

A FAST ACOUSTIC FIELD SIMULATOR

J. Villazón-Terrazas, A. Ibáñez, David Romero-Laorden, M. Parrilla

Centro de Acústica Aplicada y Evaluación no Destructiva, UPM-CSIC, Carretera de Campo Real, km 0.200,
Arganda del Rey, Madrid.
{e-mail de los autores}

Resumen

Actualmente las inspecciones por ultrasonidos en aplicaciones de ensayos no destructivos presentan escenarios cada vez más complejos. Cuando el escenario de inspección está compuesto por varios medios por los que viaja la onda acústica, conocer el comportamiento del haz ultrasónico y el modo en que las interfaces deben ser consideradas se convierte en una tarea compleja. Por esta razón, es importante disponer de programas de simulación que permitan calcular y verificar el campo acústico producido en la zona de interés.

Este trabajo presenta una herramienta de cálculo que realiza la simulación del campo acústico a partir de la solución monocromática de la ecuación de onda en medios homogéneos, permitiendo al usuario tener un conocimiento más preciso del comportamiento, forma y distribución de los haces de inspección dentro de la pieza y facilitando tanto el diseño de la inspección como la interpretación de los resultados obtenidos.

Palabras-clave: Campo Acústico, Leyes Focales, Simulación.

Abstract

Currently, the ultrasonic techniques in NDT applications are increasingly used in complex inspection zones. This mean the ultrasound beam behavior into the different mediums becomes a complex task. For this reason, it is important to have simulation programs that verify and calculate the sound field produced in the area of interest.

This work presents an acoustic field simulation tool, based on the monochromatic wave equation solution in homogeneous media, which allow the user to have a more precise idea of the behavior, shape and distribution of the ultrasonic beam inspection within the work piece and providing the interpretation of the results obtained.

Keywords: Acoustic field, Focal Law, Simulation.

PACS no. 43.35.Yb, 43.35.Zc.

1 Introducción

El cálculo del campo acústico producido por una superficie radiante es un problema complejo que requiere resolver sistemas de ecuaciones en derivadas parciales que, junto con unas adecuadas condiciones de contorno, describen y modelan la propagación de ondas mecánicas en un medio

material dado. En general no existen soluciones analíticas y debe recurrirse a soluciones numéricas de las ecuaciones o de versiones simplificadas de las mismas. Así, los métodos de diferencias finitas transforman las ecuaciones aproximando las derivadas en el continuo por diferencias calculadas en mallas discretas. En los denominados métodos de elementos finitos el medio se descompone en regiones poliédricas simples (elementos) [1] y se postula la solución en cada elemento como una combinación lineal de funciones de prueba, el problema se transforma en resolver sistemas de ecuaciones lineales para obtener los coeficientes. La principal limitación de estos métodos, y en general de todos los basados en mallas, es que para obtener el campo en una determinada región es necesario calcularlo en todo el espacio que conecta la zona de interés con las fuentes de radiación y con las fronteras. En END mediante ultrasonidos es frecuente que la región de interés esté muy alejada de los transductores, lo que fuerza a definir mallas con un gran número de nodos y, en consecuencia, con tiempos de cálculo muy grandes que hacen que estos métodos resulten inviables en la práctica. Métodos de cálculo basados en aproximaciones paraxiales [2-4], como la superposición de haces gaussianos o métodos de trazado de rayos, permiten obtener una buena aproximación del campo radiado con un coste computacional aceptable.

