

XIII Congreso Argentino de Acústica
VII Jornadas de Acústica, Electroacústica y Áreas Vinculadas

Buenos Aires, 29 y 30 de octubre de 2015

AdAA2015-A012

**Interruptor acústico basado en un metamaterial
de geometría variable**

Alejo Alberti^(a),
Ignacio Spiouzas^(b),
Pablo Gómez^(c),
Manuel Eguía^(d).

(a) Laboratorio de Acústica y Percepción Sonora, Universidad Nacional de Quilmes. Roque Sáenz Peña 352, Bernal, Argentina. E-mail: alejo.alberti@lapso.org

(b) Departamento de Ciencia y Tecnología, Universidad Nacional de Quilmes. Roque Sáenz Peña 352, Bernal, Argentina. E-mail: ispiouzas@unq.edu.ar

(c) Laboratorio de Acústica y Electroacústica, Facultad de Ingeniería, Universidad Nacional de Buenos Aires. Av. Paseo Colón 850, Buenos Aires, Argentina. E-mail: pgomez@fi.uba.ar

(d) Laboratorio de Acústica y Percepción Sonora, Universidad Nacional de Quilmes. Roque Sáenz Peña 352, Bernal, Argentina. E-mail: meguia@unq.edu.ar

Abstract

During the past two decades acoustic metamaterials have become a field of growing interest both for theoretical and experimental research due to their potential applications as active sound control elements. In this work we propose the application of a metamaterial to create an acoustic switch based on a bandpass filter, the functioning of which relies on easily-manipulated geometrical parameters of the material. The expected behavior is confirmed both experimentally and through computational models.

Resumen

Durante las últimas dos décadas los metamateriales acústicos se han constituido en un campo de creciente interés para la investigación tanto teórica como experimental debido a sus potenciales aplicaciones como elementos activos de control del sonido. En este trabajo se propone un ejemplo de aplicación de un metamaterial para la constitución de un *switch* o interruptor acústico basado en un filtro pasabandas cuyo funcionamiento depende de parámetros geométricos del material fácilmente manipulables. Este comportamiento se valida tanto experimentalmente como a través de modelos computacionales.

1 Introducción

Un cristal sónico, en su forma más simple, consiste en una red periódica bidimensional de dispersores de sonido sólidos embebidos en aire (ver figura 1). Cuando una onda acústica incide sobre este medio la interferencia entre las múltiples ondas dispersadas, para ciertos rangos de frecuencias y para ciertos ángulos de incidencia, puede ser destructiva, inhibiéndose la propagación del sonido a través del material. En tal caso se dice que se forma una banda (acústica) prohibida (*band-gap*), que puede ser “total” —si la inhibición se produce para todos los ángulos de incidencia— o “parcial” —si ocurre sólo para algunos— (Sanchez-Perez et al., 1998).

Dado que las propiedades acústicas de los cristales sónicos dependen exclusivamente de sus parámetros geométricos, modificar la forma de la red o de los dispersores genera cambios en las regiones espectrales de las bandas prohibidas. De esta forma se pueden producir cristales sónicos sintonizables, dando lugar a potenciales aplicaciones tecnológicas (Khelif, et al. 2003; Wang et al. 2013; Romero-García et al., 2013; Li et al., 2011).

Durante las dos últimas décadas fueron propuestas diferentes concreciones de cristales sónicos sintonizables de geometría variable, abarcando las posibilidades de dispersores rotantes Romero-García et al., 2013; Goffaux et al., 2001; Wu et al. 2002; Pichard et al., 2012), inclusiones cilíndricas (Khelif, et al. 2003), materiales magnetoelásticos (Robillard et al., 2009) y elastoméricos (Wang et al. 2013; Wu et al., 2012). No obstante, en estas aplicaciones sólo fueron explotadas las propiedades de transmisión, permaneciendo las de reflexión escasamente estudiadas (Sanchis et al, 2001; Sanchis et al., 2003).

Se ha demostrado que las ondas acústicas incidentes con frecuencias contenidas en la región de una banda prohibida son totalmente reflejadas, dado que la propagación dentro del cristal se halla inhibida (Martinez-Sala, 1995). Este tipo de reflexión es observado tanto para bandas prohibidas parciales como totales, la naturaleza de las cuales puede estudiarse por medio del diagrama de bandas del cristal. Más aún, la posibilidad de desarrollar una cavidad resonante basada en un cristal sónico y sus propiedades reflexivas ha sido recientemente explorada tanto teórica como experimentalmente (Alberti et al. 2015). En (Spiousas et al. 2012) se propuso que las resonancias de la cavidad pueden ser afinadas modificando la geometría de la red que conforma al cristal.

