

UNIVERSIDAD POLITECNICA DE VALENCIA

ESCUELA POLITECNICA SUPERIOR DE GANDIA

Master en Ingeniería Acústica



UNIVERSITAT
POLITÈCNICA
DE VALÈNCIA



“Caracterización experimental de la focalización en un cristal de sonido 3D”

TESIS DE MASTER

Autor:

Simon Hamard

Director:

Víctor José Sánchez Morcillo

Tutor técnico:

Alejandro Cebrecos Ruiz

GANDÍA, Enero 2013

RESUMEN

En un medio continuo e isótropo, una onda acústica se propaga de manera omnidireccional. Sin embargo, para algunas aplicaciones, puede ser útil restringir la difusión de una señal sonora dentro de un espacio finito. Los cristales de sonido son estructuras periódicas, que, con ciertos materiales y geometría, presentan propiedades interesantes como las bandas prohibidas (rango de frecuencias no transmitidas a través el cristal) o la focalización del sonido (como las lentes convergentes en óptica). El objeto de este proyecto es hacer un estudio experimental cualitativo completo de la focalización de un nuevo cristal de sonido tridimensional en el rango ultrasónico. Este estudio se basa en las simulaciones efectuadas por los miembros del laboratorio, las cuales nos permiten concentrarnos en una banda de frecuencia estrecha, de 150 a 230 kHz, que corresponde al final de la primera banda del cristal. Después de haber verificado la focalización en esta banda del cristal, se determinan experimentalmente las frecuencias correspondientes al band gap, para poder a continuación, estudiar la influencia de la separación entre el cristal y la fuente de emisión. A fin de obtener resultados los mas fieles posibles y con menor incertidumbre optimizamos el sistema de medida, haciendo unos experimentos previos (estudio de la alineación, de las reflexiones, etc.). Al final, los resultados del experimento concuerdan con la teoría y la focalización queda demostrada. Además, los resultados obtenidos constituyen la base de futuras investigaciones relacionadas con otros efectos, como la colimación o el filtrado espacial.

ABSTRACT

In an isotropic and continuous medium, an acoustic wave propagates in an omnidirectional way. However, it should be useful to restrict the diffusion of the sound signal in a finite space, for particular applications. Sonic crystals are periodic structures that have interesting properties, depending on their geometry and material, like band-gap (frequency range does not transmit by the crystal), or sound focalisation (as convergent lens in optics). The aim of this project is making a full qualitative experimental study of focalisation for a brand new three-dimensional Sonic crystal, in the ultrasonic range. This work is based on previous simulations made by the laboratory staff that permit to be concentrated in a limited frequency range, from 150 until 230 kHz, which tally with the end of the first band gap. Once focalisation in this crystal gap checked, we determine experimentally frequencies corresponding to the band gap, and then, we study the influence of the distance between crystal and emission source. In order to get accurate results and reduce uncertainty of measurement, we optimize system of measurement, making previous experiments (crystal alignment, reflexions, etc.). Finally, results of experiment tally with theory and focalisation has been proved. Besides, these results form the basis for future research related to other effects, such as spatial filtering or collimation.

INDICE

I. INTRODUCCION	5
II. ESTADO DEL ARTE	7
II.1 SISTEMAS PERIÓDICOS	7
<i>II.1.1 Geometría</i>	<i>7</i>
<i>II.1.2 Celda cristalina.....</i>	<i>8</i>
<i>II.1.3 Parámetros geométricos.....</i>	<i>8</i>
II.2 PROPAGACIÓN DE ONDAS	10
<i>II.2.1 Teorema de Bloch.....</i>	<i>10</i>
<i>II.2.2 Propagación en cristales de sonido.....</i>	<i>12</i>
<i>II.2.3 Banda prohibida</i>	<i>13</i>
<i>II.2.4 Difracción, refracción negativa y focalización</i>	<i>15</i>
III. PLAN DE TRABAJO	18
III.1 OBJETIVOS DEL TRABAJO	18
III.2 METODOLOGIA	20
IV. CARACTERIZACIÓN EXPERIMENTAL.....	21
IV.1 DISPOSITIVO EXPERIMENTAL.....	21
<i>IV.1.1 Interface del programa de control</i>	<i>21</i>
<i>IV.1.2 Montaje del banco de medida</i>	<i>23</i>
<i>IV.1.3 Medidas y procesado de datos.....</i>	<i>25</i>
IV.2 RESULTADOS DE LOS EXPERIMENTOS	26
<i>IV.2.1 Verificación de la focalización.....</i>	<i>26</i>
<i>IV.2.2 Determinación experimental de las frecuencias del band gap.....</i>	<i>28</i>
<i>IV.2.3 Influencia de la separación transductor/cristal.....</i>	<i>31</i>
<i>IV.2.4 Pérdidas por inserción</i>	<i>32</i>
V. CONCLUSIONES.....	34
AGRADECIMIENTOS	35

ANEXOS.....	37
Anexo 1 : Diagrama de gantt	38
Anexo 2 : Barrido plano en xz y yz del transductor solo	39
Anexo 3 : Barrido línea en z, frecuencias de 170 a 230 khz	40
Anexo 4 : Barrido línea en z, frecuencias de 210 a 220 khz	42
Anexo 5 : Barridos planos en yz, xz y xy en diferentes frecuencias.	43
Anexo 6 : Influencia distancia transductor/cristal-barrido plano para diferentes frecuencias.	49

I. INTRODUCCION

De manera análoga a los cristales fotónicos, que tienen, como una de sus propiedades más destacables, la propiedad de impedir la propagación de la luz en ciertas bandas de frecuencias, pueden concebirse materiales que reflejen totalmente las ondas sonoras o ultrasonoras para un cierto rango de frecuencias. Estos materiales, entre otras potenciales aplicaciones, pueden emplearse como elementos susceptibles de proporcionar aislamiento acústico (véase pantallas acústicas basadas en cristales de sonido [9]) o para mejorar las características acústicas de ciertos tipos de transductores usados en terapia medica [1].

En el campus de Gandía de la Universidad Politécnica de Valencia, esta integrado el Departamento de Física Aplicada. En el seno de este departamento se desarrollan diferentes líneas de investigación, siendo una de ellas el estudio de los cristales de sonido. El departamento de física aplicada de la Universidad Politécnica de Valencia tiene numerosas personas que están trabajando en este campo de investigación. Se analiza por ejemplo el control de la propagación de ondas acústicas a través de los cristales de sonido, la focalización, la colimación o el filtrado especial [2].

Recientemente, se llevó a cabo el diseño de un nuevo cristal mediante el programa AutoCAD, formado por una red cristalográfica de pequeñas bolas adjuntadas entre sí mismas, el cual fue construido por el Dpto de Metalurgia y Materiales de la Universidad de Birmingham (Reino Unido), con una nueva técnica de impresión en 3D. El objetivo del laboratorio es hacer un estudio completo de este cristal, incluyendo análisis teórico, simulación numérica, y experimentos. A fin de poder comprobar los datos teóricos y simulados, mi proyecto se articulará en torno a la parte experimental, caracterizando la propiedades acústicas de dicho cristal, y especialmente, la focalización, en el rango ultrasónico.

En el marco del Master Universitario en Ingeniería Acústica, el presente trabajo de fin de master se desarrolla siendo parte integrante de un grupo de investigación activo, lo que requiere trabajar en equipo, y adaptarse a los objetivos, los cuales pueden cambiar. El proyecto se desarrollará como un trabajo original de investigación, y permitirá aplicar las teorías, técnicas y prácticas ofrecidas en el Máster y obtenidas durante mis diferentes formaciones universitarias.

El proyecto se desarrolla en tres partes diferentes. Primero, haremos un estudio teórico de los cristales de sonido, presentando los medios periódicos y la propagación de las ondas en dicho medio. Luego, presentaremos el plan de trabajo del proyecto, con los objetivos y la metodología del trabajo, y finalmente, el experimento, con el banco de medida y los resultados obtenidos.

II. ESTADO DEL ARTE

Los cristales de sonido son estructuras periódicas, que, con ciertos materiales y geometría, pueden presentar bandas prohibidas acústicas absolutas, es decir, bandas de frecuencias en las que una onda incidente no puede propagarse a través del cristal, viéndose atenuada rápidamente conforme se propaga en su interior. En esta parte, vamos a presentar un resumen básico de la teoría de los cristales de sonido, su geometría y la propagación de las ondas en este tipo de medios.

II.1 SISTEMAS PERIÓDICOS

II.1.1 GEOMETRÍA

Los cristales de sonido son redes periódicas en una, dos o tres dimensiones, constituidos en general de inclusiones insertadas en una matriz [1]. Un conjunto de elementos distribuidos regularmente forma una estructura cristalina, compuesto de células o celdas unitarias. La repetición mediante traslación de esta celda unitaria reproduce toda la estructura periódica. Considerando el concepto de celda unitaria, existe sólo una única estructura unidimensional (1D), cinco bidimensionales (2D) y catorce tridimensionales (3D) diferentes [2].

El concepto de sistema periódico es una abstracción matemática porque implica la existencia de una estructura infinita o un medio infinito. Sin embargo, se puede definir un medio periódico, usando unas condiciones de contorno adecuadas. El sistema periódico 1D tiene una periodicidad según una única dirección, el 2D según dos direcciones y el 3D según tres, como se puede ver en Fig. 1.

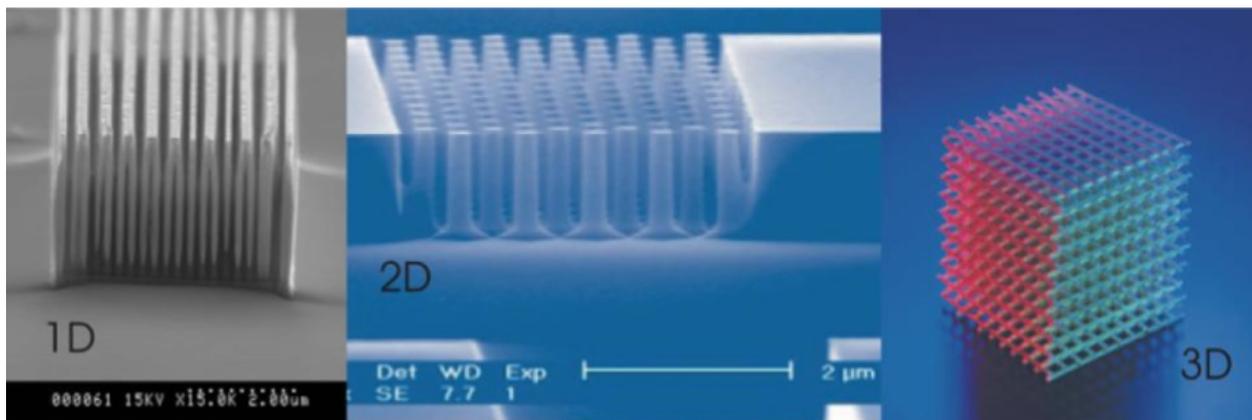


Fig. 1: Ejemplos de sistemas periódicos de 1D, 2D y 3D (cristales fotónicos)

II.1.2 CELDA CRISTALINA

Un cristal natural es una distribución periódica de átomos. Aunque hay muchos tipos diferentes de cristales en la naturaleza, la estructura de todos los cristales se puede reducir a un número máximo de catorce (II.1.1).

Un cristal está compuesto de un grupo de átomos, llamado la base, en cada punto de su red.. Así, en un cristal de n-dimensiones ($n=1,2,3$), la estructura se define mediante n vectores primitivos de translación, por ejemplo $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3$ en un cristal 3D. Al final, podemos definir la estructura como:

$$\vec{R} = \sum_{i=1}^n v_i \vec{a}_i \quad (1)$$

Con v_i coeficientes enteros.

El paralelepípedo definido por los vectores \vec{a}_i se llama celda unitaria o primitiva, y el conjunto de esas celdas constituye la estructura del medio periódico. Si la distribución de las celdas primitivas se hace en el espacio directo, \vec{R} se llama entonces estructura directa.

Para estudiar las diferentes propiedades de propagación de ondas en cristales, resulta útil trabajar en un “espacio recíproco”, definido como la transformada de Fourier de la estructura en el espacio real. Los vectores primitivos $\vec{b}_1, \vec{b}_2, \vec{b}_3$ del espacio recíproco están relacionados con los vectores primitivos de translación del espacio real [3]:

$$\vec{b}_1 = 2\pi \frac{\vec{a}_2 \times \vec{a}_3}{\vec{a}_1 \cdot (\vec{a}_2 \times \vec{a}_3)}; \vec{b}_2 = 2\pi \frac{\vec{a}_3 \times \vec{a}_1}{\vec{a}_1 \cdot (\vec{a}_2 \times \vec{a}_3)}; \vec{b}_3 = 2\pi \frac{\vec{a}_1 \times \vec{a}_2}{\vec{a}_1 \cdot (\vec{a}_2 \times \vec{a}_3)} \quad (2)$$

Así, un vector cualquiera en la base recíproca puede representarse como:

$$\vec{G} = n_1 \vec{b}_1 + n_2 \vec{b}_2 + n_3 \vec{b}_3 \quad (3)$$

Donde n_i son enteros, $n_i \in \mathbb{Z}$

En el caso de dos dimensiones ($n=2$), se pueden generar cinco estructuras periódicas: oblicua, cuadrada, triangular, rectangular y centrada, como se puede ver en la Fig. 2.

II.1.3 PARÁMETROS GEOMÉTRICOS

La estructura periódica está caracterizada por un parámetro denominado parámetro o constante de red que representa el tamaño de la celda, o el espaciamiento entre los elementos que componen la estructura en los casos bidimensionales. Por ejemplo, en el

caso de estructura en triángulo o cuadrado, este corresponde con uno de los vectores de la base \vec{R} , $a = |\vec{a}_1|$. Este parámetro de red es muy importante en sistemas periódicos porque es el que define la relación entre las propiedades geométricas de la estructura y las propiedades físicas del medio, y sobre todo una de las más importantes para estos medios, el Band Gap.

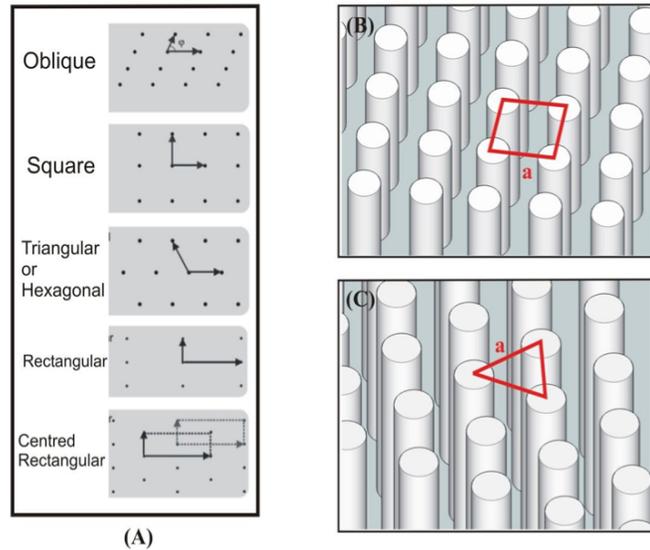


Fig. 2: Sistema periódico 2D. (A) Estructura 2D. (B) Estructura cuadrada. (C) Estructura triangular

Cuando se conoce el parámetro de red así como el tamaño de los elementos, podemos definir un “filling fraction” (f) o factor de llenado o empaquetamiento. Este factor es un parámetro geométrico, y como el parámetro de red, presente una relación directa con las propiedades físicas del sistema. El f esta definido como el ratio entre el volumen ocupado por los elementos y el volumen total ocupado por una celda unidad. Para los elementos cilíndricos, con un radio r_0 , el factor de llenado de una estructura cuadrada o triangular esta definido así:

$$f_{\text{cuadrada}} = \frac{\pi r_0^2}{a^2} \tag{4}$$

y

$$f_{\text{triangular}} = \frac{2\pi r_0^2}{\sqrt{3}a^2} \tag{5}$$

Nótese que, para un mismo radio r_0 , la red triangular posee un mayor factor de llenado.

II.2 PROPAGACIÓN DE ONDAS

II.2.1 TEOREMA DE BLOCH

La ecuación de Schrödinger en mecánica cuántica, las ecuaciones de Maxwell en electromagnetismo, la ecuación vectorial de Navier para la elasticidad y la ecuación de ondas en acústica tienen el mismo tipo de soluciones, tanto en medios continuos como en medios periódicos. Según el teorema de Bloch, la solución de las ecuaciones en un medio periódico presenta la misma periodicidad que la red cristalina. En otras palabras, la periodicidad de la estructura produce una función de onda $\Theta_{\vec{k}}(\vec{r})$ dada por el producto de una función $\Psi_{\vec{k}}(\vec{r})$ que tiene la misma periodicidad que la estructura con un término de onda plana $e^{i\vec{k}\vec{r}}$ donde \vec{k} es el vector de Bloch. Así, en un medio periódico, la solución de la ecuación de ondas tiene la siguiente forma:

$$\Theta_{\vec{k}}(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\vec{r}} \cdot \Psi_{\vec{k}}(\vec{r}) \quad (6)$$

En esta ecuación, el término $\Psi_{\vec{k}}$ se llama función o modo de Bloch, donde \vec{k} representa el vector de Bloch [5]. El modo de Bloch tiene la misma periodicidad que la estructura periódica, así para cada vector \vec{R} de una estructura directa, se verifica:

$$\Psi_{\vec{k}}(\vec{r}) = \Psi_{\vec{k}}(\vec{r} + \vec{R}) \quad (7)$$

Igualmente, para cada vector \vec{G} de la estructura recíproca:

$$\Psi_{\vec{k}}(\vec{k}) = \Psi_{\vec{k}}(\vec{k} + \vec{G}) \quad (8)$$

El campo en cada celda primitiva del espacio directo tiene la misma distribución. Esta propiedad permite obtener la función de onda en una única celda primitiva aplicando condiciones de contorno y tomado un límite en los vectores de Bloch \vec{k} . El vector \vec{k} es responsable del desfase de la onda en la celda. Si \vec{k} se incrementa en un vector \vec{G} de la estructura recíproca, el desfase se incrementa de la siguiente forma:

$$\vec{R}\vec{G} = 2m\pi \quad (9)$$

Como en este caso $m \in \mathbb{Z}$, no hay desfase.

