

UNIVERSIDAD POLITECNICA DE VALENCIA

ESCUELA POLITECNICA SUPERIOR DE GANDIA

Master en Ingeniería Acústica

---



UNIVERSIDAD  
POLITECNICA  
DE VALENCIA



ESCUELA POLITECNICA  
SUPERIOR DE GANDIA

**“Análisis de la interacción de resonadores de Helmholtz en metamateriales acústicos periódicos en función de la orientación de incidencia de la fuente sonora.”**

***TRABAJO FINAL DE MASTER***

Autor/a:  
**David Ramírez Solana**

Tutor/a:  
**Bravo Plano-Sala, José María  
Castiñeira-Ibáñez, Sergio  
Redondo, Javier**

***GANDIA, 2020***

# Resumen

Las barreras acústicas basadas en cristales de sonido constituyen una de las apuestas tecnológicas más prometedoras de los últimos años en el campo de la acústica ambiental. Los cristales de sonido se pueden definir como nuevos materiales formados por redes de dispersores acústicos embebidos en aire. Para el diseño de estas barreras se emplean potentes modelos de simulación que aportan resultados fiables sin la necesidad de costosas pruebas experimentales.

Este trabajo aplica el Método de Elementos Finitos para analizar una barrera basada en cristales de sonido en la que se asocia un resonador (de Helmholtz) a sus dispersores y se estudia la interferencia propia del cristal de sonido con el efecto de resonador de Helmholtz teniendo en cuenta la orientación de éste con respecto a la fuente sonora.

**Palabras clave:** Cristal de sonido, Resonador Helmholtz, Barrera acústica

# Abstract

Acoustic screens based on sonic crystals constitute one of the most promising technological bets of recent years in the field of environmental acoustics. Sonic crystals are defined as new materials formed by arrays of acoustic scatterers embedded in air. The design of these screens is made using powerful simulation models that provide reliable results without the need of expensive experimental testing.

This project applies the finite elements method in order to analyse an acoustic barrier that includes (Helmholtz) resonators in its scatterers, and studies the interference of the sonic crystal with the effect of the Helmholtz resonator, depending on its orientation with the acoustic source.

**Keywords:** Sonic crystal, Helmholtz resonator, Acoustic barrier.

# ÍNDICE

<b>1. INTRODUCCIÓN .....</b>	<b>1</b>
1.1. Objetivos.....	1
1.2. Metodología .....	1
1.3. Etapas.....	2
<b>2. CONCEPTOS BÁSICOS .....</b>	<b>3</b>
<b>2.1. Barreras acústicas .....</b>	<b>3</b>
2.1.1. Introducción a las barreras acústicas.....	3
2.1.2. Experimento de Maekawa.....	4
2.1.3. Atenuación por efecto de la barrera. Insertion Loss (IL).....	5
<b>2.2. Cristales de sonido .....</b>	<b>6</b>
2.2.1. Conceptos teóricos.....	6
2.2.1.1. Características geométricas.....	7
2.2.1.2. Características de propagación en redes.....	8
2.2.1.3. Ley de Bragg .....	9
2.2.1.4. Bandas prohibidas de propagación (BG).....	10
2.2.2. Barreras acústicas basadas en cristales de sonido de segunda generación ..	11
2.2.2.1. Resonadores de Helmholtz .....	11
<b>3. ESTUDIO .....</b>	<b>15</b>
<b>3.1. Parámetros generales de diseño .....</b>	<b>15</b>
<b>3.2. Metodología de simulación .....</b>	<b>15</b>
3.2.1. Modelo de campo libre.....	16
3.2.2. Modelo Ideal.....	17
3.2.3. Modelo de cámara anecoica o modelo anecoico .....	18
3.2.4. Procedimiento de las simulaciones .....	19
<b>3.3. Especificaciones de los diseños.....</b>	<b>20</b>
<b>3.4. Estudio con frecuencia de resonancia menor que frecuencia Bragg .....</b>	<b>22</b>
3.4.1. Modelo Ideal $f_H = 210$ Hz .....	22
3.4.1.1. Pico de resonancia .....	23
3.4.1.2. Primer BG de Bragg.....	24
3.4.2. Modelo de cámara anecoica $f_H = 210$ Hz.....	25

<b>3.5. Estudio con frecuencia de resonancia mayor que frecuencia Bragg .....</b>	<b>28</b>
3.5.1. Modelo Ideal $f_H = 735$ Hz .....	28
3.5.2. Modelo de cámara anecoica $f_H = 735$ Hz.....	29
3.5.3. Corrección de la reducción del BG.....	31
<b>3.6. Estudio de la variación de fase .....</b>	<b>34</b>
3.6.1. Análisis de fase de una fila con resonadores de radio 0.15m y $f_H = 735$ Hz. 35	
<b>3.7. Comprobación de hipótesis.....</b>	<b>36</b>
3.7.1. Análisis de fase para una fila con resonadores de $r = 0.13$ m y $f_H = 735$ Hz.           37	
<b>4. CONCLUSIONES.....</b>	<b>39</b>
<b>5. BIBLIOGRAFÍA .....</b>	<b>41</b>
<b>6. AGRADECIMIENTOS.....</b>	<b>I</b>
<b>7. ANEXOS.....</b>	<b>II</b>
<b>ANEXO – Modelo anecoico con fuente puntual .....</b>	<b>ii</b>

# 1. Introducción

## 1.1. Objetivos

El objetivo principal del presente Trabajo Final de Máster (TFM) consiste en analizar, a través de modelos numéricos bidimensionales, diseños teóricos de metamateriales basados en estructuras periódicas denominadas Cristales de Sonido (CS) y empleados como barreras acústicas. Se utiliza el software comercial COMSOL Multiphysics para la modelización mediante el Método de Elementos Finitos (FEM) para analizar las barreras acústicas a la que se asocia un resonador de Helmholtz (RH) a sus dispersores y se estudia la interferencia propia del cristal de sonido con el efecto de resonador teniendo en cuenta la orientación de éste con respecto a la dirección de la onda incidente. Se estudia esta interacción modificando también parámetros de diseño principales como el número de filas de dispersores o el radio de los mismos.

## 1.2. Metodología

La metodología seguida para el proyecto consta de las siguientes fases:

- La primera fase ha sido de documentación, lectura y estudio de los cristales de sonido y la teoría física subyacente a ellos.
- La segunda fase consiste en el uso del FEM, para el diseño de modelos que permitan realizar simulaciones para visualizar la interacción de las ondas con conjuntos de dispersores acústicos aislados. En concreto se utiliza el software comercial COMSOL Multiphysics versión 3.5a [1] que resuelve, de manera sencilla, formas geométricas complejas que incorporan múltiples fenómenos acústicos. Para resolver el problema es necesario definir la geometría que se está considerando, implementar las condiciones de contorno y discretizar el dominio de resolución.
- La tercera fase es la creación de funciones de Matlab que permiten una mejor interpretación de los resultados exportados desde COMSOL. Mediante este postprocesado, se obtienen parámetros acústicos que permiten cuantificar la eficiencia de la barrera. Y a partir de los resultados gráficos y su análisis, se elaboran nuevas hipótesis que sirven de punto de partida para creación de nuevos modelos comentados en la segunda fase.
- Como cuarta y última fase, la extracción de conclusiones a raíz de las simulaciones realizadas, comparando y buscando siempre el modelo que pueda aportar la visión más clara de los fenómenos a analizar.
- De manera transversal a todas ellas, y hasta el último día de redacción, se ha ido actualizando la bibliografía, con la lectura de nuevos artículos publicados en esta línea de investigación que sigue activa.

### 1.3. Etapas

Las diferentes etapas del trabajo se muestran en la siguiente tabla

Tabla 1 - Etapas del trabajo

Etapas		Fechas
1	Estudios preliminares de simulación de barreras acústicas basadas en dispersores aislados	13-febrero
2	Estudio con frecuencia de resonancia (Helmholtz) a 210 Hz 0-90°	
	Modelo ideal	Modelo cámara anecoica
3	Estudio con frecuencia de resonancia (Helmholtz) a 735 Hz (0, 30, 60 90°)	
	Modelo ideal	Modelo cámara anecoica
4	Corrección de la reducción del Band Gap de Bragg	Estudio de fase con 1 fila de dispersores con resonador
	Disminución del parámetro de red	Reducción radio externo en la fila de dispersores con resonador

- **Etapa 1:** Se realizan simulaciones mediante modelos que permiten preparar los diseños finales del trabajo.
- **Etapa 2:** Se estudia la incidencia de un frente de ondas plano sobre un sistema semi-infinito (modelo ideal) formado por tres dispersores alineados con un resonador cuya orientación varía, desde 0<sup>a</sup> hasta 90<sup>o</sup>, en pasos de 5<sup>o</sup>. En este caso los resonadores están sintonizados a 210 Hz. Mediante el modelo de cámara anecoica, se consigue simular la barrera 2D de las mismas características que la del modelo ideal, pero considerando que es finita.
- **Etapa 3:** Se procede de igual manera a la etapa anterior, pero los resonadores tienen una frecuencia de resonancia de 735 Hz.
- **Etapa 4:** Se modifican los modelos de etapas anteriores para la obtención de nuevas conclusiones y comprobación de hipótesis surgidas a raíz de los estudios.

## 2. Conceptos Básicos

### 2.1. Barreras acústicas

#### 2.1.1. Introducción a las barreras acústicas

El ruido se define como cualquier sonido de carácter desagradable que en algunas situaciones puede llegar a provocar problemas fisiológicos o psicológicos sobre las personas. El ruido contemplado como contaminante afecta a la calidad de vida causando la pérdida de audición temporal a corto plazo y permanente a largo plazo, así como estrés, insomnio o fatiga entre otras consecuencias [2] [3].

Cuando no es posible reducir la emisión de ruido actuando sobre la fuente que lo origina, se suele optar por reducirlo durante su fase de transmisión, siendo las barreras acústicas el método más utilizado. Una barrera acústica clásica se define como cualquier obstáculo sólido entre el emisor y el receptor que produce en la zona de este último, un efecto de atenuación del ruido. La energía que recibe el receptor situado tras la barrera, es la contribución energética de la onda directa transmitida a su través y de la difractada por el borde de ésta. En la práctica, el nivel de la onda transmitida siempre es muy inferior al de la onda difractada.

La eficacia de una barrera acústica tradicional depende principalmente de dos factores [4]:

Sus **dimensiones**, longitud, espesor y altura, de forma que sean suficientemente amplias para producir la ruptura de la línea visual entre fuente y punto de recepción.

Su **situación relativa**, es decir, la posición que ocupa la barrera relación a la fuente y a la zona a proteger.

Para que estas barreras tradicionales sean efectivas, deben construirse con materiales rígidos continuos, sin agujeros, cortes o aberturas en toda su superficie. La densidad superficial de la barrera deberá ser al menos de 20 kg/m<sup>2</sup>.

En la Figura 1, se muestra un esquema del comportamiento acústico de una barrera tradicional. Se observa que el ruido emitido viaja desde la fuente al receptor en línea recta. Esta trayectoria se interrumpe por la barrera cuando se sitúa entre la fuente y el receptor. Una fracción de la energía acústica emitida es reflejada hacia la fuente, otra es transmitida a través de la barrera, y otra es difractada por el borde superior o absorbida por el material del que está construida la barrera [5].

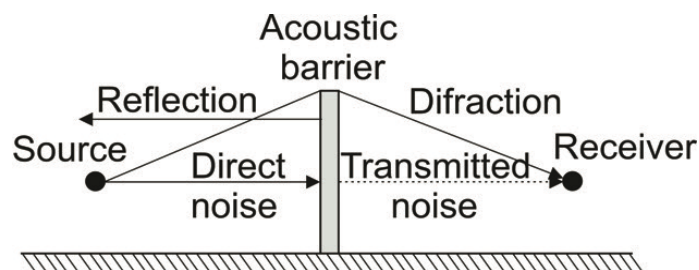


Figura 1 - Esquema de una barrera acústica [5]



### 2.1.2. Experimento de Maekawa

En 1965, Maekawa propuso un método de cálculo de la atenuación sonora debido a una barrera acústica tradicional a través de una teoría aproximada de la difracción óptica bajo condiciones simples. El estudio realizado, se basó en datos experimentales de difracción sonora con una barrera plana semi-infinita en campo libre.

Utilizó un pulso tonal de una duración suficientemente corta para poder distinguir la señal reflejada y retardada, y evitando, por lo tanto, la influencia de otras superficies en los resultados.

En la zona protegida por el efecto de la barrera, midió los niveles de presión sonora en varios puntos y sus mostró los resultados una sola curva de atenuación sonora versus el parámetro adimensional Número de Fresnel  $N$  [6].

El Número de Fresnel se define como:

$$N = \frac{2\delta}{\lambda} \quad (1)$$

donde  $\lambda$  es la longitud de onda de la frecuencia central de la banda estudiada y  $\delta$  es la diferencia de camino entre la fuente y receptor con y sin la interposición de la barrera acústica. Que según la Figura 2 sería:

$$\delta = A + B - d \quad (2)$$

Este es el método más simple y confiable para el cálculo de la difracción sonora con muy buena aproximación. En función de si  $N > 0$  o  $N < 0$ , la posición del receptor estará en la zona de atenuación producida por la barrera o fuera de ella.

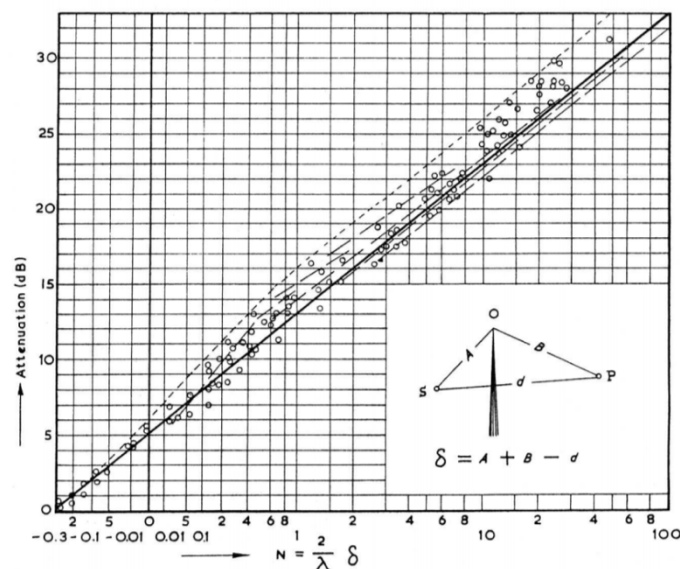


Figura 2 – Ábaco de Maekawa [6]

### 2.1.3. Atenuación por efecto de la barrera. Insertion Loss (IL)

La zona protegida acústicamente por la barrera, se denomina **zona de sombra**, y la atenuación que proporciona, se suele caracterizar por las **pérdidas por inserción**, (*Insertion Loss* en inglés, IL) que se puede definir como la disminución del nivel de presión sonora en el punto o zona considerada por la interposición de la barrera, respecto al nivel existente antes de su instalación.

Las pérdidas por inserción de una barrera acústica vienen dadas por la expresión:

$$IL = 20 \cdot \log_{10} \left| \frac{P_d}{P_i} \right| \text{ (dB)} \quad (3)$$

donde  $P_d$  es el valor de la presión eficaz que llegaría directamente al receptor en ausencia de la barrera y  $P_i$  el valor de la presión eficaz que llega al receptor una vez ha intervenido el efecto de la barrera instalada. Con este parámetro se obtienen espectros en banda fina que representan la variación de IL respecto a la frecuencia.

En el presente trabajo, se analizarán los diferentes diseños de barreras utilizando dos tipos de representación de datos acústicos [5]:

- a) **Espectros de frecuencia.** Son la representación del IL frente a la frecuencia en banda fina, tal y como se ha mostrado en la Figura 3. También se representará la variación de la fase en el mismo rango frecuencial del espectro de IL.
- b) **Mapas de presión.** Se elaboran para una frecuencia en concreto, y muestran en régimen estacionario como se distribuye la energía acústica en el espacio. Este tipo de representación es crucial en el proceso de diseño para analizar cómo influyen los cambios en la geometría de los dispersores en el flujo de energía acústica en el entorno de la barrera. Se pueden obtener mapas de presión en Pa o mapas de nivel de presión sonora en dB.

Según el método de Maekawa, explicado en el apartado anterior, se ha calculado la variación de IL en función de la frecuencia estimada en banda fina para una barrera acústica tradicional, de características geométricas (espesor y altura) similares a la basada en cristales de sonido que se estudia en este trabajo. Los resultados que se muestran en la Figura 3 indican el valor máximo de atenuación que se podría obtener para una barrera tradicional atendiendo al método de predicción de atenuación sonora desarrollado por Maekawa.