Cuando el problema de propagación se limita a regiones seminfinitas homogéneas e isotrópicas y las fuentes de radiación son planas el cálculo del campo puede basarse en las ecuaciones de Rayleigh-Sommerfeld que proporcionan el campo producido por un radiador plano como una superposición de ondas sinusoidales, y que es sólo función de las posiciones relativas entre el punto de interés y las fuentes. El método de la respuesta espacial al impulso RI, derivado de estas ecuaciones, permite calcular, mediante una operación de convolución, la evolución temporal de pulsos de forma arbitraria radiados por transductores actuando en modo pistón. En aplicaciones de END es habitual realizar inspecciones en las que los haces de exploración se propagan por diferentes regiones (homogéneas e isotrópicas) separadas por superficies de curvatura suave. La extensión del método de la RI a este tipo de problemas se basa en admitir que una interfaz puede considerarse como una apertura que radia, hacia los medios que separa, las señales que recibe de las fuentes reales o de otras interfaces. En este caso la hipótesis del radiador pistón ya no es admisible y, en cada interfaz, hay que realizar una convolución por cada punto de la malla que la define por lo que la potencia y tiempo de cálculo necesarios hacen poco práctico el método.

El método de cálculo de la Matriz de Transferencia Monocromática, que presentamos en este trabajo, puede ser interpretado como la traslación al dominio de la frecuencia del método de la RI y aplicado a una sola componente de frecuencia. De esta forma se consigue sustituir operaciones de convolución por multiplicaciones, lo que hace posible calcular campos radiados por transductores phased array a través de interfaces de forma suficientemente rápida y precisa como para analizar de forma interactiva el efecto de aplicar diferentes leyes focales en inspecciones realizadas con transductores phased array.

2 Método de la Matriz de Transferencia Monocromática (MTM)

Consideremos una superficie radiante A rodeada de un baffle infinito en un medio homogéneo, como se ve en la Figura 1.a). La ecuación de Rayleigh-Sommerfeld [5] que proporciona la amplitud compleja p en el punto \vec{r}_0 del medio debido a una oscilación armónica de amplitud $E(r)$ en la apertura tiene la forma:

$$p(\vec{r}_0) = \int_A h(\vec{r}_0, \vec{r}) \cdot E(r) ds \quad (1)$$

donde $p(\vec{r}_0)$ se obtiene como la superposición de la señal de excitación $E(r)$ sobre la superficie radiante \mathbf{A} , con un factor de atenuación y un cambio de fase dado por $h(\vec{r}_0, \vec{r})$, cuyo valor depende de las condiciones de frontera aplicadas: la ecuación (2) corresponde a las denominadas condiciones de baffle blando o de Dirichlet y la (3), a las de baffle rígido o de Neumann [6]:

$$h(\vec{r}_0, \vec{r}) = \frac{-jk}{2\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \cos(\alpha) \quad (2)$$

$$h(\vec{r}_0, \vec{r}) = \frac{1}{2\pi} \frac{e^{-jkr}}{r} \quad (3)$$

donde k es el número de onda, α es el ángulo formado por la normal a la apertura, y \vec{r} el vector con origen en el punto y final en la apertura.

