

Difracción del Ultrasonido inducido por Láser en Metamateriales Acústicos: Un estudio teórico-experimental con simulaciones computacionales

Diffraction of the Laser induced Ultrasound in Acoustic Metamaterials: A theoretical
and experimental study with computational simulations

Ángel Amir Gómez Anguiano^{1*}, Fátima Granados Albarrán^{1*}, César Gabriel Villegas Lara^{1*}, José Mario Derramadero Domínguez², Jorge Enrique Alba Rosales^{3,4}, Orlando Miguel Medina Cázares^{1,4}, Geminiano Martínez Ponce³, Gerardo Gutiérrez Juárez¹, Lenin Francisco Escamilla Herrera^{1**}

¹ División de Ciencias e Ingenierías, Campus León. Universidad de Guanajuato.

² Tecnológico Nacional de México en Celaya.

³ Centro de Investigaciones en Óptica, A.C.

lescammilla@fisica.ugto.mx

*Igual contribución. Ordenados alfabéticamente.

**Autor de Correspondencia

Resumen

En este trabajo se estudia el fenómeno de la difracción del ultrasonido inducido por láser (USIL) que ocurre al propagarse a través de un metamaterial acústico. Experimentalmente, se hizo incidir USIL sobre un metamaterial conformado por estructuras piramidales periódicas, que globalmente actúan como atenuadores de ultrasonido. Por no tratarse de un absorbedor perfecto, parte de las frecuencias originadas por el USIL son capaces de colarse entre las uniones de las pirámides, originando en términos netos un patrón de difracción acústico. Para caracterizar este patrón de difracción, las señales que atravesaron al metamaterial fueron registradas lateralmente por un transductor ultrasónico a diferentes posiciones (B-Scan), permitiendo la visualización del campo acústico difractado. Para explicar este resultado desde el punto de vista teórico, se partió de un modelo para la descripción de un emisor térmico individual de USIL, que cumple con la condición de radiación de Sommerfeld. Empleando esta solución asintótica, se desarrolló una simulación computacional a partir del principio de Fresnel-Huygens; es decir, mediante la superposición de distribuciones gaussianas de emisores individuales, a través de las cuales es posible reconstruir parte del comportamiento cualitativo de las regiones donde el metamaterial permite el paso de frecuencias no absorbidas. La superposición de estas regiones permite reproducir algunos aspectos cualitativos del patrón de difracción obtenido experimentalmente. Sin embargo, más trabajo teórico y computacional es requerido para reproducir de tanto cualitativa como cuantitativamente los patrones de difracción observados experimentalmente.

Palabras clave: Ultrasonido inducido por láser, Metamateriales acústicos, Difracción acústica.

Introducción

La difracción es el fenómeno físico que ocurre cuando una onda que se propaga a través del espacio-tiempo, interactúa con alguna discontinuidad o defecto espacial, tales como bordes, rendijas, aperturas u otras estructuras similares, esto origina un cambio de dirección de la onda incidente permitiendo que la energía que transmite la onda se propague en la llamada *sombra geométrica*¹ de esta, es decir, la región del espacio en la que no debería de ser posible observar la onda en virtud del obstáculo. Una característica importante de estas para que ocurra la difracción es que sus dimensiones deben de ser comparables a la longitud de onda de la onda con la que interactúan. El fenómeno de la difracción fue observado y descrito por primera vez para las ondas electromagnéticas (luz visible) por F. M. Grimaldi en el siglo XVII, el nombre deriva del término en latín *diffringere* (dividir, separar, romper en pedazos), Grimaldi observó que cuando un haz de luz

¹ Este concepto aparece en la descripción de la propagación de las ondas a partir de rayos rectilíneos, es decir, la descripción geométrica, a partir de la cual cualquier punto que no pueda ser alcanzado por una línea recta desde la fuente debido a un obstáculo, se encuentra en la sombra geométrica.

pasaba cerca de los bordes de un objeto opaco, dicho haz se desviaba; este efecto no se puede ser explicado desde la perspectiva de la óptica geométrica, en la cual se parte de la suposición de que la luz se propaga de forma rectilínea como rayos, por lo que este la observación de este efecto fue una de las primeras evidencias experimentales de la naturaleza ondulatoria de la luz (Hetch, 2002); posteriormente este fenómeno fue estudiado y formalizado con mayor profundidad por T. Young y A. J. Fresnel. Más adelante el estudio de la difracción se extendió a otros tipos de ondas como las del tipo acústico; en el siglo XX, J. B. Keller formuló la *Teoría Geométrica de la Difracción*, para la cual se introducen los llamados *rayos difractados*, para explicar la transmisión de la energía de las ondas en la región de la sombra geométrica (Keller, 1962). La difracción ocurre, por tanto, en aquellos fenómenos que se propagan de forma ondulatoria, por ejemplo, en la radiación electromagnética o el sonido, desde la perspectiva clásica; también ocurre en el caso de partículas de tamaños atómicos o subatómicos como los son núcleos atómicos, neutrones o electrones, los cuales exhiben el comportamiento dual de onda-partícula típico y bien conocido del régimen cuántico.

La difracción tiene diversas aplicaciones tanto para la parte óptica como en la acústica, algunas de ellas son la espectroscopia con redes de difracción (Khan *et al.*, 2020), microscopia de difracción de rayos X (Epp, 2016), diseño de barreras acústicas (Kisch & Ewert, 2024), metamateriales acústicos difractivos (Gzal *et al.*, 2024), o aplicaciones de interés biomédico como la tomografía fotoacústica difractiva (Menozzi *et al.*, 2025).

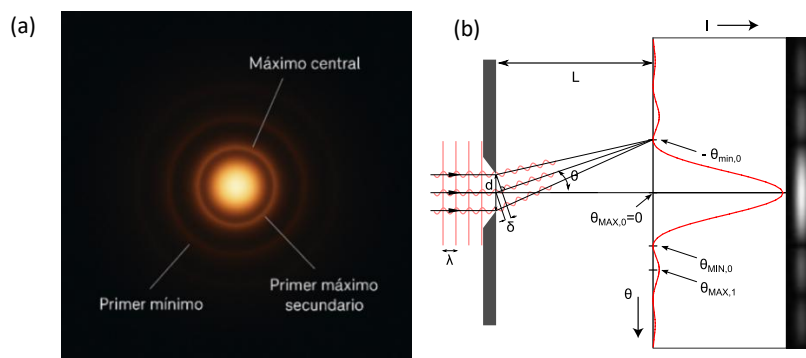


Figura 1. (a) Patrón de difracción óptica generado cuando una onda pasa a través de una rendija circular, este patrón presenta la característica estructura de anillos donde las zonas oscuras corresponden a la región donde existe un mínimo de la energía transportada por la onda debido a la difracción, mientras que las zonas iluminadas corresponden a un máximo de esta. Este patrón es llamado disco de Airy en honor a George Bidel Airy, quien fue el primero en describir matemáticamente este comportamiento. (b) Vista lateral del patrón de difracción generada por la rendija circular, donde se puede observar de manera más clara la existencia de máximos y mínimos.

Fuente: Imagen adaptada de: jkrieger Beugungsspalz fuer schlitzblende2.svg, CC BY-SA 3.0 <https://creativecommons.org/licenses/by-sa/3.0/>

En el contexto moderno la difracción es estudiada no desde la perspectiva geométrica, sino desde la llamada Teoría Física de la Difracción (PTD por sus siglas en inglés) desarrollada por P.Y. Ufimtsev, la cual considera la *superposición coherente* de ondas secundarias que se generan en las discontinuidades espaciales, particularmente en sus bordes, estas son llamadas *ondas de borde* y se propagan desde el contorno de la discontinuidad (Ufimtsev, 2014). Al ser coherentes (espacialmente) se dice que existe una correlación entre las fases y/o amplitudes de dos o más ondas en diferentes puntos del espacio-tiempo y facilita la predicción del comportamiento espaciotemporal de las propiedades de dichas ondas; la coherencia de un grupo de ondas es fundamental para la aparición de patrones de interferencia como los que ocurren en el fenómeno de la difracción (Derode & Fink, 1994), como, por ejemplo, el llamado disco de Airy (Figura 1). La PTD constituye una extensión que proporciona una descripción más rigurosa y precisa del campo difractado total, particularmente en regímenes de alta frecuencia, comparada con las aproximaciones clásicas como teoría de Kirchhoff o el principio de Huygens-Fresnel, esto al costo de una mayor complejidad matemática; en este trabajo consideraremos únicamente el uso de este último para explorar el campo de difracción acústico generado por el USIL en un metamaterial acústico.