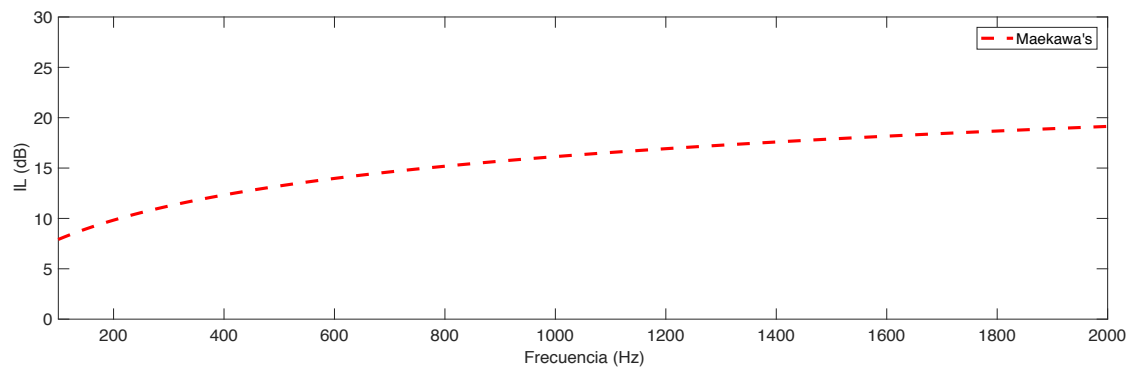


Figura 3 - Estimación del IL según el método de Maekawa para una barrera tradicional.

## 2.2. Cristales de sonido

### 2.2.1. Conceptos teóricos

Las barreras acústicas y los métodos de atenuación del ruido están ampliamente desarrollados desde hace tiempo; sin embargo, los cristales de sonido (CS) y su aplicación experimental en el campo de la acústica ambiental son mucho más recientes y surgen como una posible alternativa a las barreras acústicas tradicionales [7].

Los CS tienen una estructura propia de una red periódica, emulando a la estructura atómica de sólidos cristalinos y presentando elementos distribuidos de forma regular y repetitiva en el espacio denominados dispersores acústicos. En función del número de direcciones en las que se presente la repetición de dispersores, los CS pueden ser unidimensionales (1D), bidimensionales (2D) o tridimensionales (3D) [8]. A lo largo de este trabajo se consideran únicamente CS bidimensionales para reducir los tiempos de computacionales de las simulaciones.

La distribución periódica de los dispersores de un CS se encuentra inmersa en un medio huésped con propiedades físicas distintas. Esta relación estructural entre el medio dispersor y los dispersores determina la topología de la red, que puede ser:

- **Topología Cermet**, donde los dispersores son inclusiones aisladas, totalmente rodeadas por el material huésped.
- **Topología Network**, donde los dispersores están conectados formando una red continua a través de toda la estructura.

Este trabajo se centra en CS bidimensionales con topología Cermet, ya que los dispersores rígidos estarán embebidos en aire, siendo éste el material huésped a través del cual se transmite el sonido. Se ha demostrado que esta geometría es la que más favorece la

atenuación en ondas acústicas, mientras que para ondas electromagnéticas es más conveniente utilizar la topología Network [9].

### 2.2.1.1. Características geométricas

Los CS son redes periódicas, formadas por un conjunto de unidades elementales denominadas **bases**, y por una red periódica de puntos donde están situadas estas bases denominada **red de Bravais**. Puede definirse la red de Bravais como una disposición infinita de puntos discretos que presentan una estructura y perspectiva de red invariable independientemente del punto de orientación [10].

Este trabajo se centra en los cristales bidimensionales, por lo que a continuación se muestran los cinco tipos de red de Bravais más comunes en dos dimensiones, según los ángulos ( $\alpha$ ) y la distancia entre nodos ( $a$ ):

- a) **Red cuadrada**  $a_1 = a_2$   $\alpha = 90^\circ$
- b) **Red rectangular centrada**  $a_1 \neq a_2$   $\alpha = 90^\circ$
- c) **Red hexagonal**  $a_1 = a_2$   $\alpha > 90^\circ$
- d) **Red rectangular primitiva**  $a_1 \neq a_2$   $\alpha = 90^\circ$
- e) **Red oblicua**  $a_1 = a_2$   $\alpha < 90^\circ$

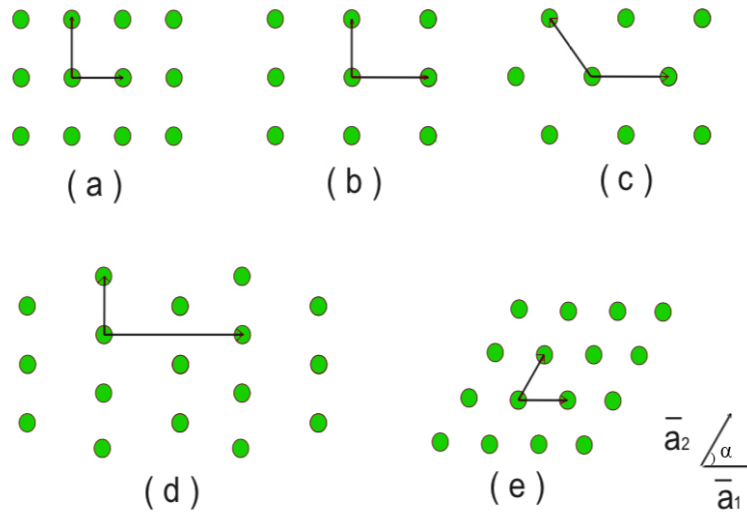


Figura 4 - Redes de Bravais más comunes en 2D [10]

El tipo de simetría utilizada en el cristal para la colocación de los elementos dispersores condicionará el modo en que las reflexiones se producen en su interior. En el presente trabajo se utilizará simetría cuadrada, una de las más utilizadas para las barreras acústicas, junto con la triangular.

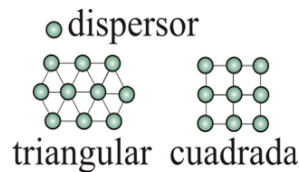


Figura 5 - Distribución espacial de dispersores

Un concepto importante en los CS es la unidad básica que al repetirse periódicamente conforma la red; ésta se llama **celda unidad** o simplemente celda, y se puede caracterizar por el parámetro de red **a**. Este parámetro viene dado por el mallado constante del cristal, depende de la simetría utilizada, indica la separación de los dispersores del cristal y su número viene dado por el tipo de red de Bravais utilizado.

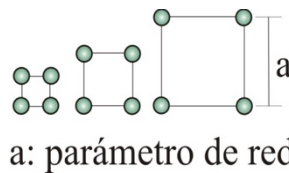


Figura 6 - Esquema del parámetro de red para la red cuadrada

### 2.2.1.2. Características de propagación en redes

Cuando una onda incide sobre un CS, es reflejada por los dispersores que lo forman un número infinito de veces. Éste fenómeno se conoce como **dispersión múltiple** y dependerá de la forma de la estructura del cristal y de la longitud de onda incidente.

Si la longitud de onda incidente es comparable al parámetro de red **a** en la dirección de propagación de la onda, la dispersión múltiple genera una nueva onda, debido a las interferencias destructivas y constructivas que se producen en el interior del cristal, que viaja en sentido opuesto al de la onda incidente.

### 2.2.1.3. Ley de Bragg

Suponiendo estructuras cristalinas en la que inciden ondas y se reflejan en otras direcciones de los planos paralelos de los dispersores que forman el cristal, la **Ley de Bragg** permite estudiar las direcciones en las que se producen interferencias constructivas.

Para que una interferencia sea constructiva la diferencia de caminos entre los rayos reflejados debe de ser un múltiplo entero,  $n$ , de longitudes de onda  $\lambda$ .

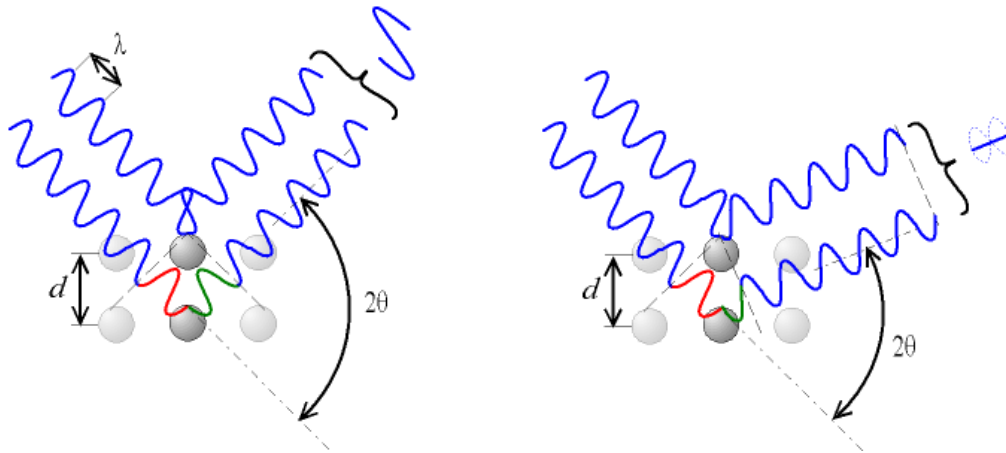


Figura 7 - Interferencia constructiva (izq.) y destructiva (dcha.) según el ángulo de desviación [10]

La expresión matemática es la siguiente:

$$2a \sin \theta = n\lambda \quad (4)$$

donde  $a$  representa el parámetro de red,  $\theta$  es el ángulo que forman la onda incidente y la onda reflejada y  $\lambda$  la longitud de onda sonora [11].

Se observa, pues, que solo se produce reflexión de Bragg si la longitud de onda  $\lambda$  es menor al menos dos veces la distancia entre planos paralelos del cristal y para ciertos valores del ángulo  $\theta$ .

Para el presente trabajo donde se diseñarán cristales con simetría cuadrada e incidencia normal de onda, se estudiará siempre el caso  $n=1$ , donde la ecuación anterior queda como:

$$2a = \lambda = \frac{c}{f} \rightarrow f = \frac{c}{2a} \quad (5)$$

donde  $c$  es la velocidad de propagación del sonido y  $f$  la frecuencia de la onda sonora. Por lo tanto, para ciertas frecuencias, dadas por la ecuación 5, y debido a la periodicidad del cristal, cuando se satisfaga la condición de Bragg se formará una onda estacionaria por las reflexiones sucesivas y las anteriormente mencionadas interferencias destructivas. Cuando esto se cumple la onda no se propagará más allá del cristal y aparecerán intervalos de frecuencia llamados bandas prohibidas de propagación (*Band gaps*, en



inglés). La ecuación 5 hace referencia al 1er Band Gap de Bragg, mientras que el segundo se encontraría para  $n=2$ , despejando de la ecuación 4.

**2.2.1.4. Bandas prohibidas de propagación (BG)**

La obtención de Band Gaps (BG) en el espectro de frecuencias cuando se hace incidir una onda sobre una red periódica, es un resultado muy interesante que puede ser aplicado a barreras acústicas basadas en CS. Con relación al tamaño y posición de los BG en el espectro de frecuencia influyen una serie de características del cristal que se describen a continuación:

- **El parámetro de red  $a$** , previamente descrito, se relaciona directamente con la fórmula de Bragg, ya que a menor distancia entre dispersores la posición de los BG en el dominio de las frecuencias aumenta, es decir, se encontrará a frecuencias más elevadas y viceversa. También al aumentar el parámetro de red se puede producir una atenuación a bajas frecuencias [12].
- **El factor de llenado (*filling factor*,  $ff$ , en inglés)**; este factor adimensional hace referencia a la fracción de volumen que ocupan los dispersores en una celda unidad con respecto al volumen total de la celda, viene expresado matemáticamente como [13]:

$$ff = \frac{N_{dispersores} V_{dispersor}}{V_{celda\ unidad}} \tag{6}$$

que, para redes cuadradas, siendo  $r$  el radio del dispersor cilíndrico, y simplificando el volumen para modelos bidimensionales como los de este trabajo, queda de la siguiente manera:

$$ff = \frac{\pi r^2}{a^2} \tag{7}$$

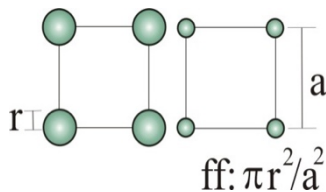


Figura 8 - Esquema e redes con diferentes factores de llenado ( $ff$ )

- **El cociente entre densidades de los elementos del cristal**, que en el caso de los cristales de sonido suele ser elevado, ya que la densidad del sólido y su velocidad de propagación son muy superiores a las del aire y éste primero actúa como cuerpo rígido, transmitiéndose el sonido únicamente por el aire, material de menor densidad. Este cociente determina el tamaño de los BG y también influye en su

posición en el espectro de frecuencia. Gracias a este cociente se puede modelar CS con dispersores de todo tipo de materiales.

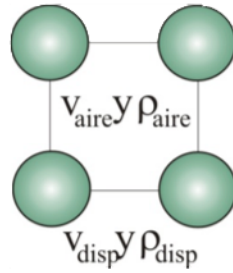


Figura 9 - Cociente entre densidades y velocidades de propagación

### 2.2.2. Barreras acústicas basadas en cristales de sonido de segunda generación

Con el propósito de mejorar las propiedades de atenuación de los CS, se han implementado modificaciones en los dispersores, que aportan nuevas ventajas acústicas, como son la resonancia y la absorción, a la ya explicada dispersión múltiple. Los **resonadores de Helmholtz** que se analizan en secciones posteriores de este trabajo y el uso de materiales absorbentes como la **lana mineral**, son los responsables de estas mejoras. Las barreras acústicas basadas en cristales de sonido donde el mecanismo de control de ruido que actúa es únicamente la dispersión, se llaman de primera generación mientras que las que incorporan las nuevas mejoras de resonancia y absorción, se denominan de segunda generación [14].

En el presente trabajo se analizará la interacción entre los resonadores incorporados en los dispersores y la dispersión múltiple propia del CS sin incorporar materiales absorbentes a los diseños.

#### 2.2.2.1. Resonadores de Helmholtz

Se puede definir un resonador de Helmholtz ideal como una cavidad rígida con un volumen ( $V$ ) que presenta un conducto abierto llamado *cuello*, de longitud ( $L$ ), y sección de abertura ( $S$ ). El modelo teórico puede compararse con un oscilador amortiguado (sistema masa-muelle) como se describe a continuación [15]. Partiendo del esquema mostrado en la Figura 10 (izq.) la masa de aire encerrada en el volumen ( $V$ ) sería:

$$m = \rho S_H L_H \quad (8)$$

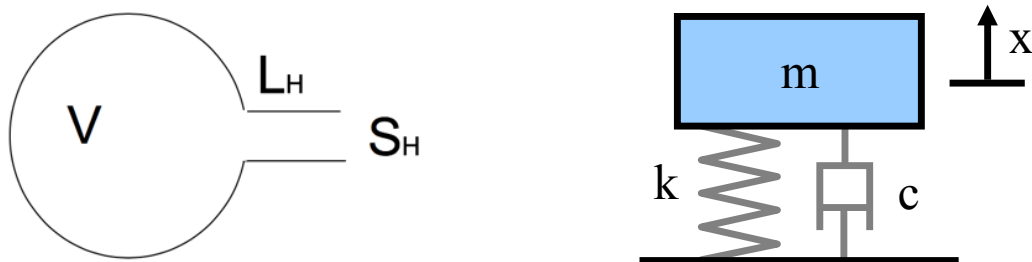


Figura 10 - Esquema de un resonador de Helmholtz( izq.) y esquema de un oscilador amortiguado(dcha.) [16]



Cuando la longitud de onda  $\lambda$  es mayor que las dimensiones de  $L$ ,  $\sqrt{S}$  o  $\sqrt[3]{V}$ , el fluido que encierra el cuello se mueve como si se tratara de un bloque mientras que el volumen de fluido contenido dentro de la cavidad rígida actúa como un muelle.