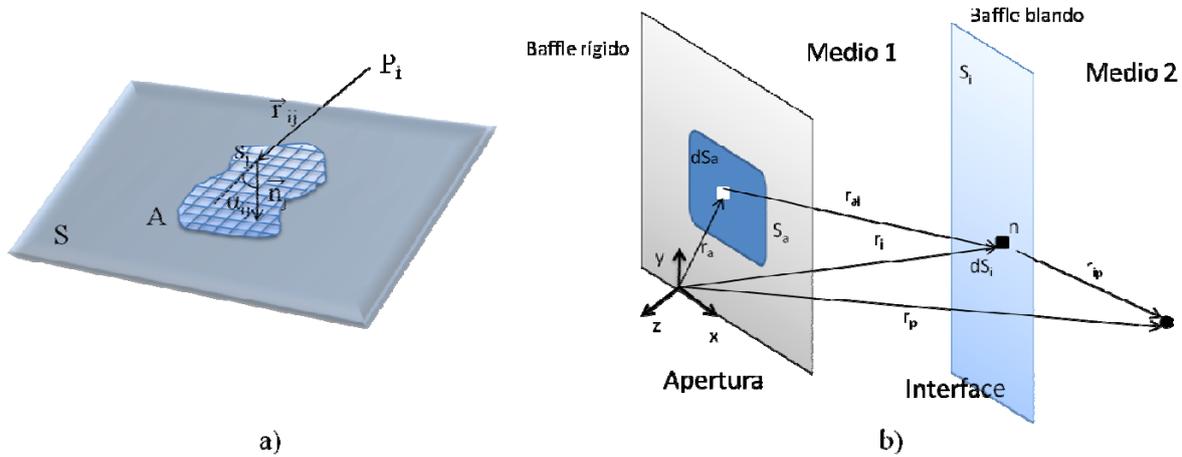


Figura 1. a) Escenario de cálculo para un solo medio b) escenario de cálculo para dos medios a través de un interfaz

La ecuación (1) puede resolverse numéricamente, suponiendo que la superficie radiante \mathbf{A} está formada por un conjunto de n celdas s_j , lo suficientemente pequeñas para considerar que $h(\vec{r}_0, \vec{r}) = h_j(\vec{r}_0)$ y que las señales de excitación $E(r) = E_j$ son constantes en cada una de ellas. Con todo esto, y sustituyendo la integral de superficie de la ecuación (1) por una sumatoria de las n celdas, se tiene:

$$p(\vec{r}_0) = \sum_j h_j(\vec{r}_0) \cdot E_j \cdot s_j = \sum_j m_j(\vec{r}_0) \cdot E_j \quad (4)$$

que es una suma de productos que puede identificarse como el producto escalar de un vector de transferencia, de componentes m_j , y de un vector de excitación de componentes E_j .

Si extendemos el cálculo del campo a un conjunto de puntos de destino \vec{r}_i , se tienen m ecuaciones de la forma de (4), cada una de ellas proporcionando la amplitud compleja p_i en cada uno de los puntos. Se puede definir un vector \mathbf{P} de términos p_i y expresar las m ecuaciones mediante una sola ecuación matricial:

$$\mathbf{P} = \mathbf{TxE} \quad (5)$$

donde, el operador \mathbf{T} es la Matriz de Transferencia Monocromática \mathbf{MTM} [7], de dimensiones $m \times n$ que calcula el campo en los puntos de destino r_i como una superposición del campo propagado desde cada una de las fuentes. Los elementos m_{ij} de la matriz están dados por:

$$m_{ij} = h_j(r_i) \cdot s_j = \begin{cases} \frac{s_j e^{-jk r_{ij}}}{2\pi r_{ij}} & \text{Condición de frontera de Neumann} \\ -jks_j \frac{e^{-jk r_{ij}}}{2\pi r_{ij}} \cos(\alpha_{ij}) & \text{Condición de frontera de Dirichlet} \end{cases} \quad (6)$$

que son función de las distancias desde la celda j de la superficie radiante al punto de destino i y de la longitud de onda (λ) en el medio.

En este trabajo proponemos utilizar las ecuaciones (5) y (6) como núcleo de un programa de simulación de campo acústico en banda estrecha. Dada la forma de (5) que proporciona la amplitud compleja del campo en los puntos de interés como el resultado de multiplicar una matriz, que contiene toda la información de la geometría y características físicas del medio y de los transductores, por un vector que describe la amplitud compleja de cada radiador puntual, este método de simulación es especialmente eficaz para diseñar inspecciones que se realicen con transductores *phased array* en las que, para cubrir el área a inspeccionar, se aplican diferentes patrones en emisión y recepción – leyes focales- al conjunto de transductores elementales que lo componen. Según este esquema, el simulador opera en dos etapas:

- A. Etapa de Modelado.- se plantea un escenario donde se definen las mallas de puntos que describen las zonas de la superficie radiante y las zonas de inspección en las que se desea conocer el campo y se calcula la matriz \mathbf{MTM} aplicando (6).
- B. Etapa de Cálculo de Campo.- donde se utiliza la ecuación (5) para cada vector de excitación aplicado a la superficie radiante.

