



# DISPOSITIVO DE FILTRADO SINTONIZABLE BASADO EN CRISTAL DE SONIDO MULTIRESONANTE

David Ramírez-Solana<sup>1,2\*</sup>  
Jaime Galiana-Nieves<sup>3</sup>  
Javier Redondo Pastor<sup>3</sup>  
Rubén Picó Vila<sup>3</sup>  
Agostino Marcello Mangini<sup>1</sup>  
Maria Pia Fanti<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Politecnico di Bari, Bari, Italia

<sup>2</sup> Universitat Politècnica de València, Valencia, España

<sup>3</sup> Instituto de Investigación para la Gestión Integrada de Zonas Costeras, Gandía, España

## RESUMEN

El estudio de las estructuras periódicas y sus propiedades dispersivas ha llevado a la inclusión de resonancias en sus elementos, en la mayoría de los casos resonadores de Helmholtz, para analizar la interacción de ambas fenomenologías. En particular, en el caso de cristales de sonido (CS) los resonadores se incrustan en el dispersor, y es necesario considerar el diseño de estas cavidades en función de la dirección de incidencia de la onda sobre el CS. En el presente trabajo se estudia un dispersor asimétrico multiresonante en el que, bajo la incidencia de una onda plana se comporta como un dispositivo de filtrado dinámico. Este filtro se puede sintonizar en función de la rotación de los dispersores del CS.

## ABSTRACT

The study of periodic structures and their dispersive properties has led to the inclusion of resonances in their elements, in most cases Helmholtz resonators to analyze the interaction of both phenomena. In particular, in the case of sound crystals (SC) the resonators are embedded in the scatterer, and it is necessary to consider the design of these cavities as a function of the direction of incidence of the wave on the SC. In the present work, a multiresonant asymmetric scatterer is studied in which, under the incidence of a plane wave it behaves as a dynamic filtering device. This filter can be tuned as a function of the rotation of the CS scatterers.

**Palabras Clave**— Cristal de sonido, Resonador de Helmholtz, Filtrado sintonizable, Sintonizador pasivo

## 1. INTRODUCCIÓN

Los cristales de sonido (CS) son estructuras periódicas formadas por dispersores rígidos inmersos en aire. Su principal característica es que permiten el paso de fluidos y luz a través de ellos, pero no de sonido en ciertos rangos frecuenciales. Estos rangos de frecuencias en los que las ondas sonoras no se propagan se deben a las interferencias destructivas producidas por la dispersión múltiple y varían en función de la periodicidad del material, es decir la distancia entre los dispersores de la red. Estas bandas de frecuencia prohibidas se llaman Bandgaps de Bragg en inglés (Bragg-BGs) [1, 2] [3]. La frecuencia central del primer Bragg-BG es  $f_{\text{Bragg}} = c/2a$ , donde  $c$  es la velocidad del sonido [m/s] en el fluido (aire) y  $a$  es el parámetro de red, es decir, la distancia entre los dispersores, que determina la celda unidad del cristal [4].

Los Bragg-BGs han mejorado la capacidad de controlar la propagación de ondas a través de una gran infinidad de aplicaciones como guías de onda [5], difusores [6], barreras de sonido [7] [8] o conmutadores [9], entre muchas otras. Además de la dispersión de Bragg, debido a resonancias locales también se producen bandas de frecuencia prohibidas, en acústica, estas resonancias suelen estar generadas por Resonadores de Helmholtz (HRs) [10]. Los Bandgaps basados en las resonancias locales de los HRs (HRs-BGs) dependen de la orientación de la boca del resonador con respecto a la onda incidente y poseen un rango frecuencial reducido, por ello en la literatura existente encontramos ejemplos de dispersores multiresonantes con varios HRs [11]. La interacción entre ambos Bandgaps, Bragg-BGs y HRs-

\* **Autor de contacto:** [d.ramirezsolana@gmail.com](mailto:d.ramirezsolana@gmail.com)

**Copyright:** ©2023 First author et al. This is an open-access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution 3.0 Unported License, which permits unrestricted use, distribution, and reproduction in any medium, provided the original author and source are credited.