En este proceso, que se considera adiabático<sup>1</sup> la longitud efectiva del cuello del resonador es la carga de radiación y el resonador sigue la siguiente ecuación diferencial de oscilador forzado, donde la excitación es la onda plana incidente:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + R_m \frac{dx}{dt} + kx = \rho S_H e^{j\omega t} \quad (9)$$

Las pérdidas por radiación son el factor de amortiguamiento viscoso, que vienen moduladas por la impedancia mecánica equivalente:

$$Z_m = \frac{F}{\frac{dx}{dt}} = R_m + jX_m \quad (10)$$

Se utiliza el equivalente eléctrico del fenómeno resonante, mediante un circuito resonante RLC, donde la impedancia del circuito es:

$$Z = R + jX = R + j\left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right) \quad (11)$$

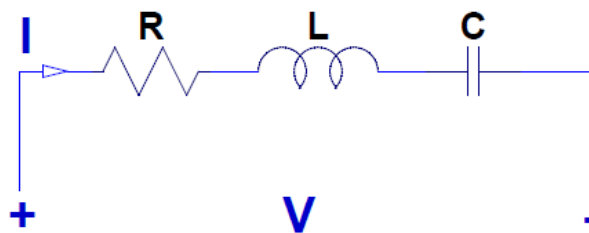


Figura 11 - Esquema circuito RLC

<sup>1</sup> Un proceso es adiabático cuando no se produce intercambio de calor con el exterior

Que, para la condición de resonancia  $X=0$ , la frecuencia angular queda despejada como:

$$\omega_H = \sqrt{\frac{1}{LC}} = \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (12)$$

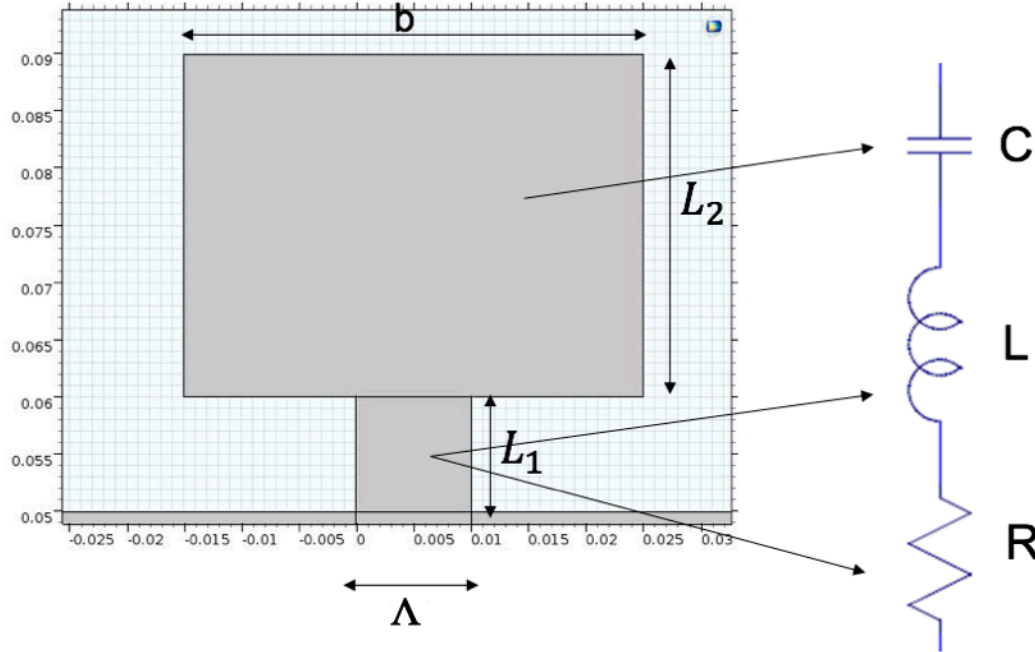


Figura 12 - Equivalente entre esquemas de resonador de Helmholtz y circuito RLC [14]

En la figura 12 se observa como el volumen ocupado dentro de la cavidad resonante equivaldrá a la impedancia capacitiva del condensador mientras que el cuello del resonador será la impedancia producida por la resistencia y la reactancia inductiva de la bobina. En el equivalente físico las impedancias siguen las ecuaciones [17]:

$$\bar{Z}_L = j \frac{\rho L_H \omega}{S_H} \quad (13)$$

$$\bar{Z}_C = -j \frac{\rho c^2}{\omega V} \quad (14)$$

La frecuencia de resonancia, sustituyendo y despejando en 12, y en relación a la Figura 12, queda como sigue [18]:

$$f_h = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{S_H}{L_H * V}} = \sqrt{\frac{\Lambda}{L_H b L_2}} \quad (15)$$

siendo  $c$  la velocidad del sonido en el medio (en este trabajo se utiliza 343 m/s, aire). Para los modelos bidimensionales, y en relación con la figura 12, el cuello es un rectángulo de longitud  $L_1$  en la que el radio del cuello es la mitad de la sección de abertura y se

llama únicamente abertura ( $\Lambda$  para no confundir con el parámetro de red  $a$ ) y el volumen encerrado en la cavidad es una nueva superficie  $S = b * L_2$ .

Por último  $L_H$  es la longitud efectiva o longitud acústica del cuello del resonador que sigue la ecuación:

$$L_H = L_1 + \Delta \frac{\Lambda}{2} \quad (16)$$

donde  $L_1$  es la longitud real del cuello y  $\Delta$  es un factor de corrección del mismo. Dependiendo de si la sección de la abertura es circular o cuadrada se toma 1.6 o 1.8 veces el valor del radio del cuello, respectivamente [16], [19].

Sustituyendo en la ecuación 15, quedaría como sigue:

$$f_h = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{\Lambda}{(L_1 + \Delta \frac{\Lambda}{2}) * S}} \quad (17)$$

Por lo tanto, en función de los parámetros anteriores, se selecciona la frecuencia de resonancia del CS, utilizando los resonadores de Helmholtz como dispersores de la red [20].

## 3. Estudio

### 3.1. Parámetros generales de diseño

El principal reto de diseño para los CS es hacerlos competitivos con respecto a las barreras acústicas tradicionales. Actualmente existen modelos bidimensionales que aportan un rendimiento muy bueno, y sirven de punto de partida para los diseños de este trabajo. Para el diseño de las barreras, se busca obtener la mayor atenuación posible para los intervalos de frecuencias objetivo, y este trabajo se centra en las bajas frecuencias, que son las más difíciles de atenuar. El uso de resonadores de Helmholtz permite obtener buenos niveles de atenuación a bajas frecuencias sin necesitar grandes espesores de barrera, ya que, si únicamente actuase la dispersión múltiple del CS, los parámetros de red serían de gran tamaño para atenuar a bajas frecuencias.

A continuación, se describen las principales características de los modelos empleados:

- Se ha descrito previamente que la **forma de los dispersores** determina en gran medida las prestaciones del diseño final del CS; por ello, y debido a la facilidad de cálculo que aporta la simetría de la forma circular, los dispersores utilizados en este trabajo son cilíndricos, y en el caso de la utilización de resonadores de Helmholtz, el cuello rectangular conecta con una cavidad circular, por lo que en estos casos se habla de radio externo y radio interno.
- En las simulaciones realizadas, las dimensiones físicas de los modelos se diseñan en función de las frecuencias de interés. El parámetro de red del CS vendrá dado por la frecuencia del primer BG de Bragg que a partir de la ecuación (5) quedará como:

$$a = \frac{c}{2 * f_{Bragg}} \quad (18)$$

- En los CS de este trabajo, los elementos dispersores están siempre inmersos en aire, cuya velocidad de propagación del sonido y densidad son, respectivamente,  $c=343$  m/s y densidad  $\rho=1,25$  kg/m<sup>3</sup>.
- En este trabajo el análisis en frecuencia se realiza por debajo de 1000 Hz. Otros trabajos han conseguido resultados de atenuación excelente para frecuencias superiores, por ejemplo, mediante la combinación de cavidades resonantes con material absorbente y disposición de los dispersores en geometrías fractales [21].

### 3.2. Metodología de simulación

Como ya se ha comentado, se ha optado por la simulación de las barreras acústicas mediante modelos bidimensionales. Esta decisión ha tenido en cuenta dos factores, por un lado, el tiempo computacional en el cálculo 2D es mucho más reducido que en el estudio de sistemas 3D de esta forma se ha podido abarcar un número mayor de ensayos.

Por otro lado, la barrera acústica estudiada no ofrecía modificaciones en el diseño del dispersor en el eje OZ.

Como fuente emisora se empleará una onda plana incidente (OPI) con  $p = 1 \text{ atm}$  que viaja de izquierda a derecha en el dominio escogido, el aire, el cual se encuentra dentro del dominio de simulación, con un valor inicial de  $p = 0 \text{ atm}$  (ver Figura 13 y 14).

El tamaño de la malla utilizada, determina la precisión de la simulación, pero también el tiempo de cálculo. Para obtener unos resultados precisos que no empleen un tiempo excesivo de simulación se ha optado por un mallado con un tamaño de la octava parte de la longitud de onda correspondiente a la frecuencia superior de trabajo,  $f = 1000 \text{ Hz}$ , y que viene dado por la siguiente expresión:

$$\Delta x = \frac{\lambda}{8} = \frac{c}{8 * f_{max}} = \frac{343}{8 * 1000} = 0.0429 \text{ m} \quad (19)$$

Mediante el software comercial de simulación COMSOL y su análisis armónico-temporal, se exportan espectros de frecuencia en banda fina del IL, para delimitar con mayor precisión los BG, mediante un barrido desde 100-1000 Hz con pasos de 1 Hz.

El punto de medida dependerá de cada estudio y del interés que tenga la colocación dentro del dominio. Las dos posiciones de medida más utilizadas que se expondrán en las explicaciones de los modelos son a 1 metro de distancia del final de la barrera para la evaluación del IL de la barrera como conjunto y en el interior del resonador para valorar el efecto de éste de forma discreta.

Posteriormente mediante el software Matlab se analizarán con detalle los espectros exportados, obteniéndose las gráficas que se muestran en este trabajo.

Por último, en el mismo intervalo frecuencial se estudian espectros tanto en módulo como en fase, para observar su comportamiento en relación con los fenómenos de resonancia y BG de Bragg.

### 3.2.1. Modelo de campo libre

Mediante el modelo 2D de campo libre, se analizan diversos diseños de dispersores cilíndricos, que incluyen resonadores Helmholtz para la caracterización de la frecuencia de resonancia de los mismos y observar posteriormente las modificaciones sufridas al colocarlos en una red periódica. Al ser una simulación auxiliar, no se ofrecen resultados relacionados con este modelo.

Para la simulación una cámara anecoica de 3 x 3 m, con condiciones de contorno absorbentes, más concretamente utilizando PML (Capas perfectamente acopladas) se simulan las condiciones de campo libre (sin reflexiones indeseadas en las paredes) [22]. Se dispone el resonador en el centro y se establece un punto de medida dentro del resonador,

situándolo en el interior de la cavidad resonante para obtener de forma precisa la frecuencia de resonancia característica.

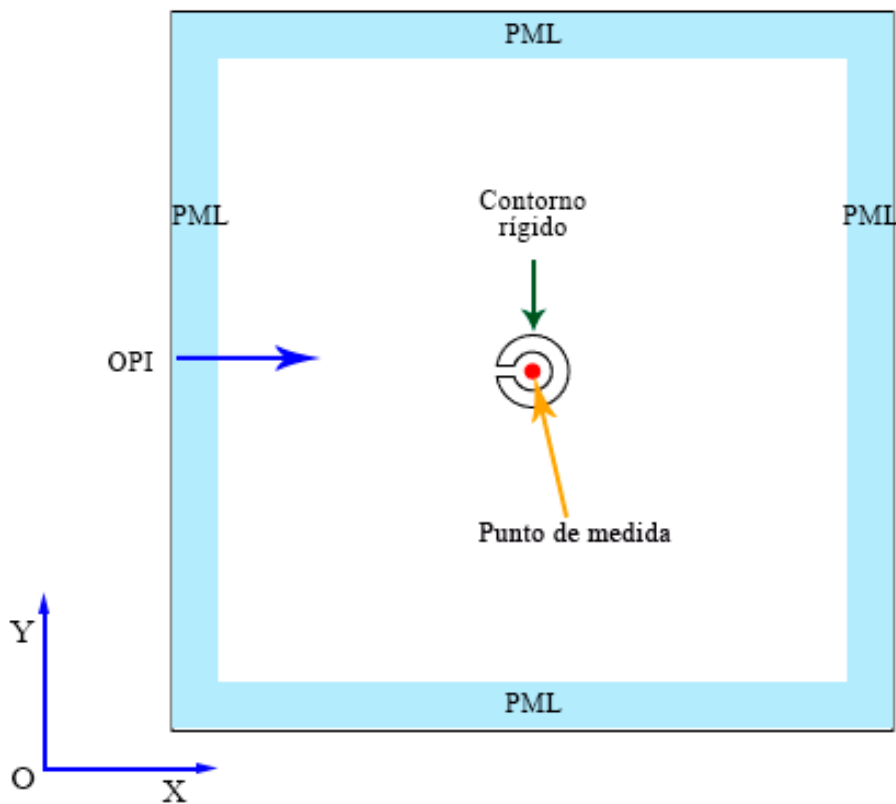


Figura 13 - Modelo de simulación de campo libre con onda plana incidente (OPI)

### 3.2.2. Modelo Ideal

En el modelo 2D de un CS ideal se analiza su comportamiento acústico en general, y de cada una de sus partes, con un bajo coste computacional, obteniendo resultados de manera cuasi inmediata. En este trabajo se adapta para analizar redes con simetría cuadrada elegidas anteriormente. Este modelo además de explicar el funcionamiento de la barrera 2D puede ser de importante ayuda para determinar si la frecuencia de resonancia calibrada con el modelo 2D de campo libre ha cambiado.

En la figura 14 se observa los dispersores colocados en red donde los contornos horizontales (inferior y superior) tienen una condición periódica, haciendo que la red tenga unas características propias de una barrera de longitud semi-infinita, acercándose así a una simulación más realista de modelos que se aplicarían a la vida real, pero reduciendo enormemente el tiempo de cálculo.

En los contornos laterales se han insertado PMLs, simulando así un modelo ideal de CS.

Como ya se comentó, el punto de medida se sitúa a 1 m de distancia del límite del último dispersor de la barrera

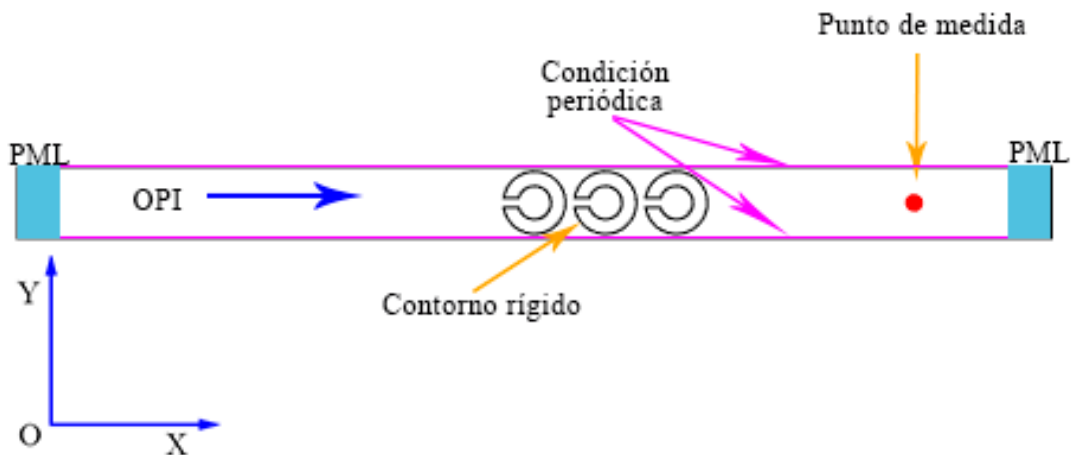


Figura 14 - Modelo de simulación de CS Ideal de 3 filas con onda plana incidente (OPI)

### 3.2.3. Modelo de cámara anecoica o modelo anecoico

Con el fin de crear un diseño que se acerque más a una barrera acústica real basada en CS, se procede a simular una barrera finita de tres filas con 12 dispersores por fila, en los que se han insertado resonadores situada en una cámara anecoica (ver Figura 15). Una cámara anecoica, es una cámara de medidas acústicas donde se pretende que el campo creado en su interior sea lo más parecido al campo acústico libre, evitando, asimismo, las posibles interferencias sonoras provenientes del exterior que podrían distorsionar los resultados. Es pues, una sala diseñada para poder reproducir las condiciones de un campo libre, es decir, sin reflexiones en las paredes, pudiendo, por tanto, efectuar en su interior medidas experimentales en condiciones controladas [23].

En la Figura 15 se muestra el modelo, donde se puede observar los contornos con PMLs, la incidencia de onda plana de izquierda a derecha y la disposición de la barrera y el punto de medida.

