_1 + h_2 + d_2) + p_{IV}(x, d + d_1 + h_1 + d_2) \quad (2.2.1.9)$$

donde  $p_{IV}(x, z)$  es la presión en la zona IV (aire) y  $p_V(x, z)$  es la presión en la zona V.

Zona V: Propagación del sonido en el aire:

$$[\nabla^2 + k_o^2] p_V(x, z) = 0 \quad z > d + h_1 + h_2 + d_1 + d_2 \quad (2.2.1.10)$$

Las condiciones de contorno en todas las transiciones son las siguientes:

Transiciones placa-aire:

$$\left. \frac{\partial p_I}{\partial z} \right|_{z=0} = \rho_o \omega^2 w_1(x) \quad (2.2.1.11)$$

$$\left. \frac{\partial p_{II}}{\partial z} \right|_{z=h_1} = \rho_o \omega^2 w_1(x) \quad (2.2.1.12)$$

$$\left. \frac{\partial p_{IV}}{\partial z} \right|_{z=d+h_1+d_1+d_2} = \rho_o \omega^2 w_2(x) \quad (2.2.1.13)$$

$$\left. \frac{\partial p_V}{\partial z} \right|_{z=d+h_1+h_2+d_1+d_2} = \rho_o \omega^2 w_2(x) \quad (2.2.1.14)$$

Transiciones aire – material absorbente:

$$p_{II}(z = h_1 + d_1) = p_{III}(z = h_1 + d_1) \quad (2.2.1.15)$$

$$p_{III}(z = h_1 + d_1 + d) = p_{IV}(z = d + h_1 + d_1) \quad (2.2.1.16)$$

$$\frac{1}{\rho_o} \left| \frac{\partial p_{II}}{\partial z} \right|_{z=h_1+d_1} = \frac{1}{\rho_b} \left| \frac{\partial p_{III}}{\partial z} \right|_{z=h_1+d_1} \quad (2.2.1.17)$$

$$\frac{1}{\rho_b} \left| \frac{\partial p_{IV}}{\partial z} \right|_{z=d+h_1+d_1+d_2} = \frac{1}{\rho_o} \left| \frac{\partial p_{III}}{\partial z} \right|_{z=d+h_1+d_1+d_2} \quad (2.2.1.18)$$

El sistema de ecuaciones diferenciales descrito se puede resolver mediante transformadas de Fourier en la variable  $x$  [Alb00]. Las soluciones son de la forma:

$$w_1(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} w_1(s) e^{-jsx} ds \quad (2.2.1.19)$$

$$w_2(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} w_2(s) e^{-jsx} ds \quad (2.2.1.20)$$

$$p_1(x, z) = p_{in}(x, z) + p_r(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} (p_{in}(s) e^{az} + p_r(s) e^{-az}) \cdot e^{-jsx} ds \quad (2.2.1.21)$$

$$P_{II}(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} (A_2(s) \cos a_2 z + B_2(s) \sen a_2 z) \cdot e^{-jsx} ds \quad (2.2.1.22)$$

$$P_{III}(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} (A_3(s) \cos bz + B_4(s) \sen bz) \cdot e^{-jsx} ds \quad (2.2.1.23)$$

$$P_{IV}(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} (A_4(s) \cos a_2 z + B_4(s) \sen a_2 z) \cdot e^{-jsx} ds \quad (2.2.1.24)$$

$$p_v(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} p_t(s) e^{az} \cdot e^{-jsx} ds \quad (2.2.1.25)$$

$$a = \sqrt{k_o^2 - s^2} \quad (2.2.1.26)$$

$$a_2 = \sqrt{s^2 - k_o^2} \quad (2.2.1.27)$$

$$b = \sqrt{k_b^2 - s^2} \quad (2.2.1.28)$$

Las ecuaciones (2.2.1.3) y (2.2.1.9), así como las condiciones de contorno (2.2.1.11) a (2.2.1.18) se convierten en relaciones algebraicas a través de la transformada de Fourier.  $p_t$  es la presión transmitida.

### 2.2.2- Análisis Estadístico de Energía (SEA)

Los modelos de predicción de sistemas multicapa existentes no se adaptan bien a medidas reales porque en la teoría se suponen estructuras periódicas. Una aproximación alternativa es usar SEA (Statistical Energy Analysis), que tiene la ventaja de poder calcular la transmisión sonora de cada partición, así como de la estructura completa. Además el modelo no depende de la forma de excitación y permite que los resultados de transmisión directa se incorporen fácilmente en el modelo general que incluye el flanqueo. La limitación es que las propiedades y los modos globales no se consideran. Cada subsistema es multimodal para sí mismo y esto puede que no sea estrictamente válido para componentes pequeñas a bajas frecuencias.

El método SEA se usa para modelar la transmisión sonora a través de particiones ligeras multicapa. Intenta aplicar una versión simple de la teoría de transporte a una extensa clase de problemas de vibración. En un problema típico, una estructura complicada (que consiste en muchas partes interconectadas) se excita en un punto particular y se mide el nivel de vibración. El método consiste en descomponer la estructura en subsistemas y modelar el problema como flujo de energía entre los subsistemas usando una aproximación estadística común para la mayoría de áreas de física.

Depende del rango de frecuencia considerado y del método de construcción. A baja frecuencia una pared puede modelarse como un sistema único, sin embargo, a alta frecuencia tiene que modelarse como un número de subsistemas interconectados [Cra00]. Para espacios muy grandes esta teoría no es fiable.

Las teorías clásicas muestran que a baja frecuencia las dos caras de un panel se mueven con la misma velocidad y en fase, por tanto se puede usar la teoría de una sola cara, en esto se basa el modelo SEA. A alta frecuencia, las dos caras no se mueven con igual velocidad y fase, entonces debe modelarse como dos subsistemas acoplados por una cavidad (que es también un subsistema).

SEA requiere la excitación sobre una banda de frecuencia estrecha en alta frecuencia para que se excite un número alto de modos resonantes de los subsistemas. [Kul96]

La transmisión sonora según la ley de masas se debe a la vibración modal no resonante mientras que la transmisión aumenta en la región de coincidencia y se debe a la vibración modal resonante.

Se utiliza la teoría desarrollada por Lyon para predecir las pérdidas por transmisión de la partición. [Lyo75].

Las primeras aplicaciones de SEA a particiones multicapa las realizaron Price&Crocker.

Clásicamente, si una estructura se expone a una excitación acústica, para calcular la respuesta de la estructura es necesario determinar las formas de los modos y calcular la respuesta de cada uno. La superposición de esas respuestas modales producirá la respuesta estructural total. Esta aproximación es impracticable cuando hay muchos modos presentes, aunque el método siga siendo válido teóricamente. En los últimos años, el método SEA se ha desarrollado y aplicado a muchos problemas para estimar la respuesta de estructuras complicadas cuando hay muchos modos presentes. En 1968, Crocker y Price empezaron a aplicar SEA al problema de la estimación de la respuesta y T.L. (pérdidas por transmisión) de un panel finito, incluyendo el efecto de la rigidez y el amortiguamiento del panel. Posteriormente se extendió el estudio al problema de una estructura de partición doble finita con material absorbente en la cavidad. Para predecir las pérdidas por transmisión y la amplitud de vibración es necesario conocer la resistencia de radiación de la partición. La amplitud de vibración a cualquier frecuencia se debe a la respuesta de los modos resonantes. La amplitud de vibración está entonces gobernada por la resistencia total y por la resistencia de radiación del panel a cualquier frecuencia particular.

El problema de la transmisión sonora puede considerarse como un sistema de cinco osciladores acoplados linealmente, habitación-panel-cavidad-panel-habitación [Pric69], que se describe a continuación.

Si un conjunto de osciladores está acoplado linealmente, entonces el flujo de potencia  $\Pi_{ab}$  de un sistema a otro es directamente proporcional a la diferencia de las energías modales del sistema [Lyo65]. Esta es la hipótesis clave de SEA, es decir

$$\Pi_{ab} = \phi_{ab} (\langle E_a \rangle - \langle E_b \rangle) \quad (2.2.2.1)$$

La constante de proporcionalidad se denomina factor de acople (coupling factor) y puede determinarse si se define el elemento de acople.

Se consideran dos habitaciones reverberantes aisladas unidas por una cavidad, cada habitación se conecta acústicamente con la cavidad mediante un panel, los dos paneles son paralelos y están fijados por sus bordes en una abertura en las paredes adyacentes a cada habitación. Los ejes alrededor de la cavidad de aire entre paneles se cubren con

material absorbente. Este modelo analítico puede considerarse como un sistema resonante acoplado de cinco partes, como se muestra esquemáticamente en la figura 2.2.2.1.

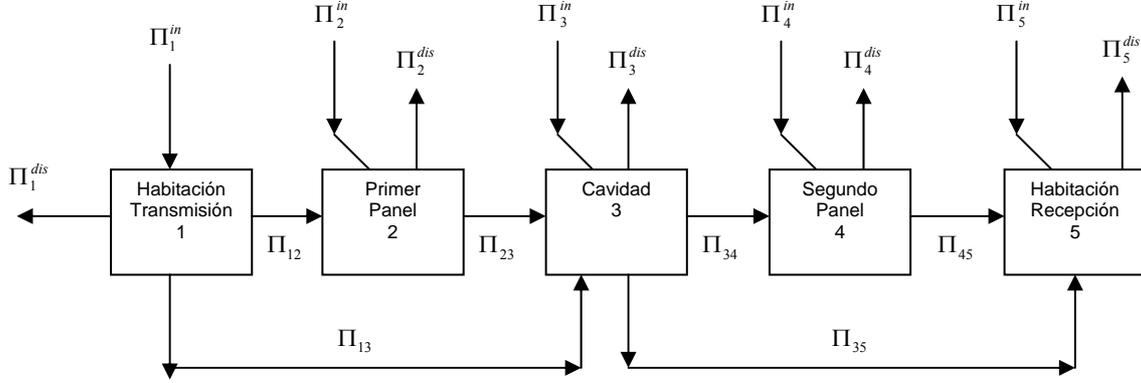


figura 2.2.2.1. Diagrama de bloque de flujo de potencia del sistema acoplado.

Las ecuaciones de balance de flujo de potencia asumiendo que no hay flujo de panel a panel resultarán:

$$\Pi_1^{in} = \Pi_1^{dis} + \Pi_{12} + \Pi_{13} \quad (2.2.2.2)$$

$$\Pi_2^{in} = \Pi_2^{dis} - \Pi_{12} + \Pi_{23} \quad (2.2.2.3)$$

$$\Pi_3^{in} = \Pi_3^{dis} - \Pi_{13} - \Pi_{23} + \Pi_{34} + \Pi_{35} \quad (2.2.2.4)$$

$$\Pi_4^{in} = \Pi_4^{dis} - \Pi_{34} + \Pi_{45} \quad (2.2.2.5)$$

$$\Pi_5^{in} = \Pi_5^{dis} - \Pi_{35} - \Pi_{45} \quad (2.2.2.6)$$

$n_r$  se define como la densidad modal del subsistema  $r$  (es el número de modos resonantes por unidad de banda de frecuencia). Cada modo del sistema se asume que tiene la misma energía vibracional de tiempo-promedio  $E_r$ .

$\eta_r$  es el factor de amortiguamiento. Se define como la pérdida de potencia en disipación para un subsistema particular  $r$  y viene dado por

$$\Pi_r^{dis} = n_r \eta_r E_r \quad (2.2.2.7)$$

$\eta_{rs}$  es el factor de pérdidas por acoplamiento (coupling loss factor). El flujo de potencia de un subsistema  $r$  a un subsistema  $s$  se define como

$$\Pi_{r \rightarrow s} = n_r \eta_{rs} E_r \quad (2.2.2.8)$$

Se cumple la relación de reciprocidad  $n_r \eta_{rs} = n_s \eta_{sr}$ .

Usando la ecuación 2.2.2.1.a y las relaciones anteriores se obtiene:

$$\Pi_1^{in} = \omega \eta_1 E_1 + \omega \eta_{12} n_1 \left( \frac{E_1}{n_1} - \frac{E_2}{n_2} \right) + \omega \eta_{13} n_1 \left( \frac{E_1}{n_1} - \frac{E_3}{n_3} \right) \quad (2.2.2.9)$$

$$\Pi_2^{in} = \omega \eta_2 E_2 - \omega \eta_{12} n_1 \left( \frac{E_1}{n_1} - \frac{E_2}{n_2} \right) + \omega \eta_{23} n_2 \left( \frac{E_2}{n_2} - \frac{E_3}{n_3} \right) \quad (2.2.2.10)$$

$$\Pi_3^{in} = \omega \eta_3 E_3 - \omega \eta_{13} n_1 \left( \frac{E_1}{n_1} - \frac{E_3}{n_3} \right) + \omega \eta_{23} n_2 \left( \frac{E_2}{n_2} - \frac{E_3}{n_3} \right) \quad (2.2.2.11)$$

$$+ \omega \eta_{34} n_3 \left( \frac{E_3}{n_3} - \frac{E_4}{n_4} \right) + \omega \eta_{35} n_3 \left( \frac{E_3}{n_3} - \frac{E_5}{n_5} \right) \quad (2.2.2.12)$$

$$\Pi_4^{in} = \omega \eta_4 E_4 - \omega \eta_{34} n_3 \left( \frac{E_3}{n_3} - \frac{E_4}{n_4} \right) + \omega \eta_{45} n_4 \left( \frac{E_4}{n_4} - \frac{E_5}{n_5} \right) \quad (2.2.2.13)$$

$$\Pi_5^{in} = \omega \eta_5 E_5 - \omega \eta_{35} n_3 \left( \frac{E_3}{n_3} - \frac{E_5}{n_5} \right) - \omega \eta_{45} n_4 \left( \frac{E_4}{n_4} - \frac{E_5}{n_5} \right) \quad (2.2.2.13)$$

El sonido se pone en el subsistema 1 por lo tanto

$$\Pi_2^{in} = \Pi_3^{in} = \Pi_4^{in} = \Pi_5^{in} = 0 \quad (2.2.2.14)$$

Se busca la relación  $E_1 / E_5$

$$\frac{E_1}{E_5} = \frac{\left\{ \left( \eta_{5t} + \frac{\eta_{54} \eta_{35}}{\eta_{34}} \right) \left[ \frac{\eta_{4t}}{\eta_{34}} \left( \eta_{3t} - \frac{\eta_{23} \eta_{32}}{\eta_{2t}} \right) - \eta_{43} \right] - \left( \eta_{45} + \frac{\eta_{4t} \eta_{35}}{\eta_{34}} \right) \left[ \frac{\eta_{54}}{\eta_{34}} \left( \eta_{3t} - \frac{\eta_{32} \eta_{23}}{\eta_{2t}} \right) - \eta_{53} \right] \right\}}{\left[ \left( \eta_{45} + \frac{\eta_{4t} \eta_{35}}{\eta_{34}} \right) \left( \eta_{13} + \frac{\eta_{12} \eta_{23}}{\eta_{2t}} \right) \right]} \quad (2.2.2.15)$$

donde

$$\eta_{2t} = \eta_2 + \eta_{21} + \eta_{23} \quad (2.2.2.16)$$

$$\eta_{3t} = \eta_3 + \eta_{31} + \eta_{32} + \eta_{34} + \eta_{35} \quad (2.2.2.17)$$

$$\eta_{4t} = \eta_4 + \eta_{43} + \eta_{45} \quad (2.2.2.18)$$

$$\eta_{5t} = \eta_5 + \eta_{53} + \eta_{54} \quad (2.2.2.19)$$

La relación  $E_1 / E_5$  da el índice de reducción sonora (Noise Reduction).

$$NR = 10 \log \left( \frac{E_1}{E_5} \right) - 10 \log \left( \frac{V_1}{V_5} \right) \quad (2.2.2.20)$$

donde  $V_1$  y  $V_5$  son los volúmenes de las habitaciones 1 y 5 respectivamente. El NR está relacionado con el T.L.(Transmisión Loss o pérdidas por transmisión) de la siguiente forma

$$TL = NR + 10 \log \left( \frac{AcT_5}{24V_5 \ln(10)} \right) \quad (2.2.2.21)$$

donde  $A$  es el área de la superficie del panel,  $c$  es la velocidad del sonido en el aire y  $T_5$  es el tiempo de reverberación del subsistema 5 o de recepción.

Los parámetros involucrados en el cálculo se evalúan de la siguiente forma:

*a) Densidad modal del panel*

La densidad modal de un panel soportado simplemente se define como

$$n_p(\omega) = \frac{\sqrt{3}A}{2\pi h c_L} \quad (2.2.2.22)$$

donde  $A$  es la superficie del panel,  $h$  el espesor del panel y  $c_L$  la velocidad longitudinal de las ondas del panel. A alta frecuencia esta aproximación es buena para cualquier condición límite.

*b) Densidad modal de una habitación*

Se define como:

$$n_R(\omega) = \frac{V\omega^2}{2\pi^2 c^3} \quad (2.2.2.23)$$

donde  $V$  es el volumen de la habitación y  $c$  es la velocidad del sonido en el aire.

*c) Factor de pérdidas debido al acople de los paneles a las habitaciones*

El factor de pérdidas debido al acople (Coupling Loss Factor) de los paneles a las habitaciones adyacentes se definen como

$$\eta_{21} = R_2^{rad} / \omega M_2 \quad (2.2.2.24)$$

$$\eta_{45} = R_4^{rad} / \omega M_4 \quad (2.2.2.25)$$

donde  $M_2$  y  $M_4$  son las masas totales de los paneles 2 y 4 respectivamente, y  $R_i^{rad}$  es la resistencia de radiación de cada panel.

*d) Factor de pérdidas debido al acople de los paneles a la cavidad*

Estos factores de pérdidas serán diferentes de los anteriores, dependiendo de si la frecuencia es superior o inferior a la frecuencia crítica ( $f_c$ ), se asumirá que radian al espacio medio o a  $1/4$  del espacio respectivamente.

En cuanto al comportamiento modal, los modos resonantes de un panel pueden dividirse en dos clases, modos con frecuencias de resonancia por encima de la frecuencia crítica o de coincidencia, y que tienen velocidades de flexión mayores que la velocidad del sonido en el aire (acústicamente rápidos), y los modos con frecuencias por debajo de la frecuencia crítica y por tanto con velocidades menores que la velocidad del sonido (acústicamente lentos). [Croc68].

La vibración modal de un panel finito se basa en ondas estacionarias. Cada onda estacionaria puede considerarse que consiste en dos pares de ondas de flexión, las ondas de cada par viajan en direcciones opuestas. Se considera un modo que tiene velocidades de fase de onda de flexión que son subsónicas en direcciones paralelas a ambos pares de ejes. En este caso, el fluido producirá ondas de presión que viajarán más rápidas que las ondas de flexión del panel y presiones acústicas creadas por celdas de  $1/4$  de onda (como se muestra en la figura 2.2.2.2.) que se cancelarán en todos los lugares menos en las esquinas.

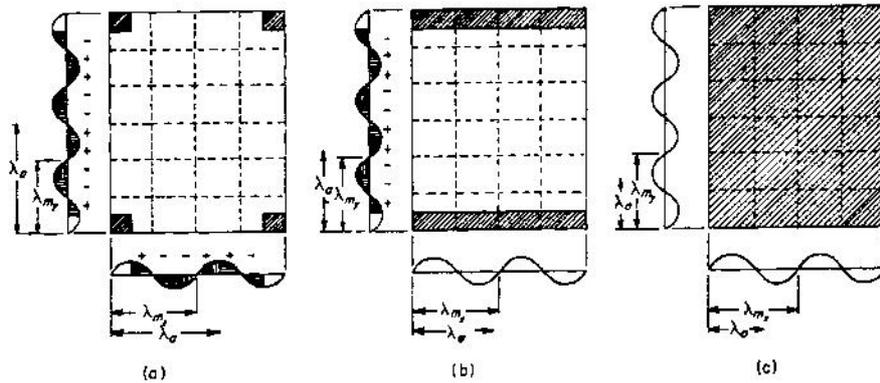


Figura 2.2.2.2. Relaciones de longitud de onda y áreas radiando para a) modos de esquina, b) modos de borde-X, y c) modos de superficie. Las áreas efectivas radiantes en color oscuro. [Croc68]

Si un modo tiene velocidad de fase de onda de flexión subsónica en una dirección paralela a un par de ejes y supersónica en una dirección paralela al otro par, entonces la cancelación sólo puede ocurrir en una dirección del eje y para el modo mostrado en la figura 2.2.2.2.(b), las celdas de  $\frac{1}{4}$  de onda se ve que se cancelan en todo lugar excepto en los ejes x. Los modos acústicamente rápidos tienen ondas de flexión que son supersónicas en direcciones paralelas a ambos pares de ejes. Entonces el fluido no puede producir ondas de presión que se muevan lo suficientemente rápido para causar cualquier cancelación, véase figura 2.2.2.2 (c).

Como los modos acústicamente rápidos radian por toda la superficie del área del panel, se conocen como modos de superficie. Con estos modos la longitud de onda de flexión del panel siempre se igualará a la longitud de onda acústica que viaja por la superficie del panel mediante ondas acústicas en algún ángulo particular de incidencia del panel, por tanto, los modos de superficie tienen una eficiencia de radiación alta. Esto no ocurre para los modos acústicamente lentos, porque la longitud de onda viajera acústica siempre será mayor que la longitud de onda de flexión, por tanto los modos acústicamente lentos presentan eficiencia de radiación baja.

A la frecuencia crítica (cuando la longitud de onda de flexión del panel se iguala a la longitud de onda viajera de las ondas acústicas que rozan), la amplitud de vibración del panel es alta. La eficiencia de radiación que es proporcional a la resistencia de radiación es también alta. Por tanto a la frecuencia crítica la transmisión sonora es alta y se debe a los modos resonantes en una banda centrada en esa frecuencia. Ya que los modos son resonantes, se puede reducir la transmisión con efectividad en esta región incrementando el amortiguamiento interno del panel.

Por debajo de la coincidencia, la amplitud de vibración de los modos resonantes es baja y la eficiencia de radiación es también baja. En esta región, normalmente se encuentra que la mayoría del sonido se transmite por modos que no son resonantes en la banda de frecuencia bajo consideración. Como estos modos no se excitan a sus frecuencias de resonancia están poco afectados por el amortiguamiento interno. La contribución debida a los modos no resonantes proviene de la bien conocida transmisión de la ley de masas.

Justo por encima de la coincidencia, la amplitud de vibración y la eficiencia de radiación del panel son altas y la transmisión es todavía resonante. Sin embargo, conforme la frecuencia aumenta, el amortiguamiento interno aumenta rápidamente, la transmisión no resonante se hace más importante, y la transmisión de nuevo se aproxima a la ley de masas.

La importancia relativa de la transmisión resonante y no resonante depende de la estructura bajo consideración y de la variación de la resistencia de radiación y la interna con la frecuencia.

La radiación de paneles ha sido estudiada previamente por Maidanik, Smith y Lyon [Mai65]. Muestran que hay tres clasificaciones de modos al aumentar la eficiencia de radiación de un panel: de esquina (corner), de bordes (edge) y de superficie (surface modes). Considerando que  $k_m$  es el número de onda de flexión del modo  $m$  del panel,  $c_m$  es la velocidad de la onda de flexión del modo  $m$  del panel y  $k_a$  es el número de onda acústico.

La relación entre las componentes del número de onda ( $k_{mx}k_{my}$ ) con el número de onda acústico ( $k$ ) y número de onda de flexión ( $k_b$ ) clasifican acústicamente el modo de la placa como modo de esquina, de borde o superficie. [Opp97]

$$k_b = \left( \frac{\omega}{\kappa c_l} \right)^{1/2} \quad (2.2.2.26)$$

donde  $\kappa$  es el radio de giro de la placa y  $c_l$  es la velocidad volumétrica de la placa.

*d.a) Modos resonantes  $f < f_c$*

Son modos acústicamente lentos,  $c_m < c$ ,  $k_m > k_a$ . Pueden existir modos de esquina y de bordes.

d.a.1)modos de esquina (ambos números de onda a lo largo de los ejes del panel  $k_{mx1}$  y  $k_{mx3}$  exceden  $k_a$ )

d.a.2)modos de borde (sólo uno de los números de onda a lo largo de los ejes del panel  $k_{mx1}$  o  $k_{mx3}$  excede  $k_a$ ). Los modos de borde son mucho más eficientes que los modos de esquina.

Como la radiación de los modos de esquina es muy ineficiente se desprecia. Por tanto, para  $f < f_c$  toda la radiación se deberá a modos de borde.

Los ejes del panel son adyacentes a los ejes de la cavidad, se asume que son aproximadamente dos veces su eficiencia de radiación cuando están cara a cara con la cavidad.

$$\eta_{23} = 2R_2^{rad} / \omega M_2, \quad \omega < \omega_c \quad (2.2.2.27)$$

$$\eta_{43} = 2R_4^{rad} / \omega M_4, \quad \omega < \omega_c \quad (2.2.2.28)$$

*d.b) Modos resonantes  $f > f_c$*

Son modos acústicamente rápidos,  $c_m > c$ ,  $k_m < k_a$ . Son radiadores muy eficientes, se denominan modos de superficie. No existe cancelación de velocidad volumétrica y radian a partir de su área de superficie completa. Para  $f > f_c$ , el panel radia en el espacio completo.

$$\eta_{23} = R_2^{rad} / \omega M_2, \quad \omega > \omega_c \quad (2.2.2.29)$$

$$\eta_{43} = R_4^{rad} / \omega M_4, \quad \omega > \omega_c \quad (2.2.2.30)$$

*e) Resistencia de radiación*

La expresión de la resistencia de radiación de una placa, simplemente soportada en un bafle rígido y radiando por una cara en una cámara reverberante fue derivada por Maidanik. Su expresión se comentará en 2.3.3.

*f) Factor de pérdidas debido al acople no resonante habitación-cavidad*

Puede determinarse a partir de la ley de masas:

$$10 \log \eta_{13} = -TL_2 + 10 \log \left( \frac{A_2 c}{4V_1 \omega} \right) \quad (2.2.2.31)$$

$$10 \log \eta_{53} = -TL_4 + 10 \log \left( \frac{A_4 c}{4V_5 \omega} \right)$$

$A_2$  y  $A_4$  son las superficies de los paneles 2 y 4 respectivamente.

*g) Transmisión no resonante*

En una banda de frecuencia dada, hay dos tipos de modos, modos resonantes, que tienen sus frecuencias naturales en la banda bajo consideración y por tanto tienen una respuesta alta, y los modos no resonantes, que se excitan tal que sus frecuencias naturales caen fuera de la banda [Pric69].

Los modos no resonantes son los responsables de la “ley de masas” de transmisión sonora. Esto explica la poca efectividad del amortiguamiento a baja frecuencia, donde los modos resonantes son radiadores ineficientes, y por tanto la transmisión se debe principalmente a los modos no resonantes.

Para la transmisión no resonante, la energía fluye como se muestra en la figura 2.2.2.3., esquemáticamente, directamente del sistema 1 resonante al sistema 3 resonante, y entonces al sistema 5, ya que los sistemas 2 y 4 no son resonantes.

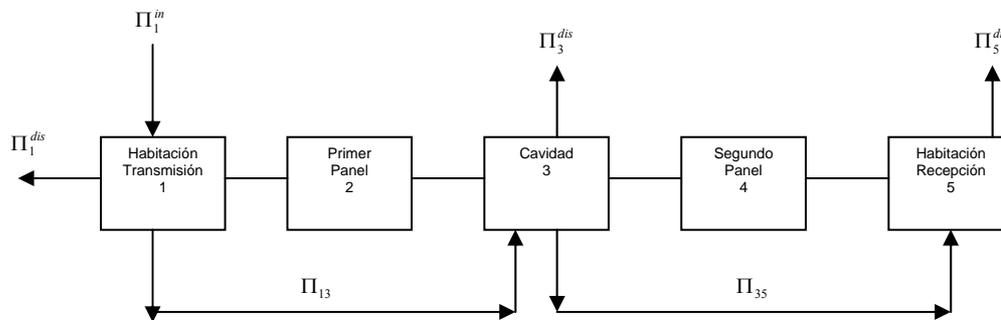


Figura 2.2.2.3. Flujo de transmisión no resonante en un sistema de cinco osciladores acoplados

Considerando la ecuación de flujo de potencia para los sistemas 3 y 5 y despreciando la transmisión resonante:

$$\Pi_3^{in} = \Pi_3^{dis} - \Pi_{13} + \Pi_{35} = 0 \quad (2.2.2.32)$$

$$\Pi_5^{in} = \Pi_5^{dis} - \Pi_{35} = 0 \quad (2.2.2.33)$$

Estas ecuaciones pueden reescribirse sustituyendo cada término anterior, obteniéndose:

$$\frac{E_1}{E_5} = \frac{1}{\eta_{13}} \left( \frac{\eta_{5t}^* \eta_{3t}^*}{\eta_{35}} - \eta_{53} \right) \quad (2.2.2.34)$$

donde

$$\begin{aligned} \eta_{5t}^* &= \eta_5 + \eta_{53} \\ \eta_{3t}^* &= \eta_3 + \eta_{31} + \eta_{35} \end{aligned} \quad (2.2.2.35)$$

A partir de la ecuación anterior, se puede obtener la reducción sonora de la ley de masas no resonante y por tanto las pérdidas por transmisión (TL). El límite mayor del TL da el mejor aislamiento para un sistema de doble panel, ya que los modos del panel resonantes que producirían una gran transmisión de energía se desprecian.

### 2.2.3. Modelo de Ookura&Saito

Este modelo considera una estructura general de paredes múltiples infinitas. Dicha estructura está construida con N elementos y cada uno de estos elementos puede ser una capa impermeable, una cámara de aire o un material absorbente.

Se denomina  $p_i$  a la onda de presión incidente y  $p_r$  a la onda de presión reflejada. Se supone que una onda plana incide sobre la cara izquierda del elemento N-ésimo con un ángulo de incidencia  $\theta$ . La onda que incide por la parte izquierda continuará propagándose a través de la estructura y radiará por la cara derecha del primer elemento como una onda plana de presión  $p_t$  hacia un campo libre con un ángulo de transmisión  $\theta_t$ .

En el análisis se numera con el subíndice  $i=1, 2, \dots, n$  cada uno de los parámetros físicos del i-ésimo elemento, y se utiliza un segundo subíndice para indicar un parámetro de la cara izquierda del elemento (un 2) y la cara derecha (un 1), tal y como se aprecia en la figura 2.2.3.1.

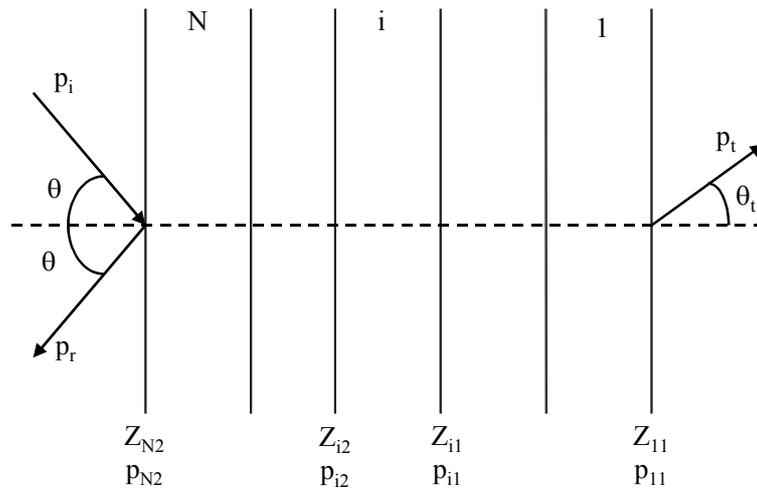


Figura 2.2.3.1. Modelo multicapa

El cociente entre la presión en la superficie de incidencia  $p_{N2}$  y la presión incidente  $p_i$  es la siguiente:

$$\frac{p_{N2}}{p_i} = \frac{p_i + p_r}{p_i} = \frac{2Z_{N2}}{Z_{N2} + \frac{\rho c}{\cos \theta}} \quad (2.2.3.1)$$

donde  $Z_{N2}$  es la impedancia acústica normal vista desde la cara izquierda de la superficie del n-ésimo elemento y  $\frac{\rho c}{\cos \theta}$  es la impedancia acústica normal en campo

libre de una superficie con incidencia oblicua, la cual es igual a la relación de impedancias del primer elemento  $Z_{11}$ . Usando las condiciones de presión en cada superficie, la expresión del coeficiente de transmisión para incidencia oblicua resulta:

$$\tau(\theta) = \left| \frac{p_t}{p_i} \right|^2 = \left| \frac{p_{11}}{p_i} \right|^2 = \left| \frac{p_{N2}}{p_i} \right|^2 \left| \frac{p_{N1}}{p_{N2}} \dots \frac{p_{i1}}{p_{i2}} \dots \frac{p_{11}}{p_{12}} \right|^2 \quad (2.2.3.2)$$

De este modo, se obtiene la expresión del índice de debilitamiento para incidencia aleatoria:

$$R_d = 10 \log \left[ \frac{\int_0^{\theta_1} \cos \theta \operatorname{sen} \theta \cdot d\theta}{\int_0^{\theta_1} \tau(\theta) \cos \theta \operatorname{sen} \theta \cdot d\theta} \right] \quad (2.2.3.3)$$

donde  $\theta_1$  es el ángulo límite por encima del cual se asume que el sonido no se recibe. Dicho ángulo varía entre  $70^\circ$  y  $85^\circ$ .

A partir de la relación de presiones a través de cada uno de los elementos y de  $Z_{N2}$  se puede calcular el índice de debilitamiento según la expresión anterior. Las relaciones de presiones se pueden obtener a partir de las características de impedancia de cada superficie.

Existen tres tipos de elementos básicos con el cociente propio de presiones y de impedancias:

### 1° Capa Impermeable:

Se considera que las vibraciones de una placa infinita de espesor  $h$  producen una diferencia de presiones a ambos lados de la placa. En este caso, la velocidad de la placa en la dirección  $x$  se puede escribir como:

$$u = \frac{p_2 - p_1}{Z_m} \quad (2.2.3.4)$$

donde  $p_2$  es la presión sonora que incide sobre la superficie en  $x = 0$ ,  $p_1$  es la presión que se transmite en  $x = h$  y  $Z_m$  es la llamada impedancia de superficie de la placa y viene dada por:

$$Z_m = \eta \omega m \left( \frac{\omega}{\omega_c} \right)^2 \operatorname{sen}^4 \theta + j \omega m \left[ 1 - \left( \frac{\omega}{\omega_c} \right)^2 \operatorname{sen}^4 \theta \right] \quad (2.2.3.5)$$

donde  $\omega$  es la frecuencia angular de la onda sonora,  $m$  es la masa por unidad de área,  $\omega_c$  es frecuencia angular crítica de la placa y  $\eta$  es el factor de pérdidas de la placa. En la superficie de la placa la velocidad a ambos lados debe ser la misma que la velocidad de la propia placa. Teniendo todo esto en cuenta se pueden obtener las siguientes expresiones:

$$Z_2 = Z_1 + Z_m \quad (2.2.3.6)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{Z_2}{Z_1} \quad (2.2.3.7)$$

donde  $Z_2$  es la impedancia acústica normal a la superficie en  $x = 0$  y  $Z_1$  es la impedancia acústica normal en  $x = h$ .

### 2° Material Acústico Absorbente:

Para una superficie de este material con un espesor  $d$  y una extensión lateral infinita, se considera que incide una onda plana con un ángulo  $\theta$  con respecto a la normal y un ángulo  $\phi$  con respecto al eje OY, como se ve en la figura 2.2.3.2. La suma de presiones incidente y reflejada (omitiendo el factor temporal  $e^{j\omega t}$ ) es:

$$p = (p_i e^{-jkx \cos \theta} + p_r e^{jkx \cos \theta}) e^{jk(y \cos \phi + z \sin \phi) \sin \theta} \quad (2.2.3.8)$$

donde  $k$  es el número de onda en campo libre.

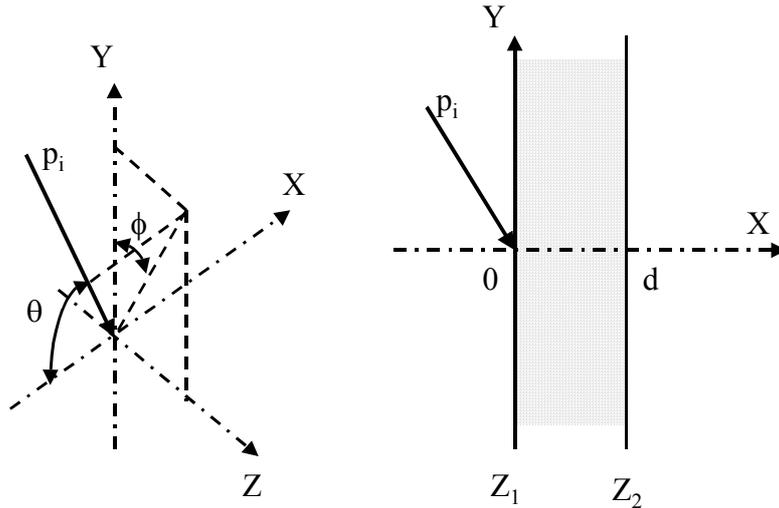


Figura 2.2.3.2. Esquema de direcciones y ejes para el material absorbente

La presión sonora transmitida y la velocidad en el material se definen como:

$$p_m = (Ae^{-qx} + Be^{qx})e^{(ry+sz)} \quad (2.2.3.9)$$

$$u_m = -\frac{1}{g_x Z_{ox}} \frac{\partial p_m}{\partial x} = \frac{q}{g_x Z_{ox}} (Ae^{-qx} - Be^{qx})e^{(ry+sz)} \quad (2.2.3.10)$$

cumpléndose que:

$$\frac{q^2}{g_x^2} + \frac{r^2}{g_y^2} + \frac{s^2}{g_z^2} = 1 \quad (2.2.3.11)$$

donde  $g_x$ ,  $g_y$ ,  $g_z$  son las constantes de propagación y  $Z_{ox}$ ,  $Z_{oy}$  y  $Z_{oz}$  son las impedancias características de un material no isótropo en las direcciones OX, OY, y OZ. Se considera la continuidad de las presiones a través de la superficie en  $x = 0$  para todos los valores de  $z$  e  $y$ , y al final se llega a:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{|p_m|_{x=0}}{|p_m|_{x=d}} = \frac{A+B}{Ae^{-qd} + Be^{qd}} = \frac{\cosh(qd + \varphi)}{\cosh \varphi} \quad (2.2.3.12)$$

donde:

$$\varphi = \coth^{-1} \left( \frac{Z_1}{g_x Z_{ox} / q} \right) \quad (2.2.3.13)$$

En la práctica, se pueden considerar los materiales absorbentes acústicos homogéneos e isotrópicos, por lo tanto:

$$g_x = g_y = g_z \cong \gamma \quad (2.2.3.14)$$

$$Z_{ox} = Z_{oy} = Z_{oz} \cong Z_0 \quad (2.2.3.15)$$

donde  $\gamma$  es la constante de propagación y  $Z_0$  es la impedancia característica del material absorbente. Por tanto, la ecuación anterior se puede simplificar:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{\cosh(qd + \varphi)}{\cosh \varphi} \quad (2.2.3.16)$$

con:

$$\varphi = \coth^{-1} \left( \frac{qZ_1}{\gamma Z_0} \right) \quad (2.2.3.17)$$

### 3º Cámara de Aire:

En una cámara de aire se cumple que:

$$\gamma = jk \quad (2.2.3.18)$$

$$Z_0 = \rho_0 c_0 \quad (2.2.3.19)$$

por lo que las expresiones resultan:

$$q = jk \cos \theta \quad (2.2.3.20)$$

$$Z_2 = \frac{\rho_0 c_0}{\cos \theta} \coth(jkd \cos \theta + \varphi) \quad (2.2.3.21)$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{\cosh(jkd \cos \theta + \varphi)}{\cosh \varphi} \quad (2.2.3.22)$$

siendo:

$$\varphi = \coth^{-1} \left( \frac{Z_1 \cos \theta}{\rho_0 c_0} \right) \quad (2.2.3.23)$$

A continuación se resumen brevemente los modelos que se utilizan para la caracterización de materiales fibrosos:

En general, la propagación del sonido a través de un material homogéneo e isótropo está determinada por dos valores complejos, la Constante de Propagación Compleja ( $\Gamma$ ) y la Impedancia Característica Compleja ( $Z$ ):

$$\Gamma = \alpha + j\beta \quad (2.2.3.24)$$

$$Z = R + jX \quad (2.2.3.25)$$

En la mayoría de modelos teóricos el parámetro a partir del cual se obtienen estas dos características de los materiales porosos es la Resistencia Específica al Flujo por unidad de Espesor ( $\sigma$ ), aunque existen otros modelos que se basan en el diámetro medio de la fibra.

**a) Modelo de Delany & Bazley**

En el modelo de Delany & Bazley [Del70], la constante de propagación compleja  $\Gamma$  y la impedancia característica compleja  $Z$ , pueden obtenerse de forma teórica mediante las fórmulas siguientes:

$$Z = \rho_o c_o \left[ 1 + 0.0571 \left( \frac{\rho_o f}{\sigma} \right)^{-0.754} - j0.087 \left( \frac{\rho_o f}{\sigma} \right)^{-0.732} \right] \quad (2.2.3.26)$$

$$\Gamma = \frac{j2\pi f}{c_o} \left[ 1 + 0.0978 \left( \frac{\rho_o f}{\sigma} \right)^{-0.700} - j0.189 \left( \frac{\rho_o f}{\sigma} \right)^{-0.595} \right] \quad (2.2.3.27)$$

siendo  $j = \sqrt{-1}$ ,  $\rho_o(\text{kg/m}^3)$  la densidad del aire,  $f$  (Hz) la frecuencia,  $c_o$  (m/s) la velocidad del sonido en el aire y  $\sigma(\text{N}\cdot\text{s/m}^4)$  la resistencia específica al flujo. Las relaciones anteriores se basan en interpolaciones de medidas en función del cociente  $f/\sigma$ . El rango válido para estas relaciones es el siguiente:

$$10^{-2} \leq \frac{f}{\sigma} \leq 1 \quad (2.2.3.28)$$

**b) Modelo de Miki**

En el modelo de Miki [Mik90a] se obtienen nuevos resultados basados en la interpolación de valores experimentales:

$$Z = \rho_o c_o \left[ 1 + 0.070 \left( \frac{f}{\sigma} \right)^{-0.632} - j0.107 \left( \frac{f}{\sigma} \right)^{-0.632} \right] \quad (2.2.3.29)$$

$$\Gamma = \frac{2\pi f}{c_o} \left[ 0.160 \left( \frac{f}{\sigma} \right)^{-0.618} + j \left( 1 + 0.109 \left( \frac{f}{\sigma} \right)^{-0.618} \right) \right] \quad (2.2.3.30)$$

Este modelo también presenta la limitación (2.2.3.28).

**c) Modelo de Allard & Champoux**

En este modelo [All92], se corrige las deficiencias encontradas a bajas frecuencias en el modelo de Delany & Bazley. La constante de propagación compleja  $\Gamma$  y la impedancia característica compleja  $Z$ , pueden obtenerse de forma teórica a partir de fórmulas basadas en diferentes propiedades físicas del material fibroso:

$$Z = \sqrt{\rho K} \tag{2.2.3.31}$$

$$\Gamma = j2\pi f \sqrt{\frac{\rho}{K}} \tag{2.2.3.32}$$

donde  $\rho$  es lo que se denomina densidad dinámica y  $K$  el módulo de compresibilidad efectivo, que se obtienen a partir de las relaciones:

$$\rho = 1.2 + \sqrt{-0.0364 \left(\frac{\rho_0 f}{\sigma}\right)^{-2} - j0.1144 \left(\frac{\rho_0 f}{\sigma}\right)^{-1}} \tag{2.2.3.33}$$

$$K = 101320 \frac{j29.64 + \sqrt{2.82 \left(\frac{\rho_0 f}{\sigma}\right)^{-2} + j24.9 \left(\frac{\rho_0 f}{\sigma}\right)^{-1}}}{j21.17 + \sqrt{2.82 \left(\frac{\rho_0 f}{\sigma}\right)^{-2} + j24.9 \left(\frac{\rho_0 f}{\sigma}\right)^{-1}} \tag{2.2.3.34}$$

Las ecuaciones (2.2.3.33) y (2.2.3.34) se pueden usar en fibras de vidrio y lana de roca de diámetros de fibras medios siempre que se cumpla la relación  $f/\sigma \leq 1$ .

Dichas relaciones se modifican para el caso de materiales con fibras muy finas. El modelo no presenta limitaciones a bajas frecuencias como en el caso de los modelos de Delany & Bazley o Miki.

## 2.3. Radiación de placas

Un panel rectangular se utiliza en muchas configuraciones estructurales, resulta necesario conocer el acople del campo acústico con el panel vibrando. Es de gran importancia el conocimiento y comprensión del fenómeno como respuesta estructural al ruido y transmisión sonora. En esta sección se analiza, en primer lugar el modelo de pistón plano y a continuación se describe el formalismo general de la resistencia de radiación de una placa. En 2.3.3 se presenta la resistencia de radiación de placas según el modelo SEA. A continuación la resistencia de radiación derivada por Lyon y Maidanik donde se analiza el comportamiento de un modo, punto 2.3.4. En el punto 2.3.5 se presenta la ecuación derivada por Maidanik. En el punto siguiente se detalla el modelo de matriz de resistencia de radiación. En el último punto se comenta cómo influyen las condiciones de contorno en la resistencia de radiación.

### 2.3.1- Modelo de pistón plano.

El modelo de pistón plano parte de la hipótesis de que, en general, la radiación producida por la vibración de una superficie extendida, tal como un pistón, se puede obtener como la suma de presiones que producirían una asociación de fuentes simples. La presión total radiada por una superficie rectangular con velocidad de vibración armónica  $u_0(x,y)$  resulta, véase figura 2.3.1.

$$p = -j\rho_0 f e^{-j\omega t} \int_{x=-Lx/2}^{x=Lx/2} \int_{y=-Ly/2}^{y=Ly/2} \frac{u_0(x, y) e^{jk\sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + z_0^2}}}{\sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + z_0^2}} dx dy \quad (2.3.1.1)$$

Se supone que la velocidad de vibración es perpendicular a la superficie y que es constante en todos sus puntos.

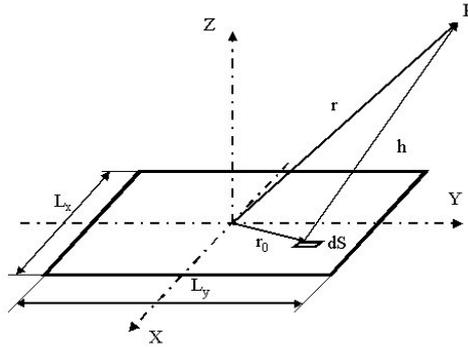


Figura 2.3.4. Pistón rectangular vibrante

El concepto de impedancia mecánica de radiación está asociado a la fuerza de reacción  $F_R$  que ejerce el aire sobre el panel del altavoz oponiéndose a que el panel se mueva, respecto a la velocidad con la que se mueve el panel.

$$Z_{MR} = \frac{F_R}{u_0 e^{-j\omega t}} \quad (2.3.1.2)$$

La fuerza de reacción depende de la presión que se ejerce sobre la superficie de la membrana

$$F_R = -\iint_S p dS' \quad (2.3.1.3)$$

Se sustituye la expresión de la presión radiada por una superficie rectangular (2.3.1.1) en la fuerza de reacción, integrando sobre todos los elementos de superficie y sustituyendo en (2.3.1.2) se obtiene

$$Z_{MR} = \frac{1}{u_0} j\rho_0 f u_0 \int_{x'=-Lx/2}^{x'=Lx/2} \int_{y'=-Ly/2}^{y'=Ly/2} \int_{x=Lx/2}^{x=Lx/2} \int_{y=Ly/2}^{y=Ly/2} \frac{e^{jk\sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + z_0^2}}}{\sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + z_0^2}} dx dy \quad (2.3.1.4)$$

Esta expresión se calcula aplicando el método de Romberg de integración numérica. Para un pistón circular las ecuaciones que se obtendrían se presentan en (2.3.6).

### 2.3.2-Resistencia de radiación. Formalismo General

Se considera un panel con movimiento de vibración de flexión únicamente [Mai62]. La potencia radiada por un panel viene expresada formalmente por la expresión:

$$W(\omega) = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} p(x,0) v^*(x) dx \right] \quad (2.3.2.1)$$

donde  $p$  es la presión en el eje  $x$  y  $v^*$  es la velocidad conjugada en  $x$ . Se considera la potencia radiada en el espacio medio  $z > 0$ .

La transformada de Fourier de la velocidad y la presión se definen como

$$v(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(ikx) v(k) dk \quad (2.3.2.2)$$

$$p(x,z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(ikx) \exp(ik_z z) p(k) dk \quad (2.3.2.3)$$

donde  $p(k)$  es la transformada de Fourier del campo de presiones.

La ecuación de movimiento para la vibración del panel resulta

$$\left( \nabla_x^2 + k_p^2 \right) \left( \nabla_x^2 - k_p^2 \right) v(x) = F(x) \quad (2.3.2.4)$$

donde  $F(x)$  representa los términos de fuente, incluyendo las condiciones límite y mecanismos de scattering y  $k_p$  es el número de onda en el panel.

Usando la transformada de Fourier se obtiene que

$$|v(k)|^2 = \frac{|\xi(k)|^2}{(k^2 - k_p^2)^2 (k^2 + k_p^2)^2} + |v_0|^2 A_p \delta(k - k_p) \quad (2.3.2.5)$$

$$F(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} dk \exp(ikx) \xi(k) \quad (2.3.2.6)$$

donde  $\xi(k)$  es la transformada de Fourier del término de la fuente,  $A_p$  es el área del panel,  $k \equiv (k_x, k_y)$  vector de onda variable en el plano del panel,  $dk \equiv (dk_x, dk_y)$ , y  $v_0$  es la amplitud de velocidad.

El último término de la ecuación (2.3.2.5) sólo está presente cuando la propagación de onda plana existe en el panel, esto sólo puede ocurrir cuando el panel es infinito o semi-infinito. Para un panel finito este término no existe.

Se asume que el campo de presiones satisface la ecuación de onda:

$$(\nabla^2 + k_a^2)p(x, z) = 0 \quad (2.3.2.7)$$

con  $k_a^2 = k^2 + k_z^2$ . Imponiendo la condición límite de que la velocidad de partícula en la dirección  $z$  y en  $z=0$  sea igual a la velocidad del panel:

$$v(x) = -\left(\frac{i}{\omega\rho_a}\right)\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_{z \rightarrow 0} \quad (2.3.2.8)$$

se obtiene la igualdad

$$p(k) = \frac{v(k)\rho_a c_a k_a}{(k_a^2 - k^2)^{1/2}} \quad (2.3.2.9)$$

Tomando la transformada de Fourier de la presión y la velocidad en (2.3.2.1), se obtiene:

$$W(\omega) = \frac{1}{2} \rho_a c_a k_a \operatorname{Re} \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} dk |v(k)|^2 / (k_a^2 - k^2)^{1/2} \right] \quad (2.3.2.10)$$

Cuando la vibración del panel es predominantemente modal, se puede definir una velocidad cuadrado promedio para el panel, donde la energía total almacenada en el panel es

$$E = \langle v_p^2 \rangle M_p \quad (2.3.2.11)$$

Cuando el movimiento del panel es cualquier modo de vibración singular o campo vibracional reverberante, se puede definir la resistencia de radiación a partir de:

$$W(\omega) = \langle v_p^2 \rangle R_{rad}(\omega) \quad (2.3.2.12)$$

La resistencia de radiación depende de la frecuencia de excitación y de las propiedades de la estructura y del medio en el que radia el sonido.

Para el caso de ondas libres en un panel infinito ( $F(x)=0$ ), se obtiene:

$$R_{rad}(\omega)/A_p = \begin{cases} 0 & k_p > k_a \\ \rho_a c_a (1 - k_p^2/k_a^2)^{-1/2}, & k_p < k_a \end{cases} \quad (2.3.2.13)$$

donde  $k_p$  es el número de onda en el panel. La ecuación (2.3.2.13) expone que una onda libre en un panel uniforme infinito no radiará sonido si su longitud de onda es menor (por debajo de la coincidencia) que la longitud de onda acústica, y radiará bien si su longitud de onda es mayor (por encima de la coincidencia) que la longitud de onda acústica. Para que una onda del panel se acople con el campo acústico su longitud de onda debe ser mayor que la longitud de onda acústica a la misma frecuencia.

El concepto de eficiencia de radiación se introduce para eliminar la dependencia de la impedancia del medio acústico y el tamaño del panel.

$$\sigma(\omega) = R_{rad}(\omega)/\rho c a b = W(\omega)/\rho c a b \langle v_p^2 \rangle \quad (2.3.2.14)$$

La eficiencia de radiación se define como la medida estadística de la resistencia de radiación modal promedio que relaciona el promedio de la velocidad normal al cuadrado, promediada sobre la superficie radiante, y la potencia radiada [Are02].

El número de onda del panel vibrando en uno de sus modos naturales ( $m, n$ ) se define:

$$k_p = \left[ \left( \frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left( \frac{n\pi}{b} \right)^2 \right] \quad (2.3.2.15)$$

$k_p^2$  es proporcional a la frecuencia natural del panel. [Wal72]

### 2.3.3-Resistencia de radiación de un panel según SEA

Se supone un panel suspendido en una cámara reverberante y se excita mediante un shaker o excitador de fuerza. La cámara puede considerarse como el sistema 1 y el panel como el sistema 2, véase figura 2.3.3.1. [Lyo65]

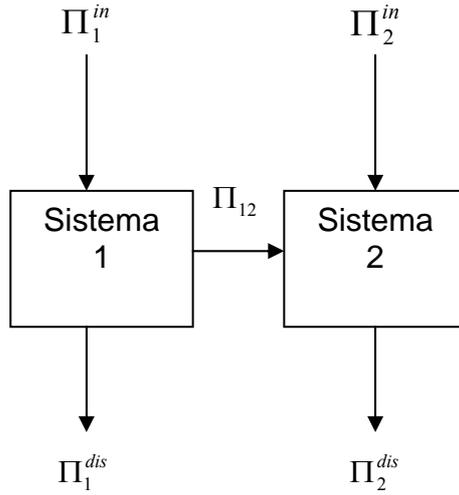


Figura 2.3.3.1. Esquema flujo de energía entre el panel y la cámara reverberante.

El balance de flujo de potencia según SEA resulta:

$$\Pi_1^{in} = \Pi_1^{dis} + \Pi_{12} \quad (2.3.3.1)$$

$$\Pi_1^{in} = \omega \eta_1 E_1 + \omega \eta_{12} n_1 \left( \frac{E_1}{n_1} - \frac{E_2}{n_2} \right) \quad (2.3.3.2)$$

$$\Pi_2^{in} = \Pi_2^{dis} - \Pi_{12} \quad (2.3.3.3)$$

$$\Pi_2^{in} = \omega \eta_2 E_2 - \omega \eta_{12} n_1 \left( \frac{E_1}{n_1} - \frac{E_2}{n_2} \right) \quad (2.3.3.4)$$

En este caso  $\Pi_1^{in} = 0$ , sustituyendo en las ecuaciones anteriores resulta:

$$0 = \Pi_1^{dis} + \Pi_{12} \quad (2.3.3.5)$$

$$\Pi_2^{in} = \Pi_2^{dis} - \Pi_{12} \quad (2.3.3.6)$$

Combinando estas ecuaciones, se obtiene:

$$\Pi_2^{in} = \Pi_2^{dis} + \Pi_1^{dis} \quad (2.3.3.7)$$

La potencia total suministrada al panel por el excitador es

$$\Pi_2^{in} = E_2 \left( R_{tot} / M_p \right) = M_p S_v \left( R_{tot} / M_p \right) = \left( S_a / \omega^2 \right) R_{tot} \quad (2.3.3.8)$$

donde

$$R_{tot} = R_{int} + R_{rad} \quad (2.3.3.9)$$

La proporción de disipación de energía en el panel debido a la fricción interna es

$$\Pi_2^{dis} = E_2 (R_{int} / M_p) = (S_a / \omega^2) R_{int} \quad (2.3.3.10)$$

y la proporción de disipación de energía interna por la habitación es

$$\Pi_1^{dis} = E_1 \beta_1 = (V_1 S_{p1} / \rho c^2) \beta_1 \quad (2.3.3.11)$$

Sustituyendo estas expresiones en (2.3.3.6) y reorganizando, se obtiene

$$R_{rad} = \frac{\omega^2}{S_a \rho c^2} [S_{p1} V_1 \beta_1] \quad (2.3.1.12)$$

donde:

$M_p$  es la densidad modal de la masa del panel.

$R_{tot}$  resistencia total del panel.

$S_v$  densidad espectral de velocidad del panel.

$S_a$  densidad espectral de aceleración del panel.

$S_{p1}$  densidad espectral de presión en la cámara reverberante.

$V_1$  volumen de la cámara reverberante.

$\beta_1$  constante de decaimiento de energía en la cámara reverberante.

Si se considera que el panel está ubicado entre dos habitaciones reverberantes y se excita mediante un shaker, en este caso la resistencia de radiación adquiere la siguiente forma:

$$R_{rad} = \frac{\omega^2}{S_a \rho c^2} [S_{p1} V_1 \beta_1 + S_{p3} V_3 \beta_3] \quad (2.3.3.13)$$

donde el índice 1 corresponde a la habitación 1, el índice 2 al panel y el 3 a la habitación contigua.

### 2.3.4-Resistencia de radiación de un panel derivada por Lyon-Maidanik. Análisis de un modo.

La resistencia de radiación calculada a partir del flujo entre osciladores acoplados se define como [Lyo62]

$$R_{rad}(\omega) = \left(\frac{16}{\pi}\right) \rho_a c_a k_a^2 \int_{-\infty}^{\infty} \int dx_1 dx_2 \Psi(x_1, x_2) \Phi(x_1, x_2) \quad (2.3.4.1)$$

Las ecuaciones (2.3.2.10) y (2.3.4.1) son equivalentes si se hacen las aproximaciones adecuadas.

Se considera la resistencia de radiación de un modo singular con componentes de número de onda  $k_p = (k_{px}, k_{py})$ . La correlación cruzada del campo de vibraciones viene dada por

$$\Psi(x_1, x_2) = \prod_{i=1}^2 \left[ \sin\left(x_i + \frac{1}{2}l\right) k_{px} \sin\left(y_i + \frac{1}{2}h\right) k_{py} \right] x U\left(\frac{1}{4}l^2 - x_i^2\right) U\left(\frac{1}{4}h^2 - y_i^2\right) \quad (2.3.4.2)$$

$x = (x, y)$  está en el plano del panel. Se asume que el panel está simplemente soportado. La correlación cruzada del campo acústico en un panel rígido es

$$\Phi(x_1, x_2) = \sin(k_a |x_1 - x_2|) / k_a |x_1 - x_2| \quad (2.3.4.3)$$

El sistema de coordenadas del panel está representado en la figura (2.3.4.1).

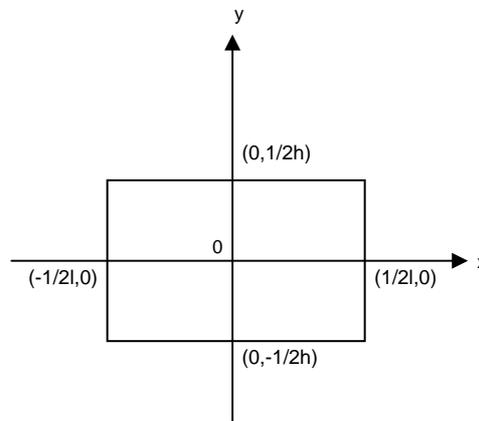


Figura 2.3.4.1. Sistema de coordenadas en el panel

Usando relaciones algebraicas y las transformadas de Fourier de  $\Psi$  y  $\Phi$ , se obtiene:

$$R_{rad} = \left(\frac{64 \rho_a c_a k_a^2}{\pi^2}\right) \int_0^1 I_x I_y d\beta \quad (2.3.4.4)$$

donde

$$I_x = \left[ \frac{(k_{px}/k_a)^2}{k_a^2} \right] \frac{\left\{ \begin{array}{l} \cos^2 \\ \sin^2 \end{array} \right\} \left( \frac{1}{2} \beta k_a l \right)}{\left[ \beta^2 - (k_{px}/k_a)^2 \right]^2} \quad (2.3.4.5)$$

$$I_y = \left[ \frac{(k_{py}/k_a)^2}{k_a^2} \right] \int_0^{1/2} \frac{\left\{ \begin{array}{l} \cos^2 \\ \sin^2 \end{array} \right\} \left( \frac{1}{2} \alpha k_a h \sin \theta \right)}{\left[ (k_{py}/k_a)^2 - (\alpha \sin \theta)^2 \right]^2} d\theta \quad (2.3.4.6)$$

donde  $\cos^2$  o  $\sin^2$  se eligen según el modo que se esté considerando, en la dirección x o en la y, y si es impar o par, respectivamente.

La solución aproximada de la ecuación (2.3.4.4) obtenida por Maidanik es

$$(1) \quad k_p/k_a < 1 \quad (\text{por encima de la coincidencia}) \quad (2.3.4.7)$$

$$R_{rad} \approx A_p \rho_a c_a \left[ 1 - (k_p/k_a)^2 \right]^{-1/2}$$

$$(2) \quad k_p \approx k_a \quad (\text{en o sobre la coincidencia}) \quad (2.3.4.8)$$

$$R_{rad} \approx \left( A_p \rho_a c_a / 3\pi^{1/2} \right) \left[ \left( l k_p^2 / k_{px} \right)^{1/2} + \left( h k_p^2 / k_{py} \right)^{1/2} \right]$$

$$(3a) \quad k_p/k_a > 1 \quad (\text{por debajo de la coincidencia}), k_{py}/k_a > 1, k_{px}/k_a < 1 \quad (2.3.4.9)$$

$$R_{rad}^x = \left[ \frac{A_p \rho_a c_a (k_a/k_{py})^2}{k_a h} \right] \left[ \frac{1 + \left\{ (k_p^2 - k_a^2) / k_{py}^2 \right\}}{\left\{ (k_p^2 - k_a^2) / k_{py}^2 \right\}^{3/2}} \right]$$

$$(3b) \quad k_p/k_a > 1 \quad (\text{por debajo de la coincidencia}), k_{py}/k_a < 1, k_{px}/k_a > 1$$

$$R_{rad}^y = \left[ \frac{A_p \rho_a c_a (k_a/k_{px})^2}{k_a l} \right] \left[ \frac{1 + \left\{ (k_p^2 - k_a^2) / k_{px}^2 \right\}}{\left\{ (k_p^2 - k_a^2) / k_{px}^2 \right\}^{3/2}} \right]$$

$$(4) \quad k_p/k_a \ll 1 \quad (\text{muy por encima de la coincidencia}), k_{py}/k_a \ll 1, k_{px}/k_a \ll 1 \quad (2.3.4.10)$$

$$\text{con } \frac{1}{2} k_a l, \frac{1}{2} k_a h > 1$$

$$R_{rad} \approx \frac{(8 \rho_a c_a / \pi) k_a^2}{(k_{px} k_{py})^2}$$

$$(5) \quad \text{con } \frac{1}{2} k_a l, \frac{1}{2} k_a h \ll 1 \quad (2.3.4.11)$$

$$R_{rad}^{impar-impar} \approx \frac{(32 \rho_a c_a / \pi) k_a^2}{(k_{px} k_{py})^2} \times \left( 1 + O \left[ \left( \frac{1}{2} k_a l \right)^2 + \left( \frac{1}{2} k_a h \right)^2 \right] \right)$$

$$R_{rad}^{par x-impar y} \approx (32 \rho_a c_a / 3\pi) \left[ \frac{k_a^2}{(k_{px} k_{py})^2} \right] \left( \frac{1}{2} k_a l \right)^2 \times \left( 1 + O \left[ \left( \frac{1}{2} k_a h \right)^2 \right] \right)$$

$$R_{rad}^{impar x-par y} \approx (32 \rho_a c_a / 3\pi) \left[ \frac{k_a^2}{(k_{px} k_{py})^2} \right] \left( \frac{1}{2} k_a h \right)^2 \times \left( 1 + O \left[ \left( \frac{1}{2} k_a l \right)^2 \right] \right)$$

$$R_{rad}^{par-par} \approx (32 \rho_a c_a / 15\pi) \left[ \frac{k_a^2}{(k_{px} k_{py})^2} \right] \times \left( \frac{1}{2} k_a l \right)^2 \left( \frac{1}{2} k_a h \right)^2$$

$$(6) \text{ con } \frac{1}{2}k_a l > 1, \frac{1}{2}k_a h \ll 1 \Rightarrow \text{panel estrecho y largo } k_{py} / k_a \gg 1 \quad (2.3.4.12)$$

modos impares en dirección y

$$R_{rad}^{impar} \approx \begin{cases} (4\rho_a c_a k_a l / \pi) / (k_{py})^2, & k_{px} / k_a < 1 \\ \frac{(16\rho_a c_a / \pi) k_a^2}{(k_{px} k_{py})^2}, & k_{px} / k_a > 1 \end{cases}$$

y para modos pares en dirección y

$$R_{rad}^{par} \approx \begin{cases} (4\rho_a c_a k_a l / 3k_{py}^2) \left(\frac{1}{2}k_a h\right)^2, & k_{px} / k_a < 1 \\ (16\rho_a c_a / 3\pi k_{px}^2 k_{py}^2) \left(\frac{1}{2}k_a h\right)^2, & k_{px} / k_a \gg 1 \end{cases}$$

### 2.3.5-Resistencia de radiación teórica de un panel derivada por Maidanik con campo vibracional reverberante.

Según Maidanik, el espectro de aceleración de un panel está relacionado con el espectro de presiones mediante un factor de acople que es una función simple de la radiación y la resistencia mecánica de la estructura.

A priori, un método para estimar la respuesta de una estructura sometida a una excitación acústica podría ser la ley de masas. Depende simplemente de la masa por unidad de área de la estructura, y del nivel del espectro de presiones del campo sonoro. Al añadir listones a un panel éste aumenta su resistencia de radiación y por tanto su acople con el campo acústico [Mai62]. Maidanik analizó, en cámara reverberante, el comportamiento de un panel simple y el mismo panel con listones. Los listones aumentaban el peso del panel sobre un 50% y el amortiguamiento por un factor 3. Observaron que el panel con listones presentaba una mayor respuesta, incluso hasta de unos 15 dB en algunas frecuencias, que el panel simple. Por tanto, la respuesta, en ningún caso, puede predecirse con la ley de masas simple, ya que el comportamiento del panel con listones debería haber vibrado con menor amplitud cuando se somete a la misma excitación.

Otro método para estimar la respuesta de una estructura a una excitación acústica es usar la fórmula de Smith que expresa la relación entre la respuesta de una estructura resonante y el campo sonoro que recibe [Smi62]:

$$M \langle v^2 \rangle = (2\pi^2 c_a / \rho_a \omega_0^2) S_p(\omega_0) R_{rad} (R_{rad} + R_{mec})^{-1} \quad (2.3.5.1)$$

La energía del oscilador viene dada por la relación de la potencia re-radiada por el oscilador y las pérdidas de potencia total que son la suma de la potencia re-radiada y de la disipación interna. Al definir una velocidad cuadrado promedio, las potencias pueden ser redefinidas en términos de resistencias como se muestra en la ecuación (2.3.5.1). Si

la resistencia de radiación es muy grande comparada con el amortiguamiento interno ( $R_{rad} \gg R_{mec}$ ), entonces la energía modal del oscilador alcanzará el equilibrio con la energía modal del campo acústico y se igualarán ambas energías. Sin embargo, cuando  $R_{rad} < R_{mec}$ , la energía modal del oscilador asumirá, en el estado estacionario, un valor  $\mu(\omega)$  menor que el valor de equilibrio, donde

$$\mu(\omega) = R_{rad} (R_{rad} + R_{mec})^{-1} \quad (2.3.5.2)$$

Para estructuras complejas en las que hay muchos modos presentes, hasta en bandas de frecuencia estrecha (por ejemplo bandas de tercios de octava), no es práctico considerar la respuesta de cada modo individual, es mucho más preciso considerar cantidades como el espectro de aceleración de la estructura y cómo están relacionadas con el espectro del campo acústico. Interesa pasar del formalismo de modo singular al formalismo multimodo. La densidad modal de un panel con listones puede calcularse, simplemente, sumando la densidad modal del panel y la densidad modal de los listones.

En la mayoría de los casos prácticos, el campo vibracional del panel es una vibración multimodal donde la mayoría de los modos del panel contribuyen a la amplitud del campo. Para considerar campo vibracional reverberante (igual energía modal) se debe suponer una velocidad promedio del panel. Se asume también una densidad modal grande en las bandas de frecuencia estrechas consideradas.

La primera expresión matemática que modelaba el comportamiento de la resistencia de radiación la derivó Maidanik [Mai62], y fue corregida más tarde [Cro69] [Mai75]. Estas correcciones, del cálculo teórico de la resistencia de radiación, permiten modelar de forma más precisa este altavoz. En alta frecuencia, las condiciones en los límites de la placa, es decir, las condiciones de sujeción del panel a la estructura, no afectan al comportamiento de la resistencia de radiación. Esta resistencia converge pues hacia la de una placa libre (sin ajustes). Sin embargo a bajas frecuencias, las condiciones de los límites tienen un efecto directo sobre la resistencia de radiación.

Se define a continuación la resistencia de radiación de un panel, simplemente soportado en un baffle rígido y radiando por las dos caras cuyo campo vibracional es reverberante. Las ecuaciones propuestas originariamente por Maidanik corregidas son:

para  $f < f_c$  y  $k \cdot a > 2\pi$

$$R_{rad} = 2 \cdot A \rho_a c \left\{ 2 \left( \frac{\lambda_c \lambda_a}{A} \right) \frac{f}{f_c} g_1 + \frac{p \lambda_c}{A} g_2 \right\} \quad \text{donde} \quad (2.3.5.3a)$$

$$\text{donde } g_1 = \frac{4}{\pi^4} \left\{ \frac{1 - 2\psi^2}{\psi(1 - \psi^2)^{1/2}} \right\} \quad \text{para } f/f_c < 0,5$$

$$g_1 = 0 \quad \text{para } f/f_c \geq 0,5$$

$$\text{y } g_2 = \frac{1}{4\pi^2} \left\{ (1 - \psi^2) \ln \left[ \frac{1 + \psi}{1 - \psi} \right] + 2\psi \right\} \left\{ \frac{1}{(1 - \psi^2)^{3/2}} \right\}$$

$$\text{donde } \psi = \left( \frac{f}{f_c} \right)^{1/2} \quad p = 2a + 2b$$

para  $f < f_c$  y  $k \cdot a < 2\pi$

$$R_{rad} = 2 \cdot A \rho_a c \frac{4}{\pi^4} \left( \frac{p \lambda_c}{A} \right) \left( \frac{f}{f_c} \right)^{1/2} \quad (2.3.5.3b)$$

para  $f = f_c$

$$R_{rad} = 2 \cdot A \rho_a c \left\{ \left( \frac{a}{\lambda_c} \right)^{1/2} + \left( \frac{b}{\lambda_c} \right)^{1/2} \right\} \quad (2.3.5.3c)$$

para  $f > f_c$

$$R_{rad} = 4 \cdot A \rho_a c \left\{ 1 - \left( \frac{f_c}{f} \right) \right\}^{1/2} \quad (2.3.5.3d)$$

donde a, b: dimensiones de la placa (m), p: perímetro de la placa (m),  $f_c$ : frecuencia crítica de la placa (Hz), A: superficie de la placa ( $m^2$ ),  $\rho_a$ : densidad del aire ( $kg/m^3$ ), c: velocidad del sonido en el aire (m/s),  $\lambda_a$ : longitud de onda en el aire (m) :  $\lambda_a = c/f$  ,  $\lambda_c$ : longitud de onda a la frecuencia crítica (m) :  $\lambda_c = c/f_c$  , k: numero de onda en el aire a la frecuencia f :  $k = 2\pi/\lambda_a$  y la superficie del panel: A .

La expresión (2.3.5.3) de la resistencia de radiación corresponde a las dos caras del altavoz radiando. Maidanik probó que cuando solamente una de las caras radia, la resistencia de radiación es la mitad que la de las dos caras radiando. Es muy importante tener en cuenta que estos resultados son válidos para una placa sujeta por sus 4 lados a una estructura fija. Así para una placa libre, Maidanik probó que es necesario dividir simplemente estos resultados entre dos.

Renji *et al* calcularon la ecuación teórica de la resistencia de radiación pero partiendo de otra integral diferente a la considerada para calcular (2.3.5.3) basándose en el promedio de ancho de banda de potencia mitad. Observaron en su estudio que cuando

ambas caras de un panel situado en una cámara reverberante radian, la resistencia de radiación obtenida experimentalmente es aproximadamente la mitad de los valores obtenidos usando la expresión teórica inicial de Maidanik [Ren97]. Por tanto, sugieren usar el área del panel como área radiante en vez del doble del área. Modifican la ecuación con un factor 0.5 cuando  $f \leq f_c$ . Para  $f > f_c$  el panel se comporta como si fuera infinito y por tanto el factor 0.5 no es necesario. Con esta expresión, cuando ambas caras del panel radian la expresión debería multiplicarse por 2, como se presenta en (2.3.5.3).

Se puede usar esta expresión teniendo en cuenta que se ha supuesto que la resistencia de radiación de los modos par-impar, impar-par, par-par pueden desprejarse frente a los modos impar-impar que son los más eficientes [Mai75]. Todos estos modos tienen la misma probabilidad y  $k_p a, k_p b \gg \pi$ .

La dependencia de la resistencia de radiación con las discontinuidades está claramente demostrada, ya que la resistencia de radiación es proporcional a la longitud de las condiciones límite. La resistencia de radiación para frecuencias menores que la frecuencia crítica es directamente proporcional al perímetro del panel y no depende de su área. En el caso de un panel con listones, el perímetro es el doble de la longitud de los listones más el perímetro del panel original. Por tanto, al añadir listones la resistencia de radiación de un panel aumenta multiplicando por un factor

(2.3.5.4)

$$\sigma = \frac{p^{\text{listones}} + p^{\text{panel}}}{p^{\text{panel}}}$$

donde  $p^{\text{listones}}$  es el doble de la longitud total de los listones y  $p^{\text{panel}}$  es el perímetro del panel original.

A bajas frecuencias,  $f \ll f_c$ , la resistencia de radiación de un panel con límites es el doble que la de un panel simplemente soportado en campo cercano. Conforme aumenta la frecuencia la contribución relativa del campo cercano disminuye y tiende a colapsarse en los límites. Los polos que no se cancelan son los responsables de la radiación.

### 2.3.6-Matriz de Resistencia de Radiación

Un modo de vibración de un panel puede representarse esquemáticamente como en la figura 2.3.6.1. Los signos positivos y negativos representan las fases relativas del campo de vibraciones. Conceptualmente se puede reemplazar el campo vibratorio por un array de pistones rectangulares en dos dimensiones. Un pistón se comporta como un monopolo. Según Lyon y Maidanik, la potencia acústica radiada por un sistema de monopolos es equivalente a la potencia radiada por un panel y se define como

$$W = \frac{1}{2} \sum_{i,j} R_{ij} U_i U_j^* \quad (2.3.6.1)$$

donde  $U_i$  es la amplitud de velocidad volumétrica del monopolo  $i$ ,  $R_{ij}$  es la parte real del elemento  $ij$  de la matriz de impedancia del sistema,  $R_{ii}$  es la parte real de la impedancia de radiación del monopolo  $i$  en ausencia del resto de monopolos y  $R_{ij}$  es la parte real de la impedancia de radiación mutua de los monopolos  $i$  y  $j$ , es decir la medida del acople entre ellos.

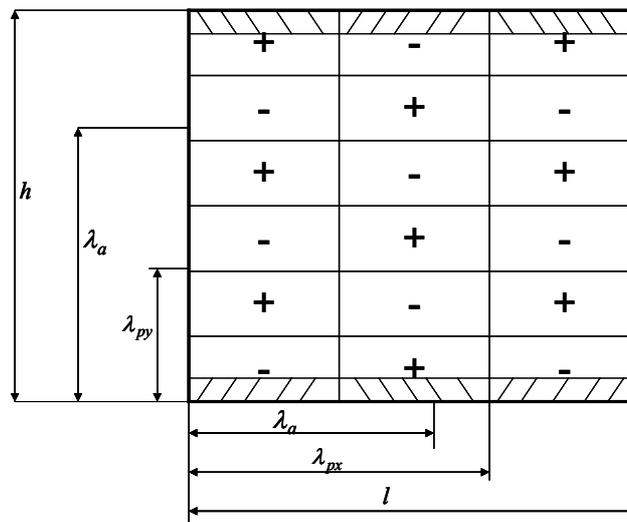


Figura 2.3.6.1. Modo de vibración de un panel simplemente soportado.

La matriz de resistencia de radiación acústica  $R_{ij}$  corresponde a la función de transferencia que relaciona las velocidades normales de una estructura vibrante con las presiones sonoras en su superficie [Mai62]. Esta cantidad es independiente de la vibración y depende sólo de la geometría de la estructura. La dimensión de  $R_{ij}$  viene definida por el número de subdivisiones virtuales de la estructura. Se puede definir la impedancia de radiación específica local en una superficie S como el cociente complejo

entre la amplitud de presión sonora  $p_i$  en el punto  $i$  debido a la fuente puntual localizada en el punto  $j$ , y la velocidad  $V_{n_k}$ .

$$Z_{S_{ik}} = \left( \frac{p_i}{V_{n_k}} \right) \quad (2.3.6.2)$$

Asumiendo que la longitud característica de los elementos de superficie es pequeña comparada con la longitud de onda acústica típica, entonces la presión y la velocidad pueden considerarse constantes sobre cada elemento y puede representarse mediante un valor promedio. La impedancia acústica es

$$Z_{ij} = \left( \frac{p_i}{u_j} \right) \quad (2.3.6.3)$$

y la matriz de resistencia de radiación acústica  $R_{ij}$  se obtiene tomando la parte real de  $Z_{ij}$ .

La potencia sonora radiada de una estructura vibrante se define como el cociente de promedio temporal en el que la energía sonora fluye a través de una superficie completa alrededor de la estructura. Si se considera que la estructura se divide en  $N$  elementos pequeños la potencia radiada es

$$W_{rad} = \frac{1}{4} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N Z_{ij} u_i u_j^* + \frac{1}{4} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N Z_{ij}^* u_i^* u_j \quad (2.3.6.4)$$

intercambiando los índices, ordenando los sumatorios y aplicando el principio de reciprocidad  $Z_{ij} = Z_{ji}$  se obtiene

$$W_{rad} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N R_{ij} u_i u_j^* = \frac{1}{2} u^H R u \quad (2.3.6.5)$$

donde  $u$  es el vector de velocidad volumétrica complejo,  $H$  denota el hermitico y  $R$  es la matriz de resistencia real de dimensión  $N \times N$ . Si los elementos de  $u$  se expresan tal que  $u_i = |u_i| e^{j\phi_i}$ , entonces

$$W_{rad} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N R_{ii} |u_i|^2 + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^N R_{ij} |u_i| |u_j| \cos(\phi_j - \phi_i) \quad (2.3.6.6)$$

donde la primera parte de la ecuación (2.3.6.6) corresponde a la resistencia propia y la segunda parte a la resistencia cruzada, que da una medida del acople acústico entre los elementos de superficie *i*-ésimo y *j*-ésimo. [Are02]

En la ecuación anterior, las velocidades  $u_i$  y  $u_j$  son las velocidades de vibración complejas de los elementos *i* y *k* respectivamente, que se obtienen a partir del espectro de la transformada de Fourier de la velocidad medida. El símbolo \* representa el complejo conjugado.

La matriz de resistencia se puede evaluar numéricamente mediante el método de Hashimoto denominado *Discrete Calculation Method* (DCM), en el que el panel se divide en elementos virtuales pequeños. Propone un método híbrido para evaluar la eficiencia de radiación, que comprende medidas de vibración y cálculo de la impedancia de radiación [Has01]. El método no requiere la medida de campos sonoros y puede aplicarse en el rango de baja frecuencia. El objeto vibrante se divide en pequeños elementos y cada elemento se trata como un pistón circular vibrante de igual área que el elemento, véase figura 2.3.6.2.