Las ecuaciones pueden limitarse a una celda primitiva de la estructura en el espacio directo, y de la misma manera cuando se trata del espacio recíproco. Se dice que los cálculos se limitan a la primera zona de Brillouin: celda primitiva irreductible definida de manera única en el espacio recíproco. Se puede demostrar que las soluciones en todo el

espacio se caracterizan totalmente por el comportamiento de las ondas de Bloch en esta zona, de ahí importancia.

Con el fin de interpretar la solución de la ecuación de onda en un medio periódico, se considera una variación armónica temporal del tipo $e^{i\omega t}$:

$$\nabla^2 p(x, y, z) + \frac{\omega^2}{c^2} p(x, y, z) = 0 \quad (10)$$

Dónde:

- $p(x, y, z)$ es la presión acústica en un punto de coordenadas (x, y, z) en el espacio directo;
- c la velocidad de sonido en el medio;
- ω la pulsación de la onda en radianes por segundo.

La solución de esta ecuación en campo libre (considerando un medio isótropo y homogéneo) es del tipo $e^{i\vec{k}\vec{x}}$ donde $|\vec{k}| = \frac{\omega}{c}$ es la norma del vector de onda en campo libre y depende linealmente de la frecuencia. La aplicación del teorema de Bloch permite solucionar esta ecuación en un medio periódico. Para eso, hay que considerar las condiciones de contorno periódicas de Bloch, es decir:

$$p_{\vec{k}}(\vec{r} + \vec{R}) = p_{\vec{k}}(\vec{r})e^{i\vec{r}\vec{R}} \quad (11)$$

Siendo \vec{k} un vector de la primera zona de Brillouin.

Lo que da:

$$\nabla^2 p_{\vec{k}}(\vec{r}) + \left(\frac{\omega(\vec{k})}{c}\right)^2 p_{\vec{k}}(\vec{r}) = 0 \quad (12)$$

Esta ecuación se resuelve para una celda primitiva en el espacio recíproco. En este caso, el vector \vec{k} se puede interpretar como un indicador del modo de propagación (llamado también banda). De hecho, aquí \vec{k} es el vector de onda en el medio periódico. La solución del problema definido por (12) la obtención de los valores $\omega(\vec{k})$ para cada vector k . Esos valores representan las frecuencias de los modos posibles en la celda primitiva. Esos modos pueden ser identificados por un índice de banda n . Así, se puede trazar la estructura de bandas para un grupo de funciones continuas distintas representando la relación de dispersión del medio periódico.

La Fig. 3 contiene la estructura de bandas para el caso de un cristal bidimensional con una estructura cuadrada compuesta por cilindros rígidos de radio $r=0,07\text{m}$, un parámetro de red $a=0,15\text{m}$ y un factor de llenado de $f=68,4\%$.

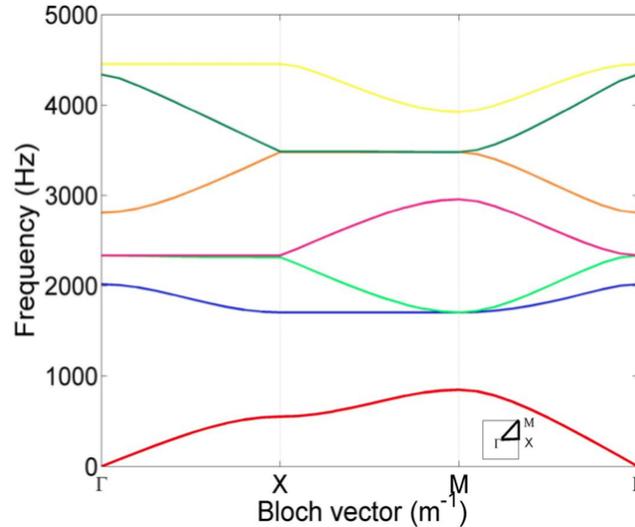


Fig. 3: Estructura de banda de un cristal sónico 2D

En la Fig. 3, cada línea de color representa una banda correspondiente a un estado de excitación obtenido por una onda de frecuencia correspondiente para las tres direcciones de incidencia, ΓX , $X M$ y ΓM , que representan las direcciones de simetría del cristal.

Este tipo de gráfica puede obtenerse con varios métodos, como el método de la expansión en ondas planas (PWE – Plane Wave Expansion), métodos de elementos finitos (FEM – Finite Element Methods) o con cálculos de diferencias finitas en el dominio temporal (FDTD – Finite Difference Time Domain). Es muy útil para explicar el fenómeno de la banda prohibida y permite obtener las curvas o contornos de isofrecuencia, otra representación gráfica que permitirá introducir el fenómeno de la focalización, y que permite predecir la difracción del sonido en el interior de la estructura .

II.2.2 PROPAGACIÓN EN CRISTALES DE SONIDO

Hasta ahora, se han presentado algunas generalidades sobre la propagación de ondas en medios periódicos. La propagación de ondas elásticas en un medio así se determina por la ecuación vectorial de Navier:

$$\rho \frac{\partial^2 u^i}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\lambda \frac{\partial u^1}{\partial x_1} \right] + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[\mu \left(\frac{\partial u^i}{\partial x_1} + \frac{\partial u^1}{\partial x_i} \right) \right] \quad (13)$$

Siendo $i, l \in \{x, y, z\}$:

- u^i : componente i del vector desplazamiento
- λ : primer coeficiente de Lamé
- μ : módulo de cizalladura (segundo coeficiente de Lamé)
- ρ : densidad del material

Los coeficientes de Lamé se relacionan con la velocidad de propagación de una onda en un medio elástico:

$$\lambda = \rho c_l^2 - 2\rho c_t^2 \quad (14)$$

$$\mu = \rho c_t^2 \quad (15)$$

Siendo c_l y c_t la velocidad del sonido en las direcciones respectivas, longitudinal y transversal. Al considerar esas relaciones, la ecuación de Navier se vuelve en:

$$\rho \frac{\partial^2 u^i}{\partial t^2} = \vec{\nabla} [\rho c_t^2 \vec{\nabla} u^i] + \rho c_t^2 \vec{\nabla} \frac{\partial \vec{u}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_i} \{ (\rho c_l^2 - 2\rho c_t^2) \vec{\nabla} \vec{u} \} \quad (16)$$

En el caso particular de un medio fluido, donde los modos transversales no existen, resulta que $\mu = \rho c_t^2 = 0$ lo que simplifica (16):

$$\rho \frac{\partial^2 u^i}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial x_i} [(\rho c_l^2) \vec{\nabla} \vec{u}] \quad (17)$$

Al considerar la relación entre la presión acústica y el desplazamiento de las partículas, esta ecuación se pone en la forma de la ecuación de onda acústica evocada anteriormente (11). Las ecuaciones de propagación en un cristal de sonido son casos particulares de las configuraciones correspondientes de cristales fonónicos.

II.2.3 BANDA PROHIBIDA

La estructura de bandas (Fig. 3) muestra algunas propiedades interesantes de los medios periódicos como por ejemplo la existencia de las bandas prohibidas, rangos de frecuencias bloqueadas por el medio. En efecto, los dispersores (elementos que constituyen el cristal) tienen una impedancia acústica mucho más alta que la del fluido el cual están dispuestos. Así, cuando un tren de ondas se propaga en el medio, los dispersores provocan reflexiones que interfieren entre sí. Según la frecuencia de la señal emitida y el espaciado de los dispersores, esas interferencias pueden ser

constructivas, pero también destructivas en cual caso la onda se aniquila en el interior del cristal. El rango de frecuencias por las que aparece este efecto es una banda prohibida. Esta propiedad es muy útil para diseñar filtros acústicos, capaces de bloquear o guiar ondas de algunas frecuencias.

Para entender mejor la interpretación de una estructura de bandas (Fig. 4), se consideran ahora tres ejemplos de cristal sónico 2D compuestos por difusores rígidos con radios diferentes para observar la influencia sobre la banda prohibida.

Para el primer caso, se considera una estructura cuadrada compuesta por difusores infinitesimales. El comportamiento de las ondas propagándose en el sistema periódico es muy similar al de una onda propagándose en campo libre donde la relación de dispersión es $\omega = c|\vec{k}|$. Así, la estructura de bandas representa una relación lineal entre ω y k . La Fig. 4A correspondiente a este caso (cálculo para un radio $r=0,0001$ m y un parámetro de red $a=0,15$ m) muestra efectivamente un comportamiento lineal para este sistema periódico. Cada banda (con un color diferente) representa un modo de propagación. En el caso considerado, se observa que todas las bandas están unidas entre sí, lo que significa que para esas frecuencias, la onda se propaga en todas las direcciones de simetría de la estructura. Además, la relación casi lineal muestra que el medio se comporta como en campo libre (sin dispersión).

El segundo caso se obtiene a partir del anterior, aumentando simplemente el radio de los difusores cilíndricos (por ejemplo $r=0,03$ m). Se puede observar la evolución de los modos de propagación en la Fig. 4B. Se observa por una parte que la linealidad de los modos observados anteriormente desaparece, pero también que aparecen discontinuidades en los puntos X y M. Las bandas azul oscuro y roja están ahora separadas, y no hay soluciones entre 1000 Hz y 1250 Hz en la dirección de simetría GX. Eso significa que una onda de esa frecuencia no puede propagarse en esta dirección (aunque sí en otras) para esas frecuencias, es una banda prohibida parcial.

Si se aumenta más el radio de los difusores cilíndricos (por ejemplo $r=0,07$ m) se obtiene el tercer caso, Fig. 4C. Ahora, se observa una banda prohibida completa entre 900 Hz y 1700 Hz: ninguna señal en este rango de frecuencias puede excitar un modo de propagación, en ninguna dirección de incidencia en el interior de la estructura. De hecho, si el radio de los difusores aumenta, el factor de empaquetamiento aumenta también lo que ensancha la banda prohibida. Además, se observan nuevas bandas parciales apareciendo en las direcciones GX y XM.

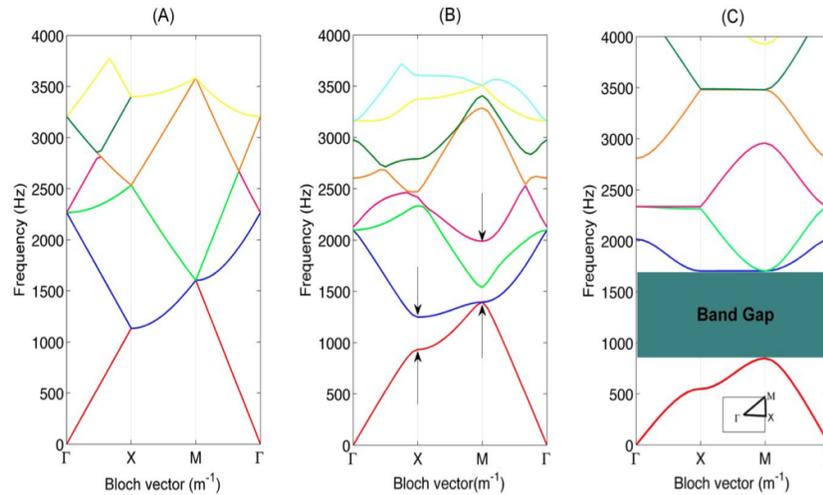


Fig. 4: Estructura de banda de un cristal 2D con una estructura cuadrada ($a=0,15$ m) con difusores rígidos cilíndricos para las configuraciones: (A) difusores de radio $r=0,0001$ m, (B) $r=0,03$ m y (C) $r=0,07$ m

En estas gráficas, se nota que alrededor de una banda prohibida parcial o completa, las bandas de transmisión tienen una gran curvatura, lo que significa que esas frecuencias tienen una dispersión más fuerte. Existe otra representación más adecuada para estudiar el efecto este: las curvas de isofrecuencia.

II.2.4 DIFRACCIÓN, REFRACCIÓN NEGATIVA Y FOCALIZACIÓN

Al situar los puntos Γ , K y M en un plano (el plano de Fourier) y la frecuencia en vertical, la estructura de bandas puede estar dispuesta en un cono deformado con un eje de revolución representando la frecuencia. Así, cada loncha de este cono muestra una curva indicando la dispersión espacial según la curvatura que tiene en cada dirección. El conjunto de esas curvas para una banda proyectadas en un plano único traza una gráfica llamada curvas o contornos de isofrecuencia (o curvas de dispersión espacial).

En Fig. 5 se representan las curvas de isofrecuencia de la primera banda (hasta 1500 Hz aproximadamente) para los tres casos comentados previamente, en II.2.3.

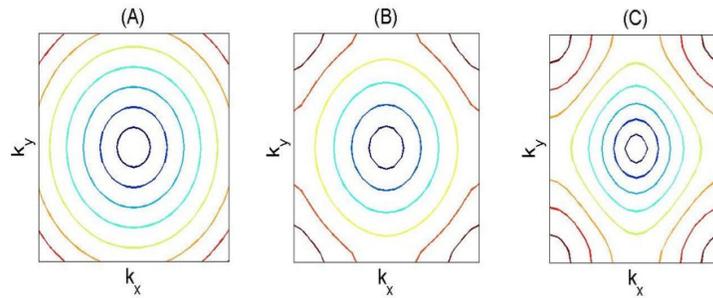


Fig. 5: Curvas de isofrecuencia correspondiente a los tres casos de la figura 4

II.2.4.1 DISPERSIÓN ISÓTROPA

Una curva totalmente circular representa una relación de dispersión isótropa. Se encuentra otra vez una dispersión totalmente lineal en Fig. 5^a, simulando el caso de un cristal bidimensional con una estructura cuadrada con difusores infinitesimales. A la salida del cristal, las ondas experimentan difracción simple.

II.2.4.2 AUTOCOLIMACIÓN

Cuando la curva tiene una parte rectilínea, el haz se propaga en el medio conservando su anchura en la dirección correspondiente, sin experimentar difracción. Como se puede observar en el segundo y tercer caso, este fenómeno aparece a frecuencias particulares para esta banda en la dirección ΓM , eso es la autocolimación. Esta propiedad presenta un gran interés para el diseño de fuentes sonoras ultra-direccionales.

II.2.4.3 FOCALIZACIÓN

Finalmente, existe una tercera situación observable en las Fig. 5B y C, la curvatura negativa. En este caso, hay una refracción negativa, un fenómeno observado experimentalmente en los últimos años (en óptica, en los meta-materiales en el dominio de las microondas y en el caso de los cristales sónicos [8]). De hecho, es una refracción en un material con un índice n negativo, en el que la velocidad de fase es negativa. Eso tiene como efecto la concentración del haz en vez de su dispersión: es la focalización. La onda transmitida en el medio, a ciertas frecuencias, tendrá su energía concentrada en una región del eje del haz, y eso es la distancia focal. La Fig. 6 muestra este fenómeno de manera esquemática según la anchura del haz incidente.

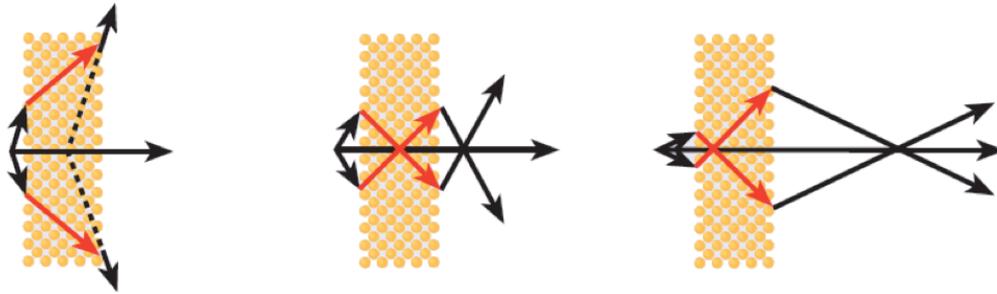


Fig. 6: Ilustración del fenómeno de refracción negativa en un cristal de sonido

En el primer esquema, la refracción es positiva, no hay focalización. Los dos otros esquemas muestran refracciones negativas dando lugar a una distancia focal que aumenta conforme el haz incidente se hace más pequeño. Sin embargo, pueden aparecer aberraciones y distorsión como en óptica, lo que permite identificar tres regímenes de focalización dependiendo del tamaño del haz enviado en el cristal sónico [7]:

- Régimen ideal (o sin aberración - haz incidente ancho): este régimen aparece cuando el espectro espacial es tan pequeño que el segmento correspondiente de la curva de dispersión espacial puede ser considerada como parabólica.
- Haz incidente de tamaño intermedio: este régimen de focalización tiene aberraciones (distancia focal imprecisa comparable a las aberraciones cromáticas en óptica).
- Haz incidente estrecho: la focalización aquí está con una distorsión significativa del espectro espacial lo que en consecuencia reduce la calidad de la imagen formada. La focalización puede verse afectada por las curvas de dispersión espacial de la banda vecina.

El experimento llevado para esta tesis trabaja en un régimen cerca del régimen ideal.

III. PLAN DE TRABAJO

III.1 OBJETIVOS DEL TRABAJO

Recientemente, el laboratorio diseñó un nuevo cristal mediante el programa AutoCAD, el cual fue construido por la Universidad de Birmingham con una nueva técnica de impresión en 3D. El cristal es una estructura en 3D, compuesta de una red cristalográfica de pequeñas bolas de hierro adjuntadas entre si mismas con cilindros como se puede en Fig. 7.

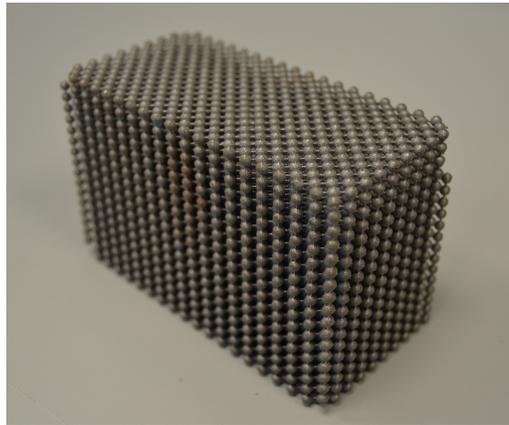


Fig. 7: Cristal de sonido 3D de nuestro estudio

El equipo de investigación del Departamento de Física Aplicada desea conocer el comportamiento de este cristal, así como la posibilidad de emplear estructuras fabricadas mediante este novedoso, rápido y preciso sistema de fabricación.