En el anexo **Modelo anecoico con fuente puntal** se explican las variaciones realizadas sobre este modelo para la obtención de los resultados mostrados en este trabajo.

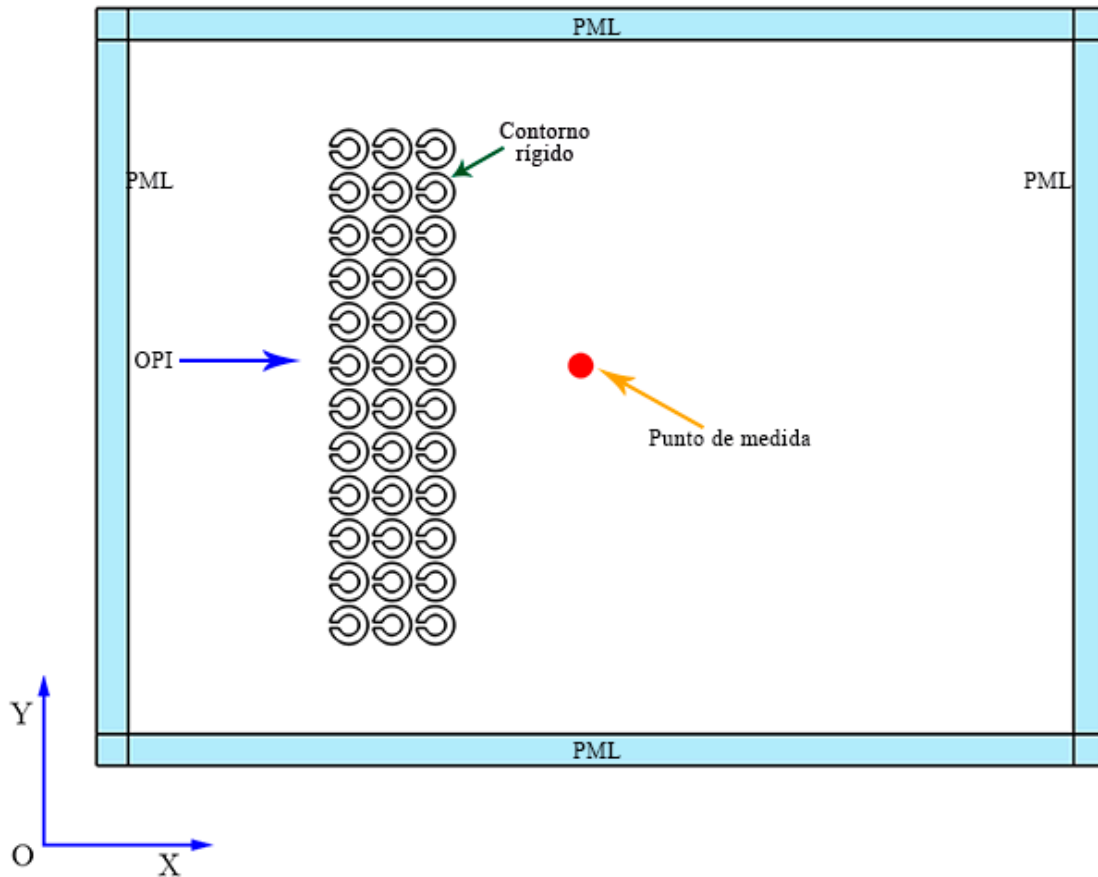


Figura 15 - Modelo de simulación en cámara anecoica con onda plana incidente (OPI)

### 3.2.4. Procedimiento de las simulaciones

Una vez explicados los modelos, el procedimiento seguido para la obtención de los resultados que se exponen posteriormente, se secuencia de la siguiente forma:

1. Sintonización del resonador. Se trabajará el efecto de resonancia por debajo y por encima de la frecuencia de Bragg.
2. Estudio en modelo ideal. Se plantea como una estimación limpia eliminando cualquier efecto de difracción de borde en barrera.
3. Estudio en modelo anecoico. Se plantea como un paso hacia la barrera real donde se tienen en cuenta los fenómenos de difracción de borde.
4. Rutinas Matlab. Se desarrollan scripts que permitan una representación adecuada de los resultados obtenidos en COMSOL.



### 3.3. Especificaciones de los diseños

- El parámetro de red utilizado en todos los casos será de  $a = 0.343$  m (atendiendo a la **ecuación 5**), que sintoniza la frecuencia del primer BG de Bragg a 500 Hz, quedando así por debajo de 1000 Hz, frecuencia máxima de los estudios realizados y haciendo posible el análisis de la interacción producida entre esta frecuencia y la frecuencia de resonancia de los resonadores, propósito principal de este trabajo.
- Esta interacción se analiza para dos diseños de CS muy diferenciados:
  - Por un lado, un diseño en el cual la frecuencia de resonancia de Helmholtz se sintoniza a 210 Hz siguiendo los parámetros geométricos de la Figura 16.

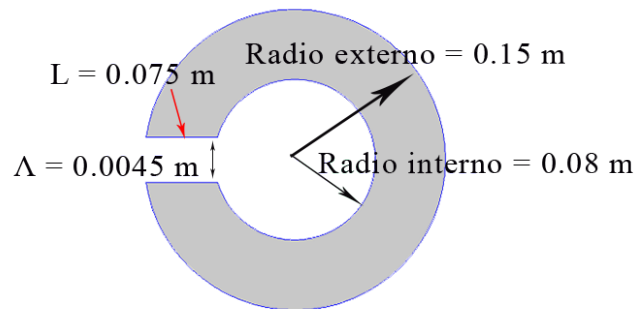


Figura 16 - Diseño de Resonador de Helmholtz con  $f_H = 210$  Hz

- Un segundo diseño sintonizado a 735 Hz como muestra la siguiente Figura 17.

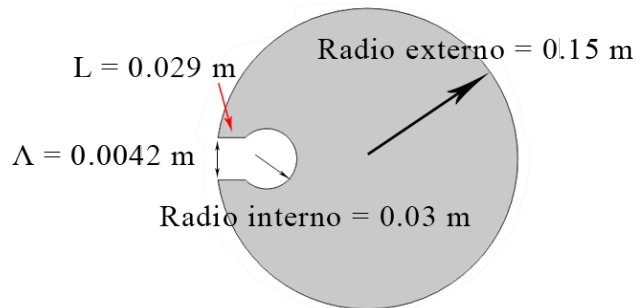


Figura 17 - Diseño de Resonador de Helmholtz con  $f_H = 735$  Hz

Quedando en ambos casos la frecuencia de resonancia cercana a la frecuencia Bragg de 500 Hz y en el rango de interés de bajas frecuencias.

- Para estudiar la variación de incidencia de la onda sonora, serán los resonadores de las 3 filas los que rotarán a la vez. Los giros solo se realizarán en un sentido (horario) y el rango de variación del ángulo de rotación queda delimitado de 0 a 90° sexagesimales. Esta reducción del ángulo se debe al eje de simetría encontrado a 90°, y la repetición de los resultados al sobrepasar este ángulo como muestra la Figura 18.

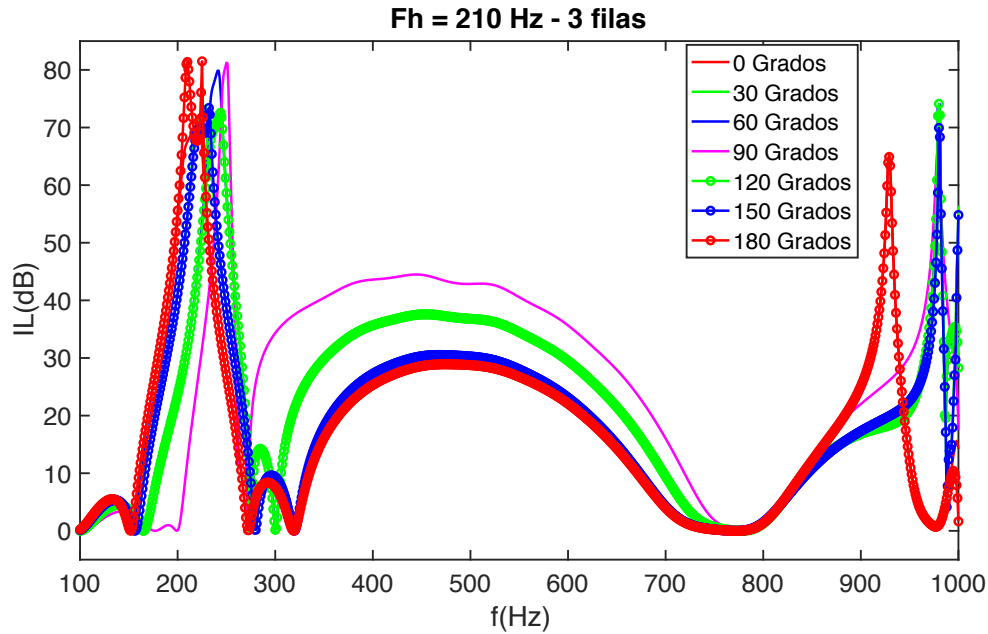


Figura 18 - Espectros de la variación del ángulo de rotación del CS ideal. Rango 0-180°

- Como referencia con la que comparar los espectros de IL en todos los casos se considera el CS de 1ª generación que no incorpora resonadores, solo dispersores macizos rígidos (D), por lo que sólo tiene en cuenta el fenómeno de dispersión múltiple como mecanismo de control de ruido. En las barreras de tres filas tiene la denominación **DDD**.

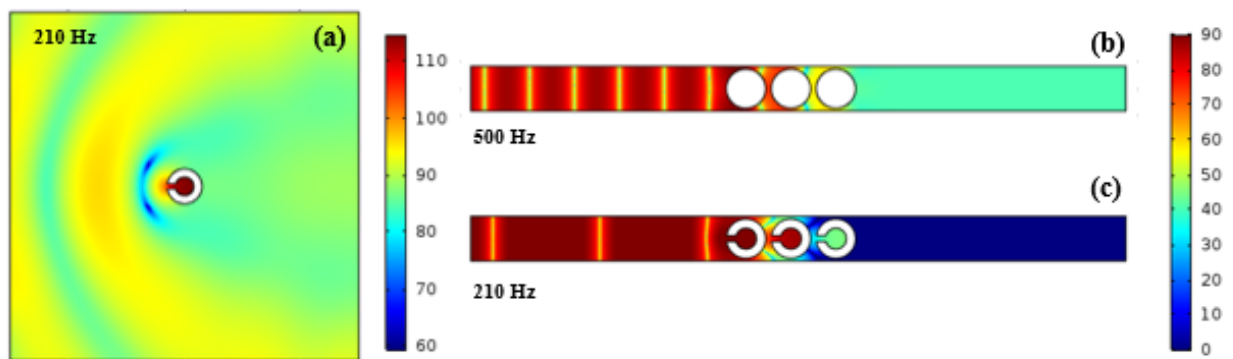


Figura 19 - Mapas de nivel de presión sonora: (a) Resonador sintonizado a 210 Hz, (b) CS sin resonadores, DDD a la frecuencia Bragg de 500 Hz, (c) CS Ideal de 3 filas con resonadores a la frecuencia de resonancia 210 Hz

### 3.4. Estudio con frecuencia de resonancia menor que frecuencia Bragg

#### 3.4.1. Modelo Ideal $f_H = 210$ Hz

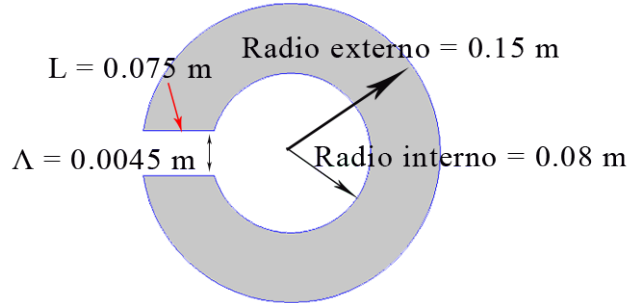


Figura 20 - Diseño de Resonador de Helmholtz con  $f_H = 210$  Hz

En un primer estudio se analiza un CS ideal de 3 filas, en el que los resonadores se han sintonizado a 210 Hz y los dispersores se han dispuesto con un parámetro de red  $a=0,343$ m para conseguir que la  $f_{Bragg} = 500$  Hz y observar la interacción entre estos dos fenómenos que se encuentran relativamente cercanos en la zona de baja frecuencia.

Se ha sintonizado la cavidad resonante mediante el **1<sup>er</sup> modelo** a 210 Hz. Se observa que, al disponer en red siguiendo el **2<sup>o</sup> modelo**, esta frecuencia cambia ligeramente, tal y como ya ha sido demostrado en otros trabajos [24], por lo que las variaciones sufridas en la frecuencia de resonancia, se consideran respecto a la frecuencia de resonancia medida a  $0^\circ$  del **2<sup>o</sup> modelo** del CS en red.

Inicialmente el paso escogido para la variación del ángulo de rotación entre  $0^\circ$  y  $90^\circ$  es muy pequeño, presentando una resolución muy fina que permite analizar en detalle las variaciones observadas.

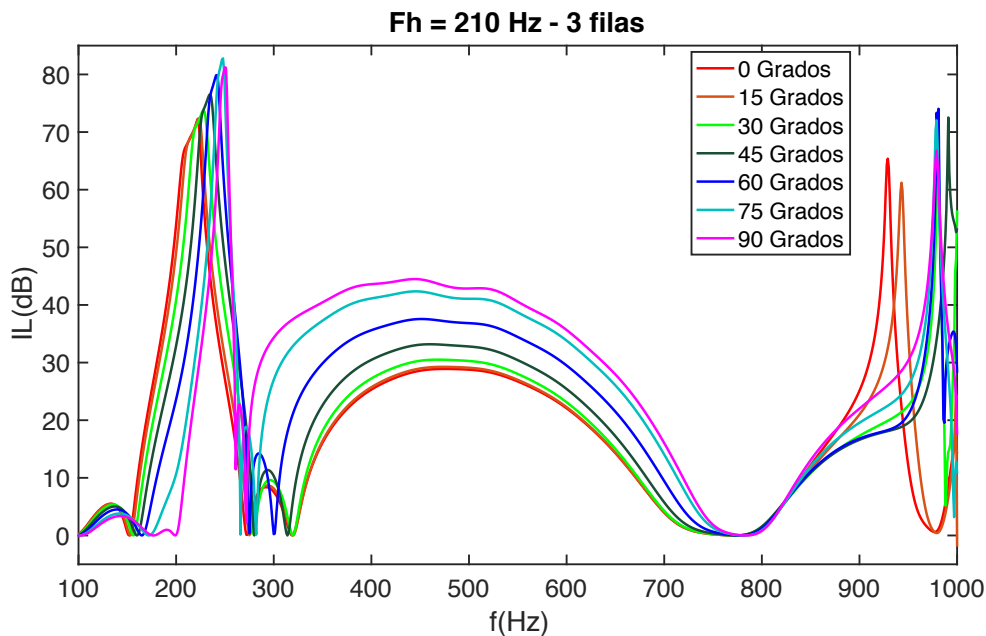


Figura 21 - IL de un CS ideal de 3 filas con el ángulo de rotación cada  $15^\circ$

Pese a que gracias a este paso fino se pueden obtener análisis muy precisos como la variación de la frecuencia de resonancia en función del ángulo, también dificulta la visión clara de los resultados en las gráficas de IL. Por ello, se toma la decisión de aumentar el paso entre ángulos a 30°, siempre en sentido horario y hasta alcanzar los 90°. Siendo este un paso de rotación representativo en el que las modificaciones se aprecian con claridad sin necesidad de tomar más valores.