Este trabajo está dividido de la forma como sigue, en la siguiente sección se describe el fenómeno conocido como efecto fotoacústico, el cual da origen al USIL, sus mecanismos y como puede ser modelado a partir de una ecuación de onda fotoacústica; posteriormente se discute la solución asintótica de dicha ecuación a partir de la condición de radiación de Sommerfeld y como esta lleva a una solución asintótica de dicha ecuación para un emisor acústico puntual. Asimismo, se explora la relación de esta condición con la descripción matemática de la difracción y como en conjunto con el principio de Fresnel-Huygens, la solución obtenida puede implementarse para llevar a cabo la descripción de la difracción acústica como la superposición de las presiones generadas por un conjunto de emisores puntuales. En la siguiente sección se da una breve descripción de los metamateriales, algunas de sus características, enfocándose en particular en los metamateriales acústicos. Se discute un metamaterial en concreto, un absorbedor de ultrasonido, el cual fue utilizado en esta investigación para estudiar la difracción producida por el USIL. En la sección de resultados se describe el montaje experimental considerado para producir la difracción, considerando que el USIL es generado por la iluminación por parte de un láser con un perfil temporal gaussiano, de una muestra de un material polímero; este fue seleccionado debido a las propiedades del USIL generado por este tipo de muestras. Con dicho montaje se llevó a cabo la adquisición de un conjunto de señales medidas al realizar un barrido lateral (también llamado B-Scan) en la dirección normal a la incidencia de las ondas del USIL, se encontró que estas señales efectivamente producen un patrón de difracción. Con el objetivo de llevar a cabo una comparación cualitativa de los resultados experimentales encontrados para la difracción, se construyó una simulación computacional basada en el modelo asintótico de los emisores acústicos puntuales, al considerar que se cumple el principio de Fresnel-Huygens. Esta simulación fue capaz de reproducir algunos aspectos de la señal experimental. Finalmente, en la sección de conclusiones y perspectivas se discuten los resultados encontrados en esta investigación, así como algunos aspectos que deben ser explorados más a fondo con el propósito de ser capaces de llevar a cabo una descripción que sea tanto cualitativa como cuantitativamente más cercana a los resultados observados para la difracción acústica producida por un metamaterial.

Ultrasonido Inducido por láser

El ultrasonido inducido por Láser (USIL), también conocido en la literatura como efecto fotoacústico pulsado (PA), es el fenómeno físico por el cual la transferencia de energía por unidad de área (fluencia) de un haz láser pulsado sobre una muestra de materia condensada, genera una respuesta transitoria de presión, liberando energía sin emitir radiación electromagnética (decaimiento no radiativo). Este transiente mecánico, tiene su origen en la conversión térmica ocurrida en la muestra absorbente, debido a iluminación proveniente del láser. Usualmente, esta respuesta aparece primero en la forma de un calentamiento local en la región donde la muestra es iluminada, seguido de la generación de esfuerzos mecánicos que se propagan como ondas acústicas, cuyas frecuencias emitidas se encuentran en el rango del ultrasonido (Escamilla-Herrera *et al.*, 2024). A partir de estudios previos, es sabido que las propiedades del USIL producido por los esfuerzos mecánicos en el material son fuertemente dependientes de las propiedades termo mecánicas del material, la duración del pulso láser, de la geometría de detección y de la propia respuesta temporal del transductor de ultrasonido. Considerando estos parámetros junto con las interfaces donde se producirá y detectará el USIL, es posible producir diferentes tipos de ondas acústicas, como ondas longitudinales y transversales, e inclusive ondas que se transmiten de forma superficial en los materiales, como las del tipo Rayleigh o del tipo Lamb (Xu & Wang, 2006).

En años recientes se ha visto un incremento en el estudio del USIL y de las técnicas para su generación, debido a las distintas aplicaciones que se han encontrado y desarrollado para este tipo de ondas en virtud de su alta resolución espacial, su penetración y la baja dispersión en materiales ópticamente difusos u opacos (Kothapalli *et al.*, 2012). Ejemplo de ello son la imagenología PA (Chaigne *et al.*, 2016; Jiang *et al.*, 2023; Zhang *et al.*, 2020; Zhu *et al.*, 2024; Xu & Wang, 2006), pruebas no destructivas y sin contacto para la detección de microfracturas o defectos subsuperficiales en metales (Rojas-Romero *et al.*, 2024); como método de monitoreo en terapia térmica para el tratamiento de cáncer; para este caso, debido a como el efecto PA permite el reconocimiento de los absorbedores ópticos en tejido biológico (Cox & Beard, 2009; Huang *et al.*, 2013).

Procediendo a la descripción física del modelo, en este trabajo solo se considerará el caso en el que el USIL es producido en el llamado régimen termoelástico, es decir, aquel en el que la energía térmica absorbida por el material no causa ningún daño o modificación permanente en el material, sino que únicamente produce una expansión y contracción (o rarefacción) generando ondas acústicas pulsadas. En este régimen se asume que el material obedece la ley de Hooke (elasticidad lineal). Los esfuerzos son proporcionales a las deformaciones, además, el flujo de calor es proporcional al gradiente de la temperatura, es decir, se obedece la ley de Fourier para la conducción del calor en el material dada por $q(\mathbf{r}, t) = -\kappa \nabla T(\mathbf{r}, t)$, con $q(\mathbf{r}, t)$ siendo el flujo de calor, $T(\mathbf{r}, t)$ el campo de temperaturas y κ es la conductividad térmica. Este fenómeno se modela a través de un sistema de ecuaciones diferenciales acopladas, las cuales describen el proceso de calentamiento del material por una fuente de energía electromagnética, la generación de un flujo del calor a partir del campo de temperaturas $T(\mathbf{r}, t)$ y su posterior conversión en ondas mecánicas estableciendo un campo de presiones $P(\mathbf{r}, t)$. El sistema de ecuaciones diferenciales está dado por (Escamilla-Herrera *et al.*, 2024):

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \chi \nabla^2\right) T(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\rho C_p} \left[H(\mathbf{r}, t) + T_0 \beta \frac{\partial}{\partial t} P(\mathbf{r}, t) \right]; \quad (1a)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2\right) P(\mathbf{r}, t) = \rho_0 \beta \frac{\partial^2}{\partial t^2} T(\mathbf{r}, t). \quad (1b)$$

En donde $\chi \equiv \kappa / \rho_0 C_p$ es la difusividad térmica, ρ_0 y T_0 son la densidad de masa y temperatura iniciales, respectivamente; C_p es la capacidad calorífica específica a presión constante y β es el coeficiente de expansión volumétrica. Es importante remarcar que en la ecuación (1a) la función $H(\mathbf{r}, t)$ denota la densidad de energía óptica absorbida por unidad de tiempo en la muestra. Esta función es usualmente llamada *función de calentamiento*, la cual contiene la información de cómo es absorbida la energía electromagnética del láser en la muestra y que usualmente se modela como $H(\mathbf{r}, t) = \mu(\mathbf{r}, t) I(\mathbf{r}, t)$, donde $\mu(\mathbf{r}, t)$ es el coeficiente de absorción óptico de la muestra considerada e $I(\mathbf{r}, t)$ es la tasa de fluencia del láser.

Si bien es posible resolver el sistema (1) de ecuaciones diferenciales acopladas (o modelos parecidos), al menos en una dimensión espacial más una dimensión temporal (Escamilla-Herrera *et al.*, 2024), es posible simplificar el análisis algebraico de dicho sistema, mediante la implementación de dos aproximaciones que son válidas para materiales con una absorción óptica baja o moderada. Si bien es cierto que en este trabajo se consideran materiales generadores del USIL que no cumplen de forma estricta con dicha condición, se puede asumir que estas aproximaciones siguen siendo válidas aún en estos casos (Ruiz-Veloz *et al.*, 2021), estas son comúnmente referidas como *condiciones de confinamiento térmico y confinamiento de estrés* (Cox & Beard, 2009).

Confinamiento de Estrés: La aproximación de confinamiento de estrés (CE) se construye bajo la suposición de que, durante el proceso de iluminación láser y el consecuente calentamiento de la muestra, el cambio fraccional del volumen² de la muestra es prácticamente despreciable respecto a su volumen total, lo anterior implica que el volumen de la muestra permanece constante durante todo el proceso anteriormente descrito; esto puede ser descrito a partir de relaciones termodinámicas como (Wang & Wu, 2007):

$$\frac{\Delta V(\mathbf{r}, t)}{V_0} = \beta T(\mathbf{r}, t) - \kappa_T P(\mathbf{r}, t) \approx 0; \quad (2)$$

en donde κ_T es la compresibilidad isotérmica; esta relación implica entonces que,

$$T(\mathbf{r}, t) \approx \left(\frac{\kappa_T}{\beta}\right) P(\mathbf{r}, t).$$

² Es decir, la expansión volumétrica de la muestra.

Esta relación permite entonces desacoplar la ecuación (1a) de la presión.