En este trabajo se estudia una realización simple de una cavidad contenida en un cristal, para la cual algunas de sus resonancias pueden ser encendidas y apagadas simplemente desplazando filas de dispersores. Las labores se concentraron estrictamente en explorar la posibilidad de un interruptor acústico basado en los dispersores y las redes de geometrías más simples (dispersores cilíndricos y redes cuadrada y rectangular centrada), restando alternativas más complejas —tanto en términos de geometrías de dispersores como de redes— para trabajos futuros.

2 Desarrollo

2.1 Desarrollo experimental

El esquema experimental empleado se muestra en la figura 1. El mismo consiste en una caja rectangular de madera con dos bloques de cristal sónico, cada uno con 13x6 cilindros rígidos de aluminio, con radios $d/2$ de 12,7 cm y parámetro de red a (separación entre primeros vecinos) de 3,33 cm. La fuente acústica empleada consistió en un transductor iónico (Gómez, 2015), que fue ubicado en el centro del recinto. La forma de esta fuente la habilita para emitir frentes de ondas aproximadamente planos, conservando la simetría traslacional del sistema en la dirección paralela a las superficies de los cilindros. Por otra parte, según puede demostrarse

cada uno de los modos normales del espacio comprendido entre dos paredes puede exhibir o bien un máximo de velocidad o bien uno de presión en la mitad del recinto. Considerando que la fuente funciona efectivamente como la superposición de un emisor de velocidad monopolar con uno dipolar, ambos tipos de comportamientos espaciales (máximos de velocidad y de presión) pueden ser observados en el centro de la cavidad, habilitando así la excitación de todos los tipos de modos entre dos paredes.

El campo acústico dentro del recinto fue grabado por medio de un micrófono Brüel & Kjær tipo 4133 inserto a través de la placa superior de la caja, con su cápsula ubicada a media altura del transductor iónico. Con el propósito de obtener la dependencia espacial del campo acústico dentro de la cavidad el micrófono fue montado sobre un actuador unidimensional gobernado por un motor paso a paso. La distancia cubierta por el soporte fue de 21,5 cm, desde 3 cm con respecto a la superficie del transductor hasta 5 cm con respecto a la del bloque de cristal (la distancia de los cilindros a la fuente —o sea, medio ancho de la cavidad, ver figura 1— es de 29,5 cm), en 100 pasos. Las mediciones fueron realizadas sobre la fila central del recinto.

El procedimiento utilizado para obtener la función transferencia del sistema -y, así, sus modos- consistió en emplear un método de barrido exponencial (Farina, 2000) para obtener la respuesta impulsiva de la cavidad y luego aplicarle una transformada de Fourier. Los estímulos empleados fueron barridos exponenciales de 0,5 a 30 kHz y 10 segundos de duración. Este protocolo fue reiterado para cada posición de medición sobre la fila central del espacio, primero en la condición en que todos los dispersores se localizan conformando una red cuadrada (condición de desplazamiento cero, $d0$), y luego desplazando una de cada dos filas de forma paralela a la superficie del cristal para conformar una red rectangular centrada (condición de máximo desplazamiento relativo, $dmax$) —ver figura 1—.