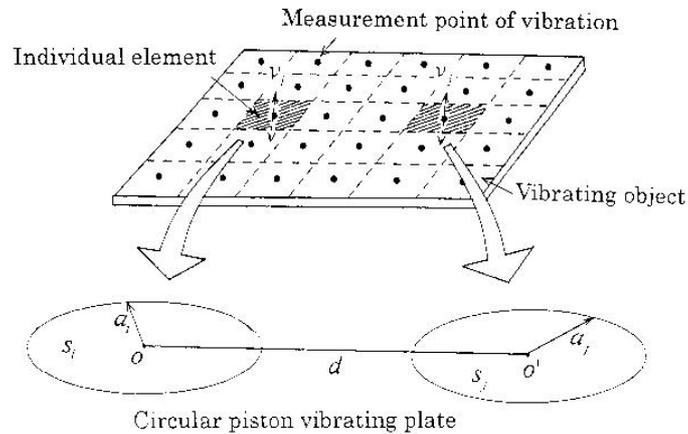


Figura 2.3.6.2. Pistón vibrante dividido en pequeños elementos [Has01]

Con esta aproximación la resistencia propia y la cruzada resultan

$$R_{ii} = \rho_0 c S_i \left[ 1 - \frac{J_1(2ka_i)}{ka_i} \right] \quad (2.3.6.7)$$

$$R_{ij} = \frac{2\rho_0 c k^2 S_i S_j}{\pi} \left[ \frac{J_1(2ka_i)}{ka_i} \frac{J_1(2ka_j)}{ka_j} \right] \frac{\sin kr_{ij}}{kr_{ij}} \quad (2.3.6.8)$$

respectivamente, donde  $c$  es la velocidad del sonido,  $S_i$  y  $S_j$  son las superficies de los pistones equivalentes,  $a_i = \sqrt{S_i/\pi}$  y  $a_j = \sqrt{S_j/\pi}$  son los radios de los pistones y  $J_1$  es la función de Bessel de primer orden.

La potencia de radiación total puede obtenerse sumando las potencias de cada elemento individual, por tanto la eficiencia de radiación puede definirse como:

$$\sigma = \sum_i W_i / (\rho v \langle v^2 \rangle S) \quad (2.3.6.9)$$

donde  $\langle v^2 \rangle$  es el promedio espacial de la velocidad al cuadrado y  $S$  es el área total del objeto. El espectro de velocidades, velocidad en función de la frecuencia, usado se obtiene a partir de medidas experimentales.

El número de divisiones es muy importante en DCM, ya que la impedancia de radiación de un elemento rectangular se aproxima a la de un pistón circular vibrante. Si el número de divisiones es insuficiente la eficiencia de radiación sonora obtenida está dominada por la impedancia propia de radiación. Al incrementar el espesor del panel, la frecuencia natural de éste aumenta y la frecuencia crítica o de coincidencia disminuye. El número de divisiones necesario para obtener resultados precisos de medida es la dimensión del elemento individual, que debe ser menor que media longitud de onda de la frecuencia crítica del panel vibrante.

### 2.3.7- Condiciones de contorno en la resistencia de radiación

Las condiciones de contorno o condiciones límite no afectan a la resistencia de radiación a altas frecuencias, pero sí a bajas frecuencias [Renji01]. A altas frecuencias la  $R_{rad}$  de un panel es aproximadamente igual a la  $R_{rad}$  de un panel simplemente soportado y no depende de las condiciones límite, sin embargo a baja frecuencia la  $R_{rad}$  depende en gran medida de las condiciones límite. La frecuencia límite de corte es la frecuencia crítica. Renji comenta que la frecuencia a partir de la cual las condiciones límite afectan a la  $R_{rad}$  depende principalmente del número de ondas de flexión presentes en el panel y no únicamente de la frecuencia crítica de éste.

Según Maidanik, la  $R_{rad}$  de un panel con sujeciones es el doble que la de un panel simplemente soportado.

Nikiforov observó que la  $R_{rad}$  se aproxima a cero cuando los bordes del panel están libres.

Otros autores, como Lyon, multiplican la ecuación de la  $R_{rad}$  teórica por un factor 0.5 para el caso de un panel sin baffle.

La ecuación teórica de  $R_{rad}$ , (2.3.5.3), puede multiplicarse por un factor dependiendo de las condiciones límite, este factor es 1 si el panel está simplemente soportado y 2 si está suficientemente clavado a muy baja frecuencia, siendo prácticamente 0 para ejes libres. Si el panel contiene pocas ondas de flexión,  $\lambda_p < a$ , el efecto de las condiciones límite no será importante. Un panel sin baffle colgado en una cámara reverberante tendrá una  $R_{rad}$  que será la mitad que la de un panel con baffle. El efecto de cortocircuito reduce la resistencia de radiación a baja frecuencia.

Oppenheimer y Dubowski estudiaron el efecto de las condiciones límite en la resistencia de radiación de paneles, considerando el panel con y sin baffle. Introducen correcciones de esquinas o bordes debidas a esas regiones, ya que son las responsables de la mayor parte de la radiación. Estas correcciones describen los efectos de flujos localizados en las vecindades del perímetro o del baffle del panel. Consideran fuentes radiando cerca del perímetro que las representan mediante esferas y cilindros oscilando. [Opp97]. No introducen ninguna corrección para los modos de superficie porque estos modos radian a partir de la superficie completa del panel y los flujos locales no les afectan.

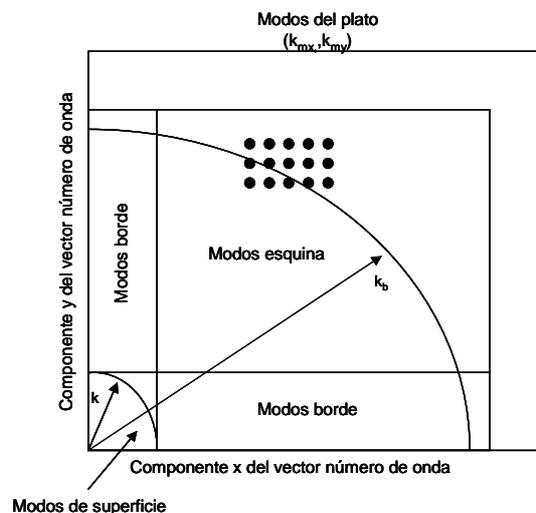


Figura 2.3.7.1. Espacio número de onda para frecuencias menores que la frecuencia crítica.

La eficiencia de radiación de un panel sin baffle la definen como

$$\sigma_{\text{sin baffle}} = F_{\text{panel}} (F_{\text{esquina}} \sigma_{\text{esquina}} + F_{\text{borde}} \sigma_{\text{borde}}) \quad (2.3.7.1)$$

$$\text{donde } F_{\text{esquina}} = \frac{1}{2} \left[ 13 \frac{f}{f_c} \left( 1 + 13 \frac{f}{f_c} \right) \right] \text{ y } F_{\text{borde}} = \frac{1}{2} \left[ 49 \frac{f}{f_c} \left( 1 + 49 \frac{f}{f_c} \right) \right]$$

Estas correcciones locales influyen en el efecto de flujos localizados de sonido radiado en regiones cerca del perímetro del panel que son importantes para frecuencias menores que la frecuencia crítica ( $f_c$ ), es decir, para  $f < f_c/13$  o  $\lambda_b < 0.38\lambda$  en términos de flexión del panel ( $\lambda_b$ ) y longitud de onda acústica ( $\lambda$ ).  $F_{\text{panel}}=1$  porque no se aplica ninguna corrección al plato. A bajas frecuencias, donde la longitud de onda acústica excede las dimensiones del panel, hay flujos inerciales sobre la región que envuelve el panel. El efecto de estos flujos se describe mediante la corrección del panel, para un panel sin baffle se considera la radiación de baja frecuencia de una esfera oscilante, obteniéndose

$$F_{\text{plato}} = 53 f^4 A^2 / c^4 (1 + 53 f^4 A^2 / c^4) \quad (2.3.7.2)$$

El efecto de la corrección del panel resulta importante a bajas frecuencias donde  $53 f^4 A^2 / c^4 = 1$ . Por tanto para un panel sin baffle hay que considerar las correcciones de panel y las locales.

Nikiforov calcula la radiación de un panel de dimensiones finitas con dos bordes opuestos libres y con condiciones arbitrarias en los otros dos ejes [Nik64]. La ecuación del movimiento del panel considerando vibración de flexión en la dirección  $x$  es

$$\left( \frac{\partial^4}{\partial x^4} \right) v(x) - k_{fl}^4 v(x) = F(x) \quad (2.3.7.3)$$

donde  $F$  es la fuerza en bordes del panel y  $k_{fl}$  es el número de onda de flexión del panel.

La fuerza y el momento que actúan en los bordes del panel se definen como

$$F = B \frac{\partial^3 v(x)}{\partial x^3}, \quad M = -B \frac{\partial^2 v(x)}{\partial x^2} \quad (2.3.7.4)$$

La potencia radiada por el panel se define como:

$$W \approx \frac{2b\rho_0 c_0 k_0 \omega^2}{k_{fl}^8 B^2} \left\{ |F|^2 [1 + J_0(k_0 a)] + |M|^2 k_0^2 \left[ \frac{1}{2} + J_0(k_0 a) - \frac{1}{k_0 a} J_1(k_0 a) \right] \right\} \quad (2.3.7.5)$$

Los fenómenos que ocurren en los bordes del panel mediante vibraciones de ondas de flexión pueden representarse mediante ondas de flexión viajeras incidentes y reflejadas como en la forma de una onda no homogénea reflejada.

$$v(x) = v_0 \left\{ e^{jk_{fl}x} + R e^{-jk_{fl}x} + R' e^{-k_{fl}x} \right\} \quad (2.3.7.6)$$

donde  $R$  y  $R'$  son los coeficientes de reflexión de las ondas de flexión no homogéneas y viajeras.

Especifican las condiciones límite en los bordes del panel mediante impedancias  $z_F$  y  $z_M$  relativas a la fuerza transversal y al momento de flexión respectivamente.

Las condiciones límite en los bordes del panel son:

$$B \frac{\partial^3 v(x)}{\partial x^3} = j\omega z_F v(x) \Big|_{x=0,a}, \quad -B \frac{\partial^2 v(x)}{\partial x^2} = j\omega z_M \frac{\partial v(x)}{\partial x} \Big|_{x=0,a} \quad (2.3.7.7)$$

$R$  y  $R'$  dependen de dos factores  $\alpha$  y  $\beta$  de la siguiente forma:

$$R = \frac{1 - j - 2\alpha + 2j\beta + \alpha\beta(1 - j)}{1 + j + 2\alpha + 2j\beta + \alpha\beta(1 + j)} \quad y \quad R' = \frac{2(1 - \alpha\beta)}{1 + j + 2\alpha + 2j\beta + \alpha\beta(1 + j)} \quad (2.3.7.8)$$

donde

$$\alpha = \frac{z_F}{z_{0F}} \quad y \quad \beta = \frac{z_M}{z_{0M}}, \quad \text{donde} \quad z_{0F} = mc_{fl} \quad y \quad z_{0M} = \frac{-mc_{fl}}{k_{fl}^2} \quad (2.3.7.9)$$

$m$  es la masa del panel por unidad de superficie y  $c_{fl}$  es la velocidad de fase de las ondas de flexión en el panel.

Por tanto  $F$  y  $M$  resultan:

$$F = -\frac{v_0 k_{fl}^2 B}{j\omega} \varphi, \quad M = \frac{v_0 k_{fl}^2 B}{j\omega} \psi \quad \text{donde } \varphi = -j + jR - R', \text{ y } \psi = -1 - R + R' \quad (2.3.7.10)$$

Finalmente:

$$W \approx \begin{cases} \frac{4\rho_0 \omega v_0^2}{k_{fl}^2} \left\{ 2|\varphi|^2 + \frac{k_0^2}{k_{fl}^2} |\psi|^2 \right\} & k_0 a \ll 1 \\ \frac{2\rho_0 \omega v_0^2}{k_{fl}^2} \left\{ 2|\varphi|^2 + \frac{k_0^2}{k_{fl}^2} |\psi|^2 \right\} & k_0 a \gg 1 \end{cases} \quad (2.3.7.11)$$

En la tabla 2.3.7.1. se representan los valores para el caso  $k_0 a \gg 1$ , se observa que el panel radia más eficientemente cuando los bordes están sujetos. El panel radia débilmente cuando no hay impedancias  $z_F$  en los bordes debido a la fuerza de flexión transversal. La energía radiada para un panel con los bordes soportados ( $\alpha = \infty, \beta = 0$ ) es la misma, para  $k_0 \alpha \ll 1$ , que la obtenida por Maidanik [Mai65].

Condiciones límite en bordes panel	$\alpha$	$\beta$	$W = \frac{4\rho_0 \omega v_0^2}{k_{fl}^2} \times$
Ejes libres $z_F = z_M = 0$	0	0	0
Ejes soportados $z_F = \infty, z_M = 0$	$\infty$	0	4
Ejes clavados $z_F = z_M = \infty$	$\infty$	$\infty$	8
$z_F = 0, z_M = \infty$	0	$\infty$	$2k_0^2 / k_{fl}^2$
$z_F = mc_{fl}, z_M = -mc_{fl} / k_{fl}^2$	1	1	$1 + 2k_0^2 / k_{fl}^2$
$z_F = mc_{fl}, z_M = \infty$	1	$\infty$	$1.6(1 + k_0^2 / k_{fl}^2)$

Tabla 2.3.7.1 para  $k_0 a \gg 1$  [Nik64]

Según Arenas la simple suposición de que la eficiencia de radiación de un panel con bordes sujetos es dos veces la de un panel simplemente soportado no se verifica para los primeros pocos modos, sin embargo si se verifica para modos más altos. Comenta que la diferencia entre la eficiencia de radiación de un panel simplemente soportado y un panel con sujeciones no excede de 4 dB.

Beranek comenta que la eficiencia de radiación sonora de un panel con ejes sujetos es mayor que la de un panel simplemente soportado. [Ber71]



## **2.4-Nearfield Acoustical Holography (NAH)**

En esta sección se describe la técnica Holografía Acústica de Campo Cercano que se utilizará en el capítulo 3 para caracterizar la vibración de capas y multicapas. En primer lugar se presenta una introducción de esta técnica, a continuación se tratan las ecuaciones que describen la base de NAH y las condiciones de medida que es necesario considerar. Por último se comentan los diferentes propagadores que pueden usarse y el filtro utilizado.

### **2.4.1-Introducción**

El campo sonoro de cualquier fuente monocromática puede descomponerse en un espectro angular, definido en el espacio del número de onda, como la superposición de ondas planas viajando en direcciones diferentes, no todas estas ondas se propagan normalmente, algunas decaen exponencialmente con la distancia.

La técnica Holografía Acústica de Campo Cercano (NAH), es un procedimiento para reconstruir el campo sonoro y la velocidad de vibración de un objeto o fuente sonora a partir de medidas con micrófonos, en un plano paralelo y cercano a la fuente.

Esta técnica surgió en 1980 como una solución mejorada de la Holografía Acústica Convencional (1960), ya que la holografía de campo cercano elimina los límites de resolución que existen en la holografía convencional; esto se consigue gracias a las

medidas en campo cercano, las cuales permiten abarcar un ancho rango de frecuencias (resolución ilimitada) y además capturan las ondas evanescentes (ondas subsónicas que decaen exponencialmente con la distancia a la fuente) creadas por la fuente sonora, y que contienen detalles de alta resolución acerca de dicha fuente.

Las medidas se hacen normalmente en una superficie plana (plano del holograma), y estos datos se utilizan para reconstruir el campo tridimensional. Lo que hace que se pueda obtener toda esta información es el hecho de que puede utilizarse una función de Green conocida (como se verá), y el hecho de que el campo medido obedece a la ecuación de onda. La holografía es única en técnicas de medidas acústicas precisamente porque extrae la máxima ventaja de esta simple ecuación.

En NAH, la grabación del campo de presión del sonido en una superficie 2-D no sólo se usa para determinar el campo de presiones en 3-D, sino también para calcular el campo del vector intensidad del sonido, la velocidad de la superficie y otros parámetros de una fuente vibrando. También se puede observar su evolución en el tiempo, a partir de la reconstrucción del campo en tres dimensiones.

La técnica fue introducida en 1970 por Graham. Se ha asumido, generalmente, que las reconstrucciones holográficas estaban limitadas en resolución por la longitud de onda de la radiación del sonido, se estudiaba por tanto la radiación a baja frecuencia. Sin embargo, se revisaron las teorías fundamentales de la holografía y se descubrió que no había un límite de resolución intrínseco para la reconstrucción acústica. Se ha desarrollado una técnica que puede producir alta resolución en las imágenes de fuentes de sonido independientemente del tamaño de la longitud de onda. Esta técnica envuelve la grabación de la amplitud de presión sonora y la fase con un array plano de micrófonos, para calcular mediante técnicas de reconstrucción digital la estructura de la fuente de sonido objeto.

En la Holografía convencional, los hologramas se grababan a una distancia  $d$  de la zona de Fresnel o Fraunhofer ( $d \gg \lambda$ ), así que el holograma representaba la transformada de Fourier de las fuentes. Además no se tenían en cuenta las ondas evanescentes y esto limitaba la resolución. La Holografía generalizada sí que las tiene en cuenta y por tanto hay una mejora en la resolución. A partir de la Holografía generalizada se desarrolla la técnica NAH. Williams y Maynard, los padres de NAH

(1980), han realizado muchos trabajos en este campo. [May85], [WILL85], [WILL99], [Willn83], [Willm83], [Wil82], [Ver87], [Mayn81].

Esta técnica se ha utilizado en diferentes aplicaciones como en localización de fuentes sonoras, por ejemplo dos fuentes radiando o placas vibrando [Loy88], [Grat02], [Dum98], en la superficie de motores [Hal00], [Ohsi98], en vehículos [Vauc02], en neumáticos, para estudiar la radiación de estructuras radiantes [Vill91], [Vill01].

NAH plana en un medio en movimiento se estudia en [Ruh02], [Kwon98], [Tak92]. Concretamente en [Haldn98], se presenta la holografía en dominio temporal (Time Domain Holography) con la posibilidad de obtener animaciones de imágenes instantáneas del campo sonoro a partir de la intensidad activa.

NAH también se utiliza para visualizar la radiación acústica de instrumentos musicales como violines por ejemplo [Wan01], [Naga98], [Hald01].

La técnica de arrays acústicos se presenta como una alternativa a las medidas de intensidad estándar, en las que se usa una sonda de intensidad con dos micrófonos [Cer97]. El inconveniente de la sonda es que se necesitan micrófonos de condensador de alta calidad y la exactitud está limitada a cierto rango de frecuencias que está directamente relacionada con el espaciado entre micrófonos [Bon96]. El procedimiento es costoso y consume mucho tiempo. La técnica NAH usa una superficie 2D de medidas de presión acústica compleja. El campo de presión acústica se calcula usando una transformada de Fourier en dos dimensiones y aplicando la teoría de propagación de ondas analíticamente en el dominio del número de onda. Como la velocidad de partícula se calcula en el dominio  $k$ , las restricciones estrictas en el emparejamiento de fase de los micrófonos se reducen y pueden utilizarse micrófonos más económicos y por tanto aumentar su número para el array reduciéndose la intervención humana en la adquisición de datos.

En un campo sonoro estacionario es posible medir la presión sonora con un único micrófono usando una señal de referencia. Sin embargo, para fuentes no estacionarias es necesario medir con todos los micrófonos del array a la vez. En [Namc02] describen un método para descomponer campos sonoros mediante fuentes incoherentes múltiples a partir de NAH. En [Namv01] estudian fuentes múltiples incoherentes utilizando dos señales de referencia una en cada extremo del plano de medida.

Sin embargo hay fuentes de error ligadas al emparejamiento de los micrófonos y a las posiciones de medida. El emparejamiento introduce error en magnitud y fase, es decir, interesaría que todos los micrófonos fueran iguales. El efecto de la magnitud es mucho menor que el efecto de la fase. Respecto a las posiciones de medida, las componentes de mayor número de onda están relacionadas con la distorsión de la información. Por tanto es natural esperar que los mejores resultados se obtengan al eliminar las componentes de mayor número de onda, es decir, filtrando. Sin embargo, el filtrado reduce la resolución en el plano de predicción. Esto significa que la resolución en el plano de predicción es diferente de la resolución en el plano del holograma. El incremento de la predicción debe comprometerse con la reducción de la resolución en el plano de predicción. La reducción del espaciado de medida debe comprometerse con el número de puntos de medida. [Nam99]

Como cualquier método inverso, el problema vinculado a la amplificación de las ondas evanescentes en el espectro de número de onda puede incrementarse con el leakage (o bajo muestreo) debido al truncamiento del campo sonoro por el array de tamaño finito. El decaimiento exponencial de las ondas evanescentes es la base de la naturaleza del problema inverso que devuelve estos decaimientos con amplificaciones exponenciales que dañan la reconstrucción debido al ruido contenido en los datos de medida. La regularización proporciona una técnica para generar una solución a este problema lineal (discrete ill-posed problems). Las soluciones propuestas se basan en el peso que se le da a la ventana espacial.

La aproximación SVD (Singular Value Decomposition) se basa en un método iterativo que requiere la inversión de la matriz. En [Tho01] se presenta un método basado en análisis de multiresolución (método wavelet o de superposición de funciones) del campo sonoro recogido por el array de micrófonos que permite reducir este efecto de truncamiento antes de usar la transformada de Fourier espacial. Se realiza un filtrado selectivo antes de calcular la transformada de Fourier. En la práctica, los efectos de leakage se reducen quitando más ondas evanescentes pero decrece la resolución de la fuente reconstruida.

La regularización Tikhonov minimiza el factor del filtro en el espacio  $k$ . El modelo BEM (Boundary Element Method) se usa para calcular un conjunto de funciones de transferencia a partir de vibraciones en nodos de la presión sonora en posiciones de

micrófono alrededor de la fuente sonora de estudio. Para identificación de fuentes sonoras en superficies curvadas, la técnica NAH no es suficiente, para eliminar esta limitación se añade un modelo numérico de fuente sonora a las simulaciones de campo sonoro [Kan01], [Schu98]. Estos métodos de regularización se usan para estabilizar las soluciones, imponiendo información adicional sobre la solución, y se busca un modelo matemático que conecte las dos informaciones que están relacionadas entre sí. Uno de los algoritmos que realiza esto se denomina TSVD (Truncated SVD) y el número de onda controla la precisión. [Mas97]

En todas estas aproximaciones se debe aplicar un método de selección de parámetros, el más popular es el principio de discrepancia de Morozov. [Wilr00]

La forma exponencial compleja general de una onda armónica simple viajando en el tiempo  $t$  en la dirección  $x$  positiva es

$$g^+(x, t) = \operatorname{Re}\{\tilde{B} \exp[j(\omega t - \omega x / c)]\} \quad (2.4.1.1)$$

donde  $c$  es la velocidad de fase de la onda,  $\tilde{B}$  es un número complejo,  $\operatorname{Re}\{\}$  es la parte real.  $\tilde{B}$  se considera como la amplitud compleja y  $\omega$  representa el cambio de fase por unidad de incremento de tiempo.

El periodo espacial de una onda armónica simple se describe comúnmente mediante su longitud de onda. Sin embargo la descripción matemática de una onda sugiere que las variaciones espaciales se describen mejor asociadas a una cantidad que representa el cambio de fase por unidad de distancia y es igual a  $(\omega/c)$ . A esta cantidad se la denomina *número de onda* y generalmente viene simbolizado por  $k$ . Una longitud de onda claramente corresponde a una diferencia de fase de  $2\pi$  dependiente de  $x$ .

$$k = \omega / c = 2\pi / \lambda \quad (2.4.1.2)$$

El número de onda  $k$  es la magnitud de un vector que indica la dirección de propagación y la variación de fase espacial. Esta magnitud es de vital importancia en la representación matemática de campos de onda en dos y tres dimensiones. La analogía entre la frecuencia temporal  $\omega$  y la frecuencia espacial  $k$  se ilustra en la figura 2.4.1.2.

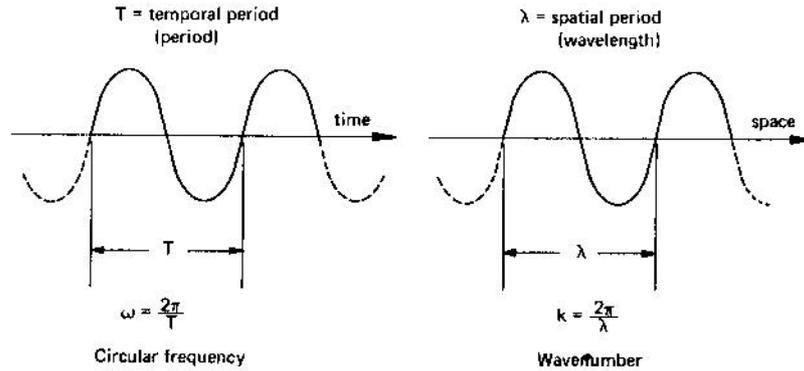


Figura 2.4.1. Analogía entre frecuencia circular y número de onda [Fah85]

Cualquier forma de variación espacial puede analizarse con Fourier en un espectro de componentes de número de onda complejos. La ecuación (2.4.1.2) indica la dependencia de la frecuencia con el número de onda.

La forma de la relación entre  $k$  y  $\omega$  se denomina relación de dispersión y es una propiedad del tipo de onda y del tipo de medio que soporta la onda. La relación de dispersión indica que una perturbación generada por un proceso que no es armónico simple en el tiempo se propagará a través del medio inalterable en su forma espacial básica. Sólo si la relación entre  $k$  y  $\omega$  es lineal, la forma espacial arbitraria no estará sujeta a cambios en su propagación. Cualquier perturbación de duración finita en tiempo, contiene una infinidad de componentes de frecuencias, y si son transportadas mediante un proceso de onda dispersiva, se distorsionará conforme se propague.

#### 2.4.2- Ecuación integral de Kirchhoff-Helmholtz

La ecuación integral de Kirchhoff-Helmholtz se deriva a partir de la segunda identidad de Green y se puede usar para calcular el campo radiado monocromático de uno o más cuerpos vibrando arbitrariamente incluidos en una superficie  $S$ . En particular, la integral de Kirchhoff-Helmholtz permite calcular la presión compleja en cualquier punto del campo si se conoce la presión compleja y su derivada normal (que es proporcional a la componente normal de la velocidad de partícula) en la superficie  $S$ . No es posible especificar ambas cantidades en  $S$ , una vez se conoce una la otra se calcula según la integral de Kirchhoff-Helmholtz.

La formulación de la ecuación integral de Kirchhoff-Helmholtz en términos de una función de Green general viene dada por:

$$\bar{\phi}(P) = \iint_S \left\{ \bar{\phi} \frac{\partial G}{\partial n} - G \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial n} \right\} dS \quad (2.4.2.1)$$

donde la función potencial  $\bar{\phi}$  es sinónima de la presión compleja  $\bar{p}$ , y  $\bar{G} = \bar{G}(\bar{r}|\bar{r}_s, \omega)$  representa el campo en  $\bar{r}$  debido a la fuente puntual de intensidad unidad en  $\bar{r}_s$ . Debe aclararse que  $\bar{G}$  no se limita a la función de Green en el espacio libre, se define para tener en cuenta las condiciones límite de varias geometrías y puede tomar formas más complicadas. [Bur95]

### 2.4.3- Integral de Rayleigh

La integral de Rayleigh es un caso especial de la ecuación de Kirchhoff-Helmholtz donde se necesita conocer la presión compleja o su derivada normal en la superficie S para calcular el campo radiado. Se considera la integral de la ecuación (2.4.2.1), esta integral puede simplificarse eligiendo que la función de Green satisfaga la condición límite Dirichlet homogénea ( $G=0$ ), o la condición límite Neumann homogénea ( $\partial G/\partial n=0$ ) en S. En ambos casos, un término de la integral desaparece y la integral de Kirchhoff-Helmholtz toma la forma de la primera o segunda integral de Rayleigh. Por tanto, deben satisfacerse dos criterios para construir esta función de Green:

1) La superficie radiante S debe estar completamente definida para conocer el valor a lo largo de la variable coordenada del sistema de tres coordenadas ortogonales.

2) La ecuación de Helmholtz homogénea es separable en el sistema de coordenadas, es decir, es uno de los once sistemas de coordenadas ortogonales conocidos tabulados por Morse & Feshbach [Hoe79]. En coordenadas rectangulares, esto requiere conocer las condiciones límite en un plano infinito. Si la condición límite Dirichlet ( $G=0$ ) se verifica en cualquier lugar de un plano infinito, entonces la integral de Kirchhoff-Helmholtz toma la forma:

$$\bar{\phi}(P) = \iint_S \bar{\phi} \frac{\partial}{\partial n} \bar{G}(\bar{r}|\bar{r}_s, \omega) dS \quad (2.4.3.1)$$

Debería tenerse en cuenta que  $\bar{G}(\bar{r}|\bar{r}_s, \omega)$  no es más extensa que la función de Green en el espacio libre, es la función de Green que satisface la condición límite Dirichlet homogénea en el plano infinito y puede derivarse mediante el método de imágenes. La ecuación (2.4.3.1) se refiere a la primera integral de Rayleigh y es la expresión fundamental de la técnica NAH. Hay que anotar que se utiliza información de un plano para reconstruir un campo en tres dimensiones.

### 2.4.4- Reconstrucción del campo de presión. Función de Green modificada

En este subpunto, se aplica la integral de Rayleigh en coordenadas rectangulares para estudiar las características de radiación de materiales y altavoces.

Se considera un problema con límites, de superficie  $S$  y definido en un plano infinito  $z = z_s$  como se muestra en la figura 2.4.4.1, y se define como plano de la fuente.

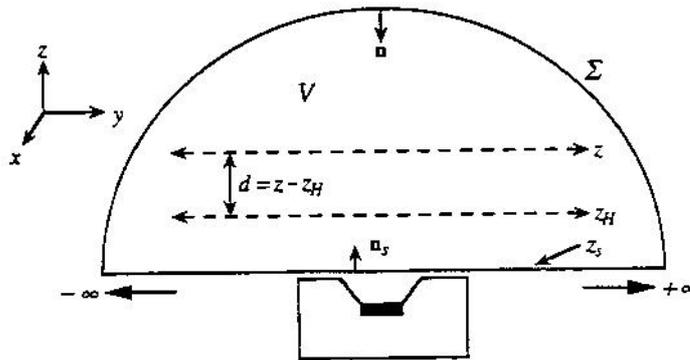


Figura 2.4.4.1. Geometría para el desarrollo de NAH en coordenadas rectangulares. [Bur95]

Las fuentes acústicas están en una región finita, sobre ella o por debajo del plano  $z_s$ . El hemisferio infinito se define como  $\Sigma$ , y está incluido en un volumen  $V$  definido por  $z > z_s$  en el espacio medio. El campo dentro de  $V$  obedece la condición de radiación de Sommerfeld que asegura que las ondas acústicas no se introducen en  $V$  a partir de  $\Sigma$ . Es importante anotar que la integral de Rayleigh satisface la ecuación de Helmholtz homogénea en el dominio definido sobre la región  $V$  y fuera de la superficie  $S$ . En consecuencia, la reconstrucción holográfica del campo en el plano  $z_s$  (es decir, en la interfaz baffle-medio) representan los datos calculados.

La Figura 2.4.4.1. ilustra la geometría del problema de medida. La presión sonora se mide sobre el plano  $z = z_h$ , denominado holograma, en la región de campo cercano de la fuente sonora y mediante un array de micrófonos. La fuente está localizada en  $z = z_s$ , siendo  $d$  la distancia más pequeña entre la fuente y el plano de medida

A partir del teorema de Green, se puede derivar una integral que describe la presión acústica en cualquier lugar del espacio medio entre la fuente y un plano de medida. Usando la ecuación (2.4.4.1), la presión compleja en cualquier punto en el espacio libre

puede expresarse como una función de la presión compleja ( $\bar{p}$ ) en el plano de la fuente  $z_s$ .

$$\bar{p}(x, y, z) = - \int_{-\infty}^{\infty} \int \bar{p}_s(x', y', z_s) \times \bar{G}'(x-x', y-y', z-z_s) dx' dy' \quad (2.4.4.1)$$

donde  $\bar{p}_s(x', y', z_s)$  es la distribución de presión compleja en  $z_s$  y  $\bar{G}'(x-x', y-y', z-z_s)$  es la derivada normal de la función de Green que satisface la condición límite Dirichlet homogénea en  $z_s$ . Usando el método de las imágenes, véase figura 2.4.4.2, la función de Green toma la forma

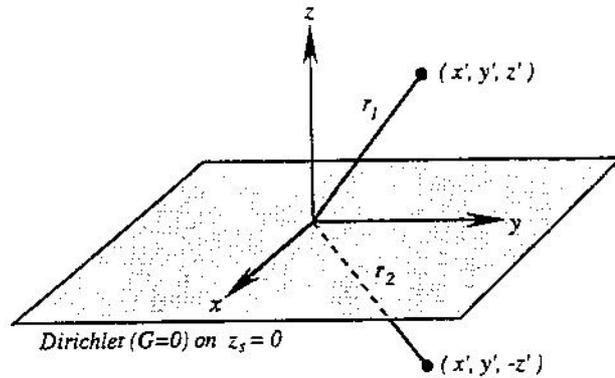


Figura 2.4.4.2. Geometría, relativa a una fuente puntual arbitraria y su imagen, para construir la función de Green satisfaciendo la condición límite Dirichlet en el plano infinito  $z_s = 0$ . [Bur95]

$$\bar{G}'(x, y, z|x', y', z') = \frac{e^{-jkr_1}}{4\pi r_1} - \frac{e^{-jkr_2}}{4\pi r_2} \quad (2.4.4.2)$$

donde

$$r_1 = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2} \quad (2.4.4.3)$$

$$r_2 = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z+z')^2} \quad (2.4.4.4)$$

Hay que anotar que  $\bar{G}'(x, y, z|x', y', z') = 0$  y  $r_1 = r_2$  cuando  $z' = 0$ . Por tanto, la derivada normal  $\partial / \partial z'$  de  $\bar{G}'(x, y, z|x', y', z') = 0$  en  $z' = z_s = 0$  viene dada por:

$$\bar{G}'(x, y, z|x', y', z_s = 0) = \frac{ze^{-jkr}}{2\pi r^2} \left[ jk + \frac{1}{r} \right] \quad (2.4.4.5)$$

donde  $r = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + z^2}$ . A partir de este punto, con la expresión de la ecuación (2.4.4.5) se hará referencia a la función de Green modificada. Concretamente, representa la derivada normal, respecto a  $z'$ , de la función de Green en el espacio real que satisface la condición límite Dirichlet homogénea en  $z_s$ . A la transformada de Fourier de esta expresión se le llama propagador para la reconstrucción del campo.

La dependencia temporal  $e^{-i\omega t}$  no se considera. Se considera que todos los puntos están localizados en el plano de medida, denominado holograma,  $z_h$ . La ecuación (2.4.4.1) se convierte en

$$\bar{p}_h(x, y, z_h) = \int_{-\infty}^{\infty} \int \bar{p}_s(x', y', z_s) \times \bar{G}'(x-x', y-y', z_h-z_s) dx' dy' \quad (2.4.4.6)$$

Como  $z_h - z_s$  es una constante, la ecuación (2.4.4.6) describe una convolución 2D entre la presión compleja en el plano  $z_s$  y la función de Green modificada. Esta convolución 2D toma la forma:

$$\bar{p}_h(x, y, z_h) = \bar{p}_s(x, y, z_s) ** \bar{G}'(x, y, z_h - z_s) \quad (2.4.4.7)$$

donde \*\* denota la convolución 2D. La convolución en el espacio real se convierte en un producto simple en el espacio del número de onda.

$$\bar{p}_h(k_x, k_y, z_h) = \bar{p}_s(k_x, k_y, z_s) \cdot \bar{G}'(k_x, k_y, z_h - z_s) \quad (2.4.4.8)$$

La transformada de Fourier en dos dimensiones se define como:

$$\bar{p}_h(k_x, k_y, z_h) \equiv \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int \bar{p}_h(x, y, z_h) e^{ik_x x} e^{ik_y y} dx dy \quad (2.4.4.9)$$

tomando la transformada de Fourier en ambas caras de la ecuación (2.4.4.1) se obtiene la distribución de presión compleja en un plano arbitrario  $z$  como producto en el espacio de número de onda:

$$\bar{p}(k_x, k_y, z) = \bar{p}_s(k_x, k_y, z_s) \cdot \bar{G}'(k_x, k_y, z - z_s) \quad (2.4.4.10)$$

Despejando de la ecuación (2.4.5.8) se obtiene:

$$\bar{p}(k_x, k_y, z) = \bar{p}_h(k_x, k_y, z_h) \cdot \bar{G}'(k_x, k_y, d) \quad (2.4.4.11)$$

donde  $d = z - z_h$  se define como la distancia entre el plano reconstruido y el plano del holograma, dependiendo de la localización del plano reconstruido, que puede ser positivo o negativo.

La transformada de Fourier de la función de Green modificada definida como propagador se expresa como:

$$si \ d > 0 \rightarrow \quad (2.4.4.12)$$

$$\bar{G}'(k_x, k_y, d) = \begin{cases} e^{id\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}} & para \ k_x^2 + k_y^2 \leq k^2; \ c_x, c_y > c; \ k_z \text{ real} \quad (a) \\ e^{-d\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2}} & para \ k_x^2 + k_y^2 > k^2; \ c_x \text{ o } c_y < c; \ k_z \text{ imaginario} \quad (b) \end{cases}$$

$$si \ d < 0 \rightarrow$$

$$\bar{G}'^{-1}(k_x, k_y, d) = \begin{cases} e^{-i|d|\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}} & para \ k_x^2 + k_y^2 \leq k^2; \ c_x, c_y > c; \ k_z \text{ real} \quad (a) \\ e^{+|d|\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2}} & para \ k_x^2 + k_y^2 > k^2; \ c_x \text{ o } c_y < c; \ k_z \text{ imaginario} \quad (b) \end{cases}$$

### *Ondas planas y ondas evanescentes*

Cualquier distribución de presión puede expresarse únicamente y completamente mediante una suma de ondas planas y evanescentes. Las ondas planas vienen dadas por la ecuaciones 2.4.4.12.a mientras que las ondas evanescentes están representadas en la ecuaciones 2.4.4.12.b, dependiendo de si  $d > 0$  o  $d < 0$ , entonces las ecuaciones a) muestran que una onda plana, que se caracteriza por la propagación sin atenuación y por tener amplitudes constantes, experimentará solamente un cambio de fase dado por el argumento de la exponencial en la dirección de propagación. Mientras que las

ecuaciones b) muestran que las ondas evanescentes se propagan con una atenuación exponencial fuera del plano  $z=d$ . La atenuación sufrida por las ondas evanescentes es función de la frecuencia espacial debido a que, cuanto mayor es el término  $k_x^2+k_y^2$ , la atenuación es más rápida. La atenuación exponencial de las ondas evanescentes en la dirección del eje  $z$  explica la razón por la que se registra el holograma cerca de la superficie de la fuente. La presencia de estas componentes en el tratamiento holográfico permite tener en cuenta las variaciones espaciales del campo de presión que representan. Esto se traduce en un aumento de la resolución que permite un análisis más fino de los fenómenos de generación de ruido. Cuanto más grande es el número de ondas evanescentes registradas, se obtendrá un aumento de la resolución. Sin embargo, el tratamiento de estas ondas es delicado debido al ruido que puede introducirse en la medida del holograma. [Esc04]

El círculo  $k_x^2 + k_y^2 = k^2$  se denomina círculo de radiación, para puntos  $(k_x, k_y)$  dentro de él,  $\bar{G}'$  representa el cambio de fase en la dirección  $z$  de las ondas planas propagándose, mientras que para puntos  $(k_x, k_y)$  fuera del círculo de radiación  $\bar{G}'$  representa el decaimiento exponencial rápido de las ondas evanescentes.

-Cuando  $k_x^2 + k_y^2 \leq k^2$ , las ondas superficiales en el plano  $z$  de la fuente,  $z_s$ , simplemente se combinan con ondas planas propagándose en la región tridimensional  $z > z_s$  y viajan en la dirección dada por el vector de onda  $k$ . Estas ondas se denominan ondas supersónicas porque las velocidades de la onda en los ejes  $x$  e  $y$  superan la velocidad  $c$  ( $c_x, c_y > c$ ).  $k_z$  es real y menor que  $k$  en magnitud. En este caso las componentes  $x$  e  $y$  se encuentran dentro del círculo de radiación.

$$k_z = \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} \quad (2.4.4.13)$$

La intensidad acústica promedio:

$$\bar{I} = \frac{|A|^2}{2\omega\rho_0} (k_x \hat{i} + k_y \hat{j} + k_z \hat{k}) \quad (2.4.4.14)$$

-Cuando  $k_x^2 + k_y^2 > k^2$ , entonces la longitud de onda de la superficie es más corta que  $\lambda$  ( $\lambda_x < \lambda$ ), la onda plana tridimensional emerge del plano  $z_s$  con un ángulo que sólo le permite encontrarse con ondas superficiales que tienen longitudes de onda 2-D mayores o iguales a  $\lambda$ . Si una de las componentes del número de onda es subsónica ( $c_x$  o  $c_y < c$ ) se denominan ondas evanescentes, ya que tienen componentes  $z$  imaginarios y sus vectores de onda decaen exponencialmente en la dirección  $z$ .

$$k_z = i\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2} = ik'_z \quad (2.4.4.15)$$

donde el argumento de la raíz cuadrada es ahora positivo y  $k'_z$  es real.

La intensidad acústica promedio:

$$\bar{I} = \frac{|A|^2 e^{-2k'_z z}}{2\omega\rho_0} (k_x \hat{i} + k_y \hat{j}) \quad (2.4.4.16)$$

En esta última ecuación se ve claramente cómo el flujo de potencia paralelo al plano  $(x,y)$  en la dirección  $(k_x \hat{i} + k_y \hat{j})$ , decae exponencialmente en la dirección  $z$ . La dirección de la onda evanescente difiere del caso de onda plana, donde  $k_z$  entra en la dirección de la onda.

Las ondas evanescentes tienen sus componentes  $x$  e  $y$  fuera del círculo de radiación. Por tanto, cualquier radiación con una componente de onda subsónica en la dirección  $x$  o  $y$  no radia en campo lejano, es decir, las ondas con componentes en el espacio- $k$  fuera del círculo de radiación no radian en campo lejano.

Para el caso de las ondas evanescentes, el promedio de la Intensidad Acústica normal es cero, por tanto no hay transferencia de potencia de la superficie vibrante al fluido, no hay potencia radiada en el espacio medio y por consiguiente no hay potencia radiada a campo lejano.

Una de las principales ventajas de la holografía acústica, es que permite la determinación de la velocidad de vibración o el vector de intensidad acústica del campo a partir de la presión medida.

A partir de la presión en el espacio  $k$ ,  $\bar{p}(k_x, k_y, z_h)$ , se puede determinar el vector velocidad de partícula aplicando la ecuación de Euler. Para campos acústicos armónicos en el tiempo, la ecuación de Euler se define como:

$$\bar{\mathbf{v}} = \frac{i}{\omega\rho} \bar{\nabla} p \quad (2.4.4.17)$$

Tomando la transformada inversa de Fourier de la ecuación (2.4.4.17) se obtiene:

$$\bar{\mathbf{v}}(k_x, k_y, z) = \frac{1}{\omega\rho} \left( k_x e_x + k_y e_y - i e_z \frac{\partial}{\partial z} \right) \bar{p}(k_x, k_y, d) \quad (2.4.4.18)$$

donde  $\bar{p}(k_x, k_y, z)$  se halla a partir de la ecuación (2.4.4.11). Las tres componentes de la velocidad de partícula compleja vienen dadas por:

$$\begin{aligned} \bar{v}_x(x, y, z) &= \frac{1}{4\pi^2 \omega\rho_0} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} k_x \bar{p}_h(k_x, k_y, z_h) e^{-ik_z(z-z_h)} e^{-ik_x x} e^{-ik_y y} dk_x dk_y \\ \bar{v}_y(x, y, z) &= \frac{1}{4\pi^2 \omega\rho_0} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} k_y \bar{p}_h(k_x, k_y, z_h) e^{-ik_z(z-z_h)} e^{-ik_x x} e^{-ik_y y} dk_x dk_y \\ \bar{v}_z(x, y, z) &= \frac{1}{4\pi^2 \omega\rho_0} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \bar{k}_z \bar{p}_h(k_x, k_y, z_h) e^{-ik_z(z-z_h)} e^{-ik_x x} e^{-ik_y y} dk_x dk_y \end{aligned} \quad (2.4.4.19)$$

La transformada inversa de la ecuación (2.4.4.19) proporciona el vector velocidad reconstruido,  $v(x, y, d)$ . Si  $z = d$  corresponde a la superficie de un vibrador plano, entonces la componente normal  $v_z(x, y, d)$  proporciona la amplitud y la fase de dicha superficie. [Wil80], [Will85].

En acústica no hay receptores que sean directamente sensibles a la intensidad, por lo que debe ser evaluada a partir de la presión sonora y la velocidad de partícula, se puede calcular la intensidad activa y reactiva mediante la siguiente ecuación:

$$I(x, y, d) = 1/2 [p(x, y, d) v^*(x, y, d)] \quad (2.4.4.20)$$

donde el símbolo \* denota conjugado. La parte real de  $I$  proporciona la intensidad real o activa y la parte imaginaria proporciona la intensidad reactiva. La intensidad activa describe la transferencia de energía que transporta la onda sonora y oscila alrededor de un cierto valor promedio, y la intensidad reactiva describe la amplitud de la intensidad instantánea [Jac91], [Kut94] [B&KSTSF]. La ventaja de la intensidad es que por ejemplo pequeñas fugas pueden ser eficientemente localizadas por la presentación de un vector antes que con una inspección mecánica [Wey95].

Se debe hacer hincapié en que  $z=d$  corresponde a cualquier plano en el espacio medio sobre la fuente incluyendo la fuente misma. De este modo es posible trazar el vector intensidad en todo este espacio por medio de la reconstrucción en planos sucesivos.

#### 2.4.5. Condiciones de medida de NAH

El campo sonoro se asume que se representa adecuadamente por un campo constante a trozos, con el valor del campo de cada trozo dado por el correspondiente valor del dato del holograma. Se supone que la DFT (Discrete Fourier Transform) de los valores del holograma proporciona estimaciones razonables del campo transformado para  $k_x$  y  $k_y$  pequeñas.

La composición de cualquier error introducido por la DFT o ruido en los valores de entrada es el crecimiento exponencial del núcleo de reconstrucción  $\hat{G}^{-1}(z)$  con frecuencia espacial y distancia de reconstrucción. Este problema sugiere dos cosas: primero, será necesario alguna forma de filtrado en el espacio  $k$ , y, segundo, las deconvoluciones o reconstrucciones del campo de sonido que incluyen la información de las ondas evanescentes deben restringirse a pequeñas distancias  $z$ .

El bajo muestreo en el espacio  $k$  es otra fuente de error que puede manifestarse si cualquier  $\bar{p}(k_x, k_y, z_h)$  o  $\bar{G}^{-1}(k_x, k_y, z_h)$  varía muy rápidamente sobre los intervalos de muestreo DFT  $\Delta k_x$  y  $\Delta k_y$ . El bajo muestreo puede evitarse reduciendo los intervalos de muestreo en el espacio  $k$ . Cuando se usa la FFT, este espaciado de la muestra se reduce más fácilmente al aumentar los valores del holograma  $\psi(p, q, z_h)$  con ceros y construyendo la FFT del array del holograma  $2M \times 2N$  aumentado con ceros.

Por tanto, cuando se realizan medidas utilizando la técnica NAH deben tenerse en cuenta tres problemas fundamentales: la distancia espacial entre el plano de medida y el plano de la fuente, las dimensiones espaciales del array, y el incremento espacial entre los puntos de medida (distancia entre micrófonos). [May85], [Wil85], [Wil82], [Wil80], [Hald01]

El método de medida NAH requiere tener en cuenta las siguientes consideraciones:

a) Se obtiene una buena resolución teniendo un sistema de medida de grabación preciso (gran rango dinámico) y midiendo tan cerca de la fuente como sea posible ( $d$ , distancia fuente-holograma, pequeña). [May85]

b) La FFT 2D requiere puntos de medida espaciados uniformemente en cada dimensión,  $x$  e  $y$  [Dum99]. El número de puntos de medida debe ser par, pero no necesariamente potencia de 2, ya que si no lo es, la FFT rellena posteriormente con ceros hasta conseguir el siguiente número más cercano al número de medidas que sea potencia de 2. [Bur95].

c) Para evitar el aliasing en el dominio espacial se debe muestrear (según el teorema de Nyquist) a una frecuencia que sea el doble de la máxima frecuencia de trabajo, es decir:

$$\Delta t = \frac{1}{f_s} = \frac{1}{2f_{\max}} \quad (2.4.5.1)$$

El límite más alto de frecuencia está limitado por el espaciado entre micrófonos. El máximo espaciado entre micrófonos debe ser menor o igual a  $\frac{1}{2}$  de la longitud de onda de la frecuencia más alta de interés:

$$\max(dx, dy) \leq \frac{c}{2f_{\max}} = \frac{\lambda}{2} \quad (2.4.5.2)$$

donde  $dx$  y  $dy$  corresponden al espaciado entre micrófonos en las direcciones  $x$  e  $y$  respectivamente. El espaciado entre micrófonos define también la resolución de la fuente. Una vez se fija la separación entre micros, el array debe colocarse a una cierta

distancia del plano de la fuente para evitar el aliasing espacial. Esta distancia debe ser 1 o 2 veces el espaciado mínimo entre micrófonos, para medir en el campo cercano a la fuente y poder capturar así las componentes de onda evanescentes:

$$\min(dx, dy) \leq d \leq 2 \min(dx, dy) \quad (2.4.5.3)$$

d) El límite de frecuencia más bajo depende de las dimensiones de medida, las dimensiones del array deben ser como mínimo una longitud de onda de la frecuencia más baja de interés:

$$f_{\min} = c / \lambda_{\max} \quad , \quad \lambda_{\max} = \max(Lx, Ly) \quad (2.4.5.4)$$

e) La presión debe aproximarse a cero en los límites del array de micrófonos para evitar errores en la resolución espacial con la FFT 2D. El error wrap around (o circular convolution error) espacial surge por la repetición periódica de la fuente causada por su representación por series discretas de Fourier, aparecen fuentes fantasma, para solucionarlo resulta necesario extender la superficie de medida 1/4 o 1/2 de la dimensión de la superficie de la fuente (Lx, Ly) en cada dirección, es decir, (1.5Lx, 1.5Ly) o bien (2Lx, 2Ly). Es necesario añadir ceros a la matriz de medida para obtener una mejor resolución en la imagen.

La apertura del holograma se protege con una banda de protección de ceros para prevenir errores durante la convolución antes de hacer la transformada de la presión. En la figura 2.4.5.1. se puede ver más claramente el error wrap around y su solución; la figura 2.4.5.1(a) muestra este error que surge por la repetición periódica de la fuente causada por su representación en series discretas de Fourier; en la figura 2.4.5.1(b) se puede ver la función de Green, de extensión infinita, que se convoluciona con este campo extendido generado por la fuente real y las fuentes réplica, el relleno con ceros del plano de medida se muestra en la Fig. 2.4.5.1(c). [Hald01]

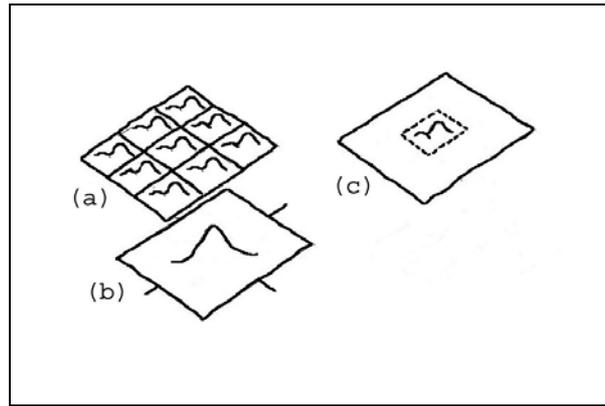


Figura 2.4.5.1. Error wrap-around.

De esta forma, conforme se va rellenoando con ceros y aumentando las dimensiones del array, se garantiza que las fuentes réplica están más separadas y por lo tanto su influencia es menor.

f) Es necesario hacer un filtrado en el espacio  $k$ , i.e., espacio número de onda, para suprimir las componentes de onda evanescentes que no están asociadas con el fenómeno acústico, sino que están asociadas con el ruido inherente en el algoritmo de reconstrucción. En nuestro caso el filtro utilizado es un filtro Wiener.

g) El proceso NAH requiere la calibración de los micrófonos y el número máximo posible de éstos, ya que disminuye el error y el tiempo de medida. Los micrófonos deben estar calibrados para tener una precisión relativa alta en amplitud y fase puesto que cuando se realizan reconstrucciones hacia la superficie de la fuente, el factor exponencial positivo de la función de Green inversa amplificará cualquier error de calibración en los datos del holograma.

En contraste con una apertura continua de medida, un array consiste en sensores individuales que muestrean espacialmente. Cada sensor puede ser una apertura o un transductor omnidireccional. Se puede esperar a partir de la teoría de procesado de señal digital que el muestreo introducirá complicaciones. A continuación se detallan los efectos debidos a la apertura de medida y a la discretización y aliasing.[Joh93]

### Efectos de apertura de medida finita

Se asume que la presión se mide sobre el plano completo del holograma, pero esto es imposible en la práctica. El área rectangular sobre la que se hace la medida de presión se llama apertura de medida. En la ecuación de reconstrucción:

$$v(x, y, z_s) = F_x^{-1} F_y^{-1} [F_x F_y [p(x, y, z_h)] G(k_x, k_y, z_s - z_h)] \quad (2.4.5.5)$$

esta apertura de medida puede describirse mediante una función ventana rectangular con una apertura de longitud  $L_x$  y anchura  $L_y$ . La ecuación anterior se convierte en:

$$\tilde{v}(x, y, z_s) = F_x^{-1} F_y^{-1} [F_x F_y [p(x, y, z_h)] \Pi(x, L_x) \Pi(y, L_y) G(k_x, k_y, z_s - z_h)] \quad (2.4.5.6)$$

donde  $\tilde{v}$  es una estimación de la función verdadera  $v$  pero es diferente debido a la

apertura de medida finita.  $\Pi$  se define como:

$$\Pi(x/L) = \begin{cases} 1 & |x| < L/2 \\ 1/2 & |x| = L/2 \\ 0 & |x| > L/2 \end{cases}$$

y la transformada de Fourier de la función rectángulo es:  $\int_{-\infty}^{\infty} \Pi(x/L) e^{-ik_x x} dx = L \text{sinc}(k_x L/2)$

La estimación se traslada al espacio  $k$  como

$$F_x F_y [p(x, y, z_h)] \Pi(x, L_x) \Pi(y, L_y) = P(k_x, k_y, z_h) * L_x L_y \text{sinc}(k_x L_x / 2) \text{sinc}(k_y L_y / 2) \quad (2.4.5.7)$$

Las convoluciones con las funciones sinc extienden el espectro  $k$  de  $P$ . por ejemplo si  $P$  es una función delta  $\delta(k_x) \delta(k_y)$  el resultado de la apertura convierte esta función delta en una función sinc. Estos números de onda aparecen en el espectro y realmente no existen, y como el propagador inverso es una función fuertemente dependiente del número de onda, estos números de onda se retropropagan a la superficie de la fuente con amplitudes diferentes y erróneas. Cuando  $L_x$  y  $L_y$  tienden a infinito las funciones sinc se convierten en funciones delta y por tanto la extensión de números de onda tiende a cero, y la retropropagación es exacta. [Will99] Para solucionar esto en la práctica, la apertura de medida debe ser siempre mayor que la fuente. En el peor de los casos  $L_x$  se elige que sea el doble del tamaño de la fuente actual en la dirección  $x$  y de forma similar para  $L_y$ . Esto casi siempre garantiza que el campo de presión medido se reduce

significativamente hacia los bordes de la apertura. Respecto a esto hay que considerar que el propagador inverso es una función de deconvolución, es decir, en vez de extender las discontinuidades espaciales condensa el campo acústico de forma que aparecen suaves variaciones en el plano de medida que devolverán formas en los bordes en el plano de la fuente. Al propagar hacia delante, el propagador alisa el campo sonoro conforme  $z_h$  aumenta, debido a la operación de decaimiento exponencial. Progresivamente elimina las componentes de alto número de onda del campo de presión. Aunque la apertura es grande comparada con la fuente, las discontinuidades de la presión en los bordes deben tratarse. El error leakage (o fuga espectral) se debe a la distorsión del espectro causada por el truncamiento artificial de los datos de muestreo. Típicamente ocurre en el cálculo de la transformada de Fourier discreta con un sistema de memoria finito. El problema se reduce aplicando una ventana tipo gaussiana a los datos de medida, por ejemplo una ventana Barlett, o Hann.

Es necesario realizar un filtrado en el espacio xy como el que se hace en el espacio k, se usa una ventana para reducir el tamaño de las discontinuidades y para conseguir que la presión sea cero en los bordes. Esto se realiza antes de aumentar con ceros.

### Discretización y Aliasing

Se supone que la presión y la velocidad se muestrean de forma continua (con un intervalo infinitesimal) en la apertura de medida. Cualquier sistema de medida puede muestrearse con un intervalo discreto. El uso de la transformada de Fourier con esta discretización genera aliasing. Se considera un muestreo de la transformada de Fourier con una rejilla constante separada  $\Delta x = a$ . Se considera la transformada de Fourier unidimensional

$$P(k_x) = \int_{-\infty}^{+\infty} p(x) e^{-ik_x x} dx \quad (2.4.5.8)$$

donde  $P(k_x)$  es la transformada exacta deseada. El proceso de muestreo se realiza usando la función comb. Esta función es una serie infinita de funciones delta y se define como:

$$C(x/a) = |a| \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(x - na) \quad (2.4.5.9)$$

la transformada de Fourier de una función comb es otra función comb

$$\int_{-\infty}^{+\infty} C(x/a) e^{-ik_x x} dx = a C\left(\frac{k_x}{2\pi/a}\right) \quad (2.4.5.10)$$

de las dos ecuaciones anteriores se obtiene que

$$C\left(\frac{k_x}{2\pi/a}\right) = \frac{2\pi}{a} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(k_x - n(2\pi/a)) \quad (2.4.5.11)$$

El teorema de la convolución es

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(x)g(x) e^{-ik_x x} dx = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F(k'_x)G(k_x - k'_x) dk'_x = \frac{1}{2\pi} F(k_x) * G(k_x) \quad (2.4.5.12)$$

Usando las ecuaciones anteriores (2.4.5.10) y (2.4.5.12), la aproximación a la transformada de Fourier  $\tilde{P}$  es

$$P(k_x) = \int_{-\infty}^{+\infty} p(x)C(x/a) e^{-ik_x x} dx = \frac{a}{2\pi} p(k_x) * C\left(\frac{k_x}{2\pi/a}\right) \quad (2.4.5.13)$$

Usando la definición de la función comb esta ecuación resulta:

$$\tilde{P}(k_x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} P\left(k_x - \frac{2\pi m}{a}\right) \quad (2.4.5.14)$$

Esta ecuación proporciona la descripción matemática del aliasing, la parte derecha consiste en una suma de transformadas exactas, cada una trasladada  $2\pi/a$ . Si  $P(k_x)$  no está limitada en banda en  $k_x$  entonces la parte de  $P(k_x)$  con  $|k_x| > 2\pi/a$  se solapará con las transformadas adyacentes ( $m = \pm 1$ ). De forma similar,  $P(k_x \pm 2\pi/a)$  se solapará con  $P(k_x)$ , corrompiendo la transformada deseada, véase la figura 2.4.5.2.

Cuando  $a \rightarrow 0$ , el límite de muestreo continuo, las réplicas adyacentes están infinitamente lejos y el aliasing desaparece. Esto se resume con el teorema del muestreo, normalmente atribuido a Nyquist, y que se ha comentado en el apartado c).

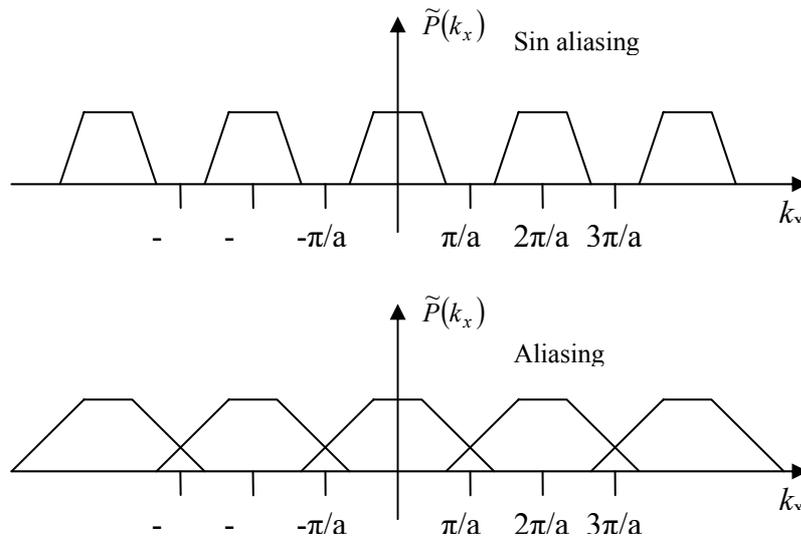


Figura 2.4.5.2. Representación de la presión en el espectro  $k$  con aliasing (inferior) y sin aliasing (superior).

#### 2.4.6- Diferentes propagadores

El propagador es una función de Green modificada o de transferencia cuya finalidad es obtener la reconstrucción de presión y velocidad de vibración de un plano paralelo al del holograma ya sea hacia delante (plano lejano) o hacia atrás (plano de la fuente). El campo de presión se mide en el holograma y se retropropaga para determinar la presión registrada en la fuente, y a partir de ésta se propaga a otro plano paralelo al plano fuente. Dependiendo de la posición del plano paralelo al que se quiere propagar, el propagador convencional toma la forma, como se ha comentado en 2.4.4:

Si  $d > 0$  (2.4.6.1)

$$G_d(k_x, k_y) = \begin{cases} e^{id\sqrt{k^2 - k_x^2 + k_y^2}}, & a) \\ e^{-d\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2}}, & b) \end{cases}$$

Si  $d < 0$  (2.4.6.2)

$$G_d^{-1}(k_x, k_y) = \begin{cases} e^{-i|d|\sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}}, & a) \\ e^{+|d|\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2}}, & b) \end{cases}$$

Para suavizar la forma de la función de Green se utiliza el propagador atenuado, al que se le añade un coeficiente de atenuación  $k_\alpha$  en el número de onda acústico. El propagador atenuado viene dado por la ecuación (2.4.6.3) [Pas00], [Esc04].

$$\begin{aligned} \text{si } k_x^2 + k_y^2 \leq k^2 & \quad (2.4.6.3) \\ k_z = (k_\alpha^2) - k_x^2 - k_y^2 \text{ y } G(k_x, k_y) = e^{(-id\sqrt{kz})}, & \quad a) \\ \text{si } k_x^2 + k_y^2 > k^2 & \\ k_z = k_x^2 + k_y^2 - (k_\alpha^2) \text{ y } G(k_x, k_y) = e^{(-d\sqrt{kz})}, & \quad b) \end{aligned}$$

donde a) representa las ondas planas y b) las ondas evanescentes,  $\alpha \in [0,1]$  y  $k_\alpha = k(1-i\alpha)$ . Al propagador convencional se le denominará  $G_n$  y al atenuado  $G_a$ .

El propagador promedio viene dado por la ecuación 2.4.6.4. Esta función hace un promedio sobre el área  $\Delta k$  cuadrada de la longitud de medida centrándola en el punto de acoplamiento, se expresa como  $d=0$ .

$$G(k_x, k_y, 0) = \begin{cases} -j^2 \left( \sqrt{k^2 - k_1^2} - \sqrt{k^2 - k_2^2} \right) / (k_2^2 - k_1^2), & \rightarrow k_2 \leq k_k \\ 2 \left( -j\sqrt{k^2 - k_1^2} + \sqrt{k_2^2 - k^2} \right) / (k_2^2 - k_1^2), & \rightarrow k_1 \leq k \leq k_2 \\ 2 \left( \sqrt{k_1^2 - k^2} - \sqrt{k_2^2 - k^2} \right) / (k_2^2 - k_1^2), & \rightarrow k \leq k_k \end{cases} \quad (2.4.6.4)$$

donde:

$$\begin{aligned} \Delta k &= \frac{2\pi}{L}; & \text{siendo } L \text{ la apertura de la ventana} \\ k_r^2 &= (m^2 + n^2)\Delta k; & m, n = -N+1, -N, \dots, 0, 1, 2, \dots, N-1, N \\ k_1 &= k_r - \frac{\Delta k}{2}; & k_2 = k_r + \frac{\Delta k}{2}; \end{aligned}$$

### 2.4.7. Filtro Wiener

Una de las partes más importantes del algoritmo de reconstrucción holográfico para obtener una mejor resolución de la imagen es el filtro. Es el encargado de eliminar las altas componentes en el dominio del número de onda espacial debido a los errores causados por las aperturas de medida discreta y finita. La pequeña apertura de medida causa el error de truncado alrededor de los bordes de la apertura en el proceso NAH. Este problema hace que la imagen reconstruida cerca de la fuente no se distinga.

El filtro inverso se encarga de la restauración de imágenes con un efecto de degradación por movimiento de un cierto número de píxels. Se multiplica la transformada de la imagen degradada por el filtro inverso y a la imagen resultante se le aplica la transformada inversa, obteniendo así la imagen restaurada. El filtro Wiener es una variante del filtro inverso siendo los dos filtros de mínimos cuadrados. La ecuación del filtro Wiener viene dada por [Jj103][Rcg95].

(2.4.7.1)

$$W(k_x, k_y) = \begin{cases} 1 - \frac{\exp\{(k_r / k_c - 1) / \alpha\}}{2}; & k_r \leq k_c \\ \frac{\exp\{(1 - k_r / k_c) / \alpha\}}{2}; & k_r > k_c \end{cases}$$

donde  $k_r = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$  y  $k_c = 0.1k_{max}$  donde  $k_{max} = \frac{\pi}{\Delta x}$ .

En [Osh00] se estudian los parámetros del filtro y aconsejan que se deben decidir en cada frecuencia.

### **3. Desarrollo**

En este capítulo se presentan las contribuciones de este trabajo. En la primera sección se realiza un estudio de los parámetros utilizados en la programación de NAH, para obtener resultados óptimos de localización de fuentes sonoras y de medidas de velocidad. Un primer paso necesario es realizar un software con el que, a partir de registros, se obtienen los parámetros acústicos de interés de una fuente sonora. El diagrama de bloques desarrollado se comenta en 3.1.1. En la segunda, se aplican estos parámetros obtenidos para estudiar la vibración de diferentes materiales con esta técnica, entre ellos se estudiará el panel de un altavoz DML y un panel de policarbonato utilizado en los altavoces transparentes. En la tercera, se estudia la radiación de altavoces planos con los modelos comentados en 2.3. Por último, en la sección 3.4., se caracterizan varias estructuras multicapa con los modelos de predicción comentados en 2.2, mediante técnicas de inversión y con NAH, y se realiza una comparativa entre ellos.

#### **3.1-Optimización de NAH.**

Como se ha comentado más arriba, en esta sección, se realiza un estudio de los parámetros utilizados en NAH para obtener unos resultados óptimos. En el primer punto, se detallan, de forma general, los pasos a seguir en la reconstrucción holográfica. En el punto 3.1.2. se estudia el efecto del relleno con ceros que variará la resolución de la reconstrucción. En el siguiente punto se evalúa la influencia debida a la posible variación de la distancia fuente-holograma. El efecto de variar los parámetros del filtro se estudia en el punto 3.1.4. A continuación se estudian los diferentes propagadores comentados en 2.4.7. y con diferentes valores de los parámetros que los caracterizan. En el punto 3.1.6. se comprueba la equivalencia de propagar desde el holograma a una

cierta distancia o propagar desde los valores de la fuente a esa misma distancia. En el punto 3.1.7., se valora cuál es la distancia límite para obtener una reconstrucción aceptable en campo lejano. A continuación, se validan los resultados obtenidos con NAH con los obtenidos con un acelerómetro en la superficie de la fuente. Por último se presenta un resumen de los parámetros óptimos.

### 3.1.1.-Introducción. Diagrama de bloques NAH

La figura 3.1.1 presenta la geometría del problema. El objetivo es obtener los parámetros acústicos en la superficie de una fuente sonora,  $z_s$ , a partir de medidas realizadas en un plano paralelo y cercano al plano de la fuente y denominado holograma,  $z_h$ . Se parte de los datos de entrada concretos de cada caso, donde se introducen el número de medidas en x e y, la distancia entre micros, la longitud del array y la distancia del plano de medida al plano de la fuente sonora. Es necesario evaluar la reconstrucción para cada frecuencia de interés. En la figura 3.1.1.1 se presenta el diagrama de bloques de la reconstrucción holográfica.



Figura 3.1.1. Plano fuente  $z_s$  y plano del holograma  $z_h$

Una vez conocidos estos datos de entrada, se construye la matriz de datos de medida para la frecuencia de análisis. Cada elemento  $(i,j)$  de esta matriz de presiones complejas en el plano del holograma, representa la presión compleja en la posición  $(x_i, y_j)$  del plano del holograma. Esta matriz se filtra y se rellena con ceros para evitar errores en la resolución espacial con la FFT2D.

A continuación se calcula la transformada de Fourier en dos dimensiones (FFT2D) que pasa la presión compleja en el espacio (x,y) al espacio de número de onda espacial (kx,ky). Después es necesario desplazar la imagen para centrarla mediante una FFTSHIFT.

Esos valores se multiplican por una función filtro que elimina las componentes de alta frecuencia.

A estos valores, a los que ya se les ha eliminado el ruido, se multiplican por el propagador obteniendo los valores de presión en otro plano paralelo al plano de medida. El propagador puede ser hacia atrás o hacia delante, depende del signo de la distancia de un plano a otro, hacia atrás se considera negativo (retropropagación) y hacia delante positivo (propagación hacia delante).

Una vez se obtienen los datos en el plano de interés hay que repetir el camino inverso, desplazar la imagen y aplicar la transformada de Fourier inversa en dos dimensiones (IFFT2D), de esta forma se obtienen la matriz de valores en el plano xy para una frecuencia determinada.

Para evaluar la respuesta de la fuente en función de la frecuencia se ejecuta el programa *nah1f.m* que a su vez realiza una llamada al subprograma *nah2f.m* que realiza la reconstrucción completa para cada frecuencia, obteniéndose la respuesta en frecuencia del nivel de presión, la velocidad de vibración, la potencia acústica y la resistencia de radiación en la superficie de la fuente (el código de los programas se encuentra en el anexo 7.a.1).

Para realizar un análisis visual del comportamiento vibratorio de la fuente para una frecuencia determinada, primero se cargan los datos con el programa *cargardatos.m* y posteriormente se realiza la reconstrucción de imágenes con el programa *nahtot.m* (este programa sigue los mismos pasos que *nah2f.m* pero representando gráficamente cada parámetro acústico, véase anexo 7.a.2).

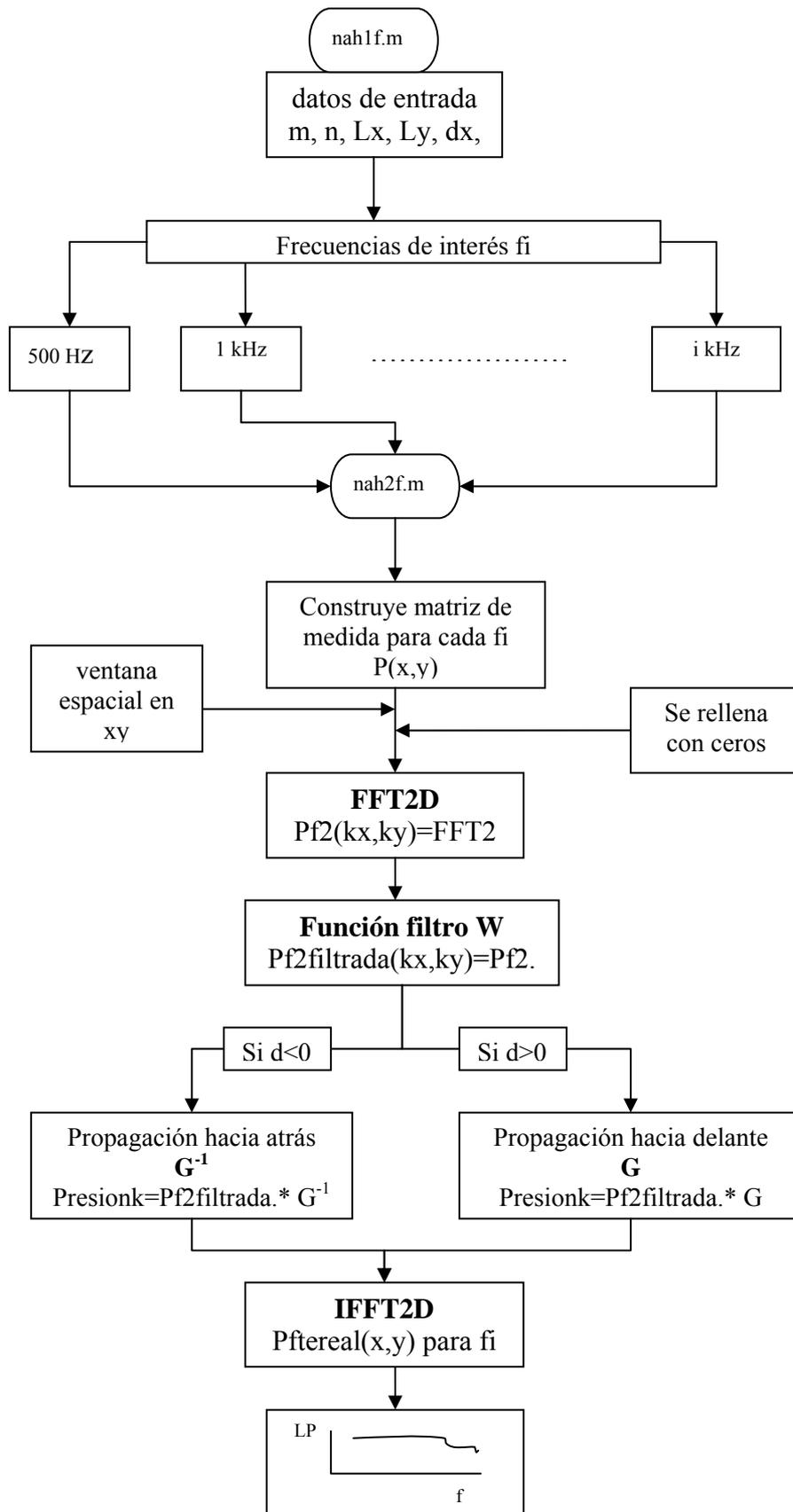


Figura 3.1.1.1. Diagrama de bloques de la reconstrucción holográfica

A continuación se comenta un ejemplo de aplicación del programa y obtención de las imágenes, para el caso de una caja acústica radiando a 4kHz, fig 3.1.1.1:



fig. 3.1.1.1. Caja acústica radiando a 4 kHz

En primer lugar, una vez realizadas las medidas a una distancia cercana de la fuente (plano del holograma), se calcula el desfase entre cada señal grabada y la emitida, con la amplitud de presión y la fase de cada señal, se puede construir la matriz de presión compleja de las medidas, fig. 3.1.1.2. En esta figura, se observa que se ha rellenado con ceros la matriz por los bordes hasta la primera potencia de dos más cercana. Se identifica el altavoz de agudos radiando a 4kHz según la figura. Antes de rellenar con ceros resulta necesario filtrar los datos en xy con una ventana espacial, se utiliza el filtro Wiener.

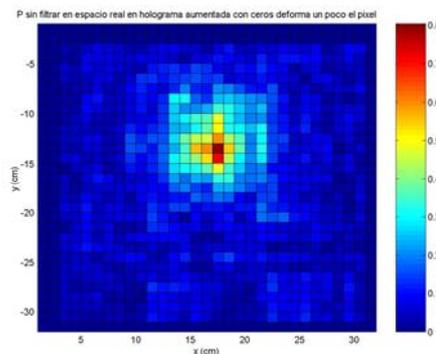


fig. 3.1.1.2-  $abs(P)$  en holograma en espacio xy aumentada con ceros,  $kc=0.1$ ,  $\alpha=0.5$

Se calcula la transformada de Fourier en dos dimensiones (FFT2D) de la presión en xy en el holograma  $P_h(x,y)$ , y se obtiene la presión en el espacio k en el holograma  $P_h(kx,ky)$  con información del número de onda espacial en x, y., fig. 3.1.1.3. Entonces se multiplica esta matriz  $P_h(kx,ky)$  por la función filtro  $W(kx,ky)$ , fig. 3.1.1.4, se observa que elimina las componentes de alta frecuencia espacial, esta multiplicación se

hace elemento a elemento de la matriz, obteniéndose la presión filtrada según la fig. 3.1.1.5.

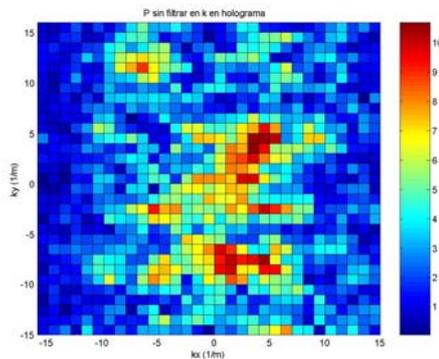


fig. 3.1.1.3-  $abs(P)$  en espacio  $k$

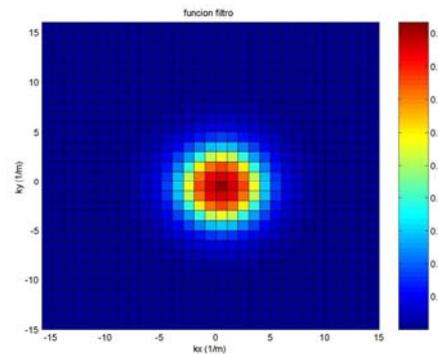


fig. 3.1.1.4- $abs$  (Funcion filtro)

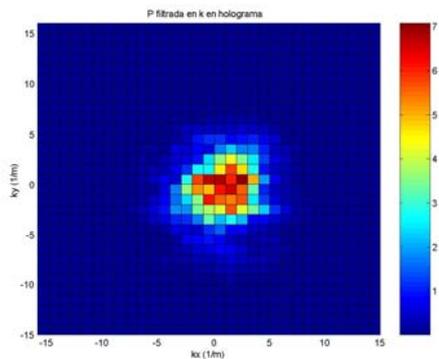


fig. 3.1.1.5- $abs(P)$  en espacio  $k$  filtrada

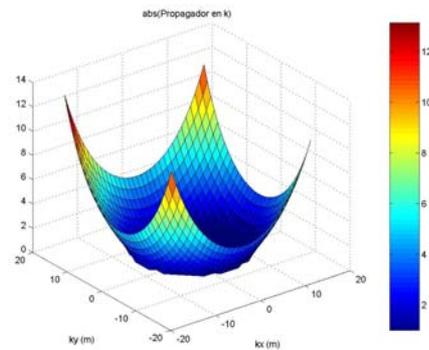


fig. 3.1.1.6- $abs(G)$  Propagador hacia atrás con  $d$  4 cm

La presión filtrada en el espacio  $k$  en el holograma se multiplica, elemento a elemento de la matriz, por el propagador hacia atrás, fig. 3.1.1.6, con ello se obtiene la presión filtrada en el espacio  $k$  en la superficie de la fuente. En la forma del propagador se aprecia la recuperación de las componentes de alta frecuencia espacial en los bordes de la figura. Si a esta presión se le aplica la transformada de Fourier inversa en dos dimensiones, se obtienen la presión, fig. 3.1.1.7, o el nivel de presión, fig. 3.1.1.8, en la superficie de la fuente.