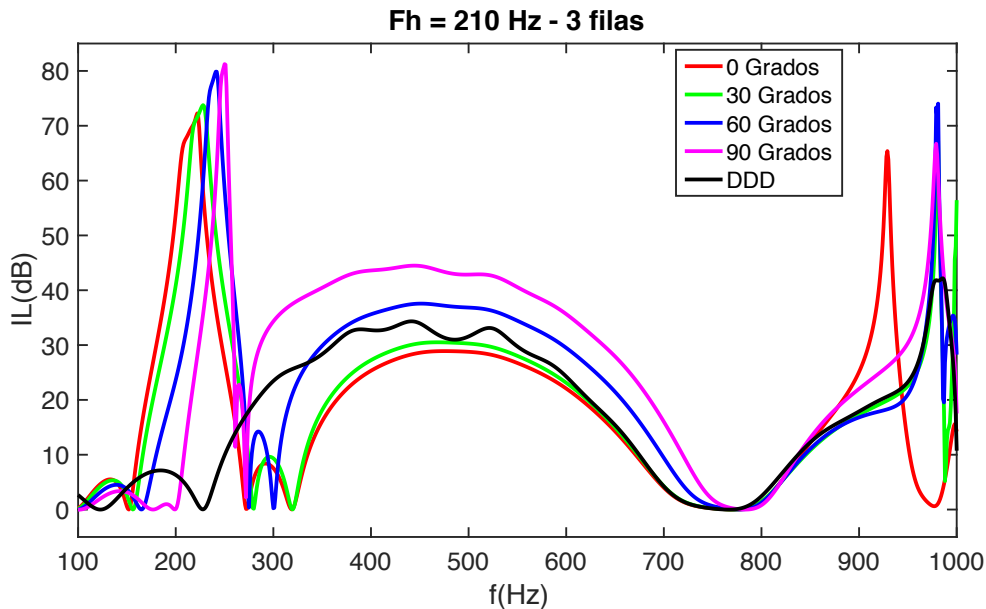


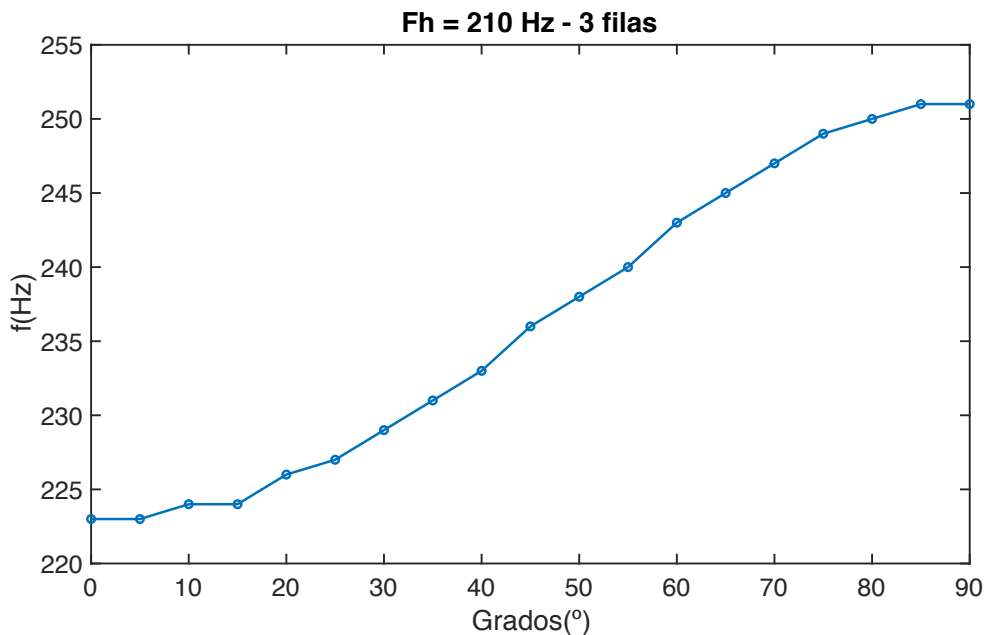
Figura 22 - Variación del IL en función del ángulo de rotación de un CS Ideal de 3 filas

Se aprecia a simple vista cambios importantes relacionados con los valores de IL. Para un estudio más detallado, se analizan por separado el efecto del cambio de orientación de los resonadores atendiendo, por un lado, al **pico de resonancia** (que atiende a sus características geométricas, volumen, longitud del cuello y superficie de entrada) del resonador y por otro al BG relacionado con la interacción entre la onda sonora y los dispersores, **primer BG de Bragg**.

#### 3.4.1.1. Pico de resonancia

Se observa que el pico de resonancia que a 0° se encontraba a 223 Hz aumenta hasta 251 Hz conforme va girando el CS. En la figura 23 podemos ver en detalle esta variación.





**Figura 23 - Variación del pico de resonancia en función del ángulo de rotación del CS Ideal de 3 filas**

También se ve reducida la anchura del pico conforme aumenta el ángulo de orientación respecto a la situación de incidencia normal ( $0^\circ$ ). Crece en frecuencia, siendo más estrecho a  $90^\circ$  que a  $0^\circ$ .

### 3.4.1.2. Primer BG de Bragg

Para analizar las variaciones en el BG, se parte de la referencia comentada de 3 dispersores rígidos cerrados sin resonadores (DDD en la gráfica). Al compararlos con la solución con resonadores a  $0^\circ$  y  $30^\circ$  (colores rojo y verde, respectivamente) se aprecia una reducción del espectro de influencia, tanto por ancho de influencia del BG, desplazándose el inicio del BG desde los 230 Hz a los 320 Hz. Sin embargo, la frecuencia superior, frecuencia del fin del BG, se mantiene en la misma posición marcada por la referencia DDD. A nivel de amplitud de IL, se observa una caída del valor en estas orientaciones.

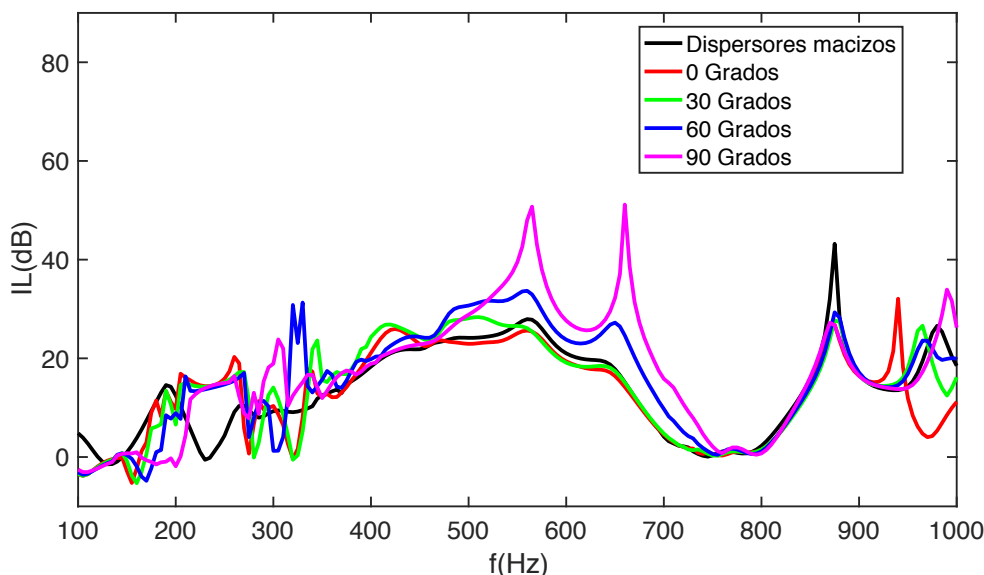
Progresivamente, al aumentar el ángulo con respecto a la posición normal, valores de  $60^\circ$  y  $90^\circ$  (azul y magenta, respectivamente), el BG va creciendo en ancho de influencia y por otro lado aumentando el valor de IL. Como sucedía en las otras orientaciones, la frecuencia final superior del BG no se ve modificada. En la situación de  $90^\circ$  se observa una clara mejora en dB de atenuación del BG, y una afección muy limitada en el ancho de trabajo del BG.

Se observa cómo al girar los dispersores se estrecha el **pico de resonancia**, siendo más selectivo y desplazándose la frecuencia de resonancia hacia arriba, mientras que el **BG** se hace más ancho, incluso en los extremos de más alta frecuencia.

### 3.4.2. Modelo de cámara anecoica $f_H = 210$ Hz

Como ya se comentó al describir los modelos empleados, el uso de esta simulación pretende dar un paso hacia el comportamiento real del CS teniendo en cuenta el carácter finito de la barrera y por tanto los efectos de difracción por el borde.

En este caso, la referencia DDD del modelo ideal se sustituye por su equivalente finito, es decir, una barrera de dispersores macizos rígidos de 3 filas por 12 dispersores por fila.



**Figura 24 - Variación del IL en función del ángulo de rotación de un CS de 3x12(filas por dispersores) en cámara anecoica**

Para una mejor visualización de los resultados obtenidos se muestran agrupados por ángulos de rotación. En las siguientes figuras, se representa la referencia DDD, el modelo ideal y el resultado de la simulación del modelo de cámara anecoica. pudiendo así identificar de forma más precisa los picos de resonancia y el BG de Bragg. Estas figuras ayudan a confirmar en un modelo finito de barrera, los desplazamientos de la frecuencia de resonancia y las modificaciones que sufre el BG.

Se encuentra también la comparación del IL obtenido mediante el modelo anecoico de simulación con fuente puntal (modelo explicado en el **anexo**).

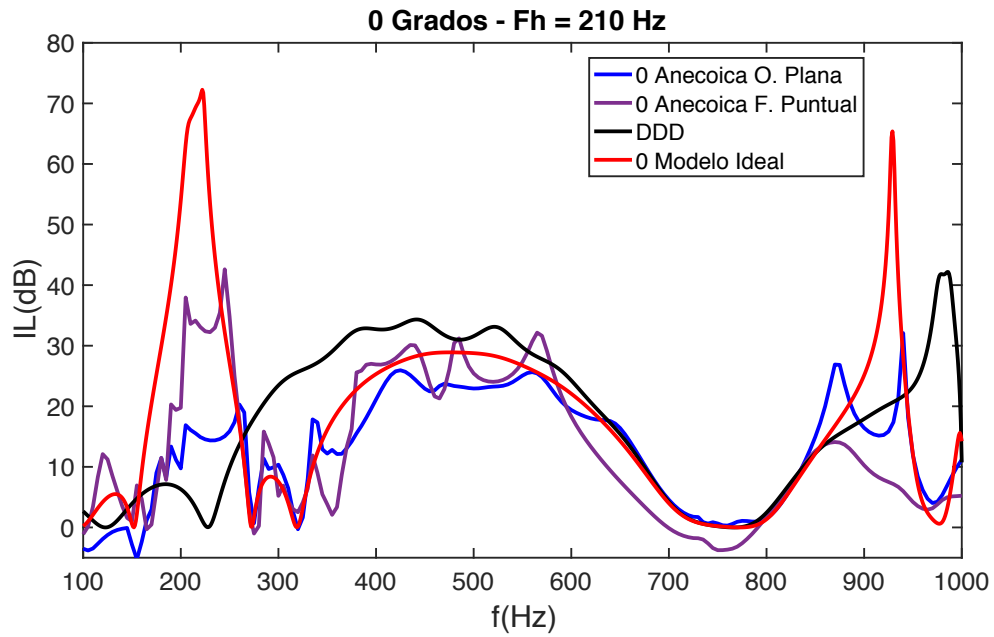


Figura 25 - IL con incidencia normal ( $0^\circ$ ) para diferentes modelos de simulación de CS

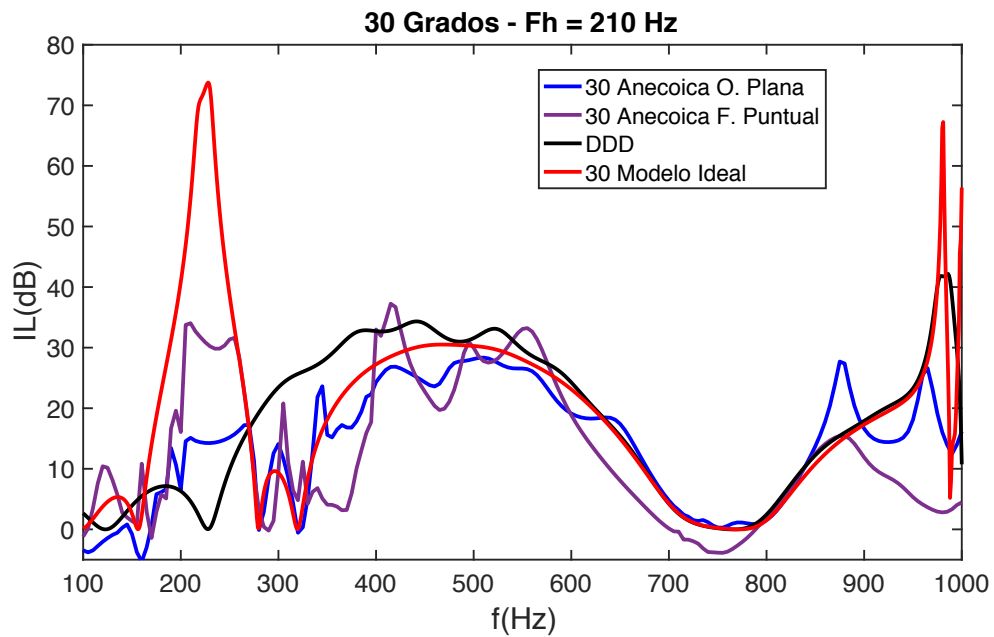


Figura 26 - IL con rotación de  $30^\circ$  para diferentes modelos de simulación de CS

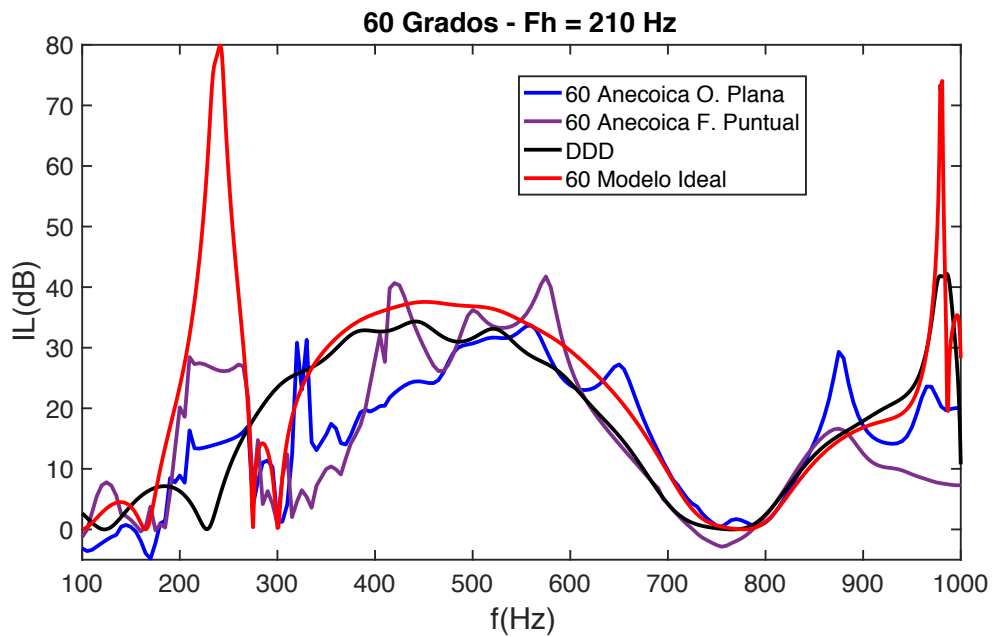


Figura 27 - IL con rotación de 60º para diferentes modelos de simulación de CS

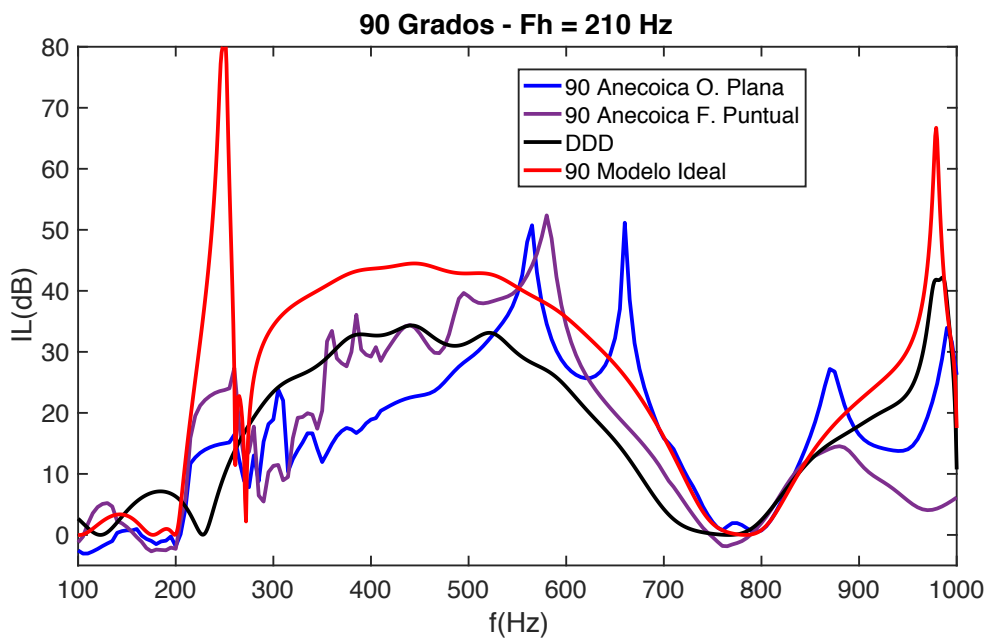


Figura 28 - IL con rotación de 90º para diferentes modelos de simulación de CS

Aunque de forma menos limpia que con el modelo ideal, los resultados en cámara anecoica confirman las modificaciones relacionadas con el ancho de influencia del BG y la amplitud de las IL comentadas previamente y, por otro lado, aparecen nuevos picos que pueden deberse a efectos de la difracción por el borde de la barrera.