BGs puede producir una interacción constructiva de estas dos fenomenologías y aumentar así el aislamiento acústico producido por estructuras basadas en CS [12]. En este trabajo se estudia la posibilidad de sintonizar los Bandgaps en función del ángulo de incidencia sobre el CS multiresonante dando lugar a un dispositivo capaz de filtrar ciertas frecuencias, dejando otras pasar a través del mismo, y variar este filtrado rotando todos sus dispersores. En la literatura encontramos ejemplos de dispersores asimétricos en cristales fonónicos (cuyo medio huésped es el agua) donde explorando diferentes ángulos independientes para cada dispersor de la estructura periódica se pueden obtener múltiples aplicaciones con un mismo dispositivo [13].

## 2. METODOLOGÍA

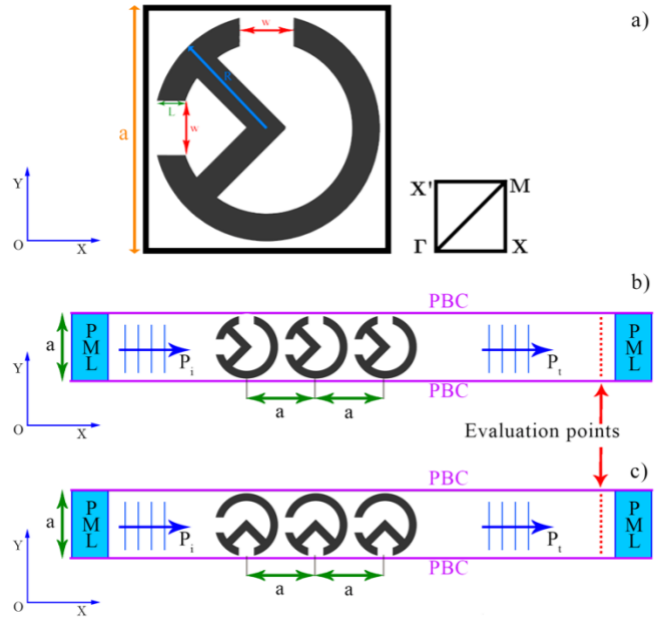
Consideramos un CS bidimensional, que consiste en un conjunto de dispersores con HRs, distribuidos en una red cuadrada periódica infinita. La figura 1a) muestra la celda unidad del sistema periódico bidimensional, que está definida por un dispersor con radio exterior  $R$  y dos aperturas que conforman HRs de diferentes frecuencias. Las condiciones de contorno periódicas se establecen en los contornos X e Y de modo que el CS de extensión infinita se define por una estructura periódica con red cuadrada constante con parámetro de red ( $a$ ) y la celda unidad de la zona irreducible de Brillouin en el espacio recíproco. Los resonadores del dispersor se caracterizan por la longitud del cuello ( $L$ ), siendo ésta también el espesor y resta de radios (externo e interno), el ancho de la boca ( $w$ ), el área de superficie interna ( $S$ ) y  $R$  es el radio externo. La primera frecuencia de resonancia del resonador es [10]:

$$f_{HR} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{w}{(L+\Delta\frac{w}{2})S}}, \quad (1)$$

donde  $\Delta$  es el factor de corrección para la longitud efectiva del cuello que explica los efectos de la unión cuello-cavidad causada por un cambio repentino en las secciones transversales circulares (generalmente entre 1.6 y 1.8). En este trabajo no se tienen en cuenta las pérdidas termoviscosas en el medio ya que la geometría de los resonadores para todas las simulaciones lo permite (ver Apéndice A en ref [12]). La estructura de bandas se calcula para todas las direcciones de propagación en la celda unidad ( $\Gamma X$ ,  $XM$ ,  $MX'$ ,  $X'\Gamma$ ) debido al diseño asimétrico del dispersor multiresonante. Se realizan simulaciones numéricas siguiendo los modelos descritos para evaluar la transmisión de dos configuraciones con un diseño basado en la celda unitaria definida en 1a). Se considera que las condiciones de contorno periódicas (PBC) reproducen un CS infinito en la dirección  $Y$ , pero truncado a tres filas de dispersores en la dirección  $X$  (ver Fig. 1b y 1c).