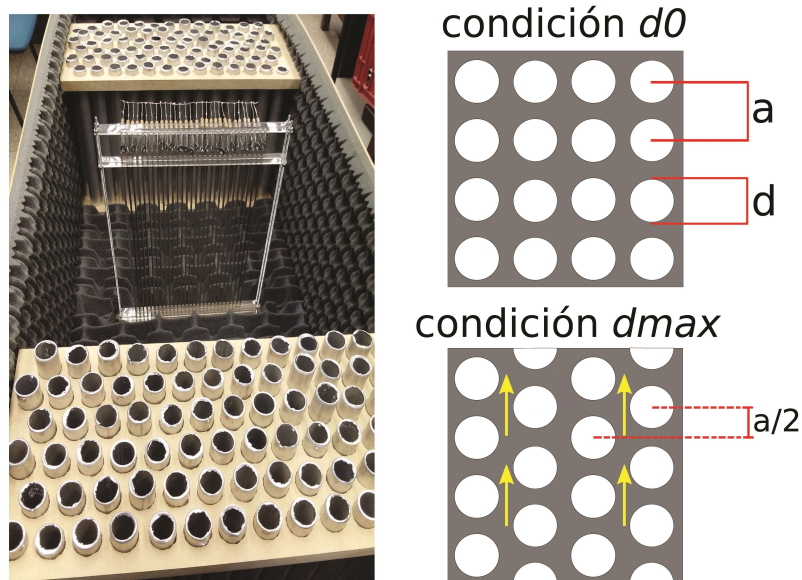


Figura 1. Fotografía de parte del esquema experimental empleado, en la que se observan el transductor iónico y el cristal en configuración $dmax$. Se agregan representaciones esquemáticas de las dos configuraciones de la red: arriba, red cuadrada; abajo, red rectangular centrada resultante de desplazar alternadamente las filas en cizalla (en la dirección de las flechas amarillas) una distancia igual a medio parámetro de red. Se ilustran el parámetro de red, a , y el diámetro de los cilindros, d .

2.2 Desarrollo computacional

El método empleado para caracterizar computacionalmente al sistema fue la teoría de *multi-scattering* (MST) (Twersky, 1952). Este acercamiento consiste en definir un campo acústico incidente y en evaluar para cada dispersor, considerando su posición y la forma de su contorno, la forma en que refleja tales ondas. Se define así, para cada dispersor, un campo reflejado que incide a su vez sobre todos los dispersores restantes. En suma, se conforma un sistema lineal simétrico cuya forma matricial representa las interacciones entre todos los pares posibles de dispersores. La ulterior superposición del campo dispersado con el incidente da como resultado el campo total, análogo al registrado en el experimento.

Con el propósito de conocer las frecuencias para las que el cristal se comporta como un reflector (frecuencias pertenecientes a las bandas prohibidas) se analizaron los diagramas de bandas del sistema en sus dos configuraciones.

El método empleado para ello fue el de la expansión en ondas planas (Kushwaha et al., 1994), y la implementación computacional fue realizada en MATLAB. Restringiendo el análisis al conjunto de frecuencias de interés de 0 a 12 kHz se estableció para la red cuadrada la existencia de una banda prohibida total (es decir, una región espectral para la cual el cristal se comporta como un reflector para todo ángulo de incidencia) ubicada entre 5,5 y 6,5 kHz, y la de parciales (regiones en las que el cristal refleja sólo ondas que inciden de forma normal a su superficie) entre 3,5 y 5 kHz, entre 8,4 y 10,4 kHz, y entre 10,5 y 12 kHz. Por otra parte, al remitirse a la red rectangular centrada (sistema en condición de desplazamiento máximo) se observó la persistencia de una banda prohibida total, extendida al rango entre 4,2 y 5,8 kHz, así como la de una parcial entre 3,2 y 4,2 kHz. Sin embargo, no se observaron bandas prohibidas a frecuencias superiores. De esta manera se establece claramente una diferencia de comportamiento entre las dos condiciones del cristal en la región espectral comprendida entre 8,4 y 12 kHz.

3 Resultados

3.1 Resultados experimentales

La caracterización experimental del sistema se condensa en la figura 2, en la que se representan, para desplazamientos cero y máximo, las funciones transferencia registradas sobre cada posición de medición, en nivel de intensidad sonora. Como se puede observar, para la condición $d0$ existen dos regiones espectrales dentro de las que hay resonancias claramente perceptibles con ganancias de hasta 15 dB. Esas regiones corresponden a bandas prohibidas del cristal, dentro de las cuales se comporta como una superficie con coeficiente de reflexión cercano a 1, y por lo tanto constituyéndose el recinto netamente como un espacio entre dos paredes rígidas. Las resonancias que se observan son los modos normales de ese recinto. Por otra parte, para la condición $dmax$ observamos la permanencia de las resonancias en el rango frecuencial inferior pero no así en el superior. Esto se debe a que el cristal con sus filas desplazadas, a diferencia de la condición anterior, no ofrece una reflectividad elevada, y por lo tanto las ondas estacionarias correspondientes a los modos normales no tienen lugar. El mecanismo de *switch* propuesto se basa precisamente en este resultado. El sistema actúa como un filtro que permite o no el paso de ciertas frecuencias dependiendo de la geometría que se seleccione en el cristal o incluso en sólo uno de los bloques de cristal. Lo sencillo de la manipulación de esa geometría así como de la construcción misma del cristal habilita una gran cantidad de aplicaciones posibles, por ejemplo en circuitería acústica y procesamiento de señales en tiempo real.

