

UNIVERSIDAD POLITECNICA DE VALENCIA

ESCUELA POLITECNICA SUPERIOR DE GANDIA

Master en Ingeniería Acústica



UNIVERSIDAD
POLITECNICA
DE VALENCIA



ESCUELA POLITECNICA
SUPERIOR DE GANDIA

Estudio y análisis del efecto paramétrico en aire y de los efectos de interponer una capa de material tras el transductor

TESIS DE MASTER

Autor:

Ivan Felis Enguix

Directores:

D. Juan Antonio Martínez Mora

D. Miquel Ardid Ramírez

GANDIA, 06/07/12

Estudio y análisis del efecto paramétrico en aire y de los efectos de interponer una capa de material tras el transductor

Autor: Ivan Felis Enguix

Director1: Juan Antonio Martínez Mora

Director2: Miquel Ardid Ramírez

Resumen — Este trabajo consiste en un estudio del efecto paramétrico en el aire, empleando distintos transductores y configuraciones. En concreto, a partir de la emisión de una onda de dos tonos próximos, se analizan las propiedades (directividad, atenuación, distorsión armónica) de la frecuencia diferencia (paramétrica) resultante de la demodulación no lineal del medio, así como el ancho de banda del paramétrico en cada transductor empleado. Los resultados se comparan con los predichos por dos modelos teóricos: Westervelt y KZK en aproximación cuasi-lineal. Además, como nueva línea de investigación respecto a los trabajos sobre el tema, se analiza la influencia de la interposición de una capa de material de agua o glicerina, con distintos espesores, frente al transductor.

Abstract — In this work we study the parametric effect in air using different transducers and configurations. Specifically, we emit a two close tone waves and we analyze the properties (directivity, attenuation, harmonic distortion) of the difference frequency (parametric frequency) resulting from the nonlinear demodulation by the medium. Also we analyze the bandwidth of the parametric frequency for each transducer used. The results are compared with the predictions of two theoretical models: Westervelt and KZK in quasi-linear approximation. Moreover, as a new line of research about this subject, we analyze the influence of an intermediate layer of water or glycerine with different thicknesses in front of the transducer.

Autor: Ivan Felis Enguix, email: ivfeen@arq.upv.es.

Fecha de entrega: 06-07-12

ÍNDICE

I.- Introducción y objetivos.	3
II.- Fundamentos teóricos: el array paramétrico.	4
II.1- Historia.	4
II.2- Teoría del array paramétrico.	6
II.2.1- Planteamiento del problema: las 3 distancias características.	6
II.2.2- Formulación del problema.	9
II.2.3- Solución de la ecuación de Westervelt.	11
II.2.4- Solución de la ecuación KZK.	18
III.- Descripción de la metodología experimental empleada.	19
III.1- Metodología experimental.	19
III.1.1- Descripción del montaje y conexionado.	20
III.1.2- Diseño del instrumental de medición.	21
III.1.3- Implementación del software para la automatización de las medidas.	22
III.2- Sistema electro-acústico.	24
III.2.1- Generador de funciones.	24
III.2.2- Amplificador.	24
III.2.3- Emisión: transductores.	24
III.2.4- Recepción: micrófono.	25
III.2.5- Adquisición: tarjeta de audio.	25
III.2.6- Equipos auxiliares: control del motor de giro	25
IV.- Simulaciones de la acústica lineal	26
IV.1.- Aspectos generales para todas las simulaciones.	27
IV.2.- El pistón plano.	30
V.- Resultados y análisis de las medidas experimentales	31
V.1.- Aspectos generales para todas las medidas.	31
V.1.1- Ruido de fondo.	31
V.1.2- Distancias características.	32
V.1.3- Influencia del campo cercano.	33
V.1.4- Distorsión armónica.	33
V.2.- Emisión al aire.	34
V.2.1- Transductor KSN 1005A	34
V.2.2- Transductor P319	39
V.3- Emisión con medio intermedio.	44
V.3.1- Transductor P319	44
VI.- Conclusiones y expectativas	49