El tiempo de cálculo y el consumo de memoria son factores fundamentales que determinan la utilidad de un método de simulación de campo dado. En lo que sigue revisaremos cómo el método de la \mathbf{MTM} permite simplificar el problema del modelado de transductores pistón y de la propagación del campo a través de interfaces, que son la causa de que métodos como la RI no sean viables.

2.1 Modelado de transductores.

Desde un punto de vista computacional, el punto más débil del método de simulación propuesto es el tamaño que puede llegar a tener la \mathbf{MTM} . En un escenario con m fuentes puntuales y n puntos en los que calcular el campo la \mathbf{MTM} estaría formada por $m \times n$ números complejos, cada uno de ellos ocupando entre 8 y 16 bytes de memoria, según el formato de representación que se utilice. Dado que para modelar correctamente un transductor es necesario discretizarlo con un espaciado entre puntos inferior a media longitud de onda y dado que el área de observación puede ser grande, no es raro que la \mathbf{MTM} alcance tamaños que desborden la memoria de los ordenadores al uso. No obstante, y por una parte, la forma matricial de (5) abre la posibilidad de descomponer el problema en varios problemas de menor tamaño que puede resolverse por separado y luego combinar las soluciones para obtener la del problema original. Por otro lado, en aplicaciones de \mathbf{END} , un transductor puede ser considerado como un pistón, en el que la señal de excitación tiene la misma fase $E = e^{j\phi}$ en cada punto

y, si acaso, diferente amplitud (apodización) Ap . En un modelo discreto del transductor en el que lo consideramos formado por n celdas. El vector de excitación puede escribirse como:

$$\mathbf{E} = (Ap_j \cdot E) = (Ap_j) \cdot E = Ap \cdot E \quad (7)$$

llevando este valor a la ecuación (5) se obtiene:

$$\mathbf{P} = \mathbf{T}\mathbf{x}\mathbf{E} = (\mathbf{T} \times Ap) \cdot E = \mathbf{V} \cdot E \quad (8)$$

donde la matriz \mathbf{T} es remplazada por un vector columna de tantos elementos como puntos en los que se calcula el campo, y el vector de excitación \mathbf{E} por un escalar E . De esta forma un transductor pistón puede ser modelado mediante un vector columna cuyo número de elementos es igual al número de puntos de destino con independencia del tamaño y forma del pistón. Este resultado es sumamente útil para modelar transductores multi-elemento (por ejemplo sistemas *Phased Array*), donde cada elemento del *array* es considerado como un pistón (con o sin apodización) modelado por un vector V_j , dado por (8), y excitado por un escalar E_j . Extendiendo esta representación a los N elementos de un *array* se obtiene una expresión idéntica a la ecuación (5):

$$\mathbf{P} = \sum_{j=1}^N P_j = \sum_{j=1}^N V_j \cdot E_j = \mathbf{T}\mathbf{x}\mathbf{E} \quad (9)$$

En este caso, cada columna de \mathbf{T} , es el vector columna definido en (8) para cada elemento del *array*, y el vector de excitación E es la ley focal en emisión.

2.2 Campo acústico a través de interfaces

En muchas inspecciones por ultrasonidos, la señal se propaga desde el transductor hasta el medio de interés a través de un medio acoplante ya sea una suela sólida, o un medio líquido en el caso de inspecciones realizadas en inmersión. Además, la propia pieza a inspeccionar puede estar formada por componentes de distinta naturaleza, o bien, en la inspección es necesario rebotar el haz en superficies estructurales de la piza para alcanzar la región de interés. Como ya indicamos, resolver la propagación de los haces o su reflexión en estas superficies rompe la hipótesis del radiador pistón y hace poco práctica la aplicación de la RI al cálculo del campo. Sin embargo, la formulación matricial del método de la *MTM* permite afrontar estos problemas con un incremento asumible de coste computacional.

Para una superficie radiante S_a situada en un medio 1, separada por una interfaz I como la mostrada en la Figura 1.b de un medio 2, podemos admitir que la interfaz se comporta como una fuente de radiación en el medio 2, cuya señal de excitación es el campo producido en ella por la señal de excitación E radiada por la superficie radiante S_a .