Cuantificando la cantidad de resonancias observadas dentro de cada rango frecuencial correspondiente a una banda prohibida (o, lo que es equivalente, la separación entre modos en términos de frecuencias) se puede establecer la frecuencia fundamental de resonancia de la ca-

vidad (mediante una interpolación lineal), o bien el espacio entre paredes (por medio de la velocidad de propagación del sonido en el recinto). La realización de esto último permitió obtener de forma indirecta el tamaño de la cavidad, logrando un valor de 58 cm (a comparar con una separación de 59 cm entre los bordes delanteros de los cilindros en cristales opuestos).

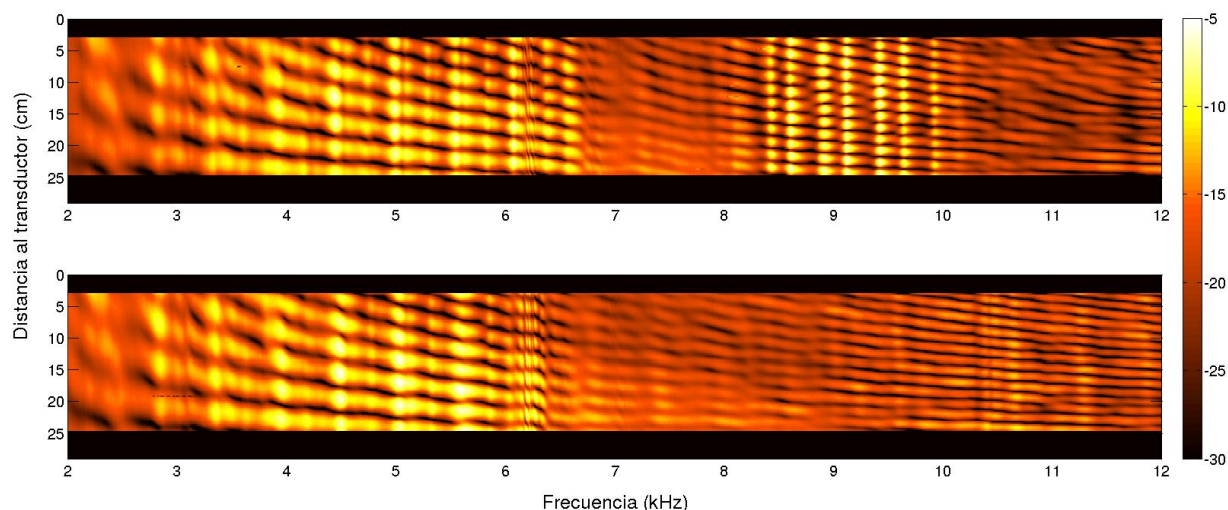


Figura 2. Representación de los resultados logrados por vía experimental para las condiciones $d0$ (arriba) y $dmax$ (abajo). Se observa la presencia de resonancias en frecuencias de hasta 6,5 kHz en ambos casos, y la desaparición de aquellas en frecuencias superiores (8 a 10 kHz) en la segunda condición. Escala de colores en decibeles.

3.2 Resultados computacionales

A través del modelo de MST se caracterizó la transferencia de un recinto contenido entre dos paredes de cristal sónico, excitado por medio de un arreglo lineal de fuentes que corresponden a la superposición de un aporte monopolar con uno dipolar ubicado en el centro del espacio entre los cristales, y de forma paralela a sus superficies (es decir, de forma análoga a la disposición experimental). Estudiando los resultados sobre el eje de simetría perpendicular a la fuente lineal, correspondiente al relevado experimentalmente, se obtuvo la cuantificación del campo que se observa en la figura 3.

La realización del procedimiento antes descrito sobre los resultados computacionales permitió obtener un valor de separación de paredes de 62 cm, aún cercano a la separación relevada. Las discrepancias con los valores logrados por medición directa y a partir de los resultados experimentales pueden deberse a la velocidad de propagación del sonido empleada en el cálculo, ya que se utilizó la correspondiente a aire en CNPT mientras que el medio entre las paredes de hecho contiene una apreciable concentración de ozono a causa del funcionamiento del transductor iónico.