Conociendo la geometría de este cristal (ver Fig. 8), podemos describirlo con los diferentes parámetros desarrollado en la parte anterior, a saber el parámetro de red y el factor de llenado. Tenemos:

- Radio de las esferas $r = 1,5 \text{ mm}$
- Paso de red $a = 4 \text{ mm}$
- Factor de llenado $f = 0,4418$ según (4)

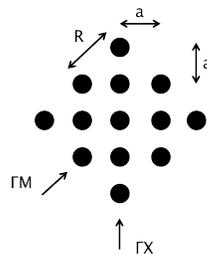


Fig. 8: Esquema 2D de nuestro cristal

A fin de poder hacer un estudio completo de este cristal, el equipo de investigación a estudiado la estructura de banda de dicho cristal, con el método de elementos finitos mencionado en II.2.1, el resultado se presenta en Fig. 9. La figura presenta tres estructuras de bandas del mismo cristal, variando el radio de los cilindros que unen las esferas. Nuestro caso práctico está descrito en la figura (B), si bien las limitaciones que ofrece el cálculo de la estructura de bandas en 3 dimensiones, así como las dimensiones finitas de la estructura real pueden provocar ciertas variaciones, en forma de pequeños desplazamientos de las bandas en frecuencia. A fin de estudiar el comportamiento del cristal, nos vamos a centrarnos en el final de la primera banda del cristal, o sea entre 150 y 230 kHz, sabiendo que $f_{\text{real}} = \frac{f_{\text{norm}}}{a}$.

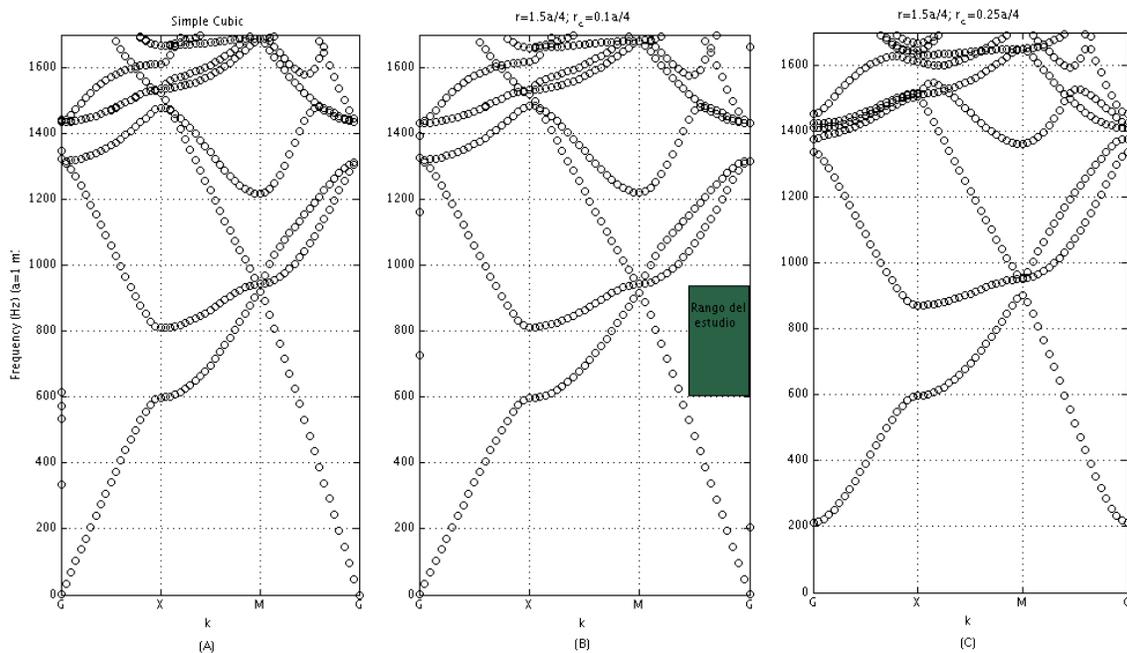


Fig. 9: Estructura de banda del cristal 3D, variando el radio de los cilindros

La estructura de bandas del cristal nos ofrece información primordial para poder llevar a buen término nuestro estudio. Así, conociendo el comportamiento teórico del cristal, podemos empezar con el experimento, para poder comprobar nuestro modelo matemático. Con la teoría, sabemos que el experimento se centrará en una cierta banda de frecuencia, lo que nos permite tener algunos aspectos técnicos relacionados con este (medio, transductor, etc.).

El estudio se centra en la Caracterización experimental de la focalización en un cristal 3D, en el rango ultrasónico, y el estudio de la influencia de los diferentes parámetros en

ella, en esta banda. Para cumplir este objetivo, nuestro estudio se ha dividido en tres pasos distintos, a saber:

1. Verificar la focalización en el final de la 1ª banda del cristal
2. Determinar experimentalmente las frecuencias correspondientes al band gap
3. Estudiar la influencia de la separación entre el transductor y el cristal sobre la focalización encontrada.

III.2 METODOLOGIA

Después de haber pasado algunas semanas estudiando la bibliografía del tema, y de haber fijado los objetivos con el grupo de investigación, se pudo tener una idea clara del desarrollo del proyecto, así como toda la metodología a seguir durante el estudio.

Como esta explicado en el aparato III.1, a fin de comprobar los datos teóricos y simulados, el proyecto se articula en torno a la parte experimental, caracterizando la propiedades acústicas del cristal. Para efectuar este trabajo, las principales fases de actividades han sido las siguientes:

- Descubrimiento del dispositivo experimental
- Caracterización del transductor empleado
- Medidas experimentales con y sin el cristal
- Procesado de los datos
- Análisis de los resultados

Estas diferentes fases no son exhaustivas, y cada parte del experimento será descrita mas en detalle en los capítulos siguientes. Los objetivos generales han sido explicados en el apartado III.1; con esta metodología, vamos a centrarnos en cada paso, analizando cada cambio que pueda ocurrir, y tener el tiempo de reflexionar sobre cada factor que entra en juego, para obtener resultados óptimos.

IV. CARACTERIZACIÓN EXPERIMENTAL

IV.1 DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

Para llevar a cabo nuestro experimento, emplea tanque de agua, en el cual se coloca el cristal. El agua ocupa todo el volumen del tanque, minimizando así la interferencia debida a las reflexiones del haz emitido en las paredes del tanque.

Para emitir y registrar las ondas ultra-sonoras se emplea una tarjeta de generación adquisición de NI PCI-5412, controlada por un software desarrollado en el entorno *LabView*, conectado a un amplificador, y un transductor piezoeléctrico de 200 kHz (Fig. 10). Para la recepción de las ondas, usamos un hidrófono *RESON TC4038* (Fig. 11) armado en un sistema de ejes motorizado capaz de desplazarse en los tres ejes X, Y y Z; el robot y el hidrófono están conectados al ordenador, a fin de mover el robot y grabar los datos de la señal recibida.



Fig. 10: Transductor de practica



Fig. 11: Hidrófono RESON TC4038

IV.1.1 INTERFACE DEL PROGRAMA DE CONTROL

A través del ordenador del laboratorio, se emplea un programa desarrollado en el entorno *LabView* desarrollado por el laboratorio. Este programa nos permite controlar casi integralmente el experimento, a saber:

- Programar la señal enviada
- Controlar el brazo motorizado
- Visualizar la señal recibida del hidrófono

Con la interface gráfica, tenemos diferentes ventanas para controlar los pasos del experimento. Podemos configurar la señal de entrada (frecuencia, amplitud, número de ciclos), las opciones gráficas (tiempo de adquisición, filtros), el tipo de medida, y finalmente tenemos los comandos para poner en marcha la adquisición. Gracias a diferentes ventanas, podemos ver los últimos resultados obtenidos para cada tipo de medida y a una ultima, nos permite pilotar el autómata. La ventana gráfica permite analizar la señal medida gracias a herramientas de zoom y opciones de muestra y de exportación. Con el programa, podemos hacer tres tipos de medidas diferentes:

- Medida simple: emisión/recepción simple de señal.
- Barrido línea: medidas simples a lo largo de un eje definido, con un paso igualmente definido.
- Barrido plano: medidas simples a lo largo de un plano definido, con un paso igualmente definido, para cada eje.

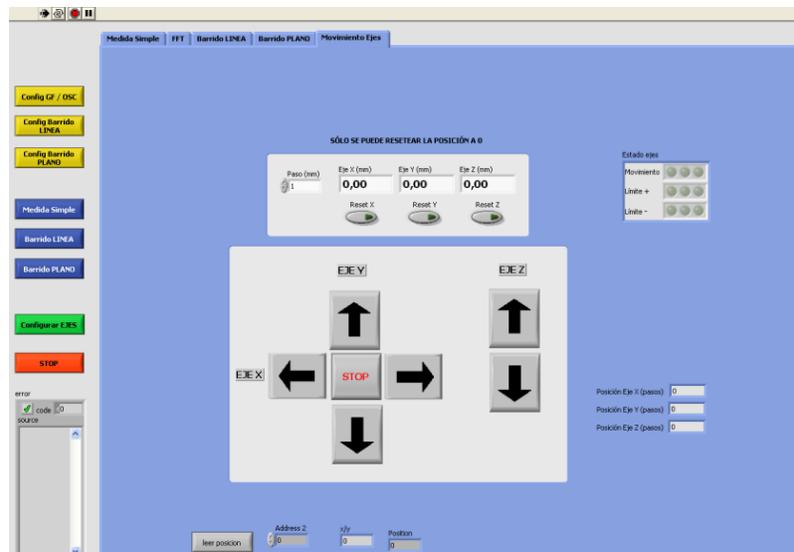


Fig. 12: Interface del programa de medida

IV.1.2 MONTAJE DEL BANCO DE MEDIDA

Primero, colocamos el hidrófono sobre el brazo del robot, en posición horizontal, moviendo el brazo del robot en el agua (Fig. 13).

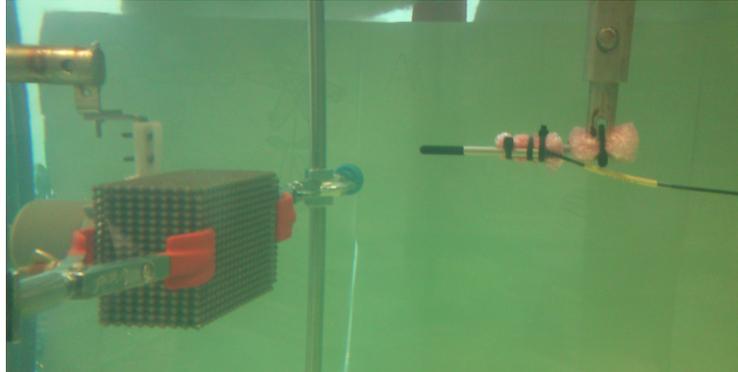


Fig. 13: Montaje experimental

A continuación, colocamos el transductor emisor en el tanque, gracias a un sistema de sujeción (Fig. 10). Así, tenemos un sistema estable y fijo, que puede orientarse tanto vertical como horizontalmente, permitiendo la alineación entre el haz emitido y el movimiento del brazo robotizado.

El transductor tiene que ser alineado de una manera muy precisa, para que el haz generado se propague a lo largo del eje Z sin desviarse en las direcciones X o Y, a fin de estudiar de forma precisa los efectos producidos por la estructura periódica. Para verificar la alineación, se mide el haz emitido, haciendo un barrido línea en las direcciones X y Y para una posición Z fija. La amplitud tiene que tener un pico centrado en X o Y=0 (medio del haz, con amplitud máxima), y con una simetría perfecta según el eje positivo y negativo, como vemos en Fig. 14.

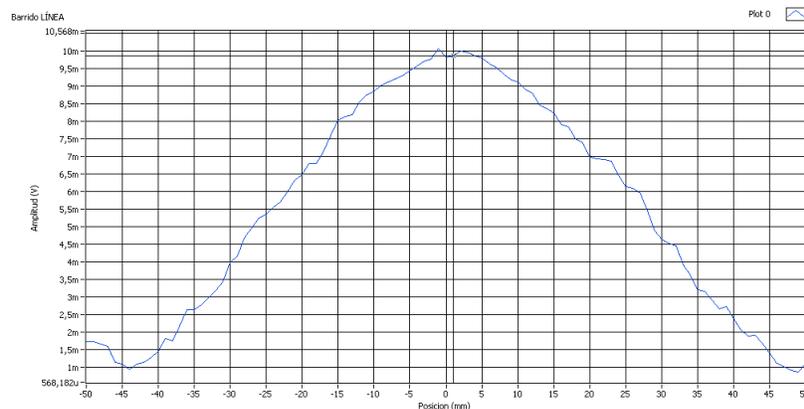


Fig. 14: Alineación del sistema con un barrido en X

Para llevar la alineación a buen termino, se utiliza un método iterativo. En otras palabras, primero se mide el haz emitido en una posición del hidrófono cerca del transductor pero superior a la distancia de Rayleigh (medida en campo lejano) del transductor (15/20 cm). Verificamos la desviación del haz, si es el caso, la arreglamos tornando uno de los dos tornillos (dos ejes de alineación) de la barra soporte del emisor. Alejamos el hidrófono a 80 cm y volvemos a medir; esta vez, tocamos el otro tornillo (segunda dirección) para arreglar la alineación, y así sucesivamente, hasta tener un sistema alineado en X y Y, con un haz que se queda recto en las dos direcciones sobre una larga distancia.

Para estar seguro del comportamiento de nuestro transductor, medimos su admitancia, que podemos ver en Fig. 15. Observamos que tiene una frecuencia de resonancia de 205kHz.

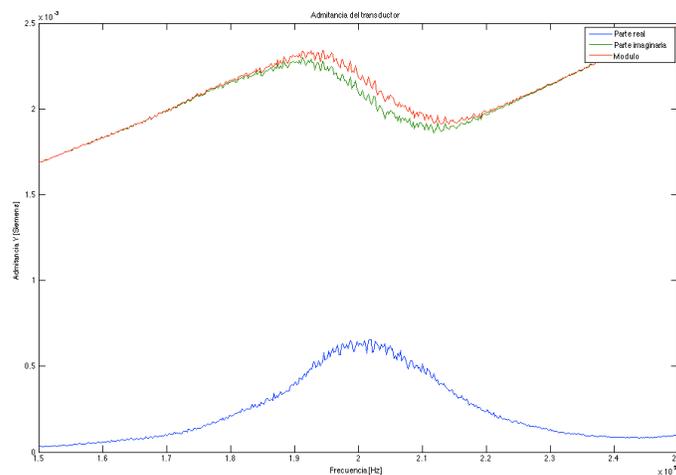


Fig. 15: Admitancia del transductor

Para comprobar su comportamiento en esta banda, hacemos un barrido plano en XZ y YZ, del transductor. Podemos ver los resultados en Fig. 16 y Fig. 17 para una frecuencia de 200 kHz, el resto de los resultados esta presentado en el Anexo 2.

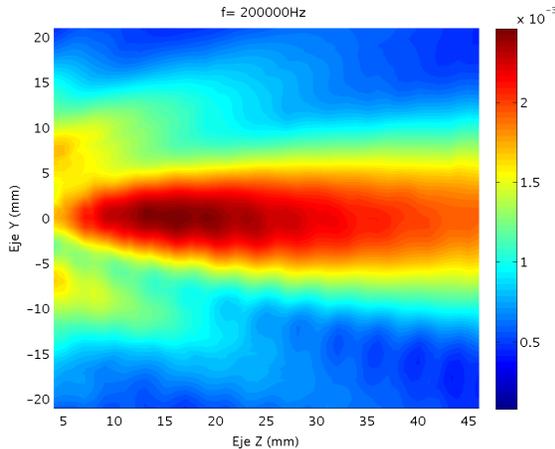


Fig. 16: Barrido línea en YZ

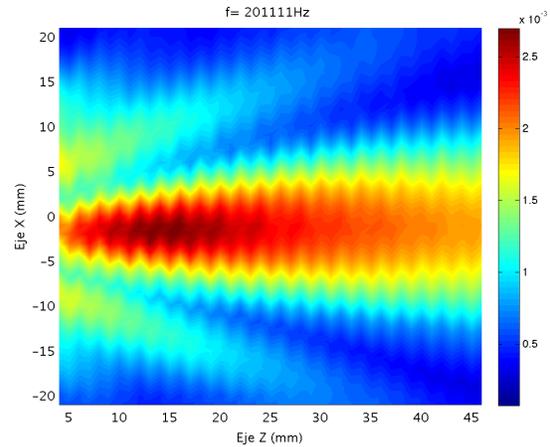


Fig. 17: Barrido línea en XZ

Se observa que el haz es simétrico en los dos dimensiones, aunque el eje de referencia está ligeramente desplazado en el eje X (desviación aproximadamente de 2 mm). En la Fig. 17, vemos el efecto de las reflexiones sobre las paredes laterales. Este mismo efecto se puede encontrar en la Fig. 16, pero solamente en la parte inferior del plano (para $y < 0$ mm); este efecto está debido a las reflexiones en el fondo del acuario. Con el propósito de evitar este problema, rellenamos el tanque a su máximo para luego poder centrar el transductor verticalmente, y así obtener una distancia pared/transductor bastante grande.

A continuación, colocamos el cristal tridimensional justo delante del emisor y ayudándonos de una cinta métrica y un nivel de aire, para disponerlo el más centrado posible, verificando que el cristal esté bastante alineado.