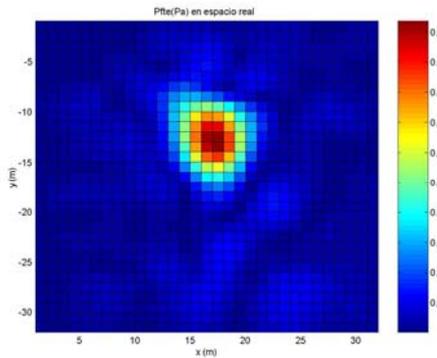


fig. 3.1.1.7-abs(P(Pa)) en la superficie de la fuente en xy

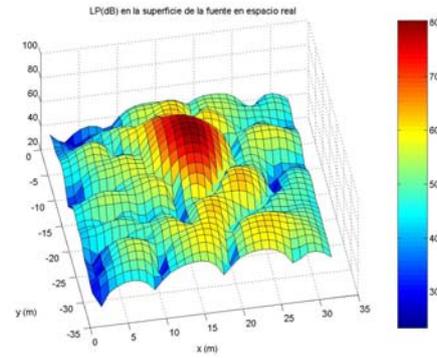


fig. 3.1.1.8-LP(dB) en la superficie de la fuente en xy

Conocidos los valores de presión en el plano de la fuente en el espacio k, pueden determinarse diferentes parámetros, como la velocidad en x, y, z, fig 3.1.1.9-3.1.1.11, y la intensidad activa, fig. 3.1.1.12, etc..

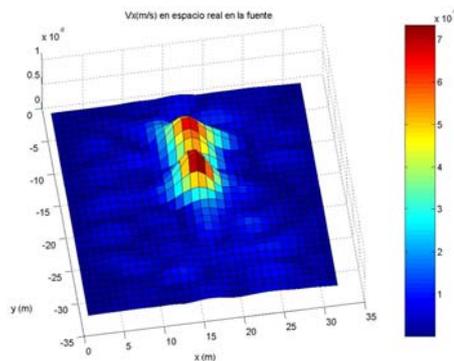


fig. 3.1.1.9-Vx(μm/s) en la superficie de la fuente en xy

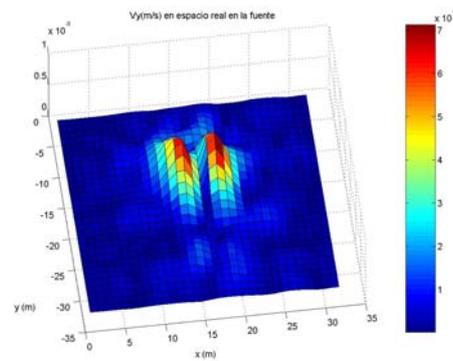


fig. 3.1.1.10-Vy(μm/s) en la superficie de la fuente en xy

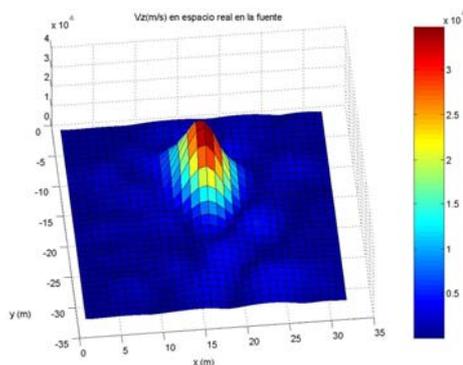


fig. 3.1.1.11-Vz(μm/s) en la superficie de la fuente en xy

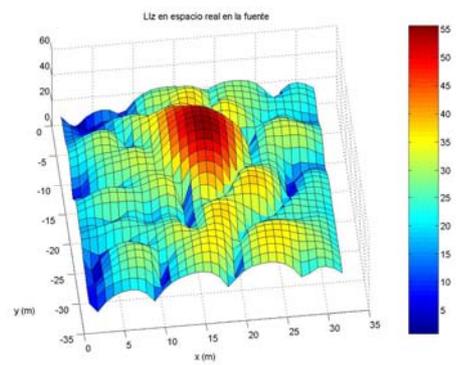


fig. 3.1.1.12-LIz en la superficie de la fuente en xy

Para realizar la propagación hacia delante se repite el proceso anterior pero con un propagador diferente, para el caso de 4 kHz se observa la forma del propagador en la fig. 3.1.1.13, en la que se aprecia que se pierden las componentes de alta frecuencia. Se repetiría la obtención de parámetros de forma similar a la retropropagación. fig. 3.1.1.14

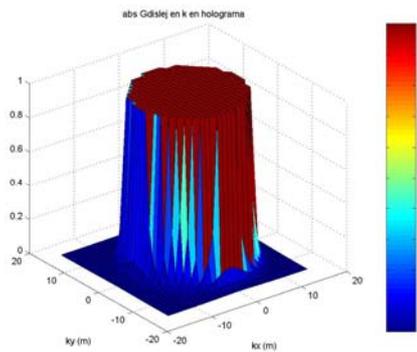


fig. 3.1.1.13-Propagador hacia delante a 8 cm en xy

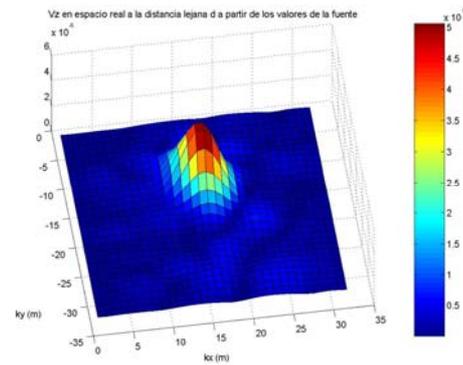


fig. 3.1.1.14-Vz a 8 cm de la fuente

En los siguientes apartados se pretende optimizar la resolución de la imagen.

Para realizar el análisis se ha optado por trabajar con medidas obtenidas en una caja acústica, ya que localizan la fuente de manera precisa y por lo tanto resulta más fácil la evaluación de los distintos parámetros. En determinados casos ha interesado estudiar también dos cajas contiguas para evaluar la localización cuando existe más de una fuente sonora.

La caja acústica estudiada en este trabajo es una caja autoamplificada compuesta por dos vías y un sistema de refuerzo de graves denominado Bass Reflex, véase figura. 3.1.1.1. Los dos altavoces que la forman son dos altavoces de radiación directa y dinámicos (basados en un transductor de bobina móvil). Estos están formados por una bobina con un arrollamiento de pocas espiras, que está situada en el interior de un campo magnético que crea un imán permanente, y que está unida al “diafragma” o “cono”. El diafragma está hecho de un material muy ligero para que se mueva solidariamente con la bobina y se produzca así la vibración del cono, que a su vez impulsa el aire creando la onda acústica. Este tipo de altavoz se caracteriza por un rendimiento elevado, fácil conexión, robustez y posibilidad de reproducir cualquier frecuencia en función de su construcción y de las dimensiones del cono.

El altavoz situado en la parte superior de la caja es un tweeter que reproduce altas frecuencias, mientras que el situado debajo es un altavoz de graves o woofer. El sistema de Bass Reflex está formado por las dos aberturas verticales en la parte frontal de la caja, de tal manera que la presión acústica generada en la parte posterior del altavoz es reflejada hacia la parte frontal, contribuyendo a la radiación sonora del altavoz. La

dimensión del agujero está calculada para que la frecuencia de resonancia de la ventana o agujero coincida con la del altavoz, consiguiendo un resonador que refuerza el sonido de graves. Las especificaciones técnicas de esta caja acústica se presentan en el Anexo 7d.

#### Procedimiento de medida:

El primer paso y más importante es la calibración de los micrófonos. Se realizó con un calibrador Brüel & Kjær que emite una señal de 94 dB a 1kHz. Tomando como referencia los vúmetros de las tarjetas de sonido, y con ayuda de los mandos de ajuste situados a la derecha de cada entrada, se consigue que todos los micrófonos capturen el mismo nivel de señal.

Se genera una señal conocida, en nuestro caso ruido blanco, y se capturan las siete señales recibidas por los micrófonos, así sucesivamente se toman medidas cada  $x$  cm (distancia de centro a centro entre dos micrófonos) tanto en el eje  $x$  como en el eje  $y$ , desplazando el array lineal mediante un robot por toda la superficie a medir. El tiempo de medida es de 2 segundos y posteriormente se recortan las señales de 1 a 1.2 s (quedando éstas con una duración de 0.2s) para eliminar los errores que puedan existir al principio y al final de la grabación y para agilizar los cálculos posteriores de reconstrucción de la fuente. Para recortar las señales se utiliza un editor de audio con la opción de procesado por lotes, con la cual se puede implementar un pequeño algoritmo de forma gráfica y sencilla que permite recortar todas las señales a la vez.

Se utilizan las siguientes configuraciones de medida:

- i) array de 42x42, 1764 medidas,  $\Delta x = 1,5 \text{ cm}$  y  $d = 1,6 \text{ cm}$  para la caja acústica.
- ii) array de 56x56, 3136 medidas,  $\Delta x = 1,5 \text{ cm}$  y  $d = 2 \text{ cm}$  para las dos cajas contiguas.

Se realizaron medidas para el doble de la superficie de las distintas fuentes sonoras.

- iii) array de 28x28 medidas, 784 medidas,  $\Delta x = 2,5 \text{ cm}$  y  $d = 4 \text{ cm}$  para la caja acústica.

#### Propagación y retropropagación:

Se estudia la propagación y retropropagación de la caja Behringer a las frecuencias de 500 Hz y 4 kHz.

Se consideran dos configuraciones de medidas distintas con diferentes tamaños de array, una de 28x28 medidas (iii) y otra de 42x42 (i).

En este apartado se muestra de manera gráfica el nivel de presión en tres planos diferentes: en el plano de la fuente (LPfte,  $d=0$  cm), en el del holograma, que es el plano en el que se realizan las medidas, (LPholo,  $d=1.6$  cm), y en un plano situado a 8 cm de la fuente (LPdislej). Las imágenes se han calculado con los parámetros del filtro  $k_c=0.6$ ,  $\alpha=0.2$ .

En la figura 3.1.1.15. se puede observar la reconstrucción del nivel de presión en los tres planos para la frecuencia de 500Hz, registrándose el nivel máximo en la fuente seguido del plano del holograma, y por último donde se registra el menor nivel que es en el plano paralelo a la fuente a una distancia de 8 cm. La frecuencia mínima de análisis depende de las dimensiones del array, en el array de 42x42 es de aproximadamente 540 Hz y en el array de 28x28 es de 485 Hz. Se observa una mejor resolución con el array de 42x42 medidas que con el de 28x28, esto se debe a que la distancia entre micrófonos es menor en el caso del array de 42x42 y esto aporta mayor resolución a la reconstrucción. Sin embargo el tiempo de procesado es mayor.

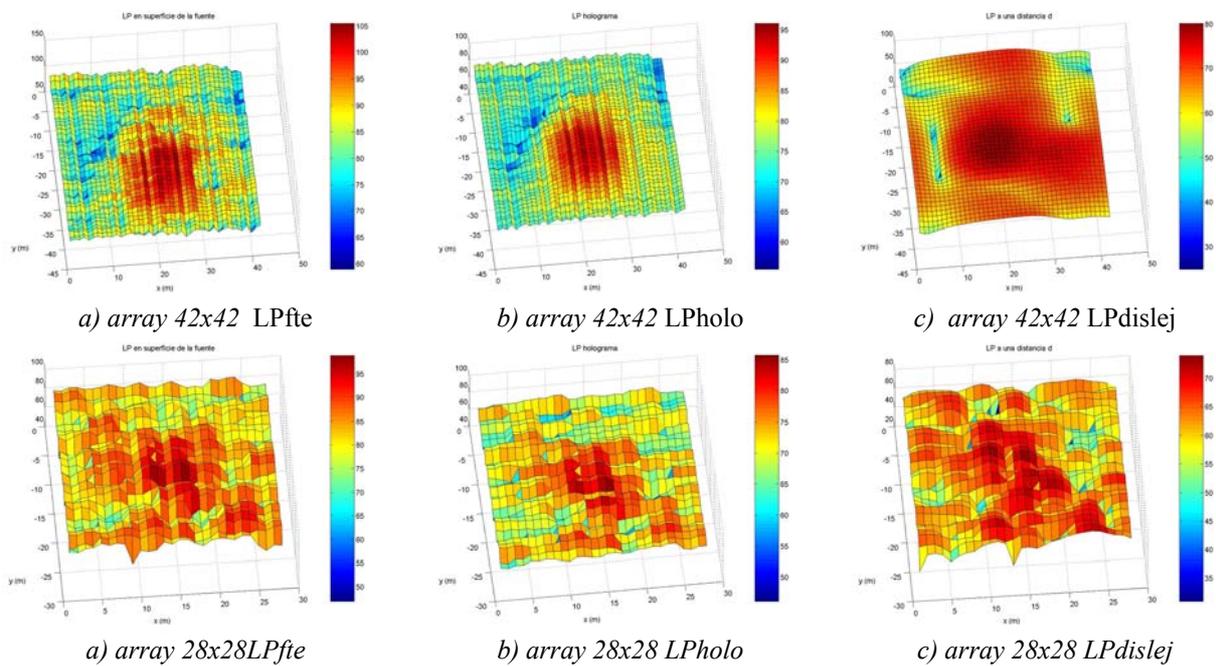


Figura 3.1.1.15.- Nivel de presión máximo (dB) calculado con el filtro  $k_c=0.6$ ,  $\alpha=0.2$  a 500 Hz

A 4 kHz, véase figura 3.1.1.16., se observa una buena reconstrucción con los dos arrays. Al aumentar la frecuencia, la fuente sonora se localiza con más precisión. Respecto a la frecuencia máxima de análisis, depende del espaciado entre micrófonos, en el caso del array de 42x42 resulta ser de 11433 Hz, y para el array de 28x28 de 6860

Hz. Por lo tanto 4 kHz también se encuentra dentro del intervalo posible de análisis con holografía.

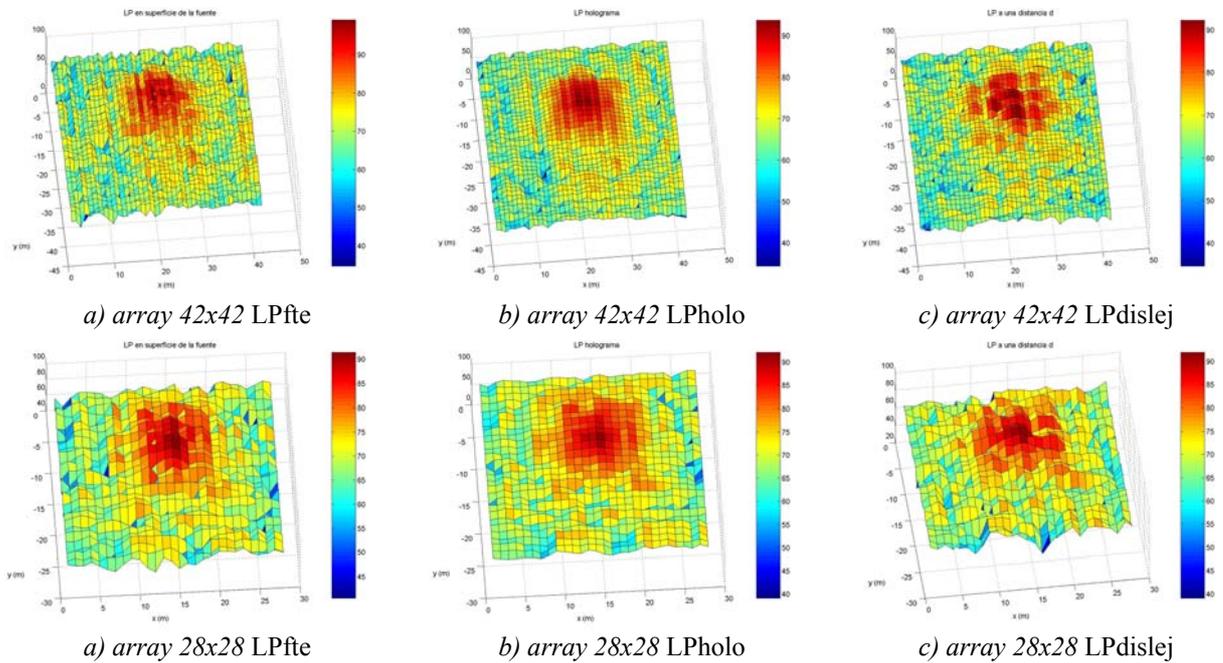


Figura 3.1.1.16.- Nivel de presión máximo (dB) calculado con el filtro  $k_c=0.6$ ,  $\alpha=0.2$  a 4kHz

En la figura 3.1.1.17.a, se muestra el descenso de nivel de un plano a otro a 500Hz, la caída de nivel es aproximadamente de 6dB al aumentar la distancia al doble entre planos paralelos para los dos tamaños de array, 42x42 y 28x28. Esta variación de nivel se debe a la divergencia esférica que sigue la ley de la ec. 3.1.1, donde  $r$  es la distancia. [Lli96]

$$\Delta LP = LP_1 - LP_2 = 20 \log\left(\frac{2r}{r}\right) \quad (3.1.1)$$

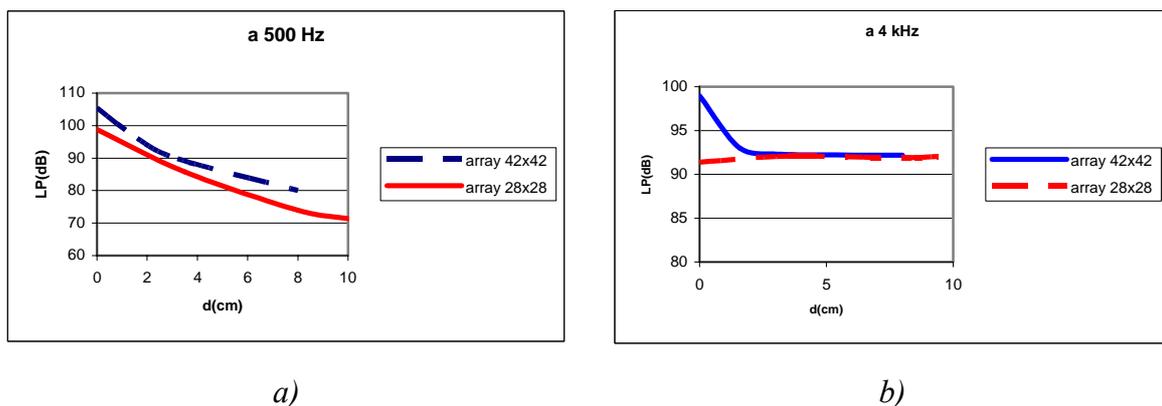


Figura 3.1.1.17.- Nivel de presión máximo (dB) en función de la distancia para distinto tamaño de arrays, 42x42 y 28x28, a) a 500 Hz y b) a 4 kHz.

Sin embargo a 4 kHz, véase figura 3.1.1.17.b, con el array de 42x42 sí que detecta esa caída de nivel al aumentar la distancia pero con el array menor, de 28x28, no existe

prácticamente variación del nivel al aumentar la distancia. La explicación de esto se encuentra en la resolución, a menor espaciado entre micrófonos mayor información se obtiene. Pero esto tiene un inconveniente y es que a mayor número de medidas y menor espaciado de micrófonos el tiempo de procesado aumenta.

En las figuras 3.1.1.18(a-f) y 3.1.1.18(g-n) se muestran los parámetros acústicos que se pueden obtener en la superficie de la fuente con la reconstrucción a partir de las medidas registradas con el array de micrófonos a 4 kHz. Se puede obtener: el nivel de presión (a), la velocidad de vibración en 3-D (b), la presión (c), la velocidad para los tres ejes (d), (e) y (f), la intensidad activa (g), (h) y (i) el nivel de intensidad activa en x, y,z, (j), (k) y (l) respectivamente. Además cualquier parámetro puede representarse con líneas de contorno, el gradiente o ambos (ll), (m) y (n).

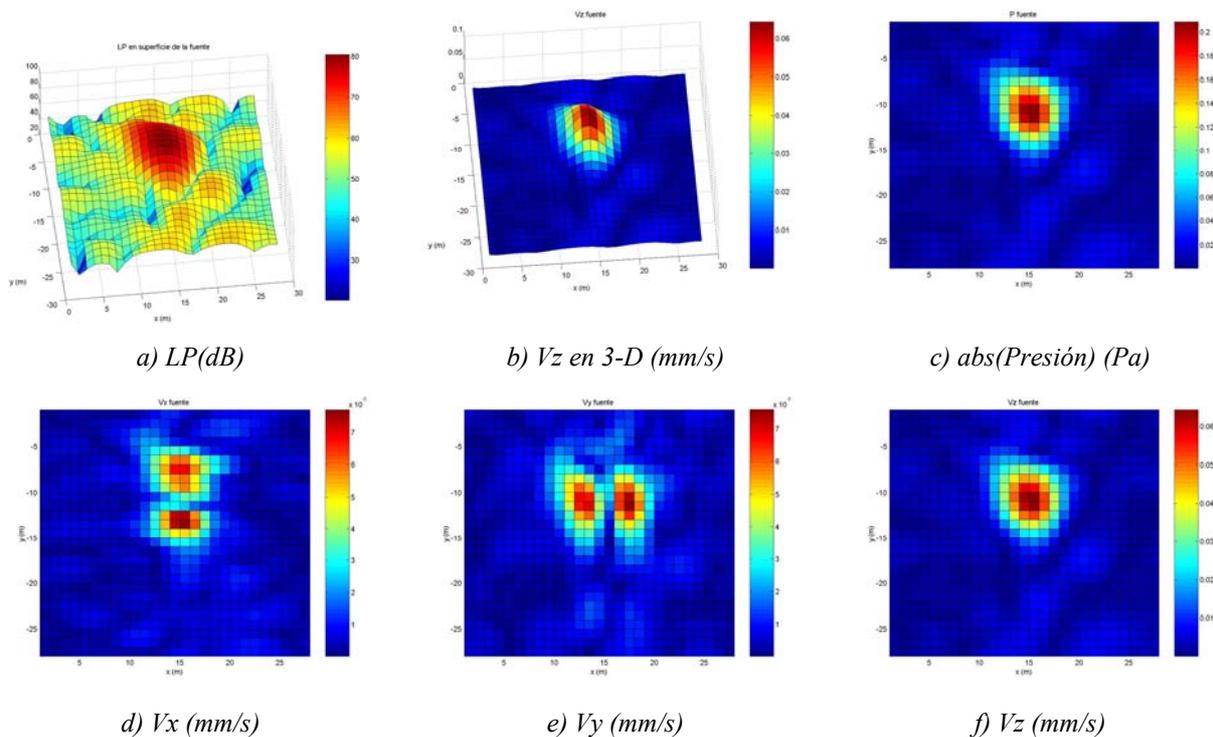


Figura 3.1.1.18(a-f).-Parámetros registrados en la superficie de la fuente a la frecuencia de 4 kHz calculadas con el filtro  $k_c=0.1$ ,  $\alpha=0.5$  y sin aumentar con ceros.

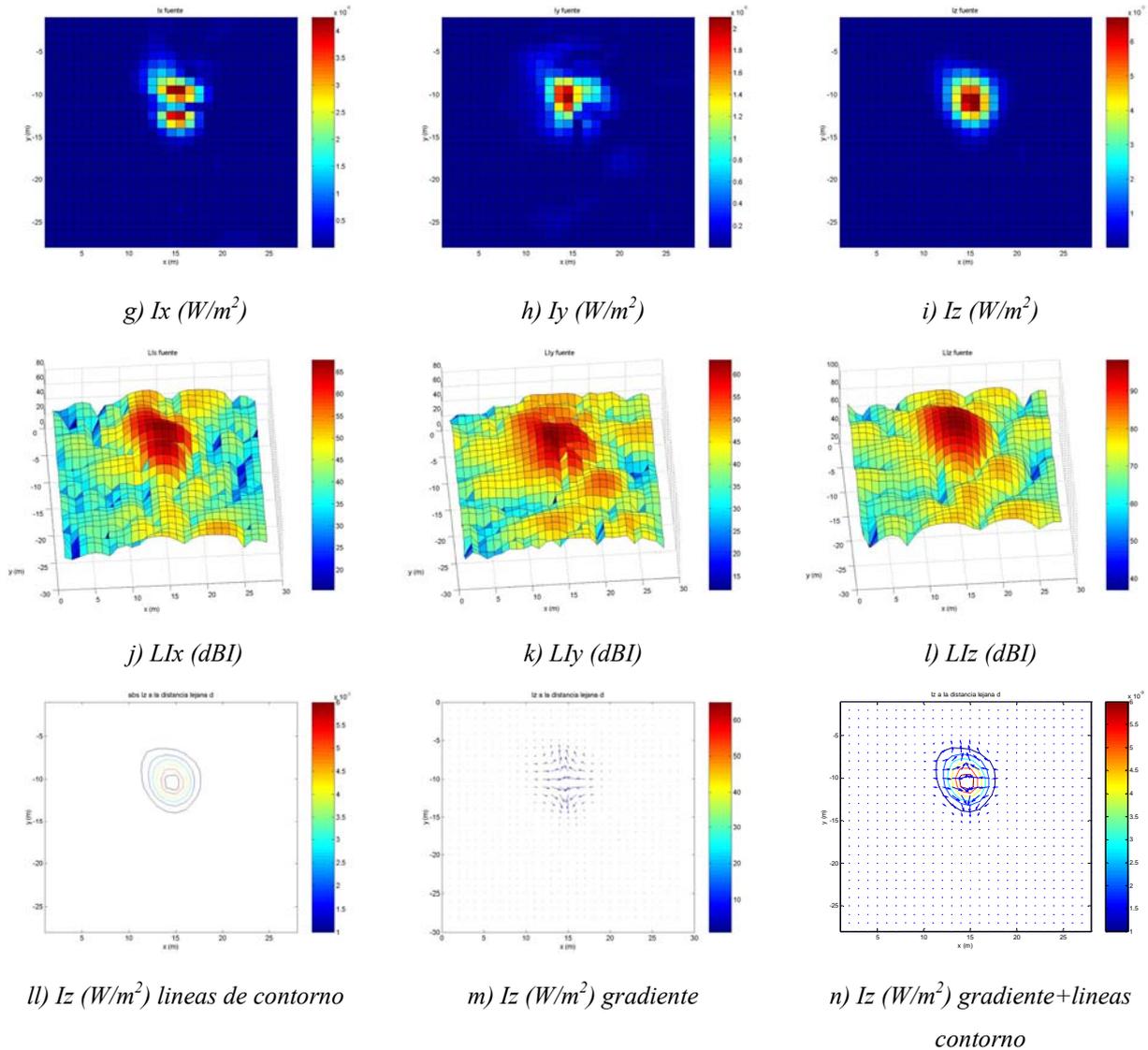


Figura 3.1.1.18(g-n).-Parámetros registrados en la superficie de la fuente a la frecuencia de 4 kHz calculadas con el filtro  $k_c=0.1$ ,  $\alpha=0.5$ .y sin aumentar con ceros.

### 3.1.2.-Relleno con ceros

El objetivo es estudiar cómo afecta el aumento con ceros del plano de medida u holograma a la reconstrucción de una fuente sonora. Este relleno de ceros se aplica a los datos en el algoritmo de reconstrucción antes de realizar la FFT 2D.

Como ya se vio anteriormente, es necesario extender las dimensiones del array de micrófonos para evitar un error denominado error “wrap-around” causado por la FFT inversa de una función muestreada discretamente, creándose fuentes repetidas vibrando en fase y con la misma distribución de velocidad que la fuente real. La función de Green propaga el campo no solamente a partir de la fuente original, sino también a partir de

todas las fuentes repetidas. Si se reconstruye el campo en un plano cerca del plano del holograma ( $|z - z_h| \ll L$ , siendo  $L \times L$  las dimensiones del array), el error es insignificante. Sin embargo, cuando  $|z - z_h| \approx L$  el error wrap-around puede ser considerable.

El caso ideal sería tener un array infinito, pero esto es impracticable. En su lugar, la solución para eliminar este error es rellenar el plano de medida de manera artificial en el algoritmo de reconstrucción antes de aplicar la FFT 2D. De esta forma se asegura que la presión en los bordes del array es cero.

Debido a que el relleno de ceros provoca un gran algoritmo FFT 2D (a causa del aumento del número de datos) y por tanto, un incremento en el tiempo de cálculo, se debe llegar a una solución de compromiso entre el relleno que proporcione una reconstrucción aceptable y el tiempo de ejecución.

El plano de medida en el caso de la caja acústica es un array cuadrado de 42x42 puntos de medida. Las reconstrucciones expuestas en este apartado se han realizado para los siguientes casos:

- 1) array cuadrado de 42x42 puntos, es decir, sin aumentar con ceros;
- 2) array cuadrado de 64x64 puntos (se aumenta con ceros hasta la potencia de 2 más cercana)
- 3) array cuadrado de 128x128 puntos (se rellena con ceros hasta la segunda potencia de dos más cercana).

Para estudiar cómo afecta la variación del tamaño del array a la reconstrucción trabajaremos con los gráficos del nivel de presión y la velocidad normal a la superficie  $V_z$  expresada en dB de velocidad (dBV). Estos parámetros se calculan para una reconstrucción hacia atrás, es decir, en la superficie de la fuente y a continuación, para una reconstrucción a una cierta distancia en campo lejano. Los cálculos se realizan para las frecuencias más significativas dentro del rango útil de la caja, es decir, para 500Hz y 4kHz.

Las condiciones iniciales de medida son:  $d = 1.6 \text{ cm}$ ,  $\Delta x = 1.5 \text{ cm}$ , propagación hacia delante (reconstrucción en campo lejano) a una distancia  $dislej = 5 \text{ cm}$  a partir de los

datos obtenidos en la superficie de la fuente. La presión en el holograma se ha filtrado en el espacio-k con un filtro Wiener con número de onda de corte  $k_c = 0.6\pi / \Delta x$ , siendo  $\Delta x$  la distancia de separación entre micrófonos, y pendiente  $\alpha = 0.2$ .

La figura 3.1.2.1. muestra la reconstrucción del nivel de presión en la superficie de la fuente para las frecuencias de 500Hz y 4kHz. En esta figura se observa que para el nivel de presión LP(dB) a 500Hz en la reconstrucción en la superficie de la fuente con un array cuadrado de 42x42 puntos de medida (sin aumentar con ceros) es más fácil localizar a simple vista qué superficie de la caja acústica es la que está vibrando a esta frecuencia, aunque con un array de 64x64 puntos de medida se obtienen también buenos resultados. Con el array de tamaño 128x128 la reconstrucción a 500Hz ya no es tan intuitiva como las anteriores. Para alta frecuencia, 4kHz, las tres reconstrucciones son precisas.

Los resultados obtenidos para la velocidad normal a la superficie  $V_z$  (dBV), véase figura 3.1.2.2., muestran que para el array cuadrado de 42x42 puntos de medida la resolución es muy baja dando lugar a una reconstrucción poco precisa. Al aumentar con ceros el tamaño del array la reconstrucción mejora, sin embargo se pierde localización precisa de la fuente sonora.

En los gráficos de  $V_z$  expresada en dBV se observa que la mejor opción en este caso es la reconstrucción en la superficie de la fuente con un array cuadrado de 64x64 puntos para las dos frecuencias estudiadas. Pero ocurre lo mismo que en el nivel de presión, sin aumentar con ceros se tiene más localización aunque se pierde resolución.

Para 4kHz la reconstrucción sin aumentar con ceros (42x42) tiene poca resolución y para 500Hz en la reconstrucción con un array de 128x128 puntos no se distingue con claridad cuál es la superficie de la fuente que vibra a esta frecuencia.

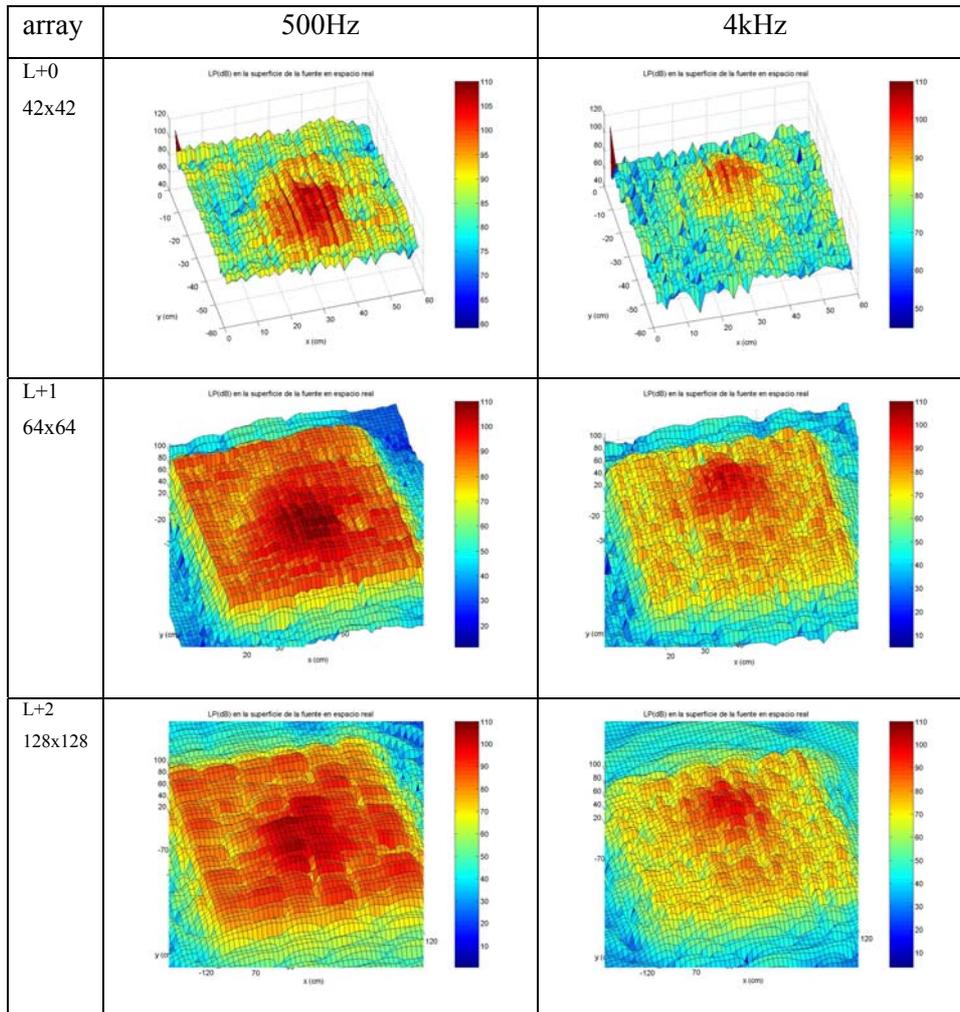


Fig. 3.1.2.1. LP(dB) en la superficie de la fuente a 500Hz y 4kHz con distintos tamaños de array. configuración i)

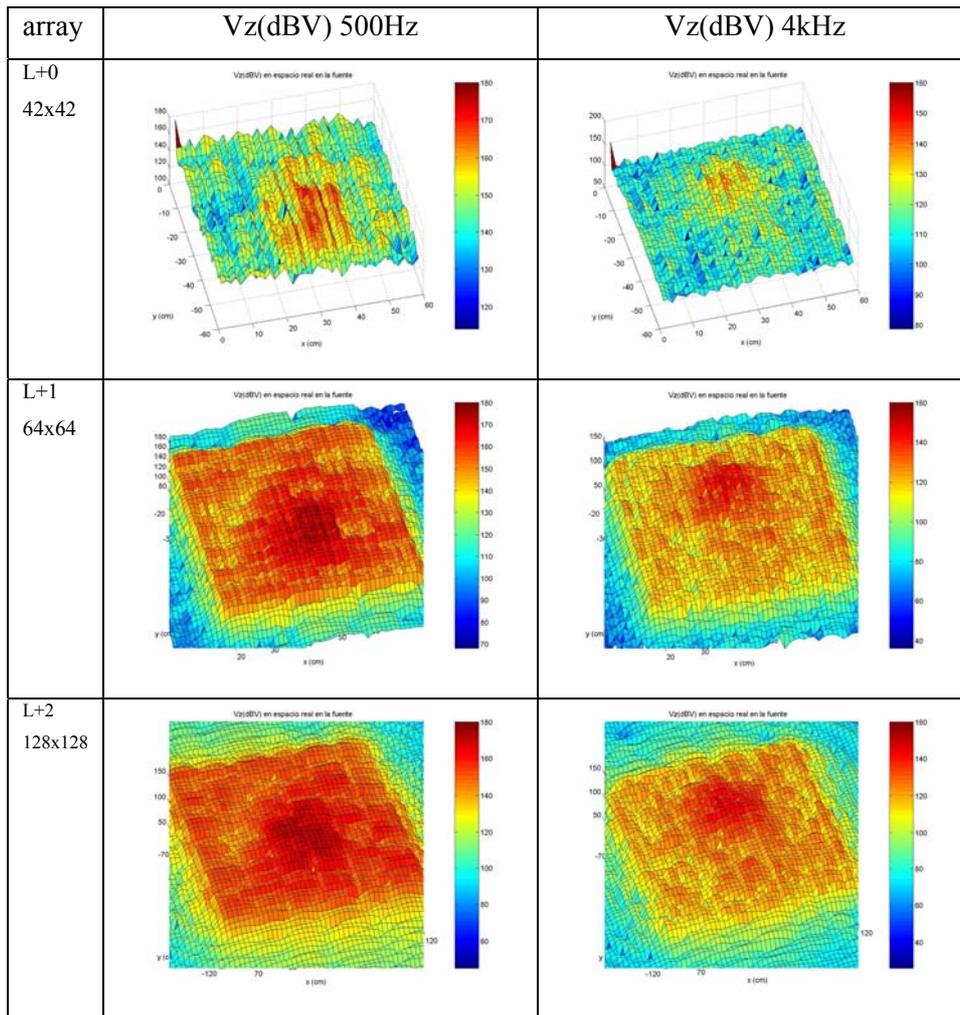


Fig. 3.1.2.2. Vz(dBV) en la superficie de la fuente a 500Hz y 4kHz con distintos tamaños de array. configuración i)

Tras analizar los resultados obtenidos para estos parámetros acústicos a las distintas frecuencias parece conveniente utilizar para la reconstrucción el aumento de ceros hasta la potencia de dos más cercana. Si no se aumenta con ceros en la retropropagación se tiene precisión en la localización de la fuente pero no resolución.

Los resultados obtenidos para las reconstrucciones a una distancia de la fuente de 5cm del nivel de presión y la velocidad normal en dBV, se presentan en las figuras 3.1.2.3. y 3.1.2.4., respectivamente. Propagando hacia delante, es decir, propagando a un plano  $z$  paralelo al plano de medida  $z_h$ , tal que  $z > z_h$  siendo la distancia entre  $z$  y  $z_h$  de 5cm, se obtiene una buena reconstrucción sin aumentar con ceros. A la vista de estos resultados se podría pensar que este tamaño de array es una buena opción, sin embargo

hay que tener en cuenta el error wrap-around, ya que como se dijo anteriormente si se realiza la reconstrucción en un plano  $(z - z_h) \approx L$  el error wrap-around puede ser considerable. Este no es el caso, ya que se reconstruye en campo lejano a 5cm del plano de medida, pero para asegurar la eliminación de este error si se reconstruye a distancias mayores, se debe descartar esta opción (array de 42x42). Con el array cuadrado de 64x64 puntos se observa que la reconstrucción en campo lejano también es buena ya que se puede distinguir a simple vista qué altavoz de la caja acústica es el que actúa a cada frecuencia. Luego eligiendo este array se obtiene una buena propagación hacia delante asegurando además que en la reconstrucción no existirá error wrap-around.

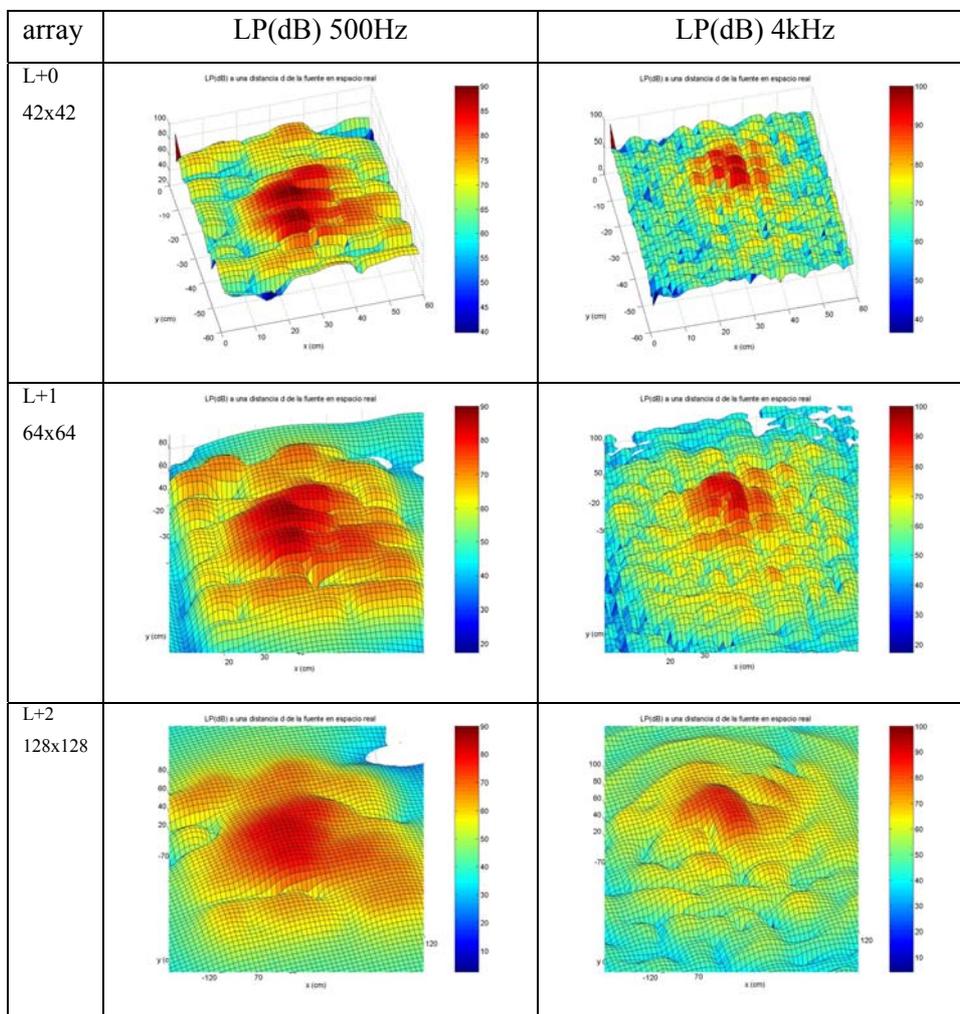


Fig. 3.1.2.3. Reconstrucción LP(dB) en campo lejano a 500Hz y 4kHz con distintos tamaños de array.  
configuración i)

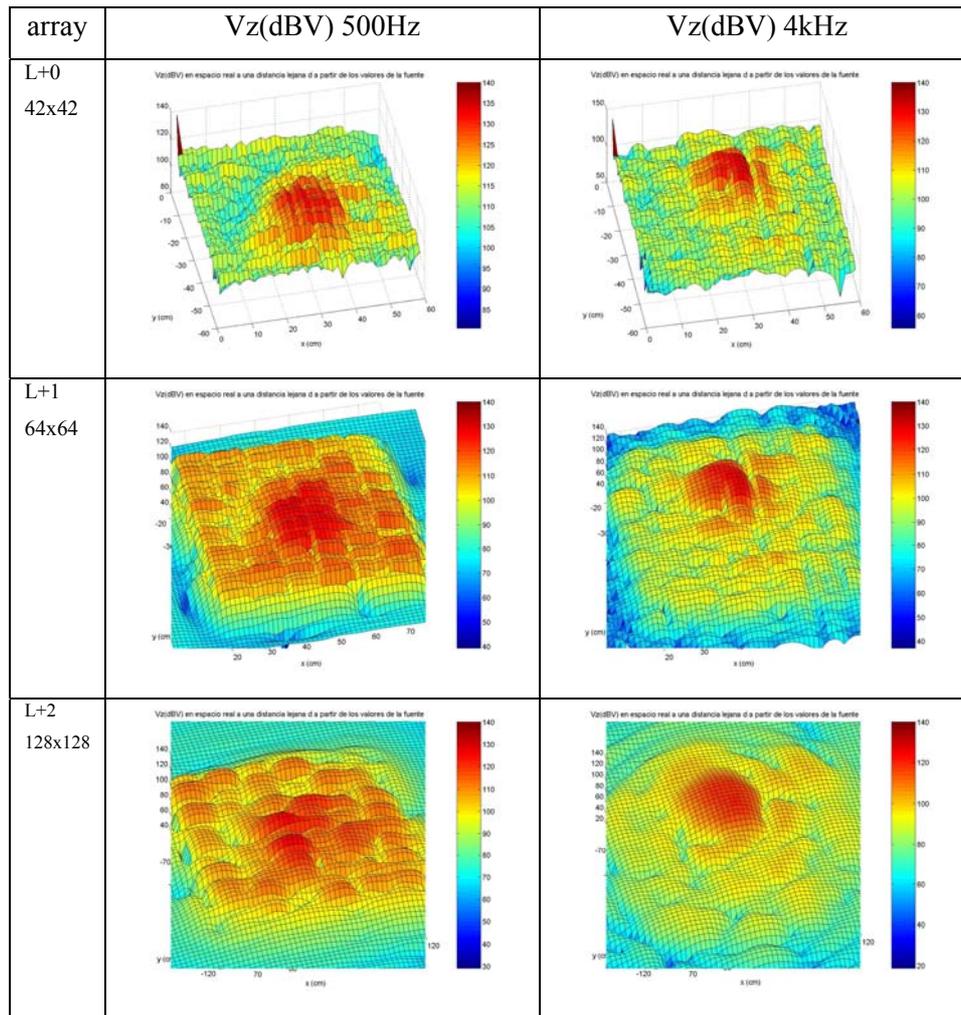


Fig. 3.1.2.4. Reconstrucción  $V_z$ (dBV) en campo lejano a 500Hz y 4kHz con distintos tamaños de array. configuración i)

Se ha aplicado un filtro Wiener a la reconstrucción, véase figura 3.1.2.5, con número de onda de corte  $k_c = 0.1\pi/dx$  y pendiente  $\alpha = 0.5$ . Se ha analizado la caja para una frecuencia de 4 kHz. En el nivel de presión se aprecia una diferencia de localización de la fuente entre L+2 con el resto (L+0 y L+1), obteniendo unos valores alrededor de la localización de la fuente muy elevados que hacen que no se distinga el punto de emisión del resto de puntos, con una respuesta con un nivel uniforme en toda la superficie. En cuanto a la velocidad de vibración las tres opciones son semejantes.

Por lo tanto para las medidas en la superficie de la fuente no resulta necesario añadir ceros.

A continuación, se analiza el caso de un material de policarbonato de 175  $\mu\text{m}$  de espesor para las frecuencias de 1 kHz y 4 kHz., figuras 3.1.2.6. y 3.1.2.7. En este caso la

matriz de medida tiene las mismas dimensiones que la superficie de policarbonato por lo tanto si que hará falta añadir ceros, para obtener una mejor resolución.

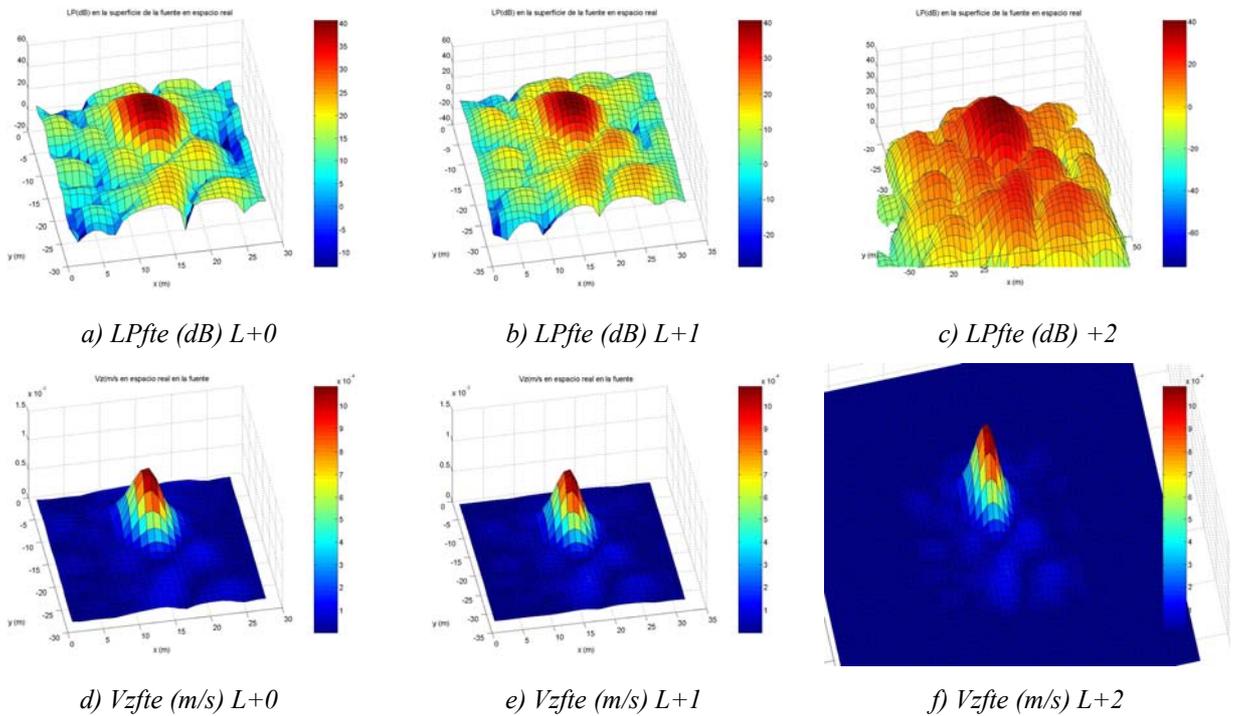


Figura 3.1.2.5.. Nivel de presión y velocidad de vibración en la caja añadiendo ceros a la matriz de medida a 4kHz. configuración iii)

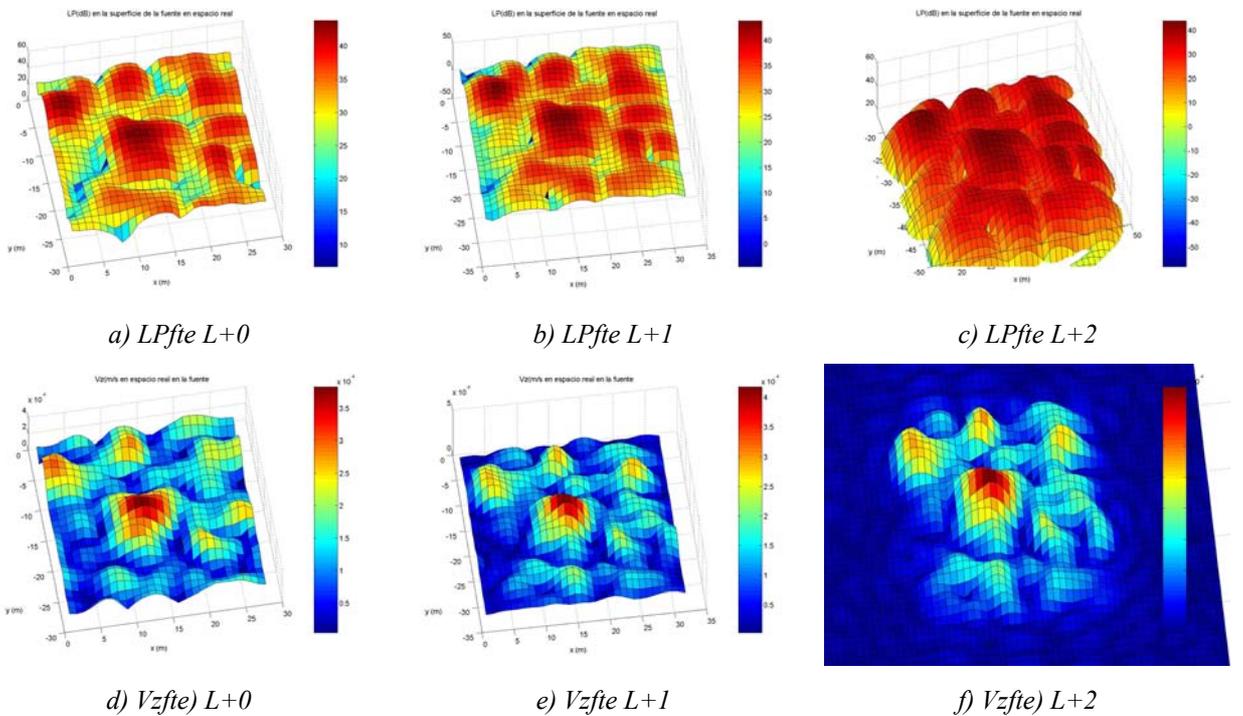


Figura 3.1.2.6. Nivel de presión(dB) y velocidad de vibración(m/s) en la superficie de policarbonato de 175 añadiendo ceros a la matriz de medida a 1kHz. configuración iii)

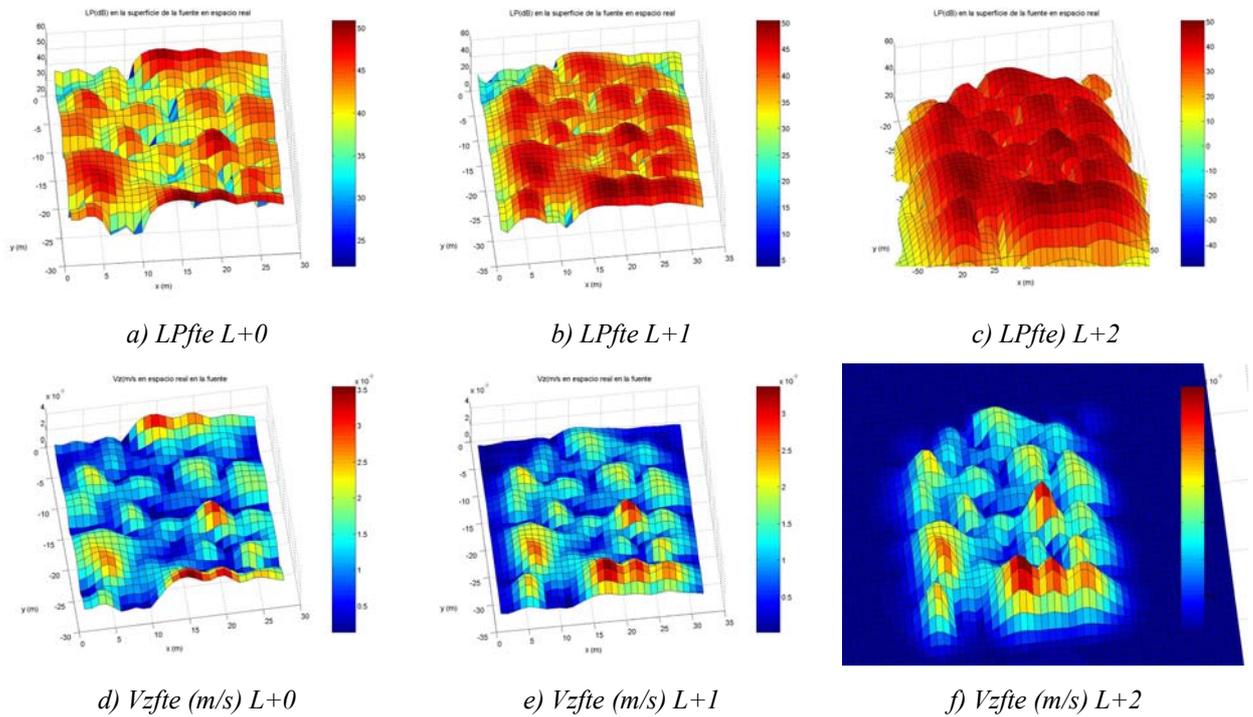


Figura 3.1.2.7. Nivel de presión y velocidad de vibración en la superficie de policarbonato de 175  $\mu\text{m}$  añadiendo ceros a la matriz de medida a 4kHz. configuración iii)

A partir de las medidas realizadas con un panel de policarbonato de 175  $\mu\text{m}$  de espesor, la diferencia entre L+0, L+1 respecto a L+2 continua siendo la misma, en la que no se aprecia una clara localización de la fuente ya que todos los valores representados sobre la superficie de policarbonato tienen niveles semejantes. Para 4 kHz se observa una pequeña diferencia entre el nivel de presión en L+1 que presenta un nivel más uniforme por toda su superficie y L+0 que tiene algunos niveles mínimos en el centro de la superficie.

Se elige L+1 como la opción más acertada, que suma ceros hasta la primera potencia de dos más cercana. Debido a la similitud entre las dos primeras opciones la que proporciona una mayor confianza es la segunda opción ya que, al ser la superficie de policarbonato de la misma dimensión que la superficie de medida, se aumentará la resolución de la imagen añadiendo filas de ceros.

### 3.1.3.-Diferentes distancias fuente-holograma

El objetivo de este apartado es ver cómo afecta una variación de la distancia fuente-holograma a las reconstrucciones en la superficie de la fuente y en campo lejano.

Las medidas se realizan mediante un robot que desplaza un array lineal con siete micrófonos a través de toda la superficie a medir. Se pretende evaluar el posible error introducido en la distancia fuente- holograma. Para saber si este pequeño error puede afectar a las reconstrucciones, se calcula el nivel de presión en la fuente para distintas distancias fuente-holograma. Estas distancias serán  $d = 1.6\text{ cm}$ , (que es a la distancia real a la que se ha medido),  $d = 2\text{ cm}$  y  $d = 2.5\text{ cm}$ , teniendo en cuenta la condición de que la distancia entre el array de medida y la fuente debe ser 1 o 2 veces el espaciado mínimo entre micrófonos, esto es,  $\min(dx, dy) \leq d \leq 2 \min(dx, dy)$ , siendo el espaciado mínimo entre micrófonos  $dx = dy = 1.5\text{ cm}$  (de centro a centro de micrófono). Se supone en todo momento que la distancia no puede ser menor que 1.6cm. Se presentan los resultados para el nivel de presión LP(dB) para las frecuencias de 500Hz y 4kHz. Las condiciones iniciales son: array cuadrado de 64x64 puntos de medida., filtro Wiener con  $k_c = 0.6\pi / \Delta x$  y  $\alpha = 0.2$ .

Observando la figura 3.1.3.1 se aprecia que no existen diferencias significativas en el nivel de presión para las distintas distancias fuente-holograma ya que las reconstrucciones son similares en los tres casos, siendo algo mayor el nivel de presión para  $d = 2.5\text{ cm}$ .

Se puede concluir por lo tanto, a la vista de los resultados, que cualquier pequeño error introducido por la distancia del array de medida a la superficie del material no repercutirá significativamente en la reconstrucción de la fuente.

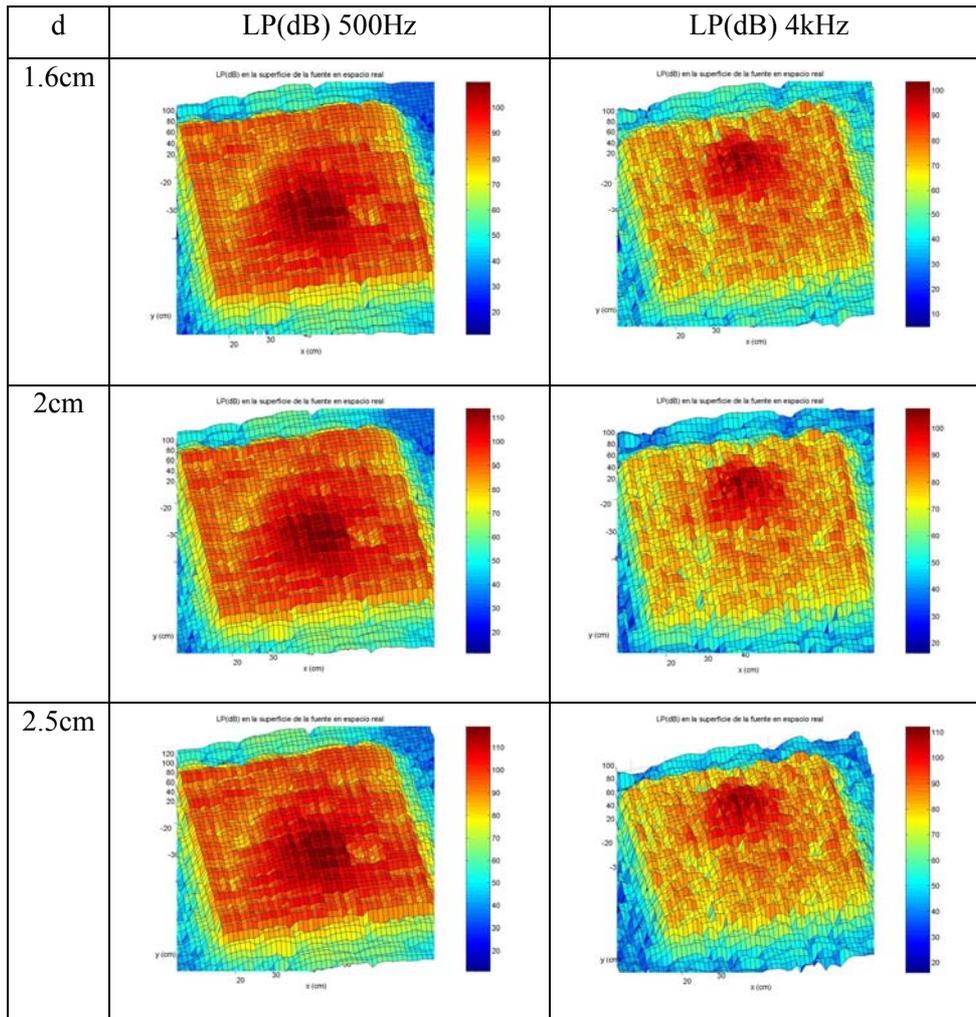


Fig. 3.1.3.1. LP(dB) a 500Hz y 4kHz en la superficie de la fuente para distintas distancias fuente-holograma. configuración i)

### 3.1.4.- Efecto del filtro

Antes de realizar la FFT-2D inversa, es necesario aplicar un filtro en el espacio-k, ya que cualquier error causado por la utilización de un plano de medida infinito o el ruido en los datos de medida se amplificará exponencialmente en la reconstrucción en la superficie de la fuente [Ver87]. Como resultado de esta amplificación exponencial, se amplificarán más las componentes más altas de número de onda. Cuando el ruido es del mismo orden de magnitud que los datos en estas componentes, sus efectos pueden ser acusados y pueden reducirse con la aplicación de un filtro paso bajo. Éste elimina el ruido espacial de alta frecuencia, suavizando de esta manera los datos espaciales [Dum99]. En este apartado se estudian los parámetros óptimos del filtro Wiener para conseguir una mejor resolución de la imagen. Parte de este trabajo se ha presentado en [Esc105]<sup>1</sup>.

El filtro utilizado en este estudio tiene la forma comentada en el apartado 2.4.7.  $k_c$  y  $\alpha$  son parámetros ajustables que permiten variar la forma del filtro;  $k_c$  es el número de onda de corte y  $\alpha$  es el parámetro que decide la forma de la pendiente. La experiencia ha mostrado que  $\alpha = 0,2$  y  $k_c = 0,6k_{\max}$ , siendo  $k_{\max} = \pi / \Delta x$ , producen buenos resultados [Bur95], [Ver87]. En adelante como  $k_{\max}$  es un valor constante cuando se haga referencia a  $k_c$  sólo se hará referencia al valor del coeficiente que le precede.

El filtrado de las componentes con efectos sonoros se efectúa en el espacio del número de onda, y consiste en un filtrado que elimina las altas componentes de frecuencia espacial, es decir, se comporta como un filtro tipo paso-bajo en frecuencia, véase la figura 3.1.4.1.

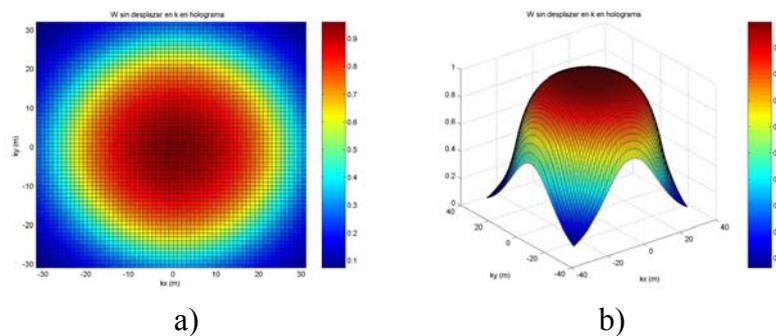


Figura 3.1.4.1 Vistas a) 2D y b) 3D del filtro paso-bajo.

<sup>1</sup> [Esc105] Escuder, E.; Ramis, J.; Alba, J.: "Analysis of the acoustic behaviour of different materials with Nearfield Acoustical Holography (NAH)"; 12th International Congress on Sound and Vibration, Lisboa, 2005

En primer lugar se fija un punto de corte  $k_c$  a partir del cual las componentes de alta frecuencia espacial se eliminan. La elección de los parámetros de filtrado, como es el punto de corte ( $k_c$ ) y el grado de pendiente del filtro ( $\alpha$ ), es muy importante ya que la posterior reconstrucción de la imagen depende principalmente de estos factores. Se realiza un estudio del filtro variando los parámetros  $k_c$  y  $\alpha$  para obtener el filtro idóneo. El valor de estos dos parámetros puede variar entre cero y uno, por lo que se han estudiado las combinaciones posibles de estos dos parámetros con el objetivo de obtener la mejor resolución posible de las imágenes. [Osh00]

Este filtro presenta diferentes aspectos dependiendo del valor de los parámetros que se definan. La diferencia de radio se aprecia en los gráficos 2D (figura 3.1.4.2) mientras que el grado de la pendiente se ve más claramente en las imágenes 3D (figura 3.1.4.3).

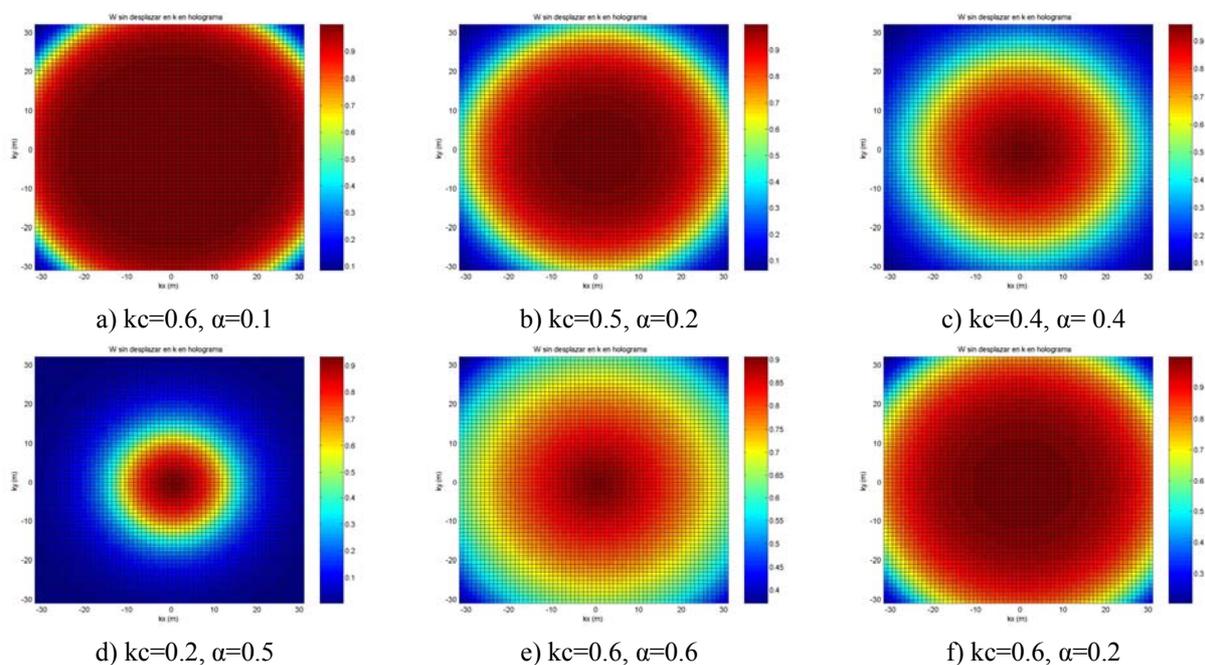


Figura 3.1.4.2. Vista 2D del filtro con distintos parámetros.

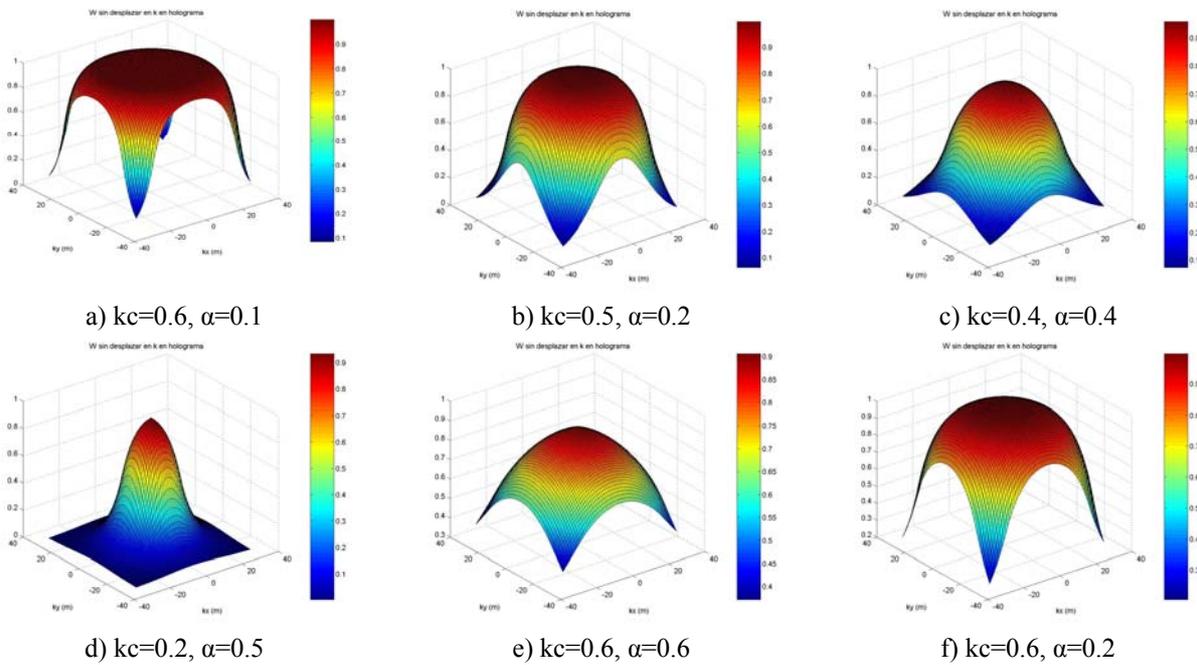


Figura 3.1.4.3. Vista 3D del filtro con distintos parámetros.

A partir de los valores registrados en el holograma se ha calculado la retropropagación para obtener los valores en la superficie de la fuente (caja acústica) usando las diferentes combinaciones de filtros de la figura 3.1.4.3 para 1kHz y 4kHz.

En la figura 3.1.4.4 se representa el nivel de presión a 1 kHz, donde no se observa demasiada diferencia en la resolución en función de los diferentes parámetros del filtro, mientras que en la figura 3.1.4.5 en la que se representa la velocidad de vibración, con el filtro  $kc=0.2, \alpha=0.5$  (Figura 3.1.4.5. d)) se distingue mejor la localización de la fuente que con el resto de filtros. Se observa que la fuente está más localizada a mayor pendiente del filtro, es decir, a un  $\alpha$  menor; por ejemplo si nos fijamos en el nivel de presión para el filtro  $kc=0.6, \alpha=0.6$  (Figura 3.1.4.4 e)) no se distingue de manera tan clara la localización de la fuente, mientras que con el filtro  $kc=0.6, \alpha=0.1$  (Figura 3.1.4.4 a)) se observa mejor la localización de la fuente.

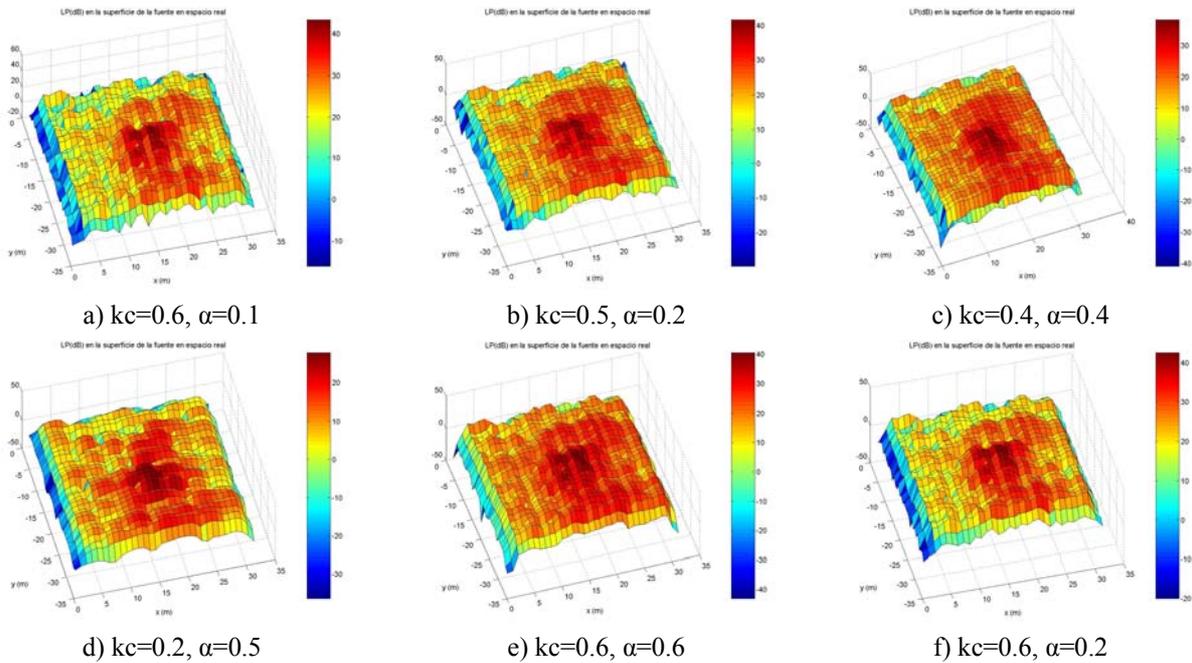


Figura 3.1.4.4. Nivel de presión en la superficie de la caja (dB) para distintos parámetros del filtro a 1kHz., configuración iii)

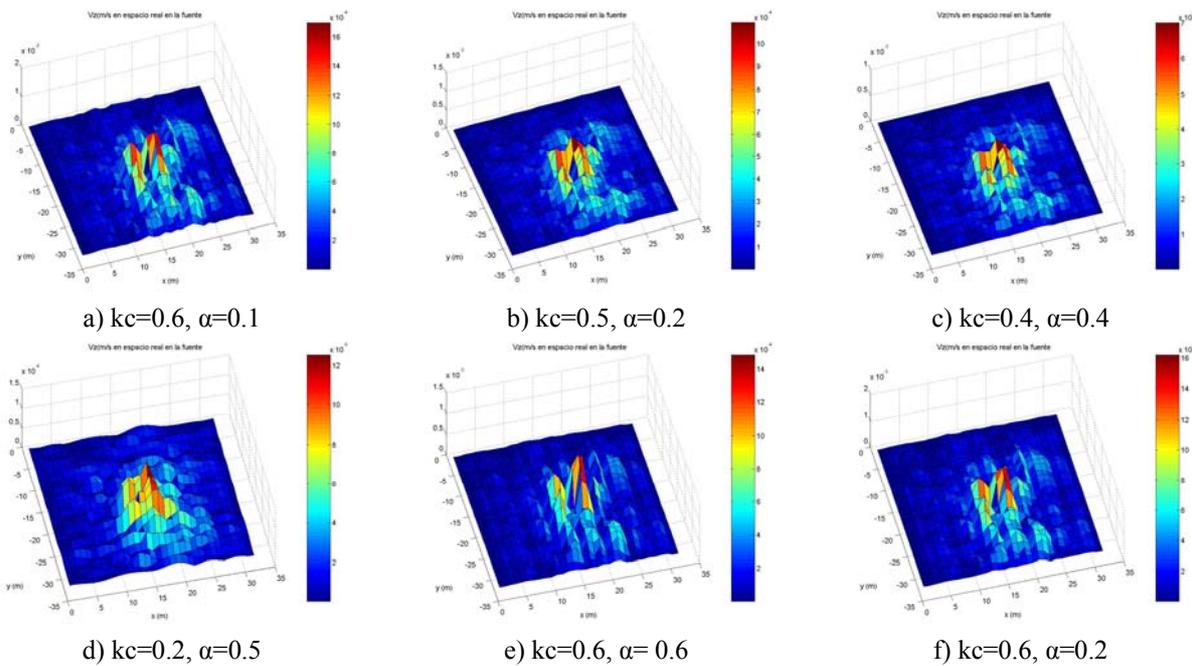


Figura 3.1.4.5. Velocidad de vibración en la superficie de la caja (m/s) para distintos parámetros del filtro a 1kHz. configuración iii)

En las figuras 3.1.4.6. y 3.1.4.7. se han representado LP y Vz para 4 kHz, donde se localiza la fuente con mayor claridad, siendo las diferencias más patentes. Con el filtro  $kc=0.2, \alpha=0.5$  (Figura 3.1.4.6. d)) se obtiene mayor resolución y localización de la fuente, tanto en el nivel de presión (Figura 3.1.4.6. d)) como en la velocidad de vibración (Figura 3.1.4.7. d)).