4 Discusión y conclusiones

Tal como la estructura de bandas permite anticipar, se comprobó que el cristal de red cuadrada exhibe un elevado coeficiente de reflexión para dos regiones espectrales principales (las que se corresponden con bandas prohibidas). Así, la incidencia sobre el cristal de ondas con frecuencias contenidas en esas bandas resulta equivalente a la

incidencia sobre un contorno reflectante ideal. Entonces, la energía que porta la onda se ve imposibilitada de abandonar el espacio entre los cristales. Cuando las longitudes de esas ondas se corresponden con submúltiplos del tamaño del espacio entre los cristales tiene lugar la formación de ondas estacionarias, manifestándose los modos de resonancia propios de la cavidad. Estas resonancias pueden verse expresadas en la transferencia de la cavidad en la forma de los diversos picos de intensidad que se presentan entre 3 y 6,5 kHz, y entre 8,5 y 10 kHz, según se exhibió en las figuras 2 y 3. Al analizar la estructura de la red rectangular centrada (sistema en condición d_{max}) se observa la desaparición de las bandas prohibidas superiores (entre 8,5 y 12 kHz) para incidencia normal. Ante la ausencia de reflexiones la formación de ondas estacionarias se ve imposibilitada, escapando la energía rápidamente a través del cristal. Este hecho, y el contraste entre los comportamientos de los dos cristales estudiados en la región de 8 a 10 kHz, permite la construcción de un filtro pasabandas para frecuencias acústicas cuya función transferencia puede ser moldeada por medio de una manipulación sencilla de la geometría del cristal (intercambio entre las condiciones d_0 y d_{max}), dando lugar a la factibilidad de un mecanismo de *switch* o interruptor que permita o bien activar y desactivar las resonancias dentro de la cavidad, o bien habilitar y deshabilitar la transmisión de los estímulos a través del sistema. Dado que, una vez establecida la geometría de la red, su estructura de bandas depende exclusivamente del parámetro a y del diámetro d de los cilindros, la modificación de estas cantidades permite manipular tanto los anchos espectrales como las ubicaciones de las bandas prohibidas, siendo fácilmente realizable la adaptación del sistema para el rango espectral de interés.

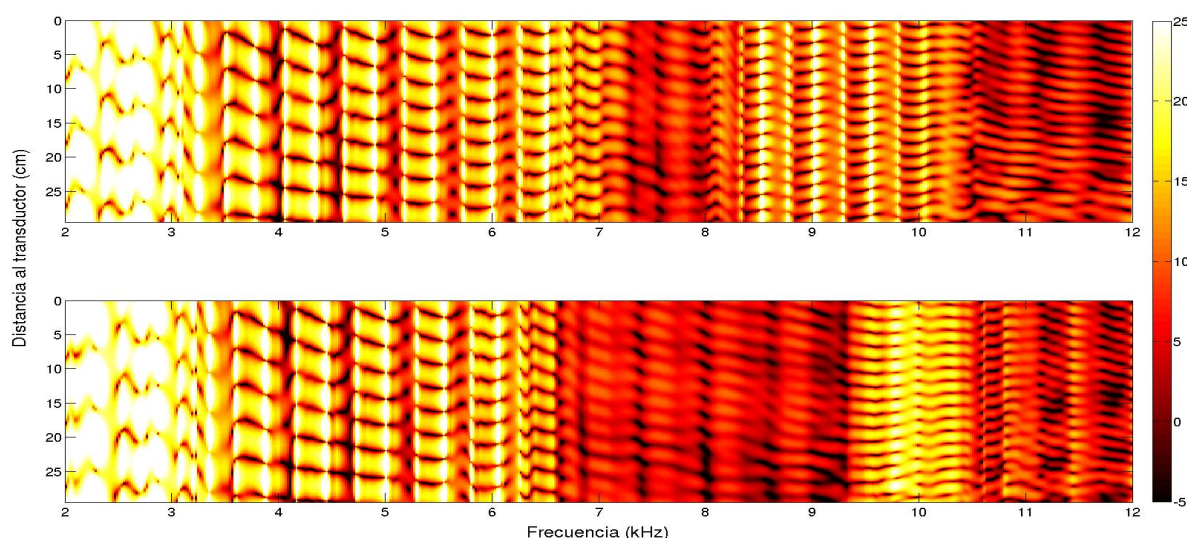


Figura 3. Resultados computacionales logrados para el sistema en sus dos condiciones. Se observa buena correspondencia con los provenientes del experimento y, en particular, el cambio de comportamiento en frecuencias superiores.