Confinamiento Térmico: Por otra parte, la aproximación de confinamiento térmico (CT) se construye bajo la suposición de que el tiempo de relajación térmica³ τ_{th} es mucho mayor que el tiempo de iluminación de la muestra, es decir, la duración del tiempo del pulso láser τ_p ; entonces $\tau_{th} \gg \tau_p$; lo anterior implica que la difusión del calor en la muestra es para fines prácticos, nula de acuerdo con la ley de Fourier. Por lo tanto, se cumple que,

$$\nabla^2 T(\mathbf{r}, t) = \nabla \cdot (\nabla T(\mathbf{r}, t)) \approx 0.$$

Por lo tanto, si se asume que ambas aproximaciones CE y CT se cumplen, la ecuación (1a) se reduce a:

$$\frac{\partial}{\partial t} T(\mathbf{r}, t) \approx \left(1 - \frac{\beta^2 T_0}{\rho_0 C_P \kappa_T}\right)^{-1} \frac{H(\mathbf{r}, t)}{\rho_0 C_P}; \quad (3)$$

la relación (3) puede ser entonces sustituida en la Ec. (1b) para obtener la llamada *ecuación de onda PA*, la cual representa la piedra angular del estudio del USIL. Esta ecuación puede ser escrita como:

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2\right) P(\mathbf{r}, t) \approx \frac{\beta}{C_P} \left(1 - \frac{\beta^2 T_0}{\rho_0 C_P \kappa_T}\right)^{-1} \frac{\partial}{\partial t} H(\mathbf{r}, t). \quad (4)$$

Sin embargo, a pesar de que la Ec. (4) es fundamental en el estudio del USIL, el uso de las aproximaciones CE y CT debe de hacerse con precaución (Escamilla-Herrera *et al.*, 2024), ya que predicen la existencia de fenómenos físicos que no han sido considerados en la construcción del modelo fotoacústico dado por las ecuaciones (1a) y (1b). Por ejemplo, bajo la aproximación CT, la difusión del calor se convierte en un fenómeno estacionario para el caso de materiales con una absorción óptica baja o moderada, estas aproximaciones implican que un material altamente absorbente no debería producir USIL, cuando en realidad se suele observar lo opuesto en el experimento (Ruiz-Veloz *et al.*, 2021). Además, el modelo PA presentado no es adecuado para describir el efecto PA en escalas mesoscópicas (Zhang, 2020). A pesar de estas limitaciones, este modelo ha sido exitosamente aplicado para metales (Sethuraman *et al.*, 2007; Su *et al.*, 2010). Por lo tanto, el modelado de la generación del USIL tiene aún muchos aspectos por entenderse, explorar y mejorar.

En este trabajo se utilizó la solución asintótica del modelo PA simplificado dado por la Ec. (4), resuelto en el espacio libre⁴ bajo la llamada condición de radiación de Sommerfeld, esto se discute en la siguiente subsección. Es importante mencionar que una de las características principales del USIL es que en el campo de presión generado tienen cierto grado de coherencia espacial y, esto se justifica por la instantaneidad de la iluminación láser comparada contra el tiempo de emisión y generación de la onda PA (Alba-Rosales *et al.*, 2018). Por tratarse de una fuente coherente de ondas acústicas, el USIL debería generar patrones de difracción más definidos que otras fuentes con menor coherencia. Sin embargo, no se debe de ignorar que la coherencia de estas ondas es afectada por la difusión térmica y la absorción óptica de la muestra; lo que puede producir atenuación o distorsiones en el campo de presión generado por el USIL (Escamilla-Herrera *et al.*, 2024).

³ El tiempo de relajación térmica es el tiempo característico que le toma a una región del material en disipar el calor y alcanzar el equilibrio térmico con sus alrededores, este puede ser estimado a partir de la relación $\tau_{th} = L^2/\chi$.

⁴ El espacio libre es una aproximación idealizada del espacio-tiempo que no contiene materia, obstáculos y en el que no hay ninguna fuente externa que afecte el comportamiento de los campos bajo estudio.

Condición de radiación de Sommerfeld, difracción escalar y fuente puntual de USIL

La condición de radiación de Sommerfeld prescribe el comportamiento asintótico de las soluciones de problemas de valores en la frontera para ciertas clases de ecuaciones diferenciales parciales con el fin de garantizar la unicidad de la solución (Schot, 1992); Parafraseando y en términos prácticos que interesan a esta investigación: Ecuaciones diferenciales parciales como la Ec. (4), que describe la propagación de ondas PA, necesitan de información adicional para ser resueltas de forma única, es decir, las correspondientes condiciones iniciales más las de frontera o contorno. Cuando no se cuenta con esta información, no es posible encontrar soluciones analíticas ni con sentido físico. Para el caso de la ecuación de onda PA, al ser de segundo grado, se esperan dos soluciones matemáticas que sean linealmente independientes: La primera corresponde a ondas propagándose desde un punto hacia el infinito, mientras que la segunda solución corresponde al caso opuesto, ondas que provienen desde el infinito y convergen a la fuente. El comportamiento físico prescrito para cualquier emisor de ondas es que la energía radiante y momento que portan se propague desde la fuente a los alrededores; muy lejos de la fuente, debe tender a cero. Esto implica que la segunda solución no es viable en la realidad observada y debe omitirse en la descripción del fenómeno; es decir, la física proporciona las restricciones que las matemáticas luego formalizan, en lugar de que las matemáticas ofrezcan una respuesta física única.

Un fenómeno relacionado precisamente con la condición de radiación de Sommerfeld es la descripción matemática de la difracción: Implica a una onda escalar plana $u(\mathbf{r})$ (electromagnética o mecánica) que se propaga libremente hacia un obstáculo o borde descrito por la frontera $S(\mathbf{x}_0)$ donde $\mathbf{x}_0$ es el dominio se encuentra definido. Un obstáculo opaco a la onda implica que el campo o su derivada deben valer cero en la frontera⁵, esto se puede plantear formalmente como:

$$\nabla^2 u(\mathbf{r}) + k^2 u(\mathbf{r}) = s(\mathbf{r}). \quad (5a)$$

$$u(\mathbf{r})|_{r=x_0} = 0; \quad \text{ó} \quad \left. \frac{\partial \varphi u(\mathbf{r})}{\partial n} \right|_{r=x_0} = 0. \quad (5b, 5c)$$

Donde $s(\mathbf{r})$ es un término general no homogéneo que describe a la fuente emisora. Es posible construir una solución general que considera una condición de frontera arbitraria, para esto se utiliza la segunda identidad de Green para campos escalares arbitrarios φ y ψ :

$$\nabla^2 \int_V (\varphi \nabla^2 \psi - \psi \nabla^2 \varphi) dV = \oint_S \left(\varphi \frac{\partial \psi}{\partial n} - \psi \frac{\partial \varphi}{\partial n} \right) dS. \quad (6)$$

Esta última expresión es una herramienta generalizada para relacionar las propiedades de campo en un volumen V dado con su superficie S que los contienen. Con esto en mente, es posible escoger a φ , como la función de Green de la ecuación⁶ (5) y ψ , como la presión en el punto de interés, posterior al obstáculo:

$$\varphi = G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \frac{1}{4\pi} \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}; \quad (7a)$$

⁵ Esta la conocida formulación de Kirchhoff de la difracción escalar en donde considera las dos condiciones al mismo tiempo. Si bien esta formulación reproduce muchas de las características experimentales, es inexacto en el campo cercano y matemáticamente inconsistente.

⁶ Para obtener esta expresión se debe resolver la inversión $(\nabla^2 + k^2)G(\mathbf{r} - \mathbf{r}') = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ para la función de Green $G(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ y la delta de Dirac $\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')$ que representa un emisor puntual. Es en este proceso donde se aplica la condición de radiación de Sommerfeld, al solo considerar la propagación de la onda divergente e ignorando el de la convergente.

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - c^2 \nabla^2\right) P(\mathbf{r}, t) = \rho_0 \beta \frac{\partial^2}{\partial t^2} T(\mathbf{r}, t). \quad (7b)$$

Sustituyendo las funciones (7a) y (7b) en la expresión (6), se puede resolver para la presión $P(\mathbf{r})$ En el punto de sensado $\mathbf{r}$. Haciendo los correspondientes desarrollos se llega a:

$$P(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \int_V \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} s(\mathbf{r}') dV + \frac{1}{4\pi} \oint_{S(x_0)} \left(\frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \frac{\partial P(\mathbf{r}')}{\partial n} - P(\mathbf{r}') \frac{\partial}{\partial n} \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \right) dS. \quad (8)$$

El primer término corresponde a la propagación libre la fuente en el espacio, mientras que el segundo término contiene explícitamente a las condiciones de frontera a considerarse en las ecuaciones (5b) o (5c). A estos casos se les conoce respectivamente como primer y segunda formulación de Sommerfeld. La primera formulación describe una barrera perfectamente reflejante o rígida, mientras que la segunda corresponde a una barrera perfectamente absorbente o deformable. Cabe destacar que se debe a Sommerfeld la formalización matemática de la difracción escalar.