Llamaremos T_{11} a la *MTM* que permite calcular el campo E_i en la interfaz debido a la excitación E aplicada en la superficie radiante y propagada por el medio 1, y T_{12} a la *MTM* que proporciona el campo en los puntos de destino del medio 2 a partir del campo E_i en la interfaz. Usando la ecuación (5) el vector de campo acústico \mathbf{P} en los puntos de destino está dado por:

$$\mathbf{P} = T_{12}\mathbf{x}E_i = T_{12}\mathbf{x}(T_{11}\mathbf{x}E) = (T_{12}\mathbf{x}T_{11})\mathbf{x}E = T_{12}\mathbf{x}E \quad (10)$$

La *MTM* que calcula el campo \mathbf{P} en los puntos de destino del medio 2, conocida la señal de excitación E aplicada en la superficie radiante del medio 1, es el producto de las *MTMs* T_{12} y T_{11} .

El método aplicado puede refinarse con el fin de respetar la conservación de energía y la continuidad del campo a ambos lados de la interfaz, introduciendo matrices de transmisión Tr y de reflexión R_f que pueden definirse para cada modo de vibración, dando lugar a la siguiente expresión para el caso de la transmisión:

$$P = T I 2x((Tr^{ls} \circ T I I)x E) = (T I 2x(Tr^{ls} \circ T I I))x E \quad (11)$$

donde x representa la multiplicación habitual de matrices y \circ la multiplicación de matrices elemento por elemento. De esta manera el cálculo de Campo Acústico a través de interfaces solo supone realizar operaciones adicionales de multiplicación de matrices únicamente en la etapa de modelado.

2.3 Cálculo de leyes focales

En inspecciones realizadas con transductores *phased array*, un concepto fundamental es el de ley focal que, considerando el transductor como emisor, es un conjunto de retardos aplicados a las señales de cada elemento del transductor tales que las ondas individuales generadas por cada uno de ellos confluyan simultáneamente en un punto o foco. En el caso de la recepción el problema es análogo: retrasar apropiadamente las señales que llegan a cada elemento desde el foco para que todas las ondas puedan sumarse coherentemente [8]. El valor de los retardos viene dado por las diferencias en los tiempos de vuelo desde cada elemento al foco (o viceversa). El cálculo de las leyes focales adecuadas es uno de los problemas que hay que resolver durante la planificación de una inspección.

El método de Ray-Tracing es el que se utiliza habitualmente para calcular las leyes focales. Está basado en suponer propagación rectilínea de los haces y reflexión y refracción en las interfaces y se aplica para determinar las trayectorias de las ondas/rayos desde los elementos del *array* al foco. Una vez que determinados los rayos que unen cada elemento con cada foco, se determinan los tiempos que emplea la señal en recorrerlos y, a partir de estos, las correspondientes leyes focales.

Otra forma sencilla de calcular las leyes focales de un *array* en emisión, y que se adapta especialmente bien al método de simulación *MTM*, es utilizar la conjugación de fase. El procedimiento consiste en considerar como fuentes puntuales a los puntos de focalización deseados y calcular (mediante la *MTM*) el campo que produce cada uno de ellos en el transductor real. Utilizando como ley focal el conjugado de la fase del campo recibido por cada elemento del *array* (de hecho, la amplitud no es relevante) se emite un haz focalizado en el punto utilizado como emisor. El principal inconveniente de este método es que las leyes focales se obtienen en forma de cambios de fase entre elementos. Dado que, con onda pulsada, se necesita conocer los tiempos de vuelo absolutos para conformar el haz, es necesario aplicar algún método adicional que proporcione este valor para al menos un elemento del *array*.

Otra posibilidad de cálculo de ley focal es utilizar la matriz pseudo-inversa para resolver la ecuación matricial (6).