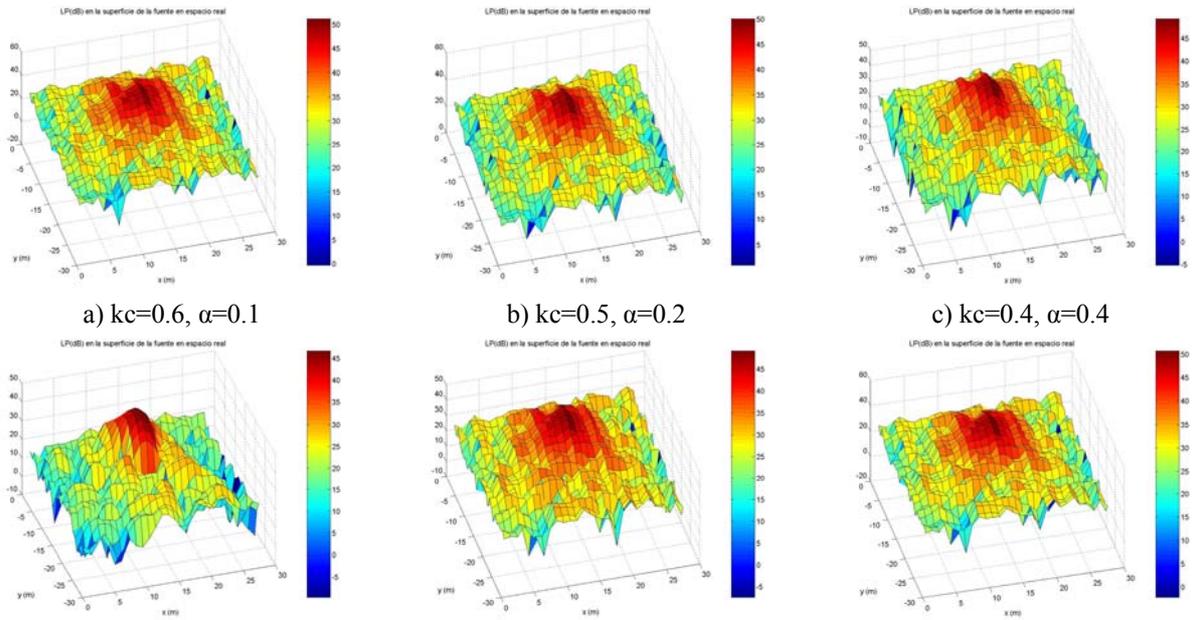


Figura 3.1.4.6. Nivel de presión en la superficie de la caja (dB) para distintos filtros a 4kHz. configuración iii)

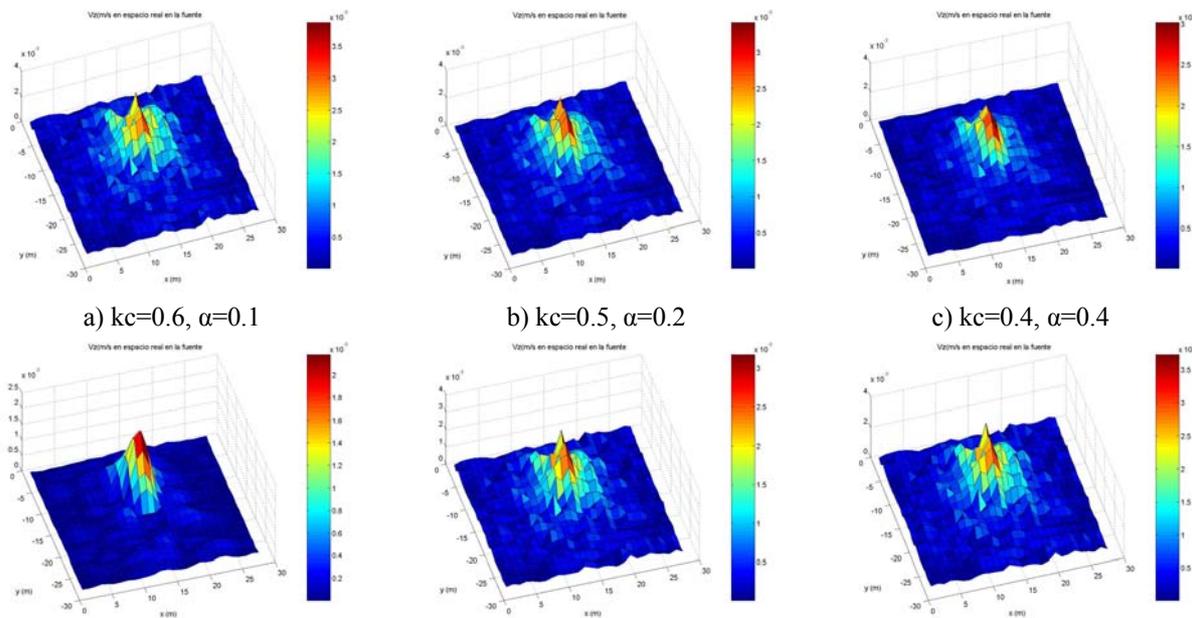


Figura 3.1.4.7. Velocidad de vibración en la superficie de la caja (m/s) para distintos filtros a 4kHz. configuración iii)

A partir de estos resultados se puede concluir que, al disminuir el valor de  $kc$  (radio del filtro) se obtiene un resultado más óptimo de la imagen. Por lo tanto se puede destacar la importancia que toma el parámetro  $kc$  respecto al parámetro  $\alpha$ .

Si se realiza una comparativa de nivel de presión a 4kHz entre dos filtros en los que solo cambia el valor de  $\alpha$ , figura 3.1.4.6, ( $kc=0.6, \alpha=0.1$ ) y ( $kc=0.6, \alpha=0.6$ ), se puede

observar que no se obtiene ninguna diferencia entre los dos filtros. Por lo tanto el parámetro  $\alpha$  muestra más influencia a frecuencias bajas.

A partir del filtro que mejor resolución ofrece  $kc=0.2$ ,  $\alpha=0.5$  (figura 3.1.4.3), se ha diseñado otro filtro reduciendo el radio al mínimo  $kc=0.1$ . En la figura 3.1.4.8. se ha realizado una comparación del filtro  $kc=0.1$ ,  $\alpha=0.5$  con el anterior  $kc=0.2$ ,  $\alpha=0.5$  y con otro filtro  $kc=0.2$ ,  $\alpha=0.4$  en el que se ha cambiado el valor de  $\alpha$  disminuyéndolo una sola unidad.

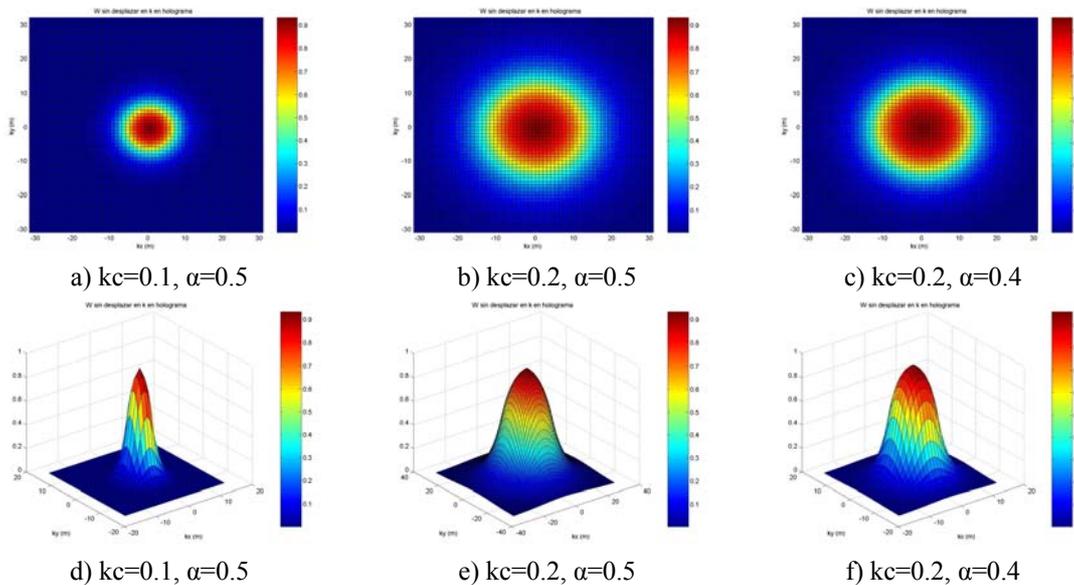


Figura 3.1.4.8. Vista 2D, a), b) y c) y 3D d), e) y f) de distintos filtros.

En la figura 3.1.4.8, los resultados obtenidos son prácticamente iguales para los filtros  $kc=0.2$ ,  $\alpha=0.5$ , y  $kc=0.2$ ,  $\alpha=0.4$ . Con el filtro  $kc=0.1$ ,  $\alpha=0.5$  se ha pasado de tener un  $kc$  de 0.2 a 0.1, una mínima diferencia que podría ser insignificante, pero los resultados demuestran que este parámetro tiene una gran importancia ya que se consigue una mejor resolución en la imagen, como se verá a continuación.

En el nivel de presión, figura 3.1.4.9, con el filtro  $kc=0.1$ ,  $\alpha=0.5$  la localización de la fuente queda más acentuada y con mejor resolución que con el resto de filtros. Con la velocidad de vibración de la fuente, figura 3.1.4.9, a pesar de que con los filtros  $kc=0.2$ ,  $\alpha=0.5$  y  $kc=0.2$ ,  $\alpha=0.4$  se consigue una buena respuesta, con el filtro  $kc=0.1$ ,  $\alpha=0.5$  el nivel de presión y la velocidad obtenidos tienen una localización más clara de la fuente ya que suaviza más los niveles que rodean el punto de emisión y se consigue una mejor resolución de la imagen.

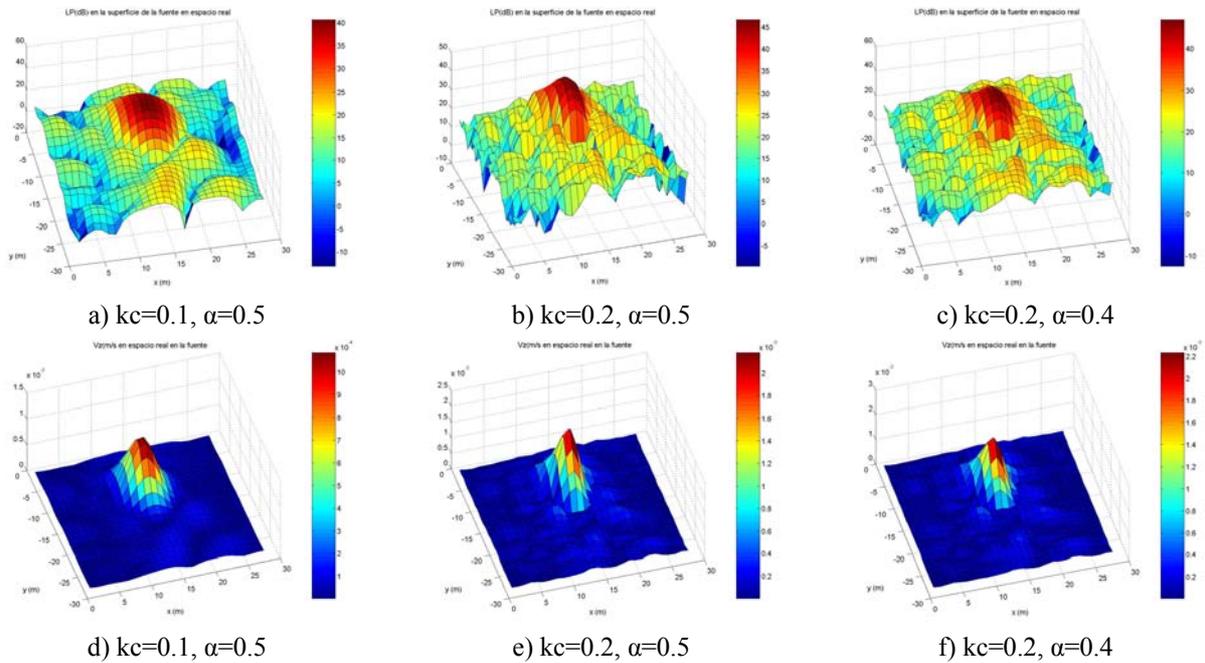


Figura 3.1.4.9. Nivel de presión, a), b) y c) y velocidad de vibración d), e) y f) en la superficie de la caja para distintos filtros a 4kHz. configuración iii)

A partir del filtro que mejor resultado proporciona  $kc=0.1, \alpha=0.5$  (Figura 3.1.4.8 d)) con un radio óptimo  $kc=0.1$ , se estudia la variación de la pendiente para un valor mínimo  $\alpha=0.1$  (pendiente máxima) y un valor máximo  $\alpha=0.9$  (pendiente mínima).

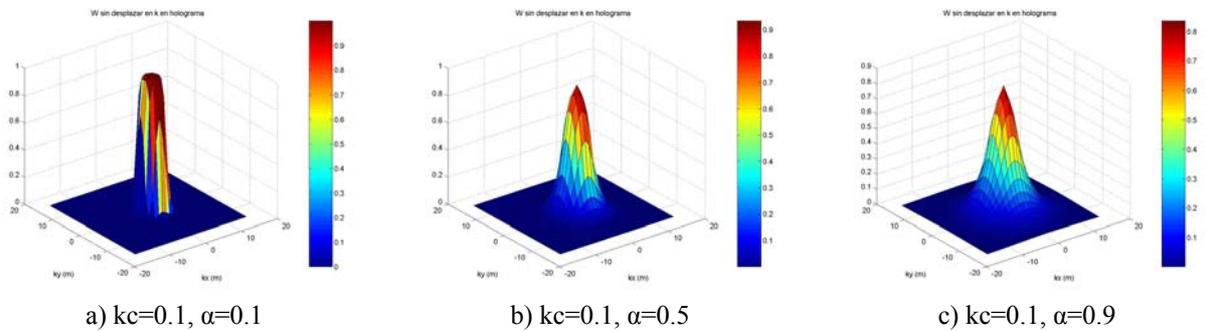


Figura 3.1.4.10. Vistas 3-D de distintos filtros

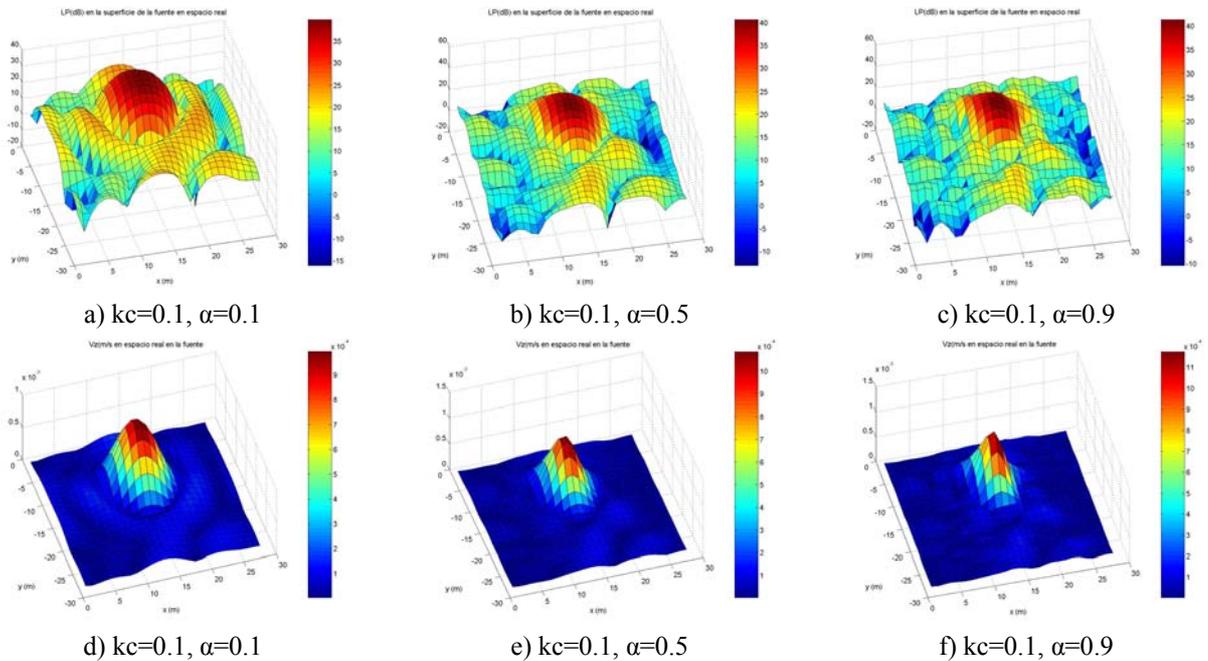


Figura 3.1.4.11.. Nivel de presión (dB), a), b) y c) y velocidad de vibración (m/s) d), e) y f) en la superficie de la caja para distintos filtros a 4kHz. configuración iii)

En la figura 3.1.4.11, para una pendiente máxima, con el filtro  $kc=0.1, \alpha=0.1$  se obtiene muy buena resolución de la imagen pero aparecen valores elevados alrededor de la localización de la fuente. Mientras que para una pendiente mínima, con el filtro  $kc=0.1, \alpha=0.9$  (Figura 3.1.4.10 c)) sucede lo contrario, quedando los niveles que rodean la localización de la fuente más atenuados pero se obtiene una pérdida de resolución en la imagen.

Evaluando el análisis anterior se puede concluir que el filtro  $kc=0.1, \alpha=0.5$  (Figura 3.1.4.10. b)) proporciona una buena resolución de la imagen además de conseguir una clara localización de la fuente.

La figura 3.1.4.12. muestra los valores nivel de presión y velocidad de vibración, LP y Vz, en cada plano de medida para cada filtro, siendo el nivel con el filtro  $kc=0.1, \alpha=0.5$  en el holograma mayor que en la fuente para un tramo del rango de frecuencias, demostrándose que el filtro  $kc=0.1, \alpha=0.5$  no es conveniente para representar niveles y velocidades reales.

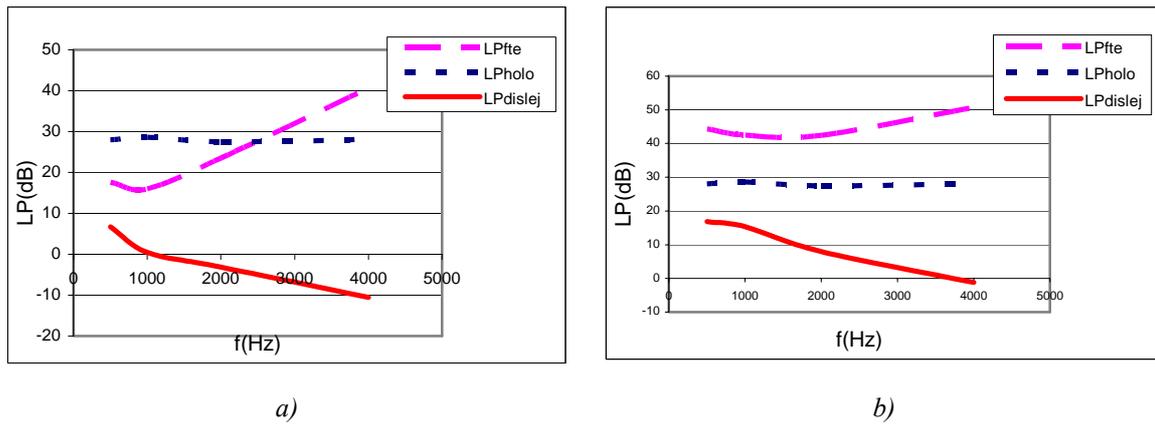


Figura 3.1.4.12. LP(dB) en la fuente (LPfte) en el holograma (LPholo), y a una distancia de la fuente (LPdislej) con el filtro  $k_c=0.1$ ,  $\alpha=0.5$  a) y  $k_c=0.6$ ,  $\alpha=0.2$  b)

En la Figura 3.1.4.13, se observa que con  $k_c = 0.6$  y  $\alpha=0.2$  los resultados de la velocidad a las distintas frecuencias son muy similares a los obtenidos con un acelerómetro, sin embargo los valores obtenidos con el filtro  $k_c = 0.1$  y  $\alpha=0.5$  presentan notables diferencias más influenciado a baja frecuencia. En la Figura 3.1.4.14 se observa ampliado el último caso. La tendencia es la misma que la de los filtros anteriores pero desplazada.

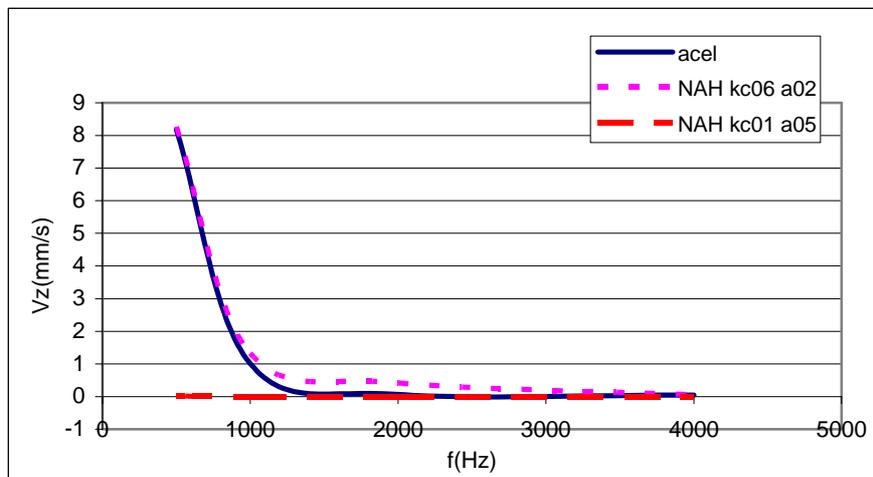


Figura 3.1.4.13. Vz en la fuente con el filtro  $k_c=0.1$ ,  $\alpha=0.5$ , el filtro  $k_c=0.6$ ,  $\alpha=0.2$  y acelerometro

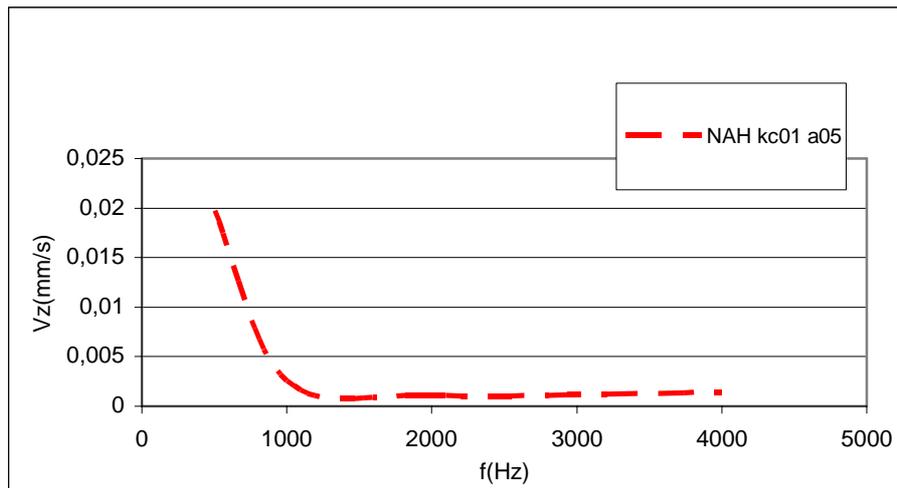


Figura 3.1.4.14.  $V_z$  en la fuente con el filtro a)  $k_c=0.1$ ,  $\alpha=0.5$

Los parámetros del filtro  $k_c = 0.1$  y  $\alpha=0.5$  proporcionan una mejor resolución y localización de la imagen en la superficie de la fuente. Sin embargo para obtener valores reales fiables comparados con acelerómetro resulta más aconsejable utilizar los parámetros  $k_c = 0.6$  y  $\alpha=0.2$ .

Para igualar los valores de  $V_z$  obtenidos con el filtro  $k_c = 0.1$  y  $\alpha=0.5$  a los obtenidos con acelerómetro hay que multiplicar los valores por un factor 420, y se obtienen los resultados de la figura 3.1.4.15.

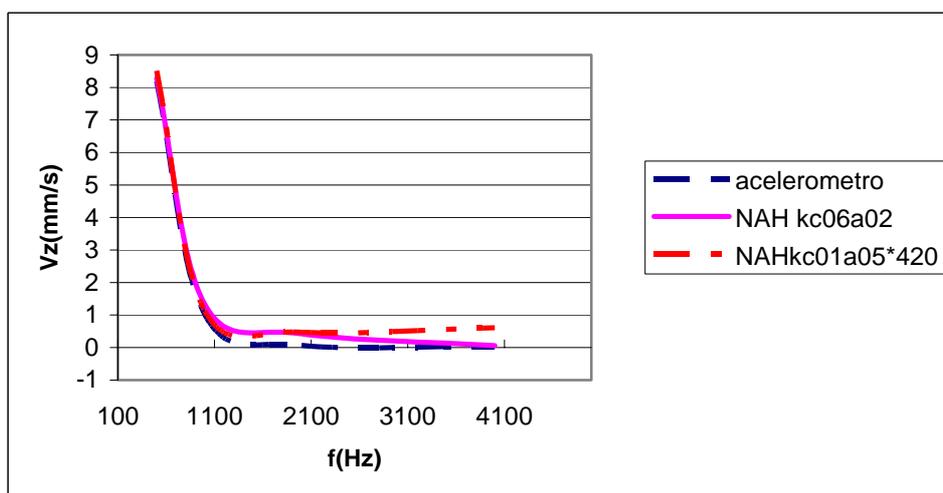


Figura 3.1.4.15.  $V_z$  en la fuente con el filtro  $k_c=0.1$ ,  $\alpha=0.5$  multiplicado por un factor 420, el filtro  $k_c=0.6$ ,  $\alpha=0.2$  y acelerómetro

### 3.1.5-Efecto del propagador

En este punto se evalúa qué propagador resulta más adecuado en la reconstrucción holográfica. El estudio se realiza en la retropropagación y en la propagación hacia delante. Por último se realiza un análisis en frecuencia de los distintos propagadores.

Se han tomado medidas de una caja acústica que permite la localización exacta del altavoz de graves o el de agudos, figura 3.1.5.1, y de dos cajas contiguas para localizar varias fuentes que estén vibrando simultáneamente a la misma frecuencia, véase figura 3.1.5.2. Para ello se utilizan dos cajas acústicas autoamplificadas iguales separadas por una distancia de 2.9 cm. Se emite ruido blanco y se graba la señal recibida con un array de 4 micrófonos por todo el holograma. A partir de los valores registrados en el holograma, se calcula la retropropagación para obtener los valores de nivel de presión LP(dB) y velocidad de vibración Vz(mm/s) en la superficie de la fuente (caja). Posteriormente se propaga desde la superficie de la fuente hacia delante. Para ello, primero se calcula la transformada de Fourier en dos dimensiones (FFT2D) de las presiones medidas con los micrófonos, se multiplican por el filtro y a continuación se multiplican por el propagador, para volver al espacio real hay que aplicar la inversa de la FFT2D. Se presentan las frecuencias más significativas, 1kHz y 4kHz. Para la obtención de las imágenes se ha utilizado en el filtro  $k_c=0.1$  y  $\alpha=0.5$ . Se evalúan los dos propagadores, Gn y Ga, tanto en la retropropagación como en la propagación hacia delante. En el caso de Ga se estudian los dos casos extremos  $\alpha = 0.1$  (Ga 0.1) y  $\alpha = 1$  (Ga 1). Parte de este trabajo se ha presentado en [Escg05]<sup>1</sup>.

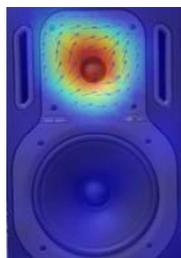


Figura 3.1.5.1. Caja acústica con el altavoz de agudos radiando



Figura 3.1.5.2. Cajas acústicas radiando simultáneamente

<sup>1</sup> [Escg05], Alba, J.; Escuder, E.; Ramis, J., “Estudio del efecto de diferentes propagadores en NAH”, Congreso de Métodos Numéricos en Ingeniería, Granada, 2005

A continuación se presentan los resultados de la propagación hacia atrás obteniéndose los valores de nivel de presión y velocidad de vibración en el plano de la superficie de la fuente. El propagador es una función compleja, por lo que se representa su valor absoluto y la parte imaginaria que son los más significativos. La figura 3.1.5.1.1. muestra la parte imaginaria y el valor absoluto de los propagadores hacia atrás ( $d < 0$ ) para 1kHz.

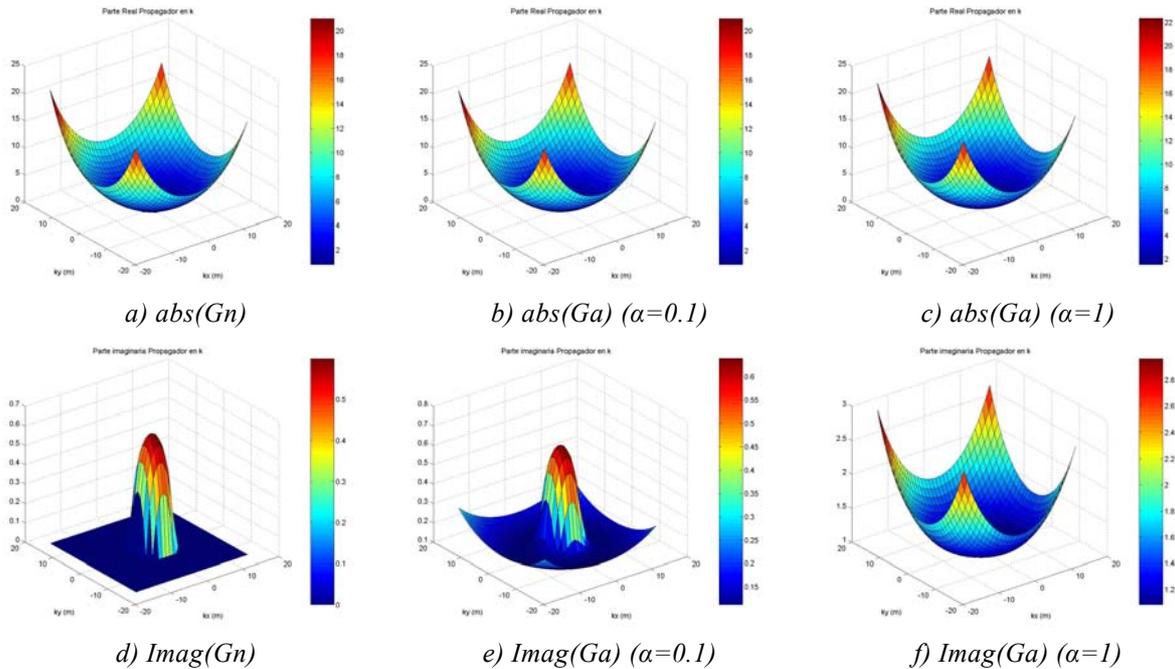


Figura 3.1.5.1.1. a), b) y c) Valor absoluto y d), e) y f) parte imaginaria de los propagadores hacia atrás a 1kHz

En el valor absoluto del propagador, se observa que existe una diferencia de nivel de 2 unidades entre el propagador atenuado ( $\alpha=1$ ) respecto a los propagadores convencional y atenuado ( $\alpha=0.1$ ), siendo mayor para el propagador atenuado ( $\alpha=1$ ). La parte imaginaria refleja una semejanza entre el propagador convencional y el atenuado ( $\alpha=0.1$ ) presentando diferencia frente al atenuado ( $\alpha=1$ ). La figura 3.1.5.1.2 muestra los resultados obtenidos de nivel de presión y velocidad de vibración en la superficie de la fuente para cada propagador a la frecuencia de 1kHz:

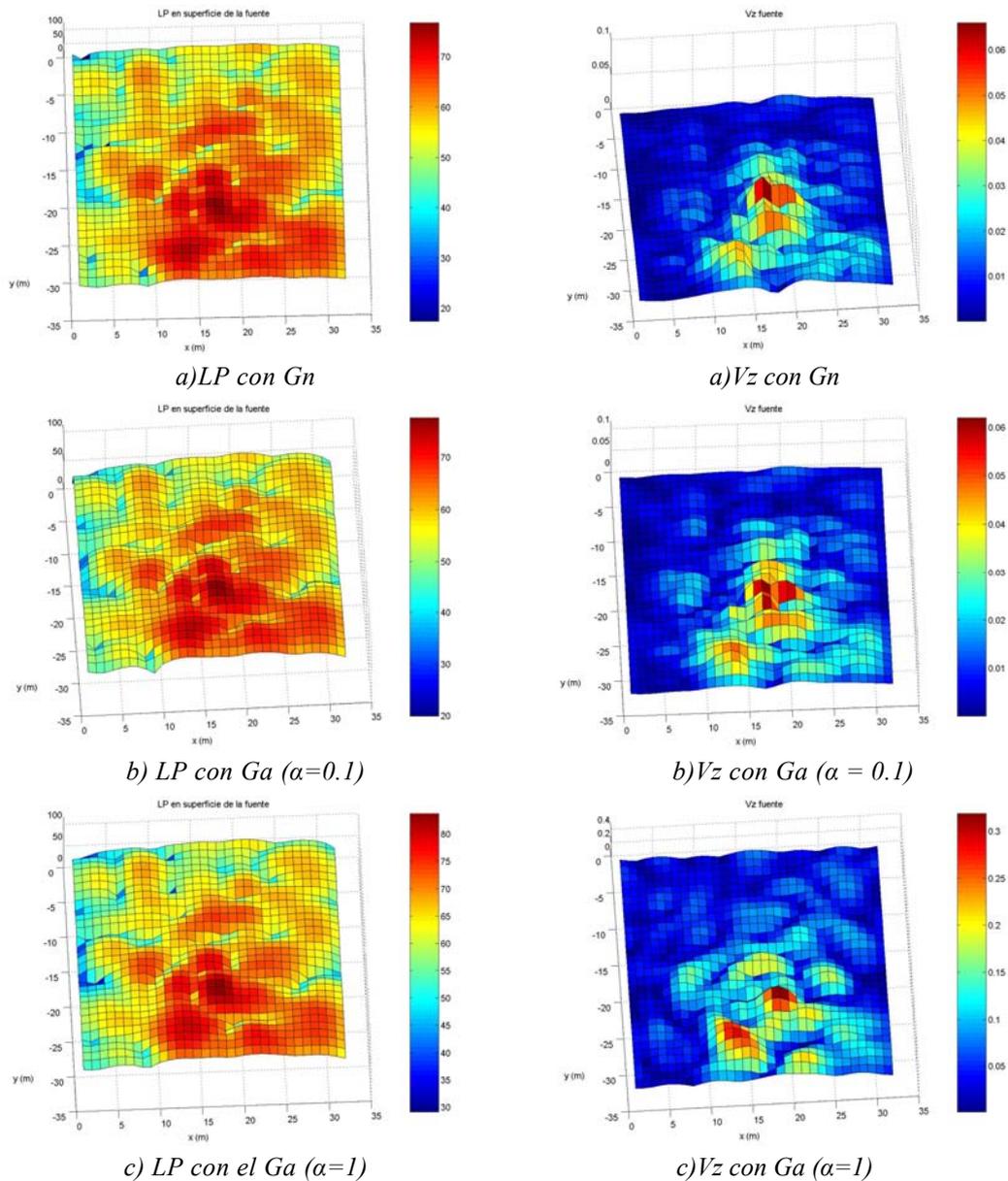


Figura 3.1.5.1.2. LP(dB) y Vz(mm/s) en la caja calculada en la superficie de la fuente con los propagadores: a)convencional, b) atenuado ( $\alpha=0.1$ ) y c) atenuado ( $\alpha=1$ ) con el filtro  $k_c=0.1$ ,  $\alpha=0.5$  a 1kHz. Configuración iii)

Se observa que respecto al LP, el propagador atenuado ( $\alpha=1$ ) presenta niveles 5 dB mayores que el propagador normal, y el atenuado ( $\alpha=0.1$ ) y el propagador normal tienen niveles similares. Esta diferencia hace que se observe más claramente la zona de graves de la caja con el propagador atenuado ( $\alpha=1$ ), ya que las zonas de alrededor del altavoz presentan niveles más bajos que en los otros propagadores. Respecto a la velocidad de vibración, el propagador atenuado ( $\alpha=1$ ) presenta las mayores velocidades y reconstruye mejor el altavoz de graves que los otros propagadores, ya que se observa un máximo pronunciado y alrededor de éste un anillo de más bajo

nivel. Sin embargo, se observa ruido en la imagen alrededor del altavoz de graves y con los otros propagadores este ruido no se observa.

En segundo lugar se realizará el estudio a 4kHz. La figura 3.1.5.1.3. muestra la parte imaginaria y el valor absoluto de los propagadores hacia atrás. En el valor absoluto, se observa como el propagador convencional presenta cambios bruscos, el propagador atenuado ( $\alpha=0.1$ ) suaviza un poco la función y el atenuado ( $\alpha=1$ ) la suaviza en gran medida. La parte imaginaria presenta gran diferencia entre el propagador convencional y los atenuados.

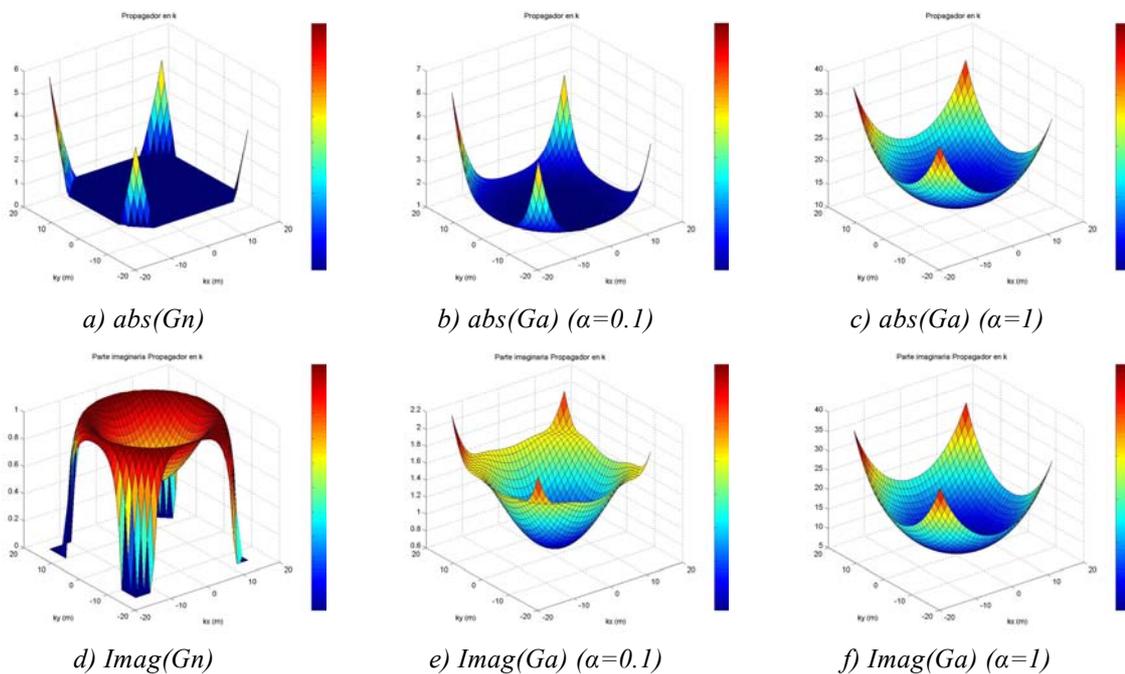


Figura 3.1.5.1.3. Figura 6. a), b) y c) Valor absoluto y d), e) y f) Parte imaginaria de los propagadores hacia atrás: convencional, atenuado ( $\alpha=0.1$ ) y atenuado ( $\alpha=1$ ) a 4kHz

Para la frecuencia de 4 kHz se observa el mismo comportamiento que a 1 kHz pero en este caso al ser alta frecuencia la reconstrucción es más precisa. El propagador atenuado ( $\alpha=1$ ) presenta el valor de LP y Vz más alto, tanto en el nivel de presión como en la velocidad de vibración, véase figura 3.1.5.1.4. De esta forma con el propagador atenuado ( $\alpha=1$ ) se observa más claramente diferenciado el altavoz de agudos en la caja acústica sobretodo en las figuras de nivel de presión. El Gn difiere 3 dB del Ga ( $\alpha=0.1$ ) y 25 dB del Ga( $\alpha=1$ ).

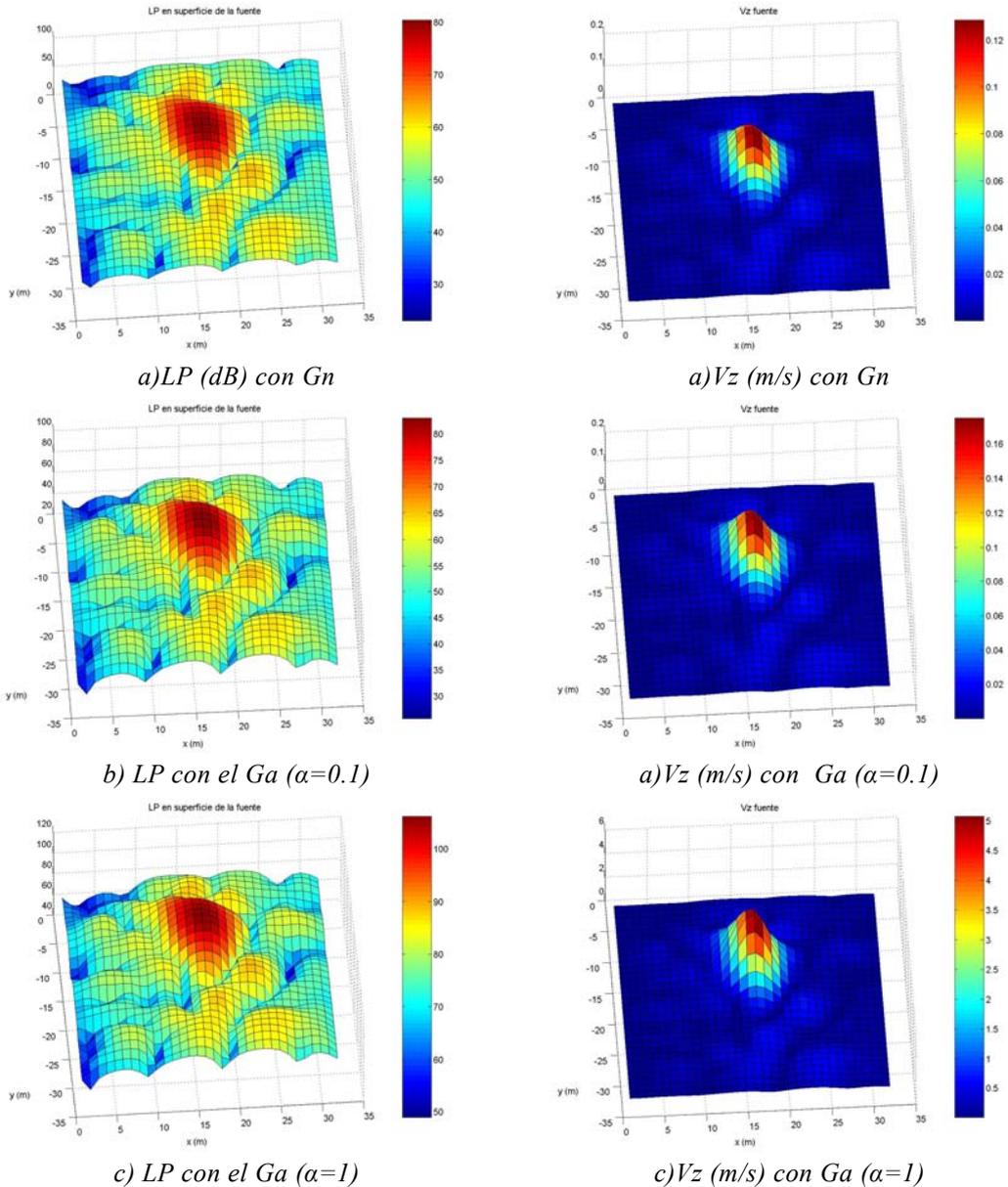


Figura 3.1.5.1.4. LP(dB) relativo y Vz(mm/s) en la caja calculada con los propagadores: a) Convencional, b) atenuado ( $\alpha=0.1$ ) y c) atenuado ( $\alpha=1$ ) con el filtro  $k_c=0.1$ ,  $\alpha=0.5$  a 4kHz. configuración iii)

A continuación se evalúa el efecto de los diferentes propagadores en la propagación hacia delante. Las figuras 3.1.5.2.1 y 3.1.5.2.2 muestran los diferentes propagadores hacia delante a 8 cm de la caja ( $d > 0$ ) y a 1 kHz y 4 kHz.



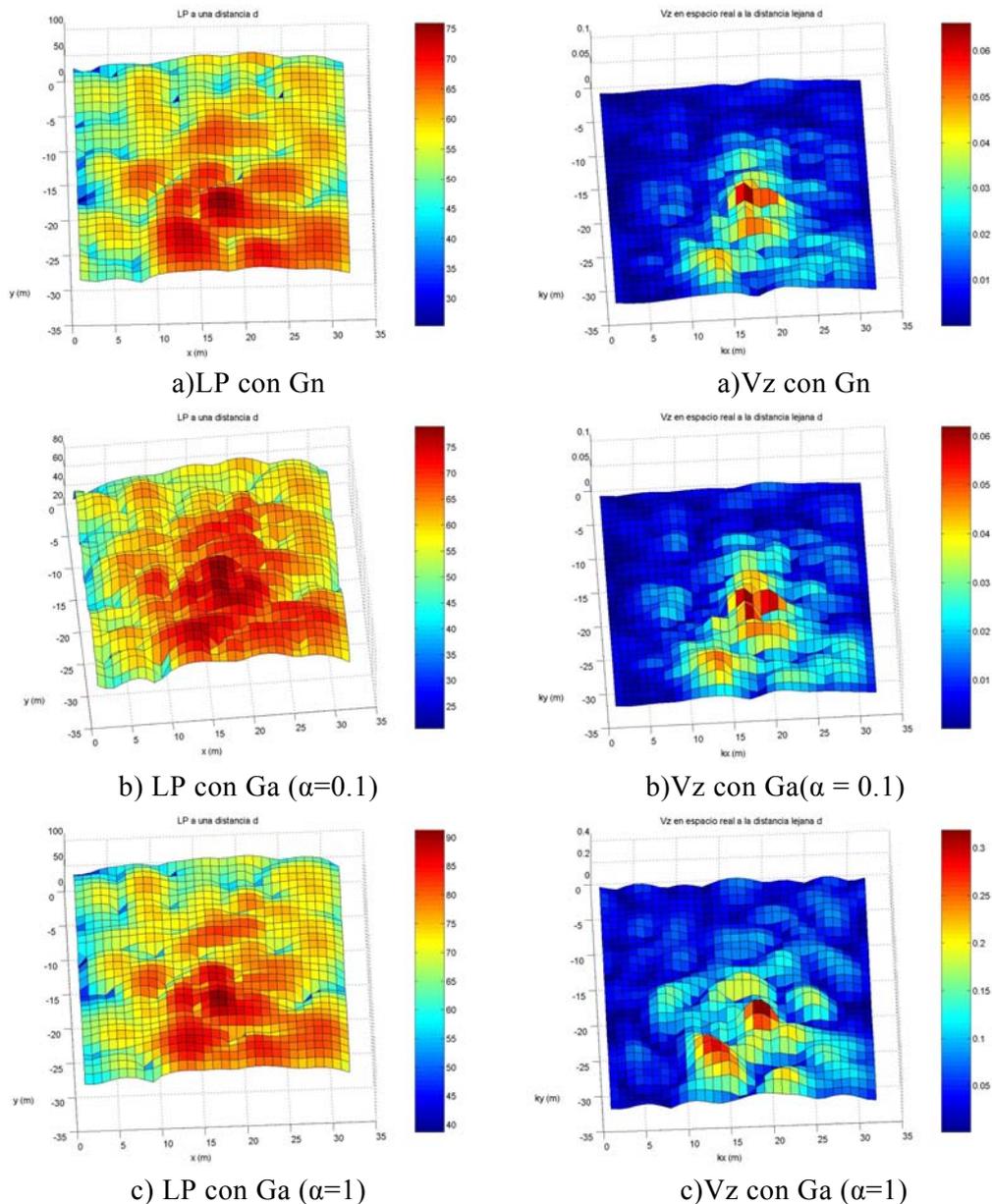


Figura 3.1.5.2.3. Nivel de presión relativo (dB) y velocidad de vibración (mm/s) en un plano a 8 cm de la caja calculado con los propagadores: a) Normal, b) atenuado ( $\alpha=0.1$ ) y c) atenuado ( $\alpha=1$ ) con el filtro  $k_c=0.1$ ,  $\alpha=0.5$  a 1kHz. configuración iii)

Para 4kHz se observa el mismo comportamiento y se ve más claramente, véase figura 3.1.5.2.4. Propagando hacia delante, los propagadores normal y atenuado ( $\alpha=0.1$ ) presentan valores menores tanto en el nivel de presión como en la velocidad de vibración respecto al propagador atenuado ( $\alpha=1$ ). En este caso la diferencia entre niveles de presión es de 50 dB, mayor que la observada para más baja frecuencia. Respecto a la velocidad de vibración con Gn y Ga( $\alpha=0.1$ ) se obtienen valores entre 40 y 30 veces menores, respectivamente. No hay que olvidar que para la

reconstrucción visual se han utilizado los parámetros del filtro  $k_c=0.1$ ,  $\alpha=0.5$  que no proporcionan valores similares a los obtenidos con acelerómetro.

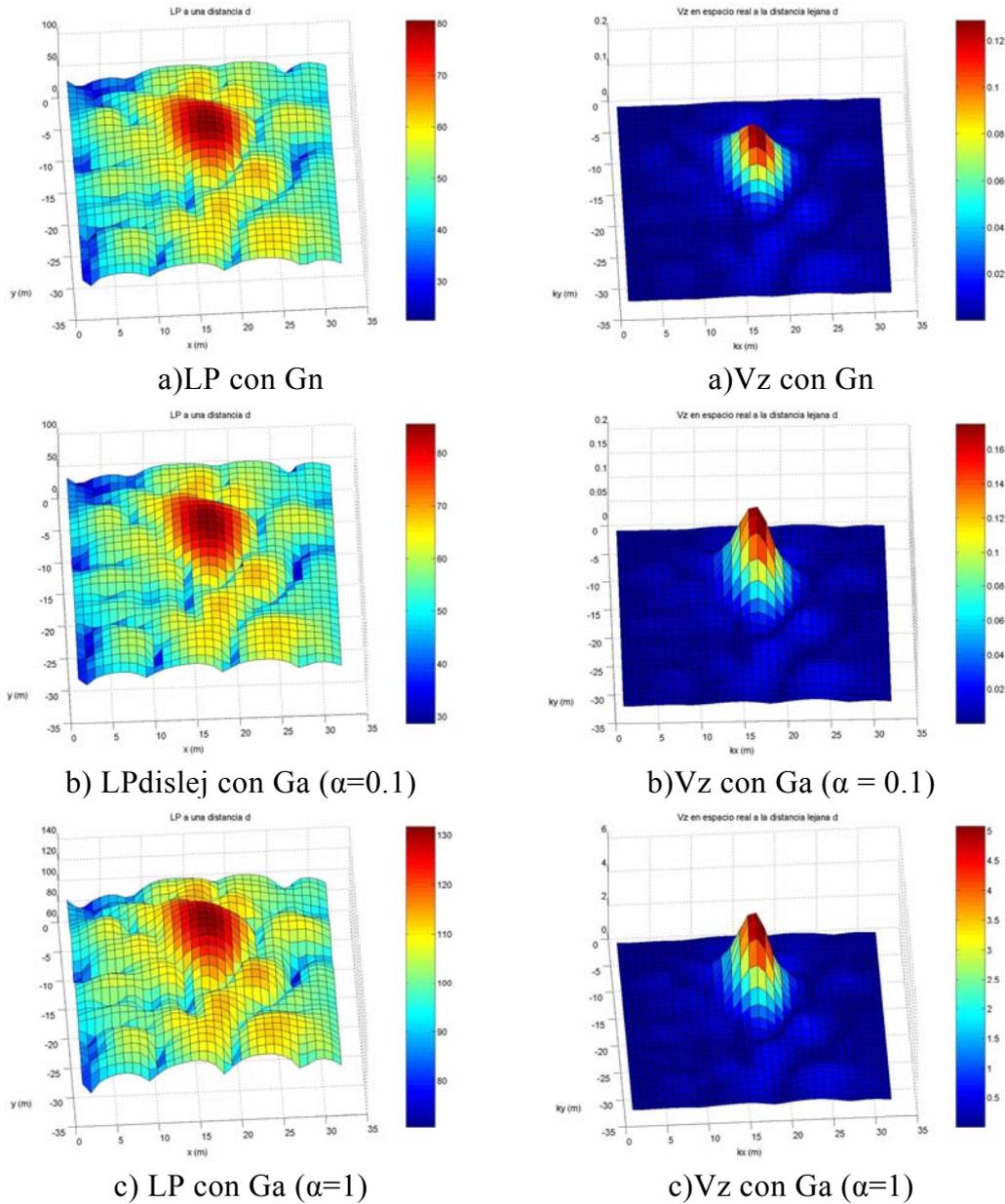


Figura 3.1.5.2.4. Nivel de presión relativo (dB) y velocidad de vibración (m/s) en un plano a 8 cm de la caja calculado con los propagadores: a) Normal, b) atenuado ( $\alpha=0.1$ ) y c) atenuado ( $\alpha=1$ ) con el filtro  $k_c=0.1$ ,  $\alpha=0.5$  a 4 kHz. configuración iii)

Para el caso de las dos cajas acústicas radiando simultáneamente a 4 kHz a 5 cm de su superficie se observa más claramente la localización de los dos altavoces de agudos con el propagador atenuado ( $\alpha=1$ ), véase figura 3.1.5.2.5.

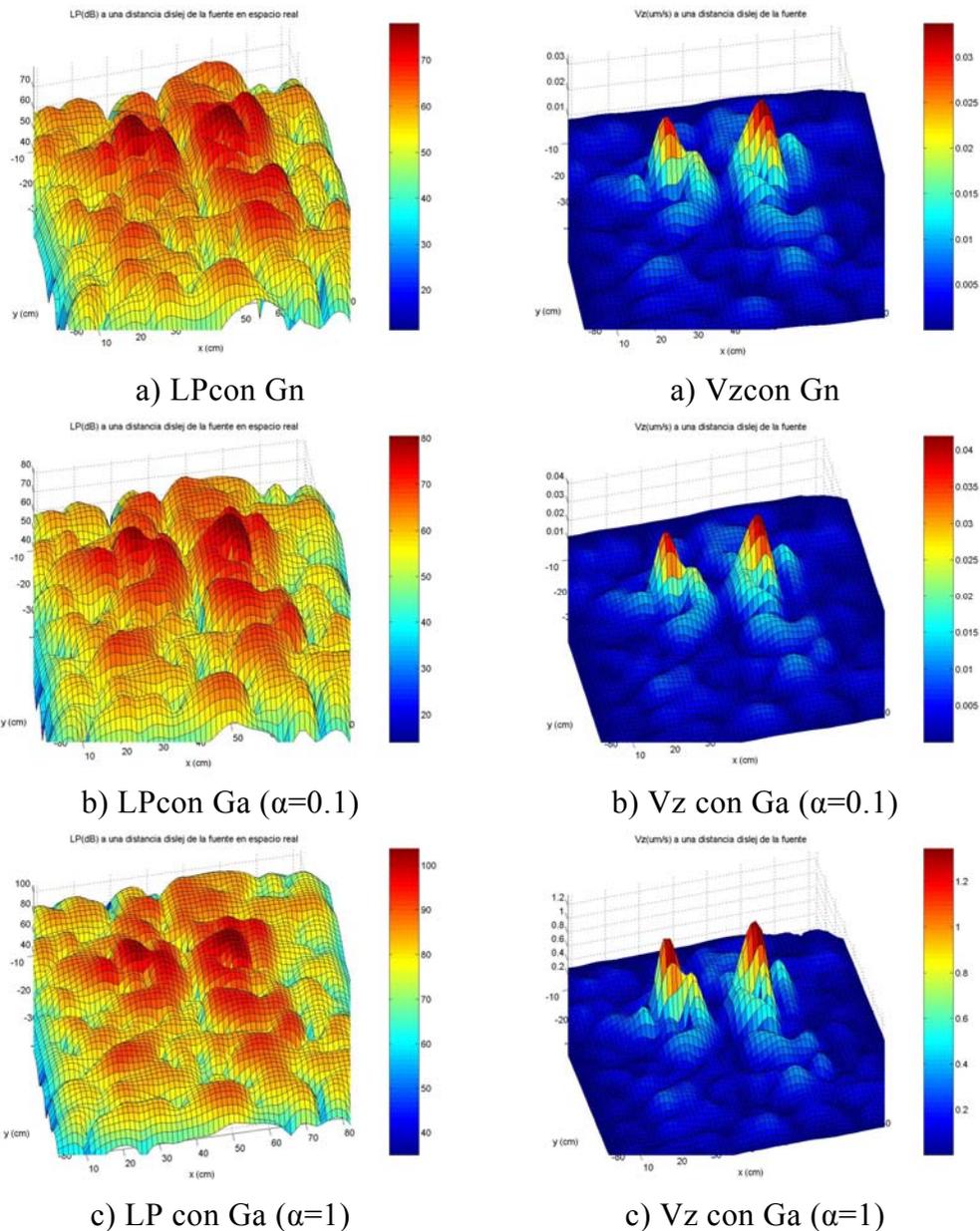


Figura 3.1.5.2.5. Nivel de presión (dB) y velocidad de vibración (mm/s) en un plano a 5 cm de las dos cajas acústicas calculados con los propagadores: a) Convencional, b) atenuado ( $\alpha=0.1$ ) y c) atenuado ( $\alpha=1$ ) a 4 kHz con el filtro  $k_c=0.1$ ,  $\alpha=0.5$  a 4 kHz. configuración ii)

Las siguientes figuras muestran la evolución del nivel de presión y velocidad de vibración en el rango 500 Hz-4 kHz, en la superficie de la fuente para los diferentes propagadores. Para estos cálculos se ha utilizado el filtro  $k_c=0.6$  y  $\alpha=0.2$ . En la figura 3.1.5.3.1., se observa que en el nivel de presión el propagador convencional y el propagador ( $\alpha=0.1$ ) presentan un comportamiento más parecido y el que difiere a partir de 2 kHz es el propagador atenuado ( $\alpha=1$ ), presentando un nivel 5 dB mayor. Respecto a la velocidad, los tres propagadores presentan un comportamiento similar entre sí y comparado con medidas con acelerómetro, véase figura 3.1.5.3.2.

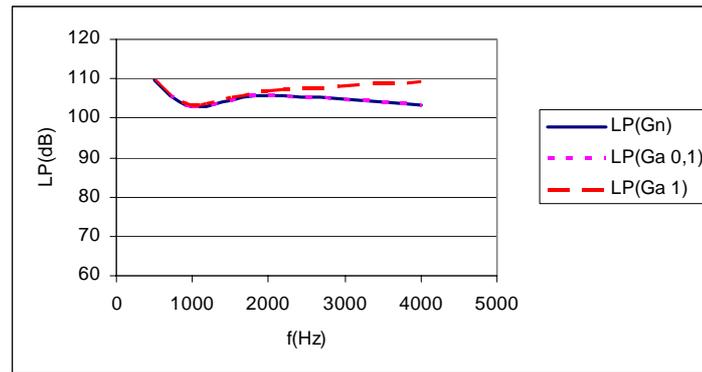


Figura 3.1.5.3.1. LP(dB) en la superficie de la caja acústica calculado con los propagadores: a) convencional, b) atenuado ( $\alpha=0.1$ ) y c) atenuado ( $\alpha=1$ ) en función de la frecuencia y utilizando el filtro  $k_c=0.6k_{max}$  y  $\alpha=0.2$

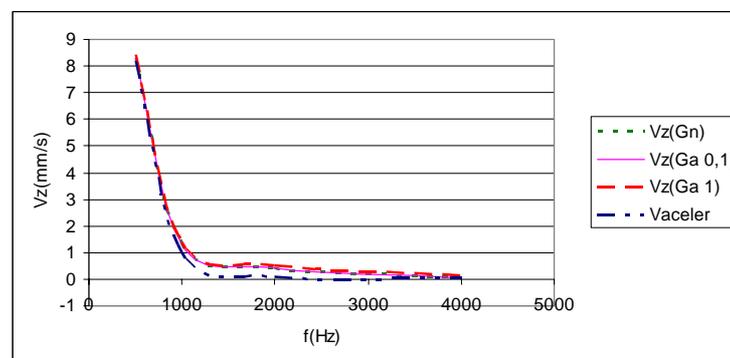


Figura 3.1.5.3.2. Vz(mm/s) en la superficie de la caja acústica calculado con los propagadores: Gn (convencional), Ga atenuado ( $\alpha=0.1$ ) y Ga atenuado ( $\alpha=1$ ) en función de la frecuencia y utilizando el filtro  $k_c=0.6k_{max}$  y  $\alpha=0.2$ , y Vz medida con acelerómetro.

Evaluando los tres puntos comentados sobre el efecto del propagador se llega a las siguientes conclusiones:

En la retropropagación y en la propagación hacia delante, con el propagador atenuado ( $\alpha=1$ ) se obtiene una reconstrucción de la fuente sonora más precisa y clara tanto a baja como a alta frecuencia, ya que se obtiene una diferencia de niveles más amplia respecto a los niveles obtenidos por los otros dos propagadores, el convencional y el atenuado ( $\alpha=0.1$ ).

El propagador convencional y el propagador atenuado ( $\alpha=0.1$ ) ofrecen un comportamiento similar en la reconstrucción.

### 3.1.6.- Propagación en campo lejano a partir de los datos de la fuente o de los datos del holograma

En los casos expuestos anteriormente, se ha realizado la propagación hacia delante a partir de los datos obtenidos en la superficie de la fuente, pero también se podía haber llevado a cabo a partir de los datos en el plano de medida u holograma. Esto es precisamente lo que se pretende en este apartado, es decir, se verá la diferencia entre reconstruir en campo lejano con los datos de la fuente o los datos del holograma. En la figura 3.1.6.1 se representa el nivel de presión medido en el holograma. A partir de estos valores se realiza la reconstrucción.

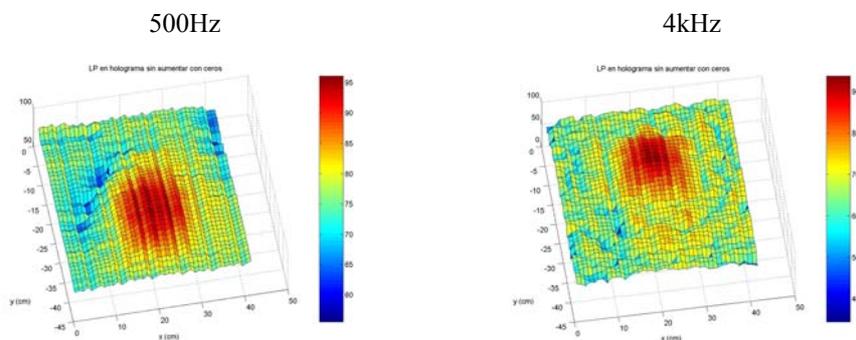


Fig. 3.1.6.1. LP(dB) medido en el holograma. configuración i)

Se presentan los resultados obtenidos de la caja acústica para la presión, la velocidad normal y el nivel de presión. Por un lado se reconstruye a partir de los datos de la superficie de la fuente en un plano situado a una distancia de 5 cm. Por otro lado se reconstruye a partir de los datos de la superficie del holograma hacia delante en un plano situado a una distancia de 3.4 cm. Estos planos de reconstrucción coinciden y el estudio se realiza para las frecuencias de 500Hz y 4kHz. Se realiza la reconstrucción del nivel de presión y la velocidad de vibración con los parámetros del filtro  $k_c = 0.6$ ,  $\alpha = 0.2$  (figuras 3.1.6.2-3.1.6.3). La reconstrucción de la presión acústica se realiza con estos parámetros anteriores (figuras 3.1.6.4) y con  $k_c = 0.1$ ,  $\alpha = 0.5$  (figura 3.1.6.5). Se rellena con ceros (array 42x42) hasta la primera potencia de dos (64x64). La distancia fuente- holograma considerada fue  $d = 1.6\text{cm}$ .

En vista de los gráficos obtenidos para el nivel de presión, la velocidad normal y la presión, se obtienen los mismos resultados propagando hacia delante a partir de los datos de la superficie de la fuente (fuente) o a partir de los datos del holograma (holo)

para un plano en campo lejano dado. Considerando las figuras 3.1.6.4 y 3.1.6.5 con diferentes parámetros del filtro, se observa que se obtienen los mismos resultados en un plano determinado propagando desde la fuente o desde el holograma, sin embargo se comprueba como se ha comentado en el apartado 3.1.4. que los valores obtenidos varían de considerar unos parámetros u otros. El filtro  $k_c = 0.1, \alpha = 0.5$  produce una mejor reconstrucción de la fuente sonora mientras que el filtro  $k_c = 0.6, \alpha = 0.2$  produce resultados más coherentes. En lo sucesivo se realizará la propagación hacia delante con los datos de la fuente.

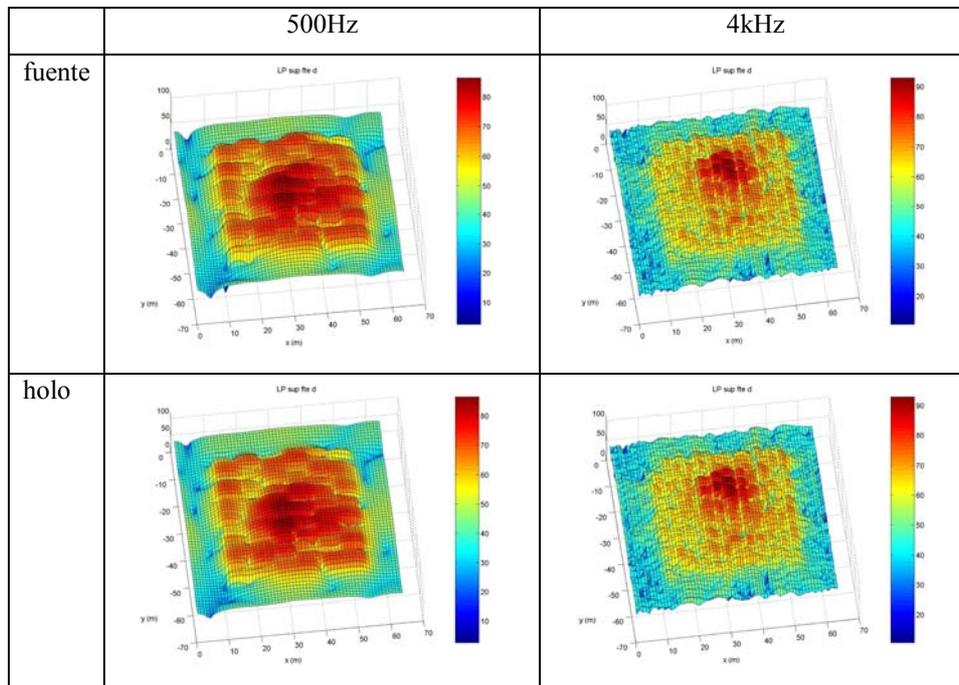


Fig. 3.1.6.2. Reconstrucción LP(dB) campo lejano a partir de los datos de la fuente y del holograma.

$k_c = 0.6 \quad \alpha = 0.2$ , configuración i)

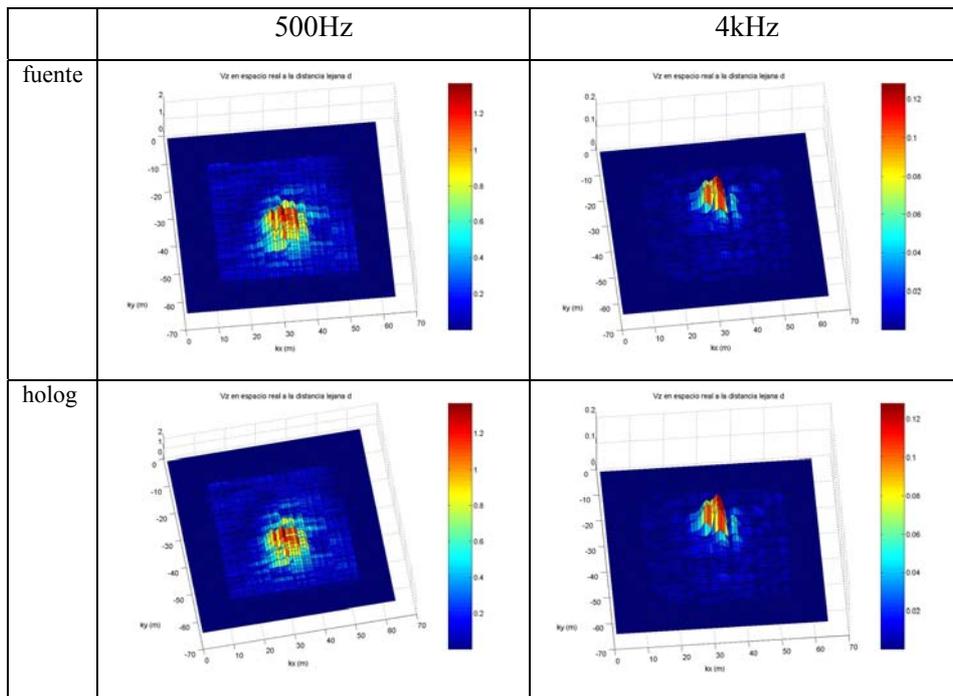


Fig. 3.1.6.3. Reconstrucción  $V_z$  (mm/s) campo lejano a partir de los datos de la fuente y del holograma.  $k_c = 0.6$   $\alpha = 0.2$ , configuración i)

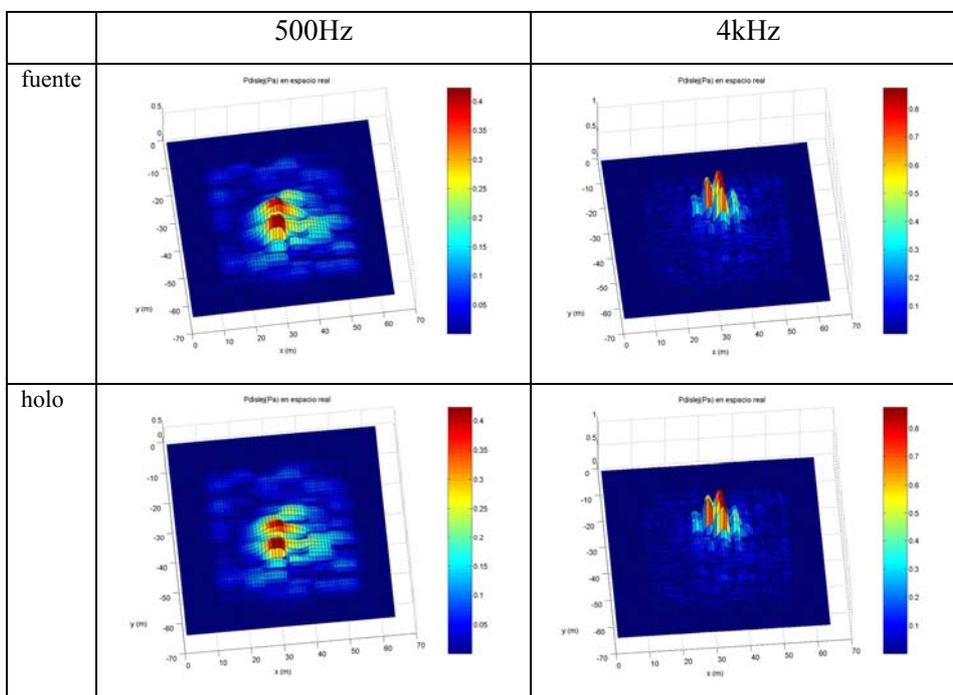


Fig. 3.1.6.4. Reconstrucción  $P$  (Pa) campo lejano a partir de los datos de la fuente y del holograma.  $k_c = 0.6$   $\alpha = 0.2$ , configuración i)

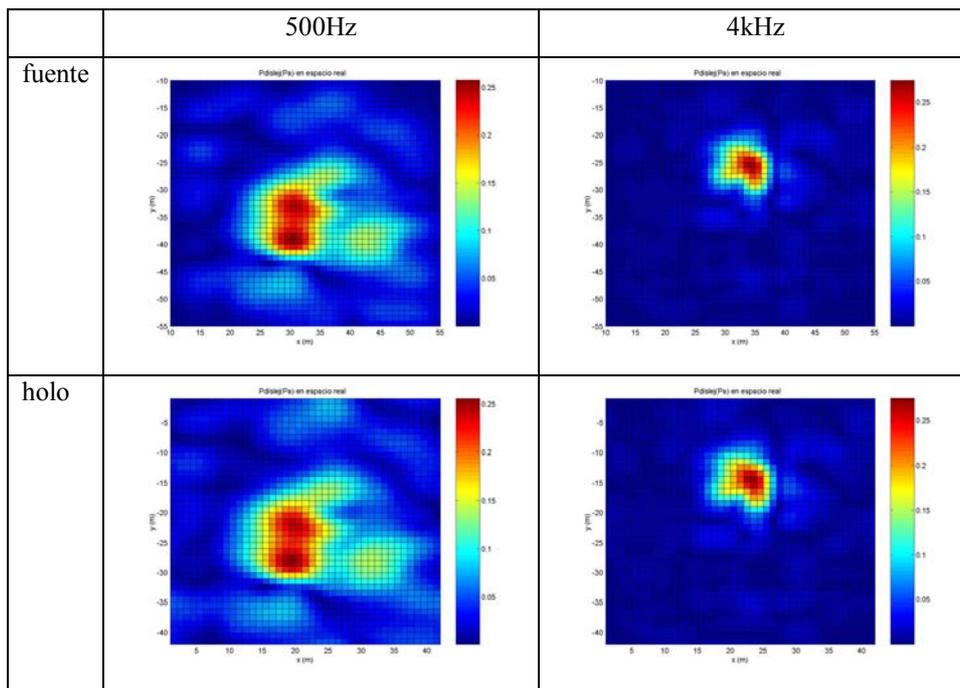


Fig. 3.1.6.5. Reconstrucción  $P(\text{Pa})$  campo lejano a partir de los datos de la fuente y del holograma.

$$k_c = 0.1 \quad \alpha = 0.5$$

### 3.1.7.- Distancia límite de propagación hacia delante

Hasta ahora se han mostrado resultados propagando hacia delante a un plano situado a una distancia cercana de la superficie de la fuente. El objetivo de este apartado es comprobar hasta que distancia se puede propagar obteniendo resultados aceptables. Para ello se irá reconstruyendo en planos sucesivos cada vez más alejados del plano de la fuente hasta que los resultados no sean coherentes, es decir, se llegará a la distancia límite de propagación hacia delante.

Se presentan los resultados para el nivel de presión LP (dB), la presión  $P$  (Pa) y la velocidad normal en la superficie  $V_z$  (mm/s) reconstruidos en planos situados a 5, 10, 15, 20, 35, 50 y 100 cm de la superficie de la fuente a las frecuencias de 500Hz y 4kHz. Se realiza la reconstrucción con los parámetros del filtro  $k_c = 0.6 \quad \alpha = 0.2$ . Se rellena con ceros (array 42x42) hasta la primera potencia de dos (64x64). La distancia fuente-holograma considerada  $d = 1.6\text{cm}$ .

En la figura 3.1.7.1 se representa el nivel de presión reconstruido en la superficie de la caja acústica. A 500 Hz, se observa que conforme aumenta la distancia, la superficie

de radiación se extiende más y a partir de de 35 cm se extiende demasiado, en 50 cm aún se aprecia la zona máxima de radiación pero se observan líneas de error alrededor del máximo y no resulta tan localizada la fuente sonora. A 100 cm se ve que hay fuentes error.

A 4 kHz al aumentar la distancia van apareciendo zonas con niveles altos alrededor de la localización de la fuente que pueden llevar a confusión dando la sensación de que hay más de una fuente vibrando a esa frecuencia. A partir de 35 cm ya hay demasiado error y a 100 cm no se distingue la fuente.

En la figura 3.1.7.2 se representa la presión acústica, se aprecia claramente como van apareciendo las fuentes error conforme aumenta la distancia. Se observa tanto en baja como en alta frecuencia. En las figuras de velocidad, véase figura 3.1.7.3, se observa el mismo comportamiento que en la presión.

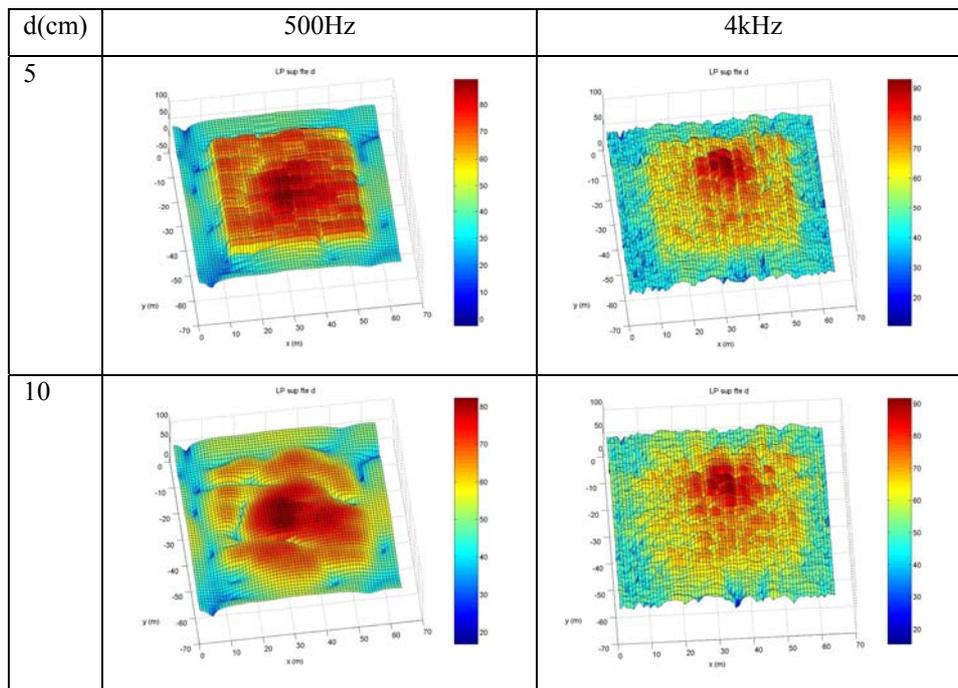


Fig. 3.1.7.1. Reconstrucción LP(dB) en campo lejano a distintas distancias de la superficie de la fuente (5 y 10 cm).