Agradecimientos	52
Bibliografía	53
Anexo I – Dispositivos y equipos electro-acústicos	55
A.I.1- Generación.	56
A.I.1.1- Instrumentación: generador de funciones AFG-320 de Sony/Tektronix.	56
A.I.1.2- Interfaz para la comunicación de instrumentos GPIB.	56
A.I.1.3- Control en LabVIEW.	57
A.I.2- Amplificación.	60
A.I.2.1- Instrumentación: amplificadores.	60
A.I.2.2- Control de las potencias.	60
A.I.3- Emisión.	61
A.I.3.1- Instrumentación: transductores.	61
A.I.3.2- Transductor KSN 1004A de MOTOROLA (tweeter).	61
A.I.3.3- Transductor P319 de AIRMAR.	62
A.I.3.4- Medio resonante.	63
A.I.4- Recepción.	67
A.I.4.1- Instrumentación: micrófonos.	67
A.I.5- Adquisición y análisis.	68
A.I.5.1- Instrumentación: tarjeta de audio.	68
A.I.5.2- Adquisición de datos en LabVIEW.	68
A.I.5.3- Tratamiento digital de las señales.	69
A.I.6- Equipos auxiliares.	70
A.I.6.1- Control del motor de giro.	70
Anexo II.- Fichas de simulaciones	71
A.II.1.- Emisión al aire (sin montaje)	71
A.II.1.1- Transductor KSN 1005A	71
A.II.1.2- Transductor P319	72
A.II.2- Emisión con medio intermedio	73
A.II.2.1- Transductor P319	73

I. INTRODUCCIÓN Y OBJETIVOS

Hablar de *efecto paramétrico* supone hablar de un campo de la acústica no lineal que ha tenido un gran auge en los últimos 50 años, tanto en sus explicaciones teóricas como en las aplicaciones obtenidas. Éste trabajo pretende exponer y analizar algunas de las consecuencias que forman parte de la fenomenología asociada a dicho efecto; en concreto, se estudian los efectos producidos por la interacción, en el aire, de dos tonos puros de alta frecuencia, concentrándose en las propiedades de la onda con *frecuencia diferencia* o *paramétrica* resultante, fundamento del llamado *array paramétrico*.

Después de una revisión a la **bibliografía** y contextualización del efecto paramétrico a través de sus protagonistas a lo largo de la historia, se exponen sucintamente las bases teóricas del mismo y se desarrolla un caso particular que, aunque primitivo y simple, permite acercarnos a los resultados matemáticos y consecuencias físicas asociadas al problema. Una exposición más profunda de los mismos excedería, por distensión, de los objetivos para un trabajo de éstas características. Estos resultados se desarrollan en el **capítulo II**. Adicionalmente, con este trabajo se ha pretendido profundizar en aspectos instrumentales que permitan facilitar la realización de los ensayos, tales como la automatización de equipos y el control programado de las medidas. En el **capítulo III** así como en el **anexo I** se expone la metodología empleada. Antes de exponer los resultados experimentales se realizan, en el **capítulo IV** y en el **anejo II**, ciertas simulaciones numéricas del ámbito de la acústica lineal cuyos resultados permitirán contrastar claramente los comportamientos no lineales de los lineales. Finalmente, en el **capítulo V** se exponen y comentan los resultados obtenidos de una parte significativa del total de los experimentos realizados para entender el efecto paramétrico en aire.

Además de experimentar con la emisión paramétrica en aire para contrastar los datos obtenidos con las teorías, como aspecto innovador respecto a los trabajos anteriores sobre el audio paramétrico se han realizado medidas disponiendo una capa intermedia de distintos materiales frente al transductor. Con ello, se introduce una nueva línea de investigación que, dados los resultados que se exponen en las **conclusiones**, puede tener su interés para posteriores investigaciones.