Ahora, aplicando estos conceptos en la ecuación PA dada por la Ec. (4), se puede optar por utilizar la solución asintótica 3D en campo lejano para un perfil térmico temporal gaussiano⁷ de duración media τ , correspondiendo a (Alba-Rosales et al., 2018):

$$P(\mathbf{r}, t) = -P_0 \frac{(ct - |\mathbf{r}-\mathbf{r}'|)}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \exp \left[- \left(\frac{ct - |\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}{\tau_0/2} \right)^2 \right]. \quad (9)$$

Donde P_0 es un factor de normalización que incluye algunos parámetros físicos relevantes, y $\tau = 2r_0/c$. Es pertinente mencionar que la intención de escribir al pulso PA en términos de una distancia r_0 es interpretar un tamaño térmico del emisor puntual ubicado en $\mathbf{r}'$. Este tamaño térmico define la frecuencia pico del emisor PA puntual, así como su ancho de banda. Es precisamente la intención de este manuscrito mostrar y explicar cómo pueden utilizarse superposiciones de estos emisores puntuales PA, análogamente a como se describe la difracción mediante el principio de superposición de Fresnel-Huygens, descrito y discutido en el siguiente apartado.

Principio de Fresnel-Huygens

En 1678, Christian Huygens propuso que cada punto de un frente de ondas puede considerarse un emisor de ondas secundarias que se propagan esféricamente, con la misma velocidad de propagación y frecuencia del frente de onda original. Estas ondas secundarias interfieren constructivamente en la dirección de propagación original, mientras que lo hace de forma destructiva en el resto de las direcciones. Huygens proporciona una explicación cualitativa de la propagación de ondas lineales y esféricas; con esta, deriva las leyes de reflexión y refracción usando este principio, sin embargo, no pudo explicar las desviaciones de la propagación rectilínea que ocurren cuando la onda (electromagnética o mecánica) encuentra bordes, aberturas o pantallas, es decir, los efectos de difracción. Esto fue eventualmente explicado por Miller, empleando una fuente dipolar en lugar de un monopolo, como hizo Huygens (Miller, 1991). En 1818, Fresnel demostró que el principio de Huygens, junto con su propio principio de interferencia, podía explicar tanto la propagación rectilínea de la luz como los efectos de difracción. Aunque Huygens y Fresnel estudiaron estos fenómenos con las ondas electromagnéticas, el principio es válido para otro tipo de ondas como son las ondas de presión, aunque para este caso los fenómenos no han sido tan estudiados como son en el caso de la luz.

⁷La ecuación (9) en términos del tiempo τ corresponde al modelo de una partícula puntual iluminada por un láser pulsado de perfil gaussiano. De este proceso de absorción de radiación se hereda el perfil térmico Gaussiano referido, el cual se correlaciona con la frecuencia del emisor de tamaño r_0 .

Este principio es utilizado en el código para simular la difracción, a través de la ecuación (9). La presión simulada estará dada por:

$$P_{\text{sim}}(\mathbf{r}, t) = \sum_{i=1}^n P(\mathbf{s} - \mathbf{r}_i, t) . \quad (10)$$

En donde se superponen n emisores individuales PA $P(\mathbf{s} - \mathbf{r}_i, t)$ en la coordenada $\mathbf{r}_i$, y detectado en la posición $\mathbf{s}$ correspondiente a un sensor puntual ideal.

Metamateriales y metamateriales acústicos

Los metamateriales (MM) son materiales compuestos artificiales diseñados *exprofeso* para exhibir propiedades físicas que no se encuentran en los materiales encontrados en la naturaleza (de ahí el nombre, *más allá de los materiales*). A diferencia de los materiales convencionales, cuyas propiedades dependen de su estructura atómica o de su composición química, los metamateriales obtienen sus características únicas de su estructura interna periódica o geométrica (Zhou *et al.*, 2012). Este tipo de materiales tiene, por lo tanto, alteraciones espaciales en sus condiciones de frontera o las fases de sus elementos constitutivos o en su geometría (Valipour *et al.*, 2021).

Los primeros trabajos teóricos que dieron origen al concepto de metamaterial se enfocaron en estudiar la manipulación de los campos electromagnéticos en diferentes materiales, y fueron presentados en la década de 1960 (Lipkin, 1964; Veselago, 1968), con poca trascendencia, más allá del ámbito académico, dada la imposibilidad tecnológica de desarrollar este tipo de materiales en esa época. El concepto moderno de metamaterial surgió a finales de la década de 1990, debido al alto interés existente en las posibles aplicaciones tecnológicas de estos materiales compuestos. Actualmente los metamateriales son ampliamente utilizados para la modificación y sintonización de las propiedades elásticas (mecánicas), acústicas o electromagnéticas de la materia (Padilla & Averitt, 2022). La capacidad de manipular estas propiedades ha abierto nuevas posibilidades en campos como la óptica, ciencia de materiales y la acústica.

En el caso concreto de este trabajo, estamos interesados en los metamateriales acústicos (MMA), los cuales son una clase de metamateriales diseñados específicamente para controlar, dirigir y manipular la propagación de ondas sonoras. Estos materiales pueden presentar propiedades como densidad negativa, módulo de elasticidad negativo o masa anisotrópica, lo que permite fenómenos como la inversión del índice de refracción o la creación de bandas prohibidas de frecuencia (Valipour *et al.*, 2021). Los MMA han demostrado ser útiles en una amplia gama de aplicaciones, desde la reducción de ruido y vibraciones hasta el diseño de sensores ultrasónicos de alta resolución (Zhu *et al.*, 2016), entre otros avances importantes como el desarrollo de metamateriales *inteligentes*, es decir, que tienen la capacidad para adaptarse dinámicamente al entorno o a estímulos externos (Hu *et al.*, 2018).

En esta investigación se consideró el uso de un metamaterial acústico particular para la observación de la difracción de las ondas acústicas producidas por el USIL; este metamaterial es conocido como *Absorbedor de Estructura Piramidal* (AEP). Consiste en un arreglo periódico estructuras piramidales tetragonales y que tiene por objetivo manipular las reflexiones o ecos del ultrasonido en fluidos (Iqbal *et al.*, 2013); esto ocurre ya que el AEP absorbe estas ondas en rangos específicos de frecuencia dependiendo de las dimensiones con las que son construidas las estructuras piramidales (Acquaticci *et al.*, 2017); lo anterior hace posible filtrar (absorber) una parte considerable del contenido frecuencial del USIL y puede ser utilizado en diversas aplicaciones en donde sea de interés tener un entorno no reflectivo. Un esquema del funcionamiento del AEP es presentado en la Fig. 2.a, en donde se puede observar que el campo de presión que se transmite en un rango de direccionalidad cercano al caso de incidencia normal se atenúa al llegar a una de las estructuras del absorbedor, ya que la dirección de propagación de las ondas reflejadas es hacia las paredes de otra de las estructuras circundantes, en lugar de hacia la fuente; este proceso se repite hasta llegar a la base de las pirámides, en donde la amplitud del campo se reduce de forma notoria, de manera que la reflexión es muy marginal (Acquaticci *et al.*, 2017).

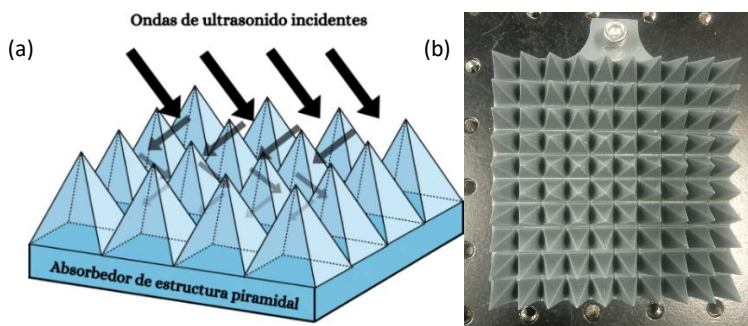


Figura 2. (a) Esquema del funcionamiento del AEP, la onda de ultrasonido incidente es parcialmente transmitida hacia la estructura piramidal, donde es atenuada al ser absorbida; ello ocurre ya que, para un cierto rango de direccionalidad cercano a la incidencia normal, las componentes reflejadas del campo de presiones se propagan hacia la siguiente superficie, repitiendo el proceso, disminuyendo la amplitud de las ondas reflejadas. (b) Fotografía del AEP utilizado en las mediciones experimentales, impreso en 3D, con una separación entre los picos de las estructuras de 4.4 mm.