En los dos modelos de transmisión, tanto la distancia entre los dispersores como la dimensión transversal de los modelos

es  $a = 0.24$  m. Por lo tanto, el modelo geométrico de los CS y la celda unitaria tienen la misma topología, es decir, una estructura de red cuadrada periódica bidimensional. Una onda plana incidente con frecuencia  $f$  y presión acústica  $P_i$  se propaga a lo largo del eje  $X$  de izquierda a derecha de tal manera que está alineada con la boca del HR de mayor frecuencia en la Fig. 1b y con la boca del HR de menor frecuencia en la Fig. 1c (en adelante, alineaciones  $0^\circ$  ( $\Gamma X$ ) y  $90^\circ$  ( $X'\Gamma$ )). Las capas perfectamente ajustadas (PML) se colocan en los extremos del eje  $X$  de los modelos para absorber las ondas que se propagan hacia fuera del dominio.



**Figura 1.** a) Celda unidad del dispersor multiresonante bidimensional que conforma el sistema periódico definiendo el CS y la zona irreducible de Brillouin del CS de red cuadrada basado en la teoría de Bloch-Floquet para el cálculo de la estructura de bandas. Modelos numéricos de la estructura de 3 filas de dispersores para la evaluación del coeficiente de transmisión con b)  $0^\circ$  ( $\Gamma X$ ) y c)  $90^\circ$  ( $X'\Gamma$ ).

La transmisión del sistema se analiza en los puntos de evaluación (Evaluation points en Fig 1b y 1c) colocados en una línea a una distancia de 1 metro del CS evaluando el coeficiente de transmisión ( $\tau$ ) definido por:

$$\tau = \frac{\langle P_t^2 \rangle}{\langle P_i^2 \rangle}, \quad (2)$$

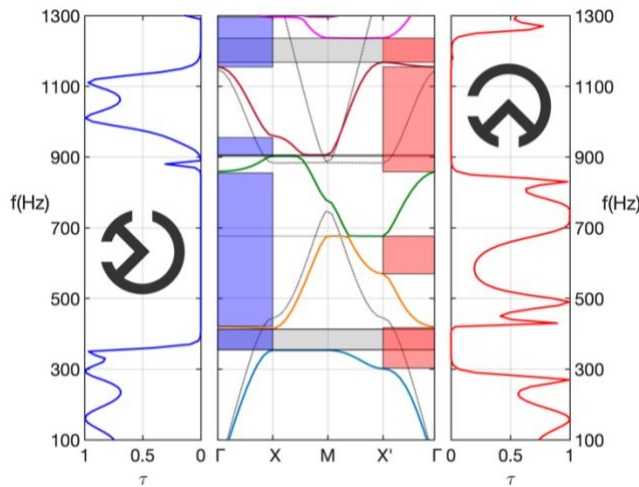
donde  $\langle \rangle$  representa el promedio de todos los puntos de evaluación,  $P_i$  es la presión acústica incidente al cuadrado y  $P_t$  es la presión acústica transmitida al cuadrado en los puntos de evaluación.

El valor relativo de las resonancias locales de los HRs ( $f_{HR}$ ) con respecto a la frecuencia central del Bragg-BG ( $f_{Bragg}$ ) es

un factor importante ya que determina la interacción entre ambos BGs. El uso de HRs en los CS no necesariamente reduce la transmisión a través del cristal. Por lo tanto, se debe prestar especial atención a la alineación de las bocas y las frecuencias fundamentales de los HRs que se incorporan en los dispersores. La figura 1a muestra un dispersor que consta de dos HR alineados a  $0^\circ$  y  $90^\circ$ , con superficies acopladas. La frecuencia central del Bragg-BG es  $f_{\text{Bragg}} = 700$  Hz y las frecuencias fundamentales de los HRs satisfacen que la de cavidad de mayor tamaño ( $90^\circ$ ) sea  $f_{\text{HR}} < f_{\text{Bragg}} = 380$  Hz y la de cavidad menor tamaño ( $0^\circ$ ) sea  $f_{\text{HR}} > f_{\text{Bragg}} = 900$  Hz. Ambos HRs tienen bocas idénticas con tamaño  $w = 4,4$  cm. y longitud  $L = 2,5$  cm. Para más detalles sobre la elección del diseño del dispersor acudir a referencia [12].

### 3. RESULTADOS

A partir de los modelos numéricos explicados en la sección anterior se presentan los resultados de las simulaciones, obteniendo la transmisión de una onda plana incidente y el cálculo de la estructura de bandas. El propósito es analizar los BGs que se producen a orientaciones opuestas y como se complementan en frecuencia para los casos bajo estudio. El valor de la frecuencia central de los HRs-BGs influye en la anchura y el nivel de transmisión del Bragg-BG. Como resultado de la interacción entre el Bragg-BG y los HRs-BGs, el aumento de la transmisión depende en gran medida de la alineación de la boca de los resonadores, ya que el parámetro de red se mantiene constante en ambos casos.