Con todo, el objetivo de este Trabajo Fin de Máster del Máster en Ingeniería Acústica de la Escuela Politécnica Superior de Gandia perteneciente a la Universitat Politècnica de València ha sido doble: por una parte asentar parte de los conocimientos adquiridos en el periodo de docencia y, por otra, introducirse en el ámbito de la investigación de fenómenos acústicos en general y de acústica no lineal en particular.

II. FUNDAMENTOS TEÓRICOS: EL ARRAY PARAMÉTRICO

II.1 Historia

Los primeros pasos teóricos del *Array Paramétrico* (PA) los desarrolló P. Westervelt en 1963 [7] quien, a partir de las ecuaciones de la dinámica de fluidos de Lighthill, obtuvo la distribución de presiones acústicas de las ondas (secundarias) generadas por la interacción no lineal de dos ondas planas colimadas (primarias); en concreto, a partir de dos tonos de frecuencias dadas f_1 y f_2 , deduce la atenuación y directividad en *campo lejano* de la frecuencia diferencia $f_d = |f_1 - f_2|$, llamada *paramétrico*.



Fig.1. Peter Westervelt en el 2º simposio en acústica no lineal

No obstante, los cálculos de Westervelt se basaron en una serie de aproximaciones como: aproximación cuasi-lineal (sin considerar la atenuación de la frecuencia diferencia), colimación perfecta de los haces primarios, misma atenuación para las dos ondas primarias, etc.

Un desarrollo más amplio y preciso tanto teórico como experimentalmente lo publicó H. O. Berklay en 1965 [8], extendiendo los resultados de Westervelt generalizando las ondas primarias a ondas cilíndricas y esféricas. Además, amplía el análisis de dos tonos puros al caso de la emisión de una onda primaria modulada en amplitud a una baja frecuencia (envolvente), produciéndose el efecto de que el propio medio demodula la señal original apareciendo la baja frecuencia (paramétrico), proceso conocido como *auto-demodulación* del medio.

En estos años empieza a aplicarse el PA en el ámbito de la acústica submarina (SONAR de baja frecuencia, calibración de hidrófonos, etc.). No obstante, no será hasta mediados de los años 70 cuando empiece a crearse en una aplicación del PA en aire.

En 1975, M. Benneth y Blacksock [11] desarrollan un estudio del PA emitiendo al aire utilizando un transductor circular, observando que al emitir con dos frecuencias de 18.6 kHz y 23.6 kHz, la frecuencia diferencia 5 kHz tenía un ancho de haz estrecho, similar al de las frecuencias primarias, y con escasos lóbulos secundarios.

Después de este trabajo, un gran número de investigadores empezaron a trabajar en el desarrollo de un altavoz paramétrico para aplicaciones de audio [36-38,40,42,43,45].

El primer altavoz paramétrico fue diseñado por Yoneyama, *et al.* en 1983 [37], el cual consistía en un conjunto de 547 cerámicas piezoeléctricas PZT con una frecuencia de resonancia de 40 kHz. No obstante, el gran problema que encontraron fue la distorsión armónica debida a los efectos no lineales, asunto importante para la reproducción de música de alta fidelidad. Este problema fue resuelto por J. F. Pompei en 1999 [34] utilizando un preprocesado que desarrollaron Kite, Post, y Hamilton en 1998 [32]. Con ello, Pompei diseñó el primer altavoz paramétrico con un ancho de banda plano y alta fidelidad de audio con un THD (distorsión armónica total) por debajo del 5% para la mayoría de las frecuencias del espectro de audio.