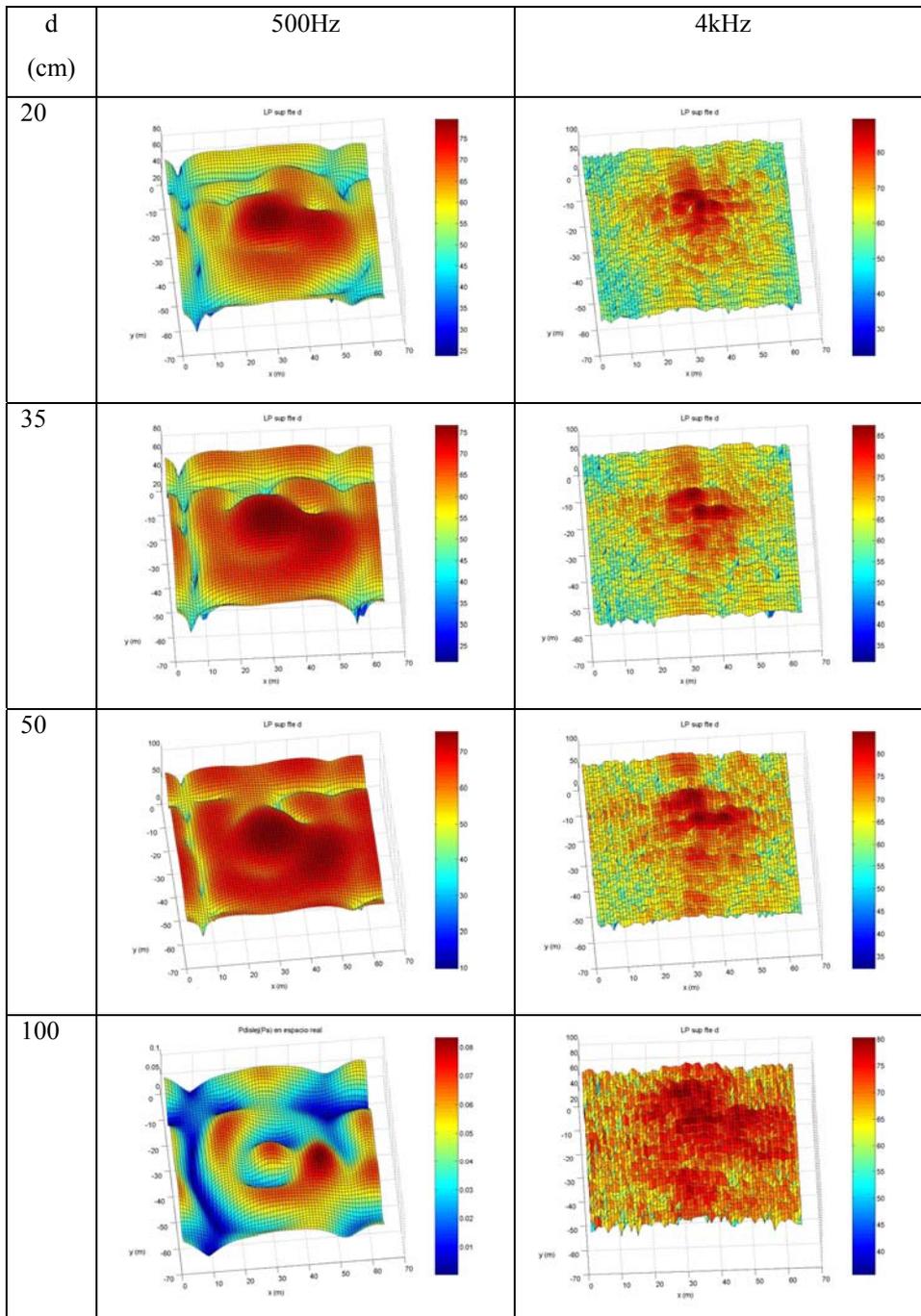


Fig. 3.1.7.1. Reconstrucción LP(dB) en campo lejano a distintas distancias de la superficie de la fuente.(20,35,50 y 100 cm)

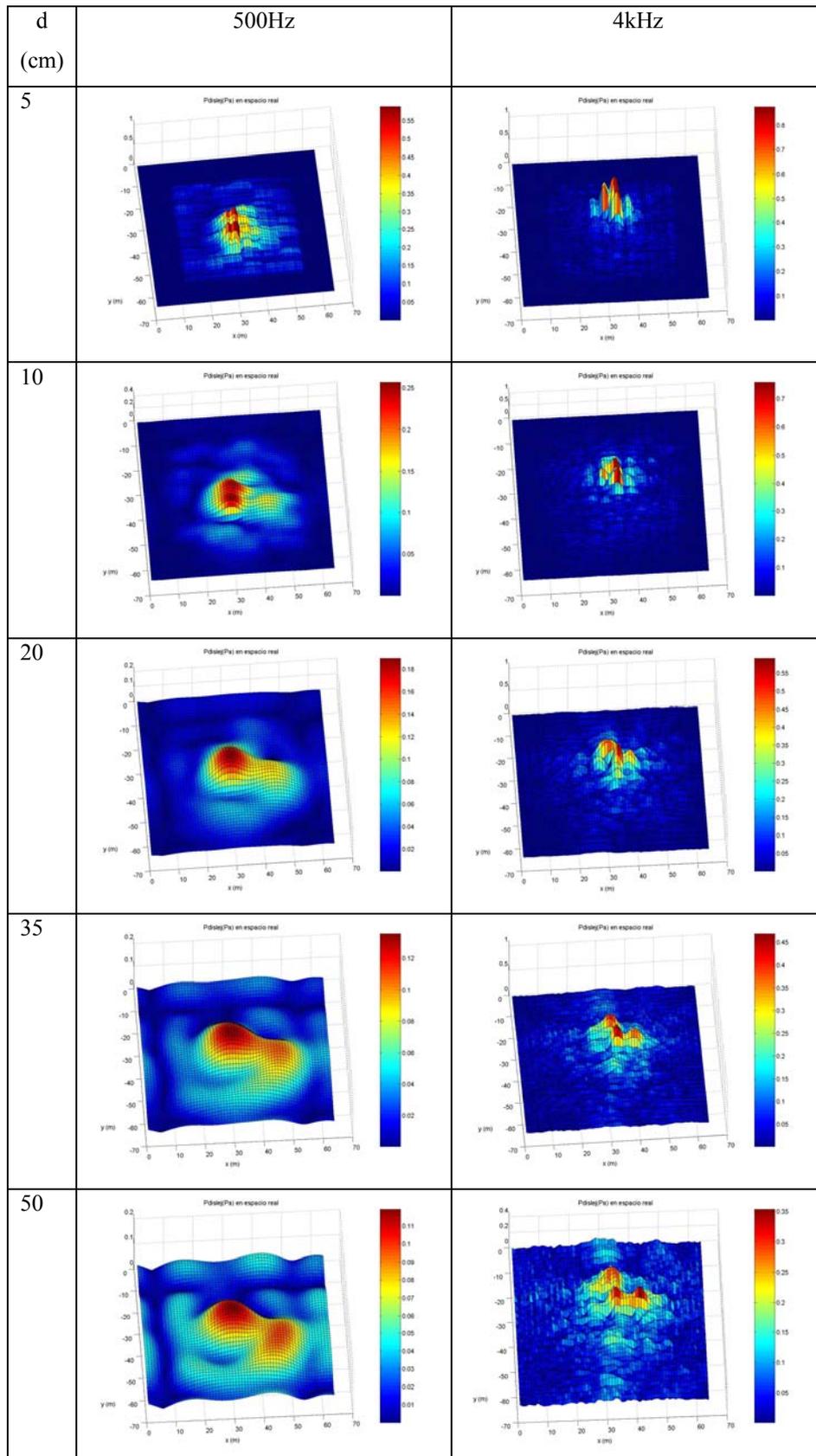


Fig. 3.1.7.2. Reconstrucción  $P$  (Pa) en campo lejano a distintas distancias de la superficie de la fuente.

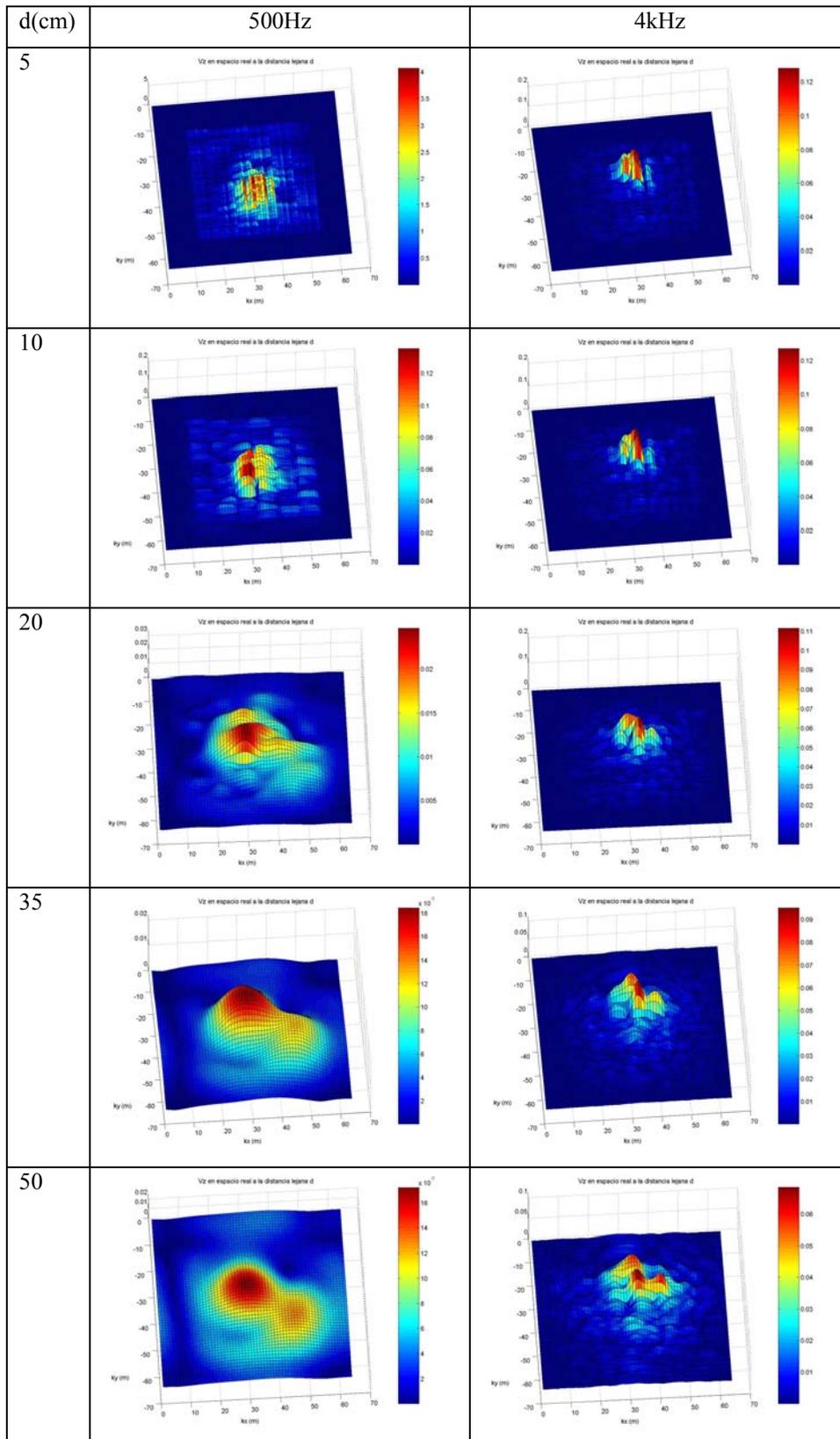


Figura 3.1.7.3. Reconstrucción  $V_z$ (mm/s) en campo lejano a distintas distancias de la superficie de la fuente.

### 3.1.8.- Comparativa Vz con NAH y acelerómetro

En este punto se trata de comparar la velocidad de vibración obtenida con la técnica de Holografía Acústica de Campo Cercano en la superficie de un material con la velocidad medida con un acelerómetro, ya que en la superficie de la caja acústica ya se comprobó en el apartado 3.1.4. Esta comprobación asegura que los datos que se obtendrán en el apartado 3.2. en el que se estudia la vibración de placas son fiables.

Para ello se ha utilizado un acelerómetro miniatura con un rango de frecuencias de 5 Hz a 10 kHz y una sensibilidad a 159.2 Hz y 22 °C de 0.3158 pC/ms<sup>2</sup>. Además se ha utilizado un acondicionador para el acelerómetro, amplificado a 100. El estudio se ha realizado para una placa de policarbonato de 1.5 mm de espesor sujeto por sus cuatro lados y una placa de Yeso laminado para un rango de frecuencias de 1kHz a 4kHz. Se ha utilizado la misma configuración que para NAH pero en vez de utilizar los cuatro canales de la tarjeta, uno para cada micrófono, se ha utilizado solamente uno para el acelerómetro pegado con cera directamente sobre el material a medir. Se han tomado las medidas en seis puntos diferentes de la superficie de medida, y con un editor de audio se han obtenido los niveles en cada frecuencia. Posteriormente, se ha hecho un promedio de las seis medidas que mediante la ecuación 3.1.8.1 se pasan a valores de aceleración.

$$L_a = 20 \log(a/a_0); \quad a = a_0 \cdot 10^{L_a/20} \quad (3.1.8.1)$$

siendo  $a_0 = 1 \text{ m/s}^2$ ;

Una vez obtenida la aceleración se ha calculado la velocidad de vibración a partir de la ecuación siguiente

$$v = a / j\omega \quad (3.1.8.2)$$

donde  $\omega = 2 \cdot \pi \cdot f$

La figura 3.1.8.1 muestra la velocidad de vibración obtenida, tanto con el acelerómetro como con la técnica NAH, calculada en la superficie de la placa de policarbonato de 1.5 mm sujeto por sus cuatro lados y sobre un panel de Yeso laminado.

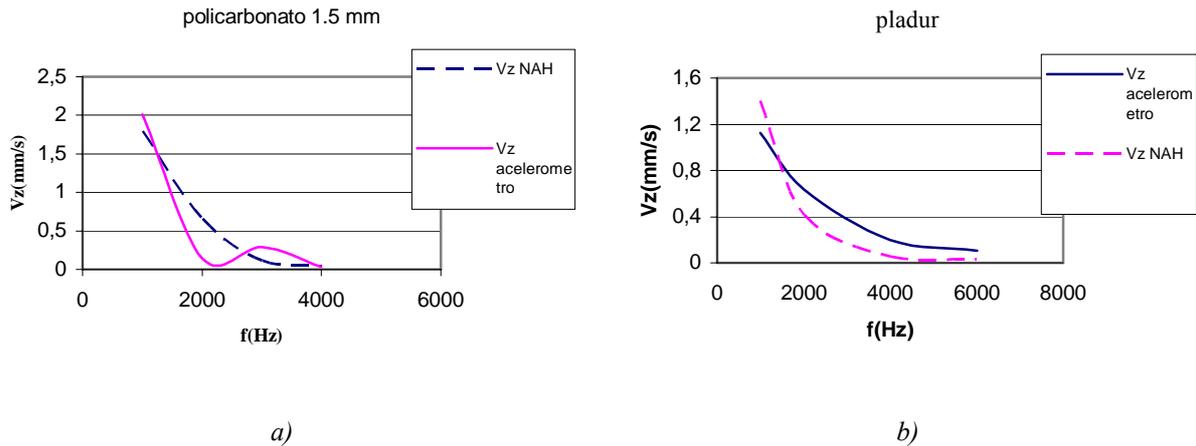


Figura 3.1.8.1.  $V_z$  de a) panel de polycarbonato de 1.5 mm de espesor y b) Yeso laminado, medida con acelerómetro y con la técnica NAH.

La velocidad de vibración obtenida en los dos casos de medida disminuye con la frecuencia. La velocidad obtenida con la técnica NAH presenta una caída más suave para el panel de polycarbonato (figura 3.1.8.1.a)), mientras que con el acelerómetro presenta un máximo a 3 kHz. Sin embargo la velocidad obtenida con el Yeso laminado (figura 3.1.8.1.b)) es semejante en los dos casos de medida. El ajuste entre las medidas obtenidas con NAH y las medidas de acelerómetro puede considerarse aceptable.

### 3.1.9.- Elección de los mejores parámetros

A modo de resumen de esta sección se citan los parámetros óptimos para utilizar en NAH:

Hay que tener en cuenta que para obtener más resolución en la reconstrucción interesa que  $\Delta x$  (distancia entre micros) sea pequeña.

El array inicial de medida, comentado en el apartado 3.1.2, se aumenta con ceros (asegurando así que la presión en los bordes del array es cero) antes de aplicar la FFT 2D para eliminar el error wrap-around. Aunque en la reconstrucción en la superficie de la fuente no es necesario este relleno con ceros porque este error es insignificante [May85], se observa que con un array relleno con ceros hasta la primera potencia de dos más cercana se obtienen reconstrucciones con mayor resolución, sobre todo para la velocidad de vibración. En la reconstrucción en campo lejano el relleno con ceros es

necesario ya que si se reconstruye en un plano  $(z - z_h) \approx L$  el error wrap-around puede ser considerable. Con un array de estas dimensiones se obtienen buenas reconstrucciones con tiempos de ejecución bajos.

Se comprueba que si se varía la distancia fuente-holograma en pocos milímetros las posibles diferencias en las reconstrucciones no son significativas.

El filtro óptimo para la obtención de valores reales fiables es un filtro con número de onda de corte  $k_c = 0.6$  y pendiente  $\alpha = 0.2$ . Para la reconstrucción de imágenes interesa el filtro  $k_c = 0.1$  y pendiente  $\alpha = 0.5$ .

En la retropropagación y en la propagación hacia delante, con el propagador atenuado ( $\alpha=1$ ) se obtiene una reconstrucción de la fuente sonora más precisa y clara tanto a baja como a alta frecuencia. Para la reconstrucción visual interesa utilizar este propagador.

Al propagar hacia delante se pueden utilizar los valores en la superficie de la fuente o los valores en el holograma. Realizando las reconstrucciones en campo lejano para ambos casos se observa que no existe ninguna diferencia entre ellos, por lo que se elige uno de los dos, se reconstruye a partir de los datos de la fuente.

La reconstrucción en planos sucesivos a una distancia lejana de la superficie de la fuente muestra que a partir de 35 cm los resultados no son tan precisos haciendo más difícil la localización de las zonas que vibran a cada frecuencia.

## **3.2. Estudio de la vibración de placas**

En este apartado se describe, en primer lugar, el dispositivo experimental utilizado para realizar las medidas de vibración en placas. En segundo lugar, se muestra el comportamiento vibratorio de diferentes materiales, un panel de policarbonato, panel del DML (que se tratará con detalle en el punto 3.3.1) y yeso laminado (o pladur), obtenidos con NAH. A continuación se estudia cómo influyen el espesor y el número de sujeciones en la respuesta acústica y vibratoria de una superficie de policarbonato con NAH. En el último punto se determina el factor de pérdidas de diferentes materiales utilizando el método convencional y un nuevo método propuesto basado en secuencias TSP (Time Stretched Pulse). El factor de pérdidas resulta de interés para aplicar los modelos de predicción comentados en 2.2. y que se verán en el punto 3.4.2.

### **3.2.1. Dispositivo experimental**

La figura 3.2.1.1. muestra la configuración utilizada en el desarrollo de las medidas, formado por un PC Pentium III con una tarjeta de sonido de cuatro canales y un acondicionador de micrófonos de 16 canales. Se dispone de una varilla agujereada donde se colocan cuatro micrófonos, de alimentación por lazo de corriente de 7 mm ( $\frac{1}{4}$ " ) prepolarizados con un preamplificador Delta Tron, espaciados entre sí 2.5 cm.. Esta varilla con los cuatro micrófonos va sujeta a un robot que se encarga de desplazar el array lineal de micrófonos por toda la superficie del material. Los materiales considerados tienen dimensiones de 60 x 60 cm<sup>2</sup> y se colocan en la ventana de una caja

de madera de 110.4 x 69.9 x 47.3 cm<sup>3</sup>. En los laterales de la caja se han acoplado dos altavoces de amplio rango de frecuencias uno a cada lado de la caja, figura 3.2.1.2. El laboratorio está semicubierto de cuñas absorbentes.

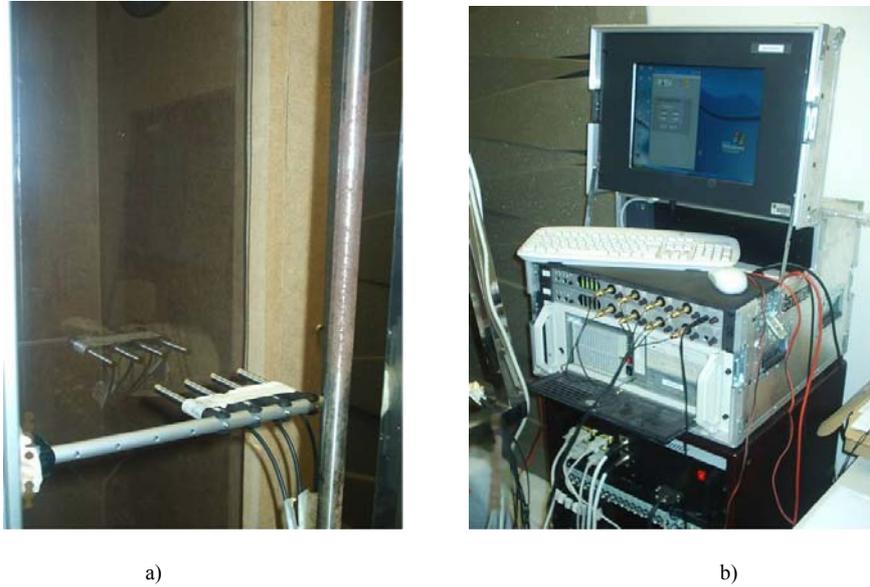


Figura 3.2.1.1. Dispositivo experimental y el robot con el array de micrófonos

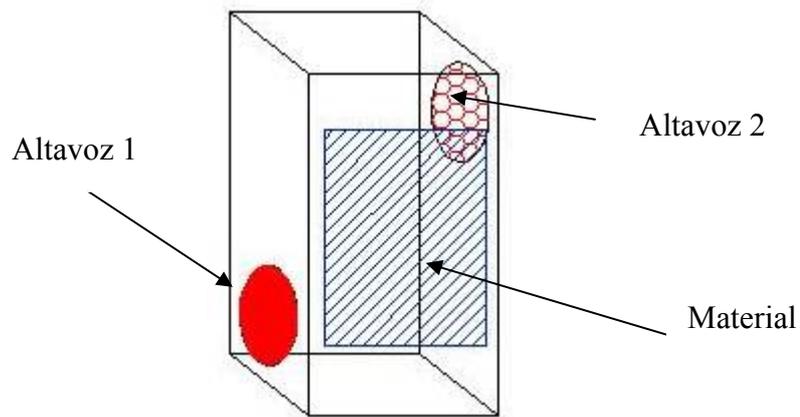


Figura 3.2.1.2. Posición de los altavoces y del material en la caja.

Se genera un ruido blanco de 3 segundos de duración que es emitido por los altavoces en el interior de la caja. Este nivel de ruido se mantiene constante para todas las medidas. El ruido generado en el interior se transmite a través del material colocado en la ventana de la caja, y esta respuesta del material se graba con los micrófonos por toda su superficie y a una distancia cercana de 4.1 cm (distancia del plano de medida (holograma) al material). Se utiliza un programa de edición de audio multipistas, para

capturar las señales recibidas, y de manera automática el robot va desplazando el array de micrófonos 2.5 cm, por toda la superficie de medida, tanto en el eje x como en el y dejando un intervalo de 10 s para realizar cada medida. Se realizaron un total de 784 medidas, distribuidas en una matriz de 28 x28 medidas. Se realizaron medidas de diferentes materiales como un panel de policarbonato, yeso laminado y un panel DML . Posteriormente se estudió el comportamiento de un panel de policarbonato en función de diferentes espesores y número de sujeciones.

Se muestran reconstrucciones a 1kHz y 4kHz. Para hacer la comparación entre las imágenes se han utilizado los parámetros del filtro con el que mejor resolución en la imagen se obtiene;  $k_c=0.1$   $\alpha=0.5$ , mientras que para la realización de las gráficas de comparación de nivel de presión y velocidad de vibración se ha tomado el filtro;  $k_c=0.6$   $\alpha=0.2$ , con el que se consigue una mayor coherencia de niveles entre los planos de medida, como se ha visto en el apartado 3.1.

### **3.2.2. Diferentes materiales**

Se realiza una comparación de nivel de presión y velocidad de vibración entre placas de un panel de policarbonato, yeso laminado y un panel del altavoz. Se han tomado dos espesores bien diferenciados de policarbonato, 1.5 mm y 175  $\mu\text{m}$ , para poder ver mejor la diferencia del policarbonato con el resto de materiales. Los materiales se han sujetado por cuatro lados.

El panel utilizado en el altavoz DML está constituido por un sandwich de diferentes materiales entre los que figura el poliestireno. En nuestro caso no se excita el material con ningún tipo de transductor sino que, es el ruido blanco generado por los altavoces en el interior de la caja, el que hace vibrar la superficie del material.

A 1 kHz, en el nivel de presión se observa la respuesta del DML claramente diferenciada respecto a los otros materiales, véase figura 3.2.2.1. Presenta una respuesta más uniforme que el resto sobre la mayor parte de su superficie. Los paneles de policarbonato no presentan tanta uniformidad como el panel del DML pero su comportamiento está más suavizado frente la respuesta marcada por máximos de radiación del yeso laminado.

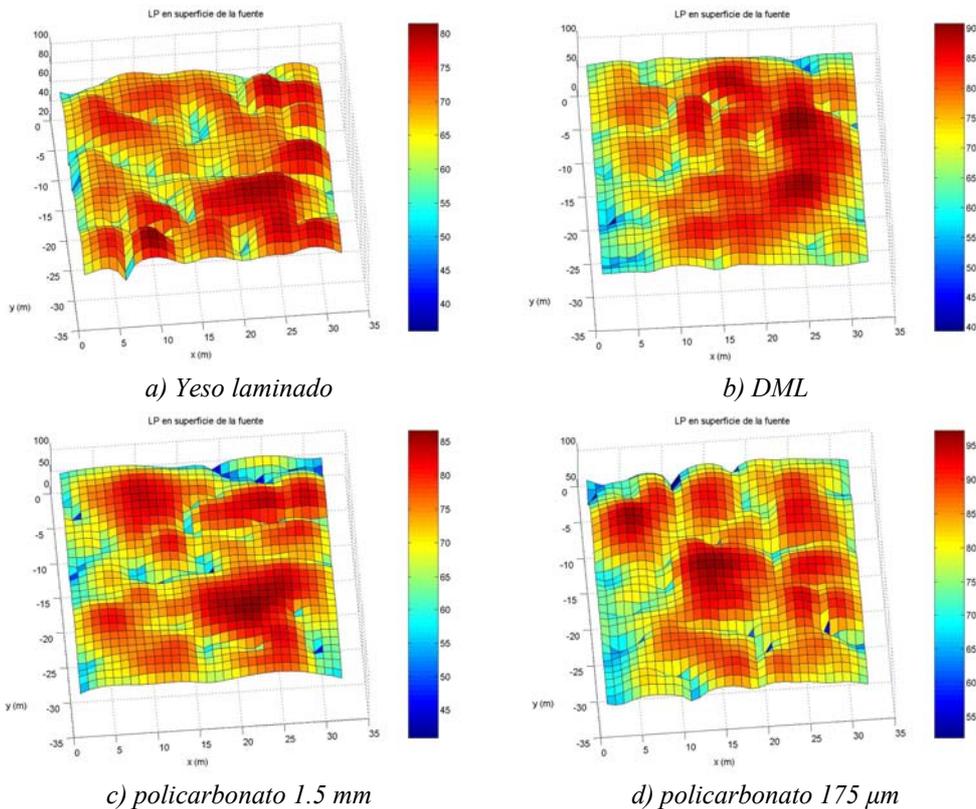


Figura 3.2.2.1. Nivel de presión en la fuente para distintos materiales: a) Yeso laminado, b) DML, c) policarbonato 1.5 mm y d) policarbonato 175  $\mu\text{m}$  calculado con el filtro  $k_c=0.1$   $\alpha=0.5$  a 1kHz.

Respecto al nivel de presión a 4 kHz, véase figura 3.2.2.2, se observa que todos los materiales considerados presentan una distribución uniforme sobre su superficie, más acentuada para los paneles de policarbonato. Se observa también la diferencia de niveles obtenida en cada caso. En el caso del yeso laminado y el panel de policarbonato de 1.5 mm se aprecian varias zonas de radiación máxima similares. El panel del DML también presenta zonas de radiación máxima similares a las del panel de policarbonato de 1.5 mm. En la figura 3.2.2.3., se presenta la velocidad de vibración a 1 kHz. En general, los materiales presentan pocos máximos de vibración, concretamente uno excepto el DML que presenta alguno más.

Respecto a la velocidad de vibración, a 4 kHz, destaca la vibración del yeso laminado que sólo presenta un máximo diferenciado en su esquina superior izquierda, véase figura 3.2.2.4. El panel de policarbonato 1.5 mm presenta la mayor uniformidad de vibración. En este caso el panel del DML y los paneles de policarbonato presentan una respuesta similar, sobretodo el panel del DML y el panel de policarbonato 175  $\mu\text{m}$ , diferenciada de la respuesta vibratoria obtenida con el yeso laminado.

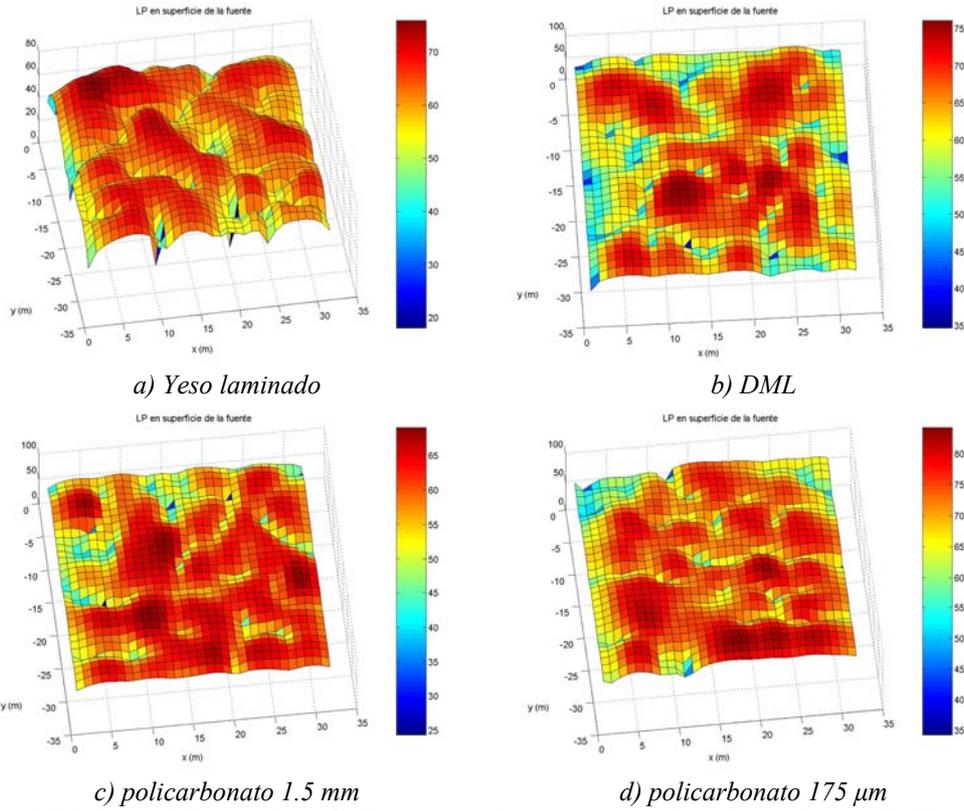


Figura 3.2.2.2. Nivel de presión en la fuente para distintos materiales: a) Yeso laminado, b) DML, c) policarbonato 1.5 mm y d) policarbonato 175  $\mu\text{m}$  calculado con el filtro  $k_c=0.1$   $\alpha=0.5$  a 4 kHz.

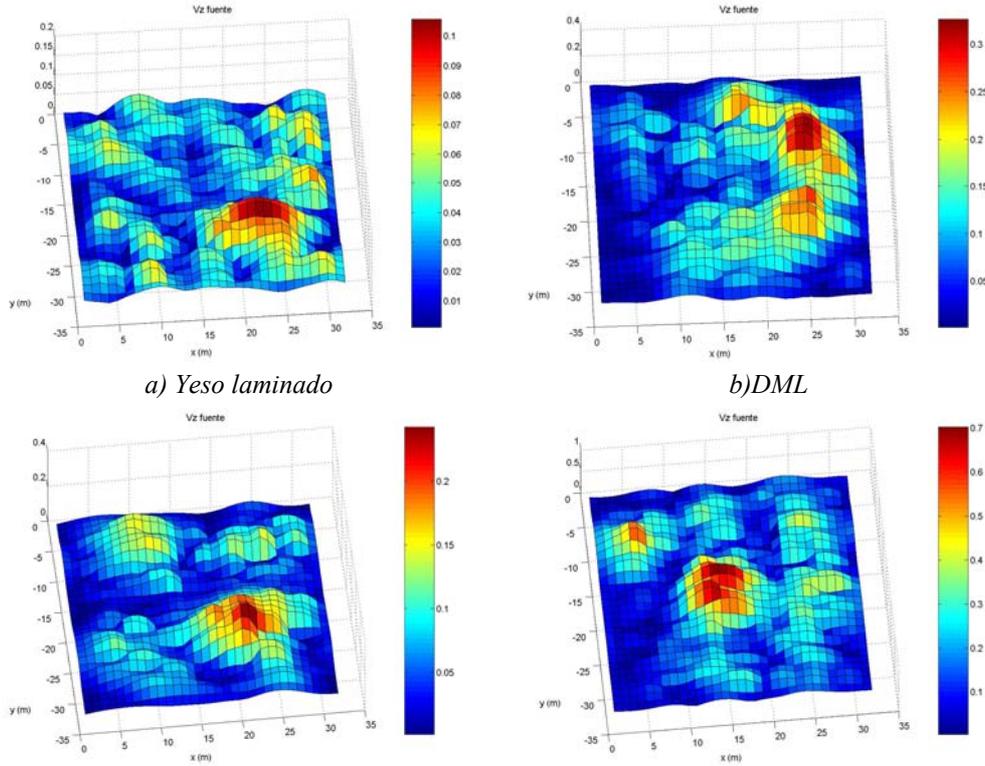


Figura 3.2.2.3.  $V_z(\text{mm/s})$  para distintos materiales: a) Yeso laminado, b) DML, c) policarbonato 1.5 mm y d) policarbonato 175  $\mu\text{m}$  calculado con el filtro  $k_c=0.1$   $\alpha=0.5$  a 1 kHz.

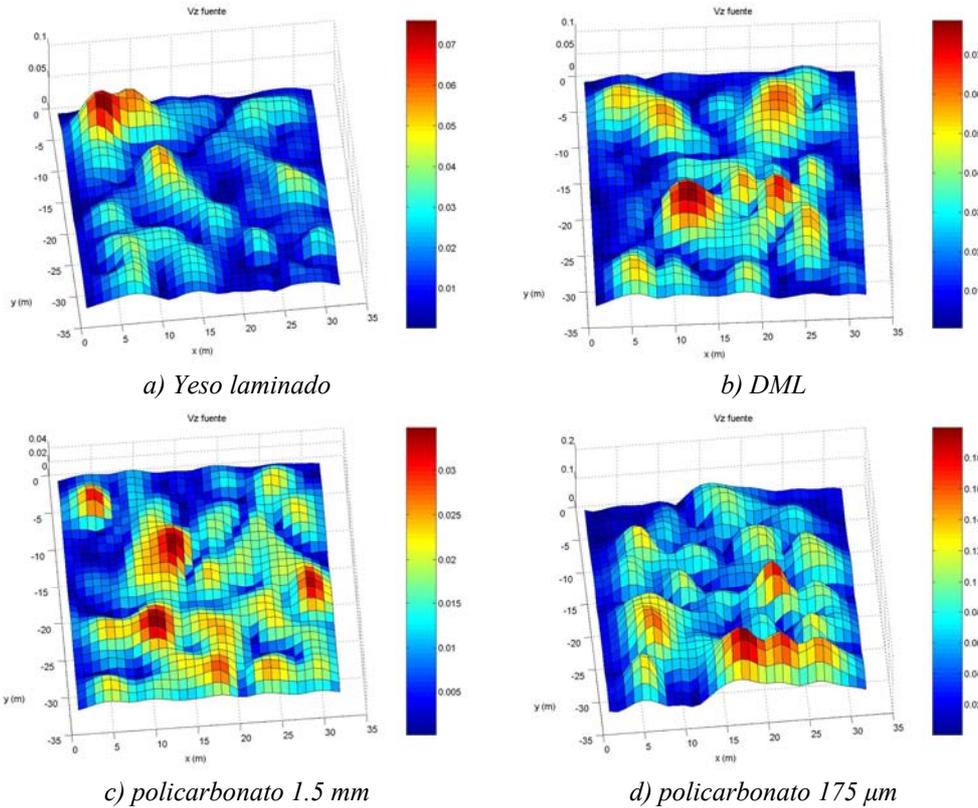


Figura 3.2.2.4.  $V_z$ (mm/s) en la fuente para distintos materiales: a) Yeso laminado, b) DML, c) policarbonato 1.5 mm y d) policarbonato 175μm calculada con el filtro  $k_c=0.1$   $\alpha=0.5$  a 4 kHz.

A 4 kHz, se observan más máximos de vibración en todos los materiales comparándolos con las figuras obtenidas a 1 kHz, excepto en el yeso laminado que presenta un comportamiento parecido al observado a 1 kHz. ya que sólo presenta un máximo de vibración en los dos casos. Los resultados obtenidos de nivel de presión y velocidad de vibración para diferentes materiales en función de la frecuencia se muestran en la figura 3.2.2.5.

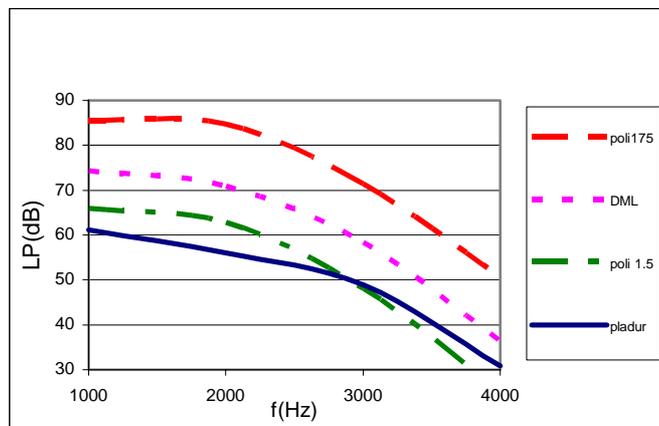


Figura 3.2.2.5. a) Nivel de presión (dB) en la fuente para distintos materiales calculados con el filtro  $k_c=0.6$   $\alpha=0.2$

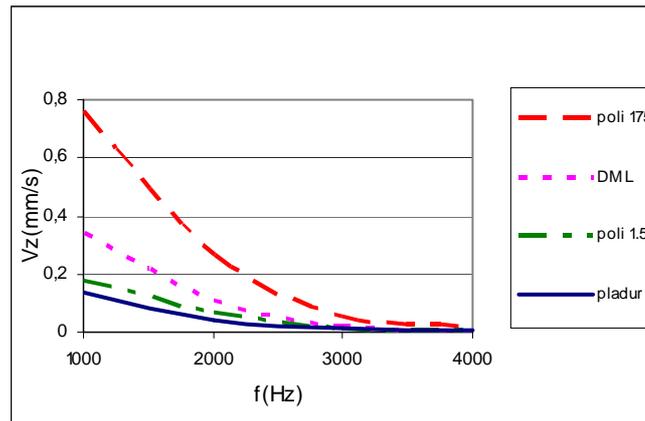


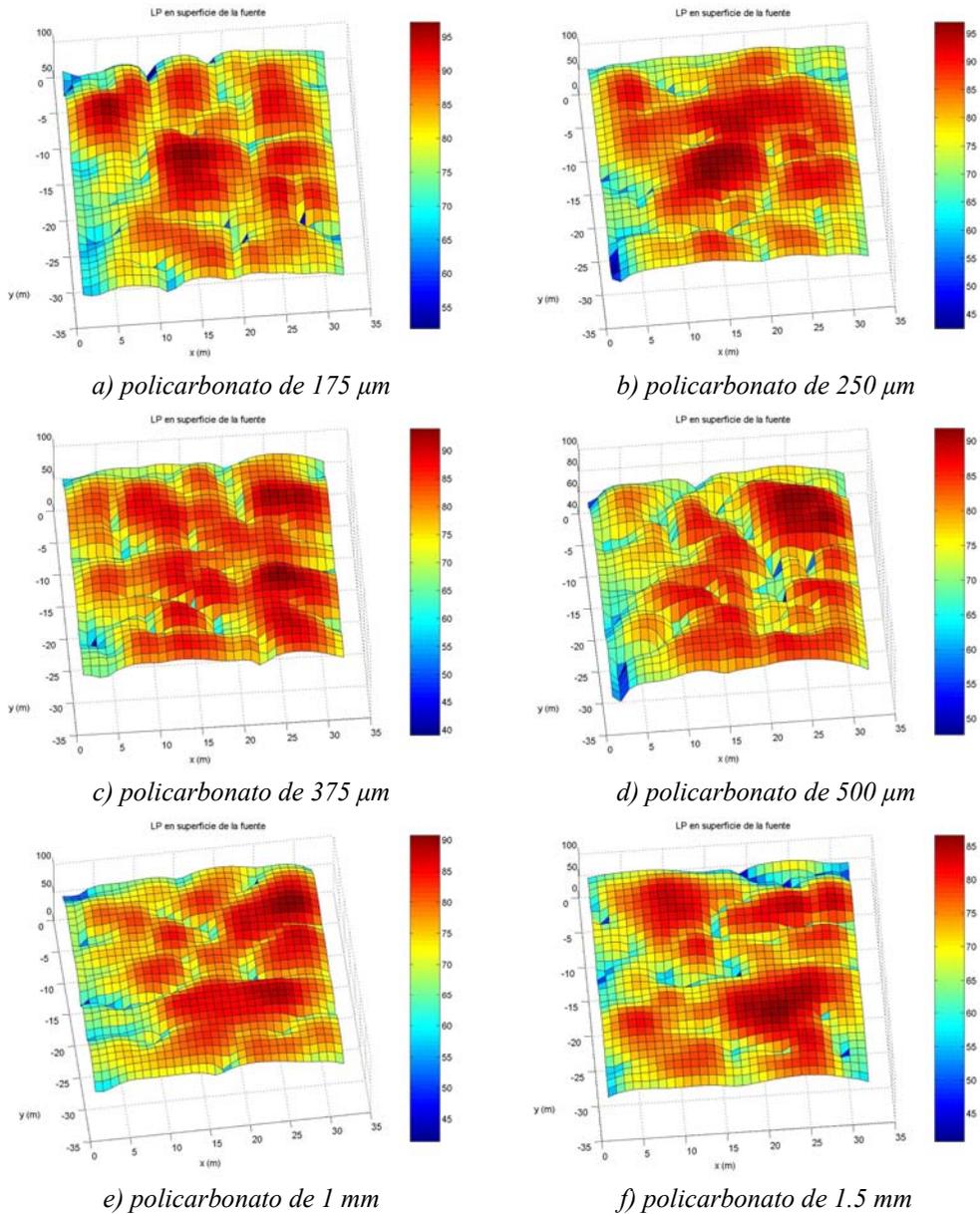
Figura 3.2.2.5. b) Velocidad de vibración (mm/s) en la fuente para distintos materiales calculados con el filtro  $k_c=0.6$   $\alpha=0.2$

En el caso del panel de policarbonato de 175  $\mu\text{m}$  de espesor el nivel de presión obtenido es superior al resto de materiales. Debido a su espesor tan pequeño la presión ejercida sobre el material será mayor, de manera que el efecto aislante se reducirá. En segundo lugar, el material que mayor nivel presenta es el panel del DML, unos 9 dB por debajo del panel de policarbonato de 175  $\mu\text{m}$  de espesor. Por último se puede apreciar como a partir de 3 kHz aproximadamente el nivel de presión del Yeso laminado sobrepasa el nivel del policarbonato de 1.5 mm de espesor. Este comportamiento podría ser debido a que el Yeso laminado es un material aislante de baja frecuencia que a partir de una cierta frecuencia no presenta tanto aislamiento. La velocidad de vibración obtenida con el panel de policarbonato de 175  $\mu\text{m}$  de espesor es mayor que el resto ya que es el material de menor espesor. En segundo lugar se encuentra el panel DML, mientras que el Yeso laminado y el panel de policarbonato de 1.5 mm de espesor presentan una velocidad de vibración más parecida siendo mayor para el policarbonato de 1.5 mm. La velocidad de vibración presenta una caída suave que disminuye a altas frecuencias donde se iguala para todos los materiales. Se observa que con el panel DML se obtienen valores que se encuentran dentro de los valores máximos y mínimos obtenidos con el panel de policarbonato, demostrando así la semejanza entre el comportamiento de estos dos materiales.

### 3.2.3. Diferentes espesores

Los espesores de policarbonato estudiados han sido (175  $\mu\text{m}$ , 250  $\mu\text{m}$ , 375  $\mu\text{m}$ , 500  $\mu\text{m}$ , 1 mm, 1.5 mm) sujetos por sus cuatro lados. A partir de las figuras 3.2.3.1-3.2.3.4,

se observa que al aumentar la frecuencia se obtiene una distribución mas uniforme en la superficie de policarbonato, tanto en el nivel de presión como en la velocidad de vibración, ya que al aumentar la frecuencia aumenta el número de modos en el panel. Se puede ver más claramente la diferencia entre el nivel de presión a 1kHz y a 4kHz, figuras 3.2.3.1.a y 3.2.3.2.a. Se observa que las zonas máximas de radiación y vibración varían en la posición para los diferentes espesores de policarbonato y en función de la frecuencia. Se observa que al aumentar el espesor de policarbonato se reduce el nivel de presión en su superficie.



*e) policarbonato de 1 mm* *f) policarbonato de 1.5 mm*  
 Figura 3.2.3.1. Nivel de presión en la fuente para distintos materiales: a) Yeso laminado, b) DML, c) policarbonato 1.5 mm y d) policarbonato 175 μm calculado con el filtro  $k_c=0.1$   $\alpha=0.5$  a 1 kHz.

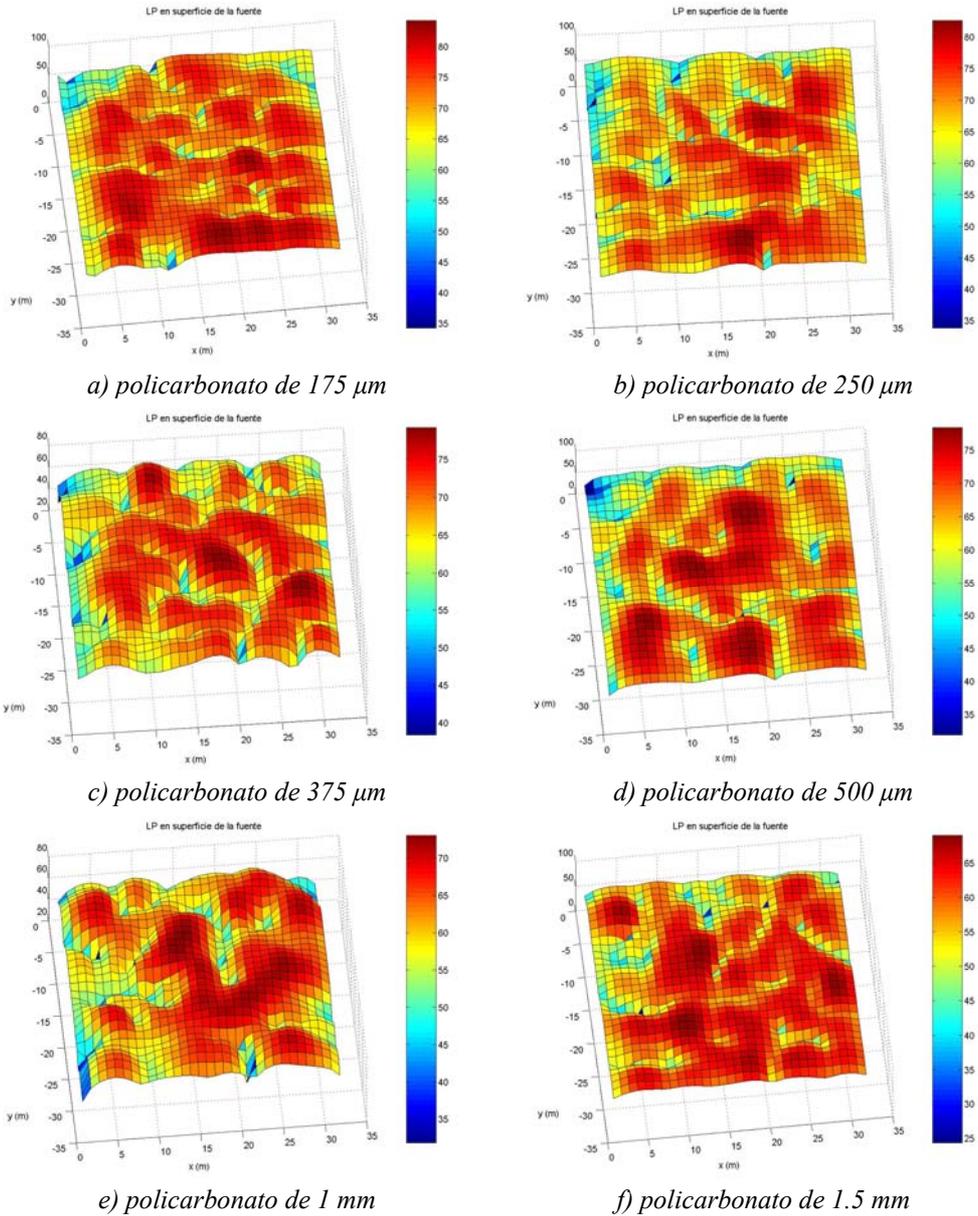


Figura 3.2.3.2. Nivel de presión en la fuente para distintos materiales: a) Yeso laminado, b) DML, c) polycarbonato 1.5 mm y d) polycarbonato 175  $\mu\text{m}$  calculado con el filtro  $k_c=0.1$   $\alpha=0.5$  a 4 kHz.

En las figuras de velocidad de vibración a 1 kHz, figura 3.2.3.3., se observa como los espesores 175 y 250  $\mu\text{m}$  presentan un comportamiento similar con un máximo pronunciado en su centro. Los espesores de 500  $\mu\text{m}$  y 1 mm también tienen un máximo similar en la parte superior derecha. Se observa cómo al aumentar el espesor la velocidad de vibración disminuye.

En la figura 3.2.3.4., se representa la velocidad de vibración a 4 kHz y se observa, con diferencia, que el polycarbonato de 1.5 mm presenta más uniformidad que el resto de espesores, esto se debe a su máximo espesor. Conforme aumenta el espesor aumenta el número de máximos de vibración y la uniformidad.

Al aumentar la frecuencia, aparecen más máximos de vibración en la superficie de los paneles de policarbonato.

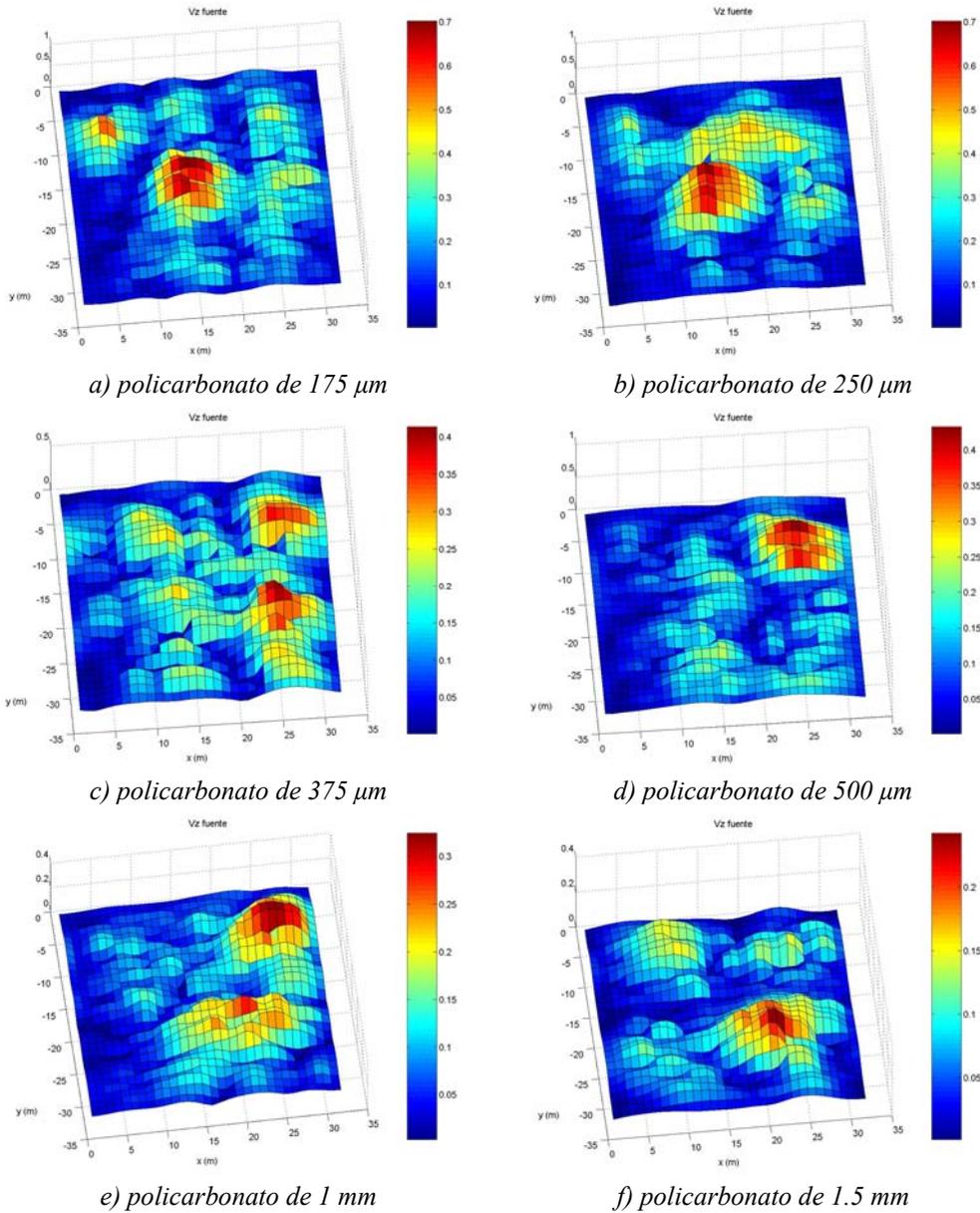


Figura 3.2.3.3.  $V_z(\text{mm/s})$  para distintos materiales: a) Yeso laminado, b) DML, c) policarbonato 1.5 mm y d) policarbonato 175  $\mu\text{m}$  calculado con el filtro  $k_c=0.1$   $\alpha=0.5$  a 1 kHz.

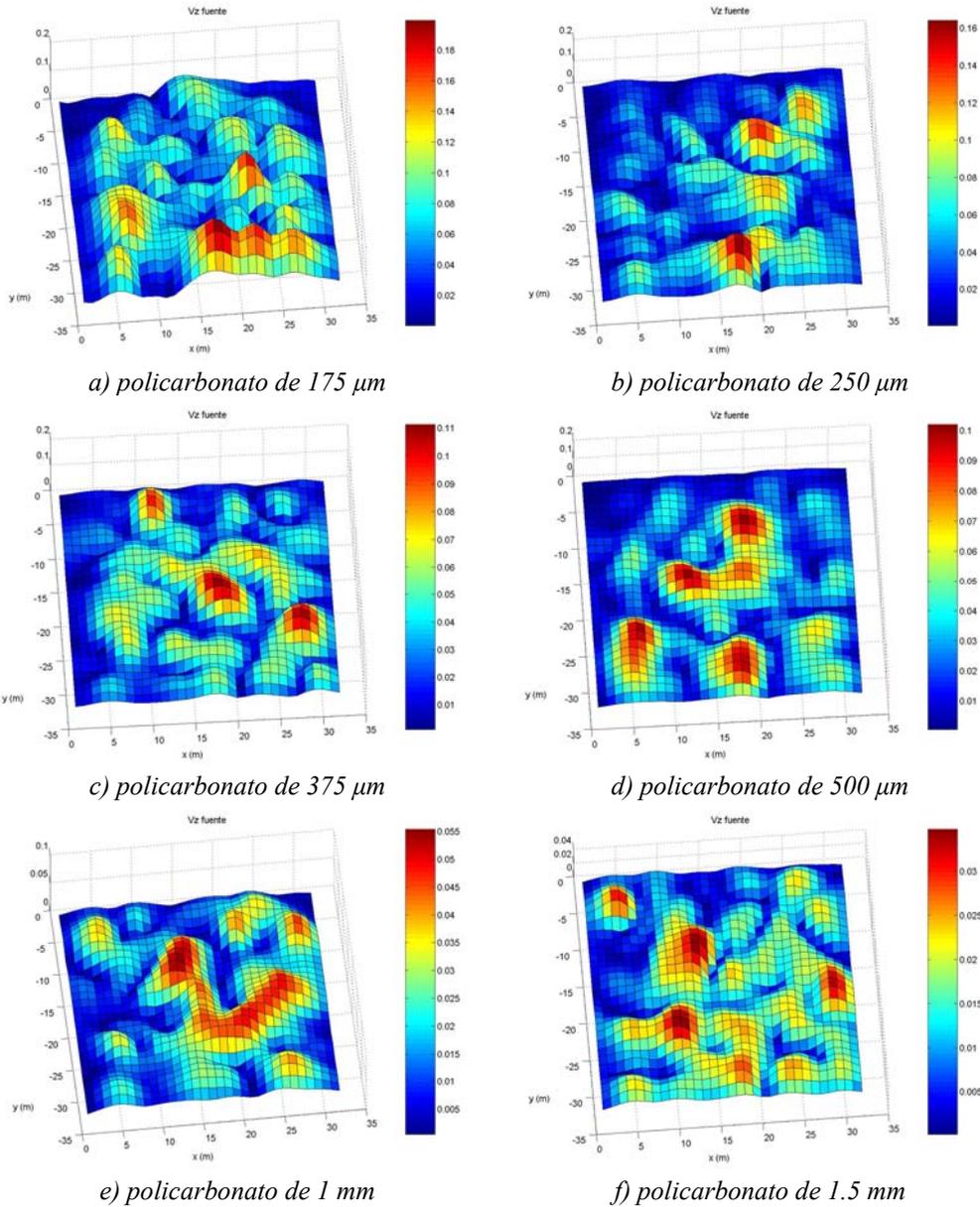
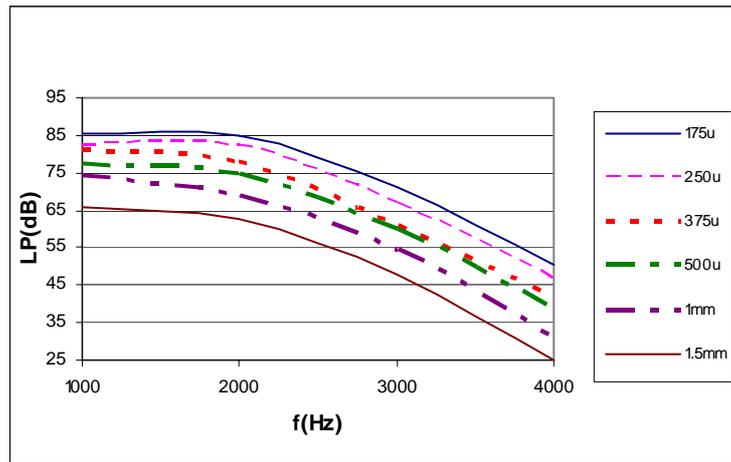


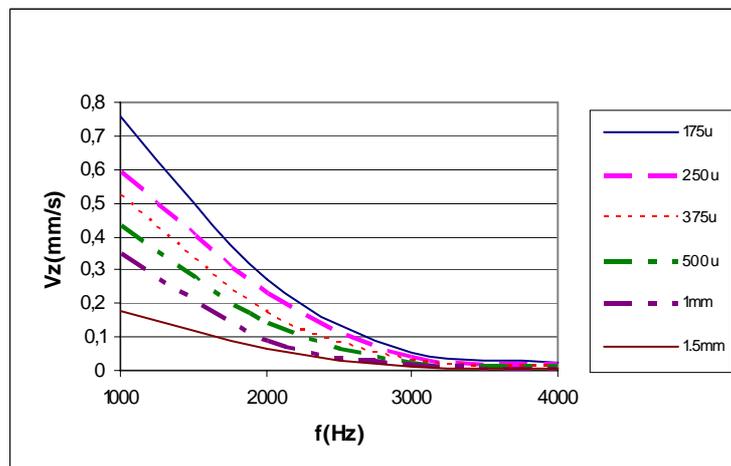
Figura 3.2.3.4.  $V_z(\text{mm/s})$  para distintos materiales: a) Yeso laminado, b) DML, c) policarbonato 1.5 mm y d) policarbonato 175  $\mu\text{m}$  calculado con el filtro  $k_c=0.1$   $\alpha=0.5$  a 4 kHz.

Las siguientes gráficas muestran el nivel de presión promedio y la velocidad de vibración promedio en la fuente en función de la frecuencia para los distintos espesores de policarbonato.



a)

Figura 3.2.3.5. a) Nivel de presión(dB) calculada con el filtro  $k_c=0.6$   $\alpha=0.2$  y el propagador normal



b)

Figura 3.2.3.5. b) Velocidad de vibración promedio (mm/s) calculada con el filtro  $k_c=0.6$   $\alpha=0.2$  y el propagador normal

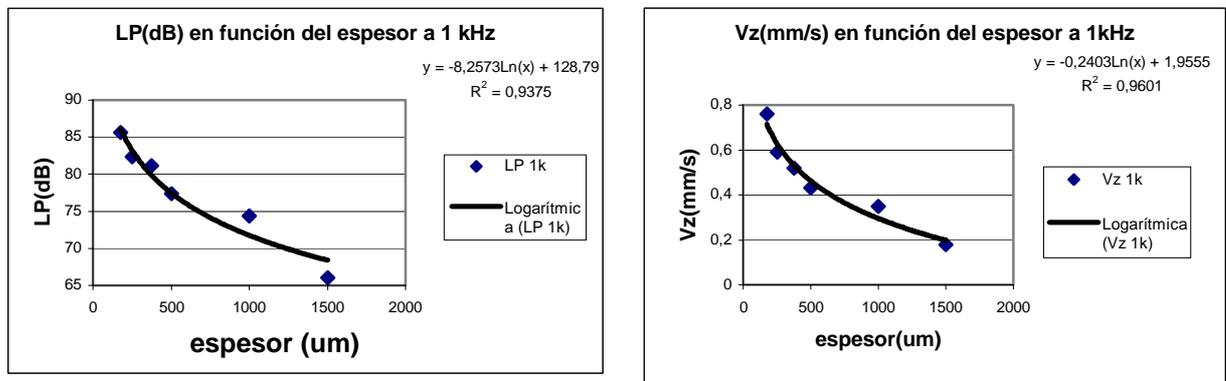
Se observa que a menor espesor del material se consigue un mayor nivel de presión en la superficie del material. Un claro ejemplo se puede ver en la curva del material de menor espesor, 175  $\mu\text{m}$ . Mientras que para el mayor espesor del material, 1.5 mm, se obtiene la curva de nivel más bajo. (figura 3.2.3.5.a)

La velocidad de vibración, véase figura 3.2.3.5.b, muestra el mismo comportamiento que el nivel de presión. Se obtiene mayor velocidad de vibración a menor espesor del material. Para el espesor de 175  $\mu\text{m}$  se obtiene una velocidad máxima de 0.75 mm/s a 1kHz, mientras que para el espesor máximo (1.5 mm) se obtiene la velocidad más baja de 0.2 mm/s. Las curvas presentan su máximo de velocidad en 1kHz y disminuye a

medida que aumenta la frecuencia, igualándose la velocidad para todos los espesores a partir de 3 kHz aproximadamente.

A continuación, se estudia la variación de nivel de presión (LP) y velocidad de vibración (Vz) para una frecuencia determinada en función del espesor del material, concretamente se ha realizado el estudio para las frecuencias de 1 kHz y 4kHz.

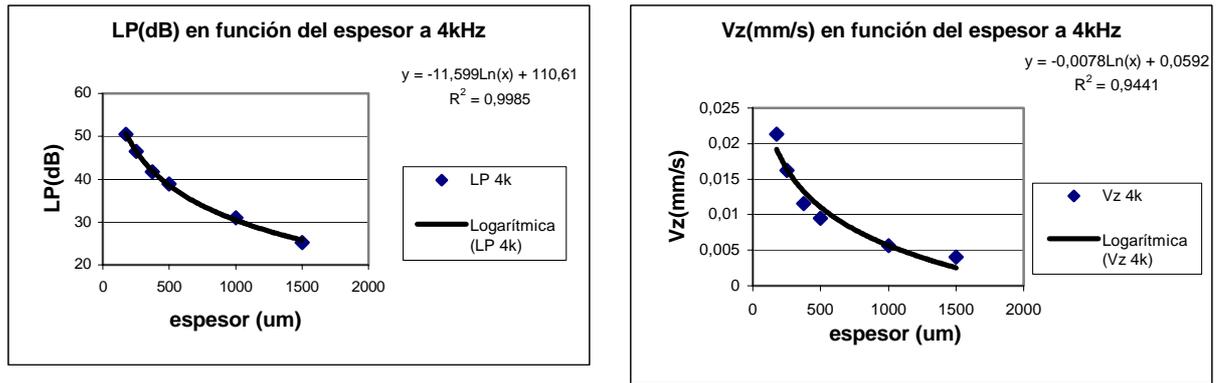
En la figura 3.2.3.6., se observa que a 1 kHz el nivel de presión y la velocidad de vibración disminuyen a medida que se aumenta el espesor del material. Se ha agregado una línea de tendencia a los niveles de presión y velocidades de vibración de cada frecuencia obteniendo la ecuación de la recta y el coeficiente de correlación de la misma. La reducción en función del espesor se ajusta bien a una dependencia logarítmica (logaritmo neperiano). Para 4 kHz se observa el mismo comportamiento (figura 3.2.3.7.).



a)

b)

Figura 3.2.3.6. Evolución cualitativa del a) nivel de presión (dB) y b) velocidad de vibración(mm/s) en la fuente en función del espesor (um) del policarbonato a 1kHz.



a) b)  
 Figura 3.2.3.7. Evolución cualitativa del a) nivel de presión (dB) y b) velocidad de vibración (mm/s) en la fuente en función del espesor(μm) del policarbonato a 4kHz.

En las figuras 3.2.3.8. y 3.2.3.9, se observa el descenso del nivel de presión y la velocidad de vibración al aumentar la frecuencia y a medida que aumenta el espesor del policarbonato. En las dos gráficas se puede ver que a medida que aumenta la frecuencia los valores de nivel de presión y velocidad de vibración disminuyen, el nivel de presión lo hace de una forma más suave mientras que en la velocidad de vibración la caída es más brusca.

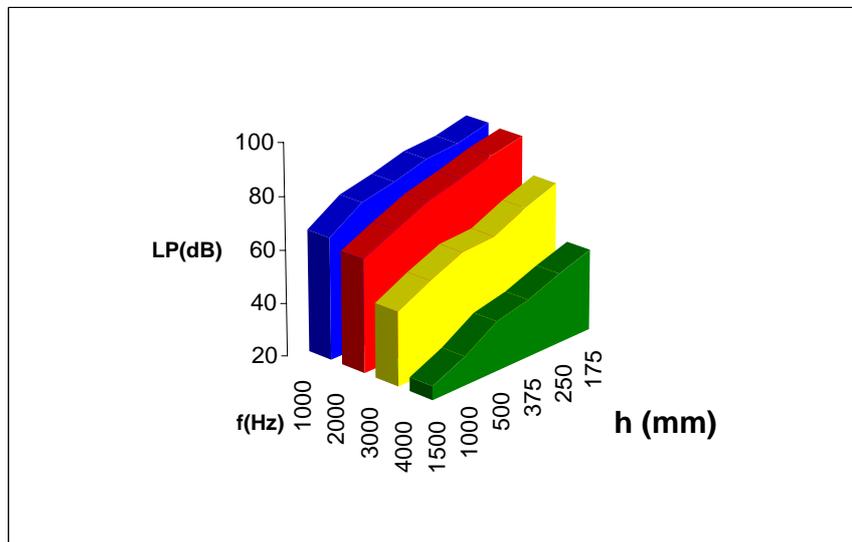


Figura 3.2.3.8. Evolución del nivel de presión en la superficie de policarbonato para cada frecuencia en función del espesor

Por tanto, se puede afirmar que al aumentar el espesor del material, tanto el nivel de presión en la fuente como la velocidad de vibración disminuyen.

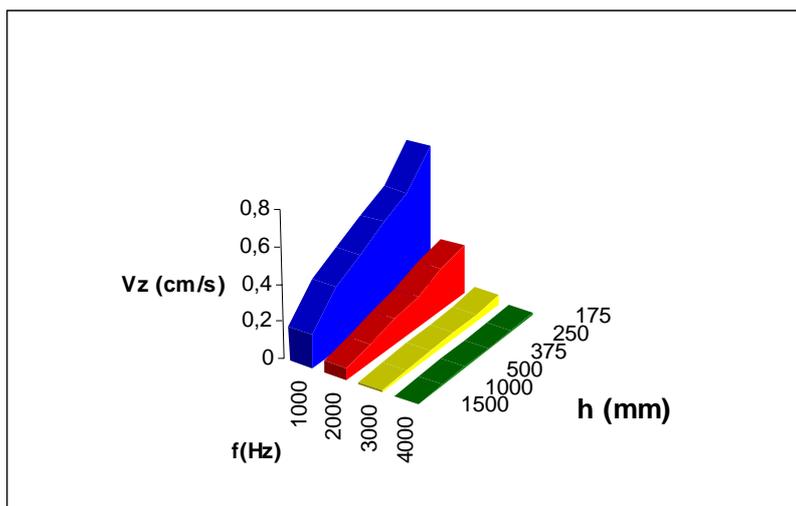


Figura 3.2.3.9. Evolución de la velocidad de vibración en la superficie de policarbonato para cada frecuencia en función del espesor

### 3.2.4. Efecto de diferentes sujeciones (condiciones de contorno)

El objetivo del siguiente apartado es estudiar la influencia que presenta una placa de policarbonato, de 1.5 mm de espesor, en función del número de sujeciones a las que esta sometida. La comparación se ha realizado para una, dos, tres y cuatro sujeciones, para el rango de frecuencias 1-4 kHz, véase figura 3.2.4.1. Como sujeciones se utilizaron listones de madera estrechos pegados por los laterales mediante cinta adhesiva. Se evalúa el nivel de presión y la velocidad de vibración del material en función de las distintas sujeciones a las que está sometido. (Parte de este trabajo se ha publicado en [Escuj04]<sup>1</sup> como premio a la concesión del Accesit “Andrés Lara para Jóvenes Investigadores” que se presentó en [Escb03]<sup>2</sup>).

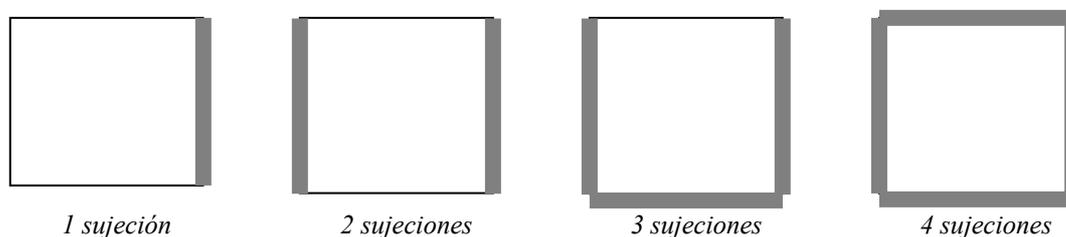


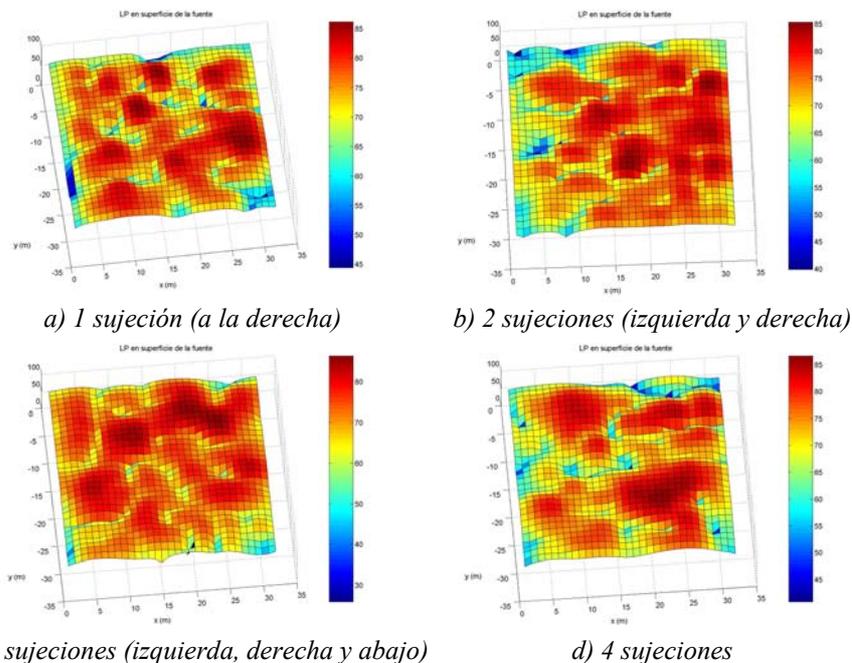
Figura 3.2.4.1. Distintas sujeciones empleadas sobre la placa.

<sup>1</sup> [Escuj04] Escuder, E.; Hernández, F.; Ardid, M.; Martínez, J. M.; Picó, R. y Redondo, J.; “Análisis de la influencia de las condiciones de sujeción en la radiación de una superficie de policarbonato”, Revista de Acústica, primer y segundo trimestre 2004

<sup>2</sup> [Escb03] Escuder, E.; Alba, J.; Ramis, J., “Análisis de la influencia de las condiciones de fijación en la radiación de una superficie de policarbonato”, TECNIACÚSTICA 2003. 34º Congreso Nacional de Acústica. Encuentro Ibérico de Acústica. EAA Symposium. Bilbao, 2003.

A partir de las figuras de nivel de presión (figuras 3.2.4.2. y 3.2.4.3) y de velocidad de vibración (figuras 3.2.4.4. y 3.2.4.5) en la superficie de la placa a 1kHz y 4kHz, respectivamente, se puede distinguir la diferencia entre alta y baja frecuencia. En el nivel de presión, a 1kHz no se distingue la influencia de las distintas sujeciones claramente, aunque sí que se observa que la radiación es diferente. A 4 kHz se puede ver como para una sujeción (figura 3.2.4.3.a), la parte derecha en la imagen es la que no radia. Al aumentar la frecuencia se detectan más las sujeciones ya que aumenta la resolución.

En la velocidad de vibración, se deja notar más la influencia del número de sujeciones. En efecto, a 1 kHz, véase figura 3.2.4.4., se observa que al aumentar el número de sujeciones la distribución de velocidad se va haciendo menos uniforme y se reduce. Además, en la figura 3.2.2.4.c se aprecia que el lado superior es el que no tiene sujeción ya que hay un máximo de vibración localizado en esta zona. A 4 kHz, figura 3.2.4.5, se observa claramente la influencia de una sujeción, a). Sin embargo con cuatro sujeciones, d) se aprecia una distribución uniforme. A 1 kHz, la velocidad de vibración se observa más influenciada por el número de sujeciones, ya que para cuatro sujeciones, figura 3.2.4.4.d), presenta menos máximos de vibración que para un número menor de sujeciones.



*Figura 3.2.4.2. Nivel de presión (dB) en la superficie de policarbonato de 1.5 mm de espesor para distintas sujeciones: a) 1 sujeción (izquierda), b) 2 sujeciones (izquierda y derecha), c) 3 sujeciones (izquierda, derecha y abajo), d) 4 sujeciones. Calculado con el filtro  $k_c=0.1$ ,  $\alpha=0.5$  a 1 kHz.*

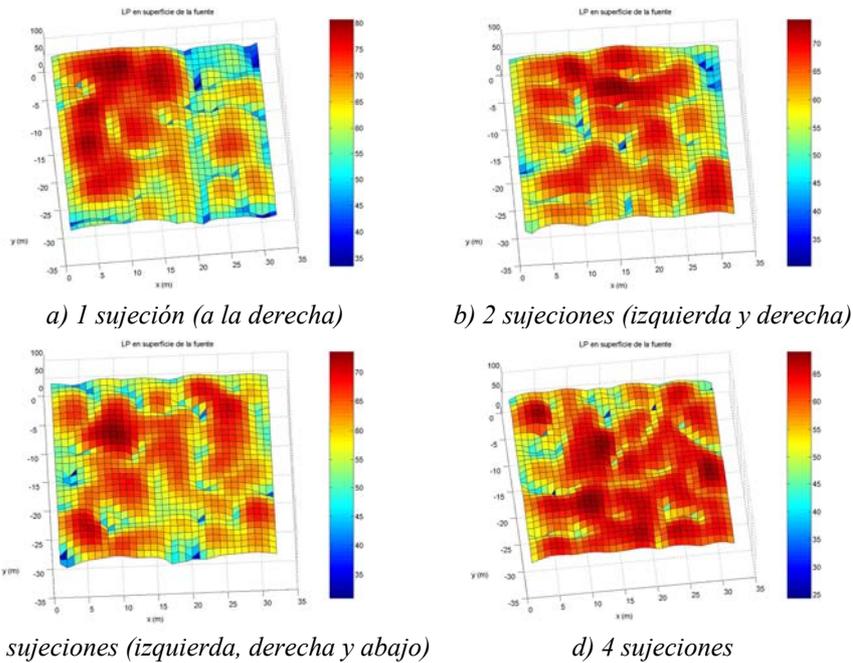


Figura 3.2.4.3. Nivel de presión (dB) en la superficie de policarbonato de 1.5 mm de espesor para distintas sujeciones: a) 1 sujeción (izquierda), b) 2 sujeciones (izquierda y derecha), c) 3 sujeciones (izquierda, derecha y abajo), d) 4 sujeciones. Calculado con el filtro  $k_c=0.1$ ,  $\alpha=0.5$  a 4 kHz.

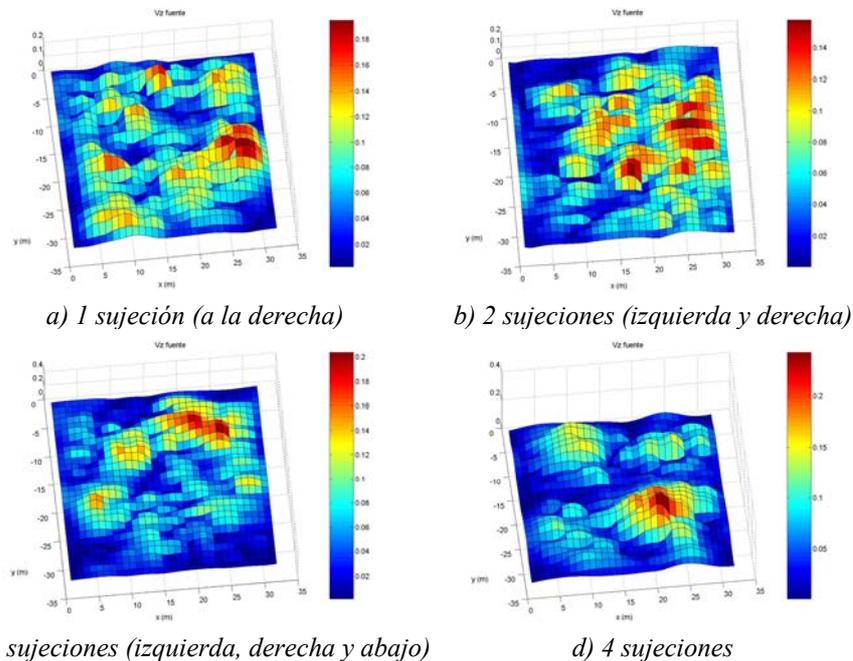


Figura 3.2.4.4 Velocidad de vibración (mm/s) en la superficie del policarbonato de 1.5 mm de espesor para distintas sujeciones: a) 1 sujeción (izquierda), b) 2 sujeciones (izquierda y derecha), c) 3 sujeciones (izquierda, derecha y abajo), d) 4 sujeciones. Calculado con el filtro  $k_c=0.1$ ,  $\alpha=0.5$  a 1 kHz.

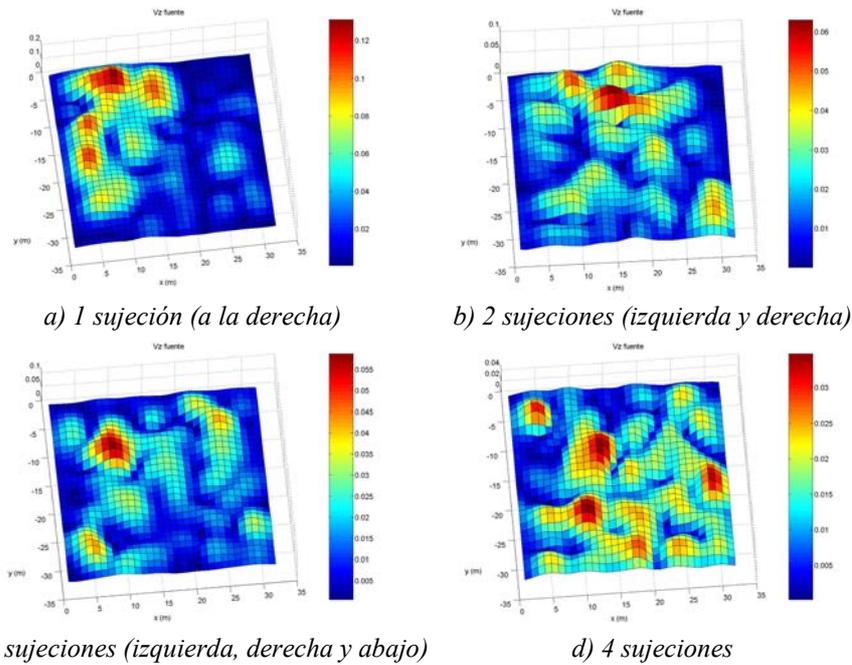


Figura 3.2.4.5. Velocidad de vibración (mm/s) en la superficie del policarbonato de 1.5 mm de espesor para distintas sujeciones: a) 1 sujeción (izquierda), b) 2 sujeciones (izquierda y derecha), c) 3 sujeciones (izquierda, derecha y abajo), d) 4 sujeciones. Calculado con el filtro  $k_c=0.1$ ,  $\alpha=0.5$  a 4 kHz.

En la figura 3.2.4.6.a. se representa el nivel de presión en la superficie de la placa de policarbonato. Se puede apreciar que el nivel de presión aumenta al disminuir el número de sujeciones a las que está sometido el panel de policarbonato. Se observa como con el material sujeto por un lado se consigue un mayor nivel, con diferencia, que con el resto de sujeciones, seguido por el material sujeto por dos y tres lados, y por último la opción con la que menos nivel de presión se obtiene es la del material sujeto por los cuatro lados como era de esperar. Además el nivel de presión disminuye a medida que aumenta la frecuencia.