El **pico de resonancia** y el **primer BG de Bragg** interactúan de forma que puede llevar a la hipótesis que conforme aumenta la frecuencia de resonancia debido a la rotación del CS, disminuye la frecuencia inicial del BG y aumenta en tamaño, mejorando así la situación inicial de  $0^\circ$  en la que el BG se veía reducido.

### 3.5. Estudio con frecuencia de resonancia mayor que frecuencia Bragg

En una búsqueda por ampliar el análisis de la interacción entre el **pico de resonancia** de Helmholtz y el **primer BG de Bragg** se estudia a continuación un diseño en el que se sintoniza la frecuencia de los resonadores a 735 Hz, por encima de la frecuencia de Bragg de 500 Hz.

#### 3.5.1. Modelo Ideal $f_H = 735$ Hz

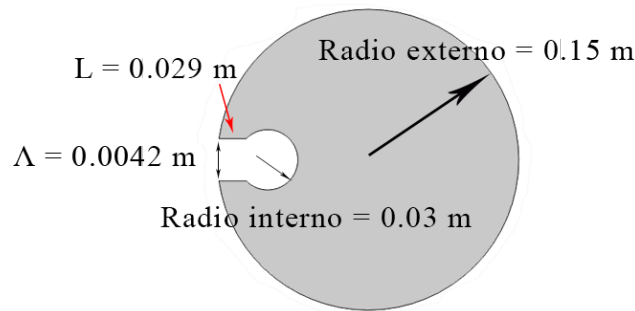


Figura 29 - Diseño de Resonador de Helmholtz con  $f_H = 735$  Hz

De forma análoga al estudio anterior, se estudia el efecto de la rotación de los resonadores del CS de 3 filas del modelo ideal en pasos de  $30^\circ$ .

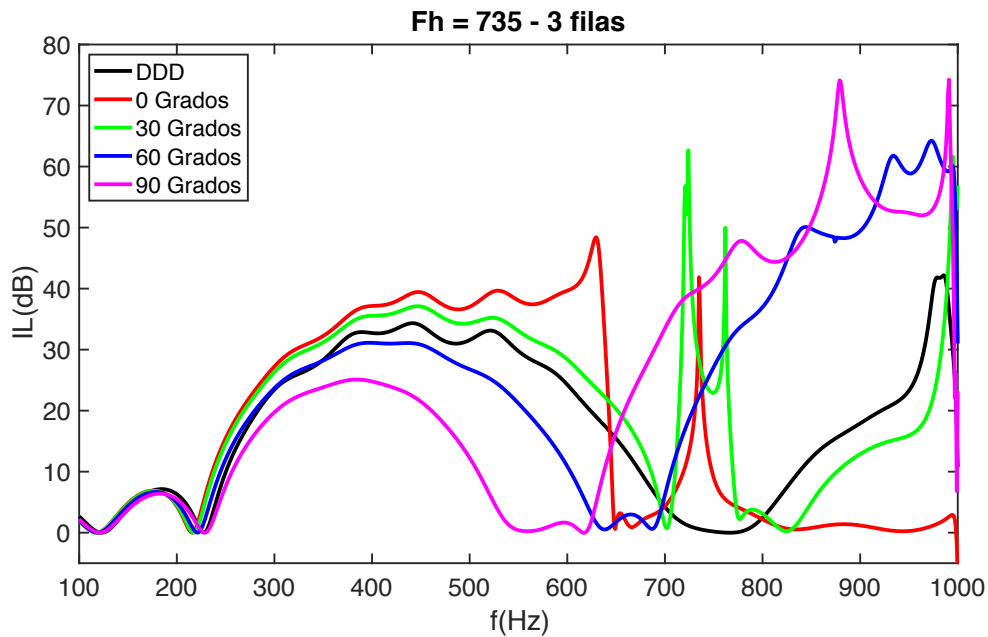


Figura 30 - Variación del IL en función del ángulo de rotación de un CS Ideal de 3 filas

A diferencia del estudio anterior, se ha creído conveniente analizar de forma conjunta los dos mecanismos de atenuación encontrados en los espectros de la figura 30, el **pico de resonancia** y el **primer BG de Bragg**.

Se aprecian interacciones diferentes a las obtenidas en el estudio de  $f_H = 210$  Hz. Por un lado, el pico de resonancia sigue aumentando conforme aumentan los grados de rotación llegando a interactuar con el segundo BG de Bragg, que se encuentra al doble de frecuencia del primer BG.

Aparecen picos en el espectro sin identificar que también se van desplazando y que, pese a no coincidir con el pico de resonancia diseñado, tienen un valor de pico mayor. Estos picos primero aparecen embebidos en el primer BG de Bragg, posteriormente se encuentran cercanos al pico de resonancia original de 735 Hz y finalmente está en el segundo BG de Bragg.

En lo referente al **primer BG de Bragg**, para  $0^\circ$ , crece en valor de pico, pero disminuye su anchura en frecuencia. Posteriormente, a  $30^\circ$  tiene una forma muy similar a la referencia DDD mientras que para grandes ángulos de rotación se reduce tanto en valor de pico como en anchura.

### 3.5.2. Modelo de cámara anecoica $f_H = 735$ Hz

Como se realizó para el diseño del resonador anterior, se simula el modelo finito en cámara anecoica y se agrupan en gráficas por grados de rotación.

En este caso, la referencia DDD del modelo ideal se sustituye por su equivalente finito, es decir, una barrera de dispersores macizos rígidos de 3 filas por 12 dispersores por fila.

Para visualizar mejor los resultados obtenidos se muestran agrupados por ángulos de rotación. Como se ha podido comprobar en el estudio anterior, los resultados en cámara anecoica con fuente puntual eran muy similares a los obtenidos con el modelo de onda plana por lo que se ha obviado su representación en este estudio.

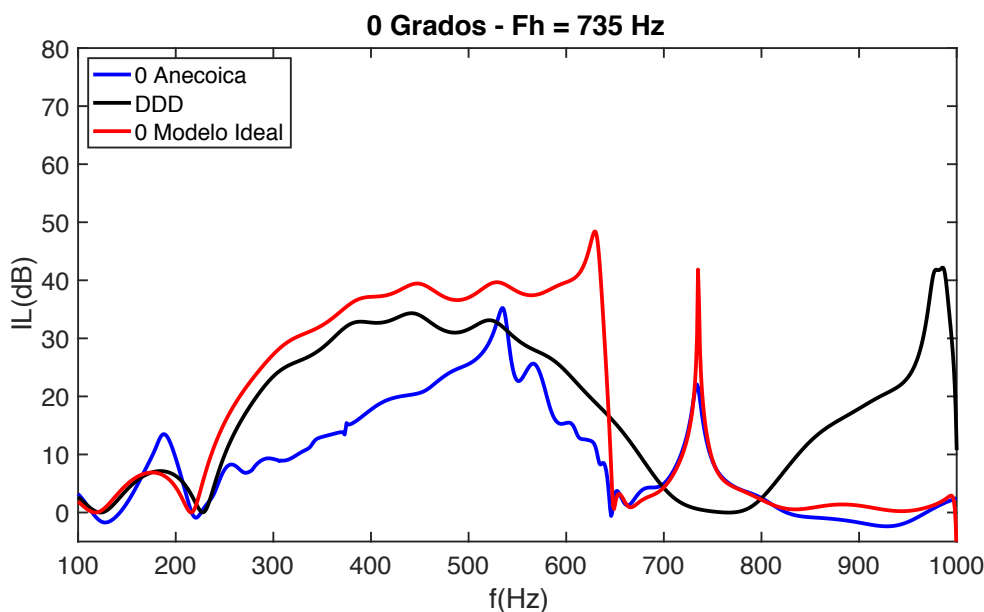


Figura 31 - IL con incidencia normal ( $0^\circ$ ) para diferentes modelos de simulación de CS

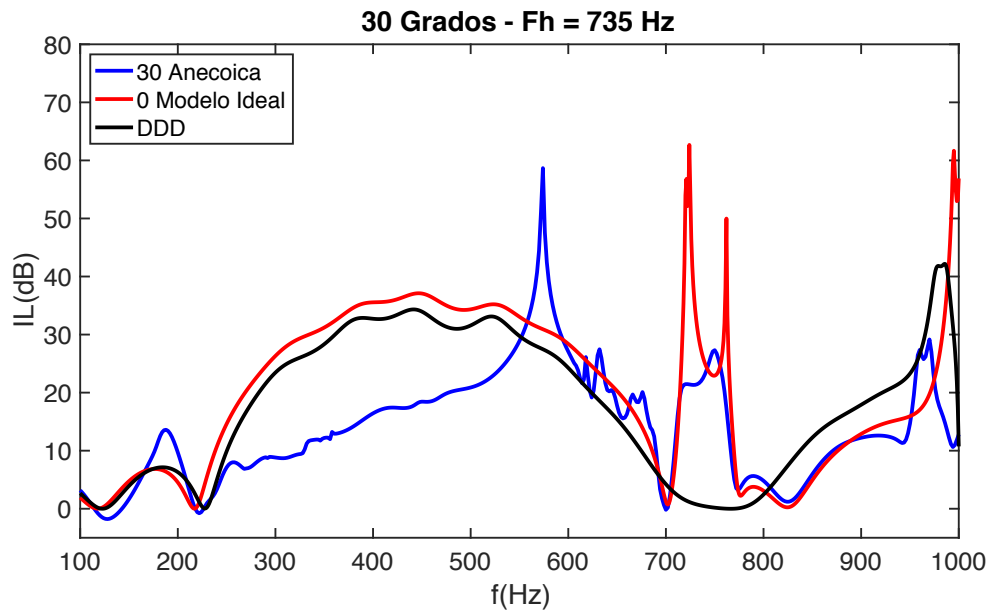


Figura 32 – IL con rotación de 30º para diferentes modelos de simulación de CS

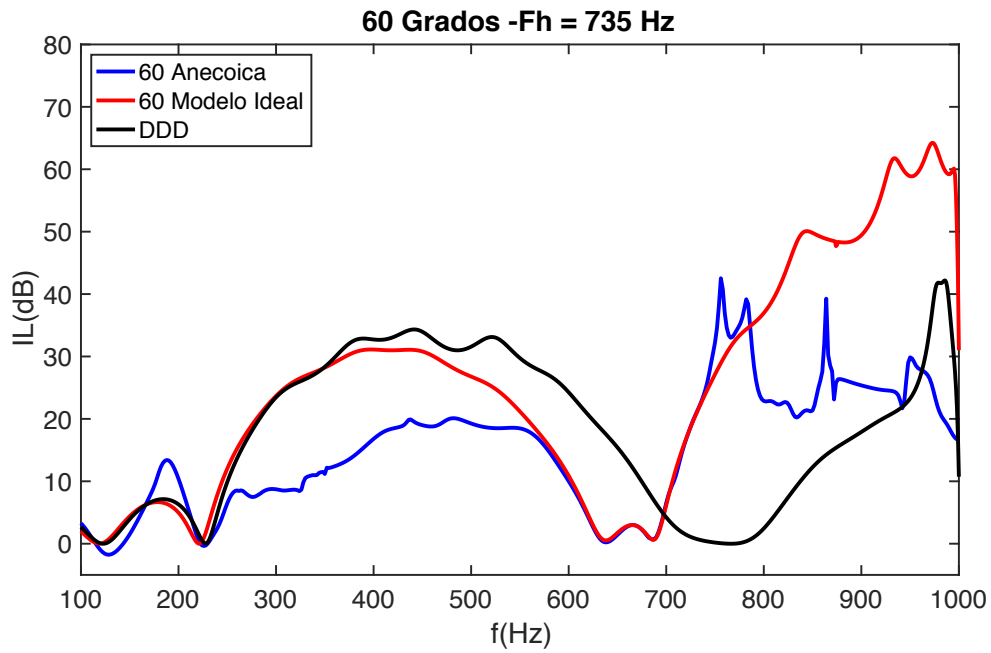


Figura 33 - IL con rotación de 60º para diferentes modelos de simulación de CS

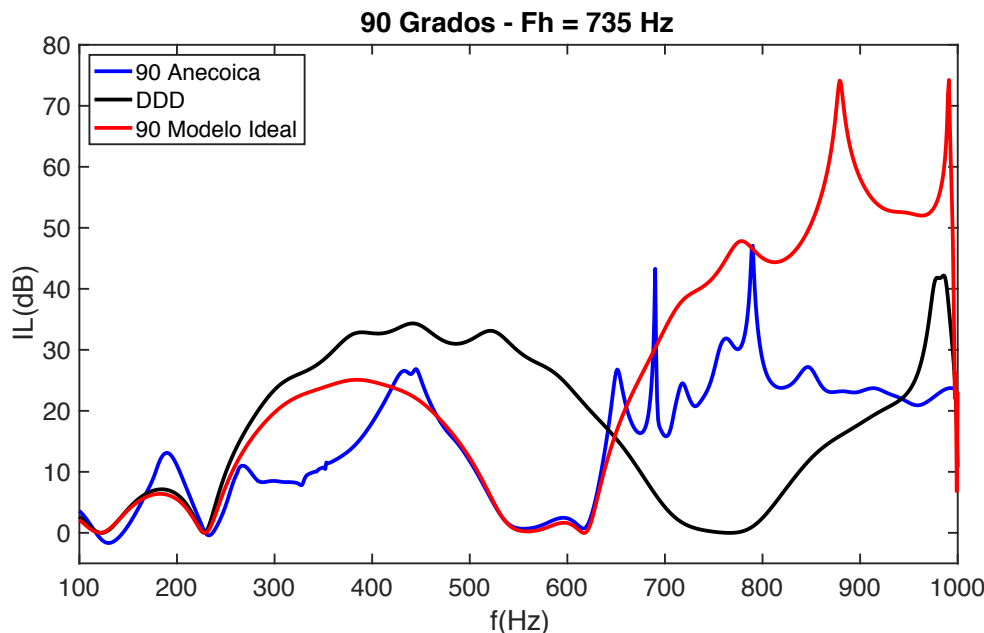


Figura 34 – IL con rotación de 90º para diferentes modelos de simulación de CS

A la vista de los resultados, se puede deducir que el **pico de resonancia** depende de la orientación de incidencia de la onda en el resonador, es decir, del ángulo de rotación, y crece conforme éste aumenta.

En relación al **BG** se observa que la interacción genera una caída de las IL en el intervalo de 640-700 Hz en la orientación de 60º que se ve amplificado en la orientación de 90º en el rango de 540-620 Hz. Como sucedía en el caso anteriormente estudiado, pero de forma inversa, el comienzo de la resonancia de Bragg no se ve alterado por la orientación del resonador. Se observa también que en relación con la amplitud del IL, en este caso, experimenta una clara reducción del valor por el incremento del ángulo de rotación.

Por último y como sucedía en el estudio anterior, los resultados en cámara anecoica confirman los obtenidos con el modelo ideal.

### 3.5.3. Corrección de la reducción del BG

A la vista de la reducción observada entre 620 Hz y 700 Hz en el **primer BG de Bragg** para el modelo con 60º de rotación, se realiza una modificación del sistema de estudio con el objetivo de intentar corregirla. Como se ha realizado en un trabajo reciente (2019) se va a corregir la reducción del BG [24] pero para el caso de que la  $f_H$  está por encima

de la  $f_{Bragg}$ . Se ha elegido este caso, siendo un ángulo intermedio y una reducción más acusada que en los casos anteriores, pero no siendo extrema como el caso de  $90^\circ$ .