IV.1.3 MEDIDAS Y PROCESADO DE DATOS

Durante las diferentes medidas, se han utilizado diferentes configuraciones de señal y recepción. No obstante, para obtener los resultados finales, hemos fijado la configuración de la señal, a saber:

- Señal chirp: 170 kHz-230 kHz
- Amplitud de la señal: 250 mV
- Tiempo de captura: 500 μ s
- Frecuencia de muestreo: 20 MHz
- Numero de promedios: 100

El receptor capta y digitaliza la señal a la salida del cristal durante 500 μ s. Según los tres objetivos diferentes de las medidas, efectuamos diferentes barrido plano o línea, con una posición inicial, final y de paso diferentes según el experimento. Primero,

empleando una señal chirp, se efectúa un barrido línea según el eje Z para verificar la focalización en función de la frecuencia, así, en función de la forma de la curva obtenida, una o varias distancias focales se pueden observar (máximo local de amplitud de la señal recibida). A continuación, se realiza un barrido plano YZ y XZ para ver la focalización según los dos planos diferentes, y obtener las frecuencias del band gap. Viendo los resultados, hacemos diferentes cortes en el plano XY en diferentes posiciones según Z. Posteriormente se repiten las medidas alejando el transductor 30 mm de la superficie del cristal. Para acabar, se realiza una medida sin el transductor, con el propósito de representar el Insertion Loss, que permite observar la existencia del band gap o banda prohibida.

Los datos numéricos de cada medida son grabados, para luego procesarlos con el programa Matlab, haciendo una matriz de datos y finalmente, representarlos gráficamente.

IV.2 RESULTADOS DE LOS EXPERIMENTOS

IV.2.1 VERIFICACIÓN DE LA FOCALIZACIÓN

A fin de poder verificar la existencia de la focalización en el final de la 1ª banda del cristal, efectuamos un barrido línea a lo largo del eje Z, con la configuración propuesta en el apartado IV.1.3. Así tendremos una idea del comportamiento del cristal según diferentes frecuencias (señal chirp). Obtenemos la amplitud normalizada de la señal recibida en función de la distancia cristal/hidrófono, como se puede ver en Anexo 3, y Fig. 18.

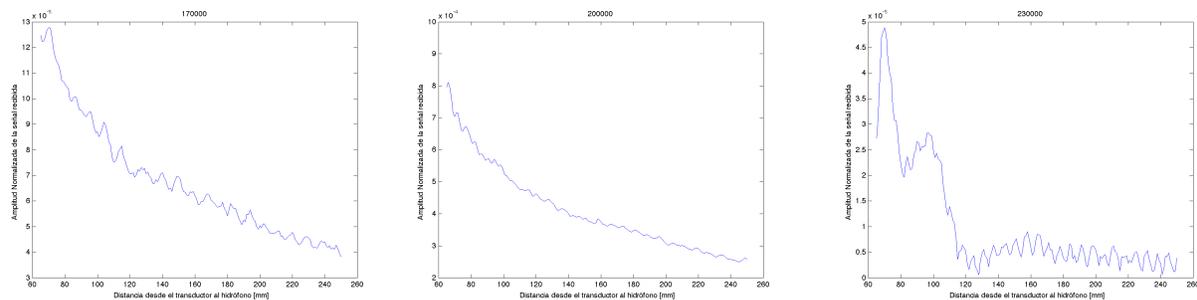


Fig. 18: Barrido en Z, con $f=170$, 200 y 230 kHz

Con las trece figuras que tenemos, podemos ver que la amplitud cambia mucho cuando se cambia la frecuencia. Tenemos un estudio completo, y cuantitativo del valor del foco en nuestras figuras, para cada frecuencia. No obstante, la limitación debida a la sensibilidad del hidrófono no nos permite comparar las graficas entre diferentes frecuencias.

- En el rango 170/205 kHz, la amplitud decrece según una curva exponencial decreciente cuando nos alejamos del cristal. Observamos un comportamiento similar al de un medio homogéneo, como el agua, por ejemplo.
- Luego, en $f=210$ y 215 kHz, observamos una caída de amplitud cuando nos alejamos del cristal. El patrón de disminución no es una exponencial decreciente, sino una curva con pico y mínimo en ciertas posiciones del hidrófono.

Conociendo un poco mejor el sistema, representamos en detalle el comportamiento del cristal en la banda 210/220 kHz, con un paso de 2kHz, obtenemos las figuras del Anexo 4 y Fig. 19.

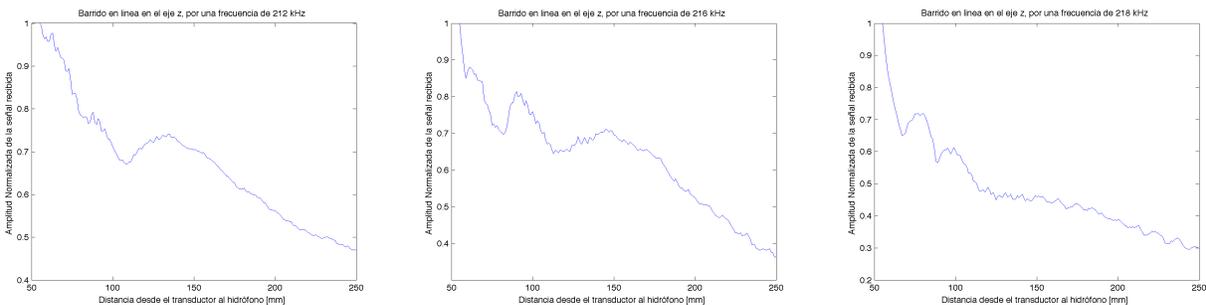


Fig. 19: Barrido línea en Z, para $f=212$, 216 y 218 kHz

- Con las figuras obtenidas, observamos mejor la focalización del haz, estudiando la amplitud de la señal. Vemos picos de amplitud que se mueven según la frecuencia a lo largo del eje Z, es decir, el foco se mueve cuando la frecuencia crece. Eso es una prueba de una buena focalización por ciertas frecuencias.
- El efecto rizado aparece por aproximadamente $z > 140$ mm, eso representa un patrón de interferencia muy interesante, que estudiaremos mas adelante.

Con los resultados de los dos anexos, sabemos que hay focalización en el final de la 1ª banda del Band-Gap. Hemos hecho un estudio preliminar a fin de poder desde ahora centrarnos en la banda 190/225 kHz.

IV.2.2 DETERMINACIÓN EXPERIMENTAL DE LAS FRECUENCIAS DEL BAND GAP

Gracias al estudio anterior, nos centramos en una banda de frecuencia mas estrecha. Hacemos ahora dos barridos planos, en YZ y XZ, con una precisión optima (es decir aumentando el numero de promedio durante el experimento). Procesamos los datos de cada plano para estudiar precisamente la focalización, y hacemos de seguida, diferentes barrido plano XY, en $z=90, 110, 140, 160$ y 180 mm. Obtenemos un estudio completo del comportamiento acústico del cristal, como se puede ver en Fig. 20 y en Anexo 5. Podemos hacer unos comentarios sobre estos resultados:

- En primer lugar, los resultados de los planos XY no tienen la misma escala entre $z=90, 110$ mm y los demás. A fin de tener resultados mas rápidamente, hicimos medidas con $x=-40/40$ mm y $y=-40/40$ mm para los últimos planos, mientras que habíamos medido de -60 a 60 mm antes, así no tenemos la misma escala, pero los resultados son comparables.

$f=190\text{kHz}$

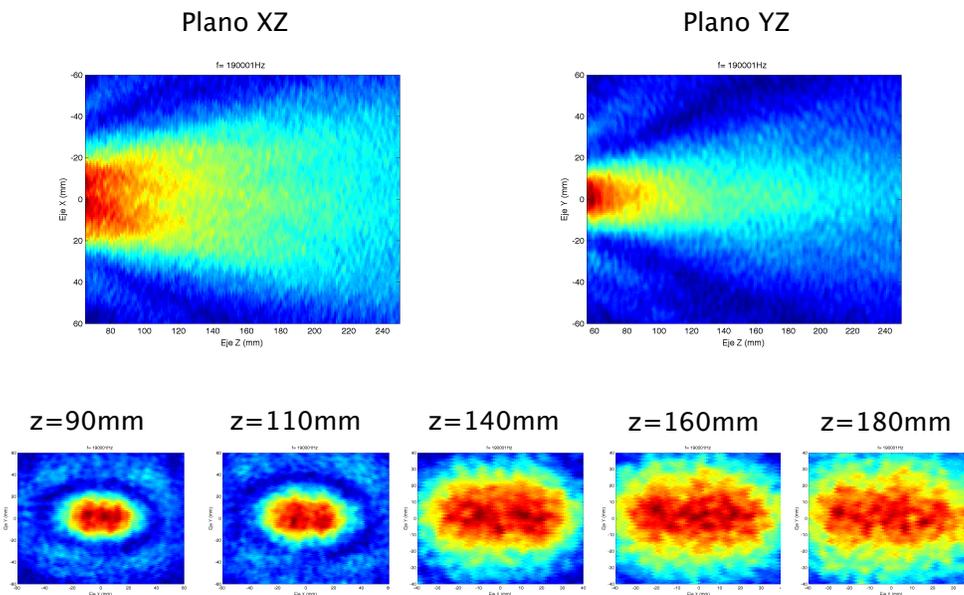


Fig. 20: Representación de diferentes barrido planos para $f=190$ kHz

- Además, la normalización de la amplitud ha sido realizada respecto del máximo de amplitud de la señal recibida, y no con respecto a la amplitud de la señal penetrando

el cristal, pero nuestros resultados nos dan una buena idea del comportamiento del cristal.

- De 190 a 202,5 kHz (Fig. 21), observamos un comportamiento bastante normal, con un haz estrecho, y representando aproximadamente una simetría de rotación según el eje Z, pero mas ancho en X. Después de estas frecuencia, el haz persigue simétrico, pero según una simetría plana según el plano XZ (para el plano YZ) y según el plano YZ (para el plano XZ).

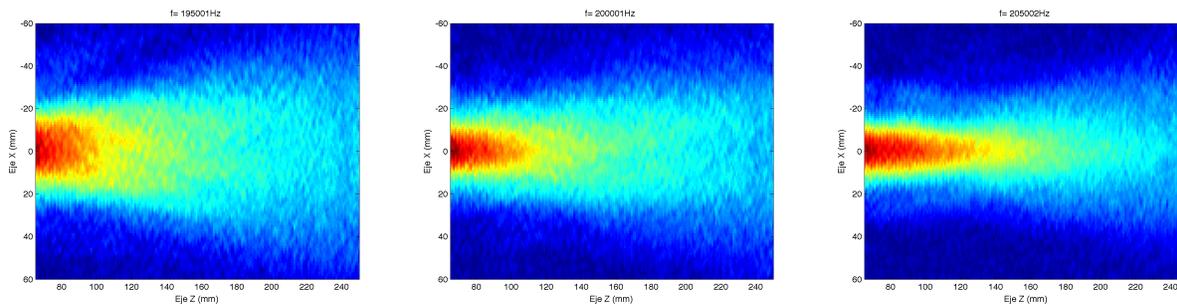


Fig. 21: Barrido XZ, para $f=195$, 200 y 205 kHz

- En el plano XZ, observamos una autocolimación para las frecuencias 207,5 y 210 kHz (Fig. 22), lo que hemos comentado en el apartado II.2.4.2. La colimación se produce mas allá del cristal y no en su interior, por lo que el contorno de isofrecuencia correspondiente no es rectilíneo, sino que tiene una curvatura negativa tal que a la salida del cristal no llega a tener curvatura suficiente para que focalice en el exterior.

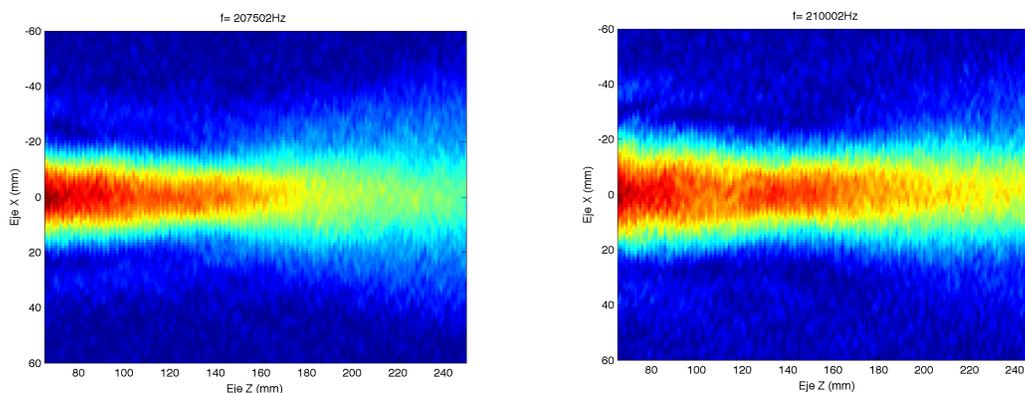


Fig. 22: Barrido XZ, para $f=207,5$ y 210 kHz

- A partir de 212,5 kHz (Fig. 23), vemos que el haz ya no esta concentrado, y empieza a “fragmentarse”. Además, podemos observar que aparece un punto de focalización o foco, que se caracteriza aquí por una mancha estrecha en Z; podemos verla por $f=212,5$ kHz, plano YZ, $y=0$, $z=140$ mm, y plano XZ, $x=0$, $z=140$ mm. Esta “mancha” se propaga cuando aumentamos la frecuencia, así podemos ver la mancha moviéndose según el eje Z ($f=215$ kHz) en $z=150$ mm, $f=217,5$ kHz en $z=160$ mm.

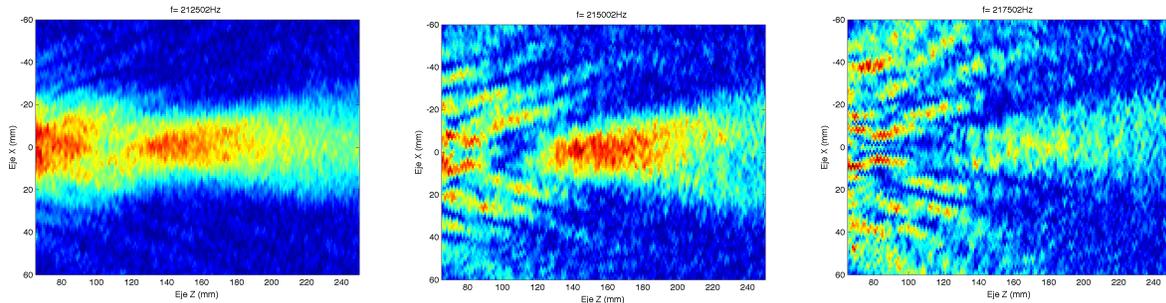


Fig. 23: Barrido XZ para $f=212,5$, 215 y 217,5 kHz

- Luego, a partir de 217,5 kHz (Fig. 24), constatamos la aparición de dos fuentes locales, en el plano YZ sobre todo, en $y=40$ y -40 mm, lo que es aun mas visible en $f=220$ y 225 kHz. Estas dos fuentes crean líneas de propagación que son típicas de un patrón de interferencia. El patrón esta realmente fiel, debido a su simetría casi perfecta según el plano XY para la figura del plano YZ.

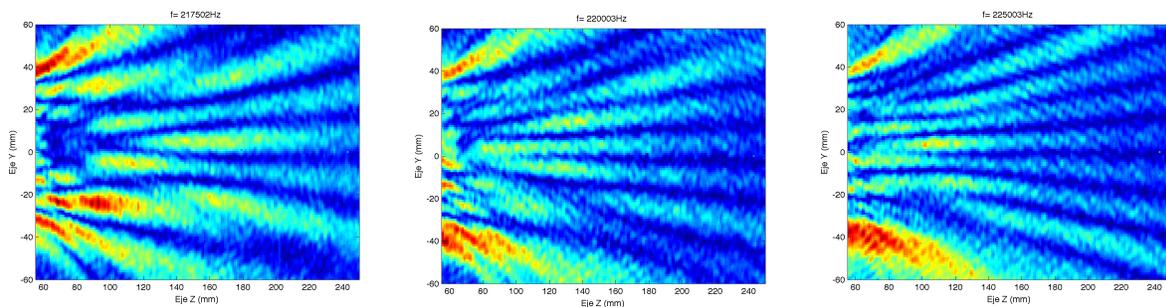


Fig. 24: Barrido XZ para $f=217,5$, 220 y 225 kHz

- El patrón de interferencia evocado antes esta también relacionado con nuestra estructura de banda. En efecto, la creación de dos fuentes puntuales en los bordes del cristal (no tenemos un cristal de tamaño infinito, como considerado en la

simulación) se hace con ondas propagándose en una dirección ΓX , y no ΓM como antes.

IV.2.3 INFLUENCIA DE LA SEPARACIÓN TRANSDUCTOR/CRISTAL

A fin de observar la influencia de la distancia transductor/cristal, alejamos el transductor de 30 mm, y procedemos a las mismas medidas que antes, a saber, el plano YZ, XZ y un plano XY en $z=90$ mm, con el mismo procesado, obtenemos la Fig. 25, y con más detalles, las figuras del Anexo 6. Podemos hacer unos comentarios:

- En primer lugar, los efectos observados son los mismo que en el caso anterior para las mismas frecuencias, como era de esperar.
- Alejando el transductor, hemos mejorado la simetría del patrón de amplitud (sobre todo $f=215$ kHz), lo que se debe a que gire el cristal, nivelando y alineándolo. Aunque los efectos son los mismos se observa que todo se desplaza a la izquierda una distancia similar a la que se mueve el transductor.