La figura 3.2.4.6.b. muestra la velocidad de vibración para las diferentes sujeciones del panel de policarbonato, siendo el resultado en este caso similar en tendencia al del nivel de presión. La velocidad de vibración aumenta al disminuir el número de sujeciones del material, obteniendo la máxima velocidad de vibración para el panel de policarbonato sujeto por un solo lado. Además se observa que para dos y tres sujeciones la velocidad de vibración es semejante, y que estas dos velocidades junto a la obtenida con cuatro sujeciones se igualan a 2kHz aproximadamente. La velocidad de vibración disminuye con la frecuencia y a altas frecuencias se iguala la velocidad para las cuatro opciones.

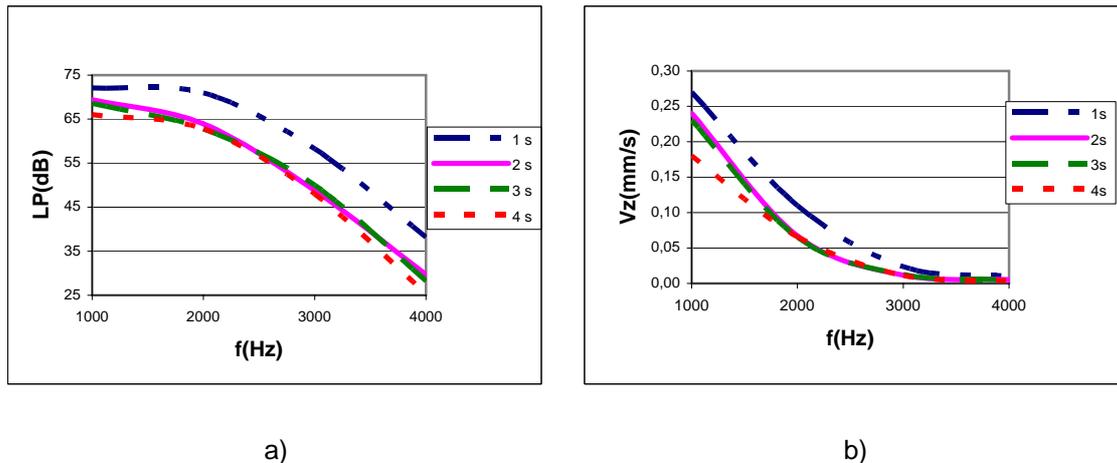


Figura 3.2.4.6. a) Nivel de presión y b) velocidad de vibración para distintas sujeciones del panel de policarbonato de 1.5 mm de espesor calculado con el filtro  $kc=0.6$   $\alpha=0.2$ .

En el rango de frecuencias de 1 kHz a 2 kHz, en las dos magnitudes representadas se observa que se distingue claramente la influencia del número de sujeciones, cuatro sujeciones presenta valores menores que 3 sujeciones, ésta a su vez menores que 2 sujeciones y ésta última menores que los de 1 sujeción. A partir de 2 kHz la influencia del número de sujeciones no es tan acusada.

Por tanto, se puede concluir que el número de sujeciones influye en la respuesta vibratoria de un material sobretodo a baja frecuencia.

### 3.2.5-Determinación del factor de pérdidas

En este apartado se propone un método para determinar el factor de pérdidas de diferentes materiales utilizando como señal de excitación acústica una señal Time Stretched Pulse (TSP). Se realiza una comparativa frente a la técnica de medida convencional, como se ha comentado en el capítulo 2.1.5. (Parte de este trabajo se ha presentado en el congreso internacional [Ramfac05]<sup>1</sup>).

Para obtener la respuesta al impulso en el estudio de materiales se emplea una señal de test conocida como TSP. Utilizando la integración de la respuesta al impulso, integral de Schroeder, se puede obtener el “tiempo de reverberación” del material y otros parámetros mecánicos relacionados [Bor83].

<sup>1</sup> [Ramfac05]. Ramis, J.; Escuder, E.; Martínez, J. ; Alba, J.; “Determination of the loss factor of a panel by means of Time Stretched Pulse (TSP)”, Forum Acusticum 2005

Finalmente se comparan los resultados obtenidos con el método tradicional, en el que se excita el material con un transductor de fuerza y se mide la aceleración con un acelerómetro [Cla81].

Mediante el método de integración de Schroeder [Sch65] se obtiene la curva de caída de energía para determinar el valor equivalente al  $T_{60}$ . [Opp89]. Por otra parte, si se dispone de la respuesta al impulso se puede realizar un análisis similar al desarrollado mediante el método tradicional, calculando la FFT de  $h[n]$ . De esta forma, se puede medir la caída del ancho de banda de 3 dB al representar la respuesta en el dominio de la frecuencia

### **Método TSP**

Para obtener la respuesta al impulso en el estudio de materiales se emplea una señal de test conocida como Time Stretched Pulse (TSP). Integrandó la respuesta al impulso, integral de Schroeder, se puede obtener el “tiempo de reverberación” del material y otros parámetros mecánicos relacionados. [Bor83]

La TSP es una señal de pulso generada en el ordenador de forma simple que se usa frecuentemente para medidas sonoras [Nob81]. Esta secuencia tiene un espectro de potencia plano sobre todo el rango de frecuencias. La elección de las secuencias TSP frente a otros patrones como la secuencia MLS, ha sido consecuencia de la distorsión que estas últimas pueden presentar al excitar algunos elementos como por ejemplo altavoces [Van94].

Para determinar el factor de pérdidas de un material, se excita un sistema mediante un tren de secuencias TSP que se denomina  $x[n]$ . La cadena de secuencias recibida ( $y[n]$ ) queda filtrada por el sistema, es decir,  $y[n] = x[n]*h[n]$ , donde  $h[n]$  es la respuesta al impulso del dispositivo bajo test (DUT).

La relación S/N puede incrementarse fácilmente mediante el promedio temporal de cada una de las repeticiones de secuencia TSP. El sumatorio puede expresarse del siguiente modo:

$$s[n] = \sum_{k=1}^{M-1} y[n+kN] \quad n = 0, 1, \dots, N-1 \quad (3.2.5.1)$$

siendo  $N$  la longitud de la secuencia y  $M$  el número de secuencias que componen el tren.

A partir del promedio entre repeticiones recibidas de la secuencia se obtiene la respuesta al impulso del sistema ( $h[n]$ ). Simplemente, se realiza una correlación cruzada circular (circular cross-correlation) entre el patrón de secuencia original (TSP) y la señal promedio ( $s[n]$ ), que se implementa fácilmente en el dominio temporal de acuerdo con la siguiente expresión:

$$h[n] = \sum_{k=0}^{N-1} s[k] \text{tsp}[n+k] \quad (3.2.5.2)$$

donde  $n = 0, 1, \dots, N-1$ , o bien, basándose en la relación entre ambas en el dominio de la frecuencia, es decir:

$$H(k) = S(k) \text{TSP}(k) \quad k = 0, 1, \dots, N-1 \quad (3.2.5.3)$$

donde

$$H(k) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} h[n] e^{j(2\pi/N)nk} \quad (3.2.5.4)$$

$$S(k) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} s[n] e^{j(2\pi/N)nk} \quad (3.2.5.5)$$

$$\text{TSP}(k) = \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} \text{tsp}[N-n] e^{j(2\pi/N)nk} \quad (3.2.5.6)$$

Finalmente se determina la respuesta al impulso mediante una transformada inversa de Fourier del producto entre señales operando en el dominio de la frecuencia.

$$h[n] = \Re \{ iFFT(H(k)) \} \quad (3.2.5.7)$$

En el desarrollo experimental se ha empleado un PC para controlar un sistema compuesto por un conjunto de altavoces para emitir la señal de test, y un acelerómetro asociado a un acondicionador de carga como receptor. Se utiliza la caja comentada en el punto 3.2.1., véase figura 3.2.1.1. En la ventana se coloca una lámina del material a

caracterizar, la cual se excita mediante el campo de presión generado por los altavoces en el interior del recinto. El acelerómetro se sitúa sobre la muestra exterior de material para registrar la respuesta del sistema.

Tal y como se ha comentado anteriormente, se estudia la curva de caída de energía para obtener el valor equivalente al  $T_{60}$ . También es necesario calcular la frecuencia de resonancia ( $\omega_0$ ), que se puede obtener fácilmente realizando la transformada rápida de Fourier (FFT) de la respuesta temporal.

Estos dos valores facilitan el cálculo del factor de pérdidas de acuerdo con la siguiente relación. [Gad94]

$$\eta = \frac{2.2}{f_0 T_{60}} \quad (3.2.5.8)$$

Con un acelerómetro se mide la aceleración en la superficie del material, en 6 puntos diferentes y se calcula el promedio de las medidas. Se utilizaron tableros de fibra de madera de pequeño espesor. Los resultados obtenidos se representan en las figuras 3.3.1. y 3.3.2. Para el caso de maderas de espesores 0,32-0,35 cm, se observa que el factor de pérdidas oscila entre 0.015 y 0.025, se observa un aumento del factor de pérdidas con el espesor, véase figura 3.2.5.1.

En la figura 3.2.5.2., se representan espesores de madera de 0,51-0,53 cm, con unos valores del factor de pérdidas entre 0.021 y 0.026.

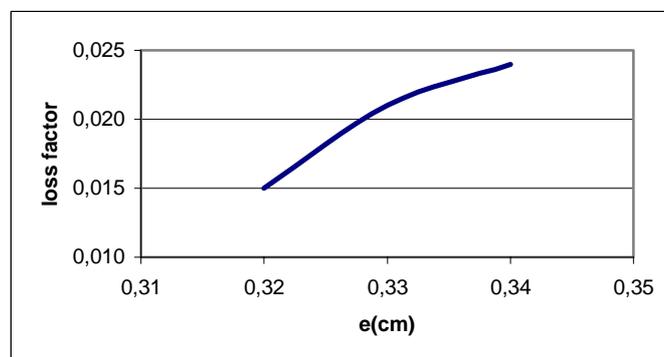


Figura 3.2.5.1. Factor de pérdidas de maderas de espesores 0,32-0,35 cm calculados con TSP

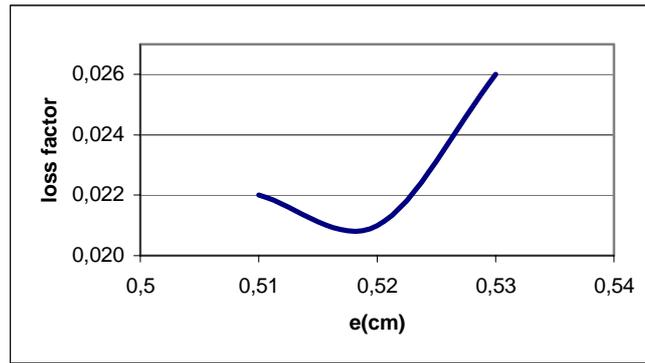


Figura 3.2.5.2. Factor de pérdidas de maderas de espesores 0,51-0,53 cm calculados con TSP

A partir del T60 puede obtenerse además del factor de pérdidas el factor de calidad,  $Q=1/\eta$ , véase tabla 3.3.1.

<i>e(cm)</i>	<i>T60(s)</i>	<i>Quality factor</i>	<i>loss factor</i>
0,32	0,80	67	0,015
0,33	0,77	48	0,021
0,34	0,66	42	0,024

Tabla 3.2.5.1. T60, factor de calidad y factor de pérdidas de maderas de distintos espesores

Para el rango de espesores 0,32-0,35 se observa que al aumentar el espesor el T60 disminuye y el factor de calidad también.

También se realizaron los cálculos de dos de las maderas mediante el método convencional, excitando con un shaker el material con ruido blanco y midiendo la respuesta con acelerómetro. A partir de la ecuación (2.1.5.3) se ha calculado el factor de pérdidas en función de la masa, del espesor y de la densidad modal de las maderas. En el caso de la madera de 3,3 mm los valores del factor de pérdidas oscilan sobre 0,020 y en el caso de la madera de 5,3 mm oscilan alrededor de 0.027. En la tabla 3.2.5.2. se representan los valores del factor de pérdidas obtenidos con el método de excitación caja-TSP y con el método convencional del shaker. Con los dos métodos se obtienen resultados similares.

Espesor (cm)	Densidad modal	$\eta$ (con TSP)	$\eta$ (con shaker)
0.33	0.008	0.021	0.020
0.53	0.006	0.026	0.027

Tabla 3.2.5.2. Factor de pérdidas obtenido con el método tradicional y con TSP de maderas con espesores y densidad modal diferentes.

Utilizando secuencias TSP generadas en una cámara reverberante a escala y midiendo sobre el material en una ventana de la caja se obtienen resultados del factor de pérdidas comparables con los obtenidos con el método tradicional. En el caso de maderas de espesores 0.3-0.5 cm el factor de pérdidas oscila de 0.020 a 0.027.

### **3.3-Radiación de altavoces planos**

En esta sección, se comenta brevemente, en primer lugar el principio de funcionamiento de un altavoz plano, ya sea de un panel DML (tecnología SurfaceSound) o de un material transparente (tecnología SoundVu), señalando las principales características de estos altavoces. A continuación, se determina la resistencia de radiación de un altavoz DML (Distributed Mode Loudspeaker) mediante distintos modelos comentados en la sección 2.3, para continuar estudiando la influencia de las condiciones de contorno en la resistencia del altavoz DML. Por último, se presenta una propuesta de corrección de los modelos usados anteriormente para determinar la resistencia de radiación de un altavoz plano y de materiales.

#### **3.3.1. Altavoces planos**

##### **3.3.1.1. SurfaceSound. SoundVu**

Los modos de vibración que se producen en superficies delgadas dependen, una vez fijado su tamaño y composición, de la frecuencia. En el diseño de altavoces convencionales, los modos de vibración se evitan, sobre todo a baja frecuencia, porque producen grandes amplitudes. En cambio, en un altavoz plano, se excitan un gran número de modos de vibración y se espacian en frecuencia de modo uniforme para producir el mismo efecto que un espectro continuo. Para la excitación de un panel, se

utilizan transductores dinámicos como altavoces sin diafragma, también llamados excitadores, que van acoplados a la membrana y transmiten la vibración que producen. Un altavoz de modos distribuidos está compuesto por dos partes: un transductor electromecánico y un panel rígido y ligero al que se le acopla el transductor. [Esc04]



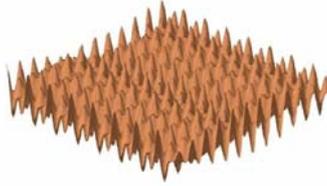
*Figura 3.3.1.1.1. Principio de Modos Distribuidos*

La superficie de policarbonato utilizada en el estudio es completamente transparente, su comportamiento acústico es similar al del panel utilizado en el altavoz de modos distribuidos. Los altavoces planos han significado un gran avance en el diseño de altavoces desde la invención del transductor dinámico de bobina móvil, conocidos también como altavoces DML. Mediante este tipo de altavoces se consigue emitir un extenso margen de frecuencias en todas direcciones de propagación del sonido con un nivel de presión considerable y una distorsión muy baja. Las propiedades que presentan los altavoces DML son diferentes a las que presenta un altavoz convencional ya que su funcionamiento se basa en el principio de modos distribuidos que consiste en la generación del máximo número de resonancias repartidas uniformemente por todo el rango de frecuencias. [Esc02], [Escd02]. Según el material del panel que se utilice como transductor mecánico acústico, la tecnología se denomina SoundVu, si la superficie usada es transparente, o SurfaceSound en caso contrario.

### **3.3.1.2. Altavoz plano. DML**

La importancia que están adquiriendo los nuevos sistemas de altavoces basados en modos distribuidos, justifica un estudio detallado del comportamiento en diferentes condiciones de uso: en el techo, pegado o colgado en la pared, colocado sobre un marco rígido o elástico, son varias las configuraciones de montaje que se utilizan. La base de la tecnología NXT<sup>c</sup> se encuentra en el principio de modos distribuidos, véase figura 3.3.1.2.1, consiste en excitar el diafragma de forma que se presente el máximo número de modos de flexión posible. Se considera que el panel está formado por pequeñas celdas unidad, cada celda radia de forma individual, sin correlación, sumándose para generar en conjunto un campo difuso. La energía total es como si proviniera de una sola

fuelle constituida por múltiples fuentes. La radiación del altavoz DML dependerá de las condiciones de contorno a las que se someta.



*Figura 3.3.1.2.1. Principio de modos distribuidos*

#### *Principio de funcionamiento*

Mecánicamente, un altavoz de modos distribuidos puede compararse directamente con un altavoz cónico utilizado convencionalmente. Tiene dos partes: el transductor electromecánico que se encarga de transformar la energía eléctrica en energía mecánica, en nuestro caso es de tipo dinámico (de bobina móvil). Por otro lado, el transductor mecánico-acústico (placa rígida y ligera de geometría rectangular) que se encarga de transformar la energía mecánica en energía acústica. La corriente eléctrica que llega a la bobina crea una fuerza al introducirse en el seno de un campo magnético permanente generado por el imán. Si el campo magnético es radial la fuerza se produce en la dirección del eje del altavoz. El conjunto formado por la bobina y el imán están acoplados al panel por medio de unas suspensiones de forma que la fuerza se transmite al panel provocando vibraciones en su interior, figura 3.3.1.2.2. Para obtener una respuesta plana, es necesario excitar un máximo de modos de la placa. Así el transductor se localiza ligeramente desplazado de la zona central del panel para conseguir asimetría en la excitación de modos. [Ven02]

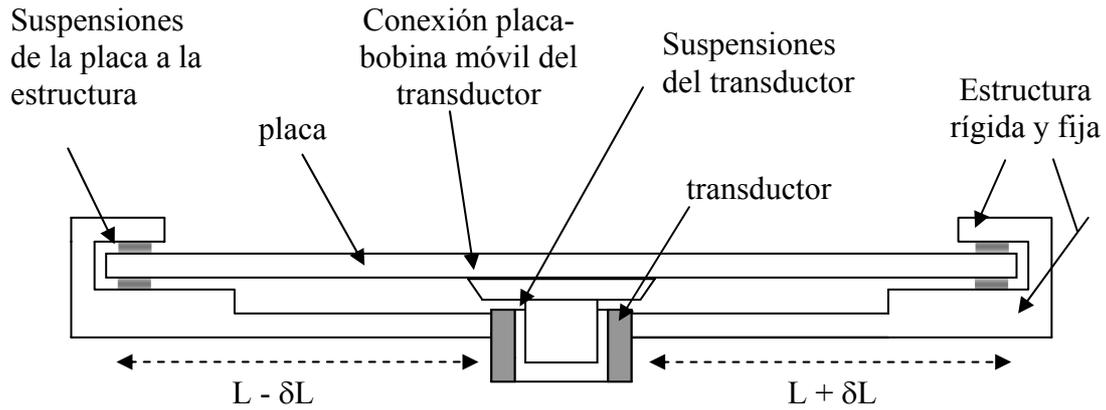
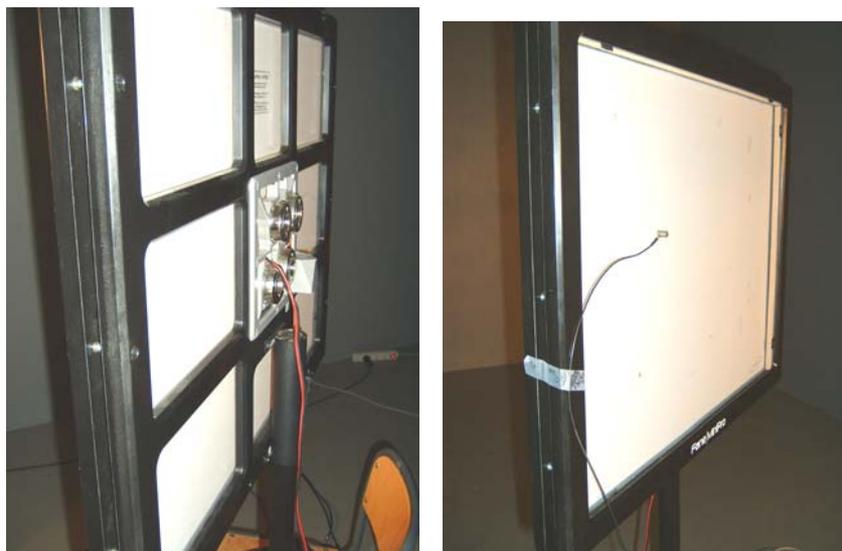


Figura 3.3.1.2.2. Sección del altavoz plano (transductor ligeramente desplazado)

Debido al bajo grosor de la placa, estas vibraciones se propagan en ondas de flexión. Estas ondas son estacionarias, consecuencia de la superposición de las ondas incidentes y reflexiones en los bordes del panel. De esta forma, la placa genera la energía acústica a través de la totalidad de su superficie. Por supuesto, la forma de excitar la placa depende directamente de la señal eléctrica de entrada y de la posición del punto donde se transmite la fuerza sobre el panel. Este panel consiste en un "sandwich" de distintos materiales, la capa central tiene un grosor casi igual al grosor total del panel (7mm). Es una placa formada por pequeñas celdas como de una colmena [Wha], [Wha1], [Wha2], cuyo material es similar al aluminio. Las dos capas exteriores son muy finas de fibra de vidrio reforzada de resina epoxy.



Figuras 3.3.1.2.3. Cara posterior y cara anterior del altavoz DML

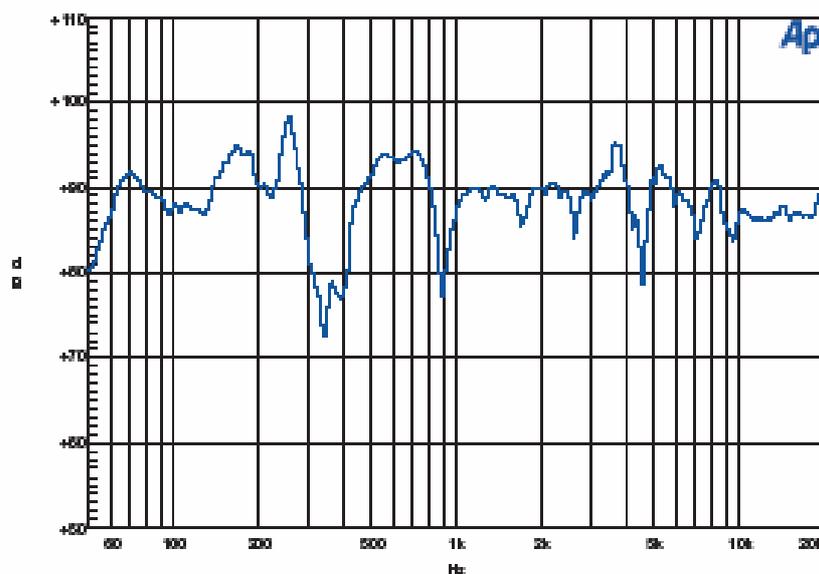
Este tipo de altavoz presenta las siguientes características que lo diferencian de los altavoces tradicionales.

#### *Altavoz plano sin caja*

En los altavoces convencionales montados en caja, cuando el cono se mueve hacia la parte trasera, causa una compresión del aire en el cajón, mientras que se produce lo contrario cuando se mueve hacia delante (zona de escucha). Sin caja, el aire desplazado hacia la parte posterior del altavoz influiría de manera destructiva sobre el sonido generado por la cara anterior. Este fenómeno se denomina cortocircuito acústico. En el caso del altavoz DML, debido a las características de la radiación del sonido basado en la distribución de modos, la parte anterior y posterior del panel DML radian en fase. La energía radiada por la cara posterior se suma de manera constructiva a la energía radiada por la cara anterior. Eso significa que no es necesario instalar una caja para evitar el cortocircuito acústico. Sin embargo a bajas frecuencias inferiores a 125Hz, el fenómeno de cortocircuito acústico aparece ligeramente.

#### *Respuesta en frecuencia*

La respuesta en frecuencia del altavoz DML se observa en la siguiente figura:



*Figura 3.3.1.2.4. Respuesta en frecuencia de un altavoz plano.*

En primera impresión, la respuesta es relativamente plana en todo el rango de frecuencia audible. Hay que tener en cuenta que los altavoces clásicos no son capaces

de generar un sonido tan uniforme sobre todo el espectro audible. Normalmente resulta necesario utilizar dos altavoces, un altavoz de agudos para frecuencias altas y un altavoz de mayor diámetro para las frecuencias graves. Estos sistemas utilizan generalmente filtros para que cada altavoz trabaje en su rango de frecuencia. Se observa una diferencia en amplitud entre el mínimo y el máximo de 22dB. Así, a pesar de una disminución de nivel acusada alrededor de 350Hz, la respuesta en frecuencia de este sistema es fundamentalmente plana.

#### *Caída del nivel de la presión con la distancia*

La tecnología NXT difiere del resto de sistemas sonoros. Distintos factores como la radiación bipolar y el gran tamaño de la superficie de radiación, hacen que la relación de la disminución del nivel de presión con la distancia no sea inversamente proporcional al cuadrado de la distancia. En efecto, esta relación presión-distancia sigue una ley lineal en función de la distancia. Es decir, que al duplicar la distancia entre el altavoz y el receptor, se tiene una pérdida inferior a los 6dB habituales.

#### *La directividad*

El diagrama de directividad es un diagrama polar en el que la distancia al centro es la directividad expresada en dB (el módulo del cociente entre la presión eficaz en una posición angular  $\theta$  y la presión máxima que produce el altavoz)

$$D_{dB} = 20 \log_{10} \left( \frac{p(\theta)}{p_{\max}} \right) \quad (3.3.1.2.1)$$

En las figuras 3.3.1.2.5 y 3.3.1.2.6 se representa el diagrama de radiación en los planos horizontal y vertical. Se observa que se aproxima al diagrama de una fuente bipolar debido a que ambas caras del panel radian energía sonora.

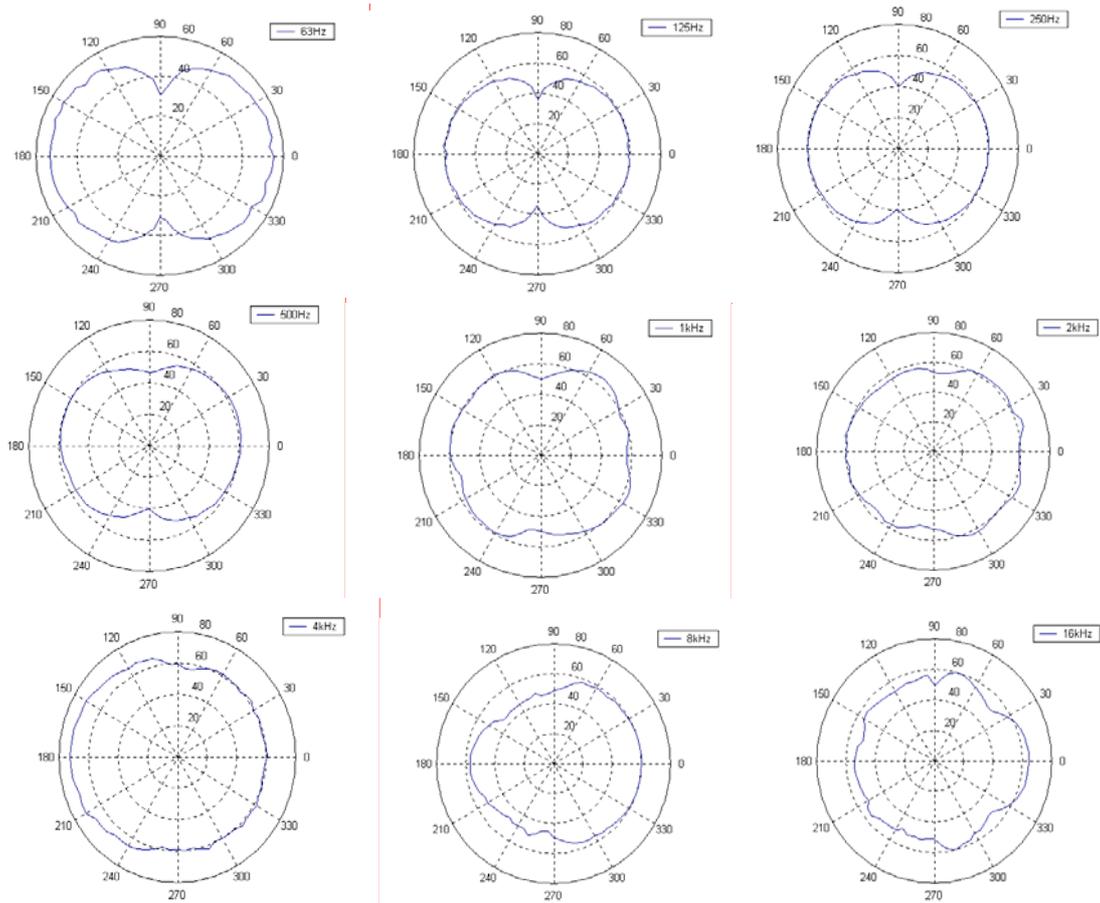


Figure 3.3.1.2.5. Diagrama polar. Eje horizontal [Ven02].

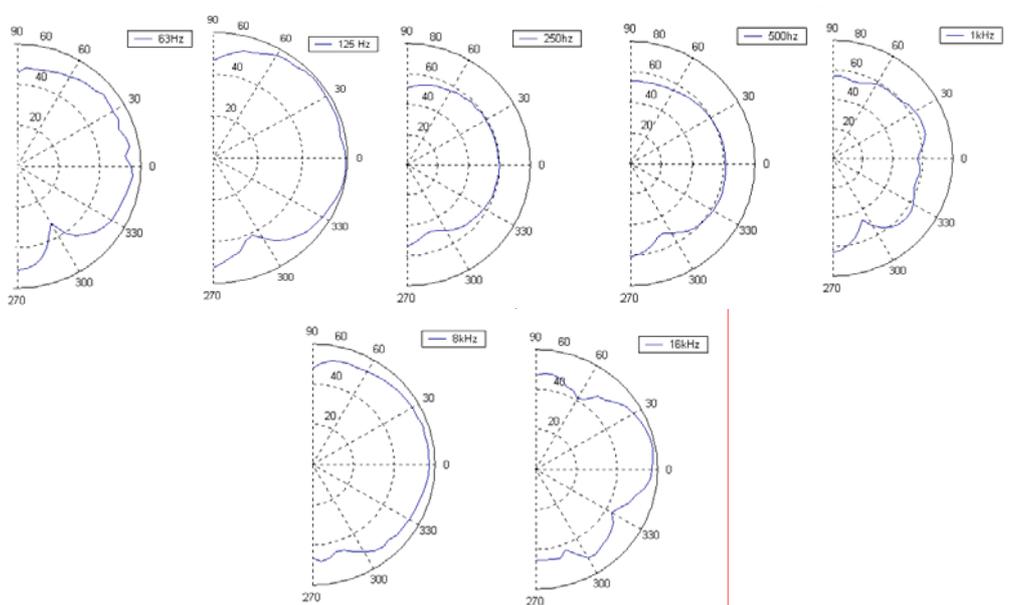


Figure 3.3.1.2.6. Diagrama polar. Eje vertical [Ven02].

### Baja distorsión

Los movimientos de la superficie del panel en baja frecuencia son muy pequeños en amplitud, del orden del micrómetro, comparado con los milímetros de un altavoz

convencional cónico (la zona de desplazamiento de la bobina es menor, por lo tanto, se deduce una distorsión baja y no se rebasa el ámbito elástico de la placa).

*Aplicaciones:*

Esta fuente tiene una radiación omnidireccional en términos de directividad, y la relación nivel de presión-distancia sigue una ley lineal. Esta clase de sistema es interesante en la reproducción sonora en cine o sala de concierto ya que la zona de escucha aumenta.

Los altavoces son muy finos (4-6cm), es posible colgarlos en las paredes como si fueran cuadros o fotografías. Sobre la cara anterior del panel se puede pintar algo o clavar un cartel sin perjudicar la radiación del altavoz. De esta forma, reducimos el impacto visual de los sistemas de sonorización.

Este altavoz puede utilizarse como una pantalla de proyección. Se imagina entonces un sistema donde se integrarían directamente la pantalla y las voces de los personajes de una película, lo que mejoraría el realismo.

Integración de los paneles en ordenadores portátiles.

Sistemas de audio incluidos en automóviles.

Sistemas de sonorización de gran potencia.

### **3.3.2-Determinación de la Resistencia de Radiación de altavoces planos**

La resistencia mecánica de radiación es un parámetro importante en los sistemas radiantes. Está directamente relacionada con el rendimiento del sistema [Alb03], [Alb02]. Este parámetro puede determinarse a partir de diferentes modelos. En este punto, se utilizan el modelo de pistón plano, el modelo de la matriz de resistencia y el modelo de Maidanik usado en SEA (Statistical Energy Analysis), comentados en 2.3.1, 2.3.6 y 2.3.5, respectivamente. Se utilizan como valores de referencia las medidas experimentales de potencia acústica en campo difuso y medidas con acelerómetro. Las velocidades en la superficie del panel, obtenidas mediante la técnica holografía acústica de campo cercano (NAH), se utilizan como valores de entrada para determinar por integración numérica, la presión radiada a cualquier distancia de la fuente siguiendo la metodología de [Alb03]. Estos datos se utilizan para determinar la impedancia mecánica de radiación y de esta forma predecir la potencia radiada por el altavoz con mayor

precisión con el objetivo de realizar una comparativa entre los diferentes modelos. (Este trabajo, en su comienzo se presentó en [Escz04]<sup>1</sup>, posteriormente más avanzado en el congreso internacional [Ramrad05]<sup>2</sup>, parte se ha publicado en la Revista Internacional de Métodos Numéricos para la Ingeniería. [Escmet05]<sup>3</sup>).

Se analizó un altavoz DML de 49x61 cm<sup>2</sup> montado en un marco. En la parte posterior del panel está ubicado un transductor electromecánico constituido por un imán y una bobina. El altavoz se situó en una cámara semianecoica para medir la velocidad en la superficie del panel con NAH. Se utilizó un array lineal de 7 micrófonos de ¼” de alimentación por lazo de corriente, una tarjeta de sonido profesional, y un amplificador de 16 canales. Se usó un robot para la toma de medidas en un plano paralelo y a 6 cm del altavoz. Se tomaron medidas cada 5 cm de separación en el eje x y en el y. Para la grabación de las señales se usó un programa de grabación de audio multipistas. La señal emitida para el estudio fue ruido blanco a una frecuencia de muestreo de 44100 Hz. Las medidas de potencia acústica se realizaron en la cámara reverberante de la EPS de Gandia según la norma UNE-EN ISO 3741, a su vez se midió la aceleración sobre el panel con un acelerómetro y se integró para obtener los valores de velocidad, véase figura 3.3.2.1.



Figura 3.3.2.1. Altavoz plano DML en cámara reverberante

En la figura 3.3.2.2 se puede observar la predicción de los valores de resistencia de radiación normalizada utilizando el modelo de pistón rectangular y el modelo de matriz

<sup>1</sup> [Escz04] **Escuder, E.**; Alba, J.; Ramis, J.; Cruañes, J., “Radiación acústica de superficies planas: impedancia mecánica de radiación”. V Congreso Ibérico de Acústica. Expoacústica 2004, Guimaraes, Portugal 2004

<sup>2</sup> [Ramrad05]. Ramis, J.; **Escuder, E.**; Alba, J.; “Comparison of Models to Determine the Radiation Resistance of a Radiating Surface”. Forum Acusticum 2005, Budapest.

<sup>3</sup> [Escmet05] **Escuder, E.**; Alba, J.; Ramis, J.; “Resistencia de radiación de altavoces planos”, Revista Internacional de Métodos Numéricos para Cálculo y Diseño en Ingeniería 21, 3 septiembre 2005

de resistencia suponiendo una velocidad promedio constante calculada a partir de las medidas con holografía, para el altavoz DML. A su vez se representa la resistencia de radiación derivada por Maidanik y usada en SEA a la frecuencia crítica de 4000 Hz y la curva obtenida a partir de las medidas experimentales. Se observa que desde 100 Hz hasta 4 kHz la resistencia de radiación aumenta, en 4 kHz se presenta el máximo de resistencia, y a partir de esta frecuencia se mantiene alrededor de un valor constante. Los modelos de pistón y matriz de resistencia presentan un comportamiento similar con un crecimiento gradual con la frecuencia hasta 4kHz. En el caso de Maidanik y las medidas experimentales, el crecimiento hasta 4 kHz presenta una pendiente más pronunciada que en el caso anterior y se observa un decrecimiento brusco a partir del valor máximo de resistencia de radiación pero que tiende a estabilizarse.

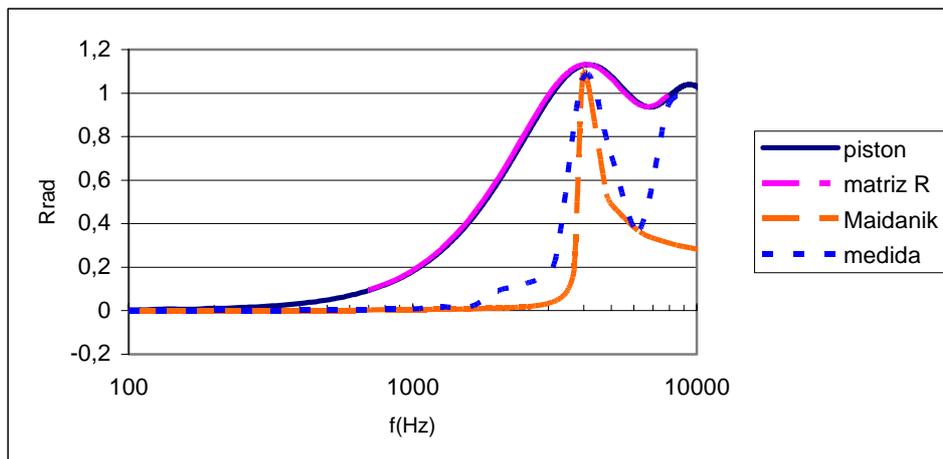


Figura 3.3.2.2 Resistencia de radiación normalizada para diferentes métodos: pistón plano, matriz de resistencia de radiación, SEA y medidas experimentales de un panel 45x60cm.

La resistencia de radiación acústica normalizada (eficiencia de radiación) de un altavoz DML aumenta con la frecuencia hasta 4 kHz donde alcanza su máximo y a partir de esa frecuencia decrece hacia un valor constante.

El método de pistón plano y el de la matriz de resistencia ofrecen un resultado similar en la predicción de la resistencia de radiación acústica de un altavoz DML.

La resistencia de radiación de Maidanik y las medidas experimentales presentan un comportamiento parecido.

La diferencia entre estos dos comportamientos puede deberse a que en el método de pistón plano y el de la matriz de resistencia no se considera la parte mecánica del panel. Los cuatro métodos confirman que el máximo valor de la resistencia de radiación de un altavoz plano se presenta alrededor de los 4 kHz.

### 3.3.3-Estudio de la influencia de las condiciones de fijación

La primera expresión matemática que modelaba el comportamiento de la resistencia de radiación la derivó Maidanik [Mai62], y fue corregida más tarde [Cro69] [Mai75]. Estas correcciones, del cálculo teórico de la resistencia de radiación, permiten modelar de forma más precisa este altavoz. En alta frecuencia, las condiciones en los límites de la placa, es decir, las condiciones de sujeción del panel a la estructura, no afectan al comportamiento de la resistencia de radiación. Esta resistencia converge pues hacia la de una placa libre (sin ajustes). Sin embargo a bajas frecuencias, las condiciones de los límites tienen un efecto directo sobre la resistencia de radiación. Es entonces a este nivel donde se debe encontrar un modelo matemático que se aproxime más a las medidas experimentales [Pan], [Har00], [Har98], [Bai01]. Para ello resulta necesario conocer la frecuencia a la que la resistencia de radiación no depende ya de las condiciones de fijación del panel, es decir, la frecuencia crítica de la placa. (Una primera experiencia sobre este trabajo se presentó en [Escs02]<sup>1</sup>, posteriormente parte de este trabajo se presentó en [Escq05]<sup>2</sup>).

Se estudia el comportamiento de la resistencia de radiación de un altavoz plano DML en función de diferente número de sujeciones. Se tomaron medidas de nivel de presión y de aceleración en cámara reverberante para cuatro sujeciones diferentes del altavoz, para posteriormente calcular la potencia acústica y la velocidad en la superficie del altavoz. Las sujeciones utilizadas son de madera, su longitud es similar a la de cada lateral del altavoz, se sujetaban gracias al armazón que lleva el DML por defecto, en el caso de considerar 4 sujeciones se ponían cuatro listones de madera laterales, con tres sujeciones tres laterales y así sucesivamente. Se estudia y cuantifica la dependencia de  $R_{rad}$  con las condiciones de contorno, en concreto con el número de sujeciones.

La ecuación definida en 2.3.5 se aplica para el cálculo de la resistencia de Radiación teórica de un altavoz plano DML sujeto por todos sus lados, los resultados obtenidos para un panel libre, se divide la ecuación anterior entre 2, se representan en la figura 3.3.3.1., considerando que la frecuencia crítica del DML es de 4 kHz. Se observa que se

<sup>1</sup> [Escs02] Escuder, E.; Alba, J.; Ramis, J., “*Influence of fixation conditions on radiation of a distributed mode loudspeaker*”, FORUM ACUSTICUM SEVILLA 2002.

<sup>2</sup> [Escq05] Escuder, E.; Ramis, J.; Alba, J.; “*Quantification of the effect of subsections in the radiation resistance of a flat loudspeaker*”, 12th International Congress on Sound and Vibration., Lisboa 2005.

produce un máximo para esa frecuencia en la resistencia de radiación con un valor de  $1230 \text{ Watt}/(\text{m/s})^2$ .

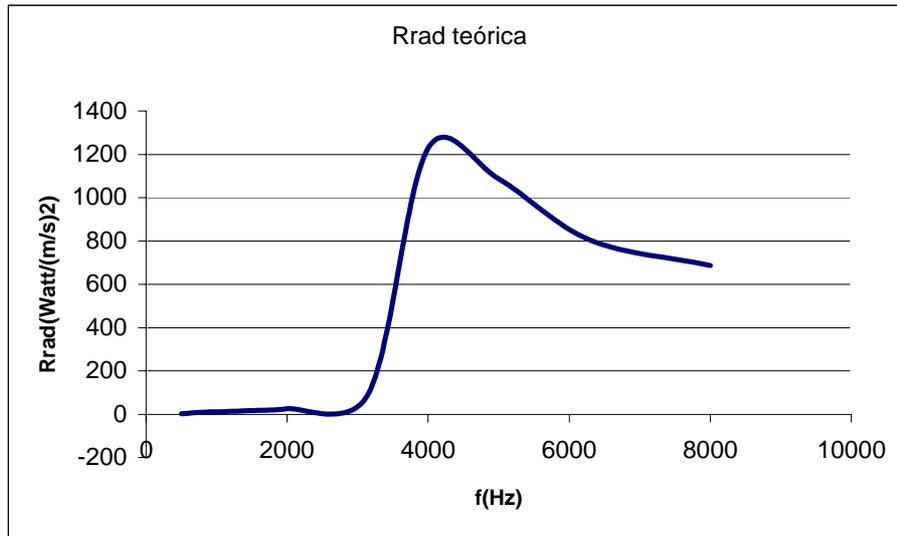


Figura 3.3.3.1.  $R_{rad}$  teórica de un altavoz plano DML libre radiando por las dos caras

Las medidas se realizan con 4 tipos de sujeciones lineales de la placa a su estructura, figura 3.3.3.2. Cada sujeción es un listón rígido que fija o no todo un lado en la estructura según las configuraciones buscadas. Se monta la placa en la estructura por sus 4 lados, luego 3 lados, 2 lados y 1 lado, figura 3.3.3.3.

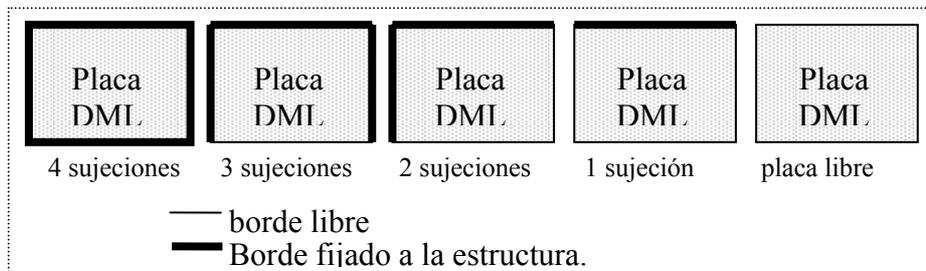


Figura 3.3.3.2. - Esquema de diferentes sujeciones placa-estructura



Figura 3.3.3.3.-Láminas de madera que permiten la sujeción o no a la placa

A partir de la ecuación 2.0.7 se puede determinar la resistencia de radiación  $R_{rad}^{exp}$  a partir de medidas de la potencia acústica del panel,  $W$ , y medidas de velocidad en la superficie del panel,  $v$ . El material utilizado para medir los niveles de presión es un analizador Brüel&Kjaer tipo 2144. La medida de la potencia acústica se efectúa según la norma ISO 3741. Las condiciones de montaje se observan en la figura 3.3.3.4.



Figura 3.3.3.4: Montaje del altavoz y los micrófonos en cámara reverberante.

Para cada condición de sujeción, se mide la presión acústica media en el tiempo en bandas de 1/3 de octava. Como indica la norma, el sonido emitido por la fuente es un ruido blanco de 30 segundos. Los niveles de presión de la fuente (dB), se transforman en potencia acústica (Wattios). Con un acelerómetro se mide la aceleración en la superficie del panel e integrando se obtiene la velocidad.

Con las medidas experimentales en cámara se calculó la  $R_{rad}^{exp}$  en función del diferente número de sujeciones, véase figura 3.3.3.5. Se observa que la resistencia de radiación es directamente proporcional al número de sujeciones y que el valor máximo de cada curva se centra en 4 kHz. Se observa que la curva presenta la mayor resistencia de radiación para 4 sujeciones sobre casi todo el ámbito frecuencial, a continuación con 3 sujeciones, 2 y 1 sujeción.

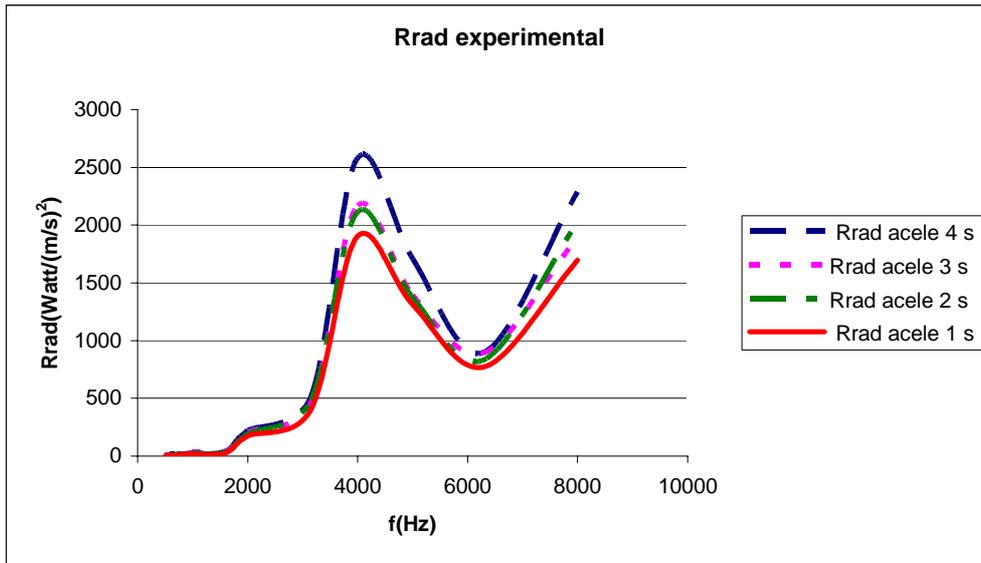


Figura 3.3.3.5. Resistencia de radiación experimental en función de la frecuencia y en función del número de sujeciones de un altavoz plano.

Los resultados teóricos obtenidos según la ecuación 2.3.3.3 se representan en la figura 3.3.3.6, teniendo en cuenta:  $a = 0.49$  m,  $b = 0.61$  m,  $c = 343$  m/s,  $\rho_a = 1.185$  kg/m<sup>3</sup> y  $f_c = 4$  kHz (la frecuencia crítica se ha calculado según el método de la flecha y se ha obtenido un valor de 4000 Hz obteniendo una relación coherente entre teoría y práctica). Se observa un pico a la frecuencia crítica de 4 kHz. Es necesario recordar que estos resultados son válidos para una placa sujeta por los 4 lados. Se realizó un programa en Matlab para los cálculos y visualización de la resistencia de radiación.

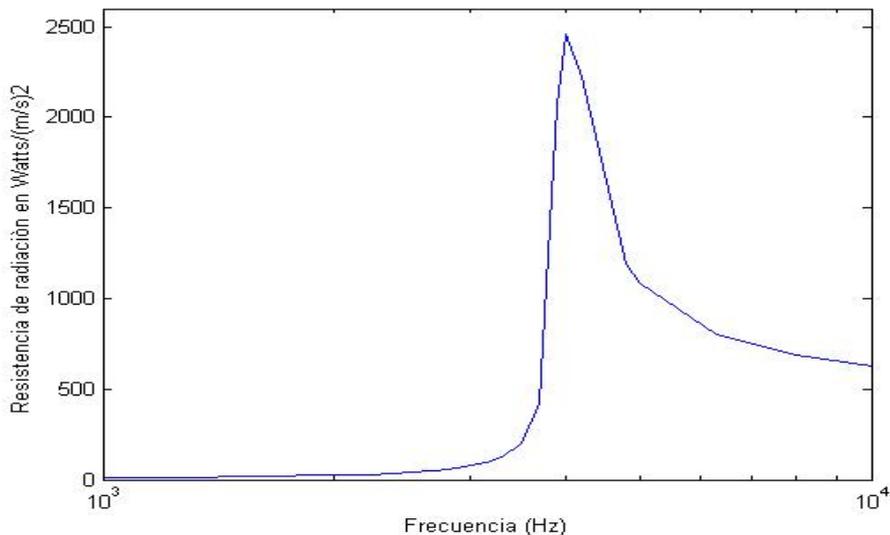


Figura 3.3.3.6. Resistencia de radiación obtenida a partir de la ecuación de Maidanik y con un valor de 4kHz para la frecuencia crítica del altavoz DML.

En la figura 3.3.3.7, se puede observar la curva teórica "Rrad Matlab" que es el caso para 4 sujeciones y las curvas de resistencia de radiación experimental para 4, 3, 2 y 1 sujeciones. Se observa en primer lugar, una coincidencia de los picos en términos de amplitud y de frecuencia a 4000Hz. Se comprueba que las ecuaciones de Maidainik son satisfactorias ya que los resultados teóricos obtenidos coinciden con los resultados experimentales. Se observa diferencia entre teoría y experiencia después de 6 kHz, mientras que la resistencia de radiación teórica tiende hacia un constante de 600kg/s la experimental tiende a 1800kg/s. La curva teórica a partir de 6 kHz debería tender hacia un valor constante y tener un comportamiento pseudoperiódico.

Para cuantificar la dependencia con el número de sujeciones, se procedió a estudiar la evolución del valor máximo de la resistencia de radiación a la frecuencia de 4kHz con el número de sujeciones. A continuación, se calculan los coeficientes que permiten determinar la resistencia de radiación para tres, dos y una sujeción. Se calcula la función que conecta los picos de resistencia de radiación de las distintas curvas experimentales, figura 3.3.3.8.

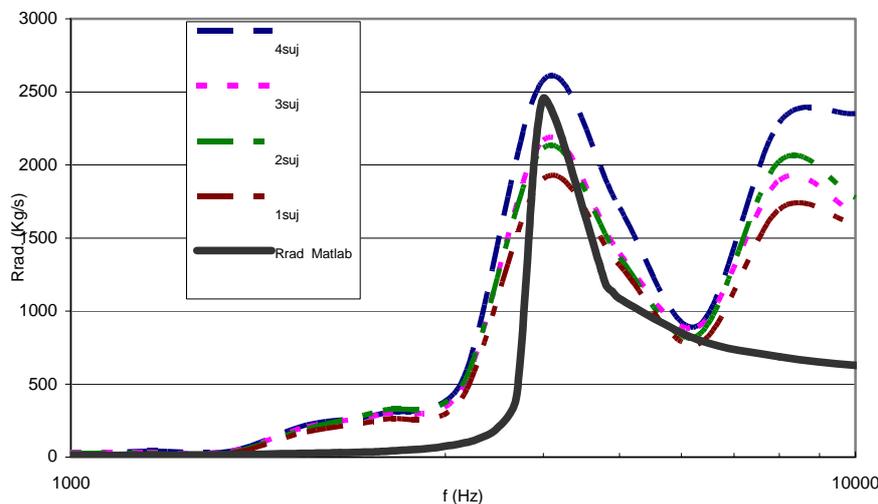


Figura 3.3.3.7. Comparativa de resultados teóricos y experimentales de la resistencia de radiación.

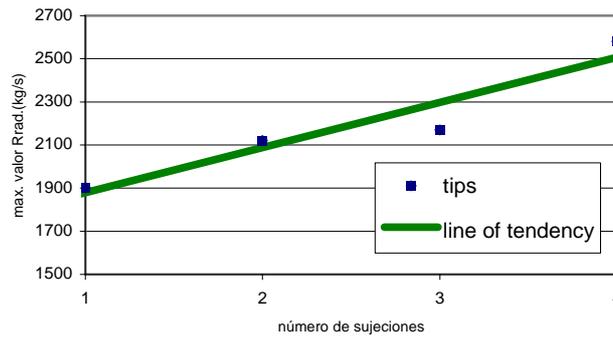


Figura 3.3.3.8.- Función que conecta los picos máximos de resistencia de radiación en función del número de sujeciones de la placa

En la figura 3.3.3.8, se puede observar de forma cualitativa una relación prácticamente lineal entre los valores de los picos de resistencia y el número de sujeciones. El ajuste de la recta tiene un coeficiente de correlación  $r^2 = 0.91$  y la ecuación de la recta es:

$$y = 209 \cdot x + 1670 \quad (3.3.3.1)$$

donde  $x$  es el número de sujeciones que varía entre 1 y 4, e  $y$  es el valor del pico de la resistencia de radiación. Multiplicando la resistencia de radiación teórica con 4 sujeciones por un coeficiente se obtendrá la curva teórica para 3 sujeciones, 2 sujeciones y 1 sujeción, véase tabla 3.3.3.1.

Número de sujeciones	4	3	2	1
$\alpha$	1	0.917	0.883	0.750

Tabla 3.3.3.1. Coeficientes  $\alpha$  que conectan las curvas experimentales con la teórica en función del número de sujeciones

$\alpha$  es el factor multiplicativo de la curva teórica de la resistencia de radiación y se define como:

$$\alpha = \frac{y(x)}{y(4)} \quad (3.3.3.2)$$

donde  $y = 209x + 1670$ ,  $x = (1,2,3,4)$  sujeciones

La ecuación de la resistencia de radiación de Maidanik,  $R_{rad}^{teórica}$ , se define para un panel simplemente soportado, para el caso de un panel sujeto por sus cuatro lados hay que multiplicarla por un factor 2. Esta ecuación se puede completar con la dependencia

del número de sujeciones a las que se somete el altavoz, simplemente multiplicando esa  $R_{rad}^{teórica}$  del panel sujeto por sus cuatro lados, por un factor que depende del número de sujeciones.

$$R_{rad}^{con\ x\ sujeciones} = \alpha(x) \cdot R_{rad}^{teórica} \quad (3.3.3.3)$$

En las figuras siguientes., se puede observar como se ajustan las curvas experimentales a las teóricas con el resto de sujeciones.

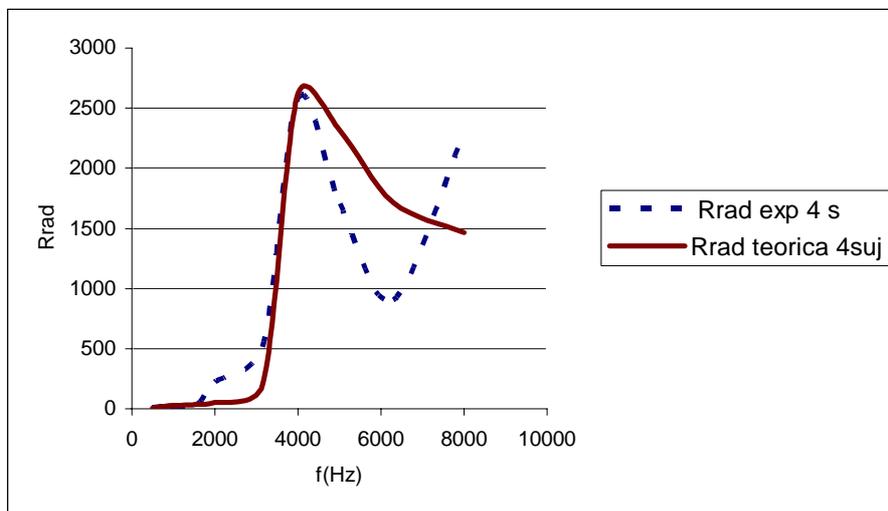


Figura 3.3.3.9. Comparativa Rrad experimental y teórica con 4 sujeciones.

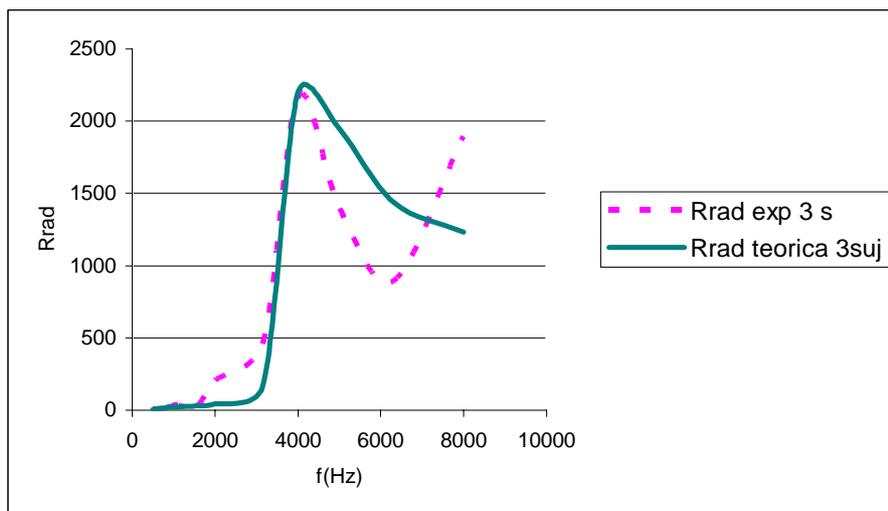


Figura 3.3.3.10. Comparativa Rrad experimental y teórica con 3 sujeciones.

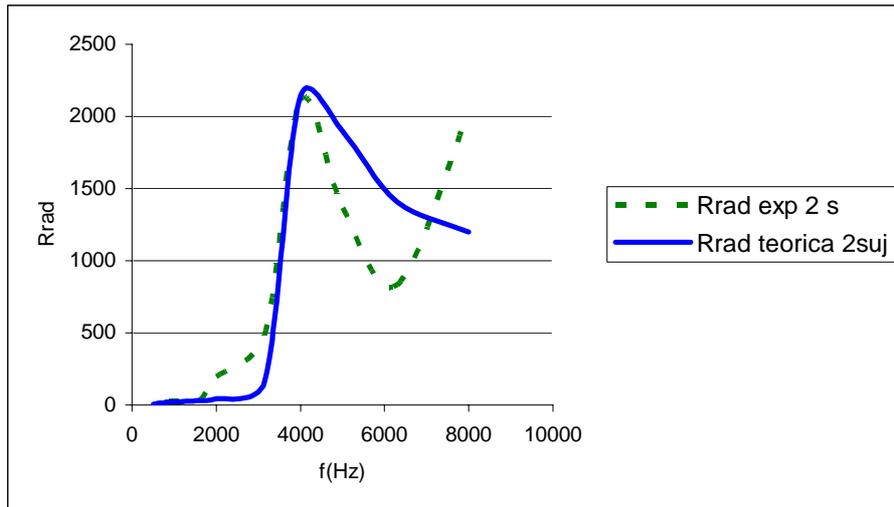


Figura 3.3.3.11. Comparativa Rrad experimental y teórica con 2 sujetaciones.

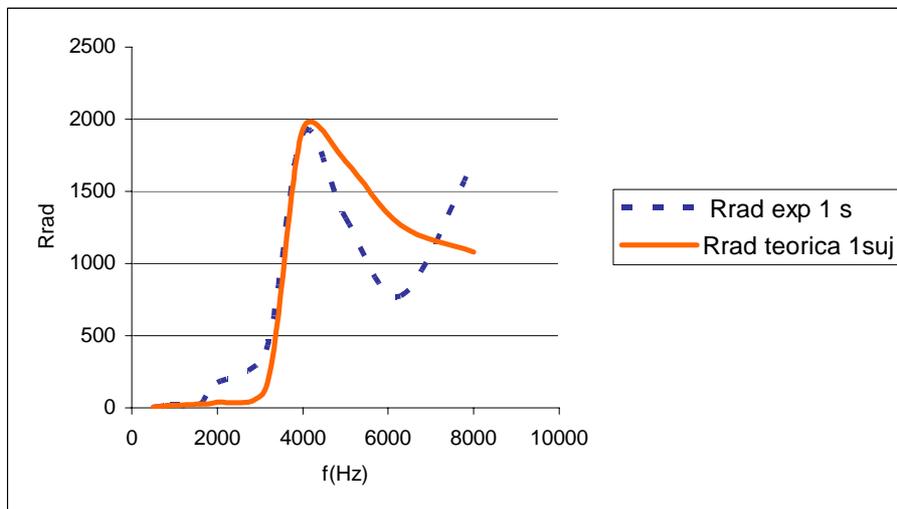


Figura 3.3.3.12.-Comparativa Rrad experimental y teórica con 1 sujetación.

La resistencia de radiación de un panel depende fundamentalmente de su frecuencia crítica, en el caso de un DML oscila sobre 4 kHz. La resistencia de radiación de un altavoz DML aumenta de forma lineal con el número de sujetaciones a las que está sometido. Las medidas experimentales de resistencia de radiación en función de diferente número de sujetaciones, pueden aproximarse a la ecuación teórica de Maidanik multiplicando por un factor que depende del número de sujetaciones.

### 3.3.4-Propuesta de corrección de modelos para determinar la resistencia de radiación de materiales

En este apartado, se realiza una propuesta para corregir los modelos de resistencia de radiación de pistón plano y matriz de resistencia de radiación para que se ajusten de forma más precisa a los valores experimentales. La resistencia de radiación acústica de una superficie radiante se evalúa experimentalmente para diferentes materiales. Posteriormente se estudia el ajuste de los dos modelos mencionados mediante una ecuación que depende del comportamiento mecánico del panel, concretamente de su frecuencia crítica y su masa. Por último se comparan los resultados del ajuste con el modelo de Maidanik. Para realizar una predicción objetiva, se utilizan datos de entrada de velocidad en diferentes puntos del panel obtenidos mediante acelerómetro. Se realizan medidas experimentales de potencia sonora en cámara reverberante siguiendo el procedimiento de la norma UNE-EN ISO 3741, [UNE3741], con el objetivo de calcular la resistencia de radiación indirectamente. Este trabajo se ha enviado para su publicación a [EscSV05]<sup>1</sup>.

#### Introducción

La resistencia mecánica de radiación de un panel puede determinarse a partir de diferentes modelos. Se utilizan el modelo de pistón plano, el modelo de la matriz de resistencia y el modelo de Maidanik [Alb03], [Are02], [Ren01], [Esc04]. Los dos primeros modelos dependen del promedio de la velocidad en la superficie del panel y de las dimensiones de éste, pero no incluyen información mecánica acústica del panel. Por tanto para paneles de diferentes materiales pero de iguales dimensiones y una velocidad promedio semejante se obtienen los mismos resultados para la resistencia de radiación. El modelo de Maidanik sí que contempla la información mecánica ya que considera la frecuencia crítica del panel además de sus dimensiones. Cuando un panel infinito se excita, la frecuencia a la que la velocidad de las ondas de flexión se iguala a la velocidad de la onda acústica en el aire se denomina frecuencia crítica. La eficiencia de radiación de una superficie radiante es máxima a la frecuencia crítica. [Mai62], [Ren97].

---

<sup>1</sup> [EscSV05] E. Escuder, J. Alba, J. Ramis, “A proposal for the correction of theoretical models to determine the radiation resistance of a radiating surface”, Journal of Sound and Vibration (pendiente de aceptación).

Se pretende corregir los modelos de pistón plano y de matriz de resistencia de radiación mediante una nueva ecuación de forma que se ajusten a los valores obtenidos experimentalmente y a los obtenidos mediante el modelo de Maidanik.

Se utilizan como valores de referencia las medidas experimentales de potencia acústica en campo difuso y medidas con acelerómetro. Estas medidas de velocidad se utilizan como valores de entrada para determinar por integración numérica, la presión radiada a cualquier distancia de la fuente siguiendo la metodología de [Alb03]. Estos datos se utilizan para determinar la impedancia mecánica de radiación y de esta forma predecir la potencia radiada por el altavoz, con mayor precisión con el objetivo de realizar una corrección de los dos modelos. La resistencia de radiación acústica de una superficie radiante se evalúa experimentalmente para cuatro materiales diferentes.

### **Desarrollo**

Se analizaron diferentes materiales, una placa de madera de 3 mm, dos placas de policarbonato de espesores 1.5 mm y 1 mm y un panel DML, de dimensiones 49x61 cm<sup>2</sup> montados en un marco, véase figura 3.3.4.1. En la parte posterior del panel se ubicó un transductor electromecánico constituido por un imán y una bobina. Las medidas de potencia acústica se realizaron en la cámara reverberante de la EPS de Gandia según la norma UNE-EN ISO 3741, a su vez se midió la aceleración sobre el panel con un acelerómetro y se integró para obtener los valores de velocidad, véase figura 3.3.4.2.



*Figura 3.3.4.1. Cara anterior y posterior de la superficie estudiada montada en el marco*



Figura 3.3.4.2. Superficie montada en marco ubicada en cámara reverberante para medir.

La resistencia de radiación obtenida a partir de las medidas experimentales en kg/s según ecuación (2.0.7) se normalizó dividiendo entre  $\rho cS$ , por tanto los valores de la resistencia de radiación que se considerarán son adimensionales. Con las velocidades promedio de cada material se calculó la resistencia de radiación de cada uno de ellos según el modelo de pistón plano y el de matriz de resistencia. Con los dos modelos se observaron los mismos resultados para todos los materiales y a su vez los mismos resultados entre modelos, ya que las dimensiones eran las mismas y los promedios de velocidad parecidos. Este era el resultado esperado ya que en estos modelos no se considera el comportamiento mecánico de los diferentes materiales, véase figura 3.3.4.3. El máximo de la resistencia de radiación se presenta sobre los 4 kHz. Este máximo debería representar la frecuencia crítica de cada material que es diferente para cada uno de ellos.

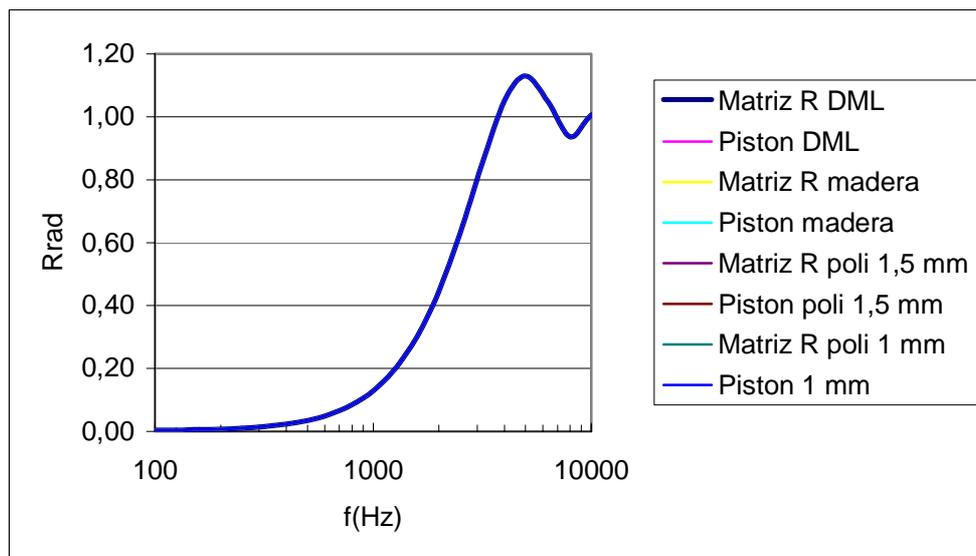


Figura 3.3.4.3. Resistencia de radiación normalizada (eficiencia de radiación) obtenida con los modelos de pistón y matriz R de un panel DML, policarbonato de 1,5 mm y 1 mm y madera de 3 mm.

Se buscó una ecuación que multiplicara los valores obtenidos directamente con los modelos de pistón o matriz  $R$  ( $R_{rad}^{piston/matriz}$ ) de forma que los valores obtenidos ( $R_{rad}^{panel}$ ) se ajustaran a las medidas experimentales. Se consideró dividir el comportamiento en tres zonas como propuso Maidanik en su ecuación en función de la frecuencia crítica pero con un comportamiento distinto excepto a la frecuencia crítica. La ecuación que se obtuvo y que más se ajustaba a las medidas experimentales se presenta a continuación.

$$si \quad f < f_c \quad (3.3.4.1)$$

$$R_{rad}^{panel} = R_{rad}^{piston/matriz} \cdot \frac{0,2 \cdot \rho c S}{m f \psi} \left| \frac{1+\psi}{1-\psi} \right|$$

$$si \quad f = f_c$$

$$si \quad R_{rad}^{piston/matriz}(f_c) > 1$$

$$R_{rad}^{panel} = R_{rad}^{piston/matriz} \cdot 0,19 \cdot \left[ \left( \frac{a}{\lambda_c} \right)^{1/2} + \left( \frac{b}{\lambda_c} \right)^{1/2} \right]$$

$$si \quad R_{rad}^{piston/matriz}(f_c) < 1$$

$$R_{rad}^{panel} = R_{rad}^{piston/matriz} \cdot 1,4 \cdot 0,19 \cdot \left[ \left( \frac{a}{\lambda_c} \right)^{1/2} + \left( \frac{b}{\lambda_c} \right)^{1/2} \right]$$

$$si \quad f > f_c$$

$$R_{rad}^{panel} = R_{rad}^{piston/matriz} \cdot \frac{0,2 \cdot \rho c S}{m f \psi} \left| \frac{1+\psi}{1-\psi} \right| \cdot (1+\psi^4)$$

$$donde \quad \psi = \left( \frac{f}{f_c} \right)^{1/2}$$

donde  $a$ ,  $b$ : dimensiones de la placa (m),  $f_c$ : frecuencia crítica de la placa (Hz),  $S$ : superficie de la placa ( $m^2$ ),  $\rho$ : densidad del aire ( $kg/m^3$ ),  $c$ : velocidad del sonido en el aire (m/s),  $\lambda_c$ : longitud de onda a la frecuencia crítica (m) :  $\lambda_c = c/f_c$ ,  $m$  es la masa de la placa (kg).

La ecuación propuesta es adimensional y con ella se obtienen los valores de la resistencia de radiación normalizada de una superficie radiante. Dicha ecuación depende fundamentalmente de la frecuencia crítica y de la masa del panel. Los resultados se presentan a continuación.

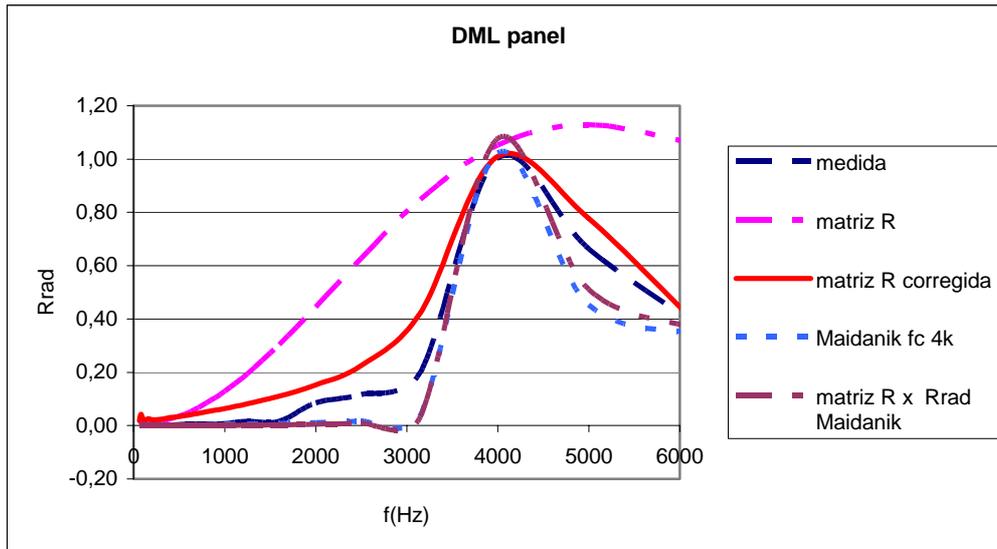


Figura 3.3.4.4. Resistencia de radiación de un panel DML

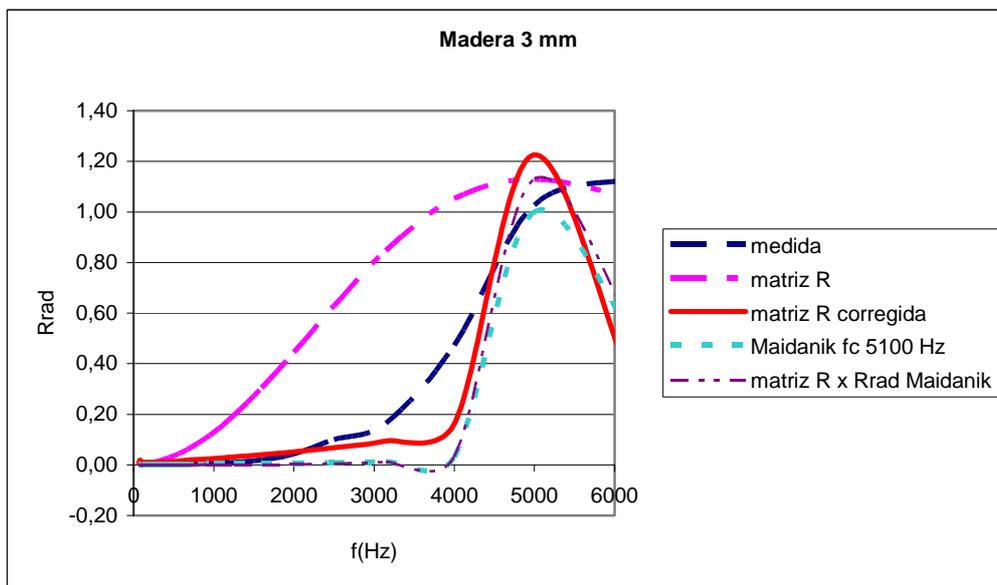


Figura 3.3.4.5. Resistencia de radiación de una madera de 3 mm

En las figuras 3.3.4.4 y 3.3.4.5., se han representado los valores del modelo de matriz R multiplicados por la ecuación de Maidanik (matriz R x Rrad Maidanik) obteniéndose resultados similares a los obtenidos con la ecuación de Maidanik directamente. En las figuras 3.3.4.4-3.3.4.7, que representan el panel DML, madera de 3mm, paneles de policarbonato de 1 mm y 1,5 mm, se observa que multiplicando los valores del modelo de matriz de resistencia de radiación por la ecuación propuesta se obtienen resultados que se ajustan a los valores obtenidos experimentalmente.

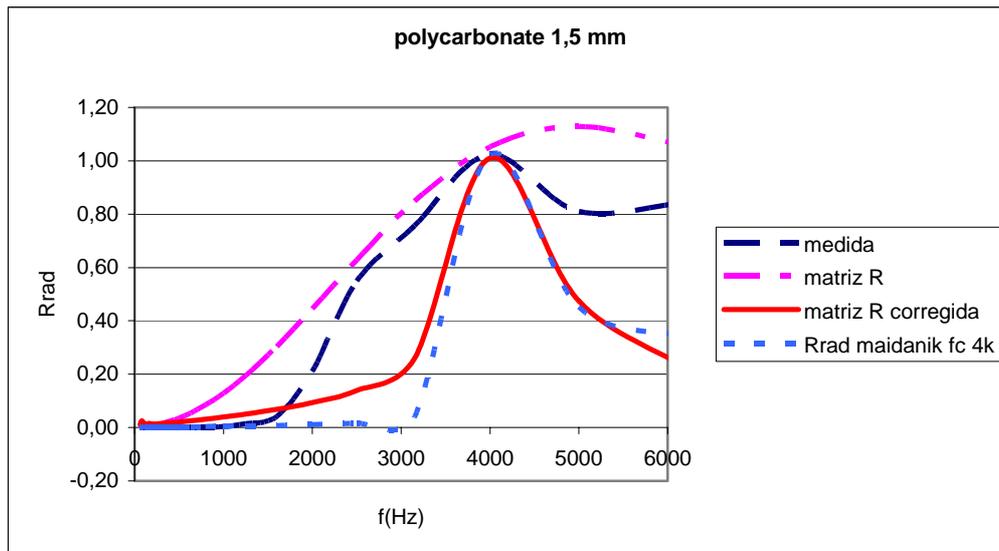


Figura 3.3.4.6. Resistencia de radiación de una superficie de policarbonato 1,5 mm

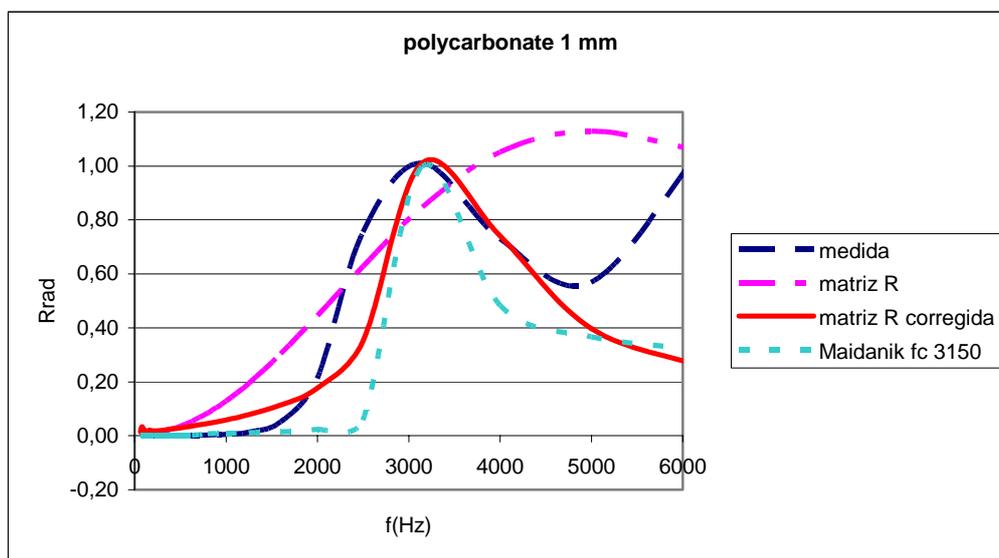


Figura 3.3.4.7. Resistencia de una superficie de policarbonato 1 mm

Se ha propuesto una ecuación que corrige los modelos de pistón plano y matriz de resistencia de radiación de forma que se ajustan de forma más precisa a los valores experimentales.

### **3.4- Caracterización de estructuras multicapa**

En este capítulo se realiza, en primer lugar, un estudio experimental del comportamiento acústico y vibratorio de estructuras multicapa mediante NAH. Se estudian el nivel de presión y la velocidad de vibración en la superficie exterior de las multicapa, montadas en la ventana de la cámara comentada en el capítulo 3.2. Como se conoce el nivel en el interior de la caja, se pueden evaluar las pérdidas por transmisión de dichas configuraciones. También se obtienen representaciones visuales del comportamiento vibratorio de cada configuración multicapa.

En segundo lugar, se desarrollan los modelos de predicción comentados en el apartado 2.2., obteniéndose las pérdidas por transmisión de las estructuras multicapa con cada uno de ellos y parámetros acústicos de las capas mediante un método de inversión. Por último se realiza una comparativa entre métodos.