Lo anterior también tiene una consecuencia importante respecto a la difracción; ya que el AEP está optimizado por sus características geométricas para un rango del espectro de frecuencias específico, permitiendo la transmisión de las frecuencias que no están en este. Asimismo, ya que las ondas se van propagando entre las paredes de las estructuras piramidales, todas convergen en la base de las estructuras piramidales; lo que maximiza la posibilidad de que estas ondas interfieran entre sí, produciendo la difracción. Por lo tanto, en este tipo de MM, deben de aparecer patrones de difracción de aquellas ondas acústicas cuya frecuencia permite su paso a través del AEP.

En la siguiente sección se explora el desarrollo experimental utilizado para producir dicho patrón de difracción en el AEP de construcción propia (ver Fig. 2.b), utilizando como material generador del USIL una muestra de Polidimetilsiloxano (PDMS), el cual produce ultrasonido en frecuencias que pueden atravesar el AEP. Adicionalmente, se exploran las consideraciones necesarias para reproducir cualitativamente los patrones de difracción obtenidos experimentalmente a partir del modelo presentado en las Ecs. (9) y (10) a través de una simulación computacional, en la que se consideran suficientes emisores puntuales como generadores del USIL, capaces de reproducir la estructura observada en el caso experimental.

Resultados

Metodología experimental

En la Fig. 3 se presenta un diagrama detallado del montaje experimental que se utilizó para generar el patrón de difracción PA. El experimento se divide en fases. La primera corresponde a la generación del USIL a partir de un generador de PDMS 15:1 dopado con 0.5 ml de Tinta India, mientras que la segunda corresponde al paso del ultrasonido emitido por el AEP, el cual actúa como elemento difractor de las ondas incidentes, que posteriormente es detectado en el transductor de ultrasonido, esta señal es entonces adquirida por un osciloscopio. En la primera fase del experimento, se generan pulsos de 10 ns de duración a una frecuencia de repetición de 10 Hz, correspondientes al segundo armónico (532 nm) de un láser Nd:YAG (Brilliant, Quantel) ①; este hace incidir en un divisor de haz de razón 95/5 ③ para iluminar el fotodiodo ②, que se utiliza para sincronizar (trigger) las medidas obtenidas con el osciloscopio ⑨ con los pulsos emitidos por el láser. El mayor porcentaje de iluminación pasa a un iris mecánico ④, con el objetivo de eliminar las imperfecciones de los bordes que delimitan el spot laser y lograr obtener un diámetro de alrededor de 6 mm. Enseguida, los pulsos entran a un contenedor con agua que contiene la lámina de PDMS ⑤ sumergida⁸, dando lugar a la generación del USIL debido a la irradiación de la muestra.

⁸ Para lograr que la onda generada en el PDMS llegue al AEP, se propaguen en este y finalmente alcancen el sensor es necesario un medio de acoplamiento acústico. En este caso el agua cumple con dicha función.

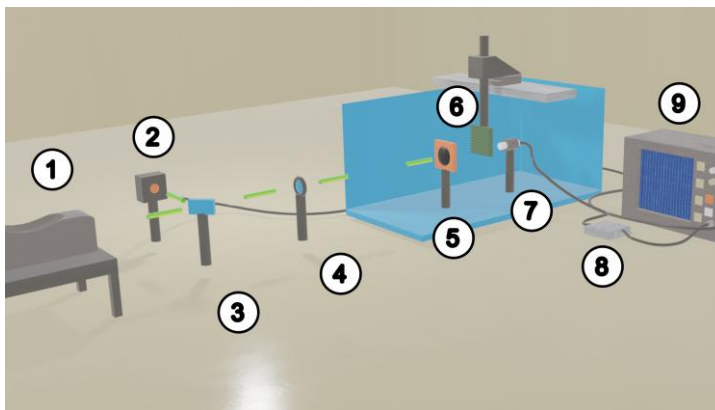


Figura 3. Montaje experimental considerado para la construcción de los patrones de difracción acústica producida por un metamaterial acústico al interactuar con el campo de presiones generado por el USIL. ① Un láser Nd:YAG (Brilliant) de 532 nm es utilizado como fuente para la generación del USIL. ② es un fotodiodo, usado para sincronizar (trigger) las señales del sensor y el láser. ③ es un divisor 95/5 utilizado para iluminar el trigger. En ④ un iris mecánico se implementa para eliminar los bordes irregulares en el haz. ⑤ representa la muestra usada como generador acústico, en este caso una lámina de PDMS. ⑥ representa el MM acústico o AEP, el cual es desplazado lateralmente (B-scan). ⑦ es el sensor ultrasónico, ⑧ un amplificador de señales y, finalmente, ⑨ es el osciloscopio utilizado para la adquisición de las señales.

En la segunda fase del experimento, el ultrasonido se propaga desde la fuente emisora hasta encontrarse con el MM acústico (AEP) ⑥, el cual absorberá casi por completo el USIL que incide directamente sobre las puntas de cada pirámide, mientras que permitirá el paso de algunas frecuencias filtradas entre las uniones de sus bases. El ultrasonido transmitido es medido por un sensor ultrasónico ⑦ (OMMC, 52-02), alineado previamente con el spot láser para optimizar la adquisición, posteriormente, la señal obtenida es amplificada ⑧ y adquirida por medio de un osciloscopio ⑨. Para medir y visualizar el patrón de ultrasonido difractado por el MM acústico, se adquiere la señal en el punto donde se encuentra el sensor, enseguida se hace un desplazamiento lateral de 0.3175 mm sobre el AEP empleando una montura milimétrica. Una vez hecho el desplazamiento, se adquiere la señal PA del nuevo punto, hasta completar 21 mm de recorrido. Una vez adquiridas todas las señales, son procesadas para visualizar el campo de presiones medido en el sensor.

Resultados experimentales

Con las señales PA procesadas, se llevó a cabo un análisis de estas, construyendo las imágenes presentadas en la Fig. 4; en Fig. 4(a) se puede ver la reconstrucción de la imagen en 2D del recorrido lateral completo, conocido como B-Scan, en el cual se pueden observar los patrones de difracción del USIL que aparecen como una serie de 5 picos que corresponden a las regiones del AEP donde no existen estructuras piramidales, es precisamente en estas regiones donde se producen los patrones de interferencia, que además están rodeados de mínimos, correspondientes a las ubicaciones de las estructuras piramidales en el AEP. En las Fig. 4(b) y 4(c) estas pueden observarse más claramente estos patrones en la reconstrucción 3D y en la vista frontal de esta, respectivamente. Es importante notar las colas superpuestas de las señales PA que aparecen en Fig. 4(a) y que se van desplazando conforme estas señales se van avanzando en el tiempo.

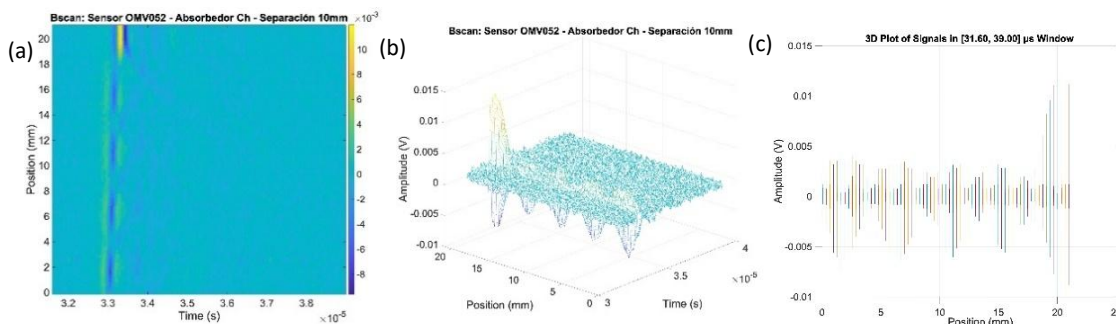


Figura 4. Resumen de los resultados experimentales obtenidos con el montaje considerado. En (a) se presenta la imagen construida al realizar la adquisición lateral de las señales para formar el B-Scan, en el cual se puede apreciar los patrones de difracción generados por el USIL tras atravesar el AEP, estos aparecen como una serie picos, rodeados de mínimos (color azul oscuro) en los lugares correspondientes a las posiciones de las estructuras piramidales en el AEP; este patrón es aún más notorio en (b) donde se puede observar la reconstrucción 3D; la localización de este patrón puede observarse claramente en (c) donde se muestra una vista frontal de esta imagen, mostrando los mínimos del patrón de difracción.

Simulación computacional de la difracción producida por un metamaterial

La siguiente etapa consistió en el desarrollo en Python de una simulación computacional del experimento realizado. Para esto, se propusieron diferentes distribuciones espaciales formadas por conjuntos de emisores puntuales que generan las ondas PA, con el objetivo de verificar cuál de ellas reproduce mejor el comportamiento de la difracción observado experimentalmente. Se llevaron a cabo diversas pruebas con diferentes tipos de distribuciones. Se consideraron cuatro tipos de distribuciones diferentes: Una distribución radial, una distribución de densidad angular constante, una distribución cilíndrica y una distribución gaussiana aleatoria; a continuación, se describe cada una de ellas detalladamente.