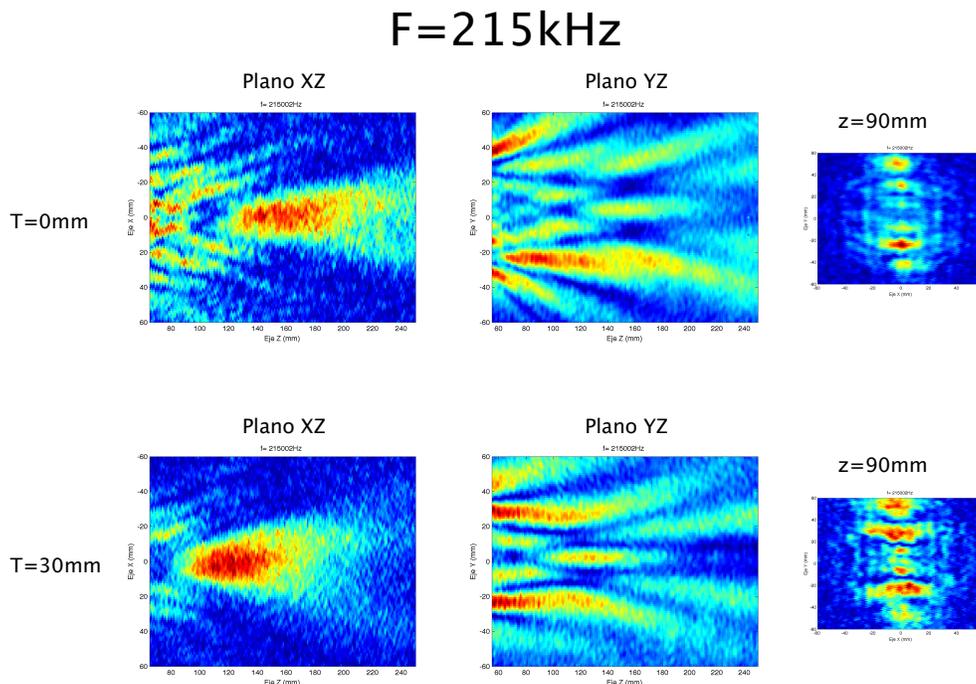


Fig. 25: Representación de diferentes planos para $f=215$ kHz

- Observamos la misma focalización, con la presencia del mismo foco, pero con una distancia al cristal que cambia. En efecto, para $f=215$ kHz, vemos un foco se sitúa en $z=150$ mm con el transductor pegado, mientras que con el transductor a 30

mm, el foco aparece en $z=120\text{mm}$, lo que se puede comprobar para las frecuencias siguientes. Para explicar lo que ocurre puede recurrirse al comportamiento de una lente delgada en óptica, donde, al alejar el objeto de la fuente, la imagen o foco se aleja de la lente. En acústica este caso es al revés, en otras palabras, si alejamos la fuente de la lente, la imagen o foco se acerca a la lente de la misma distancia que la fuente se aleja de la lente. Por eso cuando alejamos el transductor del cristal el foco se acerca al cristal. Para el caso de una lente delgada convergente, se tiene:

$$\frac{1}{S'} - \frac{1}{S_0} = \frac{1}{f} \quad (18)$$

Con: S' la distancia fuente-lente
 S_0 la distancia lente-punto imagen

En nuestro caso, tenemos:

$$S' + S_0 = f \quad (19)$$

donde f es la distancia focal.

- Luego, podemos ver que con el transductor alejado, el efecto de fuentes puntuales está reforzado, la amplitud relativa está más grande que con un transductor pegado ($f=220\text{ kHz}$ por ejemplo), eso se explica porque el haz del transductor se sitúa ahora en la zona de Rayleigh a la entrada del cristal.

IV.2.4 PERDIDAS POR INSERCIÓN

Para acabar nuestro estudio, hacemos un barrido línea en Z ($x=y=0$) para estudiar un factor muy utilizado para caracterizar un sistema acústico: el Insertion Loss, o pérdidas por inserción que es la pérdida de potencia de señal debido a la inserción de un dispositivo en una línea de transmisión, y se expresa en decibelios. Se calcula como:

$$IL = 10 \log_{10} \left(\frac{P_T}{P_R} \right) \quad (20)$$

con P_T la potencia antes la inserción y P_R después. Representamos gráficamente el IL con el transductor pegado y alejado, en diferentes puntos del eje Z ($z=49, 98, 147$ y 196 mm), como se puede ver en Fig. 27.

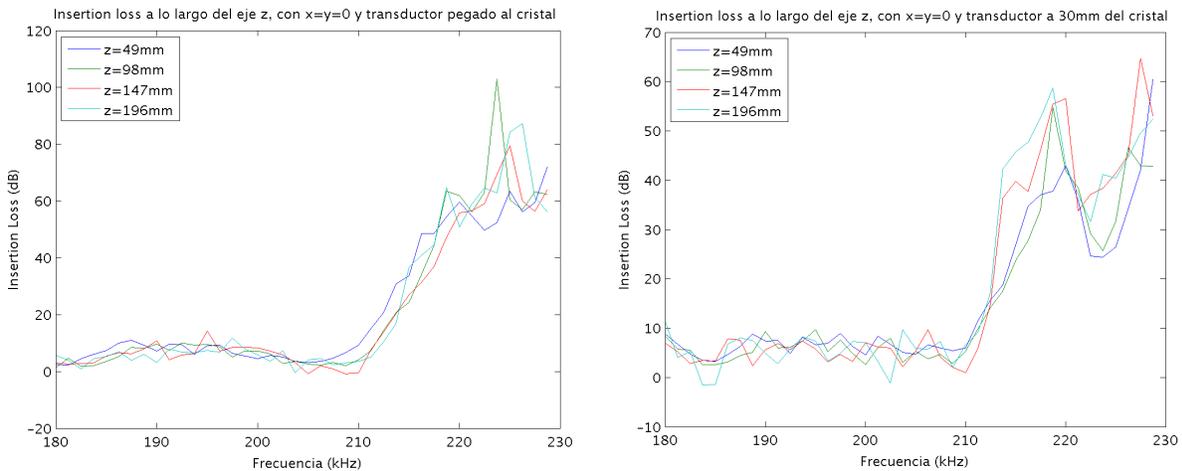


Fig. 27: Insertion Loss, con transductor pegado y alejado

Observamos que hasta 210 kHz, las pérdidas de potencia son mínimas y oscilan entre 0 y 10 dB; a lo contrario, cuando estamos en el rango 210/230 kHz, vemos un incremento del IL significativo. En efecto, la subida es lineal hasta 220 kHz, y alcanza los 60 dB de pérdida para luego tener un comportamiento difícil de analizar. Para $z=98$ mm tenemos un pico de amplitud de 100 dB, mientras que para $z=49$ mm tenemos una amplitud de 55 dB (para $f \approx 223$ kHz). Este comportamiento quiere decir que no podemos comparar los resultados para una z cambiando. En efecto, para calcular el Insertion Loss, hemos tomado un punto (en $x=y=0$ mm), así pueden aparecer grandes diferencias entre dos puntos.

En segundo lugar, podemos ver el efecto de la distancia transductor/cristal sobre el Insertion Loss. Vemos que las curvas tienen el mismo aspecto 220 kHz, pero con una subida menos importante, alcanzando los 50 dB, quizás debido a las pérdidas en el agua, en el trayecto transductor / hidrófono, más largo de 30 mm. Además, vemos que hay una caída para $f=225$ kHz, lo que caracteriza nuestra presencia en la segunda banda de transmisión.

V. CONCLUSIONES

Durante nuestra primera fase de bibliografía, el estudio tanto de los sistemas periódicos como de la propagación de ondas ha permitido aclarar los conceptos físicos imprescindibles para una buena comprensión de los efectos que ocurren en un cristal. Gracias a eso, tenemos herramientas para definir las líneas principales de nuestro trabajo, poder optimizar el banco de medida y también analizar los resultados del experimento.

Después haber fijado un plan de estudio completo, ayudándonos de la buena organización del proyecto, pasamos tiempo descubriendo y optimizando el dispositivo experimental y las diferentes etapas de procesado. Finalmente, en la última parte del trabajo, llevamos a buen término nuestro experimento, midiendo el nivel de presión sonora transmitido por el cristal, gracias a diversos barridos planos con un señal chirp. Una vez procesadas, analizamos las diferentes medidas hechas, basándose sobre las graficas obtenidas.

Antes de nada, verificamos la existencia de la focalización en el final de la 1ª banda del cristal, concretamente en la banda 210-230kHz, vemos que hay picos de amplitud a lo largo del eje z, y que el foco o distancia focal se mueve a lo largo del eje cuando aumentamos la frecuencia. Segundo, determinamos experimentalmente las frecuencias del band gap, obtenemos un estudio completo del comportamiento del cristal en la banda de frecuencia elegida, podemos observar los diferentes efectos de la focalización y la presencia de un patrón de interferencias. Tercero, pusimos de manifiesto la influencia de la distancia fuente-cristal, con una analogía con la óptica, verificando que el foco se acerca al cristal cuando la fuente se aleja de éste. Finalmente, estudiamos la pérdida por inserción que nos permite tener una idea de la eficiencia del cristal por atenuar la señal enviada. Se adquiere una idea clara del comportamiento de la focalización del cristal y de la influencia de la separación transductor-cristal.

En un trabajo futuro, podría ser interesante estudiar el comportamiento del cristal en frecuencias mas altas, hasta 250 kHz por ejemplo, para estudiar la amplitud de la primera banda del cristal, así como la focalización en la segunda banda. Un estudio con un cristal mas grande se podría también realizar, para evitar el efecto de interferencia obtenido en nuestro caso.

AGRADECIMIENTOS

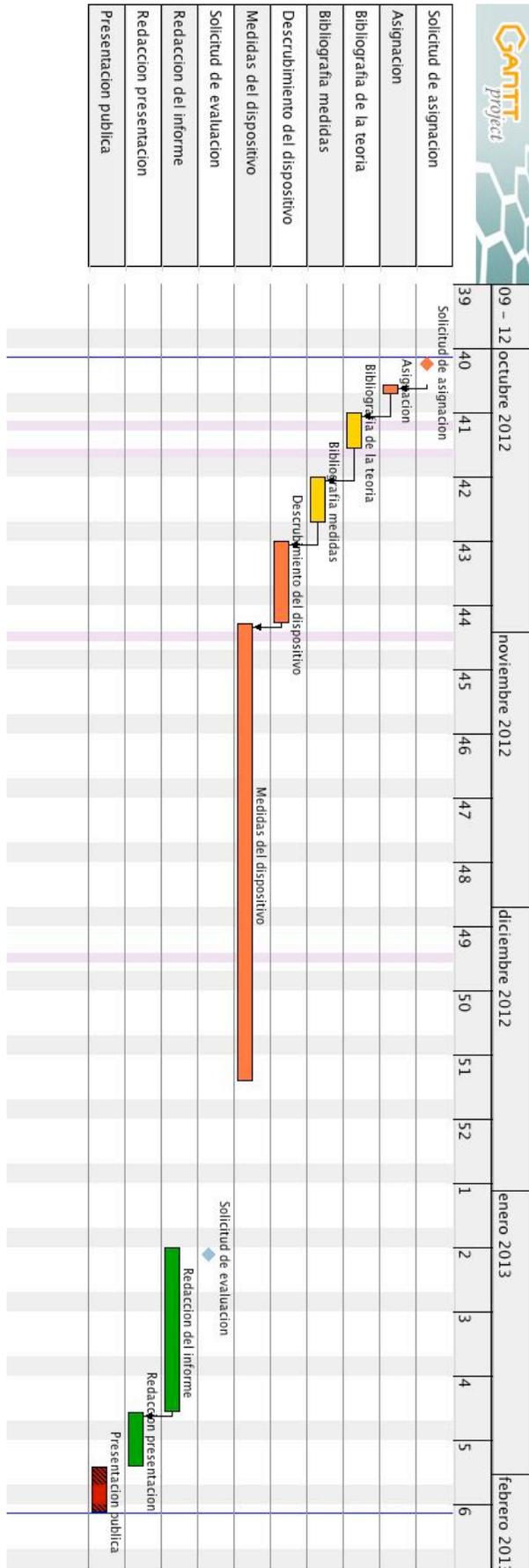
Primero, tengo interés en agradecer mi tutor Víctor Sánchez Morcillo, quien fue muy presente durante todas las fases de mi trabajo, para aconsejarme e ayudarme. Agradezco especialmente Alejandro Cebrecos Ruiz sin el cual nunca hubiera podido realizar todos mis experimentos, y quien me ha orientado durante todo el proyecto. Gracias a Rubén Pico Vila y Vicent Romero García por sus valiosas ayudas y los diferentes consejos técnicos. Finalmente, agradezco todos los doctorantes y profesores del Departamento de Física Aplicada del campus de Gandía por su atención e ayuda durante mis experimentos.

BIBLIOGRAFIA

- [1] Jérôme Vasseur, Babram Djafari-Rouhani. Des matériaux composites pour de nouveaux isolants phoniques. Images de la physique (CNRS), 2003-2004.
- [2] Romero García, V. (2010). On the control of propagating acoustic waves in sonic crystals: analytical, numerical and optimization techniques. Sánchez Pérez, JV. dir. ; García Raffi, LM. dir.
- [3] Yang Suxia, Ultrasonic Properties of phononic crystals. Ping Sheng dir. February 2002
- [4] LONNI, A. (2011). Focalización del sonido mediante estructuras periódicas tridimensionales. Sánchez Morcillo, VJ. dir. 60 p.
- [5] Charles Kittel, Introduction to Solid State Physics, Wiley; 8a edición (11 de noviembre de 2004).
- [6] A. Cebrecos, V. Romero-García, R. Picó, I. Pérez-Arjona, V. Espinosa et al. Formation of collimated sound beams by three-dimensional sonic crystals, J. Appl. Phys. 111, 104910 (2012); doi: 10.1063/1.4719082
- [7] V. J. Sánchez Morcillo, K. Staliunas, V. Espinosa, I. Pérez Arjona, J. Redondo y E. Soliveres, Propagation of sound beams behind sonic crystals, Physical Review B 80, 134303 (2009)
- [8] Hocine LARABI. (2011). Cristaux phoniques et métamatériaux acoustiques: applications aux domaines du guidage, filtrage et de l'isolation phonique, Thèse de doctorat, Université de Lille 1 Sciences et Technologies
- [9] Romero García. (2010). Comportamiento de barreras de Cristales de Sonido con dispersores resonantes, Revista de acústica [0210-3680], vol.:41 iss:3.
- [10] Ignacio Montón Alonso, Juan Francisco Blanes Noguera. (1999). Entorno inteligente para la adquisición y tratamiento de medidas de sensor de ultrasonidos, Universidad Politécnica de Valencia Facultad de Informática
- [11] Rayisa P. Moiseyenko, Sarah Herbison, Nico F. Declercq, and Vincent Laude. (2012). Phononic crystal diffraction gratings, J. Appl. Phys. 111, 034907; doi: 10.1063/1.3682113
- [12] J. H. Page. (2009). Focusing of ultrasonic waves by phononic crystals, Non-conventional imaging techniques: from acoustics to optics Cargèse, Corse 4-8 May.
- [13] J. H. Page, Alexey Sukhovich, Suxia Yang, M. L. Cowan, François Van Der Biest, Arnaud Tourin, Mathias Fink, Zhengyou Liu, C. T. Chan, and Ping Sheng. (2004). Phononic crystals, Phys. stat. sol. (b) 241, No. 15, 3454 – 3462
- [14] Ultrasound Tunneling through 3D Phononic Crystals, Physical review letters [0031-9007] Yang, Suxia Año:2002 vol.:88 iss:10

ANEXOS

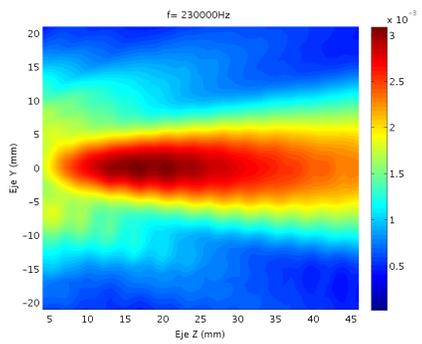
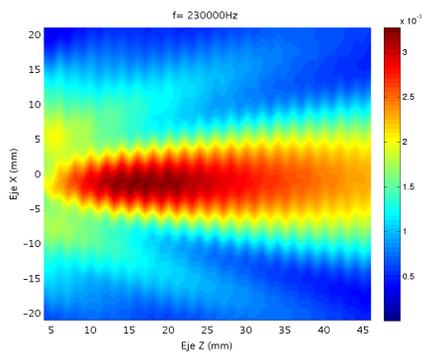
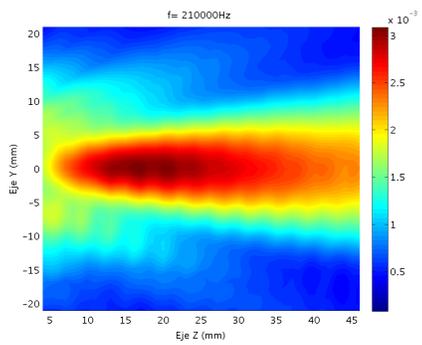
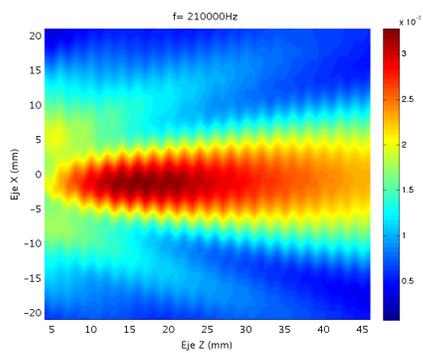
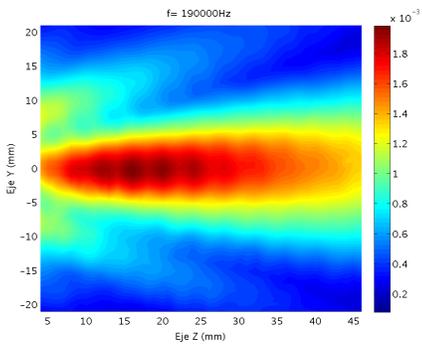
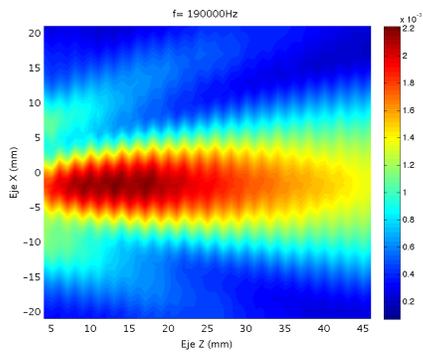
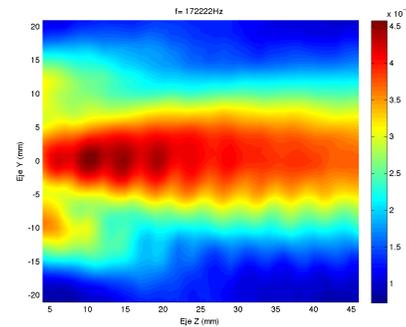
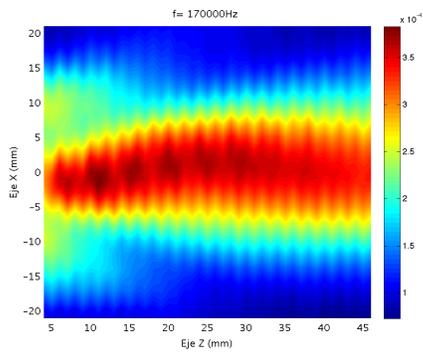
ANEXO 1 : DIAGRAMA DE GANTT