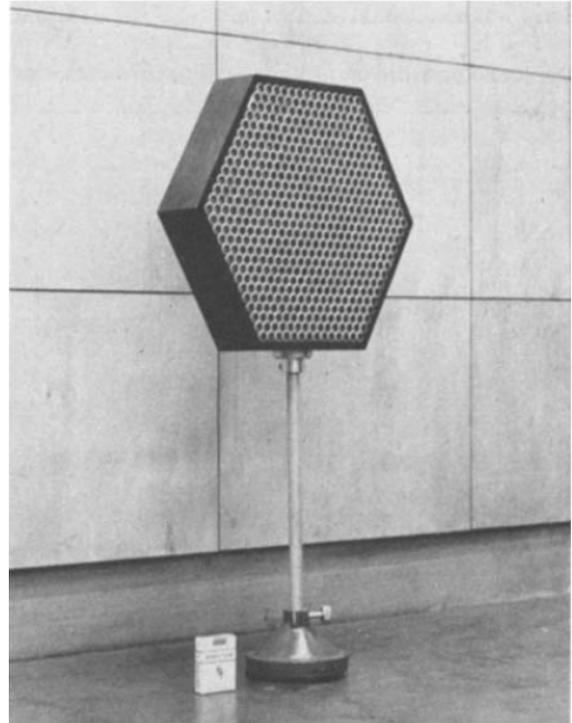


Fig.2. Imagen frontal del altavoz de Yonoyama *et al.*

A medida que las aplicaciones del altavoz paramétrico aumentaron, se fueron investigando distintos aspectos relacionados. En este sentido, Karnapiet, *et al.* mejoraron la percepción de las bajas frecuencias generadas, Kim y Sparrow [39] trataron el análisis numérico de la generación de sonido no lineal. Recientemente, Rohy la Luna ha realizado estudios sobre el diseño y fabricación de hardware, y Yang [42] ha desarrollado un algoritmo que describe la formación del haz paramétrico.

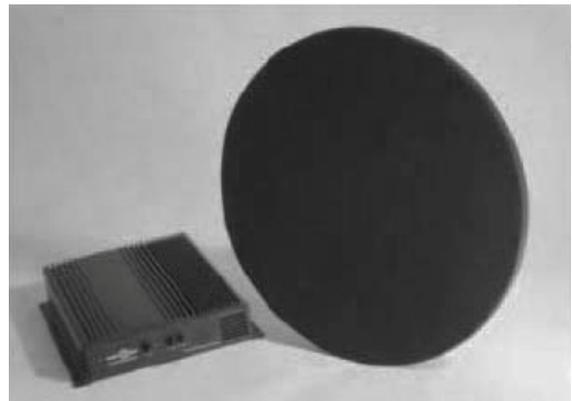


Fig.3. Imagen del altavoz de Pompei.

Actualmente existen algunos fabricantes que ofrecen distintos productos que utilizan el efecto paramétrico. Entre ellos, destacamos el *Audio Spotlight* creado por Pompei, del que hemos hablado, y comercializado desde el año 2000 por la empresa *Holosonic*⁽¹⁾; el *Hyper Sonic Sound* creado en 1996 y el *Long Range Acoustic Device* en 2010 por *American Technology Corporation*⁽²⁾; el *MSP-50E* desarrollado por *Mitsubishi Electric Engineering Corporation*⁽³⁾ pero cuya viabilidad comercial aun no ha sido confirmada; y el *Audio Beam* creado por la empresa alemana *Senheiser*⁽⁴⁾.

(1) <http://www.holosonics.com/>

(2) <http://www.lradx.com/site/>

(3) <http://www.mee.co.jp/>

(4) http://www.sennheiserusa.com/serviceandsupport_downloadarea_archive

II.2 Teoría del array paramétrico

En este apartado se expone un conjunto de fundamentos físicos que han utilizado distintos autores para caracterizar el fenómeno no lineal de generación de una frecuencia inferior a partir de la emisión de otras de mayor frecuencia. Con ello, a partir de principios básicos de la mecánica de fluidos, se exponen las ecuaciones no lineales más habituales en acústica y, a partir de la ecuación de Westervelt, se encuentra una solución mediante dos técnicas equivalentes (emisión de dos frecuencias y emisión de una frecuencia modulada en amplitud), importantes en el desarrollo de la teoría del array paramétrico tanto por su generalidad, como por su aplicación a la emisión en aire (audio paramétrico).