3 Evaluación

Para evaluar la calidad del simulador de campo acústico propuesto realizaremos el cálculo del campo en dos escenarios distintos: 1) en un medio homogéneo y 2) en un escenario con presencia de una interfaz separando dos medios.

La primera de ellas nos servirá para comparar el método propuesto con el método de la RI descrito en [1]. Simularemos el Patrón de Radiación de un *Phased Array* lineal de 64 elementos rectangulares con una distancia entre elementos igual a $\lambda/2$ y una altura de $h=10\lambda$. Simularemos varios haces con los siguientes ángulos de deflexión: $(\varphi=0^\circ, \theta=0^\circ)$, $(\varphi=40^\circ, \theta=0^\circ)$ y $(\varphi=-35^\circ, \theta=0^\circ)$, y el foco a una profundidad igual a $r=(0.5 \cdot D^2)/4\lambda$, distancia igual a la mitad de la frontera teórica del campo lejano.

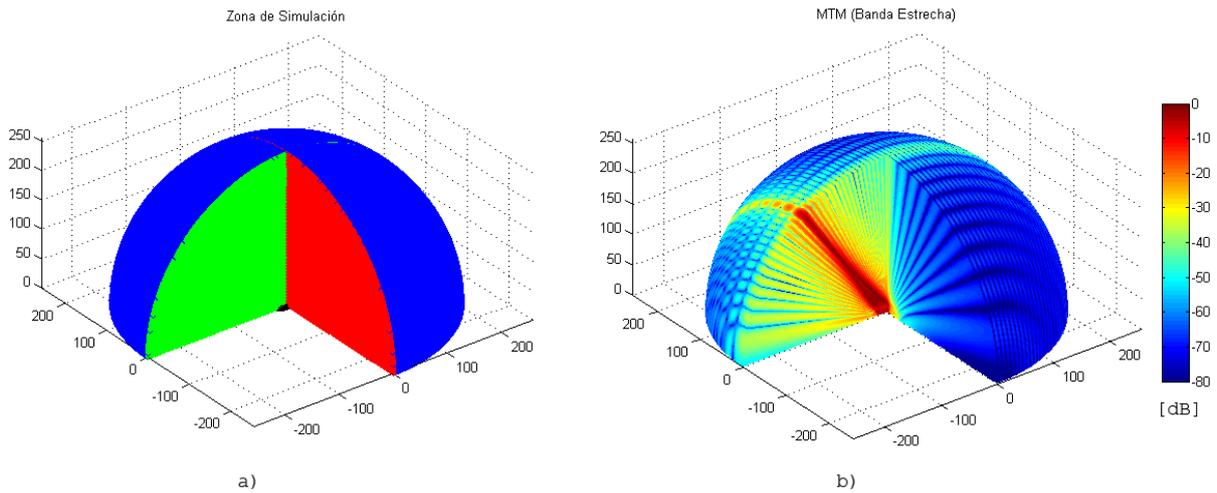


Figura 2. a) la zona de simulación del campo acústico, en negro la posición del *array*, en azul la zona esférica, en rojo y verde los cortes internos de la zona de cálculo. b) el campo acústico producido por el *array* en las distintas zonas de simulación

La zona de simulación está definida en la Figura 2.a. donde puede apreciarse un casquete esférico de radio igual a la distancia entre el *array* y el punto de focalización propuesto, los cortes interiores – marcados en rojo y verde- permiten hacerse una idea de la forma del haz propagado. La Figura 2.b. muestra la amplitud del campo acústico producido para la deflexión de $(\varphi=-35^\circ, \theta=0^\circ)$ y obtenido por el método de la MTM. En ella pueden apreciarse claramente el lóbulo principal y los lóbulos laterales del patrón de radiación. El campo obtenido mediante el método de la RI puede comprobarse que presenta un patrón de radiación similar. La principal diferencia entre ambos métodos es el tiempo de cálculo. La simulación se realizó en un ordenador con procesador Intel Core i7™ de segunda generación, utilizando el Software Científico MATLAB R2010b. Los tiempos de cálculo del patrón de radiación en toda la zona de simulación se presentan en la Tabla 1.