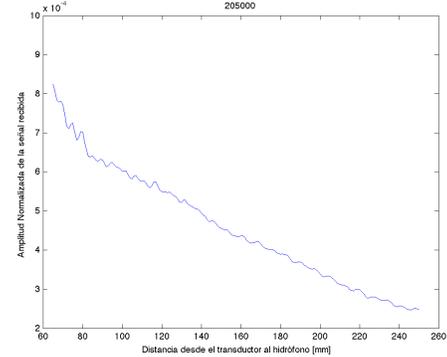
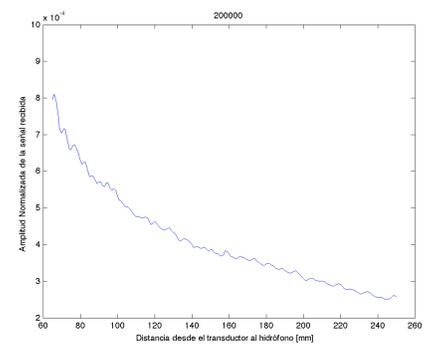
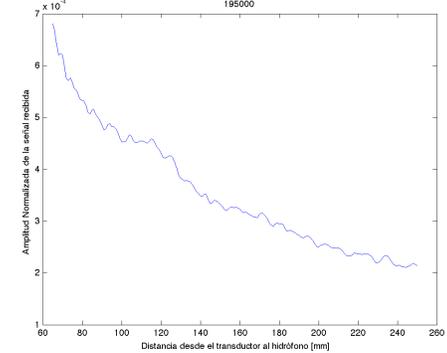
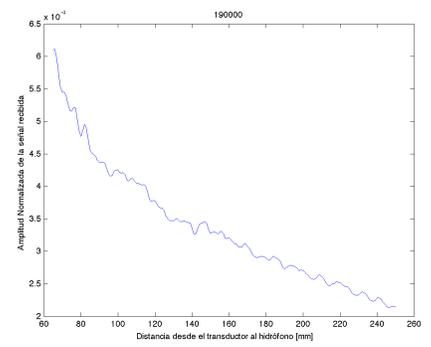
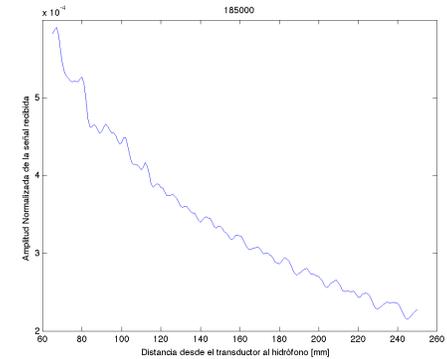
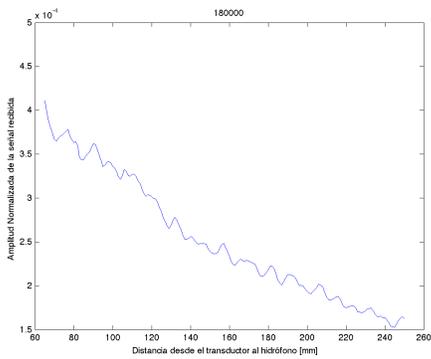
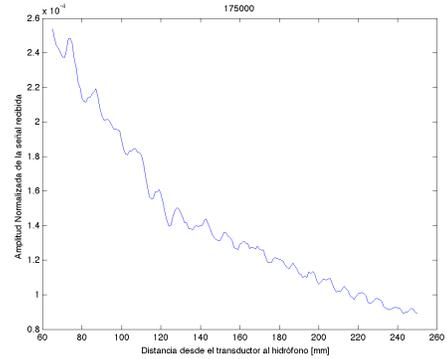
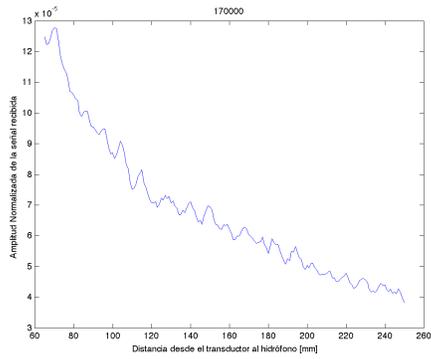


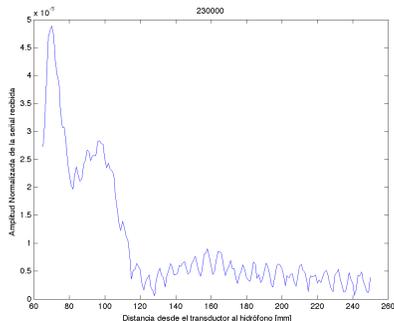
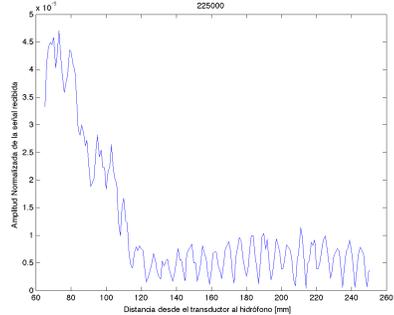
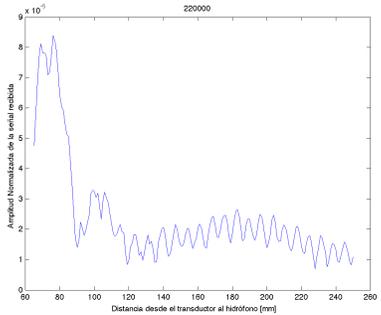
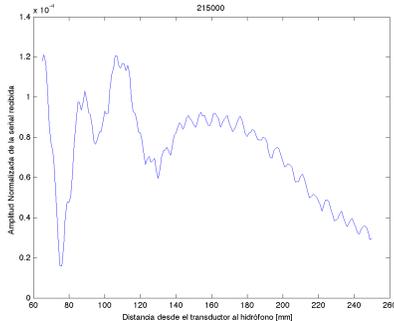
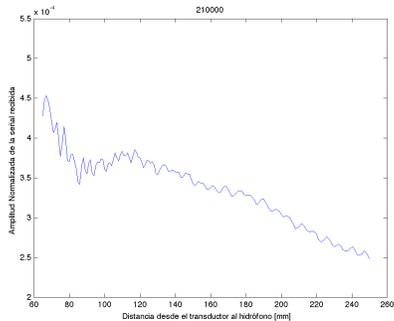
ANEXO 2 : BARRIDO PLANO EN XZ Y YZ DEL TRANSDUCTOR SOLO

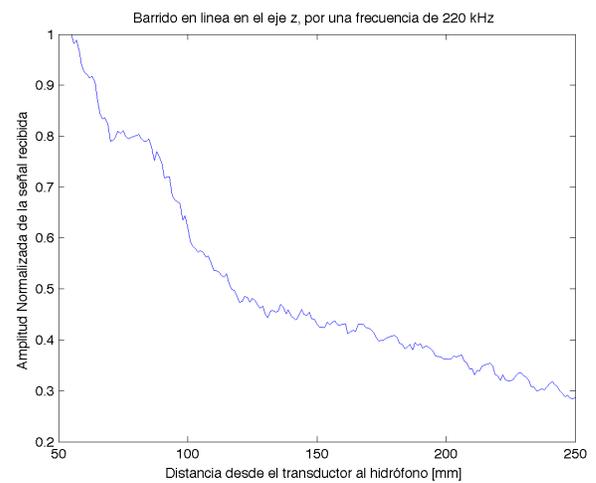
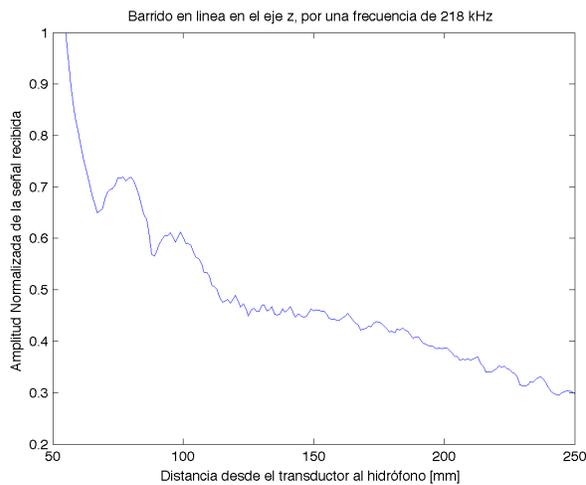
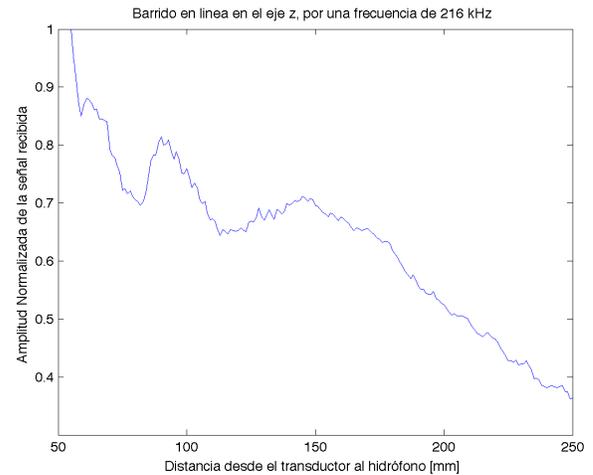
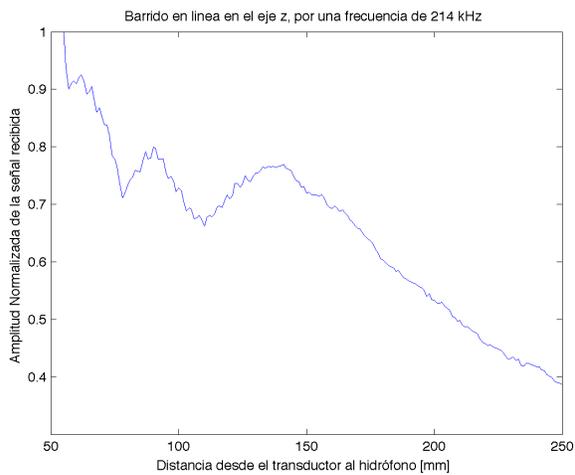
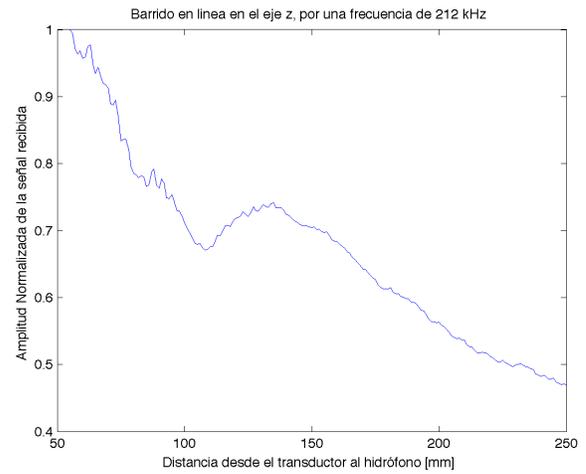
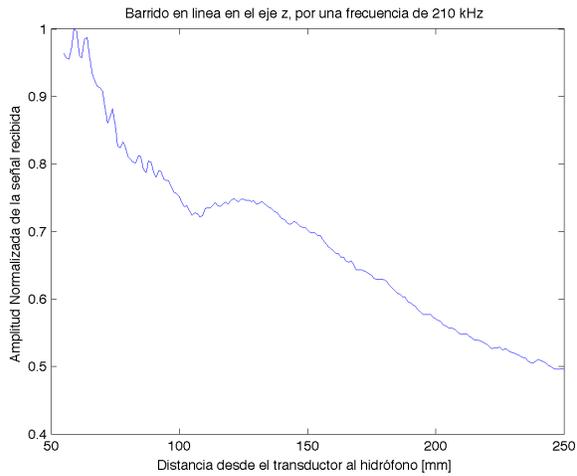
Plano XZ

Plano YZ



ANEXO 3 : BARRIDO LÍNEA EN Z, FRECUENCIAS DE 170 A 230 KHZ

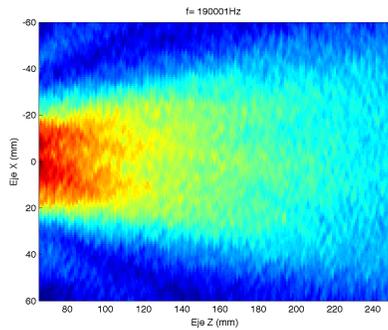


ANEXO 4 : BARRIDO LÍNEA EN Z, FRECUENCIAS DE 210 A 220 KHZ

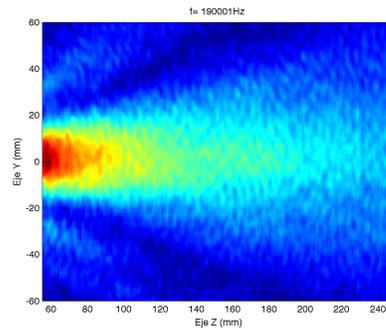
ANEXO 5 : BARRIDOS PLANOS EN YZ, XZ Y XY EN DIFERENTES FRECUENCIAS.