La distribución radial presentada en Fig. 5(a), se generó al considerar los rayos que pasan por el centro de una circunferencia, y que se distribuyen uniformemente de forma angular. Al construirse de esta forma, la densidad de emisores no es constante en toda la distribución, ya que los rayos se alejan entre sí, por lo que la cantidad de emisores disminuye conforme la distancia respecto al centro aumenta, con una mayor cantidad de estos localizados en la parte central de la distribución. La segunda distribución analizada fue la de una circunferencia con emisores construidos considerando una densidad angular constante, presentada en Fig. 5(b), se construye a partir de una partición angular proporcional a la distancia radial respecto al centro de la circunferencia, que permite asegurar que la densidad de emisores se mantenga constante en cada circunferencia, que equivale efectivamente a una distribución de anillos concéntricos, en donde el número de emisores incrementa proporcionalmente conforme se aleja del centro de esta. La tercera distribución, presentada en la Fig. 5(c), se deriva de la anterior, ya que se apilan varias de estas hasta llegar a una distribución de forma cilíndrica. Por último, la distribución, presentada en Fig. 5(d), fue construida para reproducir la oblicuidad de los emisores (lo que implica que no están uniformemente distribuidos); por lo que se generaron las posiciones de los emisores de forma aleatoria siguiendo una distribución gaussiana centrada en el origen, por lo que para una distancia de 3σ se encontrará un 99.73% de los emisores.

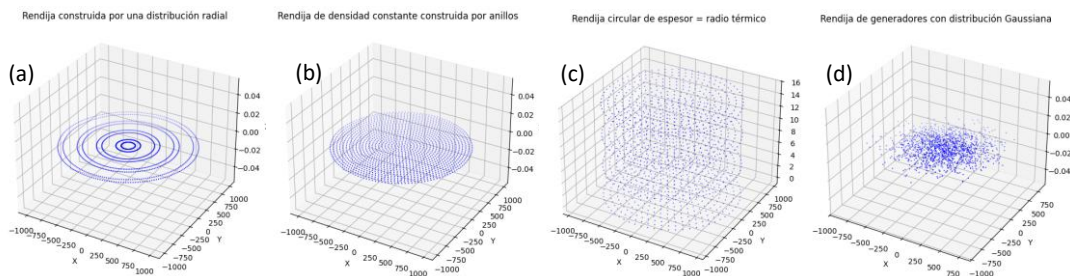


Figura 5. Diferentes distribuciones de partículas actuando como emisoras de ondas de USIL. En (a) se presenta la distribución construida radialmente; en (b) se tiene la distribución construida con una densidad de emisores constante a partir de la longitud de arco; (c) presenta una distribución 3D que parte de la anterior apilando varios planos iguales. Por último, (d) presenta una distribución generada aleatoria de emisores siguiendo una distribución gaussiana, esto para representar de una forma más realista la oblicuidad de los emisores acústicos.

Se llevó a cabo un análisis de las señales PA generadas por cada una de estas distribuciones. Al considerar el principio de Huygens-Fresnel, se asume que cada emisor se comporta como una fuente secundaria que se propaga en todas direcciones y la superposición determina la forma del nuevo frente de ondas difractado. Esto se logra al considerar que cada emisor de la distribución genera una presión dada por la Ec. (10) en un *sensor puntual ideal S*, localizado a 5 mm sobre el centro de las distribuciones; este análisis es presentado en la Fig. 6, en donde la Fig. 6(a) muestra las diferentes distribuciones superpuestas y al sensor puntual. En Fig. 6(b) se muestra la señal generada por 1000 emisores para cada una de las distribuciones; a partir de lo cual, se pudo determinar que el caso más representativo de los resultados experimentales corresponde a la señal normalizada generada por una distribución gaussiana, por lo cual se utilizó esta distribución como la generadora del patrón de difracción en el metamaterial.

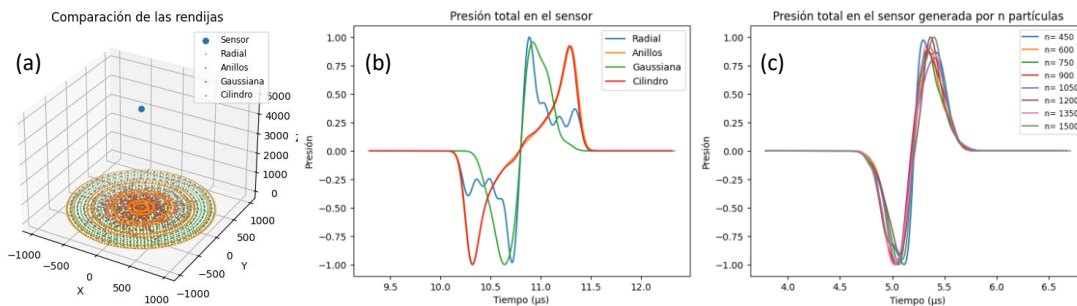


Figura 6. Comparación del campo de presiones generado por las distribuciones numéricas para emisores puntuales. (a) Gráfica de las distribuciones junto al sensor puntual; en (b) se presenta la comparación de la señal acústica (normalizada) generada por cada una de las distintas distribuciones considerando 1000 emisores por cada una de ellas. La figura (c) presenta la comparación de la presión generada por distintas cantidades de puntos en la distribución gaussiana.

Dentro de las pruebas llevas a cabo, se determinó el número mínimo necesario de emisores requeridos para generar un patrón similar al experimental, mostrado en la Fig. 6©, para la cual se consideración desde 450 hasta 1500 emisores, observando que existe una buena correspondencia entre la señal experimental y la simulación al considerar por encima de los 1350 emisores acústicos. Por lo tanto, tal que se decidió trabajar las simulaciones considerando la distribución gaussiana con un número de emisores de 1500. Para determinar el tamaño térmico adecuado para los emisores acústicos en la simulación, fue necesario estudiar el espectro frecuencial de una señal de USIL generada utilizando la muestra de PMDS; este análisis se muestra en la Fig. 7, en donde en Fig 7(a) se puede observar la señal PA experimental en el espacio del tiempo que el polímero genera, medida utilizando el mismo sensor empleado en los experimentos de difracción; para estudiar el contenido frecuencial de la misma, se llevó a cabo una transformada rápida de Fourier (FFT) a estos datos, cuyo resultado se muestra en la Fig. 7(b) en escala logarítmica para facilitar la localización de la frecuencia central de las señales de USIL generadas por el PMDS. Este análisis se repitió con varias señales, hallando que estas tienen un máximo que cercano a 3 MHz; el cual este valor fue considerado como la frecuencia central para el generador de PDMS.

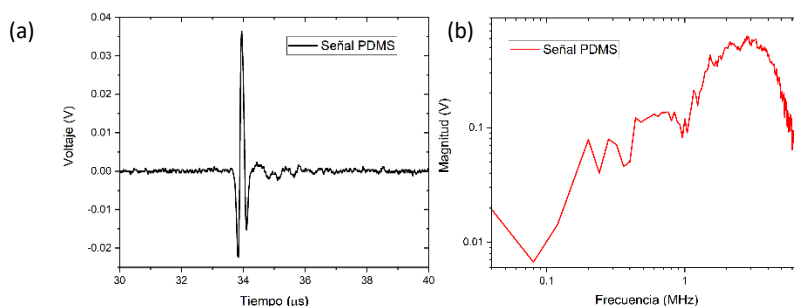


Figura 7. Análisis de la señal fotoacústica experimental generada por un trozo de PDMS. En (a) se muestra la señal en el dominio del tiempo; en (b) se muestra la misma señal en el espacio frecuencial en escala logarítmica obtenida a partir de una transformada rápida de Fourier, en esta escala es posible notar que la señal del PDMS tiene un máximo en la región de 1 a 10MHz, la cual consideramos como la frecuencia característica.

Con esta información se estudió el tamaño térmico adecuado para las simulaciones y obtener un contenido espectral que modele el USIL observado experimentalmente, ya que es conocido que el tamaño térmico r_0 es un parámetro importante para determinar el contenido frecuencial de las presiones dadas por Ec. (9) (Alba-Rosales et al., 2018). Esto se consiguió al calcular la presión generada en un sensor puntual por un único emisor localizado a 15 mm, y estudiando el espectro de frecuencias generado al considerar diferentes valores de r_0 desde los 10 hasta los 250 μm ; los resultados de este análisis son presentados en la Fig. 8. En Fig. 8(a) se presenta el ancho temporal (tiempo entre el pico mínimo y el máximo) de las presiones simuladas para diferentes valores de r_0 , conforme este valor aumenta, el ancho de la señal se incrementa; en Fig. 8(b) el espectro frecuencial de las señales simuladas es obtenido a partir de aplicar la FFT, esto para encontrar la frecuencia central, de manera análoga al caso experimental. Por último, en Fig. 8(c) se muestra la comparación entre el ancho temporal de la señal y el valor central de la frecuencia para los diferentes valores de r_0 considerados, extrapolando los resultados encontrados entre ambos parámetros, se encontró que el valor de la frecuencia central que corresponde al PDMS ocurre para un tamaño térmico de 250 μm , el cual es entonces el valor utilizado en las simulaciones realizadas. En la Tabla 1 se muestran los valores correspondientes tanto del ancho del pulso como de la frecuencia central, para diferentes tamaños térmicos.