Tabla 1. Tiempos de cálculo para el método de la RI y de la MTM.

	RI [seg]	MTM mod [seg]	MTM calc [seg]
$(\varphi=0^\circ, \theta=0^\circ)$	223.10	70.5704	0.0621
$(\varphi=40^\circ, \theta=0^\circ)$	273.68	0	0.0621
$(\varphi=-35^\circ, \theta=0^\circ)$	304.03	0	0.0621
Tiempo Total	800.81	70.5704	0.1863

El tiempo total del método de la RI, es el resultado de la simulación del campo para todos los ángulos de deflexión. En el caso del método de la MTM se dan dos tiempos: el de la etapa de modelado, que se

realiza solamente una vez para todos los ángulos de deflexión, y el tiempo de la etapa de cálculo que se repite para cada ángulo de deflexión. El tiempo del método de la MTM es un orden de magnitud menor que el de la RI.

La segunda simulación nos servirá para mostrar el comportamiento de la herramienta propuesta cuando existe una interfaz plana de dimensiones $l_i = 100\lambda_1$ y $h_i = 10\lambda_1$, donde λ_1 es la longitud de la onda en el primer medio. En este caso calcularemos el campo en ambos medios producido por un *array* lineal de 54 elementos rectangulares, con una distancia entre elementos igual a $\lambda_1/2$, y una altura de $h = 10\lambda_1$; focalizándolo a una distancia $r = 75$ y con ángulos de deflexión iguales a: $(\varphi = 0^\circ, \theta = 0^\circ)$ y $(\varphi = -25^\circ, \theta = 0^\circ)$. Consideramos que las velocidades de propagación del sonido son tales que en el primer medio $\lambda_1 = \lambda$ y en el segundo $\lambda_2 = 1.5\lambda$.

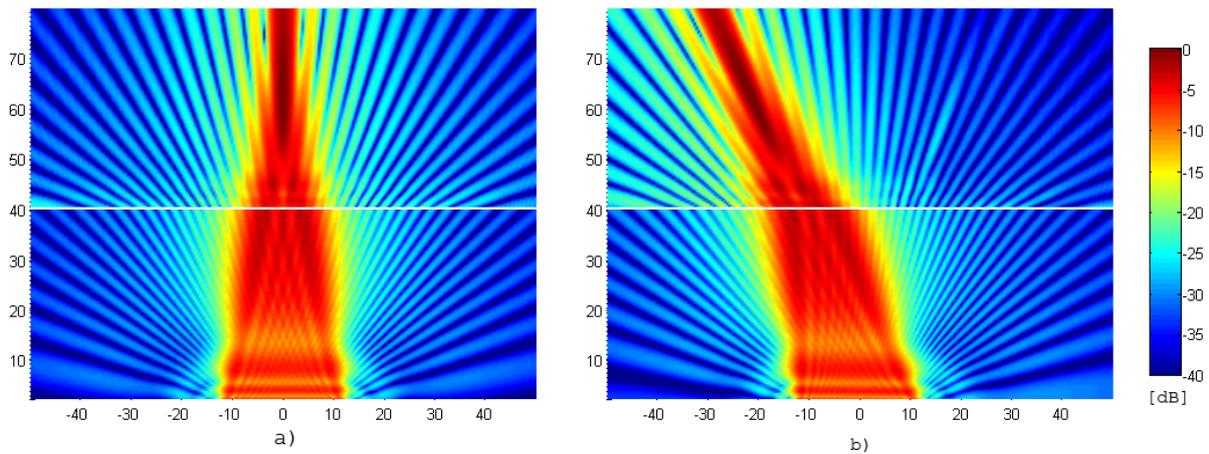


Figura 3. a) campo acústico en dos medios para una deflexión igual a $(\varphi = 0^\circ, \theta = 0^\circ)$. b) campo acústico en dos medios para una deflexión $(\varphi = -25^\circ, \theta = 0^\circ)$