#### **3.4.1- Estudio experimental aplicando NAH**

Se midieron con NAH los materiales utilizados, véase tabla 3.4.1.1.1., para estudiar las configuraciones multicapa de forma individual (excepto la lana de poliéster) y compacta. Se analizaron placas de fibra de madera de 5mm y 3 mm, lana de poliéster de 2.5 cm, acero de 1 mm, y paneles de madera perforados, véase figura 3.4.1.1. Se estudia el comportamiento acústico de paneles perforados incluidos en las multicapa pero no se profundiza en su comportamiento individual ya que se extendía demasiado el estudio, quedando abierto para futuros trabajos.

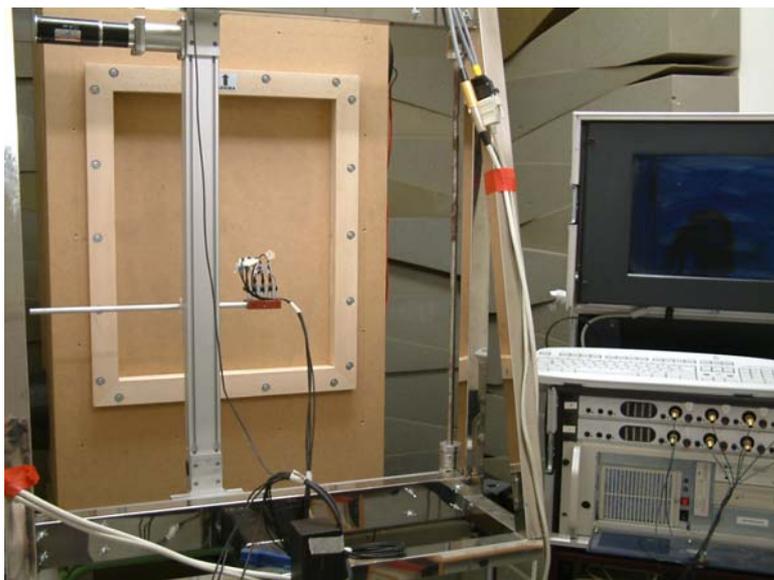
En la figura 3.4.1.2 se puede observar la configuración de medida.



*Figura 3.4.1.1. Materiales utilizados*

Los paneles perforados tienen 14x18 agujeros distanciados centro-centro 3.2 cm, cada agujero tiene un diámetro de 6mm. El panel pr1 presenta líneas completamente paralelas de agujeros y el pr2 presenta líneas de agujeros desplazadas unas respecto a otras aunque manteniendo el paralelismo, véase figura 3.4.1.3.

Mediante NAH y considerando los parámetros óptimos comentados en la sección 3.1, se tomaron medidas a 2 cm de la ventana de la caja donde se colocaban los materiales, y posteriormente mediante el programa NAH se calcularon los valores de nivel de presión y velocidad de vibración en la superficie del material exterior a la ventana.



*Figura 3.4.1.2. Configuración de medida*

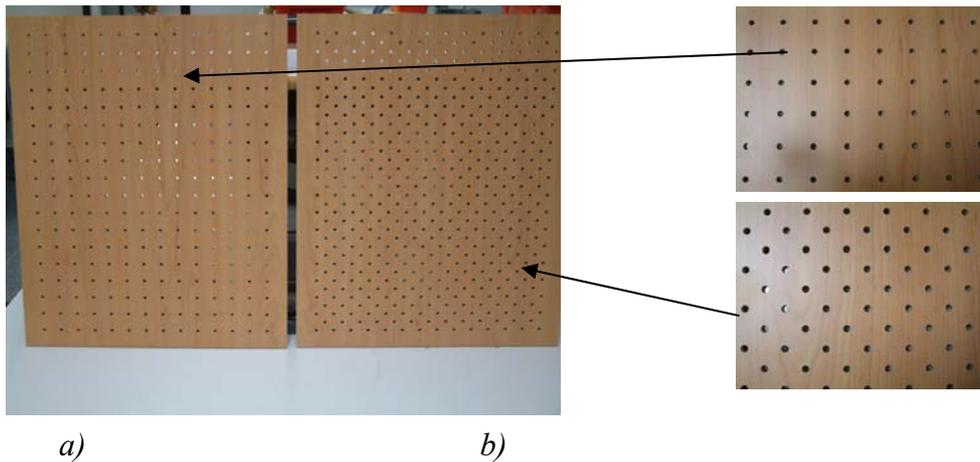


Figura 3.4.1.2. Paneles perforados pr1 a) y pr2 b)

### 3.4.1.1-Nivel de presión

Algunos de los valores obtenidos de nivel de presión en función de la frecuencia, en la superficie del material exterior de la ventana, se representan en la tabla 3.4.1.1.1. En general, se observa que al añadir capas disminuye el nivel de presión medido en el exterior. El efecto de la lana se aprecia a alta frecuencia.

LP(dB)	f(Hz)	500	1000	2000	4000
	Madera 5mm	110,3	106,5	100,7	84,4
Madera 5mm+ Acero	101,0	102,5	96,0	74,6	
Madera 5mm+ lana+Acero	102,9	102,9	91,8	71,1	
Perforado pr1	117,3	120,0	113,4	93,8	
Perforado pr1+acero	100,3	104,4	94,6	71,6	
Perforado pr1+lana +acero	102,5	101,6	92,19	70,8	
Perforado pr2	119,6	123,9	114,14	97,8	
Perforado pr2+ lana+acero	102,4	101,4	91,54	70,18	
Madera 3mm	107,4	110,2	102,0	84,29	
Madera 3mm+lana+acero	103,5	102,2	90,1	70,4	
Acero	102,2	102,7	94,3	75,9	
Acero+ Madera 5mm	99,89	103,7	94,2	73,3	
Guata+acero	102,0	103,3	93,0	72,0	

Tabla 3.4.1.1.1. Niveles de presión (dB) en la superficie del material exterior de las distintas configuraciones en función de la frecuencia.

En la figura 3.4.1.1.1, se representa el nivel de presión de los diferentes materiales utilizados. La tendencia es plana hasta unos 1200 Hz, y a partir de esta frecuencia empieza a decrecer. Se observa que los perforados pr1 y pr2 presentan los mayores niveles de presión, a continuación las maderas de 5 y 3 mm, y por último y con un nivel menor el acero. Respecto a las maderas, a partir de 700 Hz la madera de 3 mm presenta un nivel de presión mayor que la de 5 mm como era de esperar.

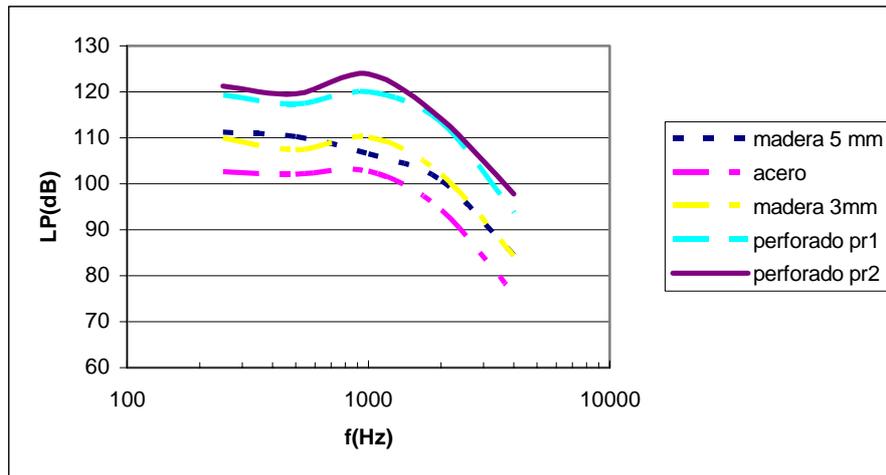


Figura 3.4.1.1.1. Nivel de presión (dB) de los materiales utilizados.

En la figura 3.4.1.1.2, se representa el nivel de presión para el acero y de éste añadiéndole una capa de lana de poliéster. Se observa que la lana absorbe a alta frecuencia, a partir de 1 kHz.

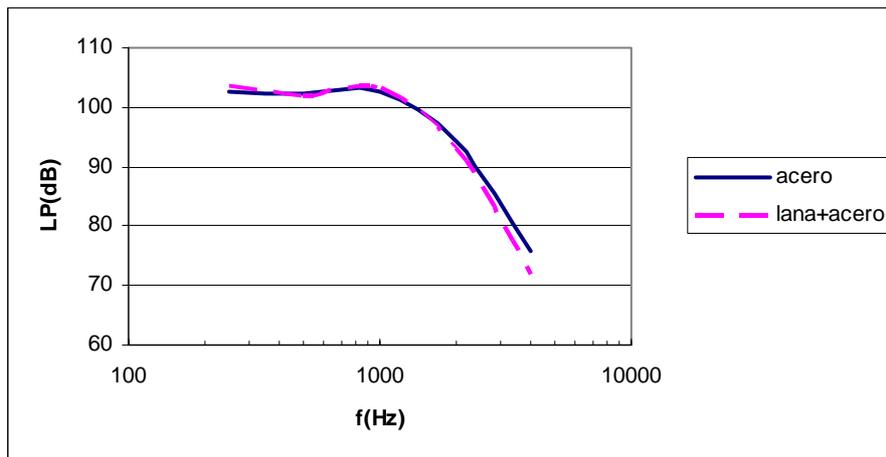


Figura 3.4.1.1.2. Nivel de presión (dB) de “acero” y “lana+acero”

En la figura 3.4.1.1.3, se observa que la capa de madera 5mm presenta un nivel de presión mayor que la configuración “madera 5mm+acero” y que la multicapa “madera

5mm+lana+acero” a partir de 1 kHz. Para frecuencias más bajas se observa que la lana no influye.

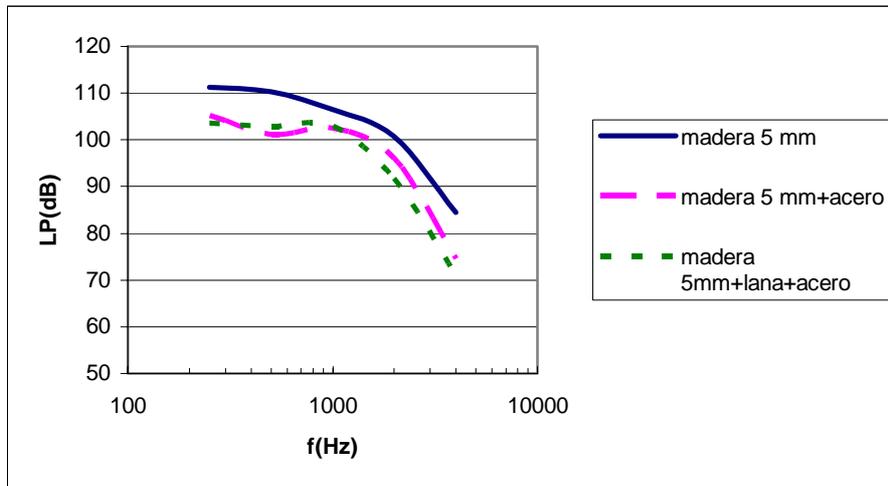


Figura 3.4.1.1.3. Nivel de presión (dB) de capa y multicapa de madera 5 mm y acero 1 mm..

En la figura 3.4.1.1.4, a partir de 700 Hz, la capa de madera 3mm presenta un nivel de presión mayor que la configuración “lana+acero” y que la multicapa “madera 3mm+lana+acero”. Para frecuencias más bajas el comportamiento es similar para estas dos últimas configuraciones.

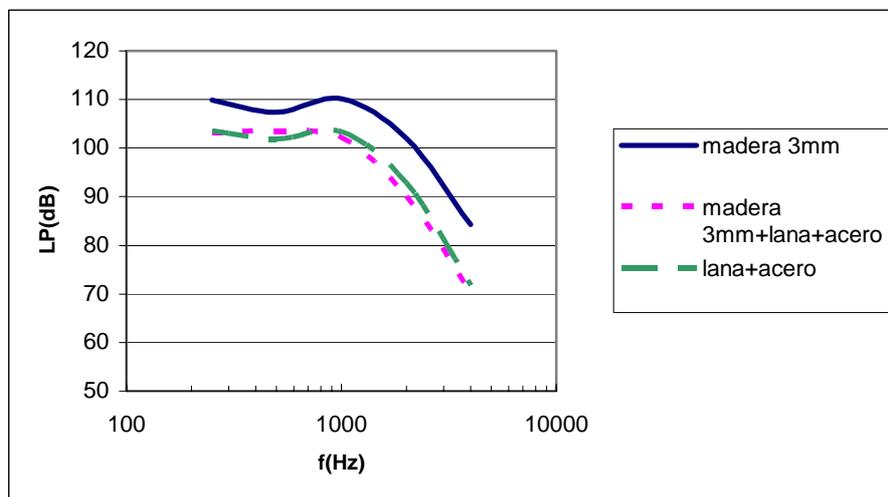


Figura 3.4.1.1.4. Nivel de presión (dB) de capa y multicapa de madera 3 mm y acero 1 mm..

Respecto al orden de las capas, en la figura 3.4.1.1.5, se representa el nivel de presión de las multicapa “madera 5mm+acero” y en orden contrario. El comportamiento en general es similar aunque se aprecian diferencias. En baja frecuencia y en alta frecuencia, la configuración “madera 5mm+acero” presenta un nivel 2 dB mayor que “acero+madera 5mm”, esto significa que el orden influye.

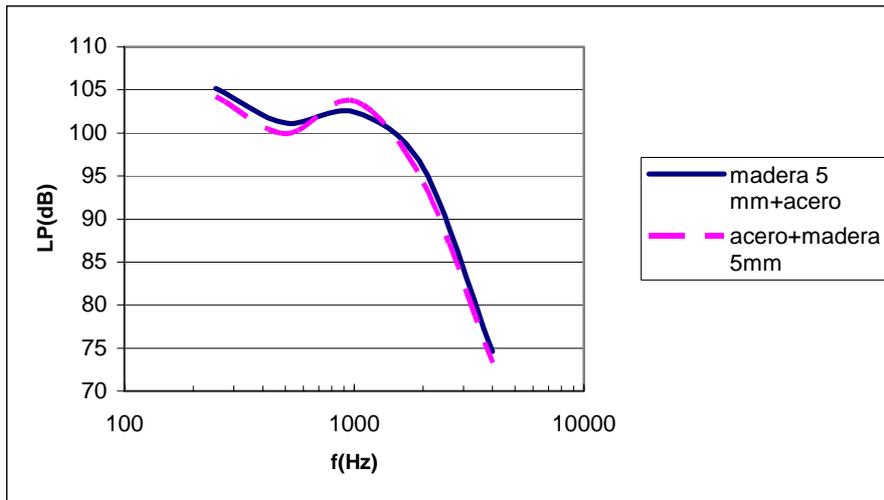


Figura 3.4.1.1.5. Nivel de presión (dB) de las multicapa "madera 5mm+acero" y en orden contrario.

En la figura 3.4.1.1.6, se representa el nivel de presión del perforado pr1 y de las multicapa "perforado pr1+acero" y "perforado pr1+lana+acero". El perforado presenta el nivel de presión mayor en todo el rango de frecuencias, con una diferencia de unos 15 dB respecto a las multicapa. A partir de 700 Hz el nivel de presión de la configuración multicapa "perforado pr1+acero" es 3 dB mayor que la multicapa "perforado pr1+lana+acero" y conforme aumenta la frecuencia tienden a igualarse.

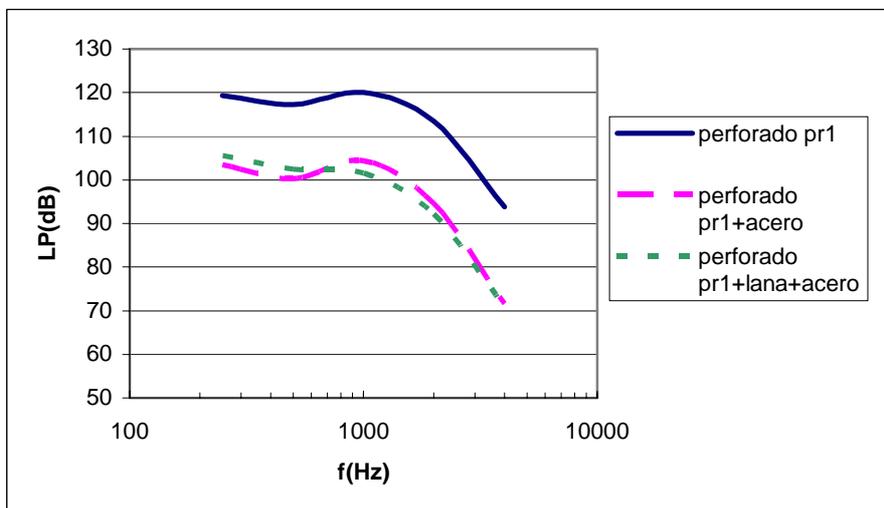


Figura 3.4.1.1.6. Nivel de presión (dB) de capa y multicapa de perforado pr1 y acero 1mm..

En la figura 3.4.1.1.7, se representa el nivel de presión de los perforados pr1 y pr2. Se observa que el perforado pr1 presenta un nivel de 2 ó 3 dB menor respecto al pr2. En la figura 3.4.1.1.8, se puede observar el comportamiento de los perforados en una multicapa con lana y acero. En general, el comportamiento es similar entre las dos

multicapa. Se aprecia una diferencia de 17 dB en el nivel de presión de poner un perforado únicamente a una multicapa con lana y acero.

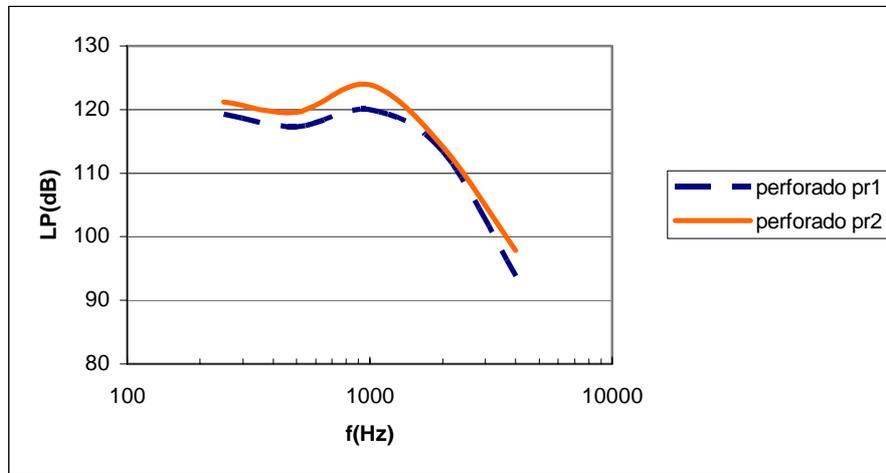


Figura 3.4.1.1.7. Nivel de presión (dB) de los perforados pr1 y pr2.

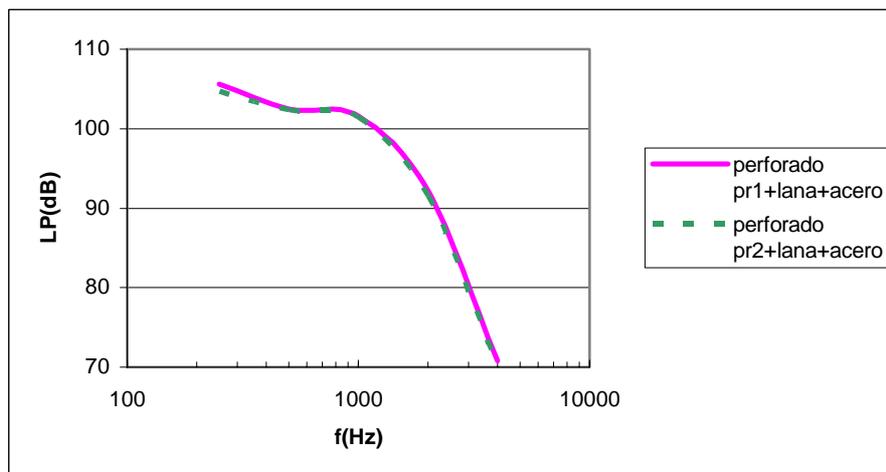


Figura 3.4.1.1.8. Nivel de presión (dB) de los perforados en multicapa

### 3.4.1.2 Velocidad de vibración

La velocidad de vibración promedio de las multicapa obtenida en la superficie del material externo de la ventana se comenta a continuación.

En la figura 3.4.1.2.1., se representa la velocidad de vibración de los diferentes materiales utilizados. Se observa que los perforados presentan una velocidad máxima respecto al resto, sobretodo a baja frecuencia. A continuación, con unas velocidades inferiores, están las maderas de 3 y 5 mm y por último el acero. Se aprecia que el perforado pr2 presenta una velocidad mayor respecto a pr1 hasta 800 Hz, y que a partir

de esta frecuencia ocurre lo contrario. Respecto a las maderas, se observa el mismo comportamiento comentado en el nivel de presión, véase figura 3.4.1.1.1.

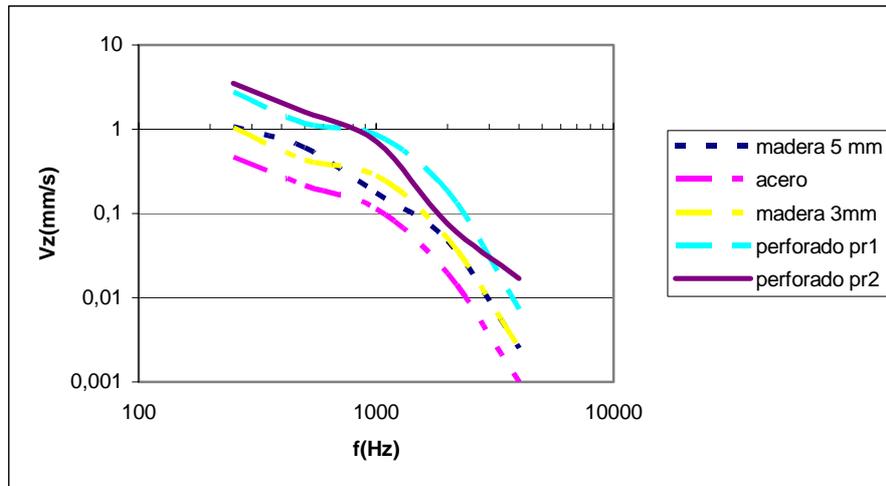


Figura 3.4.1.2.1. Velocidad de vibración (mm/s) en la superficie del material exterior de los diferentes materiales utilizados.

Para evaluar el comportamiento de la lana, en la figura 3.4.1.2.2 se representa la velocidad de vibración del acero y el multicapa “lana+acero”. Se observa que a baja frecuencia el comportamiento es similar, sin embargo a partir de 1 kHz se aprecia la absorción de la lana ya que se reduce la velocidad para esta configuración.

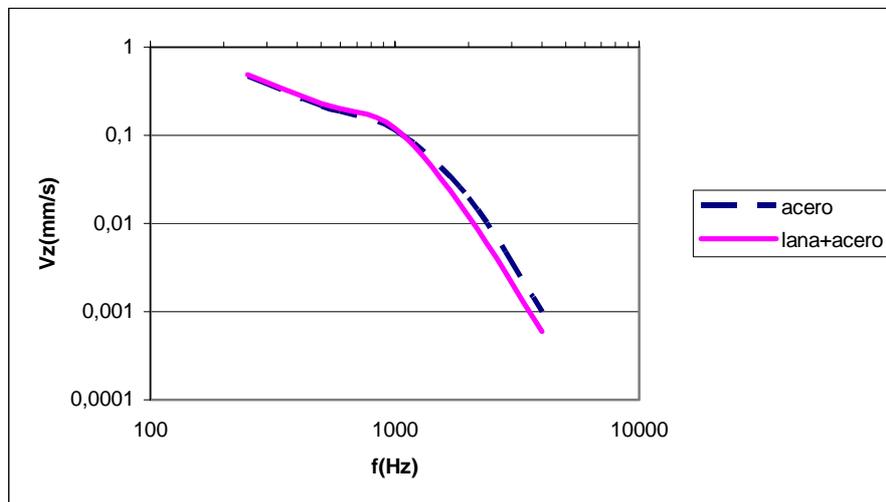


Figura 3.4.1.2.2. Velocidad de vibración (mm/s) en la superficie del material exterior acero y “lana+acero”

En la figura 3.4.1.2.3, se representa la velocidad de vibración para una, dos y tres capas, con madera, lana y acero. A partir de 1 kHz, la madera presenta una velocidad de

vibración mayor que la configuración de dos capas y ésta mayor que la de tres. Se comprueba que la lana contribuye con su absorción en alta frecuencia.

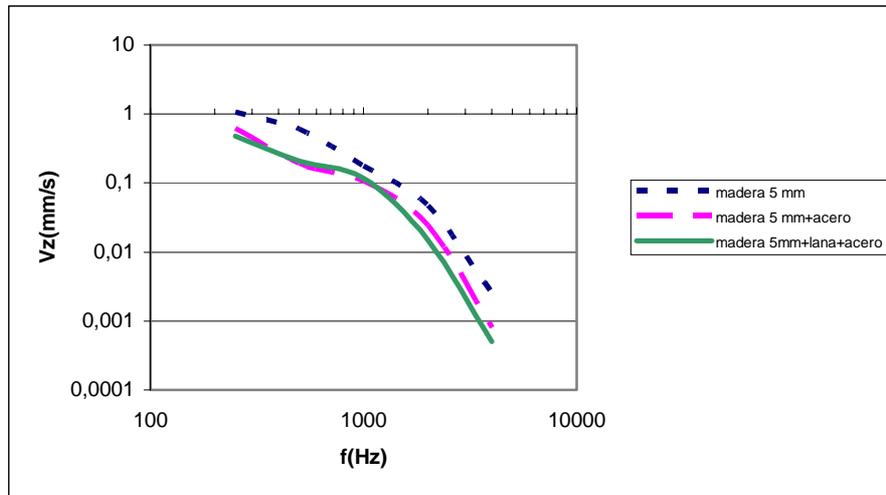


Figura 3.4.1.2.3. Velocidad de vibración (mm/s) en la superficie del material exterior de capa y multicapa de madera 5 mm, lana y acero 1mm..

En la figura 3.4.1.2.4, se representa el perforado pr1, con una y dos capas más de lana y acero. Se observa que a partir de 1kHz, la velocidad de vibración es mayor para el perforado, a continuación “perforado+acero” y con una velocidad menor “perforado+lana+acero”. A baja frecuencia no se observa influencia de la lana, ya que ésta sólo absorbe a alta frecuencia.

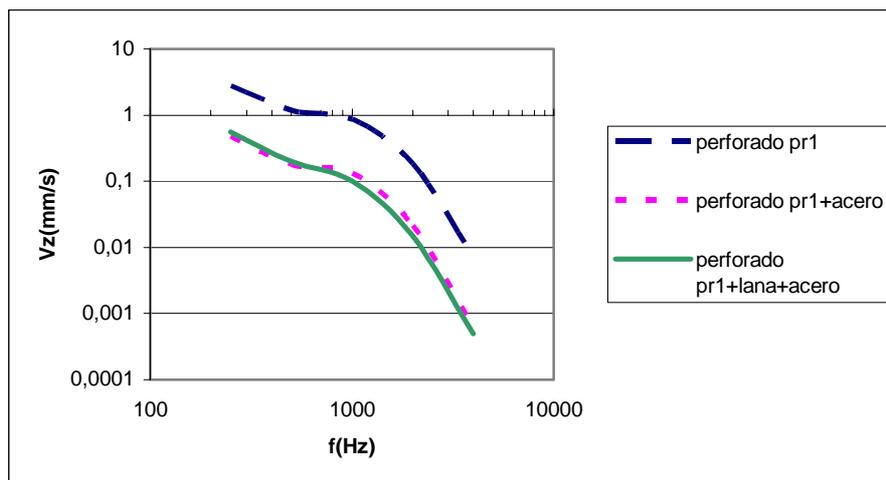


Figura 3.4.1.2.4. Velocidad de vibración (mm/s) en la superficie del material exterior de capa y multicapa de perforado pr1, lana y acero 1mm..

En la figura 3.4.1.2.5, se representa los perforados pr1 y pr2 respecto a los multicapa con lana y acero. Los multicapa “perforado+lana+acero” presentan un comportamiento

similar, con una ligera diferencia a baja frecuencia donde el multicapa con pr1 presenta una velocidad inferior.

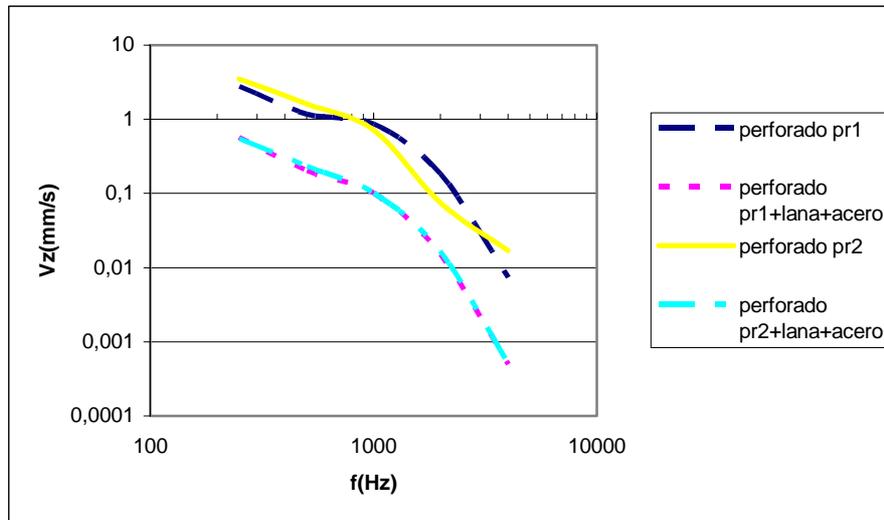


Figura 3.4.1.2.5. Velocidad de vibración (mm/s) en la superficie del material exterior de capa y multicapa de perforado pr1, lana y acero 1mm..

### 3.4.1.3-Pérdidas por transmisión

Las pérdidas por transmisión o transmission loss (TL) de dentro de la caja al exterior se pueden calcular mediante la ecuación: [Har95]

$$(L_S - L_R) = TL - 10 \log \frac{t_r}{0,5} \quad (3.4.1.3.1)$$

donde  $L_S$  es el nivel en la zona de la fuente, es decir, en el interior de la caja,  $L_R$  es el nivel en la zona receptora, es decir, en la superficie del material, y  $t_r$  es el tiempo de reverberación promedio de la sala, de 500 Hz a 4 kHz, que para este caso es de 0.6 s.

Se realizó un promedio de tres medidas con micrófono en el interior de la caja para evaluar  $L_S$ . Las pérdidas por transmisión de las capas simples se calcularon utilizando la ecuación (3.4.1.3.1) donde el nivel en el receptor se obtenía del cálculo de nivel de presión obtenido con NAH, sin embargo para calcular el TL de las multicapa se partió de la medida de la velocidad de vibración de la capa externa obtenida con NAH, para asegurar que las transmisiones laterales no influyan en las multicapa, a partir de ésta se calculó la presión en la capa exterior como

$$P = v \rho_0 c \quad (3.4.1.3.2)$$

Este TL se obtuvo como :

$$TL = (L_S - L_R) \quad (3.4.1.3.3)$$

En este caso no se considera el factor del logaritmo de la ecuación (3.4.1.3.1) porque la velocidad de vibración se ve menos influenciada por la absorción de la sala.

En la figura 3.4.1.3.1, se puede observar que el TL de las multicapa presentan valores altos en todo el rango de frecuencias respecto a los materiales individuales (madera 5mm y acero). También se observa que la diferencia entre “madera5mm+lana+acero” y “madera5mm+acero” únicamente se observa en el rango donde absorbe la lana que es en alta frecuencia, donde tres capas presentan un TL mayor que dos capas.

Respecto al TL de los materiales individuales se observa que el TL del acero es unos 5 dB mayor que el TL de la madera 5mm.

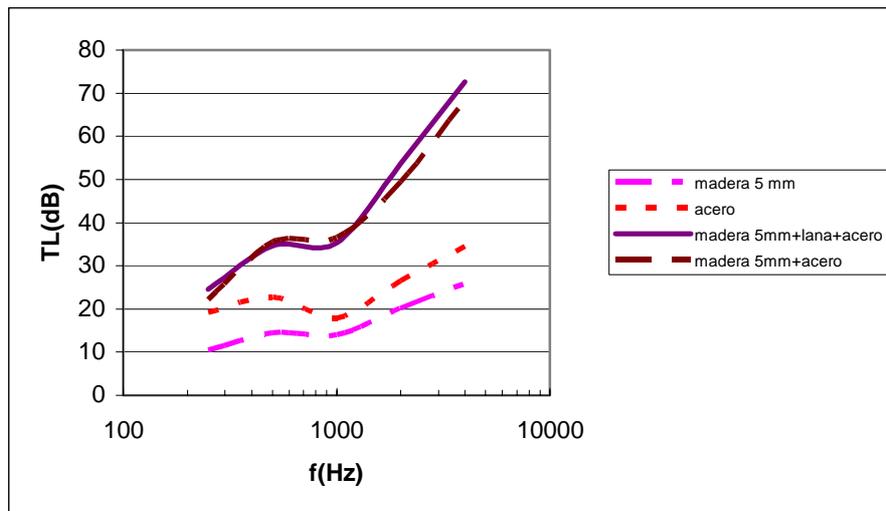


Figura 3.4.1.3.1. TL(dB) de madera 5mm, acero y multicapa de ellos+lana.

En la figura 3.4.1.3.2, se observa que el TL del multicapa “madera3mm+lana+acero” presenta valores mayores, sobretodo a alta frecuencia, que la configuración “lana+acero” o “madera 3mm”. De dos capas (lana+acero) a tres capas (añadiendo una madera de 3 mm a la configuración anterior) el TL varía desde 10 dB, a baja frecuencia hasta 33 dB a alta frecuencia.

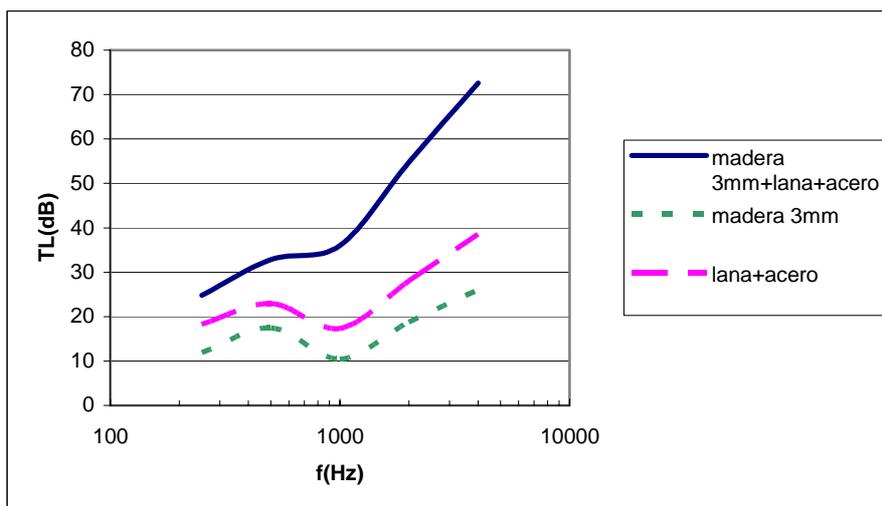


Figura 3.4.1.3.2. TL (dB) de madera 3mm, acero y multicapa de ellos+lana.

En la figura 3.4.1.3.3, se observa el TL de los perforados respecto a los multicapa con lana y acero. Se observa que los perforados simples ofrecen un TL bajo, que oscila entre los 0 y 18 dB. El TL del perforado pr1 es mayor que el del pr2. Las multicapa presentan una diferencia de entre 30 y 50 dB respecto a los perforados individuales.

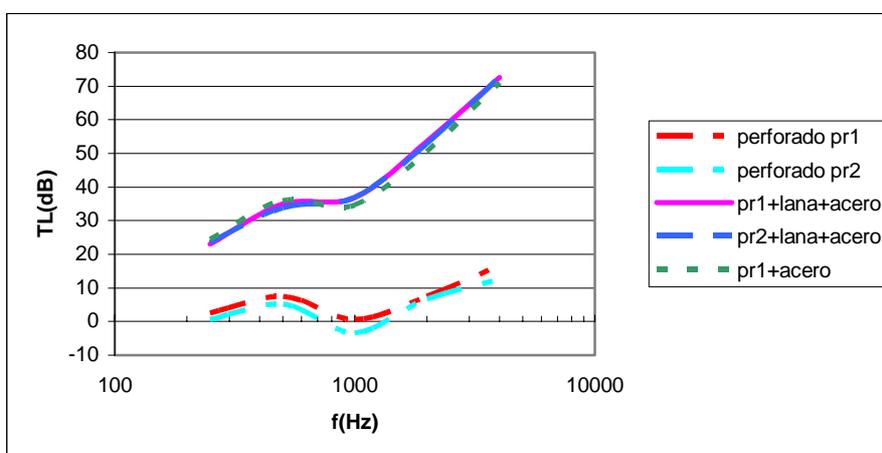


Figura 3.4.1.3.3- TL (dB) de perforados pr1 y pr2, acero y multicapa de ellos+lana.

### 3.4.1.4 Estudio visual de la vibración de la superficie del panel.

En las figuras 3.4.1.4.1 y 3.4.1.4.2, se representa el nivel de presión y la velocidad de vibración, respectivamente, de materiales simples y multicapas a 1 kHz y 4 kHz. Se comprueba que conforme aumenta el número de capas la distribución de nivel de presión en la superficie varía, y presenta un nivel menor para las dos frecuencias analizadas, 1 kHz y 4 kHz. Al aumentar la frecuencia se observa que el nivel de presión disminuye y la distribución de niveles varía.

En la velocidad de vibración se observa también que al aumentar el número de capas la distribución de velocidad de vibración varía y al variar la frecuencia también.

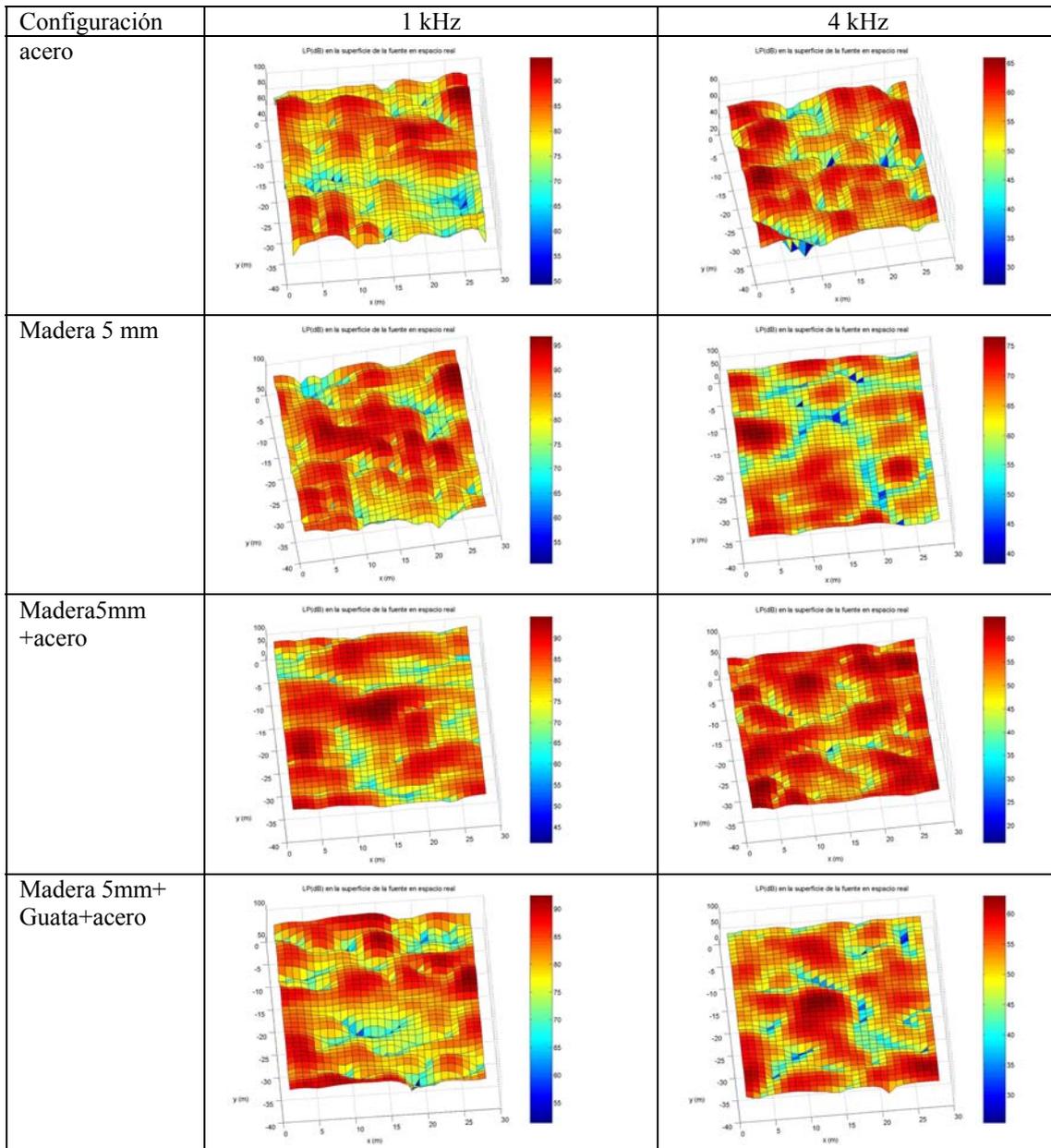


Figura 3.4.1.4.1.-Nivel de presión (LP(dB)) calculada en la superficie del material exterior mediante NAH a 1 kHz y 4kHz.

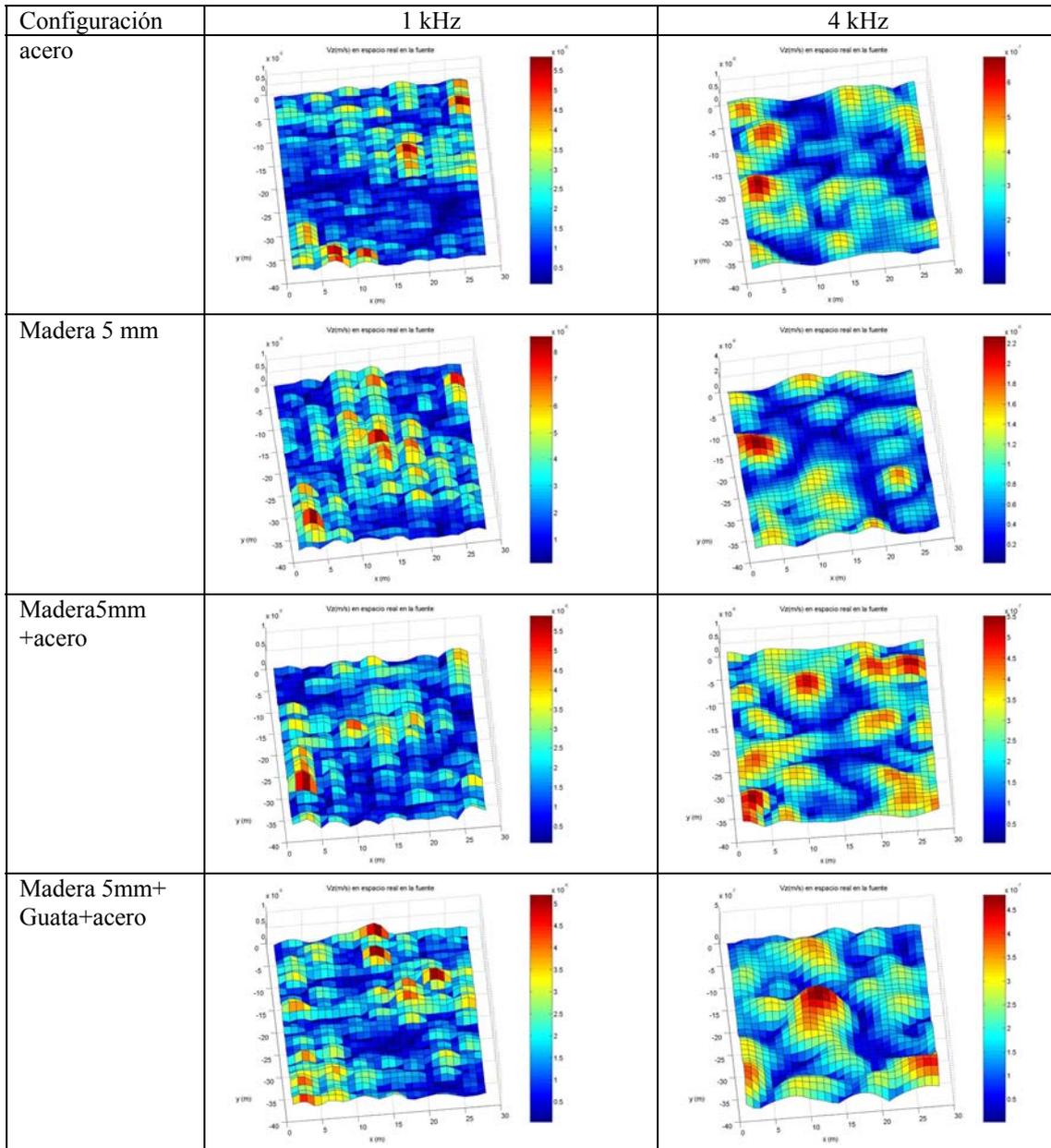


Figura 3.4.1.4.2.-Velocidad de vibración ( $V_z(m/s)$ ) calculada en la superficie del material exterior mediante NAH a 1kHz y 4kHz.

En la figura 3.4.1.4.3 y 3.4.1.4.4 se representa el nivel de presión y la velocidad de vibración, respectivamente, de los paneles perforados pr1 y pr2, se observa que en el nivel de presión la distribución es más uniforme en pr1 que en pr2 y la distribución de velocidad es muy diferente en ambos casos.

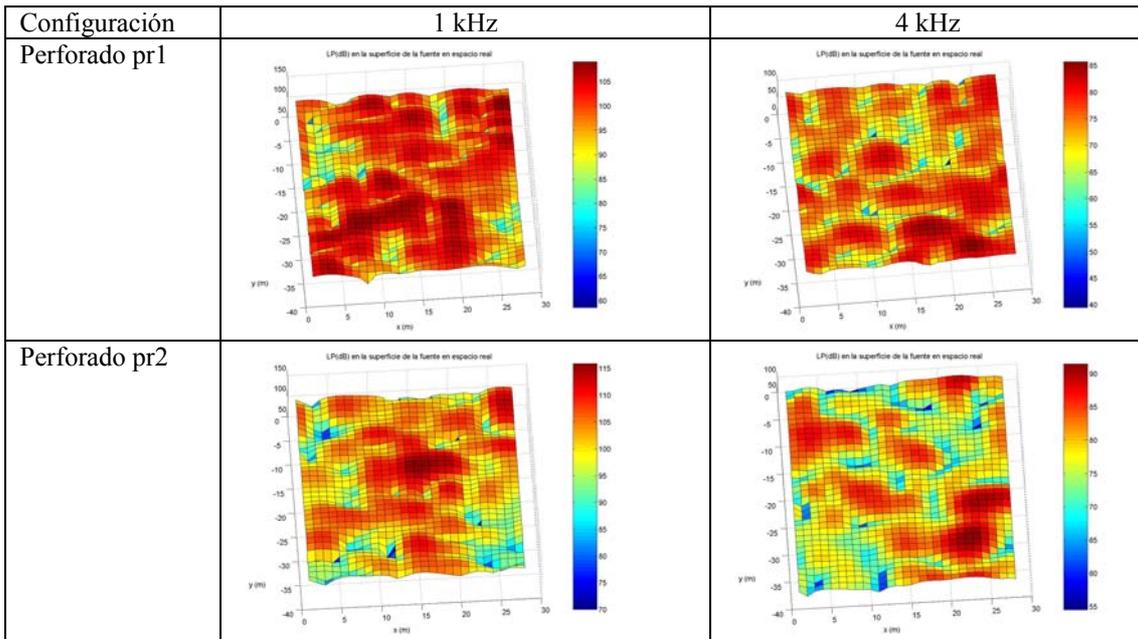


Figura 3.4.1.4.3-Nivel de presión (LP(dB)) calculado en la superficie del material exterior mediante NAH a 1kHz y 4kHz.

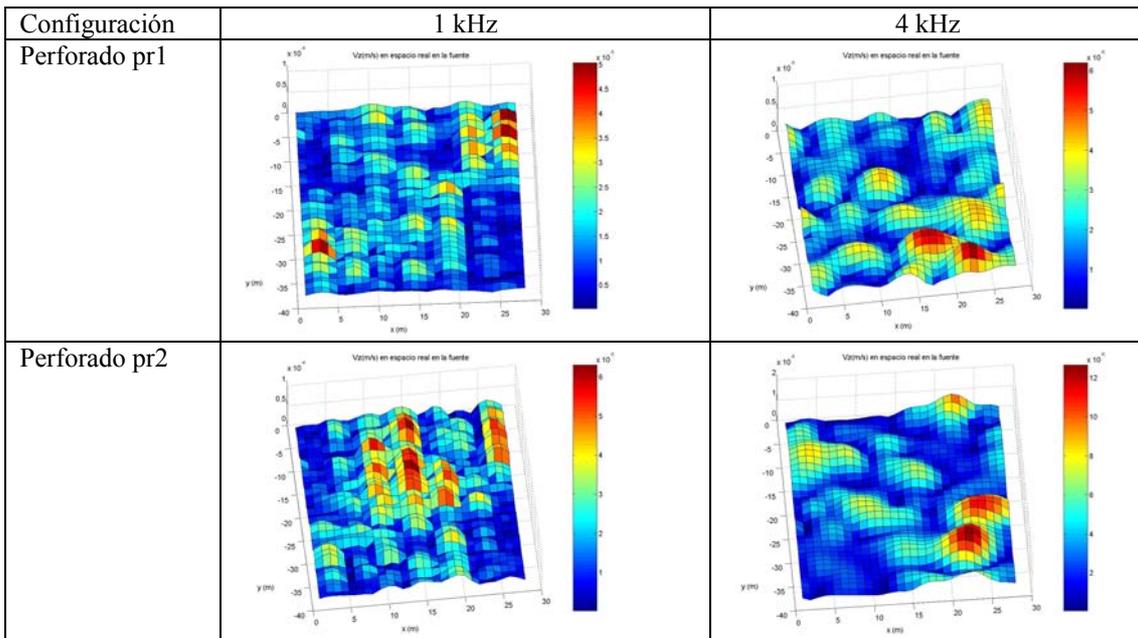


Figura 3.4.1.4.4-Velocidad de vibración (Vz(m/s)) calculada en la superficie del material exterior mediante NAH a 1kHz y 4kHz.

### 3.4.2-Aplicación de modelos de predicción del aislamiento acústico.

En este apartado se comenta la aplicación de los modelos de predicción del aislamiento acústico SEA, Ookura&Saito y TFE. Se desarrolla un programa basado en SEA para el cálculo de las pérdidas por transmisión. Se utiliza el programa Aisla 2.2 [Alb00] que calcula las pérdidas por transmisión según Ookura&Saito [Ook78]. A

continuación se aplica un método de inversión utilizando la TFE para modelar las pérdidas por transmisión de una configuración multicapa a partir de mediciones, ajustando por procedimientos numéricos las variables que definen las capas mencionadas. Este procedimiento se ha aplicado para obtener algunos de estos parámetros que no conocíamos.

Por último se realiza una comparativa de las predicciones obtenidas con cada modelo con los resultados obtenidos con NAH

#### *Análisis Estadístico de Energía (SEA)*

A continuación se desarrolla el algoritmo SEA para obtener las pérdidas por transmisión de la siguiente configuración comentada en el apartado 2.2.2. El programa desarrollado puede verse en el anexo 7b.

En la figura 3.4.2.1 se observa el diagrama de bloques necesario para obtener las pérdidas por transmisión de la configuración comentada utilizando el modelo SEA. El sonido se emite en la sala 1 y se transmite a través del panel 2, de la cavidad con absorbente, del panel 4 y se recibe en la sala 5.

El primer paso es añadir los datos de cada sistema independiente, a continuación se calculan los factores de pérdidas individuales y de acople, y las densidades modales. Con esto se pueden calcular los factores de pérdidas totales de cada sistema, este factor de pérdidas total de un sistema concreto es la suma de todos los factores que le afectan. Conocidos todos los factores de pérdidas se puede determinar la relación entre la energía en el sistema 1 y la energía en el sistema 5 ( $E_1 r E_5$ ), y conocidos los volúmenes de las salas 1 y 5, se puede determinar el índice de reducción sonora ( $NR$ ). Por último, las pérdidas por transmisión se calculan a partir del  $NR$ , del tiempo de reverberación y del volumen de la sala 5 y de la superficie del panel utilizado.

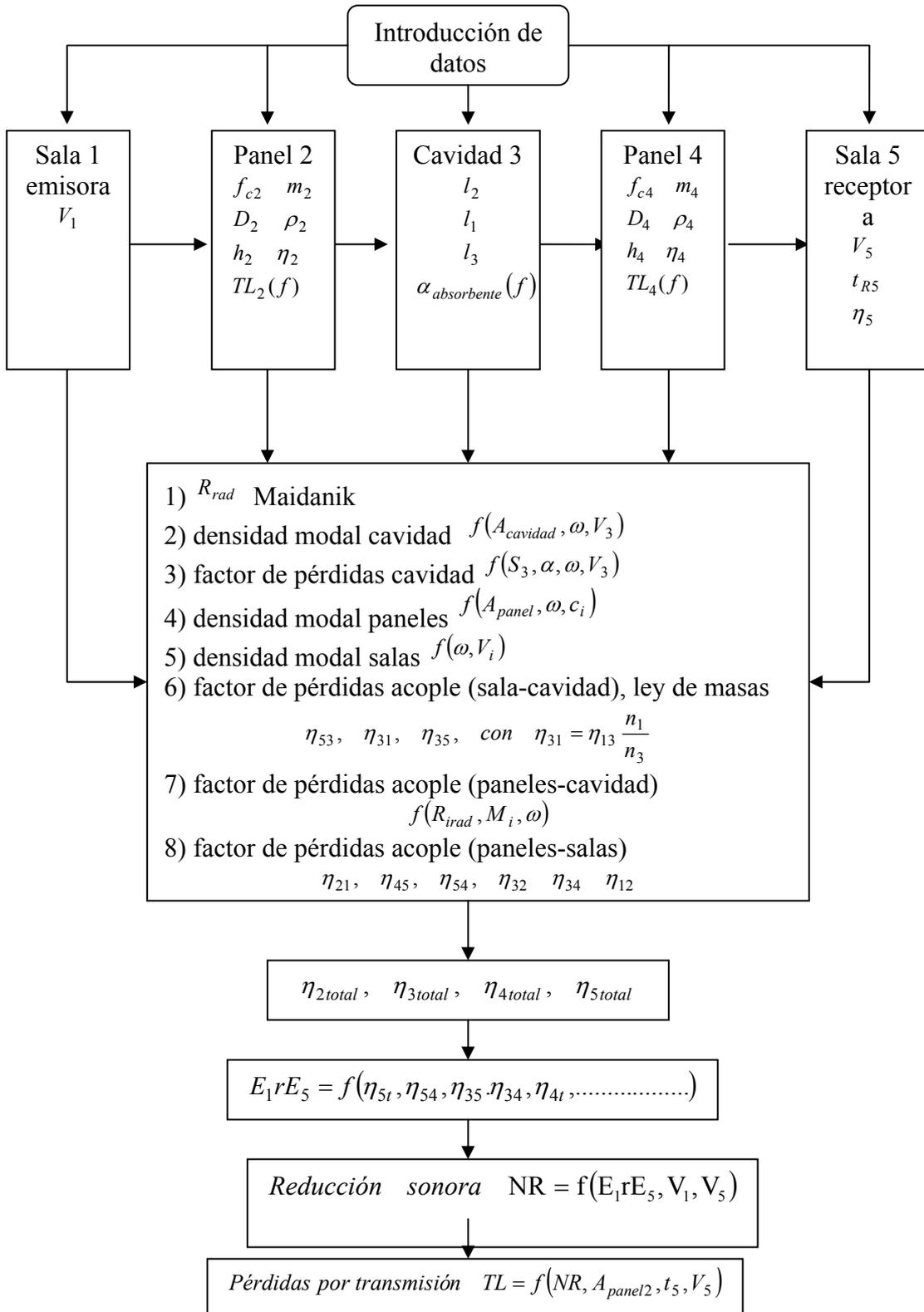


Figura 3.4.2.1. Algoritmo SEA

*Método de inversión con TFE*

Los modelos utilizados para la predicción del comportamiento de estructuras multicapa, pueden usarse, para la simulación de estas estructuras a partir de las características acústicas que definen cada uno de los elementos que la componen. En el caso de que uno de los materiales utilizados sea impermeable al sonido, se necesitan los siguientes datos: masa por unidad de área, frecuencia crítica y factor de pérdidas. Si es un material absorbente acústico existen diferentes modelos con los que caracterizarlos. Dado que los más sencillos son los que se basan en la resistencia al flujo, [Del70], [Mik90], [All92], (y la densidad), esta será nuestro dato de entrada.

Otra forma de utilizar estos modelos es “invirtiendo” el procedimiento: a partir de mediciones, ajustar por procedimientos numéricos las variables que definen las capas mencionadas. Este procedimiento se ha aplicado en parte para obtener algunos de estos parámetros que nos eran desconocidos.

En primer lugar, a partir de las mediciones anteriormente mencionadas de la lámina de acero y de la placa de madera se han realizado varios programas para la obtención de la masa por unidad de área, frecuencia crítica y factor de pérdidas, según el procedimiento descrito en [Alb01, Alb03]. Para ello se ha utilizado una función de Matlab, para minimizar el error denominada *fminsearch*. Tal y como se describe en las referencias, se construye una función error que haga que los valores obtenidos con el modelo se aproximen a la medida. Con este procedimiento se obtienen, con un ajuste aceptable, los parámetros de estas capas impermeables.

En segundo lugar, a partir de las mediciones disponibles de la estructura multicapa compuesta por madera de 5 mm, lana de poliéster y, acero se aplica el método descrito en [Alb04], donde se describe un procedimiento (también numérico) para la obtención de la resistencia al flujo de la lana colocada dentro de una partición doble. Para este caso también se realiza una función en Matlab, que permite la obtención de este parámetro, con el error mínimo, diseñando otra función de error en las condiciones que se marcan en la referencia. Aunque hay otras técnicas para obtener la resistencia al flujo, se ha decidido usar ésta debido a la sencillez de implementación, y a que así calculamos el efecto del conjunto, sin tener que separar las dos capas que componen la lana de poliéster elegida.

Por último, para comprobar la validez de lo implementado, se realiza la predicción de otra estructura compuesta por madera de 3 mm, lana de poliéster y acero (se ha cambiado únicamente el espesor de la madera), comparando con las medidas experimentales.

Los algoritmos de los programas utilizados se detallan a continuación:

En la figura 3.4.2.2. se presenta el algoritmo que evalúa las pérdidas por transmisión de una configuración multicapa usando el modelo de la TFE. Los datos de entrada, de las placas y del absorbente, se conocen, donde  $\lim$  representa el ángulo límite en grados,  $N$  los pasos de integración angular y  $d$  el grosor de la cámara. Calculando la matriz del sistema basada en la TFE se obtienen como parámetros de salida:

- $\tau$  -> Coeficiente de transmisión (campo difuso)
- $r_d$  -> Coeficiente de reflexión (campo difuso)
- $\omega_1, \omega_2$  -> Desplazamiento de las placas en función de la presión incidente
- $A_p, B_p$  -> Coeficientes de presión en la cámara
- $\tau_\alpha$  -> Coeficiente de transmisión (en función del ángulo)
- $r_\alpha$  -> Coeficiente de reflexión (en función del ángulo)
- $ang$  -> Vector de ángulos

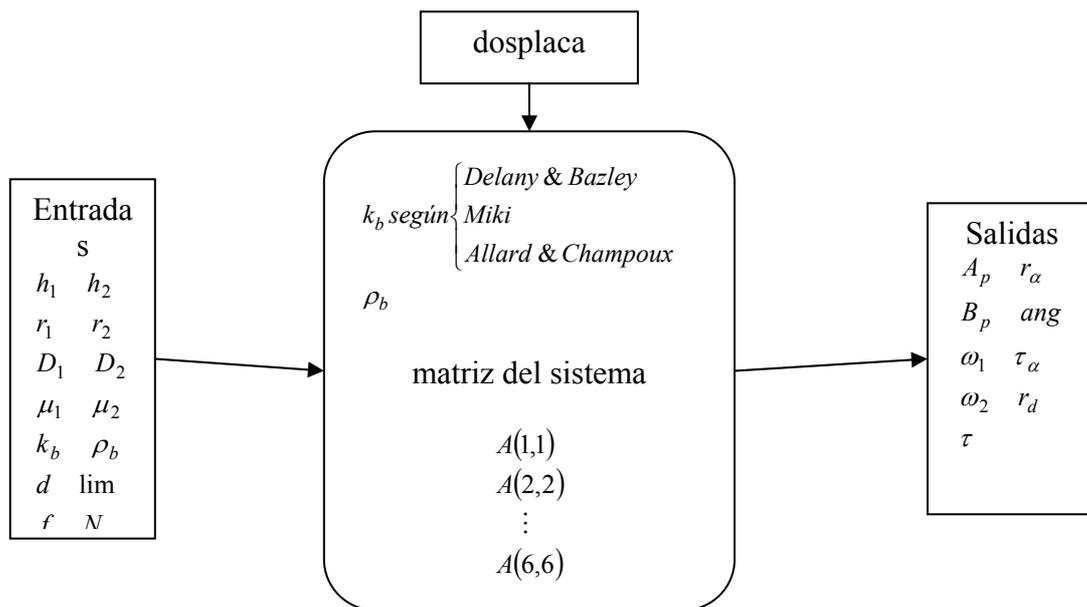


Figura 3.4.2.2. Programa **dosplaca** que evalúa la transmisión de una multicapa con TFE.

En la figura 3.4.2.3, se presenta el programa *funeva* que ajusta la resistencia al flujo del absorbente conocidos los parámetros de las placas de forma que el TL obtenido se ajuste al TL obtenido con NAH. Se prepara el programa *funeva* con la resistencia al flujo para evaluar, y entonces se ejecuta la siguiente función de Matlab:

$$y = \text{fminsearch}('funeva', X) \quad (3.4.1.3.4)$$

Esta función minimiza la función de la variable y devuelve el valor óptimo de ésta para que el ajuste de TL sea más preciso a los valores obtenidos mediante la técnica NAH.

De la misma forma se pueden evaluar otros parámetros de las placas, los factores de pérdidas, las frecuencias críticas para conseguir un ajuste más preciso del TL a las medidas experimentales.

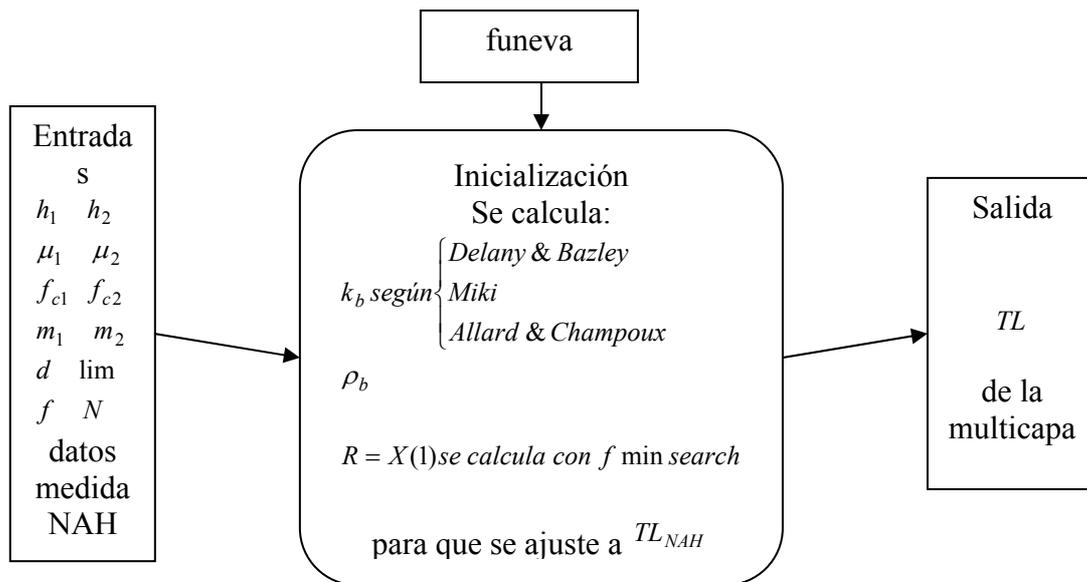


Figura 3.4.2.3. Programa *funeva* que ajusta la resistencia al flujo del absorbente conocidos los parámetros de las placas.

En la figura 3.4.2.4. se representa el error obtenido para la frecuencia crítica de una capa de acero, se observa que el mínimo error dará la frecuencia óptima para el ajuste y que oscila sobre los 1070 Hz. En la figura 3.4.2.5. se representa el factor de pérdidas, su valor óptimo toma el valor de 0.021.

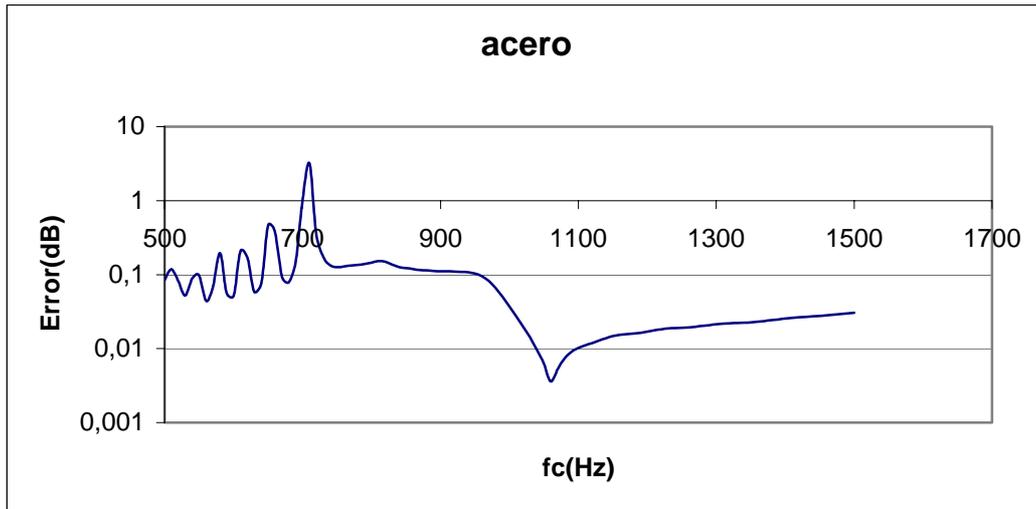


Figura 3.4.2.4. Frecuencia crítica obtenida a partir de la función *fminsearch*.

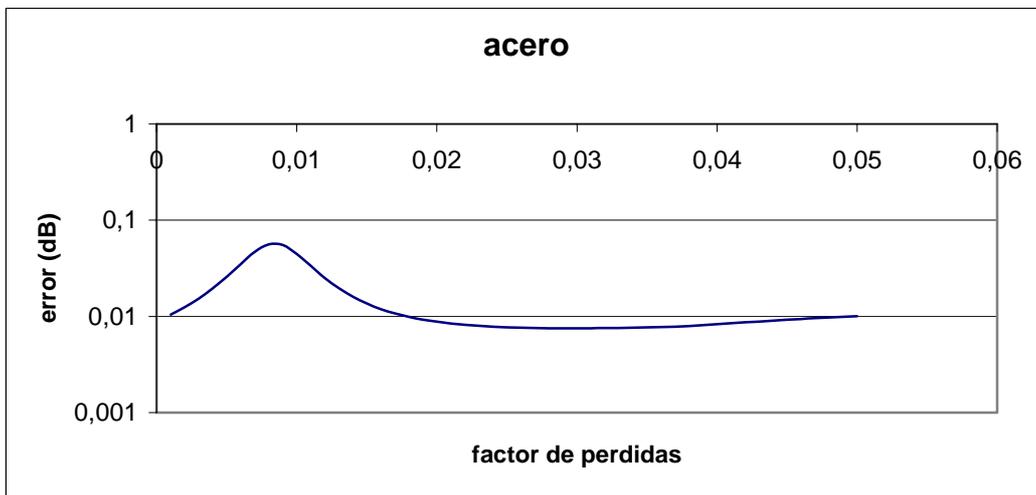


Figura 3.4.2.5. Factor de pérdidas obtenido a partir de la función *fminsearch*.

*Ookura&Saito*

Se utiliza el programa Aisla 2.2 [Alb00] que calcula las pérdidas por transmisión según [Ook78], véase figura 3.4.2.6. En este caso, sólo es necesario seleccionar los materiales y el absorbente de la multicapa. Al seleccionar un material y conociendo su espesor, el programa de su base de datos muestra la frecuencia crítica, la masa por unidad de área y el factor de pérdidas. Respecto al absorbente, muestra la resistencia al flujo en función de su espesor.

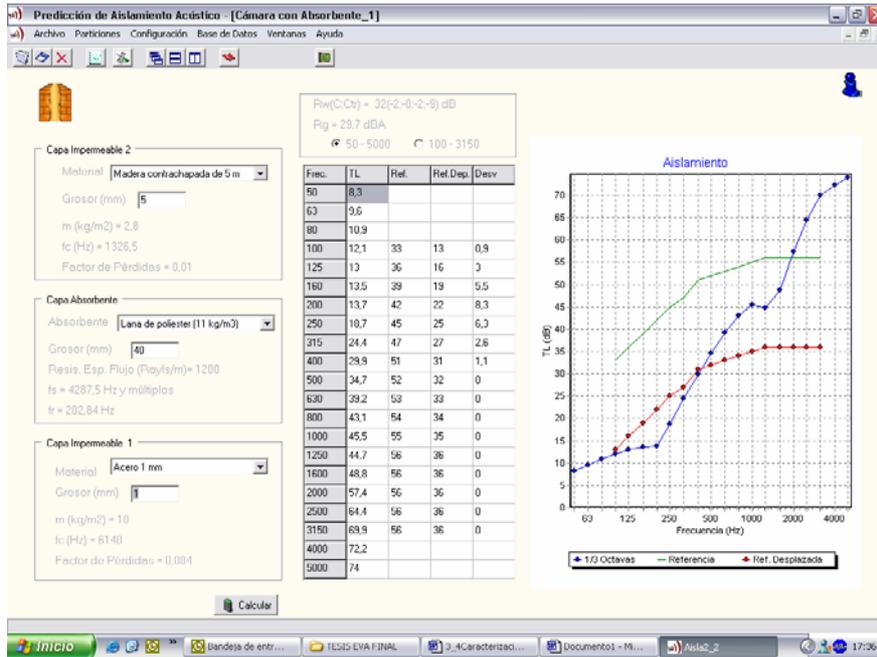


Figura 3.4.2.6. Programa Aisla 2.2.

El TL con NAH se ha calculado según se ha comentado en el apartado 3.4.1.3. Estos valores del TL de los materiales individuales (madera 5mm, madera 3mm y acero 1mm) obtenidos a partir de las medidas experimentales, se han utilizado como datos de entrada del modelo de la TFE, véase tabla 3.4.2.1. Con el método de inversión se han calculado los datos concretos de cada material obteniéndose los valores que se especifican en la tabla 3.4.2.2.

	f(Hz)	250	500	1000	2000	4000
TL(dB)	Acero	19	23	18	27	34
NAH	Madera 5 mm	11	15	14	20	26
	Madera 3 mm	12	17	10	19	26

Tabla 3.4.2.1. TL(dB) calculado con NAH en función de la frecuencia de los materiales individuales

	Acero	Madera	Madera
Espesor(mm)	1	5	3
Masa por unidad de área (kg/m2)	11,4	3,8	2,3
Frecuencia crítica (Hz)	1044,6	1000,4	1667,3
Factor de pérdidas	0,021	0,024	0,024

Tabla 3.4.2.2. Datos de materiales utilizados

Por tanto para calcular el TL del multicapa con el resto de modelos y con la TFE, para cada material se utilizarán los datos obtenidos con el método de inversión.

En la tabla 3.4.2.3. se representa el coeficiente de absorción de la lana de poliéster utilizada. Además para el modelo SEA se considera  $t_5 = 0.6s$  y  $\eta_5 = 0.01$ .

f(Hz)	250	500	1000	2000	4000
$\alpha$	0.4	0.4	0.8	0.8	0.8

Tabla 3.4.2.3.. Coeficiente de absorción de la lana de poliéster

El modelo SEA se evalúa a partir de los datos de TL obtenidos con NAH, tabla 3.4.2.1, y a partir de los datos de TL obtenidos con Ookura, tabla 3.4.2.4., para los materiales individuales según los parámetros de los materiales especificados en la tabla 3.4.2.2.

	f(Hz)	250	500	1000	2000	4000
TL(dB)	Acero	18	22	18	26	37
	Ookura&Saito Madera 5 mm	11	14	11	19	29
	Madera 3 mm	8	12	15	12	23

Tabla 3.4.2.4. TL(dB) calculado con NAH y con el modelo Ookura&Saito en función de la frecuencia de los materiales individuales

En primer lugar se representan los valores obtenidos con el modelo SEA a partir de los TLs de los materiales obtenidos con NAH, y a partir de de los TLs obtenidos con Ookura&Saito, véase figura 3.4.2.7. Se observa que la respuesta es similar.

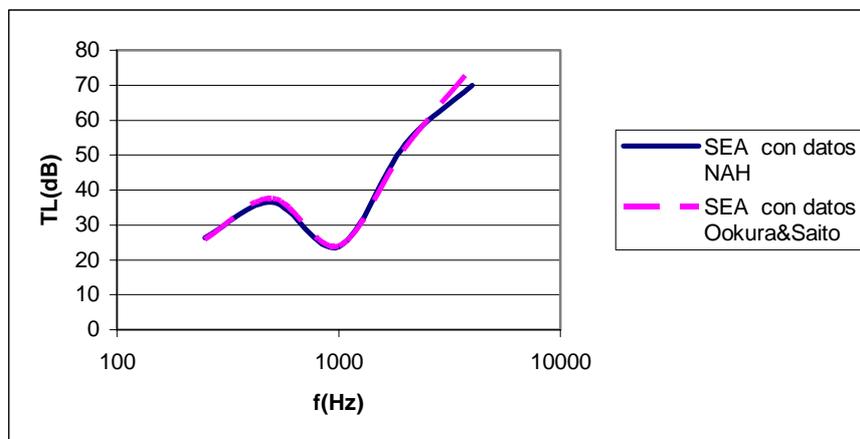


Figura 3.4.2.7- Modelo SEA con TLs obtenidos con NAH y con TLs obtenidos con Ookura&Saito

En la figura 3.4.2.8., se representan las pérdidas por transmisión de la multicapa “madera 5mm+lana+acero” calculadas con los diferentes modelos comentados anteriormente. Se observa que con los cuatro métodos se obtiene la misma tendencia del TL. En la tabla 3.4.2.5 pueden observarse los valores obtenidos con cada método. Las diferencias de TL entre los métodos SEA, TFE y Ookura&Saito respecto al método NAH se representan en la tabla 3.4.2.6. El método NAH es más afín al método Ookura.

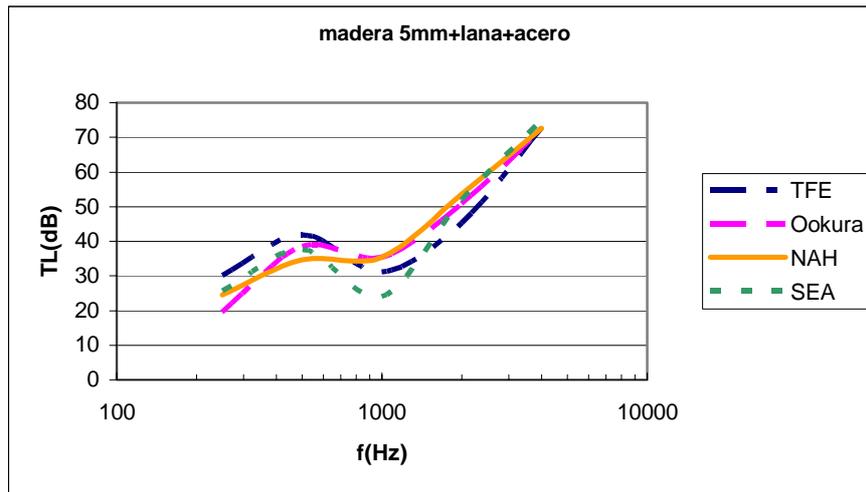


Figura 3.4.2.8- Comparativa de los métodos TFE, Ookura, NAH y SEA para obtener el TL de la configuración “madera 5mm+lana+acero”

f(Hz)	TFE	Ookura	NAH	SEA
250	30	20	25	26
500	42	39	35	38
1000	31	35	35	24
2000	45	51	54	52
4000	73	72	73	75

Tabla 3.4.2.5. TL(dB) obtenido con diferentes métodos para la configuración “madera 5mm+lana+acero”

f(Hz)	TFE-NAH	Ookura-NAH	SEA -NAH
250	5	5	1
500	7	4	3
1000	4	0	11
2000	8	3	2
4000	0	0	2

Tabla 3.4.2.6-.Diferencia en dBs del TL(dB) obtenido con los diferentes métodos respecto a NAH para la configuración “madera 5mm+lana+acero”

En la figura 3.4.2.9., se representan las pérdidas por transmisión de la multicapa “madera 3mm+lana+acero”. En este caso, con los cuatro métodos también se observa la misma tendencia del TL. En la tabla 3.4.2.7., se enumeran los valores obtenidos con

cada método, y en la tabla 3.4.2.8. las diferencias existentes entre ellos. En este caso también se observa más afinidad de NAH con Ookura excepto a 250 Hz. Se puede observar que el grado de ajuste es aceptable.

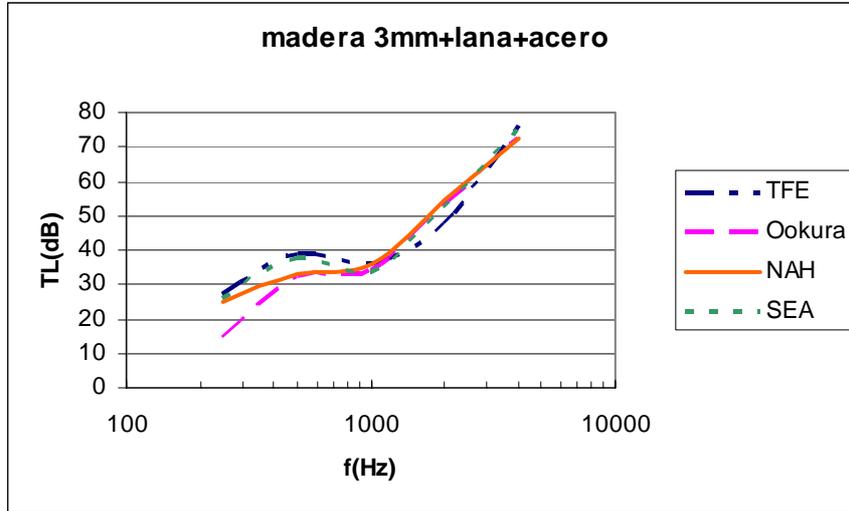


Figura 3.4.2.9- Comparativa de los métodos TFE, Ookura, NAH y SEA para obtener el TL de la configuración "madera 3mm+lana+acero"

f(Hz)	TFE	Ookura	NAH	SEA
250	27	15	25	26
500	39	32	33	38
1000	3	34	36	33
2000	47	53	55	52
4000	76	73	73	75

Tabla 3.4.2.7. TL(dB) obtenido con diferentes métodos para la configuración "madera 3mm+lana+acero"

f(Hz)	TFE-NAH	Ookura-NAH	SEA -NAH
250	3	10	1
500	6	1	5
1000	0	2	3
2000	7	2	3
4000	3	0	3

Tabla 3.4.2.8. Diferencia en dBs del TL(dB) obtenido con los diferentes métodos respecto a NAH para la configuración "madera 5mm+lana+acero"



## 4-Conclusiones

Se han agrupado en los cuatro bloques en los que se ha estructurado el apartado 3:

### i) Optimización de NAH

Los parámetros del filtro  $k_c = 0.1k_{max}$  y  $\alpha=0.5$  proporcionan una mejor resolución y localización de la imagen en la superficie de la fuente. Sin embargo para obtener valores reales fiables comparados con acelerómetro resulta más aconsejable utilizar los parámetros  $k_c = 0.6k_{max}$  y  $\alpha=0.2$ .