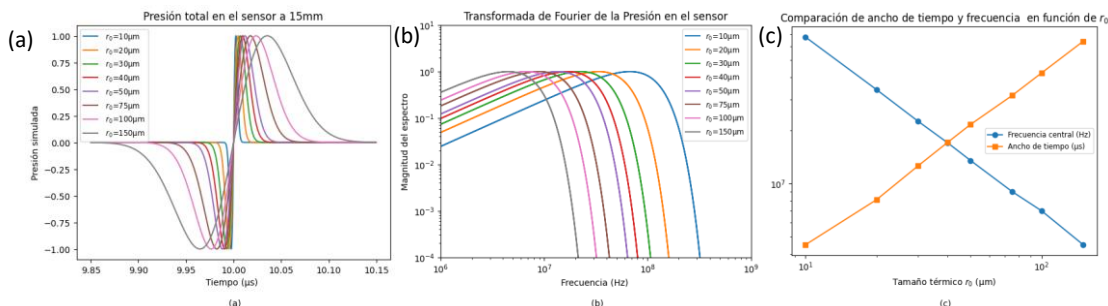


Figura 8. Análisis de los resultados de la simulación de emisores acústicos individuales con diferentes tamaños térmicos. (a) Señal fotoacústica en el dominio del tiempo para encontrar el ancho temporal de la señal generada por un solo emisor; en (b) se presenta la señal de presión en el dominio de la frecuencia para encontrar el valor central correspondiente para cada uno de los valores de r_0 en escala logarítmica; en (c) se presenta la comparación del ancho temporal entre picos y frecuencia central en función del tamaño térmico, el cruce de ambas líneas se da alrededor de $r_0 = 250 \mu\text{m}$.

A partir de la determinación de estos parámetros físicos relacionados con las mediciones experimentales realizadas, como ya fue mencionado, se construyó una simulación en Python considerando cinco distribuciones gaussianas con un total de 1500 emisores, presentada en la Fig. 9(a), cada una de ellas separadas a 4.4mm de distancia entre sus centros. Se coloca el sensor puntual a una distancia en el eje z de 5.075 mm (campo lejano) respecto al centro del plano donde se colocan las distribuciones. Para reproducir el experimento se fue moviendo la posición del sensor a lo largo de uno de los ejes, modelando el movimiento traslacional que se llevó a cabo experimental; esto se llevó a cabo trasladando el sensor en pasos laterales de 0.3175 mm cada vez, desde -13 mm hasta 13 mm. Para cada paso, se recalculan las distancias a los emisores, y a partir de esas distancias determina el rango de tiempos en el que se espera recibir señales, asignando una presión al paso temporal de 0.5 ns, correspondiente a la resolución del osciloscopio utilizado para la adquisición de las señales experimentales.

Tabla 1. Comparación del ancho temporal y la frecuencia central en función del tamaño térmico, para el campo de presiones generado por el modelo asintótico dado por la Ec. (4), sobre un sensor puntual localizado a una distancia de 15 mm del emisor.

Tamaño térmico (μm)	Ancho de tiempo (μs)	Frecuencia central (MHz)
10	0.005	67.5
50	0.024	13.5
100	0.047	7
150	0.071	4.5
250	0.118	2.5

Se evalúa entonces la presión acústica total en función del tiempo, y se aplica un umbral de sensibilidad para eliminar valores pequeños. El resultado de presión para cada sensor se guarda como columna. Finalmente, todas las columnas de presión se combinan en una matriz donde cada fila representa un instante de tiempo y cada columna un sensor, y se agrega la columna del tiempo para obtener la matriz final que se procesó para obtener una imagen 2D del B-Scan. Esto es presentado en la Fig. 9(b), se puede observar que, si bien se reproduce el comportamiento de las colas de las señales experimentales, no se observan los patrones de difracción generados que aparecen experimentalmente en las regiones planas del AEP; esto también es observado en la reconstrucción 3D, presentada en Fig. 9(c) y en la vista frontal presentada en Fig. 9(d); que reproducen solo parte de la información que pudo capturarse en el desarrollo del experimento.

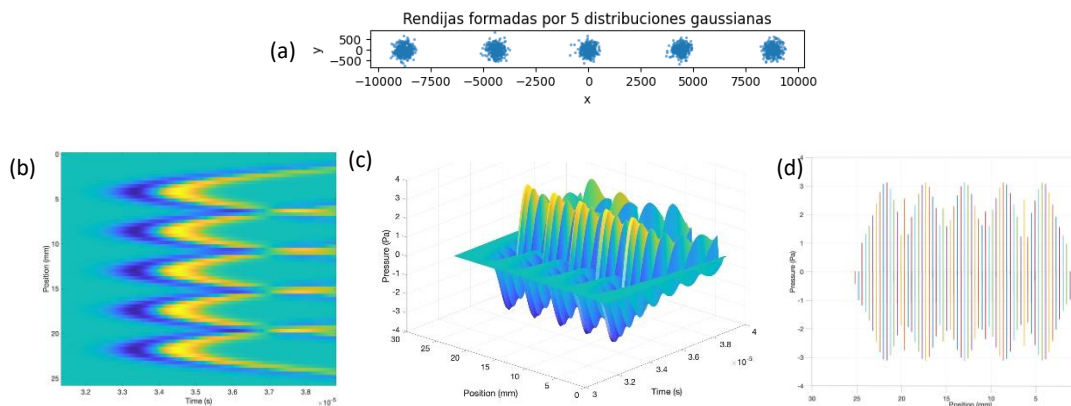


Figura 9. Resultados de la simulación computacional construida. En (a) se puede observar las distribuciones construidas para modelar las regiones en las que se generan los patrones de difracción del AEP. En (b) el correspondiente B-Scan generado por estas distribuciones, el cual solo exhibe las colas de las señales generadas conforme se desplaza la señal, pero no contiene la información de las regiones donde se produce la difracción en el AEP. Esto es visible también en la reconstrucción 3D presentada en (c) y de la vista frontal de las señales, presentada en (d).

Conclusiones y perspectivas

En este trabajo se presentó un estudio teórico-experimental de la difracción del USIL al interactuar con un MMA. A través de un arreglo experimental se logró generar y registrar patrones de difracción acústica, analizados mediante técnicas de adquisición lateral. Los resultados muestran que el AEP permite la transmisión selectiva de ciertas frecuencias, generando patrones de interferencia característicos de la difracción. Se desarrolló una simulación computacional basada en la superposición de emisores acústicos puntuales, modelados a partir de la solución asintótica de la ecuación de onda PA. Esta simulación, permitió reproducir cualitativamente algunos aspectos del patrón de difracción observado experimentalmente, aunque con limitaciones evidentes en la reconstrucción completa de la estructura espacial. Los resultados obtenidos subrayan la importancia de considerar tanto la geometría del MM como la distribución espacial y espectral de los emisores acústicos para una descripción más precisa del fenómeno. Como perspectivas, se plantea la necesidad de refinar el modelo incorporando efectos como la atenuación acústica, la dispersión térmica o respuesta del detector, así como explorar configuraciones experimentales con diferentes tipos de metamateriales. Estos avances permitirán una mejor comprensión de la interacción entre el USIL y estructuras complejas, abriendo nuevas posibilidades en el diseño de dispositivos acústicos avanzados y en aplicaciones de imagenología, entre otras.