$f=190\text{kHz}$

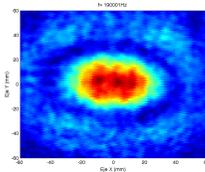
Plano XZ



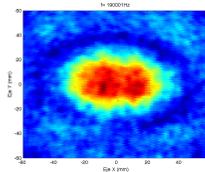
Plano YZ



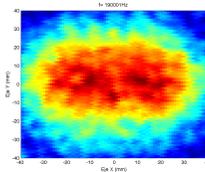
z=90mm



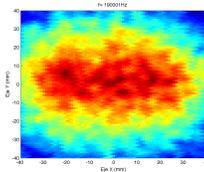
z=110mm



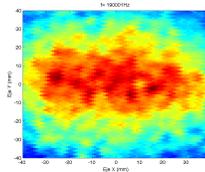
z=140mm



z=160mm

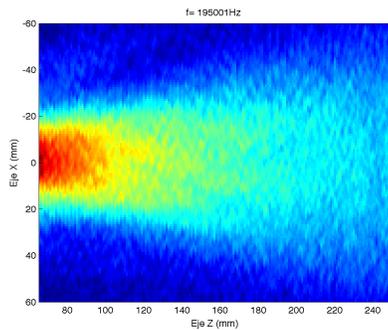


z=180mm

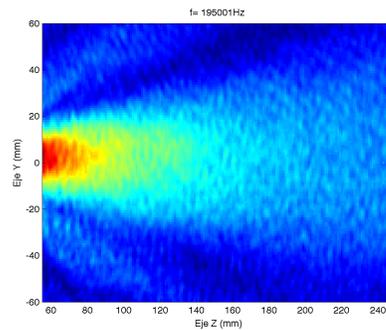


$f=195\text{kHz}$

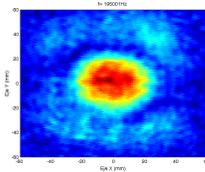
Plano XZ



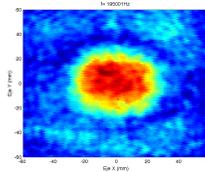
Plano YZ



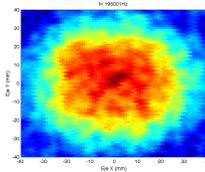
z=90mm



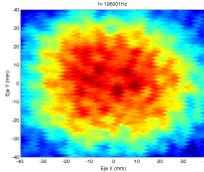
z=110mm



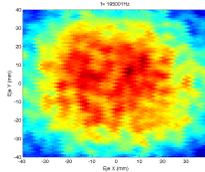
z=140mm



z=160mm

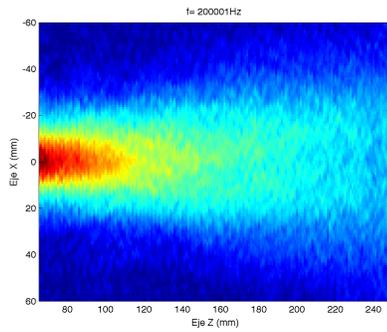


z=180mm

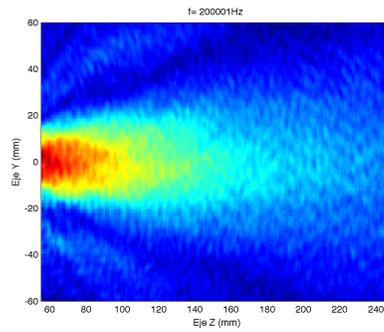


f=200kHz

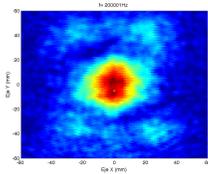
Plano XZ



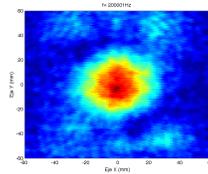
Plano YZ



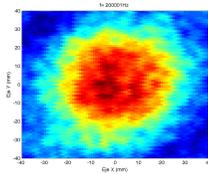
z=90mm



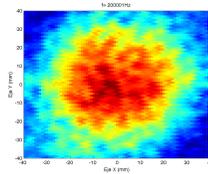
z=110mm



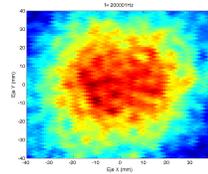
z=140mm



z=160mm

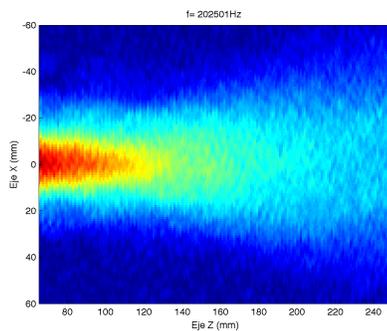


z=180mm

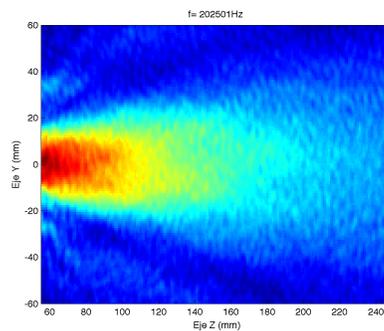


f=202,5kHz

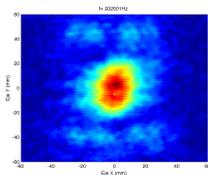
Plano XZ



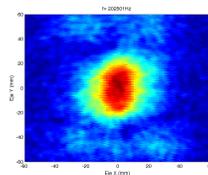
Plano YZ



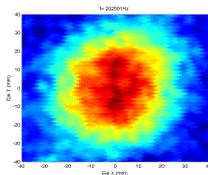
z=90mm



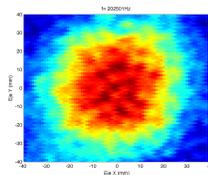
z=110mm



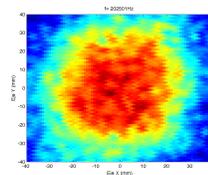
z=140mm



z=160mm

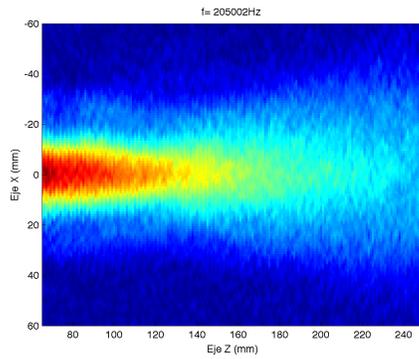


z=180mm

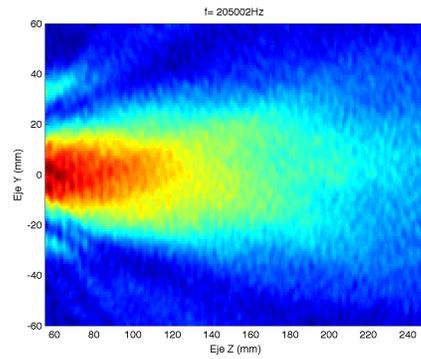


$f=205\text{kHz}$

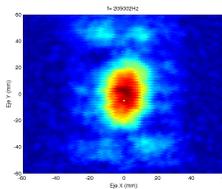
Plano XZ



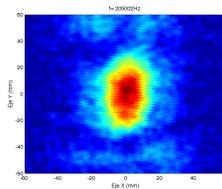
Plano YZ



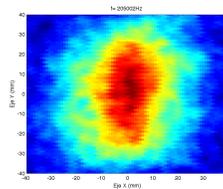
$z=90\text{mm}$



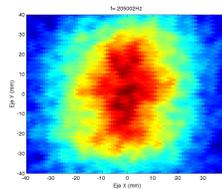
$z=110\text{mm}$



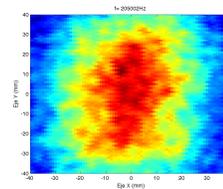
$z=140\text{mm}$



$z=160\text{mm}$

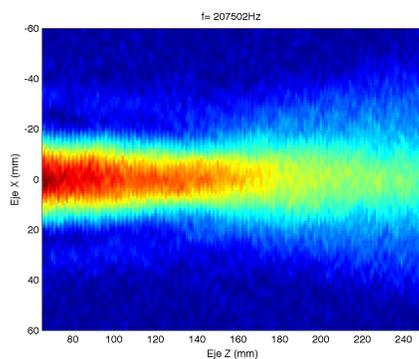


$z=180\text{mm}$

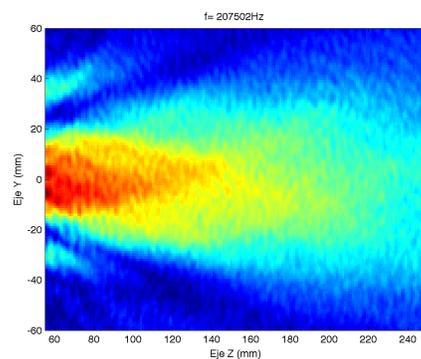


$f=207,5\text{kHz}$

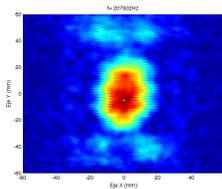
Plano XZ



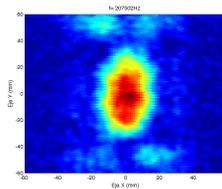
Plano YZ



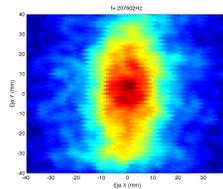
$z=90\text{mm}$



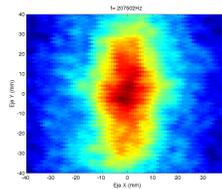
$z=110\text{mm}$



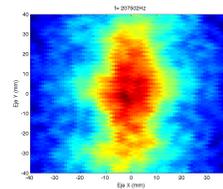
$z=140\text{mm}$



$z=160\text{mm}$

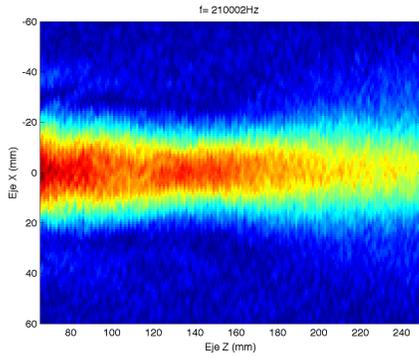


$z=180\text{mm}$

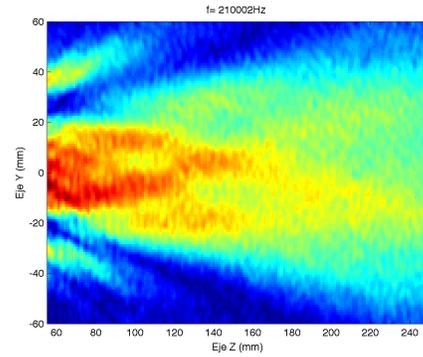


f=210kHz

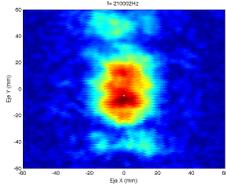
Plano XZ



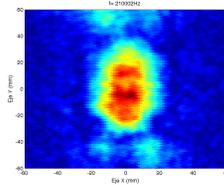
Plano YZ



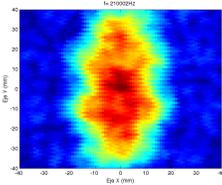
z=90mm