En la retropropagación y en la propagación hacia delante, con el propagador atenuado ( $\alpha=1$ ) se obtiene una reconstrucción de la fuente sonora más precisa y clara tanto a baja como a alta frecuencia, ya que se obtiene una diferencia de niveles más amplia respecto a los niveles obtenidos por los otros dos propagadores, el convencional y el atenuado ( $\alpha=0.1$ ). El propagador convencional y el propagador atenuado ( $\alpha=0.1$ ) ofrecen un comportamiento similar en la reconstrucción.

La distancia límite de propagación hacia delante está limitada para obtener una reconstrucción precisa, en nuestro caso resulta ser de 35 cm para baja y alta frecuencia.

Aumentando con ceros el holograma hasta la primera potencia de dos más cercana se obtienen reconstrucciones más precisas.

## **ii) Estudio de la vibración de placas**

Se comprueba que la técnica NAH es útil para caracterizar el comportamiento vibratorio de diferentes materiales como un panel de policarbonato, un panel del DML y yeso laminado. Se observa que el panel de policarbonato y el panel del DML presentan un comportamiento similar tanto en el nivel de presión como en la velocidad de vibración de su superficie

Se verifica la influencia en la respuesta acústica y vibratoria de una superficie de policarbonato en función de su espesor y el número de sujeciones.

El factor de pérdidas de un material delgado puede calcularse mediante la secuencia TSP generada en el interior de una caja y midiendo sobre la superficie del material colocado en una ventana de dicha caja.

## **iii) Resistencia de Radiación de altavoces planos**

La resistencia de radiación de un panel del DML depende de su frecuencia crítica que oscila sobre los 4 kHz. La resistencia de radiación de un altavoz DML, alrededor de la frecuencia crítica, aumenta de forma lineal con el número de sujeciones a las que está sometido. Las medidas experimentales de resistencia de radiación de un panel delgado en función de diferente número de sujeciones, pueden aproximarse a la ecuación teórica de Maidanik multiplicando por un factor que depende del número de sujeciones.

Se ha propuesto una ecuación que corrige los modelos de pistón plano y matriz de resistencia de radiación de forma que se ajustan de forma más precisa a los valores experimentales. La ecuación propuesta es adimensional y con ella se obtienen los valores de la resistencia de radiación normalizada de una superficie radiante. Dicha ecuación depende fundamentalmente de la frecuencia crítica y de la masa del panel.

**iv) Caracterización de estructuras multicapa**

La técnica NAH es beneficiosa en el estudio experimental del comportamiento acústico y vibratorio de estructuras multicapa, ya que permite obtener, aparte de los valores de velocidad de vibración y nivel de presión de las estructuras, su comportamiento vibratorio de forma visual. Es factible evaluar las pérdidas por transmisión de dichas configuraciones mediante los valores obtenidos con NAH y con la configuración de medida utilizada.

Con los modelos de predicción SEA, TFE y Ookura&Saito, se obtienen resultados similares aceptables.

Se aplica un método de inversión utilizando la Transformada de Fourier Espacial para modelar las pérdidas por transmisión de una configuración multicapa a partir de mediciones realizadas con NAH, ajustando por procedimientos numéricos las variables que definen las capas mencionadas. Este procedimiento se puede utilizar para obtener algunos de estos parámetros que no se conocen



## **5- Líneas de continuación**

Respecto a NAH, resultaría interesante continuar investigando en el filtrado de NAH con las técnicas de regularización, SVD y BEM para optimizar la resolución de la imagen reconstruida. Estudiar frecuencias del orden del MHz y analizar otras aplicaciones como el estudio de la radiación de bocinas y transductores piezoeléctricos utilizados en acústica subacuática.

Ampliar el estudio de la vibración de placas al resto de materiales que no se han estudiado, en concreto cristales y paneles perforados. Estudiar nuevas configuraciones multicapa en la cámara de transmisión a escala. Posteriormente realizar las medidas en una cámara de transmisión y a continuación medidas in situ para dar validez a los resultados.



---

**Referencias**

[Alb00] J. Alba, "Algoritmos de modelado de particiones multicapa para la predicción de su aislamiento acústico a ruido aéreo", tesis doctoral, Universidad Politécnica de Valencia, 2000.

[Alba00] J. Alba, J. Ramis, "An Alternative Method For The Characterisation of fibrous materials from measurements of absorption using techniques based on the Allard and Champoux model", *Noise & Vibration Worldwide* 31, (2000) 19-25.

[Alb01] J. Alba, J. Ramis, J. Llinares, "Caracterización de capas impermeables a partir de medidas de aislamiento", *Revista de Acústica XXXII*, 1 y 2 (2001).

[Albj01] J. Alba, J. Ramis, J. Redondo, "A New Technique for the Measuring of characteristic acoustic impedance in kundt tubes based on a finite difference algorithm", *Noise & Vibration Worldwide* 32 (2001) 27-34.

[Alb02] J. Alba Fernández, J. Ramis Soriano, "Efecto de la modificación del perfil en el rendimiento de altavoces dinámicos de radiación directa", *Revista Internacional de Métodos Numéricos para Cálculo y Diseño en Ingeniería* 18, 2 (2002) 243-254.

[Alb03] J. Alba Fernández, J. Ramis Soriano, V. Espinosa Roselló, V. Sánchez Morcillo, "Radiación acústica por superficies planas: aplicación a altavoces", *Revista Internacional de Métodos Numéricos para Cálculo y Diseño en Ingeniería* 19, 1, (2003) 65-74, ISSN: 0213-1315,

[Albam03] J. Alba, J. Ramis, "Modeling of impervious layers from measurements of the sound reduction index", *Applied Acoustics* 64 (2003) 385

[Albat13] J. Alba, J. Ramis, V. J. Sánchez-Morcillo, "Improvement of the prediction of transmission loss of double partitions with cavity absorption by minimization techniques", *Journal of Sound and Vibration* 273, 4-5, (2004), 793-804

[All92] Allard J. F., Champoux Y., New empirical equations for sound propagation in rigid frame fibrous materials, *J. Acoust. Soc. Am.* 91, 6, (1992) 3346 –3353

[Are02] J. P. Arenas, M. J. Crocker, "Sound Radiation Efficiency of a Baffled rectangular Plate Excited by Harmonic Point Forces Using its Surface Resistance Matrix", *International Journal of Acoustics and Vibration* 7-4, (2002) 217-229.

[B&KSTSF] Brüel & Kjaer, Technical review. Non-stationary STSF. Nº 1, (2000)

[BAI01] M. R. Bai and T. Huang. "Development of panel loudspeaker system: Design, evaluation and enhancement". *J. Acoust. Soc. Am.* 109, 6. (June 2001).

- [**Ber71**] L. L. Beranek, Noise and vibration control, McGraw-Hill, New York, (1971), ISBN 007004841X
- [**Bon96**] R. W. Bono , J. E. Dingle, D. L. Brown, “Case study of nearfield acoustic holography and intensity probe as applied to an open hood intensity test”, ISMA International Conference on Noise and Vibration Engineering, (1996).
- [**Bor83**] J., Borish; J.B, Angell., “An Efficient Algorithm for Measuring the Impulse Response Using Pseudorandom Noise”, J. Audio Eng. Soc. 31, 7 (1983) July/August
- [**Bru98**] M. Bruneau, “Manual d’Acoustique fondamentale”, Edition Hermès, (1998).
- [**Bur95**] T. H. M. Burns, “Measurement and visualization of instantaneous power flow in steady-state acoustic fields”, UMI Dissertation Services, thesis, (1995).
- [**Cer97**] F. Cervera, H. Estellés, F. Gálvez. “Sound intensity in the near field above a vibrating flat plate”, Noise Control Eng. J., 45, 5 (1997).
- [**Cla81**] B.L. Clarkson, R. J. Pope, “Experimental determination of modal densities and loss factors of flat plates and cylinders”, Journal of Sound and Vibration 77 (1981) 535-549.
- [**Clar81**] B. L. Clarkson, “The derivation of modal densities from point impedances”, Journal of Sound and Vibration 77, 4 (1981) 583-584
- [**Cra00**] R. J. M. Craik, R. S. Smith, “Sound transmission through double leaf lightweight partitions, part I: airborne sound”, Applied Acoustics 61, (2000) 223-245
- [**Cre88**] L. Cremer, M. Heckl, “Structure-Borne Sound. Structural Vibrations and Sound Radiation at Audio Frequencies”, Springer-Verlag Berlin, Heidelberg (1988), ISBN: 0-387-18241-1 (U.S.).
- [**Cro69**] M.J. Crocker and A.J. Price. “Sound transmission using statistical energy analysis”. J. Sound Vib. 9, (1969) 469-486.
- [**Dau03**] N. Dauchez; S. Sahraoui.; N. Atalla, “Investigation and modelling of damping in a plate with a bonded porous layer “ Journal of Sound and Vibration 265, 2 (2003) 437-449.
- [**Del70**] M. E. Delany, E. N. Bazley, “Acoustical properties of fibrous absorbent materials”, Applied Acoustics 3 (1970), 105 -116.
- [**Dum98**] S. M. Dumbacher, D. L. Brown, R. W. Bono, “Overview of acoustic array techniques for noise source identification”, Inter.noise 98, 1559-1564
- [**Dum99**] S. M. Dumbacher, D. L. Brown, J. R. Blough, and J. R. Bono, "Practical aspects of making NAH measurements," Noise and Vibration Conference, Traverse City, Michigan, (1999), May 17–20

- [Esc02] E. Escuder, J. Alba, J. Ramis, “Influence of fixation conditions on radiation of a distributed modes loudspeaker”, TECNIACÚSTICA 2002, Sevilla
- [Escd02] E. Escuder Silla, “Caracterización del comportamiento vibratorio de fuentes sonoras mediante Técnicas de Holografía Acústica”, Trabajo de Investigación para la obtención de la suficiencia Investigadora, enero (2002).
- [Esc03] E. Escuder; J. Alba, J. Ramis, “Análisis de la influencia de las condiciones de fijación en la radiación de una superficie de policarbonato”, Tecniacústica 2003. 34º Congreso nacional de acústica. Encuentro ibérico de acústica. EAA Symposium. Bilbao (2003).
- [Esc04] E. Escuder; F. Hernández.; M. Ardid.; J. M. Martínez.; R. Picó. y J. Redondo, “Análisis de la influencia de las condiciones de sujeción en la radiación de una superficie de policarbonato”, Revista de Acústica 35, nº1 y 2. (2004).
- [Esc05] E. Escuder; J. Ramis; J. Alba, “Analysis of the acoustic behaviour of different materials with Nearfield Acoustic Holography (NAH)”, 12<sup>th</sup> International Congress on Sound and Vibration, Julio (2005)
- [Esc105] E. Escuder, J. Ramis, J. Alba, “Quantification on the effect of subjections in the radiation resistance of a flat loudspeaker”, Twelfth International Congress on Sound and Vibration, Lisboa (2005).
- [Fah85] F. Fahy, “Sound and structural vibration. Radiation, Transmission and response”. Ed. Academic Press (1985).
- [Gad94] S. Gade, H. Herlufsen, “Digital Filter Techniques vs. FFT Techniques for Damping Measurements (Damping Part I)”. Technical Review B&K nº 1, (1994).
- [Gal89] F. J. Gálvez Martínez, R. López Rodríguez, A. Llopis Castelló, V. Quiles Franco., “Manual de Física Práctica”, Servicio de publicaciones Universidad Politécnica de Valencia, SPUPV-91.571, 1989.
- [Gon95] R. C. González, R. E. Woods “Tratamiento digital de imágenes” Ed. Addison-Wesley/ Diaz de Santos. (1995).
- [Grat02] P. Grätz, “Acoustical Holography for visualization of sound fields”, International Carpathian Control Conference ICC’ 2002, Malenovice, Czech Republic
- [Hal00] J. Hald, “Optimal interpolation of bad or non-existing measurement points in planar acoustical holography”, Inter.noise 2000.
- [Hald01] Jorgen Hald, “Time Domain Acoustical Holography and its Applications”, Sound and Vibration, Febrero (2001).
- [Haldn98] J. Hald, E-U. Saemann, “Time Domain Holography and Instantaneous Active Intensity for tracking of transient power radiating regions on tyres”, Inter.noise 98, 1575-1580

- [Har00] N.J. Harris and M.O.J. Hawksford. "Introduction to distributed mode loudspeaker with first-order behavioural modelling". IEE Proc.-Circuits Devices Syst. 147, 3. (June 2000).
- [Har95] C. M. Harris, "Manual de medidas acústicas y control del ruido", Ed. McGraw-Hill (1995).
- [Har98] N.J. Harris and M.O.J. Hawksford. "The distributed-mode loudspeaker (DML) as a broad-band acoustic radiator" 103. th. AES Convention, paper No 4526. (1998).
- [Has01] N. Hashimoto, "Measurement of sound radiation efficiency by the discrete calculation method", Applied Acoustics 62 (2001) 429-446.
- [Hoe79] B. J. Hoenders, "On the correct expansion of a Green function into a set of eigenfunctions connected with a non-Hermitian eigenvalue problem considered by Morse", J. Phy. A: Math. Gen., 12, 12, (1979).
- [Ing85] K. U., Ingard, T. A, Dear, "Measurement of acoustic flow resistance", J. Sound Vib. 103, 4, (1985) 567-572.
- [ISO10534] Acoustics-Determination of sound absorption coefficient and impedance or admittance by the impedance tube. Part I (1996): Standing wave ratio method. Part II (1998): Transfer-Function method.
- [ISO10846] Acoustics and vibration, Laboratory measurement of vibro-acoustic transfer properties of resilient elements, Part 3: Indirect method for determination of the dynamic stiffness of resilient supports for translatory motion
- [Jac91] F. Jacobsen, "A note on instantaneous and time-averaged active and reactive sound intensity", J. Sound and Vibration. 147 (1991).
- [Jcp02] J.C. Pascal, J.F. Li, X. Carniel "On the use processing vibrating velocity in the wavenumber domain for computation of sound radiation of a planar plate" Inter Noise 2000 Nice, FRANCE
- [Jjl03] J. J. Lopez "Tratamiento Digital de imagen", Servicio de publicaciones de la Universidad Politécnica de Valencia (2003).
- [Joh93] D. H. Johnson-D.E. Dudgeon, "Array signal processing. Concepts and techniques ", Ed. PTR Prentice Hall, ISBN: 0130485136 (1993).
- [Jos75] R. Josse, "La acústica en la construcción", Editorial Gustavo Gili, S. A., (1975), ISBN: 84-252-0829-7.
- [Kan01] S. Kang, J. Guon, "Use of nonsingular boundary integral formulation for reducing errors due to near-field measurements in the boundary element method based near-field acoustic holography", Journal of the Acoustical Society of America, 109, 4, (2001).

- [**Kins95**]: L. E. Kinsler, A. R. Frey, A. B. Coppens, "Fundamentos de acústica", Limusa Noriega editores. (1995)
- [**Kon92**] C. Konzelman, "Nearfield Acoustical Holography in Cylindrical Spaces". Ph. D. Thesis, the Pennsylvania State University (1992).
- [**Kul96**] S. Kulkarni, F. G. Leppington, E. G. Broadbent, "Vibrations in several interconnected regions: a comparison of SEA, ray theory and numerical results", Wave Motion 33 (2001), 79-96.
- [**Kut94**] H. Kuttruff, A. Schmitz, "Measurement of Sound Intensity by means of Multi-Microphone Probes", Acustica 80 (1994).
- [**Kwon98**] H-S. Kwon, Y-H. Kim, "Moving frame technique for planar acoustic holography", Journal of the Acoustical Society of America 103, 4 (1998) 1734.
- [**Lau92**] W. Lauriks, P. Mees, J. F. Allard, "The Acoustic Transmission Through Layered Systems", Journal of Sound and Vibration 155, 1, (1992) 125-132.
- [**Lli96**] J. Llinares, A. Llopis, J. Sancho, "Acústica Arquitectónica y Urbanística", Servicio de publicaciones de la Universidad Politécnica de Valencia, ISBN: 84-7721-441-7.
- [**Loy88**] T. Loyau, J. C. Pascal, P. Galliard, "Broadband acoustic holography reconstruction from acoustic intensity measurements. I: Principle of the method.", Journal of the Acoustical Society of America 84, (1988) 1744-1750.
- [**Lyo62**] R. H. Lyon, G. Maidanik, "Power Flow between Linearly Coupled Oscillators", Journal of the Acoustical Society of America 34 (1962) 623.
- [**Lyo65**] R. H. Lyon, T. D. Scharton, "Vibrational-Energy Transmission in a Three-Element Structure", Journal of the Acoustical Society of America 38 (1965) 253-261.
- [**Lyo75**] R. H. Lyon, "Statistical energy analysis of dynamical systems. Theory and applications", ISBN 0-262-12071-2., 1975
- [**Mah04**] A. El Mahi, M. Khawar Farooq, S. Sahraoui, A. Bezazi, "Modelling the flexural behaviour of sandwich composite materials under cyclic fatigue", Materials & Design, 25 pp 199-208 (2004)
- [**Mai62**] G. Maidanik. "Response of ribbed panels to reverberant acoustic fields". J. Acoust. Soc. Am. 34-6, 809-826. (1962).
- [**Mai75**] G. Maidanik, Erratum: "Response of ribbed panels to reverberant acoustic fields". J. Acoust. Soc. Am. 57 (1975) 1552.
- [**Mas97**] P. Mas, P. Sas, J. R. F. Arruda, "Minimization of statistical and deterministic errors in nearfield acoustic source identification", Inter.noise 97.
- [**May85**] J. D. Maynard, E. G. Williams, and Y. Lee, "Nearfield acoustic holography: I.

Theory of generalized holography and the development of NAH”, Journal of the Acoustical Society of America, 78, 4 (1985) 1395-1413.

[**Mayn81**] J. D. Maynard, E. G. Williams, “Nearfield Holography, a new technique for noise radiation measurement”, Noise.Con 81.

[**Mik90a**] Miki Y., Acoustical properties of porous materials – modifications of Delany-Bazley models-, J. Acoust. Soc. Jpn (E) 11, 1 (1990) 19-24.

[**Mor91**] P. M. Morse, “Vibration and Sound” Acoustical Society of America, 4th printing 1991.

[**Mot02**] M. Yairi, K. Sakagami, E. Sakagami, M. Morimoto, A. Minemura, K. Andow., “Sound radiation from a double-leaf elastic plate with a point force excitation: effect of an interior panel on the structure-borne sound radiation”, Applied Acoustics 63 (2002) 737-757.

[**Naga98**] K. Nagai, M. Kondo, A. Fushimi, F. Iguchi, “Imaging of violin top plate by use of Near Field Acoustical Holography”, Inter.noise 98, 1549-1552.

[**Nak99**] S. Nakanishi S, K. Sakagami, M. Morimoto, “Effect of fan air-back cavity on the sound field reflected by a vibrating plate”. Applied Acoustics 56, (1999) 241.

[**Nam99**] K. Nam, Y. Kim, “Errors due to sensor and position mismatch in planar acoustic holography”, Journal of the Acoustical Society of America 106, 4, oct (1999).

[**Namc02**] K. Nam, Y. Kim, Y. Choi, “Visualization of speaker, vortex shedding, engine, and wind noise of a car by partial field decomposition”, Inter.noise 2002.

[**Namv01**] K. Nam, Y. Kim, “Visualization of multiple incoherent sources by the backward prediction of near-field acoustic holography”, Journal of the Acoustical Society of America, 109, 5, mayo (2001).

[**Nik64**] A. S. Nikiforov, “Radiation from a plate of finite dimensions with arbitrary boundary conditions”, Soviet Physics-Acoustics, 10, 2, (1964).

[**Nob81**] A. Nobuharu, “Computer-generated pulse signal applied for sound measurement”, J. Acoust. Soc. Am.69, 5, may (1981).

[**Ohsi98**] S. Ohshima, H. Houjoh, K. Umezawa, “A real-time 2-D Holographic Acoustic Measurement system for locating machinery noise sources”, Inter.noise 98, 1545-1548.

[**Ook78**] K. Ookura, Y. Saito, “Transmisión Loss of multiple panels containing sound absorbing materials in a random incidence field”, Proceedings 1978 International Conference on Noise Control Engineering, Inter-Noise 78, San Francisco, California, May (1978).

- [Opp89] A. V. Oppenheim, R. W. Schaffer. "Discrete-Time Signal Processing", Ed. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, NJ, 1989.
- [Opp97] C. H. Oppenheimer, S. Dubowsky, "A radiation efficiency for un baffled plates with experimental validation", Journal of Sound and Vibration 199, 3 (1997) 473-489.
- [Osh00] S. I. Ohshima, H Houjoh "A study of utilizing a hand 2-D microphone array for noise source localization based on the Near Field Holography" Inter Noise 2000 Nice, FRANCE
- [Pan96] Panneton R., Atalla N., "Numerical Prediction Of Sound Transmission Through Finite Multilayer Systems With Poroelastic Materials", J. Acoust. Soc. Am. 100, 1 (1996) 346-354.
- [Pan98] J. Panzer and N. Harris. "Distributed Mode Loudspeaker Simulation Model". Audio Engineering Society conventions in Amsterdam, may (1998).
- [Pas00] J.C. Pascal, J.F. Li, X. Carniel "On the use processing vibrating velocity in the wavenumber domain for computation of sound radiation of a planar plate" Inter Noise 2000 Nice, FRANCE
- [Pat847] "*Transparent panel-form loudspeaker*", patent US2002118847
- [Pat980] "*Mobile telephone with transparent loudspeaker panel*", UK Patent Application GB2330980 A
- [Pric69] A. J. Price and M. J. Crocker, "Sound Transmission through Double Panels Using Statistical Energy Analysis", Journal of the Acoustical Society of America 47, 3 (1969) 683-693.
- [Ram99] J. Ramis, J. Alba, J. A. Martínez, A. Uris, "Características generales de los transductores", Servicio de publicaciones SPUPV-99- 1549, (1999).
- [Ram02] J. Ramis, J. Alba, J. A. Martínez, V. Espinosa, "Transductores dinámicos", Editorial universidad Politécnica de Valencia, Ref: 2002-635 (2002).
- [Ray45] J. W. S. Rayleigh, "The theory of sound", volume one, Dover publications, 1945.
- [Rcg95] R. C. González, R. E. Woods "Tratamiento digital de imágenes" Ed. Addison-Wesley/ Diaz de Santos. (1995).
- [Ren01] K. Renji, "On the effect of boundaries on radiation resistance of plates", Letters to the editor, Journal of the Acoustical Society of America, 110, 3, sep, (2001).
- [Ren97] K. Renji, P. S. Nair, S. Narayanan "Critical and coincidence frequencies of flat panels", Journal of Sound and Vibration 205, 1 (1997) 19-32.
- [Ren97] K. Renji, P. S. Nair, S. Narayanan "Modal density of composite honeycomb sandwich panels", Journal of Sound and Vibration 195, 5 (1996) 687-699.

- [Renji98] K. Renji, P. S. fair, S. Narayanan, "On acoustic radiation resistance of plates", *Journal of Sound and Vibration* 212, 4, (1998) 583-598.
- [Ruh02] R. Ruhala, D. Swanson, "Planar near-field acoustical holography in a moving medium", *Journal of the Acoustical Society of America*, 112, 2, agosto (2002).
- [Sch65] M.R. Schroeder, "New Method of Measuring Reverberation Time", *J. Acoust. Soc. Am.* (1965) pag 409.
- [Schu98] A. P. Schuhmacher, E-U, Saemann, J. Hald, "Noise source localization on tyres using an inverse Boundary Element Method", *Inter.noise 98*
- [Smi62] P. W. Smith, Jr., "Response and Radiation of Structural Modes Excited by Sound", *Journal of the Acoustical Society of America* 34 (1962) 623.
- [Ste82] P. Stephanishen, K. Benjamin, "Forward and backward projection of acoustic fields using FFT methods", *Journal of the Acoustical Society of America*, 71, 4, april (1982), 803-812.
- [Tak92] Y. Takano, K. Terada, E. Aizawa, A. Iida, H. Fujita, "Development of a 2-dimensional microphone array measurement system for noise sources of fase moving vehicles", *Inter.noise 92*, 1175-1178.
- [Tak95] T. Takahagi, M. Nakai, Y. Tamai. "Near Field Sound Radiation from simply supported rectangular plates", *Journal of Sound and Vibration* 185-3, 455-471 (1995)
- [Thm95] T. H. M. Burns "Measurement and visualization of instantaneous power flow in steady-state acoustic fields" Ed. UMI Company 1995.
- [Tho01] J. H. Thomas, J. C. Pascal, "Using wavelets to reduce distortion problems in near field acoustic holography", *Inter.noise 2001*.
- [Tro86] A. Trochidis, A. Kalaroutis, "Sound transmission through double partitions with cavity absorption", *Journal of Sound and Vibration* 107 (1986) 321.
- [UNE3741] Spanish norm. UNE-EN ISO 3741. AENOR. "Determination of the levels of acoustic power of the sources of noise from the sound pressure. Methods of precision in reverberant. Chambers". May (2000).
- [Van94] J. Vanderkooy, "Aspects of MLS Measuring Systems", *J. Audio Eng. Soc.* 42, 4, April (1994).
- [Vauc02] D. Vaucher de la Croix, P. Chevret, "Use of acoustical Holography in 3D Interiors measurements", *Inter.noise 2002*.
- [Ven02] J. F. Venero de Castro, J. Alba y J. A. Martinez. "Caracterización de un Altavoz de Modos Distribuidos". Proyecto Final de Carrera I.T. Telecomunicacion, especialidad Sonido e Imagen. (Marzo de 2002).

- [Ver87] W. A. Veronesi, J. D. Maynard, "Nearfield Acoustic Holography (NAH) II. Holographic reconstruction algorithms and computer implementation", *Journal of the Acoustical Society of America*, 81, 5, may (1987), 1307-1322.
- [Vic00] V. Almenar, H. Esteban "Sistemas lineales" Ed. Universidad Politécnica de Valencia. (2000).
- [Vill01] M. Villot, C. Guigou, L. Gagliardini, "Predicting the acoustical radiation of finite size multi-layered structures by applying spatial windowing on infinite structures", *Journal of Sound and Vibration* 245, 3, (2001) 433-455.
- [Vill92] M. Villot, G. Chaveriat, J. Roland, "Phonoscopy: An acoustical holography technique for plane structures radiating in enclosed spaces", *Journal of the Acoustical Society of America* 91, 1 (1992)187-522.
- [Wal70] C. E. Wallace, "Radiation Resistance of a Rectangular panel", *Journal of the Acoustical Society of America* 51, 3, (1970) 946-952.
- [Wan01] L. Wang, C. Burroughs, "Acoustic radiation from bowed violins", *Journal of the Acoustical Society of America*, 110, 1, julio (2001).
- [Wey95] S. Weyna, "The Application of Sound Intensity Technique in Research on Noise Abatement in Ships", *Applied Acoustics* 44 (1995) 341-351.
- [Wil80] E. G. Williams, J. D. Maynard, and E. Skudrzyk, "Sound source reconstructions using a microphone array", *Journal of the Acoustical Society of America*, 68, 1, Julio (1980), 340-344.
- [Wil82] E. G. Williams, J. D. Maynard, "Numerical evaluation of the Rayleigh integral for planar radiators using the FFT", *Journal of the Acoustical Society of America*, 72, 6, Diciembre (1982), 2020-2030.
- [Wil85] E. G. Williams, H. D. Dardy, "Nearfield acoustical holography using an underwater, automated scanner", *Journal of the Acoustical Society of America*, 78, 2, Agosto (1985), 789-798.
- [Wil99] E. G. Williams, "Fourier Acoustics Sound Radiation and Nearfield Acoustical Holography", Ed. Academic Press, (1999).
- [Will85] E. G. Williams, H. D. Dardy, "Nearfield acoustical holography using an underwater, automated scanner", *Journal of the Acoustical Society of America*, 78, 2, Agosto (1985), 789-798.
- [Willm83] E. G. Williams, "Intensity vector field mapping with Nearfield Holography", *International congres on recent developments in acoustic intensity measurements*, CETIM, France, (1981).
- [Willn83] E. Williams, "Numerical evaluation of the radiation from un baffled, finite plates using FFT", *Journal of the Acoustical Society of America* 74, Julio (1983).

[Wilr00] E. Williams, “Regularization method for measurement of structural intensity using nearfield acoustical holography”, J Acoust Soc Am. 117, 4 (2005).

[Wha] [http://www.wharfedale.co.uk/range.php?range\\_id=12](http://www.wharfedale.co.uk/range.php?range_id=12) (julio 2005)

[Wha1] <http://www.nxtsound.com/technology> (julio 2005)

[Wha2] <http://www.audio-ideas.com/reviews/loudspeakers/wharfedale.html> (julio 2005)

## 7. Anexos

### 7.a) PROGRAMA NAH

En el siguiente anexo se ha agregado el código en MATLAB de los programas utilizados, todo lo que figura detrás de % son comentarios y MATLAB no lo tiene en cuenta al ejecutar el programa.

#### 7.a1) Para evaluación de imágenes

### *cargardatos.m*

-----  
**%Programa para obtener la matriz de medida en (x,y) a una frecuencia determinada, los datos se guardan en un archivo .mat**

% Se emite ruido blanco conocido y se graban con microfonos las respuestas en todas posiciones xy del holograma

clear all

N=1064%Numero de medidas

frec=input('frecuencia en Hz=')

c=343;

m=28;%array mxn, entrar numero de medidas en direc x

n=38;%array mxn, entrar numero de medidas en direc y

dx=0.02;%espaciado entre ptos de medida en eje x dx

dy=dx;

lx=m\*dx;

ly=n\*dy;

fs=44100;%frecuencia de muestreo

%Se graban las señales de 0 a 2 segundos y recortamos de 1 a 1.2 s

xx=wavread('emitido.wav'); %señal emitida

xf=fft(xx,8821);

T=(length(xf)-1)/fs;

t=[0:1/fs:0.2];

%Hzdiv=fs/(length(xf)-1);

%f=[0:Hzdiv:fs];

%CALCULO DE LA AMPLITUD DE LA PRESION,V=SP por tanto,

(señal grabada/sensibilidad microfonos)=amplitud de Presión

s=6.5;%(mV/Pascal)

for tt=1:N;

file=['Audio' num2str(tt) '.wav'];

yy=wavread(file); %señal grabada

yf=fft(yy,8821);

T=(length(yf)-1)/fs;

```

t=[0:1/fs:0.2];
Hzdiv=fs/(length(yf)-1);
f=[0:Hzdiv:fs];
%muestra=1:8820
muestra=frec/Hzdiv+1; %es el numero de muestra q corresponde a la frecuencia
introducidas ya q 44100:8820=5 Hz/division
fase(tt)=angle(xf(muestra))-angle(yf(muestra));
amplipres(tt)=abs(yf(muestra))/s;% en Pascales
%amplitud de presion en Pascales
LP(tt)=20*log10(amplipres(tt)/2e-5);%nivel de presion en dB Po=2e-5 Pa
end;

nivelpres=[LP];
fase2=[fase];

amplitudpres=amplipres;
amplifase=exp(i*fase2);
Pcompleja=amplitudpres.*amplifase;
Ptotal=reshape(Pcompleja,m,n);
Ptotalbien=Ptotal'; %tengo q trasponer la Ptotal xq sino salen invertidos los valores

save 2k.mat

```

## ***nahtot.m***

**%Programa para representar gráficamente magnitudes acústicas a una frecuencia determinada en la superficie de una fuente, a partir de medidas realizadas con un array de microfones a una distancia cercana y paralela a la fuente**

Se cargan los datos ejecutando el archivo .mat generado con el programa anterior  
*cargar datos.m*

```

m=28;
n=38;

%Filtro en espacio real

a=0.2;

for e=0:m-1;
    for r=0:n-1;
        kx=pi*(e-m/2)/lx;
        ky=pi*(r-n/2)/ly;
        kc=0.6*pi/dx;
        kr=sqrt(kx^2+ky^2);
        if kr<=kc
            W(e+1,r+1)=1-(exp((kr/kc-1)/a))/2;
        else

```

```

        W(e+1,r+1)=(exp((1-kr/kc)/a))/2;
    end
end
end
W

Ptotalbien=Ptotalbien.*W;

LP=20*log10(abs(Ptotalbien/2e-5));%nivel de presion en dB

Lx =2^(floor(log10(m)/log10(2)) + 1);%calculo la potencia de 2 mas cercana a m
Ly =2^(floor(log10(n)/log10(2)) + 1);%calculo la potencia de 2 mas cercana a n
dx=0.015;
dy=dx;
Lx=Ly;
L=Ly;
lx=L*dx;
ly=lx;

LP=20*log10(abs(Ptotalbien/2e-5));%nivel de presion en dB

figure;
x=1:m;
y=1:n;
surf(x,-y,LP)
xlabel('x (cm)')
ylabel('y (cm)')
title('LP en holograma sin aumentar con ceros ')
colorbar
pause

%se añaden ceros en x e y
Ptotalbien =[zeros(n,(Ly-m)/2) Ptotalbien zeros(n,(Ly-m)/2)];
Ptotalbien =[zeros((Ly-n)/2,Ly); Ptotalbien; zeros((Ly-n)/2,Ly)];

figure;
x=1:Lx;
y=1:Ly;
pcolor(x,-y,abs(Ptotalbien))
xlabel('x (cm)')
ylabel('y (cm)')
title('P sin filtrar en espacio real en holograma aumentada con ceros ')
colorbar
pause

```

```

%CALCULO DE LA FFT2D
%FFT2Dxy, en x e y, en dominio de la frecuencia para obtener espectro angular en el
holograma Pf2(kx,ky)
Pf2=fftshift(fft2(Ptotalbien,Ly,Lx));% esta es la FFT2Dxy,espectro angular en el
holograma Pf2(kx,ky)

%Calculo de la funcion filtro

a=0.5;
x=(-(L-0)/2):((L-2)/2);
y=(-(L-0)/2):((L-2)/2);

for e=0:L-1;
    for r=0:L-1;
        kx=pi*(e-L/2)/lx;
        ky=pi*(r-L/2)/ly;
        kc=0.1*pi/dx;
        kr=sqrt(kx^2+ky^2);
        if kr<=kc
            W(e+1,r+1)=1-(exp((kr/kc-1)/a))/2;
        else
            W(e+1,r+1)=(exp((1-kr/kc)/a))/2;
        end
    end
end
end

W;

%se multiplica Pf2(kx,ky)(valores de p en holograma en espacio k por la funcion filtro)

Pf2filtrada=Pf2.*W;

k=2*pi*frec/343;

%distancia a la que se propaga
d=-0.02%distancia a la que se propaga hacia atras(poner el signo -), d=-zh

ro=1.185
w=2*pi*frec
cte=1/(2*w*ro)

%kx=pi*x/lx en lugar de 2pi*x/lx porque sólo se pueden resolver componentes por
%encima de los números de onda Nyquist que son kxmax/2 y kymax/2.

%calculo de la funcion de Green para retropropagar
for p=0:L-1;
    for q=0:L-1;
        kx=pi*(p-L/2)/lx;
        ky=pi*(q-L/2)/ly;

```

```

if ((kx)^2+(ky)^2)<=k^2;
    kz =(k^2- (kx)^2 - (ky)^2);
    G(p +1,q +1) = exp(-i*d*sqrt(kz));%ondas planas
else
    kz =((kx)^2+(ky)^2-k^2);
    G(p +1,q +1) = exp(-d*sqrt(kz));%ondas evanescentes
end
kxx(p +1,q +1)=kx;
kyy(p +1,q +1)=ky;
kzz(p +1,q +1)=kz;
end
end
kxx;
kyy;
kzz;
G;%

% se multiplica la presion en el espacio k por el propagador
presionk=Pf2filtrada.*G;

%para volver al espacio real se desplaza la presion en k para centrar la imagen y se le
aplica la transformada de Fourier inversa 2D
Pftereal=(ifft2(fftshift(presionk)));

figure;
x=1:L;
y=1:L;
pcolor(x,-y,abs(Pftereal))
xlabel('x (m)')
ylabel('y (m)')
title('Pfte(Pa) en espacio real')
colorbar
pause

%LP en la fuente en dB
LPsupfte=20*log10(abs(Pftereal/2e-5));%Po=2e-5 Pa

figure;
x=1:L;
y=1:L;
surf(x,-y,(LPsupfte))
xlabel('x (m)')
ylabel('y (m)')
title('LP(dB) en la superficie de la fuente en espacio real')
colorbar
pause

Vxfte=(ifft2(fftshift(kxx.*presionk)))/(w*ro);%velocidad en eje x, kx es una matriz q
tiene filas iguales

```

```
Vyfte=(ifft2(fftshift(kyy.*presionk)))/(w*ro);%velocidad en eje y, ky es una matriz q
tiene columnas iguales
```

```
Vzfte=(ifft2(fftshift(kzz.*presionk)))/(w*ro);%velocidad en eje z, (m/s)
```

```
%intensidad activa W/m2
```

```
Ix=0.5*real(Pftereal.*conj(Vxfte));
```

```
Iy=0.5*real(Pftereal.*conj(Vyfte));
```

```
Iz=0.5*real(Pftereal.*conj(Vzfte));
```

```
%intensidad reactiva
```

```
Qx=0.5*imag(Pftereal.*conj(Vxfte));
```

```
Qy=0.5*imag(Pftereal.*conj(Vyfte));
```

```
Qz=0.5*imag(Pftereal.*conj(Vzfte));
```

```
%Nivel de intensidad activa en dB
```

```
Llx=10*log10(Ix/1e-12);
```

```
Lly=10*log10(Iy/1e-12);
```

```
Llz=10*log10(Iz/1e-12);
```

```
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
```

```
%CAMPO LEJANO
```

```
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
```

```
%distancia a la que se propaga
```

```
dislej=0.08;%distancia a la que se quiere propagar hacia delante a partir de la superficie
de la fuente
```

```
ro=1.185;
```

```
w=2*pi*frec;
```

```
cte=1/(2*w*ro);
```

```
%calculo de la funcion de Green
```

```
for p=0:L-1;
```

```
  for q=0:L-1;
```

```
    kx=pi*(p-L/2)/lx;
```

```
    ky=pi*(q-L/2)/ly;
```

```
    if ((kx)^2+(ky)^2)<=k^2;
```

```
      kz=((k)^2- (kx)^2 - (ky)^2);
```

```
      Gdislej(p +1,q +1) = exp(-i*dislej*sqrt(kz));%ondas planas
```

```
    else
```

```
      kz=((kx)^2+(ky)^2-k^2);
```

```
      Gdislej(p +1,q +1) = exp(-dislej*sqrt(kz));%ondas evanescentes
```

```
    end
```

```
    kxxdislej(p +1,q +1)=kx;
```

```
    kyydislej(p +1,q +1)=ky;
```

```
    kzzdislej(p +1,q +1)=kz;
```

```
  end
```

```
end
```

```

kxxdislej;
kyydislej;
kzzdislej;
Gdislej;

```

```

Pdislej=presionk.*Gdislej;%valores en superficie fte x propagador hacia adelante
Pdislejreal=(ifft2(fftshift(Pdislej)));

```

```

%LP en la fuente en dB
LPsupftedislej=20*log10(abs(Pdislejreal/2e-5));

```

```

Vxftedislej=ifft2(fftshift(kxxdislej.*Pdislej))/w*ro;%kx es una matriz q tiene filas
iguales
Vyftedislej=ifft2(fftshift(kyydislej.*Pdislej))/w*ro;%ky es una matriz q tiene columnas
iguales
Vzftedislej=ifft2(fftshift(kzzdislej.*Pdislej))/w*ro;%.*

```

### 7.a.2) Para evaluación en frecuencias

#### *nah1f.m*

-----

%Programa para calcular el nivel de presion, la velocidad de vibracion y otros parametros por frecuencias, en la superficie de una fuente plana a partir de medidas con una array de microfones a una distancia cercana y paralela a la fuente

%Es necesario poner en la carpeta de trabajo los archivos grabados y el emitido que es el de referencia.

```

clear all
N=1064;%numero de medidas
ff=[250 500 1000 2000 3000 4000 6000]
c=343;
m=28;%array mxn, numero de medidas en direc x
n=38;%array mxn, numero de medidas en direc y
dx=0.015;%input('espaciado entre ptos de medida en eje x dx=');
dy=dx; %espaciado entre ptos de medida en eje x e y
lx=m*dx;
ly=n*dy;
S=0.3;%dimensiones de la superficie medida
ro=1.185;
c=343;

Lx =m;
Ly =n;

```

```

for i=1:1:length(ff);
    frec=ff(i);

[Ptotalbien,Potencia,PotenciapromdB,RradVzpromedio,LPsupfteprom,maxVzfte,LPhol
oprom,Vzfprom]=to2bf(N,frec,m,n,dx,Lx,Ly);
    ff;
    PotenciapromdB1(i)=PotenciapromdB;
    LPsupfteprom1(i)=LPsupfteprom;
    maxVzfte1(i)=maxVzfte;
    LPholoprom1(i)=LPholoprom;
    Vzfl(i)=Vzfprom;
end;

PotenciapromdB1
LPsupfteprom1
maxVzfte1
LPholoprom1
Vzfl
ff

figure;
semilogx(ff,PotenciapromdB1);
xlabel('Frecuencia (Hz)')
ylabel('PotenciapromdB1')
title('PotenciapromdB1')
pause

figure;
semilogx(ff,LPholoprom1);
xlabel('Frecuencia (Hz)')
ylabel(' LPsupfteprom1;')
title(' LP holograma;')
pause

figure;
semilogx(ff, LPsupfteprom1);
xlabel('Frecuencia (Hz)')
ylabel(' LPsupfteprom;')
title(' LP fuente;')
pause

figure;
semilogx(ff, Vzfl);
xlabel('Frecuencia (Hz)')
ylabel(' Vz (mm/s);')
title(' Vzfte;')
pause

```

***nah2f.m***

```

function
[Ptotalbien,Potencia,PotenciapromdB,RradVzpromedio,LPsupfteprom,maxVzfte,LPhol
oprom,Vzfprom]=to2bf(N,frec,m,n,dx,Lx,Ly);
dy=dx;
lx=m*dx;
ly=n*dy;

fs=44100; %frecuencia de muestreo

%Se graban las señales de 0 a 2 segundos y se recortan de 1 a 1.2 s
xx=wavread('emitido.wav'); %señal emitida
xf=fft(xx,8821);
T=(length(xf)-1)/fs;
t=[0:1/fs:0.2];
s=6.5;%(mV/Pascal)

for tt=1:N;
    file=['audio' num2str(tt) '.wav'];
    yy=wavread(file); %señal grabada
    yf=fft(yy,8821);
    T=(length(yf)-1)/fs;
    t=[0:1/fs:0.2];
    Hzdiv=fs/(length(yf)-1);
    f=[0:Hzdiv:fs];
    muestrita=frec/Hzdiv+1; %es el numero de muestra q corresponde a la frecuencia
    introducidas ya q 44100:8820=5 Hz/division, ya que se miden 0,2 s
    fase(tt)=angle(xf(muestrita))-angle(yf(muestrita));
    amplipres(tt)=abs(yf(muestrita))/s; %amplitud de presion en Pascales
    LP(tt)=20*log10(amplipres(tt)/2e-5);%nivel de presion en dB Po=2e-5 Pa
end;

nivepres=[LP];
fase2=[fase];
amplitudpres=amplipres;
amplifase=exp(i*fase2);
Pcompleja=amplitudpres.*amplifase;
Ptotal=reshape(Pcompleja,m,n);
Ptotalbien=Ptotal; % trasponer la Ptotal xq sino salen invertidos los valores

LPholo=20*log10((abs(Ptotalbien))./(2e-5));%nivel de presion en dB
LPholoprom=mean(mean(LPholo));

% la amplitud de la P en Pascales, en el dominio frecuencial

%nivel de presion (LP) en el holograma, antes de pasar a P compleja

```

```

%LP=20*log10(abs(Ptotalbien)/2e-5);%nivel de presion en dB Po=2e-5 Pa

%Filtro en espacio real

a=0.2;

for e=0:m-1;
    for r=0:n-1;
        kx=pi*(e-m/2)/lx;
        ky=pi*(r-n/2)/ly;
        kc=0.6*pi/dx;
        kr=sqrt(kx^2+ky^2);
        if kr<=kc
            W(e+1,r+1)=1-(exp((kr/kc-1)/a))/2;
        else
            W(e+1,r+1)=(exp((1-kr/kc)/a))/2;
        end
    end
end
end
W

Ptotalbien=Ptotalbien.*W;

LP=20*log10(abs(Ptotalbien/2e-5));%nivel de presion en dB

%Las siguientes 4 líneas se utilizan en caso de querer aumentar la matriz de medida con
ceros
%Lx =2^(floor(log10(m)/log10(2)) + 1);%calculo la potencia de 2 mas cercana 28
%Ly =2^(floor(log10(n)/log10(2)) + 1);%calculo la potencia de 2 mas cercana 28
%Ptotalbien =[zeros(n,(Ly-m)/2) Ptotalbien zeros(n,(Ly-m)/2)];
%Ptotalbien =[zeros((Ly-n)/2,Ly); Ptotalbien; zeros((Ly-n)/2,Ly)];

%CALCULO DE LA FFT2D
%calculo de las FFT2Dxy, en x e y, en dominio de la frecuencia para obtener espectro
angular en el holograma Pf2(kx,ky)
Pf2=fftshift(fft2(Ptotalbien,Ly,Lx));
%se rellena con ceros antes de transformar% Ly filas y Lx columnas

%Calculo de la funcion filtro W

a=0.2;
x=(-(Lx-0)/2):((Lx-2)/2);
y=(-(Ly-0)/2):((Ly-2)/2);

for e=0:Ly-1;
    for r=0:Lx-1;
        kx=pi*(e-Ly/2)/ly;

```

```

ky=pi*(r-Lx/2)/lx;
kc=0.6*pi/dx;
kr=sqrt(kx^2+ky^2);
if kr<=kc
    W(e+1,r+1)=1-(exp((kr/kc-1)/a))/2;
else
    W(e+1,r+1)=(exp((1-kr/kc)/a))/2;
end
end
end
end

W;

%multiplico Pf2(kx,ky)(valores de p en holograma en espacio k por la función filtro)

Pf2filtrada=Pf2.*W;

k=2*pi*frec/343;

%distancia a la que se propaga
d=-0.02 %input('distancia a la que se propaga hacia atrás(poner el signo -), d=-zh ')

ro=1.185
w=2*pi*frec
cte=1/(2*w*ro)

x=(-(Lx-0)/2):((Lx-2)/2);
y=(-(Ly-0)/2):((Ly-2)/2);
%p=0:Ly-1;
% kdx=2pi/dx
% deltakx=kdx/N=2*pi/(dx*N)
% kx=x*deltakx=(p/2)*deltakx
% kx=(p/2)*deltakx=(p/2)*(2*pi)/(dx*N)=p*pi/ly

%calculo de la funcion de Green para retropropagar
for p=0:Ly-1;
    for q=0:Lx-1;
        kx=pi*(p-Ly/2)/ly;
        ky=pi*(q-Lx/2)/lx;
        if ((kx)^2+(ky)^2)<=k^2;
            kz=(k^2-(kx)^2-(ky)^2);
            G(p+1,q+1)=exp(-i*d*sqrt(kz));%ondas planas
        else
            kz=((kx)^2+(ky)^2-k^2);
            G(p+1,q+1)=exp(-d*sqrt(kz));%ondas evanescentes
        end
        kxx(p+1,q+1)=kx;
        kyy(p+1,q+1)=ky;
        kzz(p+1,q+1)=kz;
    end
end

```

```

end
end
kxx
kyy
kzz;
G;

%Se multiplica la presion filtrada en el espacio k por el propagador hacia atrás y así se
obtiene la presión en la fuente
presionk=Pf2filtrada.*G;

%para volver al espacio real, se aplica la fftshift para desplazar la imagen y despues la
tranformada de Fourier inversa en 2D.
Pftereal=(ifft2(fftshift(presionk)));

%ahora calculo P en la fuente en dB
LPsupfte=20*log10(abs(Pftereal/2e-5));%nivel de presion en dB Po=2e-5 Pa

%promedio de LP en la superficie de la fuente
LPsupfteprom=mean(mean(LPsupfte));

Vxfte=(ifft2(fftshift(kxx.*presionk)))/(w*ro);%kx es una matriz q tiene filas iguales
Vyfte=(ifft2(fftshift(kyy.*presionk)))/(w*ro);%ky es una matriz q tiene columnas
iguales
Vzfe=(ifft2(fftshift(kzz.*presionk)))/(w*ro);

Vzfprom=(1/(10*pi))*mean(mean(abs(Vzfe)));
VzftedB=20*log10(abs(Vzfe)/0.5e-7);

Iz=0.5*real(Pftereal.*conj(Vzfe));
Izftepromedio=mean(mean(Iz));

Potencia=lx*ly*Izftepromedio;

LIz=10*log10(abs(Iz)/1e-12);%nivel de presion en dB Po=2e-5 Pa
LIzftepromedio=mean(mean(LIz));

PotenciapromdB=lx*ly*LIzftepromedio;

```

**7.b) PROGRAMA SEA****mat1bb.mat**

```

-----
%PROGRAMA PARA CALCULAR EL NOISE REDUCTION (NR) Y A PARTIR DE
ESTE EL TRANSMISSION LOSS (TL)
% modelo teorico: 2 paneles paralelos e infinitos separados por aire
% la superposicion de las respuestas modales produce la respuesta estructural total
%sistema oscilador acoplado de 5 componentes

%      1      2      3      4      5
%  room + panel + cavidad + panel + room
%              %con absorbente

%se intenta que  $V1 < V5$  y asi el transmission loss es positivo
% el sonido se pone en el sistema 1

%AÑADIR DATOS
////////////////////////////////////
clear all
%dimensiones de la cavidad
l2=0.025;%input('espesor de la cavidad (la menor dimension de las 3) (m)=')
l1=0.49;%input('ancho de la cavidad (m)=')
l3=0.61;%input('alto de la cavidad (m)=')
%alfa0=(pi/4)*0.1;%input('coeficiente de absorcion en incidencia normal=')
%añadir epsi5 (factor de perdidas de room 5) em mat2bb

%panel 2
+++++
fc2=1326.5;%input('Frecuencia critica en Hz de panel 2=')
D2=557.9;%rigidez a flexion del panel 2
h2=0.005;%espesor del panel 2
rosubm2=560;%densidad volumetrica panel 2
beta2=D2*12/(h2)^3
c2=sqrt(beta2/rosubm2);%?
M2=2.8;%input('Masa total del panel 2 en kg/m2=')
epsi2=0.01;%input('loss factor panel 2 =')

%panel 4
+++++
fc4=6140;%input('Frecuencia critica en Hz de panel 4=')
D4=93;%rigidez a flexion del panel 4
h4=0.001;%espesor del panel 4
rosubm4=10000;%densidad volumetrica panel 4
beta4=D4*12/(h4)^3
c4=sqrt(beta4/rosubm4);
M4=10;%input('Masa total del panel 4 en kg/m2=')
epsi4=0.004;%input('loss factor panel 4 =')

T5=0.6;%input('tiempo de reverberacion de room 5=')

```

```

%perímetros de los paneles, se considera que los 2 paneles tienen igual tamaño y lados
iguales 2 a 2, suma de sus lados
p=2*l3+2*l1;
c=343;
V1=1.104*0.699*0.473;%input('Volumen room 1 em m3=')
V5=2.8*2.5*3;%input('Volumen room 5 em m3=')
V3=l1*l2*l3;%
S3=(l2*l3*2)+(l2*l1*2);%input('Area de superficie total de absorbente en la cavidad
em m2=')
%valores conocidos
lambdac2=c/fc2; %lambda critica=csonido/freccritica
lambdac4=c/fc4; %lambda critica=csonido/freccritica
ro=1.185; %densidad del aire (1.185 o 1.293 kg/m2)
Apanel2=l1*l3;%('Area superficie del panel 2 em m2=')
Apanel4=l1*l3;%('Area superficie del panel 4 em m2=')
Acavidad=l1*l3; %('Area superficial de la cavidad em m2 (l1xl3)=')
c=343;
wc2=2*pi*fc2;
wc4=2*pi*fc4;

frec=[250 500 1000 2000 3000 4000];
TL2a=[9.1 13.1 14.8 14.5 20.6 23.5];
TL4a=[17.9 23.1 28.5 33.8 36.3 36.5];
alfa00=[0.55 0.8 0.9 0.85 0.8 0.8];%coeficiente de absorción del material absorbente
colocado en la cavidad

for i=1:1:6;%10;
    ff=frec(i);
    TL2=TL2a(i);
    TL4=TL4a(i);
    alfa0=alfa00(i);

[TLp,NRp,E1rE5p,n2p,R2rad,R4rad]=mat2bb(ff,l2,l1,l3,alfa0,fc2,fc4,c2,c4,V1,V5,V3,
S3,T5,M2,M4,h2,h4,TL2,TL4,epsi2,epsi4,ro,Apanel2,Apanel4,Acavidad,p,c,lambdac2,l
ambdac4,wc2,wc4);
    ff;
    TL(i)=TLp;
    NR(i)=NRp;
    E1rE5(i)=E1rE5p;
    n2(i)=n2p;
    R2radiacion(i)=R2rad;
    R4radiacion(i)=R4rad;
    %n2(i)=n2p;
end;
frec
E1rE5
NR
TL
n2

```

```
figure;  
semilogx(frec,n2);  
xlabel('Frecuencia (Hz)')  
ylabel('n2')  
title('densidad modal')  
pause
```

```
figure;  
semilogx(frec,R2radiacion);  
xlabel('frecuencia (Hz)')  
ylabel('Rrad 2')  
title('Resistencia de radiación del panel 2' )  
pause
```

```
figure;  
semilogx(frec,alfa00);  
xlabel('frecuencia (Hz)')  
ylabel('alfa')  
title(' absorbente')  
pause
```

```
figure;  
semilogx(frec,R4radiacion);  
xlabel('frecuencia (Hz)')  
ylabel('Rrad 4')  
title(' Resistencia de radiación del panel 4')  
pause
```

```
figure;  
semilogx(frec,E1rE5);  
xlabel('Frecuencia (Hz)')  
ylabel('E1/E5')  
title('E1/E5(Frecuency)')  
pause
```

```
figure;  
semilogx(frec,NR);  
xlabel('Frecuencia (Hz)')  
ylabel('Noise Reduction (dB)')  
title('NR(Frecuency)')  
pause
```

```
figure;  
semilogx(frec,TL);  
xlabel('frecuencia (Hz)')  
ylabel('Transmission Loss (dB)')  
title('TL del multicapa')  
pause
```

**mat2bb.mat**

```

-----
function
[TLp,NRp,E1rE5p,n2p,R2rad,R4rad]=mat2bb(ff,l2,l1,l3,alfa0,fc2,fc4,c2,c4,V1,V5,V3,
S3,T5,M2,M4,h2,h4,TL2,TL4,epsi2,epsi4,ro,Apanel2,Apanel4,Acavidad,p,c,lambdac2,l
ambdac4,wc2,wc4)
w=2*pi*ff;
epsi5=0.3; %loss factor de la room 5

%Resistencia de radiación de un panel simplemente soportado
lambda=c/ff;%lambda acústica
k=2*pi/lambda;
%l1x13 son las dimensiones del panel
a=l1;

%panel 2
alfa2=(ff/fc2)^(1/2);

if ff<fc2

    if k*a>2*pi
        if ff/fc2<0.5
            g1=(4/(pi^4))*((1-(2*alfa2^2))/(alfa2*(1-alfa2^2)^(1/2)));
            g2=(1/(4*pi^2))*((1-alfa2^2)*log((1+alfa2)/(1-alfa2))+2*alfa2)*1/(1-
alfa2^2)^(3/2);

Rrad=Apanel2*ro*c*(((lambdac2*lambda/Apanel2)*2*(ff/fc2)*g1+(p*lambdac2/Apan
el2)*g2))/2;
        else
            g1=0;
            g2=(1/(4*pi^2))*((1-alfa2^2)*log((1+alfa2)/(1-alfa2))+2*alfa2)*1/(1-
alfa2^2)^(3/2);

Rrad=Apanel2*ro*c*(((lambdac2*lambda/Apanel2)*2*(ff/fc2)*g1+(p*lambdac2/Apan
el2)*g2))/2;
        end
    else %(k*a<2*pi)
        Rrad=Apanel2*ro*c*(4/pi^4)*(p*lambdac2/Apanel2)*alfa2/2;
    end
end

if ff>fc2
    Rrad=Apanel2*ro*c*(1-(fc2/ff))^(-1/2);
end

if ff==fc2
    Rrad=Apanel2*ro*c*2*((a/lambdac2)^(1/2)+(b/lambdac2)^(1/2))/2;
end

```

```

R2rad=Rrad*2;      %coeficiente 2 porque hay radiación por ambas caras del panel
R2rad;

%panel4

alfa4=(ff/fc4)^(1/2);

if ff<fc4

    if k*a>2*pi
        if ff/fc4<0.5
            g1=(4/(pi^4))*((1-(2*alfa4^2))/(alfa4*(1-alfa4^2)^(1/2)));
            g2=(1/(4*pi^2))*((1-alfa4^2)*log((1+alfa4)/(1-alfa4))+2*alfa4)*1/(1-
            alfa4^2)^(3/2);

Rrad=Apanel4*ro*c*(((lambdac4*lambda/Apanel4)*2*(ff/fc4)*g1+(p*lambdac2/Apan
el4)*g2))/2;
        else
            g1=0;
            g2=(1/(4*pi^2))*((1-alfa4^2)*log((1+alfa4)/(1-alfa4))+2*alfa4)*1/(1-
            alfa4^2)^(3/2);

Rrad=Apanel4*ro*c*(((lambdac4*lambda/Apanel4)*2*(ff/fc4)*g1+(p*lambdac4/Apan
el4)*g2))/2;
        end
    else %(k*a<2*pi)
        Rrad=Apanel4*ro*c*(4/pi^4)*(p*lambdac4/Apanel4)*alfa4/2;
    end
end

if ff>fc4
    Rrad=Apanel4*ro*c*(1-(fc4/ff))^(-1/2);
end

if ff==fc4
    Rrad=Apanel4*ro*c*2*((a/lambdac4)^(1/2)+(b/lambdac4)^(1/2))/2;
end

R4rad=Rrad*2;      % coeficiente 2 porque hay radiación por ambas caras del panel
R4rad;

%frecuencia de primer modo de cruce (cross) en la cavidad
fd=c/(2*l2); %l2 es el espesor de la cavidad
wd=2*pi*fd;

```

```

%densidad modal de la cavidad

if ff<c/2*12
    n3=(Acavidad*w)/(2*pi*c^2);
else
    n3=(V3*w^2)/((2*pi^2)*c^3);
end
n3;

%loss factor de la cavidad
if w<wd
    epsi3=(S3*c*alfa0)/(4*V3*w);
else
    epsi3=(S3*c*alfa0)/(6*V3*w);
end
epsi3;

%densidad modal de los paneles soportados simplemente
%c2 y c4 son las velocidades de las ondas de flexión de cada panel
%esta n2(w) y n4(w)

n2=(Apanel2*w)/(4*pi*c2*c2); %panel 2, unidades: modos/(rad/s)
n4=(Apanel4*w)/(4*pi*c4*c4); %panel 4, unidades: modos/(rad/s)

%densidad modal de las rooms

n1=(V1*w^2)/(2*(pi^2)*(c^3)); %room 1, unidades: modos/(rad/s)
n5=(V5*w^2)/(2*(pi^2)*(c^3)); %room 5, unidades: modos/(rad/s)

%Coupling loss factors, ley de masas

% 10*log10(espi13)=-TL2+10*log10(Apanel2*c/4*V1*w)
epsi13=10^((0.1)*(-TL2+10*log10((Apanel2*c)/(4*V1*w))));
% 10*log10(espi53)=-TL4+10*log10(Apanel4*c/4*V5*w)
epsi53=10^((0.1)*(-TL4+10*log10((Apanel4*c)/(4*V5*w))));
epsi31=epsi13*n1/n3;
epsi35=epsi53*n5/n3;

%Coupling loss factors de paneles a la cavidad

if w<wc2
    epsi23=2*R2rad/(w*M2);
else
    epsi23=R2rad/(w*M2);
end
epsi23

```

```

if w<wc4
    epsi43=2*R4rad/w*M4;
else
    epsi43=R4rad/w*M4;
end
epsi43

```

%Coupling loss factors de paneles a las habitaciones

```

epsi21=R2rad/(w*M2);
epsi45=R4rad/(w*M4);
epsi54=epsi45*n4/n5;
epsi32=epsi23*n2/n3;
epsi34=epsi43*n4/n3;
epsi12=epsi21*n2/n1;

```

```

epsi2t=epsi2+epsi21+epsi23
epsi3t=epsi3+epsi31+epsi32+epsi34+epsi35
epsi4t=epsi4+epsi43+epsi45
epsi5t=epsi5+epsi53+epsi54

```

%E1rE5 % E1/E5, energia de 1 respecto a 5

```

pEE1=(epsi5t+(epsi54*epsi35/epsi34))*((epsi4t/epsi34)*(epsi3t-
((epsi23*epsi32)/epsi2t)));
pEE2=(epsi45+((epsi4t*epsi35)/epsi34))*((epsi54/epsi34)*(epsi3t-
((epsi32*epsi23)/epsi2t))-epsi53);
pEE3=((epsi45+(epsi4t*epsi35)/epsi34)*(epsi13+((epsi12*epsi23)/epsi2t)));

```

```

E1rE5p=(pEE1-pEE2)/pEE3;

```

```

%E1rE5p= (((epsi5t+(epsi54*epsi35/epsi34))*((epsi4t/epsi34)*(epsi3t-
(epsi23*epsi32/epsi2t))-epsi43))-
(epsi45+(epsi4t*epsi35/epsi34))*((epsi54/epsi34)*(epsi3t-(epsi32*epsi23/epsi2t))-
epsi53))/((epsi45+(epsi4t*epsi35)/epsi34)*(epsi13+(epsi12*epsi23/epsi2t)));

```

% E1rE5 da el NOISE REDUCTION que esta relacionado con el transmission loss TL

```

NRp= 10*log10(E1rE5p)-10*log10(V1/V5);

```

% el transmission loss es

```

TLp= NRp+10*log10((Apanel2*c*T5)/(24*V5*log(10)));% en dB

```

**7.c) programa TFE**

```

function
[taod,rd,w1,w2,Ap,Bp,tao,r,ang]=dosplaca(f,h1,r1,D1,mu1,h2,r2,D2,mu2,rb,kb,d,lim,N)

%
[taod,rd,w1,w2,Ap,Bp,tao,r,ang]=dosplaca(f,h1,r1,D1,mu1,h2,r2,D2,mu2,rb,kb,d,lim,N)
% Entradas:
%           f -> Frecuencia (Hz)
%           h1,h2 -> Grosos de las placas (m)
%           r1,r2 -> Densidades de las placas (kg/m3)
%           D1,D2 -> Rigidez a flexión de las placas(Nm)
%           mu1,mu2 -> Factor de pérdidas de las placas
%           rb -> Densidad (compleja) de la cámara
%           kb -> Número de onda (complejo) de la cámara
%           d -> Grosor de la cámara
%           lim-> Ángulo límite (grados)
%           N -> Pasos de integración angular
%
% Salidas:
%           taod -> Coeficiente de transmisión (campo difuso)
%           rd -> Coeficiente de reflexión (campo difuso)
%           w1,w2-> Desplazamiento de las placas en funcion de la
presión incidente
%           Ap,Bp-> Coeficientes de presión en la cámara
%           tao -> Coeficiente de transmisión (en función del ángulo)
%           r -> Coeficiente de reflexión (en función del ángulo)
%           ang -> Vector de ángulos

% Inicialización
c=343;
w=2.*pi.*f;
r0=1.21;
mu1=mu1+f.^(-0.5);
mu2=mu2+f.^(-0.5);

D1=D1.*(1+j*mu1);
D2=D2.*(1+j*mu2);
k0=2*pi.*f/c;
lim=lim*pi/180;
ang=[0:lim/N:lim];
kx=k0.*sin(ang);
a=j.*k0.*cos(ang);
s=kx;
b=sqrt(kb.^2-s.^2);

% Matriz del sistema
for co=1:length(ang)
    A=zeros(6,6);

```

```

A(1,1)=a(co);
A(1,2)=r0.*w.^2;
A(2,1)=-1;
A(2,2)=D1.*s(co).^4-r1.*h1.*w.^2;
A(2,3)=cos(b(co).*h1);
A(2,4)=sin(b(co).*h1);
A(3,2)=rb.*w.^2;
A(3,3)=-b(co).*sin(b(co).*h1);
A(3,4)=b(co).*cos(b(co).*h1);
A(4,3)=-b(co).*sin(b(co).(h1+d));
A(4,4)=b(co).*cos(b(co).(h1+d));
A(4,5)=rb.*w.^2;
A(5,3)=-cos(b(co).(h1+d));
A(5,4)=-sin(b(co).(h1+d));
A(5,5)=D2.*s(co).^4-r2.*h2.*w.^2;
A(5,6)=exp(a(co).(h1+h2+d));
A(6,5)=r0.*w.^2;
A(6,6)=-a(co).*exp(a(co).(h1+h2+d));
B=zeros(6,1);
B(2,1)=1;
B(1,1)=a(co);

x=A\B; %Solución del sistema
r(co)=x(1);
w1(co)=x(2);
Ap(co)=x(3);
Bp(co)=x(4);
w2(co)=x(5);
tao(co)=x(6);
end;

% Cálculo de campo difuso
int=cos(ang).*sin(ang);
inte=sum(int);
taod=(abs(tao)).^2;
taod=taod.*inte;
taod=sum(taod);
taod=taod/inte;

rd=1-abs(r).^2;
rd=rd.*inte;
rd=sum(rd);
rd=rd/inte;

```

## 7.d. Especificaciones técnicas. Micrófonos. Caja Acústica. Altavoces planos.

### 7.d.1) MICRÓFONOS TYPE 4935 B&K

Los micrófonos utilizados para realizar las medidas (véanse figuras 7.d.1.1 y 7.d.1.2) son micrófonos prepolarizados con un preamplificador DeltaTron<sup>®</sup> incorporado.

Estos micrófonos son de tipo condensador, por lo que tienen una fiabilidad altísima y una buena sensibilidad. Su impedancia también es muy alta (del orden de  $M\Omega$ ), por lo que es necesario insertar el preamplificador para reducir esa impedancia ( $\approx 70\Omega$ ). Este preamplificador abastece al transductor con una corriente constante de 6mA.

Los siete micrófonos utilizados se conectan mediante un cable coaxial de canal único SMB a BNC a un acondicionador de señal.



Figura 7.d.1.1. Micrófonos Type 4935.



Figura 7.d.1.2. Detalle de los micrófonos.

### **Especificaciones técnicas:**

- Tipo: condensador prepolarizado
- Sensibilidad nominal: 6.5 mV/Pa (re 250Hz)
- Respuesta en frecuencia: (re 250 Hz)
  - $\pm 1$  dB, 100 Hz a 3kHz
  - $\pm 2$  dB, 3kHz a 5 kHz

- Ruido inherente: <35 dB SPL (ponderado en A)
- Limite superior del rango dinámico: 140 dB (ponderado en A, THD < 3%)
- Impedancia de salida: 70Ω
- Dimensiones: 7mm de diámetro, 65 mm de longitud
- Peso: 10g

### 7.d.2) CAJA ACÚSTICA BEHRINGER

A continuación se muestran las especificaciones técnicas más destacadas de la caja acústica Behringer Truth B2031:

#### Entradas de audio

XLR	entrada servo-balanceada
1/4" jack	entrada servo-balanceada
Impedancia	20 kOhms
Nivel de entrada máx.	+22 dBu

#### Altavoces

Tweeter	cono de “ferrofluido refrigerado” 25mm
Woofers	diafragma de policarbonato 22cm

#### Amplificadores

Baja frecuencia	máx. 150 watios
Alta frecuencia	máx. 75 watios
Ruido (SPL @ 10cm)	< 10 dBA a 1m

#### Crossover

Tipo	filtro Linkwitz-Riley de orden 4, activo
Frecuencia crossover	2 kHz

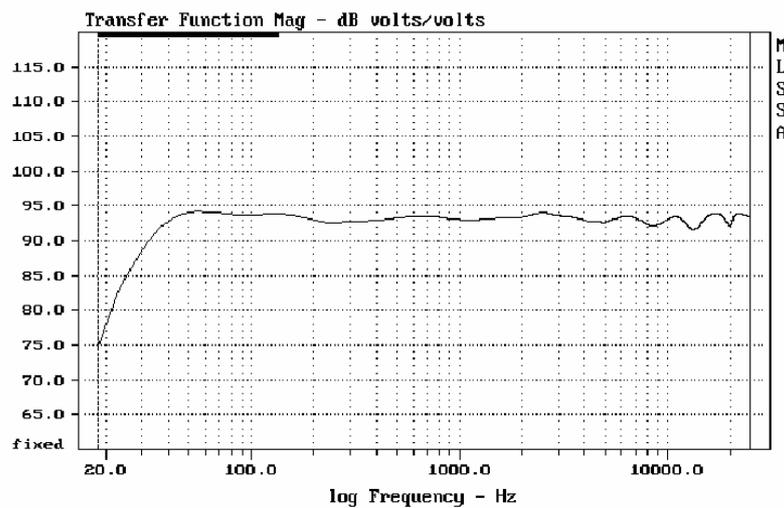
#### Especificaciones del sistema

Ancho de banda	50 Hz a 21 kHz
Nivel de presión sonora	máx. 116 SPL a 1m

#### Especificaciones físicas

Dimensiones (H x W x D)	400mm x 250mm x 290mm
Peso neto	aprox. 15 kg

## Respuesta en frecuencia



### 7.d.3) ESPECIFICACIONES TÉCNICAS ALTAVOZ DML WHARFEDALE CEILING TILE

Las especificaciones técnicas más destacadas del altavoz de modos distribuidos Wharfedale Ceiling Tile son las siguientes:

- Impedancia nominal tipo baja impedancia: 8 ohmios
- Sensibilidad a 1m para 2.83 v de entrada: 87 dB
- Respuesta en frecuencia (+0, -6dB): 160Hz - 20kHz
- Dimensiones (H x W x D mm): 590 x 590 x 25

#### Referencias

PRODUCT DATA Array Microphone - Type 4935, Brüel & Kjær.

<http://www.behringer.com>

<http://www.wharfedale.co.uk>

## High-Power Full-Range Portable Flat Panel Speakers

Over several years, \*DML technology has advanced to the point where newly developed compact high-power transducers can produce significant sound output levels with a full-spectrum frequency response.

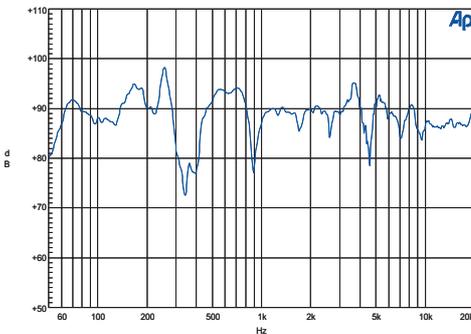
MiniPro is the first commercial application of these second-generation DML exciters, combined into an easily transportable lightweight package, delivering all the spatial benefits of this extraordinary sound technology along with substantial volume. Weighing less than 4Kg, MiniPro can deliver an astonishing 114dB peak output, handling up to 80watts (AES). A generous operating range of 60Hz right up to 21kHz makes it suitable for almost any type of program.

MiniPro will fill unusually large volumes with clean and clear non-directional sound, due to its surprising dispersion characteristics, whilst the flat construction allows it to be used in visually sensitive architectural situations.

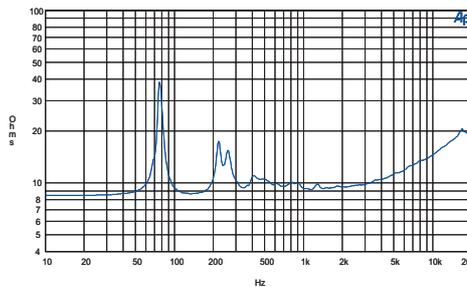
When compared with pistonic drivers, the low rate at which DML loudness drops-off with distance delivers an exceptionally even level of coverage within a room or venue. A further beneficial effect of DML is that beaming is eliminated, and adverse room-effects are thereby substantially reduced.



### \*Distributed Mode Loudspeaker



MiniPro Frequency Response Curve



MiniPro Impedance Curve



Close-up of MiniPro heatsink



**Fane Acoustics Ltd,**

Unit 1, Millshaw Park Avenue, Millshaw Park Industrial Estate,

Leeds LS11 0LR, United Kingdom

**FANE**

Tel: +44 (0) 113 277 8600, Email: info@fane-acoustics.com, Web: www.fane-acoustics.com



NXT is the trademark of New Transducers Ltd, who are licensors of DML technology.

For full and updated news about MiniPro, and a list of local and international distributors and stockists, please visit [www.fane-acoustics.com](http://www.fane-acoustics.com). The proprietors of MiniPro operate a policy of continuous product development and reserve the right to change specifications without notice.



**MiniPro**  
High-Power Full-Range Portable Flat Panel Speakers

## High-Power Full-Range Portable Flat Panel Speakers

## Specifications

### Applications:

Multimedia and High Intelligibility Speech; Acoustic Musical Instruments; Schools & Houses of Worship; Retail Spaces; Restaurants and Bars; Small Portable P.A.

### Features:

Flat visual aspect for Architectural Installation; Extreme portability; High output to weight ratio;

Loudspeaker type	Distributed Mode Loudspeaker (DML)
Operating range	60Hz - 21Khz
Sensitivity 1W/1M	89dB
Max. input Rating	80 Watts (AES)
Max output Rating	108 dB Continuous, 114dB Peak
Nominal impedance	8 ohms
Nominal -6dB Beamwidth Horizontal	100°
Nominal -6dB Beamwidth Vertical	120°
Recommended Signal processing	50Hz High Pass Filter
Transducers	4 x R25/08 High Efficiency Radial Magnet Exciters
Transducer protection	None
Enclosure	High Density Polyurethane Foam
Mounting provisions	4 x M6
Input connector	1 x NL4 Speakon
Dimensions H/W/D	660mm x 540mm x 70mm (26ins x 21¼ins x 2¾ins)
Weight	3.6Kg. (7.9Lb)
Shipping weight	5.0Kg (11Lb)

### Mounting Notes:

Sound is radiated from both the front and back of the loudspeaker. Therefore, to avoid cancellation effects, a clearance area of at least 500mm should be left between the back of the unit and any parallel acoustically reflective surface behind it.

## Accessories

### Digital Slaving Amplifier: PP.MP80D

110/230v digital amplifier, with 80watts output and integral 50Hz bass filter, in a compact package, is precisely matched to the MiniPro units performance.

Greatly simplifies installation. Mounts to existing fixing inserts and does not interfere with any other accessories also using those inserts.



### 25mm dia Pole Mounts: PP.MP.AC02

Steel pole-mounting bracket bolts to threaded inserts already in position on the MiniPro frame. This bracket allows the MiniPro unit to be mounted on an industry-standard 25mm dia pole stand, which can itself be either free-standing or wall mounting, allowing MiniPro units to be swiftly mounted/de-mounted, or for touring applications. Finished in Black epoxy powder-coat.

### 35mm dia Pole Mounts: PP.MP.AC01

As above, but suited to the other industry-standard, 35.00mm.

### Tripod stand: PP.MP.AC10

Light-weight, all-aluminium stand for one MiniPro. Max. height 1.9m to top of pole.

### Carrybag for Tripod Stand: PP.MP.AC11

Lightweight drawstring carry bag, in nylon, with shoulder strap, to suit a pair of AC10 tripods.

### Wall mount Bracket: PP.MP.AC03

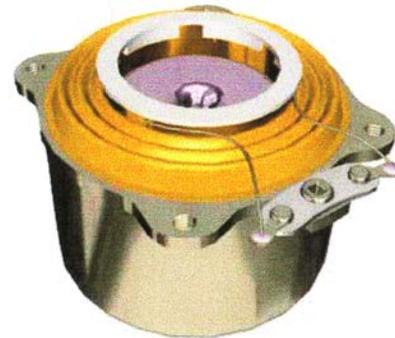
Custom made mounting plate, with horizontal swivelling, affixes to threaded inserts already in position on the MiniPro frame, and is then mounted on a laterally swivelling wall fixing plate. This allows for semi-permanent installation of MiniPro units, with a 550mm stand-off. Finished in Black epoxy powder-coat.



# EX R25/08 DATA SHEET



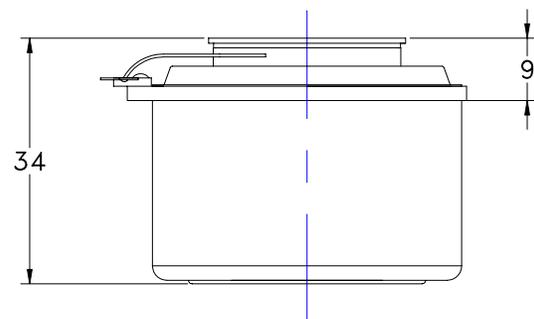
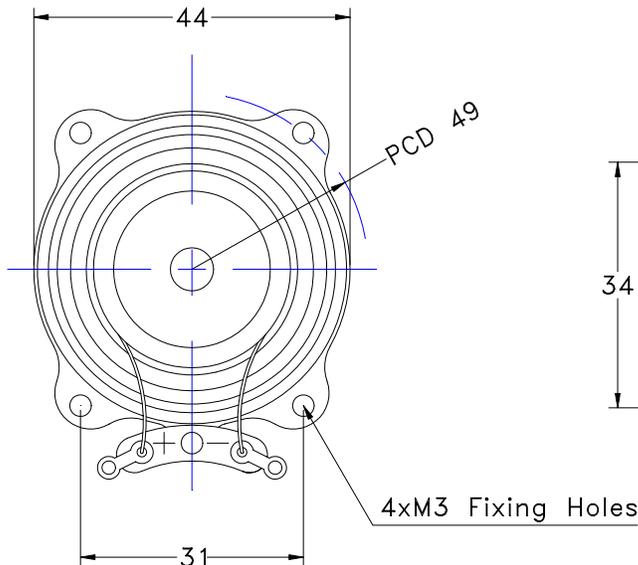
The EX R25/08 is a high efficiency exciter for use in Distributed Mode Loudspeakers. By means of Radial Magnet Technology sensitivity is maximized while maintaining a slim profile allowing close coupling in multiple exciter applications.



Overall Performance Specification	
Voice coil diameter	1 inch/25 mm
Impedance	8 $\Omega$
Power Handling <sup>1</sup>	18 Watts
Maximum External Diameter	54.5 mm
Total Height	33.5 mm
Nominal Mass	350 grams
Flux Density	1.6 Tesla
BL Product	5.862 Tesla metres
Inductance	0.17 mH
Output Impedance – $Bl^2/Re$	4.227 Ns/m
Voice coil overhang	0.4 mm

<sup>1</sup> IEC 268 part 5

Pansys Input Data		
Parameter	Units	Value
MMm	(g)	350
Mms	(g)	1.032
Cms	( $e^{-3}m/N$ )	0.314
Rms	(Ns/m)	93.974
Bl	(TM)	5.862
Re	(Ohm)	8.13
Fre	(kHz)	28.
ExpoRe		1.031
Le	(mH)	.1813
ExpoLe		0.843



**Fane Acoustics Ltd.**  
 Unit 1, Millshaw Park Avenue  
 Millshaw Park Industrial Estate  
 Leeds LS 11 OLR, England  
 Tel: +44 (0) 113 277 8600  
 Fax: +44 (0) 113 277 8700  
 e-mail: info@fane-acoustics.com