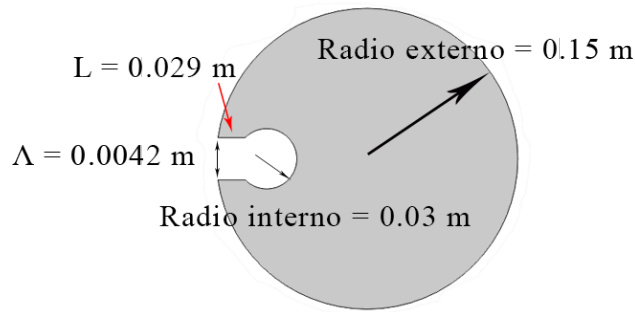


Figura 35- Diseño de Resonador de Helmholtz con  $f_H = 735$  Hz

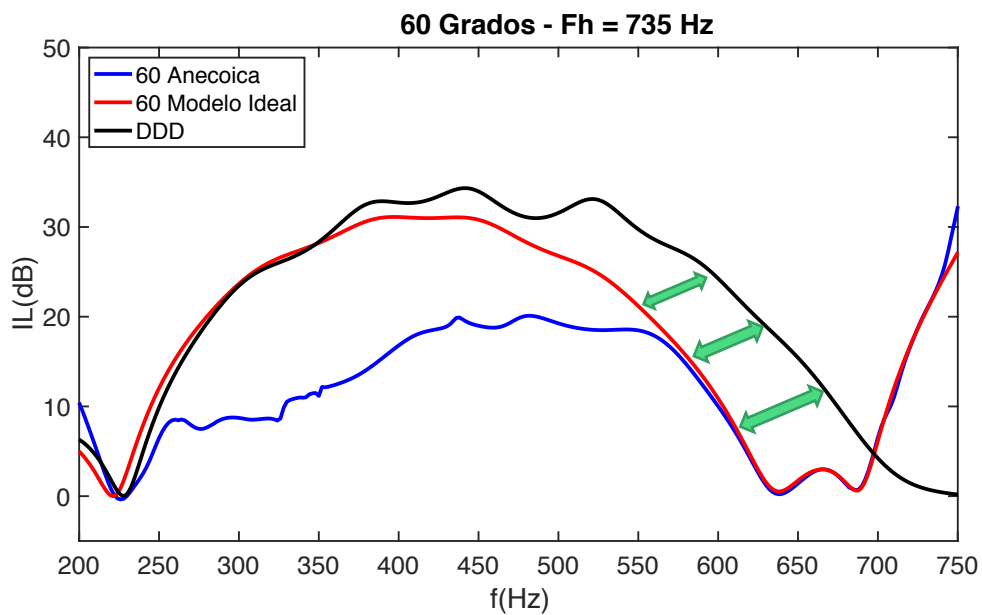


Figura 36 - Detalle de la reducción observada en el BG para  $60^\circ$ .

La solución escogida es la reducción del parámetro de red (a), manteniendo el resto de parámetros inalterados. En la siguiente gráfica se muestra la corrección propuesta con resultados muy satisfactorios para dos nuevos parámetros de red.

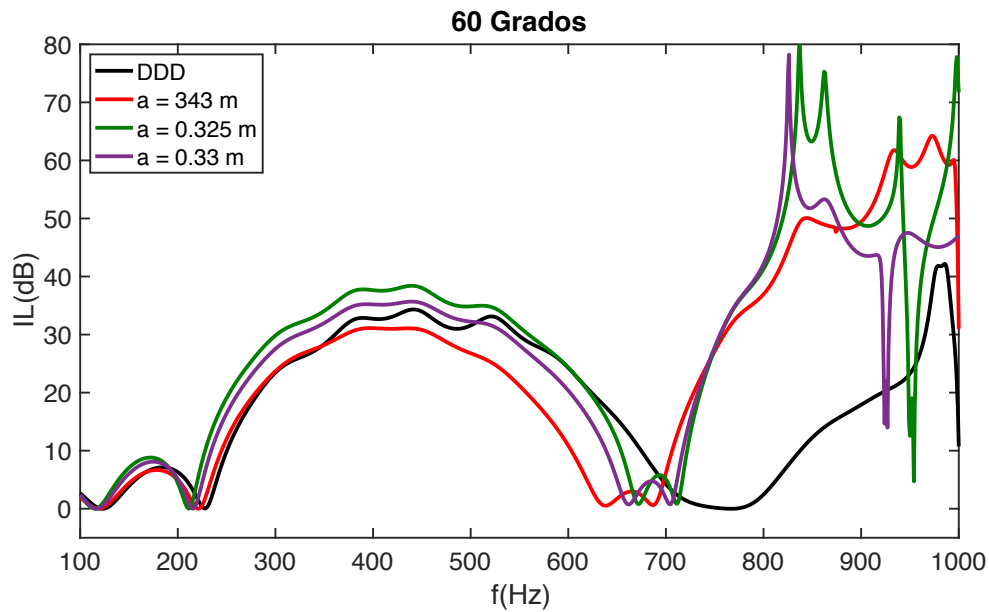


Figura 37 - IL para 60° de rotación con diversos parámetros de red (a)

Esta modificación del parámetro de red aumenta el factor de llenado (ff) del CS (2.2.1.4), dando los siguientes valores:

Tabla 2 - parámetros de red y factores de llenado

Parámetro de red – a (m)	0.343 (inicial)	0.33	0.325
$ff(\frac{\pi r^2}{a^2})$	0.6	0.64	0.67

Como se mencionaba previamente, estudios recientes que corregían la reducción del BG, también confirman que la interacción entre el **pico de resonancia** y el **primer BG de Bragg** es debida a cambios en la fase [24]. Por ello, en el siguiente apartado se estudiará la variación de la fase para los casos analizados anteriormente.

### 3.6. Estudio de la variación de fase

Como sucedía con los espectros de IL, la referencia para el espectro de variación de la fase será DDD. En este caso, se restará la fase del modelo de 3 dispersores macizos rígidos sin cavidad resonante.

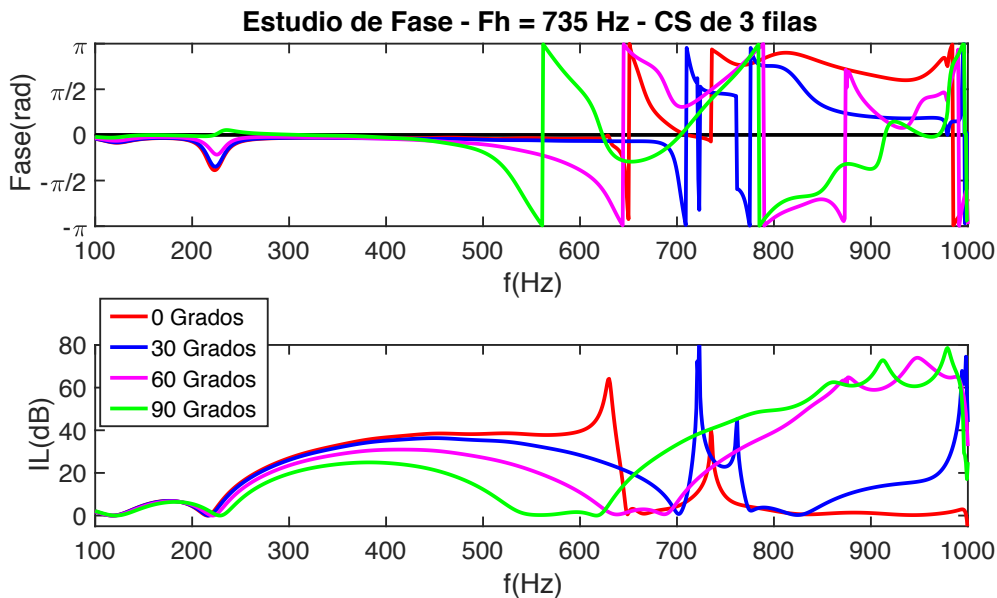


Figura 38 - Variación de la fase (arriba) y de IL (abajo) en función del ángulo de rotación para una única fila con radio externo de 15 cm.

A simple vista se observan cambios de fase que coinciden con los picos de resonancia del espectro de IL, pero debido a la complejidad que suponen las 3 filas de resonadores se simplifica el modelo a un CS Ideal en el cual habrá una única fila de resonadores, eliminando así uno de los mecanismos de control de ruido de la barrera (la dispersión múltiple) y quedando únicamente el **pico de resonancia**.

### 3.6.1. Análisis de fase de una fila con resonadores de $r = 0.15$ m y $f_H = 735$ Hz.

En este nuevo estudio, la referencia será una única fila de dispersores macizos, es decir, el equivalente de una fila del modelo DDD.

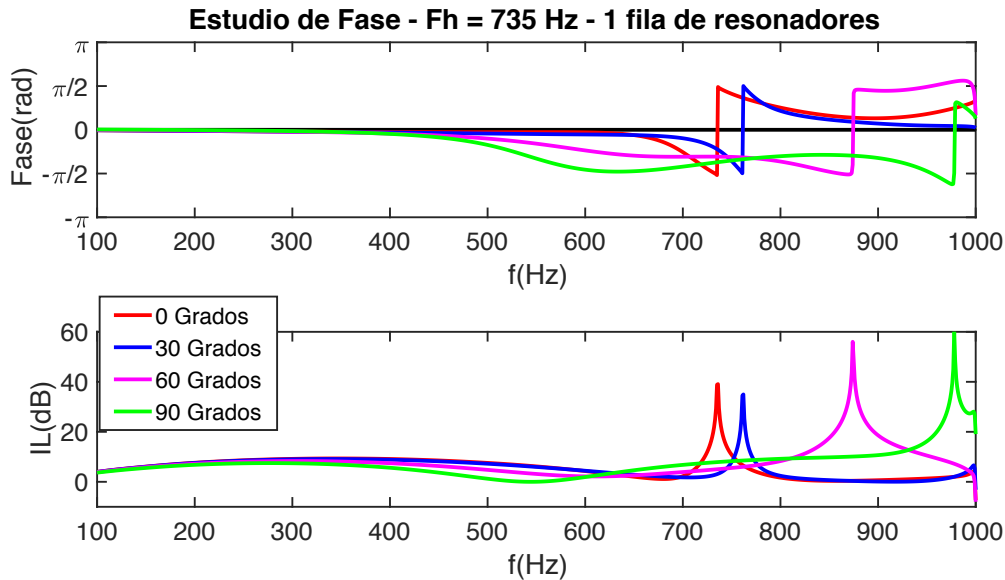


Figura 39 - Variación de la fase (arriba) y de IL (abajo) en función del ángulo de rotación para una única fila con radio externo de 15 cm.

En la gráfica inferior de la figura 39 se observa claramente el desplazamiento de la frecuencia de resonancia de los resonadores de Helmholtz en función del ángulo de rotación, aumentando desde un valor de 735 Hz (rojo,  $0^\circ$ ), hasta 978 Hz (verde,  $90^\circ$ ).

Por otro lado, en la gráfica superior, el aumento del ángulo de rotación crea un retardo en la fase hasta la frecuencia en que se produce el cambio de fase, que coincide exactamente con el **pico de resonancia** observado en el espectro de IL. Este retardo afecta a un mayor rango del espectro conforme aumenta el ángulo de rotación, siendo casi inexistente para  $0^\circ$ , poco acusado a  $30^\circ$ , notablemente grande para  $60^\circ$  y comenzando en 500 Hz para el caso de  $90^\circ$ .

El cambio de fase que para el caso de incidencia normal ( $0^\circ$ ) se produce en el rango vertical entre  $-\pi/2$  y  $\pi/2$ , va modificándose con el aumento del ángulo de rotación, hasta un intervalo de igual valor, pero desplazado negativamente, llegando a alcanzar un rango comprendido entre  $-3\pi/4$  y  $\pi/4$ .



Tras el análisis de los resultados, se plantea la siguiente hipótesis acerca del retardo que se encuentra al modificar la dirección de incidencia en el resonador:

La masa de aire del cuello, que resuena, encuentra un espacio diferente en función del ángulo de rotación. En los casos en que el ángulo es pequeño tiene mucho espacio delante de la boca del resonador frente a los casos en que, debido a ángulos de giro mayores, la abertura del resonador se encuentra encarada hacia un espacio de aire menor, por la presencia de otro resonador adyacente de la misma fila.

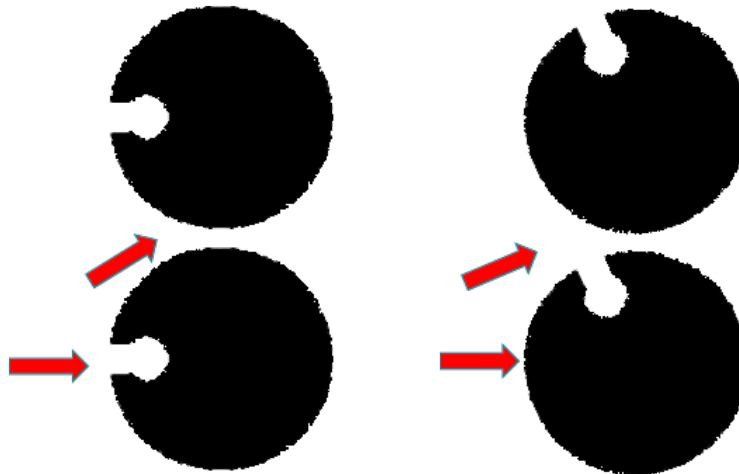


Figura 40 - Incidencia de onda normal (izq.) frente a una incidencia oblicua con un ángulo de  $60^\circ$  (dcha.) en los resonadores

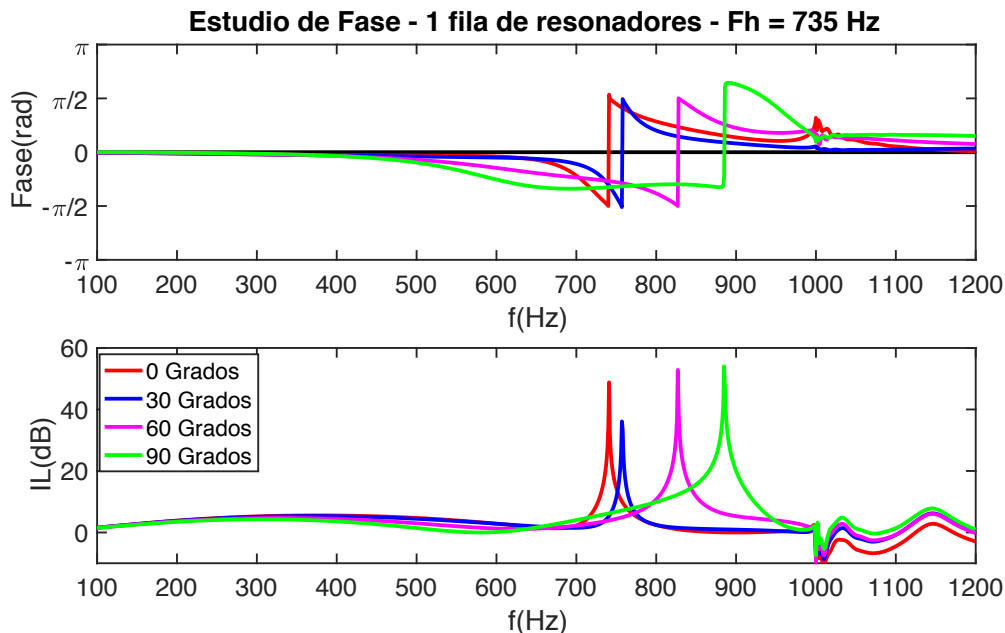
### 3.7. Comprobación de hipótesis

Para comprobar la hipótesis planteada en el apartado anterior, se estudia ahora el mismo modelo de CS de una fila, en este caso modificando únicamente el radio externo de los resonadores, pero manteniendo el resto de sus parámetros para no modificar su frecuencia de resonancia y que sigan sintonizados a 735 Hz. El nuevo radio externo escogido es de 13 cm.

Se busca de esta forma reducir la interacción que se encuentra un resonador con el adyacente de su misma fila, y también al tener un radio menor, el camino recorrido hasta la boca del resonador será menor.

En este nuevo estudio, se ampliará el espectro a analizar hasta 1200 Hz, para observar si el rango en que afecta esta interacción es simétrico por encima de la frecuencia en que cambia de fase.

### 3.7.1. Análisis de fase para una fila con resonadores de $r = 0.13$ m y $f_H = 735$ Hz.



**Figura 41 - Variación de la fase (arriba) y de IL (abajo) en función del ángulo de rotación para una única fila con radio externo de 13 cm.**

En una primera visión general, se observa en la figura 41 una clara asimetría de la fenomenología, ya que para todos los ángulos representados el retardo se produce únicamente por debajo de la frecuencia **pico de resonancia** y al superarla, solo modifica la fase hasta 1000 Hz.

Para un análisis que aporte una mejor visión de la comprobación que se buscaba, se muestran ambos estudios de fase en una misma figura (**figura 42**), para los diferentes radios externos de los resonadores del CS.