**Figura 2.** Coeficiente de transmisión ( $\tau$ ) del dispositivo y estructura de bandas del correspondiente CS de la propagación  $\Gamma X$  (azul) y  $X'\Gamma$  (rojo). La línea negra discontinua corresponde a la estructura de bandas de un CS de dispersores rígidos sin resonador

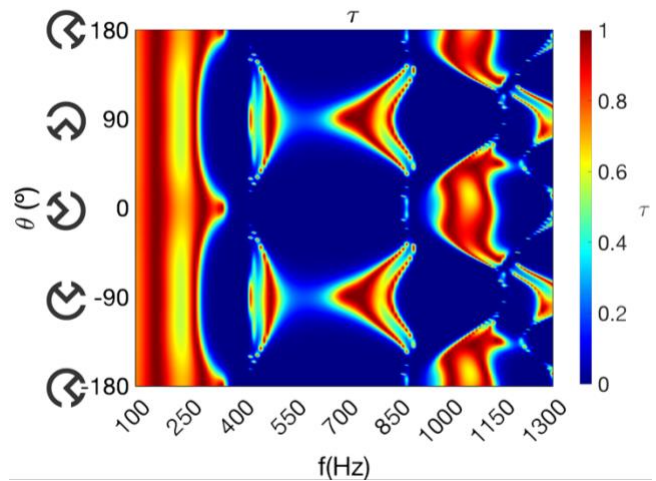
En la estructura de bandas en color gris se representan los BGs totales para todas las direcciones de propagación ( $\Gamma X$ ,

$X'M$ ,  $MX'$ ,  $X'\Gamma$ ), en azul los BGs parciales para  $0^\circ$  ( $\Gamma X$ ) y en rojo los BGs para  $90^\circ$  ( $X'\Gamma$ ).

En línea negra discontinua se muestra la estructura de bandas de un CS de dispersores rígidos sin resonador, de radio igual al radio exterior de los dispersores multiresonantes bajo estudio [12].

La figura 3 muestra el comportamiento del CS multiresonante y la influencia de la rotación de los dispersores. Se muestra el coeficiente de transmisión en escala de color para el CS de dispersores con HRs acoplados en función del ángulo de rotación  $\theta$  de todos los dispersores del CS, con el mismo modelo numérico que en la Fig. 1b y la Fig. 1c. El cambio en el comportamiento de la transmisión del CS es debido a cambios en la incidencia sobre las superficies de los HRs y se observa una simetría con respecto al eje X al girar hacia izquierda o derecha los dispersores.

Por lo tanto, con orientación de  $0^\circ$  ( $\Gamma X$ ) se aprecia que  $\tau = 0$  y no hay transmisión en el rango frecuencial del Bragg-BG (400-850 Hz). Sin embargo, conforme van rotando los dispersores se observa un aumento de la transmisión en el ese rango frecuencial. Cuando el ángulo se aumenta hasta  $90^\circ$  ( $X'\Gamma$ ), la transmisión en Bragg-BG aumenta drásticamente y solo se observan mínimos de transmisión en las resonancias de los respectivos HRs. Los HRs varían su frecuencia central de resonancia ( $f_{\text{HR}}$ ) dependiendo de la orientación de las bocas. Esta variación favorece la reducción de la transmisión de la estructura cuando las frecuencias de los HRs están correctamente ajustadas con respecto a la  $f_{\text{Bragg}}$  para cada alineación.