La Figura 3.a) muestra el patrón de radiación del *array* para $(\varphi = 0^\circ, \theta = 0^\circ)$, donde no se observa refracción en el lóbulo principal al obtenerse con incidencia normal a la interfaz, sin embargo los lóbulos laterales sí que están claramente refractados por el cambio de medio. La Figura 3.b) es el haz obtenido para un ángulo de $(\varphi = -25^\circ, \theta = 0^\circ)$, donde sí se observa el efecto de la refracción tanto en el lóbulo principal como en los secundarios.

Es importante mencionar que, también puede simularse la onda reflejada por la interfaz, solamente habría que agregar una matriz de transferencia adicional para el cálculo y sobreponer los valores sobre el primer medio para visualizar la señal reflejada.

Esta simulación se realizó usando el mismo sistema de cálculo que en la simulación anterior. El tiempo de cálculo total fué de 50.547 segundos.

4 Conclusiones

Como hemos mostrado en este trabajo, las herramientas de simulación y cálculo de leyes focales proporcionan una ventaja muy importante en la fase de diseño y preparación de una inspección, ya que

permiten cambiar configuraciones y parámetros de inspección y analizar los efectos que tienen en el campo acústico en el interior del material. Sin embargo, estas ventajas se pueden ver minimizadas por, al menos, dos hechos:

- Que la herramienta de simulación sea demasiado compleja y fuerce a definir y modificar parámetros que en la mayor parte de las inspecciones no son utilizados.
- Que la simulación sea excesivamente lenta como para poder diseñar la inspección de una forma interactiva por parte del usuario.

En los criterios de diseño del método de simulación presentada se han tenido en cuenta estos factores con el fin de permitir construir una herramienta sencilla, ágil y útil desde el punto de vista del operador y con la que se pueda abordar la mayor parte de las inspecciones que habitualmente se presentan en los distintos sectores de la industria.

Una línea de trabajo actual que se está siguiendo consiste en aprovechar el paralelismo inherente a la formulación matricial del método de simulación y migrar el código a tecnologías GPGPU

Agradecimientos

El presente proyecto está soportado por los proyectos: DPI-2010-19-376 del Ministerio de Hacienda Competitividad de España, y PIE-201150E031 del Consejo Superior de Investigaciones Científicas.

Referencias

- [1] B. Piwakowski. Method for computing spatial pulse response: Time-domain approach. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 86(6):2422, 1989.
- [2] J. Jensen, N. Svendsen. "Calculation of pressure fields from arbitrarily shaped, apodized, and excited ultrasound transducers". *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 39(2):262-7, January 1992.
- [3] J. Lockwood, J. Willette. "High-speed method for computing the exact solution for the pressure variations in the near field of a based piston". *The Journal of the Acoustical Society of America*, 53(3):735-741, 1973.
- [4] O. Martinez. "Arrays de Anillos Segmentados para la generación de imagen ultrasónica 3D". *PhD thesis, Universidad Politécnica de Madrid*, 2000.
- [5] J. W. Goodman. "Introduction to Fourier Optics". *Physical and Quantum Electronics series*, 1968.
- [6] P. Stepanishen. "Transient Radiation from Pistons in an Infinite Planar Baffle". (February 1970):1629-1638, 1970.
- [7] A. Ibañez, M. Parrilla, C. Fritsch, J. Villazon. Simulation of Ultrasonic Continuous Wave Fields in Homogeneous Media with Soft Curved Interfaces. in 9th European Conference on NDT, Berlin, Germany, sept 2006, p. Th.3.3.1
- [8] M. Parrilla, J. Brizuela, J. Camacho, P. Nevado, C. Fritsch: Dynamic Focusing thorough Arbitrary Geometry Interfaces, Proc. *IEEE International Ultrasonics Symposium*, pp. 1195-1198, 2008.