Bibliografía/Referencias

- Acquaticci, F., Yommi, M. M., Gwirc, S. N. & Lew, S. E. (2017) Rapid Prototyping of Pyramidal Structured Absorbers for Ultrasound. *Open Journal of Acoustics*, 7, 83-93. <https://doi.org/10.4236/oja.2017.73008>
- Alba-Rosales, J. E., Ramos-Ortiz, G., Escamilla-Herrera, L. F., Reyes-Ramírez, B., Polo-Parada, L., & Gutiérrez-Juárez, G. (2018). Effects of optical attenuation, heat diffusion, and acoustic coherence in photoacoustic signals produced by nanoparticles. *Applied Physics Letters*, 112(14), 143101. <https://doi.org/10.1063/1.5008873>
- Chaigne, T., Gateau, J., Allain, M., Katz, O., Gigan, S., Sentenac, A., & Bossy, E. (2016). Super-resolution photoacoustic fluctuation imaging with multiple speckle illumination. *Optica*, 3(1), 54–57. <https://doi.org/10.1364/OPTICA.3.000054>
- Cox, B., & Beard, P. C. (2009). Modeling photoacoustic propagation in tissue using k-space techniques. En L. V. Wang (Ed.), *Photoacoustic imaging and spectroscopy* (pp. 25–34). CRC Press.
- Derode, A., & Fink, M. (1994). The notion of coherence in optics and its application to acoustics. *European Journal of Physics*, 15(2), 81–88. <https://doi.org/10.1088/0143-0807/15/2/008>
- Epp, J. (2016). X-ray diffraction (XRD) techniques for materials characterization. *Materials Characterization*, 121, 25–34. <https://doi.org/10.1016/j.matchar.2016.09.001>
- Escamilla-Herrera, L. F., Derramadero-Domínguez, J. M., Medina-Cázares, O. M., Alba-Rosales, J. E., García-Rodríguez, F. J., & Gutiérrez-Juárez, G. (2024). On the dual-phase-lag thermal response in the pulsed photoacoustic effect: A theoretical and experimental 1D-approach. *Journal of Applied Physics*, 136(17), 175105. <https://doi.org/10.1063/5.0226434>
- Gzal, M. O., Bergman, L. A., Matlack, K. H., & Vakakis, A. F. (2024). Low-frequency sub-Bragg phenomena in multilayered vibroacoustic metamaterials. *Journal of Sound and Vibration*, 603, 117206. <https://doi.org/10.1016/j.jsv.2024.117206>
- Hecht, E. (2002). *Optics* (4th ed.). Addison-Wesley.
- Hu, H.-L., Peng, J.-W., & Lee, C.-Y. (2018). Dynamic simulation of a metamaterial beam consisting of tunable shape memory material absorbers. *Vibration*, 1(1), 81–92. <https://doi.org/10.3390/vibration1010007>
- Huang, P., Lin, J., Li, W., Rong, P., Wang, Z., Wang, S., Wang, X., Sun, X., Aronova, M., Niu, G., et al. (2013). Amphiphilic dendrimer-based nanoplatfor for multimodal imaging and photothermal therapy. *Angewandte Chemie International Edition*, 52(52), 13958–13964. <https://doi.org/10.1002/anie.201306293>
- Huygens, C. (1912). *Treatise on light*. Macmillan. (Original work published 1690)
- Iqbal, M. N., Malek, F., Lee, Y. S., Zahid, L., Hussain, M. I., Malek, M. F. H. A., Yusof, N. F. M., Saudin, N., & Talib, N. A. A. (2013). A simple technique for improving the anechoic performance of a pyramidal absorber. *Progress In Electromagnetics Research M*, 32, 129–143. <https://doi.org/10.2528/PIERM13061607>

- Jiang, D., Zhu, L., Tong, S., Shen, Y., Gao, F., & Gao, F. (2023). Deep-learning-enhanced photoacoustic computed tomography of the human brain in vivo. *Journal of Biomedical Optics*, 29(S1), S11513. <https://doi.org/10.1117/1.JBO.29.S1.S11513>
- Keller, J. B. (1962). Geometrical Theory of Diffraction. *Journal of the Optical Society of America*, 52(2), 116–130. <https://opg.optica.org/josa/abstract.cfm?uri=josa-52-2-116>
- Khan, H., Yerramilli, A. S., D'Oliveira, A., Alford, T. L., Boffito, D. C., & Patience, G. S. (2020). Experimental methods in chemical engineering: X-ray diffraction spectroscopy—XRD. *Canadian Journal of Chemical Engineering*, 98(5), 1255–1266. <https://doi.org/10.1002/cjce.23747>
- Kirsch, C., & Ewert, S. D. (2024). Filter-based first- and higher-order diffraction modeling for geometrical acoustics. *Acta Acustica*, 8, 73. <https://doi.org/10.1051/aacus/2024059>
- Kothapalli, S.-R., Ma, T.-J., Vaithilingam, S., Oralkan, Ö., Khuri-Yakub, B. T., & Gambhir, S. S. (2012). Deep tissue photoacoustic imaging using a miniaturized 2D capacitive micromachined ultrasonic transducer array. *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, 59(5), 1199–1204. <https://doi.org/10.1109/TBME.2012.2186295>
- Lipkin, D. M. (1964). Existence of a new conservation law in electromagnetic theory. *Journal of Mathematical Physics*, 5(5), 696–700. <https://doi.org/10.1063/1.1704165>
- Menozzi, L., Vu, T., Canning, A. J., Rawtani, H., Taboada, C., Abi Antoun, M. E., Ma, C., Delia, J., Nguyen, V. T., Cho, S.-W., Chen, J., Charity, T., Xu, Y., Tran, P., Xia, J., Palmer, G. M., Vo-Dinh, T., Feng, L., & Yao, J. (2025). Three-dimensional diffractive acoustic tomography. *Nature Communications*, 16, 73. <https://doi.org/10.1038/s41467-025-56435-3>
- Miller, D. A. B. (1991). Huygens's wave propagation principle corrected. *Optics Letters*, 16(18), 1370–1372. <https://doi.org/10.1364/OL.16.001370>
- Padilla, W. J., & Averitt, R. D. (2022). Imaging with metamaterials. *Nature Reviews Physics*, 4(2), 85–100. <https://doi.org/10.1038/s42254-021-00394-3>
- Rojas-Romero, M., Medina-Cázares, O., García-Rodríguez, F. J., González-Vega, A., Martínez-Ponce, G., & Gutiérrez-Juárez, G. (2024). Accurate internal cavities and kissing bond sizing in metal plates by using the time-of-flight of laser-induced ultrasound waves. *Applied Optics*, 63(13), 3641–3647. <https://doi.org/10.1364/AO.519588>
- Ruiz-Veloz, M., Martínez-Ponce, G., Fernández-Ayala, R. I., Castro-Beltrán, R., Polo-Parada, L., Reyes-Ramírez, B., & Gutiérrez-Juárez, G. (2021). Thermally corrected solutions of the one-dimensional wave equation for the laser-induced ultrasound. *Journal of Applied Physics*, 130(2), 025104. <https://doi.org/10.1063/5.0050895>
- Schot, S. H. (1992). Eighty Years of Sommerfeld's Radiation Condition. *Historia Mathematica*, 19, 385–401. [https://doi.org/10.1016/0315-0860\(92\)90004-U](https://doi.org/10.1016/0315-0860(92)90004-U)
- Sethuraman, S., Amirian, J. H., Litovsky, S. H., Smalling, R. W., & Emelianov, S. Y. (2007). Ex vivo characterization of atherosclerosis using intravascular photoacoustic imaging. *Optics Express*, 15(25), 16657–16666. <https://doi.org/10.1364/OE.15.016657>
- Su, J. L., Karpouk, A. B., Wang, B., & Emelianov, S. (2010). Photoacoustic imaging of coronary atherosclerosis: Imaging the lipid content of plaque. *Journal of Biomedical Optics*, 15(2), 021309. <https://doi.org/10.1117/1.3369829>
- Ufimtsev, P. Y. (2014). Fundamentals of the Physical Theory of Diffraction. Wiley-IEEE Press. <https://ieeexplore.ieee.org/book/6817682>
- Valipour, A., Kargozarfard, M. H., Rakhshi, M., Yaghootian, A., & Sedighi, H. M. (2021). Metamaterials and their applications: An overview. *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part L: Journal of Materials: Design and Applications*, 236(11), 1–40. <https://doi.org/10.1177/1464420721995858>
- Veselago, V. G. (1968). The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ . *Soviet Physics Uspekhi*, 10(4), 509–514. <https://doi.org/10.1070/PU1968v010n04ABEH003699>
- Wang, L. V., & Wu, H.-I. (2007). Biomedical optics: Principles and imaging. Wiley-Interscience.
- Xu, M., & Wang, L. V. (2006). Photoacoustic imaging in biomedicine. *Review of Scientific Instruments*, 77(4), 041101. <https://doi.org/10.1063/1.2195024>
- Zhang, Y., & Wang, L. V. (2020). Photoacoustic microscopy. *Optics*, 2(1), 1–24. <https://doi.org/10.3390/opt2010001>
- Zhang, Z. M. (2020). Nano/microscale heat transfer (2nd ed.). Springer. <https://doi.org/10.1007/978-3-030-45039-7>

- Zhou, X., Liu, X., & Hu, G. (2012). Elastic metamaterials with local resonances: An overview. *Theoretical and Applied Mechanics Letters*, 2(4), 041001. <https://doi.org/10.1063/2.1204101>
- Zhu, L., Cao, H., Ma, J., & Wang, L. (2024). Deep-learning-enhanced photoacoustic computed tomography using a dual-speed-of-sound model. *Journal of Biomedical Optics*, 29(S1), S11523. <https://doi.org/10.1117/1.JBO.29.S1.S11523>