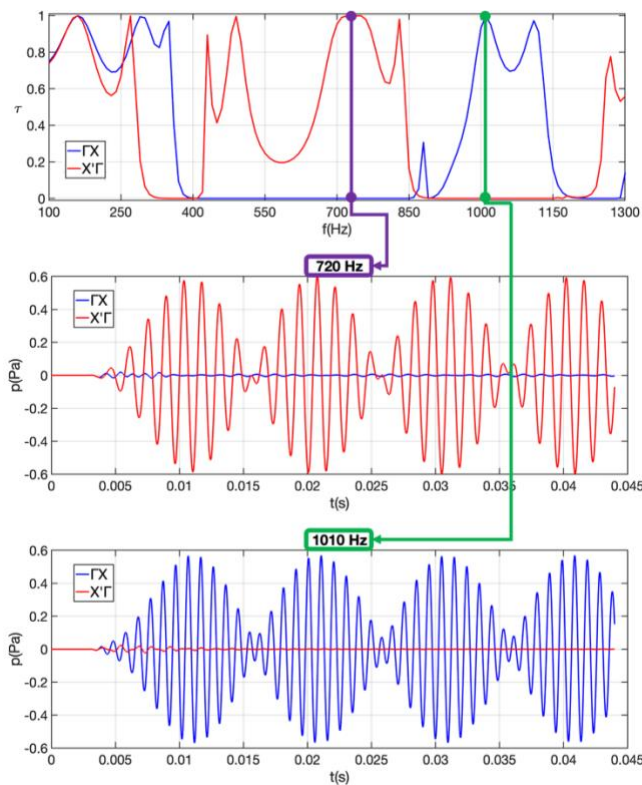
**Figura 3.** Coeficiente de transmisión ( $\tau$ ) frente a la frecuencia (eje X) y ángulo de rotación ( $\theta$ ) de todos los dispersores del CS (eje Y).

En la figura 3 también se puede observar cómo los BGs (color azul) tanto de Bragg como de los HRs se encuentran en rangos frecuenciales diferentes en función del ángulo mostrando una cierta similitud con un tablero de ajedrez. Este patrón en la transmisión favorece la aplicación de un

dispositivo de filtrado sintonizable que para una misma frecuencia permite que la onda se transmita o no.

A fin de representar la aplicación del CS multiresonante como dispositivo de filtrado sintonizable, se toman dos frecuencias portadoras diferentes,  $f_1 = 720$  Hz y  $f_2 = 1010$  Hz, en las que la transmisión es completamente opuesta para los casos estudiados de  $0^\circ$  ( $\Gamma X$ ) y  $90^\circ$  ( $X'\Gamma$ ). La señal moduladora utilizada es una sinusoidal de frecuencia muy baja,  $f_m = 50$  Hz, para la cual el CS presenta una gran permeabilidad.

En la figura 4 se observa el coeficiente de transmisión ( $\tau$ ) representado en función de la frecuencia para los casos  $\Gamma X$ , azul y  $X'\Gamma$ , rojo, marcando las frecuencias portadoras seleccionadas ( $f_1$  y  $f_2$ ).



**Figura 4.** arriba) Coeficiente de transmisión ( $\tau$ ) para las direcciones de propagación  $\Gamma X$  (azul) y  $X'\Gamma$  (rojo). Centro y abajo) presión acústica en función del tiempo de señales moduladas con frecuencia moduladora de 50 Hz y frecuencias portadoras de 720 Hz y 1010 Hz respectivamente.

En la figura 4, en la fila superior se aprecia también para el caso  $\Gamma X$  (azul) el Bragg-BG en el rango frecuencial 400-850 Hz donde la transmisión es nula ( $\tau = 0$ ), pero no en todo ese rango frecuencial se encuentra el valor de  $\tau = 1$  para el caso  $X'\Gamma$  (rojo). De igual manera, para el caso  $X'\Gamma$  (rojo) el rango frecuencial 850-1200 Hz presenta una transmisión nula, pero

con la configuración  $\Gamma X$  (azul) son solo algunas frecuencias las que tienen transmisión total ( $\tau = 1$ ). La elección de frecuencias moduladoras citada anteriormente se realizó por el hecho de que eran exactamente opuestas en sus valores de coeficiente de transmisión.

En la fila central de la figura 4 para la configuración  $\Gamma X$  a  $f_1 = 720$  Hz el CS no permite la transmisión de la señal mientras que para  $X'\Gamma$ , en la misma frecuencia la señal se propaga con muy poca atenuación.

En la fila inferior de la figura 4, para  $f_2 = 1010$  Hz, el comportamiento es el contrario; la configuración  $\Gamma X$  es aquella que permite la transmisión de la señal modulada mientras que para  $X'\Gamma$  la señal se propaga con una amplitud prácticamente nula. De esta manera, si tenemos ambas señales simultáneamente, se puede elegir filtrar una de ellas mediante la orientación adecuada de los dispersores.