Referencias

- Alberti, A., Gómez, P., Spiouas, I., Eguía, M. (2015). "Broadband resonant cavity inside a two-dimensional sonic crystal". *Applied Acoustics*, 104, 1-5.
- Farina, A. (2000). "Simultaneous measurement of impulse response and distortion with a swept-sine technique". *Audio Engineering Society Convention* 108.
- Goffaux, C., Vigneron, J. (2001). "Theoretical study of a tunable phononic band gap system". *Physical Review B*, 64, 7, 075118.
- Gómez, P. (2015). "Acoustic Characteristics and Distortion of an Ionic Loudspeaker". *IEEE Latin American Transactions*, 13, 3, 578.
- Khelif, a., Deymier, P. a., Djafari-Rouhani, B., Vasseur, J. O., Dobrzynski, L. (2003). "Two-dimensional phononic crystal with tunable narrow pass band: Application to a waveguide with selective frequency". *Journal of Applied Physics*, 94, 3, 1308–1311.
- Kushwaha MS, Halevi P, Martinez G, Dobrzyński L, Djafari-Rouhani B (1994). "Theory of acoustic band structure of periodic elastic composites". *Phys Rev B* 49:2313–2322.
- Li, X.-F., Ni, X., Feng, L., Lu, M.-H., He, C., & Chen, Y.-F. (2011). "Tunable Unidirectional Sound Propagation through a Sonic-Crystal-Based Acoustic Diode". *Physical Review Letters*, 106, 8, 1–4.
- Martinez-Sala, R., Sancho, J., Sanchez, J., Gomez, V., Llinares, J., Meseguer, F. (1995). "Sound attenuation by sculpture". *Nature*, 378, 241.
- Pichard, H., Richoux, O., Groby, J.-P. (2012). "Experimental demonstrations in audible frequency range of band gap tunability and negative refraction in two-dimensional sonic crystal". *The Journal of the Acoustical Society of America*, 132, 4, 2816–2822.
- Romero-García, V., Lagarrigue, C., Groby, J.-P., Richoux, O., Tournat, V. (2013). "Tunable acoustic waveguides in periodic arrays made of rigid square-rod scatterers: theory and experimental realization". *Journal of Physics D: Applied Physics*, 46, 30, 305108.
- Robillard, J. F., Matar, O. B., Vasseur, J. O., Deymier, P. a., Stippinger, M., Hladky-Hennion, A. C., Djafari-Rouhani, B. (2009). "Tunable magnetoelastic phononic crystals". *Applied Physics Letters*, 95, 12, 3–5.
- Sanchez-Perez, J. V., Caballero, D., Martinez-Sala, R., Rubio, C., Sánchez-Dehesa, J., Meseguer, F., ... Gálvez, F. (1998). "Sound Attenuation by a Two-Dimensional Array of Rigid Cylinders". *Physical Review Letters*, 80, 24, 5325–5328.
- Sanchis, L., Cervera, F., Sánchez-Dehesa, J., Sanchez-Perez, J. V., Rubio, C., Martinez-Sala, R. (2001). "Reflectance properties of two-dimensional sonic band-gap crystals". *The Journal of the Acoustical Society of America*, 109, 6, 2598.
- Sanchis, L., Håkansson, A., Cervera, F., Sánchez-Dehesa, J. (2003). "Acoustic interferometers based on two-dimensional arrays of rigid cylinders in air". *Physical Review B*, 67, 3, 035422.
- Spiouas, I., Eguía, M. C. (2012). "Directional impulse response of a large cavity inside a sonic crystal". *The Journal of the Acoustical Society of America*, 132, 4, 2842–51.
- Twersky, V. (1952). "Multiple Scattering of Radiation by an Arbitrary Planar Configuration of Parallel Cylinders and by Two Parallel Cylinders". *Journal of Applied Physics*, 23, 4, 407.
- Wang, P., Shim, J., Bertoldi, K. (2013). "Effects of geometric and material nonlinearities on tunable band gaps and low-frequency directionality of phononic crystals". *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics*, 88, 1.
- Wu, F., Liu, Z., Liu, Y. (2002). "Acoustic band gaps created by rotating square rods in a two-dimensional lattice". *Physical Review E*, 66, 4, 1–5.