En la figura 42 se observa como el rango de variación vertical de fase que para el caso de radio de 15 cm se desplaza negativamente hasta casi  $-3\pi/4$ , en este nuevo caso con un radio menor, de 13 cm, se desplaza en sentido opuesto hacia valores cercanos a  $3\pi/4$ .

De esta misma figura también se visualiza una reducción del intervalo de variación de la frecuencia de resonancia para el nuevo radio, siendo desde 741 Hz (rojo,  $0^\circ$ ) hasta 885 Hz (verde,  $90^\circ$ ) que para el caso del radio de 15 cm era de 735 Hz a 978 Hz.

Por último, también cabe destacar, que el retardo previo al cambio de fase en el **pico de resonancia** se reduce enormemente para los casos de 60 y  $90^\circ$ , tanto en valor de radianes como en la anchura que ocupa en el espectro.

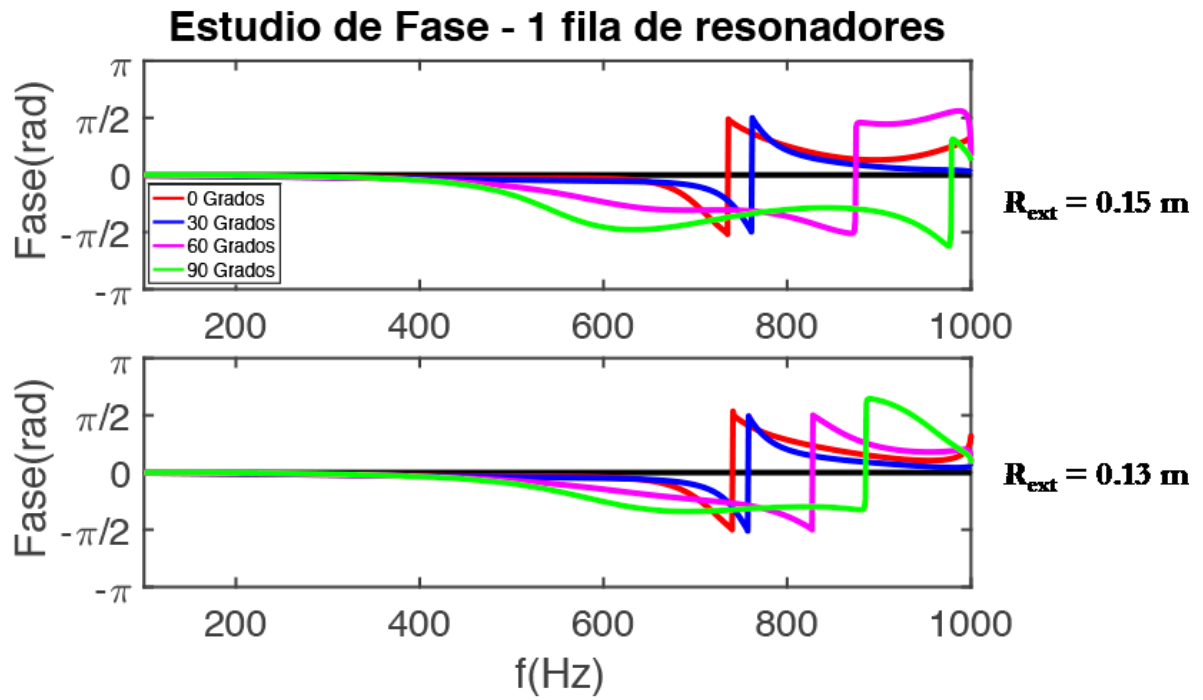


Figura 42 - Comparación de estudios de fase para un CS con resonadores de radio de 0.15 m (arriba) y resonadores de radio 0.13 m (abajo)

## 4. Conclusiones

En este trabajo de final de máster se han desarrollado conceptos relacionados con materias impartidas a lo largo del máster de Ingeniería Acústica de la Universitat Politècnica de València (UPV), en especial aquellas cuya temática abarca el uso del software de simulación COMSOL, los fundamentos físicos de acústica o la acústica ambiental.

Se ha realizado un recorrido teórico por las barreras acústicas basadas en cristales de sonido de segunda generación y se ha utilizado diseños competitivos con las barreras tradicionales. Los modelos bidimensionales utilizados han simulado barreras infinitas y posteriormente modelos finitos en cámara anecoica, más cercanos a la realidad.

Debido a las limitaciones obvias que en este 2020 ha ocasionado la pandemia del COVID-19 a nivel mundial, las pruebas experimentales han sido sustituidas por simulaciones de cámara anecoica.

Se ha estudiado la interacción entre los dos fenómenos de control de ruido asociados a los CS como son la dispersión múltiple de los BG de Bragg y los picos de la frecuencia de resonancia de los resonadores de Helmholtz.

Esta interacción entre fenómenos se ha analizado en función de la dirección de incidencia de la onda sonora, y permite extrapolar conclusiones a casos en el que la fuente se encuentre en movimiento. La abertura del resonador pasará de encontrar la onda sonora con una incidencia normal, a una incidencia oblicua.

El análisis se ha realizado para dos diseños bien diferenciados como son:

- Cuando la frecuencia de resonancia de los resonadores de Helmholtz es inferior a la frecuencia Bragg.
- Cuando la frecuencia de resonancia de los resonadores de Helmholtz es superior a la frecuencia Bragg.

siempre en el rango de 100 a 1000 Hz y a una distancia cercana en el espectro que ha permitido visualizar la interacción.

Para el estudio de  $f_{\text{Helmholtz}} < f_{\text{Bragg}}$  la incidencia normal sobre los resonadores favorece un rango mayor de atenuación, pero es en el caso de un ángulo de  $90^{\circ}$  en el que

tanto el pico de resonancia como el BG aumentan su valor en dB pese a verse reducido el rango frecuencial.

En el caso  $f_{\text{Helmholtz}} > f_{\text{Bragg}}$  se observa que la interacción más favorable para la atenuación a bajas frecuencias es colocando los resonadores con un ángulo de  $0^\circ$  respecto a la onda incidente.

Se ha propuesto una solución con resultados satisfactorios con el ángulo de  $60^\circ$  para las reducciones observadas en el BG debido a esta interacción con la frecuencia de resonancia, reducir el parámetro de red.

El propósito principal de este trabajo, el análisis de la interacción que modifica el espectro de IL, encuentra su justificación en las variaciones de fase que sufre la onda incidente dentro de los resonadores del CS.

Para una visión más clara, se ha analizado un modelo simplificado del CS de 3 filas, colocando únicamente una fila de resonadores y modificando posteriormente el radio externo de estos. Con ello, se confirma la hipótesis barajada acerca de las modificaciones sufridas en el cambio de fase (causante de la interacción).

La interacción de los resonadores con las filas adyacentes a ángulos en los que la abertura del resonador se encuentra encarada parcial o totalmente al resonador de la fila contigua, provoca retardos y variaciones en los espectros de cambio de fase.

Como línea de trabajo futuro se propone la profundización en el estudio de esta interacción, para CS de más de una fila, pudiendo encontrar así una justificación coincidente con las variaciones encontradas en los diseños iniciales del CS de 3 filas. También la validación de los resultados de las simulaciones con modelos experimentales en condiciones similares a las simuladas.

## 5. BIBLIOGRAFÍA

- [1] COMSOL 3.5a, Acoustics Module Users Guide, 2008.
- [2] J. A. Martínez Mora and J. V. Sánchez-Pérez, Apuntes de Acústica Urbanística y Medioambiental, 2016.
- [3] OMS, Organización Mundial de la Salud.
- [4] J. Bravo Plano-Sala, Apuntes de Acústica Ambiental, 2017.
- [5] Castiñeira-Ibáñez, S.; Romero-García, V.; Sánchez-Pérez, J.V.; Garcia-Raffi, L.M., "Periodic systems as road traffic noise reducing devices; prototype and standardization," *Environmental Engineering and Management Journal*, vol. 14, no. 12, pp. 2759-2769, 2015.
- [6] Maekawa, Z., "Noise reduction by screens," *Applied Acoustics*, vol. 1, pp. 157-173, 1968.
- [7] Martínez-Sala R., Sancho J., Sánchez-Pérez J.V., Gómez V., Llinares J., Meseguer F., "Sound attenuation by sculpture," *Nature*, vol. 378, p. 241, 1995.
- [8] Romero García V., "On the control of propagating acoustic waves in sonic crystals: analytical, numerical and optimization techniques," *Tesis -Universitat Politècnica de València*, 2010.
- [9] Economu E.N. and Sigalas M.M., *Physical review*, vol. 48, p. 134, 1993.
- [10] Chilet Murgui, C., "Análisis de la variabilidad de la capacidad de atenuación de redes de dispersores bidimensionales en función de factores geométricos. Aplicación al diseño de pantallas acústicas," *TFM*, vol. EPSG, 2014.
- [11] Kittel. C., *Introduction to Solid State Physics*, 8a Ed., 2004.
- [12] Rubio, C.; Castiñeira-Ibáñez, S.; Sánchez-Pérez, J.V.; Candelas, P.; Belmar, F. and Uris, A., "Advances in Noise Analysis, Mitigation and Control, Cap 6," in *Open Acoustic Barriers: A New Attenuation Mechanism*, 2016.
- [13] Castiñeira-Ibáñez, S., "Análisis y modelado de la fenomenología ondulatoria asociada al diseño de barreras acústicas basadas en conjuntos de dispersores aislados. Homologación de dispositivos," *Tesis Doctoral*, 2014.

- [14] Castiñeira-Ibáñez, S.; Romero-García, V.; Rubio, C.;García-Raffi, L.M.; Sánchez-Pérez, J.V., Pantallas acústicas basadas en cristales de sonido de segunda generación, Cáceres: Tecniacústica, 2011.
- [15] Kinsler, L. E.; Frey, A.R.; Coppens, A.B. and Sanders J.V. , Fundamental of Acoustics, Nueva York: 3rd Edn., 1982.
- [16] Rossell Turull, I.; Soler Rocasalbas, S.; Vila Deutschbein,C., Resonadores de Helmholtz de boca rectangulas y cuello de longitud pequeña, Terrasa: Tecniacústica, 2005.
- [17] Calton, M. F.; Sommerfeldt S. D., Modelling acoustic resonators: From theory to application, San Francisco: Internoise, 2015.
- [18] Alton Everest, F.;Pohlmann, K.C., Master Handbook of Acoustics, Fifth Edition, 2009.
- [19] Movchan, A.B. and Guenneau, S., "Split-Ring resonators and localized modes," *Phys. Rev. B*, vol. 71, no. 125116, 2005.
- [20] Hu X. and Chan C., "Two-dimensional sonic crystals with Helmholtz resonators," *Physical Review*, vol. 71, no. 055601R, 2005.
- [21] Castiñeira-Ibáñez S., Rubio C., Romero-García V., Sánchez-Pérez J. V. and Garcia-Raffi L. M., "Design, Manufacture and Characterization of an Acoustic Barrier Made of Multi-Phenomena Cylindrical Scatterers Arranged in a Fractal-Based Geometry," *Archives of Acoustics*, vol. 37, no. 4, pp. 455-462, 2012.
- [22] Berenguer JP., "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves," *J. Comput. Phys.*, vol. 114, pp. 185-200, 1994.
- [23] Sánchez-Pérez, J.V., Cristales de sonido basados en estructuras minimalistas, Memoria de Tesis, UPV, 1998.
- [24] Peiró-Torres, M.P.; Redondo, J.; Castiñeira-Ibáñez, S.; Romero-García, V.; Sánchez-Pérez J.V., "Interferences in locally resonant sonic metamaterials formed from Helmholtz resonators," *Appl. Phys.*, vol. 114, 2019.

## 6. AGRADECIMIENTOS

Quiero expresar mi mayor agradecimiento en primer lugar a mi familia, los que están y los que no, en especial a mi madre y a mi hermano, por ser apoyo incondicional, y confiar en mí, incluso cuando yo no lo hacía.

Mención especial a mis tres tutores, Sergio Castiñeira-Ibáñez, Javier Redondo y José María Bravo Plano-Sala, que aún con las dificultades de las situaciones vividas en este año tan complicado, me han ayudado en todo momento, con una paciencia y didáctica inconmensurables, dando forma a este trabajo y sacándolo adelante.

Agradecer también a mis profesores y compañeros del máster de Ingeniería Acústica, junto a los cuales he aprendido muchísimo, de ellos, y con ellos. Este documento culmina un curso de máster que sin duda no olvidaré nunca por todo lo vivido juntos.

Gracias por último a mis amigos, en especial a Rubén, Sara, Sento, Víctor, Noa, Blanca, Carles, Antoni, Jacobo, Matilde, Clara, Lorenzo, George, Querol, Fran, Andreu, Ferran y toda mi segunda familia de Insoma, por aguantarme, cuidarme, y acompañarme siempre.



## 7. ANEXOS

### ANEXO – Modelo anecoico con fuente puntual

Se introduce un **último modelo** muy similar al finito de cámara anecoica, pero con una fuente puntual situada a 1 metro de la barrera en el mismo eje central donde se sitúa el receptor.

Para el cálculo del IL, en este caso se toma como presión de referencia el espectro calculado en la cámara sin barrera, a diferencia del valor de presión de onda plana  $P = 1 \text{ atm}$  del modelo finito anecoico ya explicado.

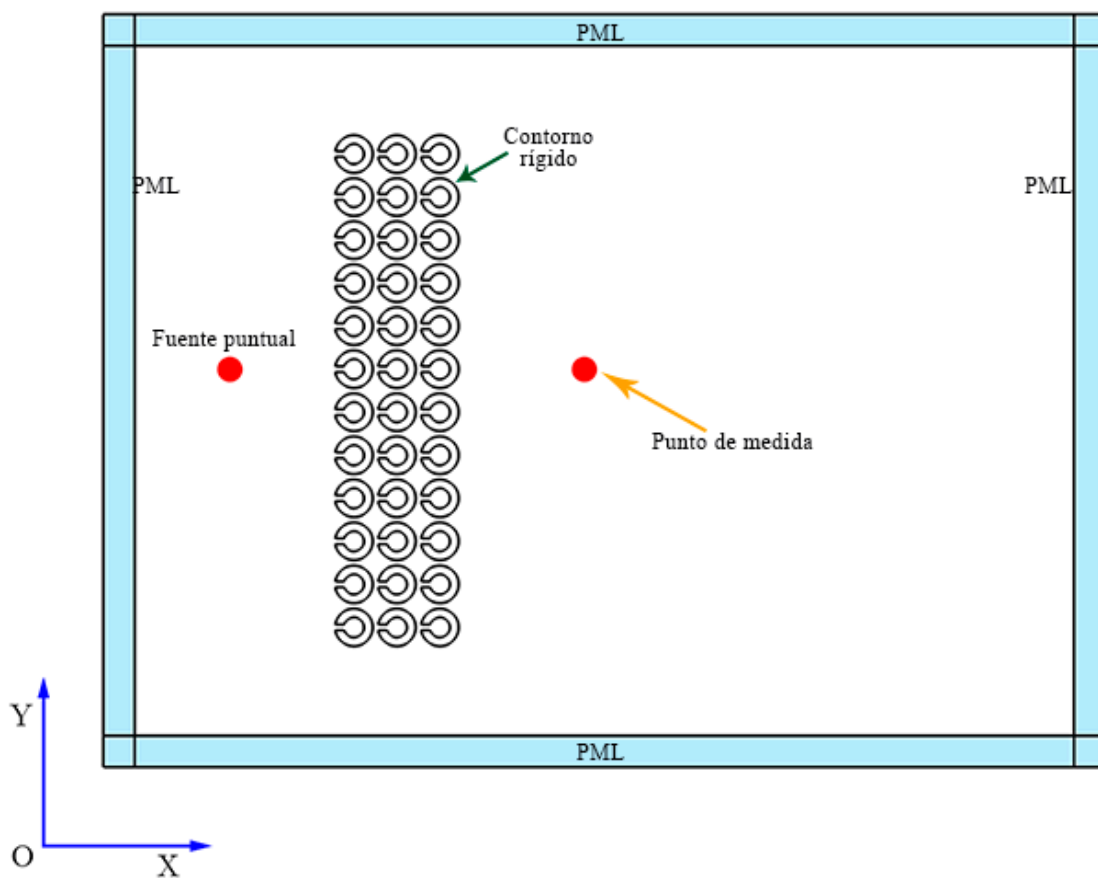


Figura 43 – Modelo de simulación en cámara anecoica con fuente puntual