**Tabla 1.** Coeficiente de transmisión ( $\tau$ ) para las frecuencias portadoras  $f_1 = 720$  Hz y  $f_2 = 1010$  Hz.

Frecuencia [Hz]	$\tau$ ( $\Gamma X$ )	$\tau$ ( $X'\Gamma$ )
720	0	1
1010	1	0

En la Tabla 1 se ilustra más claramente esta elección en relación con la transmisión para  $f_1$  y  $f_2$ , teniendo éstas valores diametralmente opuestos de transmisión ( $\tau$ ): 0 y 1.

#### 4. CONCLUSIONES

El estudio presenta un CS multiresonante con dispersores que incorporan dos HRs, sintonizados debidamente para que el de menor frecuencia tenga  $f_{HR} < f_{Bragg}$  y el de frecuencia más alta satisfaga  $f_{HR} > f_{Bragg}$ . Se analiza la propagación de la estructura periódica, variando la orientación de todos los dispersores de la misma en relación con la onda incidente. A la luz de los resultados, se observa que el CS permite la aplicación de este como un dispositivo de filtrado sintonizable en función de la rotación de sus dispersores.

Por último, como ideas para futuros trabajos se podrían maximizar los rangos frecuenciales en los que el coeficiente de transmisión es totalmente opuesto al del caso de dispersores rotados  $90^\circ$ , también buscar aplicaciones adicionales de estos dispersores asimétricos para focalización de ondas o redirección utilizando diferentes ángulos de rotación para cada uno de los dispersores del CS.

#### 5. AGRADECIMIENTOS

Este trabajo ha sido parcialmente financiado por el ministerio Español de Economía e Innovación (MINECO), la Unión Europea FEDER (proyecto PID2019-109175GB-C22), y las ayudas de movilidad para doctorandos de la Universitat Politècnica de Valencia.

## 12. REFERENCIAS

- [1] E. Economou y M. Sigalas, «Elastic and acoustic wave band structure,» *Journal of sound and vibration*, vol. 158, nº 2, pp. 377-382, 1992.
- [2] M. S. Kushwaha, P. Halevi, L. Dobrzynski y B. Djafari-Rouhani, «Acoustic band structure of periodic elastic composites,» *Phys. Rev. Lett.*, vol. 71, nº 13, 1993.
- [3] Y. Y. Chen y Z. Ye, «Theoretical analysis of acoustic stop bands in two-dimensional periodic scattering arrays,» *Physical Review E*, vol. 64, nº 3, 2001.
- [4] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, 8a Ed., 2004.
- [5] T. Miyashita, «Sonic crystals and sonic wave-guides,» *Meas. Sci. technol.*, vol. 16, nº R47, 2005.
- [6] J. Redondo, R. Picó, V. Sánchez-Morcillo y W. Woszczyk, «Sound diffusers based on sonic crystals,» *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 134, p. 4412, 2013.
- [7] Sanchez-Perez, J.V.; Rubio, C.; Martinez-Sala, R.; Sanchez-Grandia, R.; Gomez, V., «Acoustic barriers based on periodic arrays of scatterers,» *Applied Physics Letters*, vol. 81, nº 27, pp. 5240-5242, 2002.
- [8] M. Peiró-Torres, M. Parrilla Navarro, M. Ferri, J. Bravo, J. Sánchez-Pérez y J. Redondo, «Sonic Crystals Acoustic Screens and Diffusers,» *Applied Acoustics*, vol. 148, pp. 399-408, 2019.
- [9] S. Alagoz y B. B. Alagoz, «Sonic crystal acoustic switch device,» *Journal of Acoustical Society of America*, vol. 133, nº 6, 2013.
- [10] Alton Everest, F.; Pohlmann, K.C., *Master Handbook of Acoustics*, Fifth Edition, 2009.
- [11] K. Mohapatra y J. D. P., «Insertion loss of sonic crystal made with multi resonant shells,» *Applied Acoustics*, vol. 171, nº 107676, 2021.
- [12] J. Redondo, D. Ramírez-Solana and R. Picó, «Increasing the Insertion Loss of Sonic Crystal Noise Barriers with Helmholtz Resonators,» *Applied Sciences*, vol. 13, no. 6, p. 3662, 2023.
- [13] H. Heo, A. Krokhin, A. Neogi, Z. Cui, Z. Yuan, Y. Hua, J. Ju y E. Walker, «Multifunctional Acoustic Device Based on a Phononic Crystal with Independently Controlled Asymmetric Rotating Rods,» *Physical Review Applied*, vol. 19, nº 5, 2023.