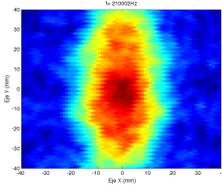
z=110mm



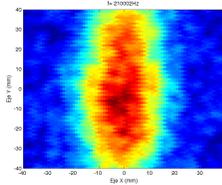
z=140mm



z=160mm

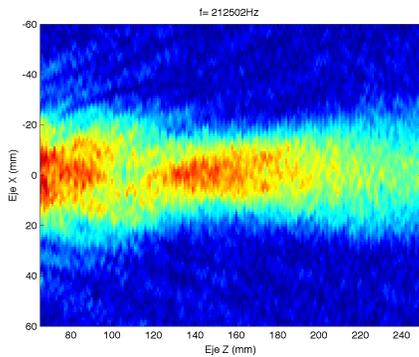


z=180mm

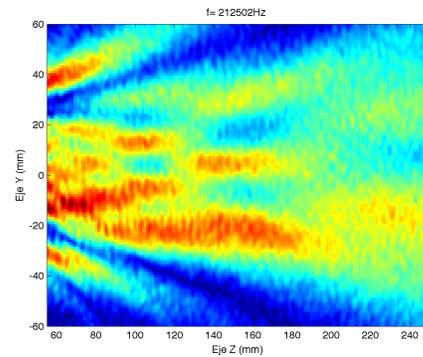


f=212,5kHz

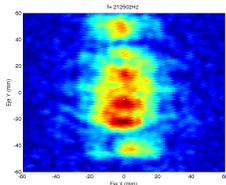
Plano XZ



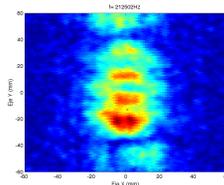
Plano YZ



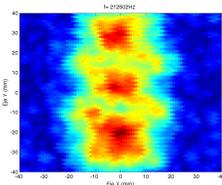
z=90mm



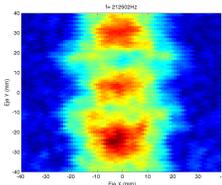
z=110mm



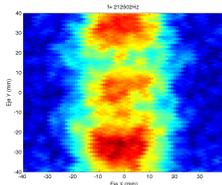
z=140mm



z=160mm

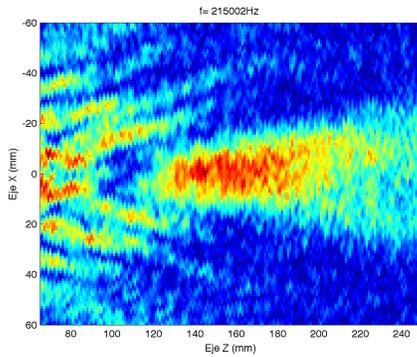


z=180mm

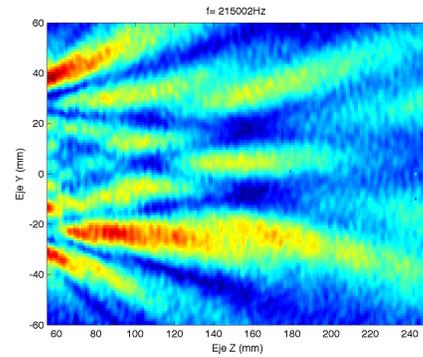


$f=215\text{kHz}$

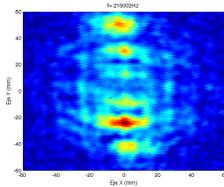
Plano XZ



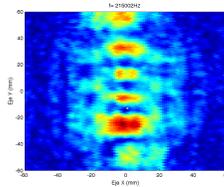
Plano YZ



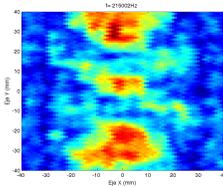
z=90mm



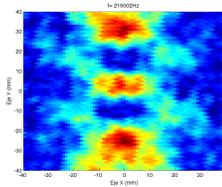
z=110mm



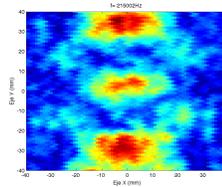
z=140mm



z=160mm

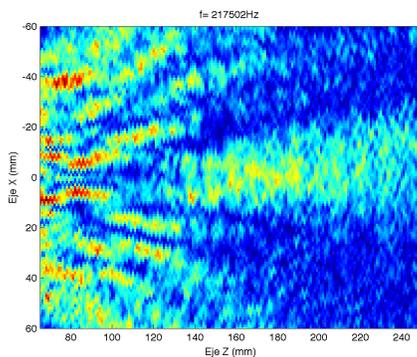


z=180mm

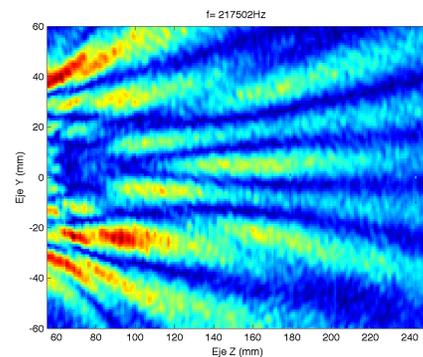


$f=217,5\text{kHz}$

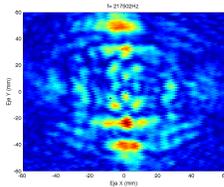
Plano XZ



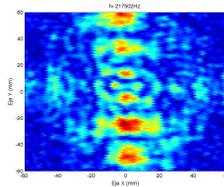
Plano YZ



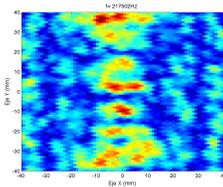
z=90mm



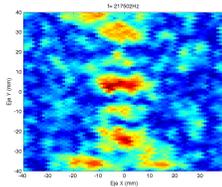
z=110mm



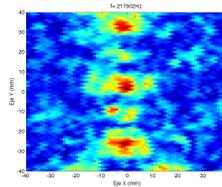
z=140mm



z=160mm

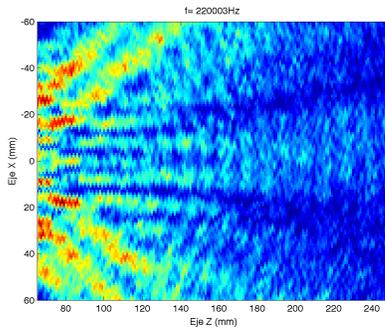


z=180mm

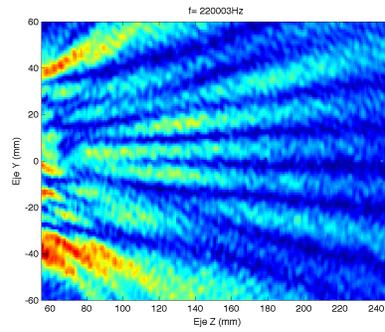


f=220kHz

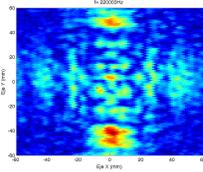
Plano XZ



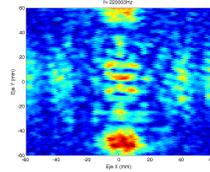
Plano YZ



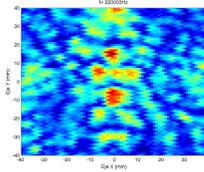
z=90mm



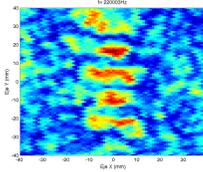
z=110mm



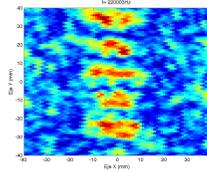
z=140mm



z=160mm

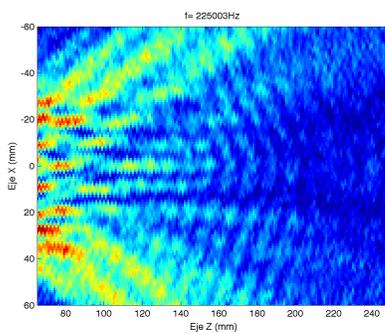


z=180mm

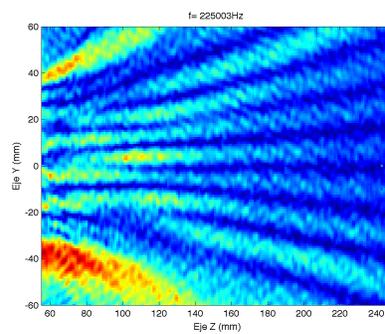


f=225kHz

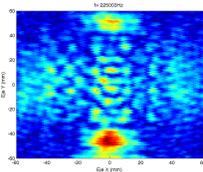
Plano XZ



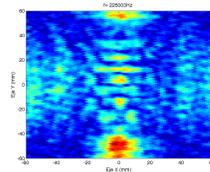
Plano YZ



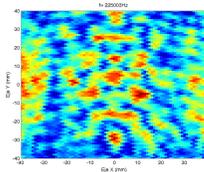
z=90mm



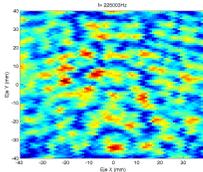
z=110mm



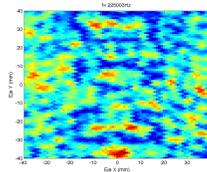
z=140mm



z=160mm

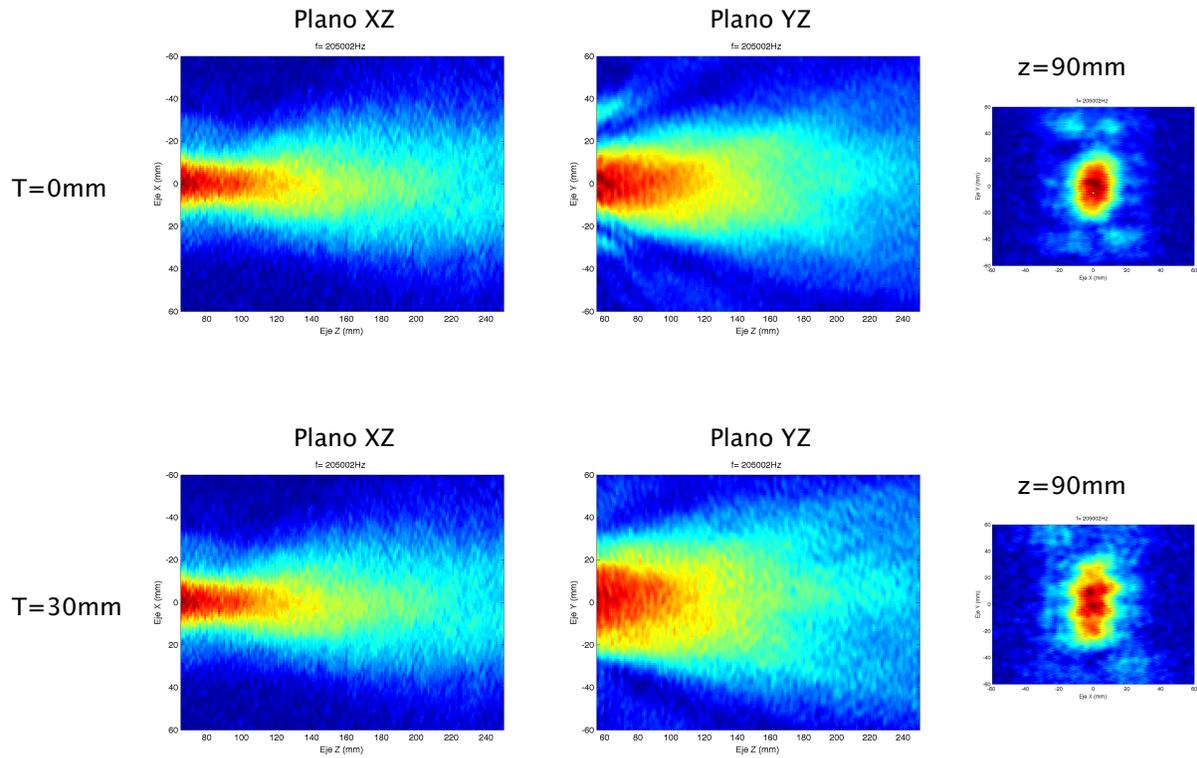


z=180mm

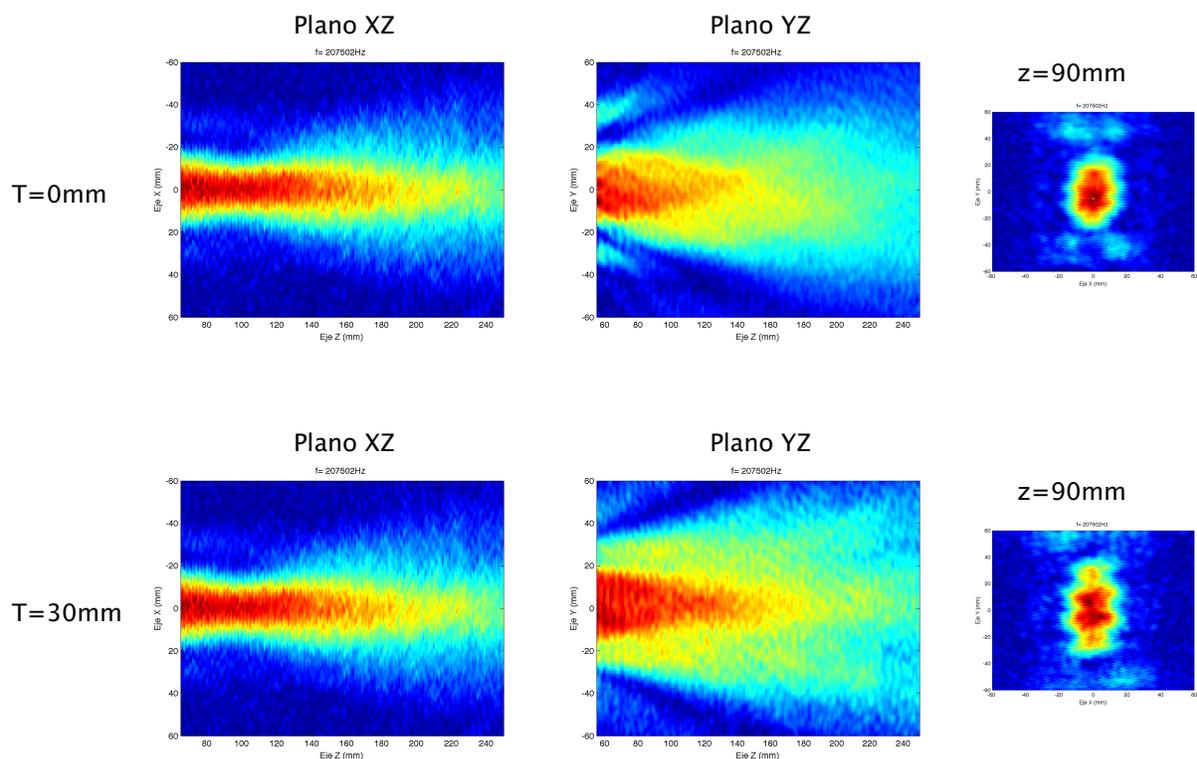


ANEXO 6: INFLUENCIA DISTANCIA TRANSDUCTOR/CRISTAL-BARRIDO PLANO PARA DIFERENTES FRECUENCIAS.

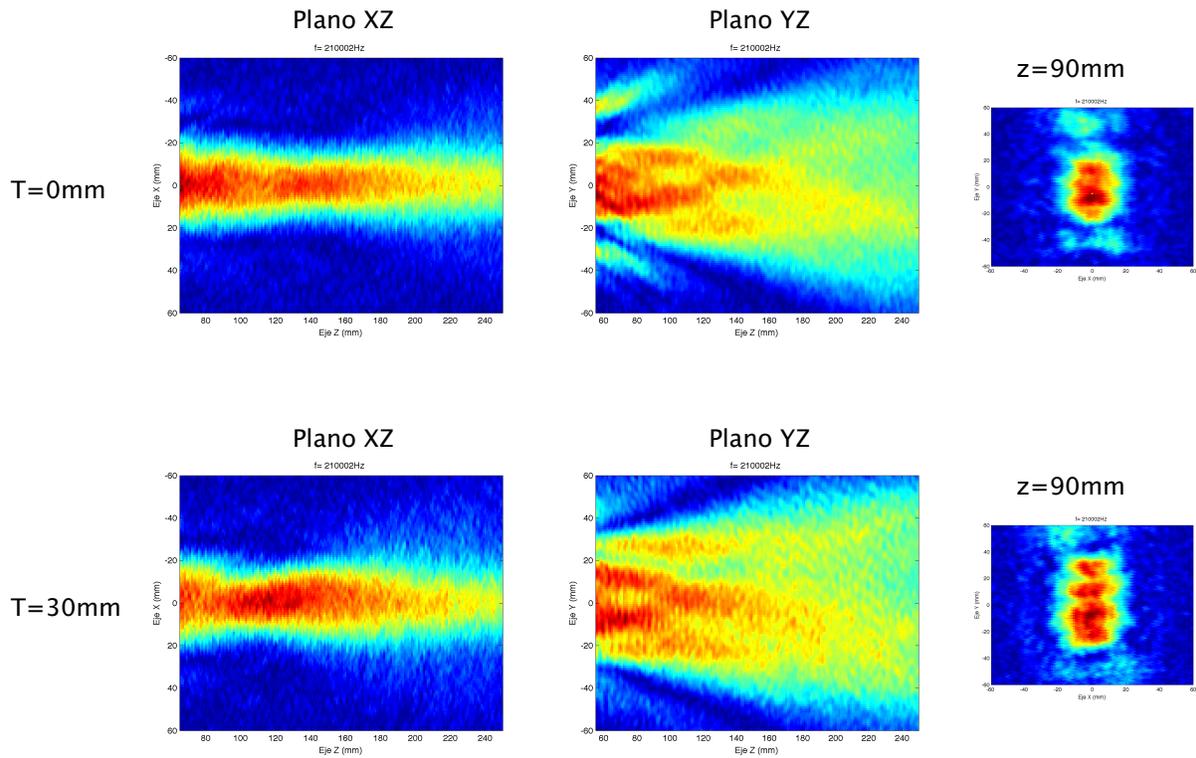
F=205kHz



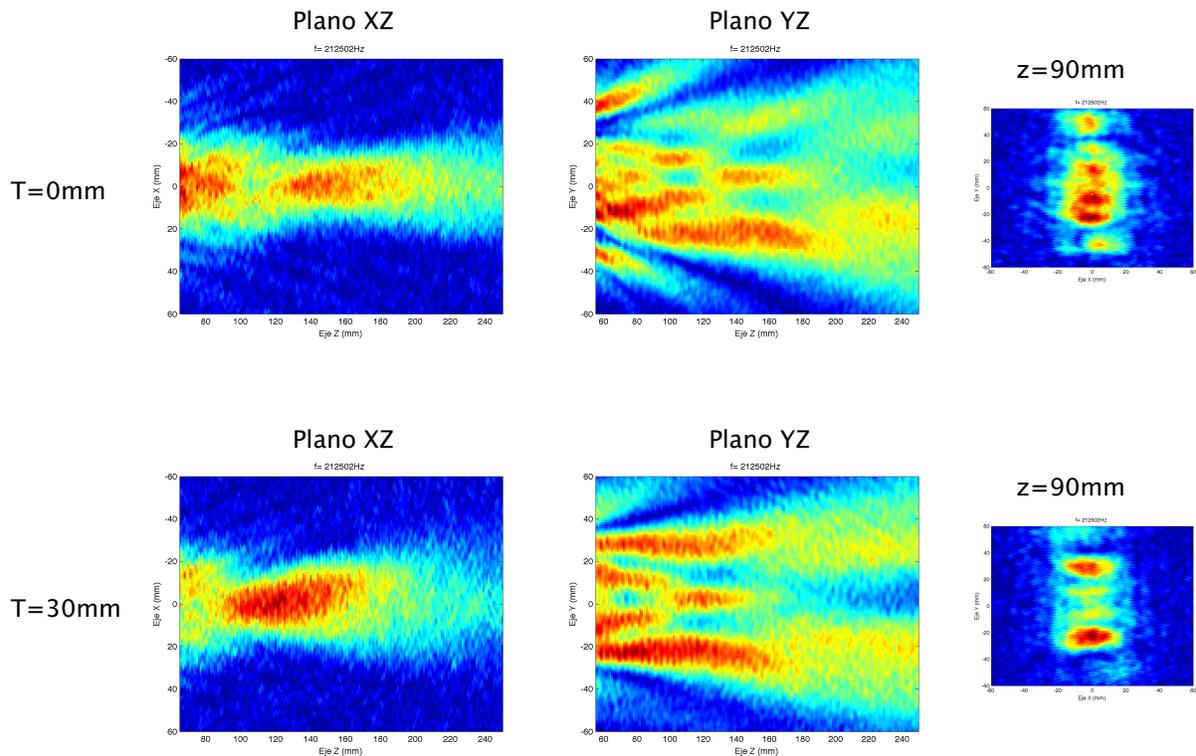
F=207,5kHz



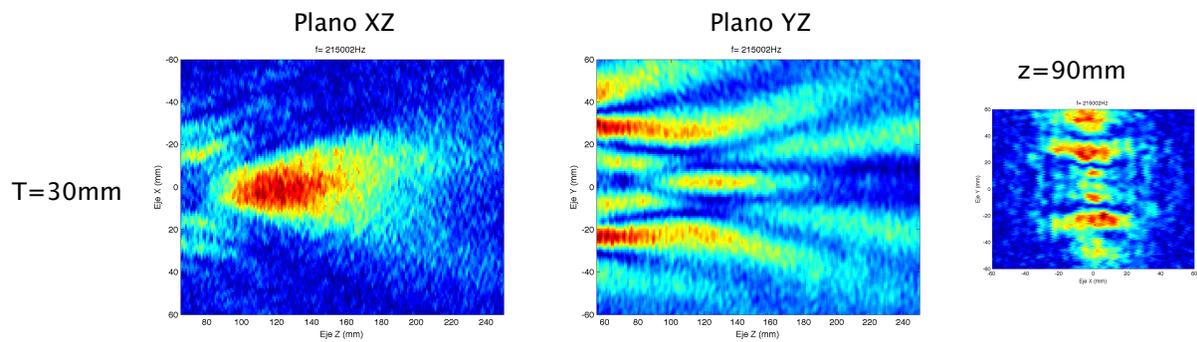
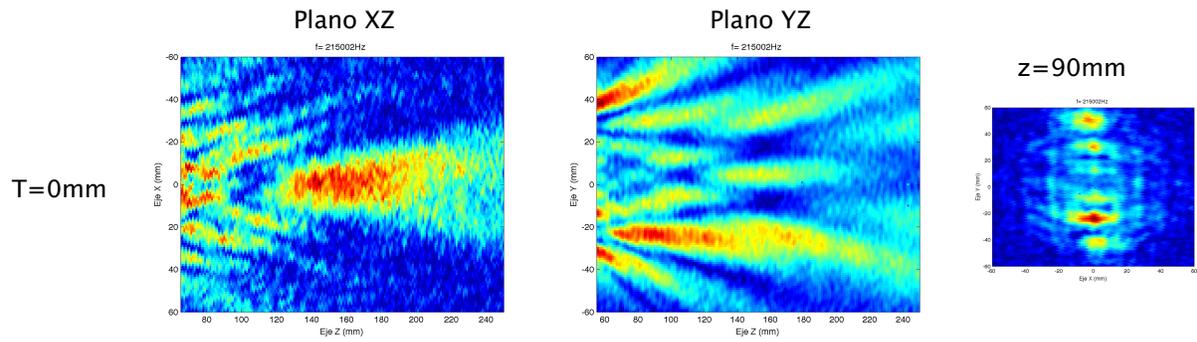
F=210kHz



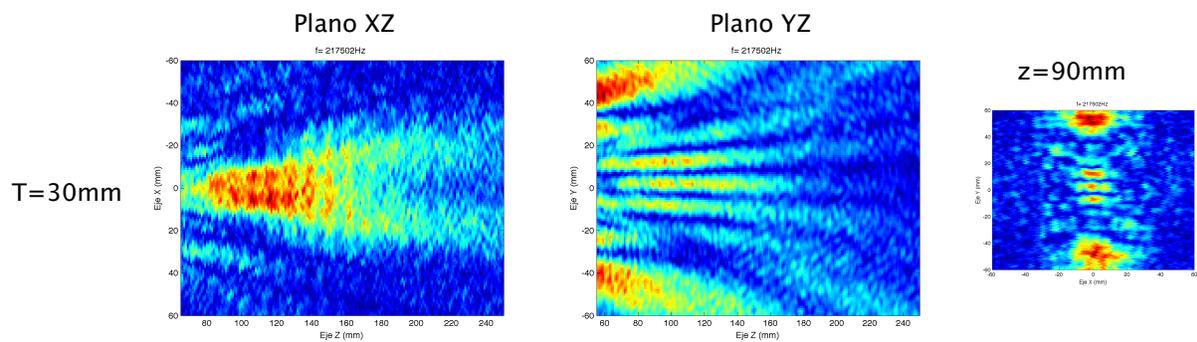
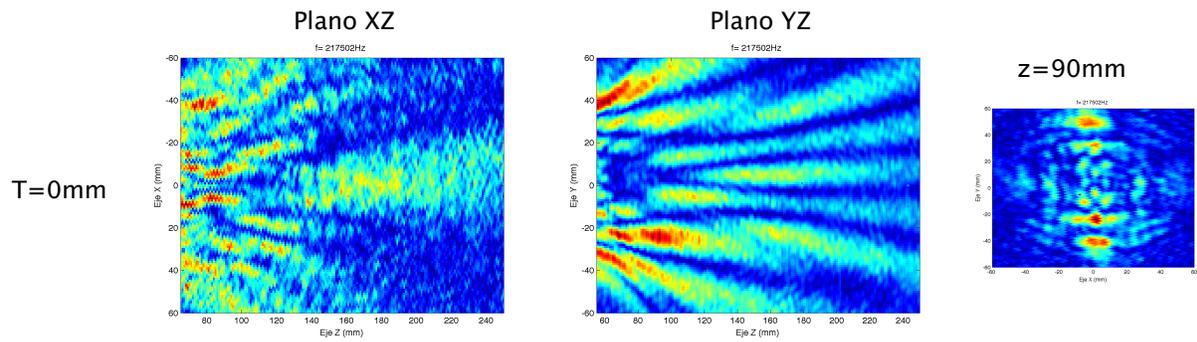
F=212,5kHz



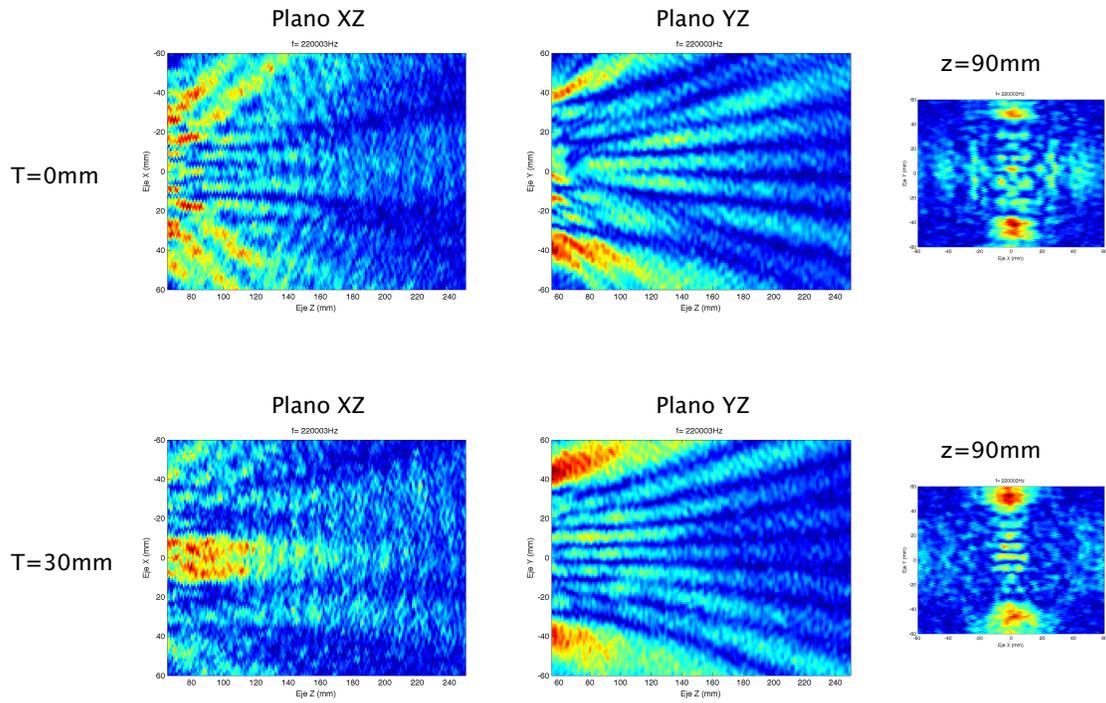
F=215kHz



F=217,5kHz



F=220kHz



F=225kHz