II.2.1 Planteamiento del problema: las 3 distancias características

Como es sabido, cuando una onda armónica de amplitud finita con frecuencia f_0 se propaga en un fluido, su perfil cambia progresivamente (se deforma) debido a la diferencia de velocidad de propagación de sus distintas partes, de modo que los puntos con mayor presión (crestas) se desplazan más rápidamente que los de menor presión (valles). Así, dicho perfil se va haciendo más abrupto en la propagación hasta alcanzar una forma en “diente de sierra” cuando la onda recorre la conocida **distancia de choche**. En el dominio de frecuencias, este fenómeno se traduce en la aparición de armónicos (altas frecuencias) o distorsión: $n \cdot f_0$, con n entero. Éste es el origen de la acústica no lineal.

Cuando dos ondas acústicas con frecuencias f_1 y f_2 interactúan en el espacio y en el tiempo, según la teoría lineal y a consecuencia del principio de superposición, el campo acústico resultante presenta únicamente distintas contribuciones de las frecuencias iniciales f_1 y f_2 . No obstante, la interacción de dos ondas acústicas de frecuencias f_1 y f_2 de amplitud finita da lugar, debido a la no linealidad del medio, a la aparición de un conjunto de frecuencias secundarias que son combinación de éstas, en general: $|n \cdot f_1 \pm m \cdot f_2|$ con n y m enteros. El siguiente esquema ilustra ambas situaciones:

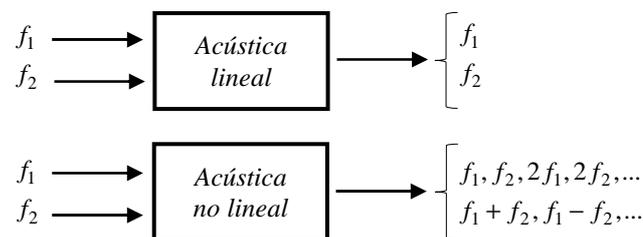


Fig.4. Frecuencias resultantes en un sistema acústico lineal frente a uno no lineal.

De entre los diversidad de estudios realizados sobre este fenómeno [20][21], en este trabajo se presta especial atención a la formación de la frecuencia diferencia $|f_1 - f_2|$ a consecuencia de la interacción no lineal de dos ondas de frecuencias f_1 y f_2 de amplitud finita emitidas por un pistón plano circular. Con ello, se pretende analizar las propiedades (directividad, atenuación,...) de la frecuencia diferencia **audible** y compararla con las de las frecuencias primarias ultrasónicas (no audibles).

Este proceso de interacción no lineal se conoce como *scattering of sound by sound* y, como se ha comentado, fue analizado por primera vez por Westervelt aunque posteriormente su análisis se generalizó mediante la conocida teoría de *auto-demodulación* del medio en el que, en vez de emitir una onda de dos frecuencias, se emite una onda de frecuencia dada (portadora) modulada en amplitud con otra de frecuencia más baja (moduladora), siendo el propio medio quien se encarga, por efectos no lineales, de demodular la onda emitida dando lugar a nuevas frecuencias.

En todos los casos, a medida que se propaga la onda primaria en su eje de propagación (sea suma de dos frecuencias o sea modulada en amplitud), ésta va dando lugar progresivamente (por la no linealidad del medio) a un campo acústico que contiene un conjunto de frecuencias que no estaban presentes en la onda primaria por lo que, además, cada una de ellas será absorbida con distinta intensidad (efecto de la disipación) por el propio medio. Por ello, el proceso de generación no lineal de nuevas frecuencias estará limitado a una distancia respecto al transductor, llamada *longitud del array*, *distancia de interacción* o **longitud de absorción**, de modo que dicho proceso puede ser visualizado como el resultado de la existencia de un conjunto de fuentes acústicas virtuales (array) contenidas a lo largo de la longitud de interacción. Ésta visión del proceso le dio el nombre de *array paramétrico*. El siguiente esquema ilustra esta situación:

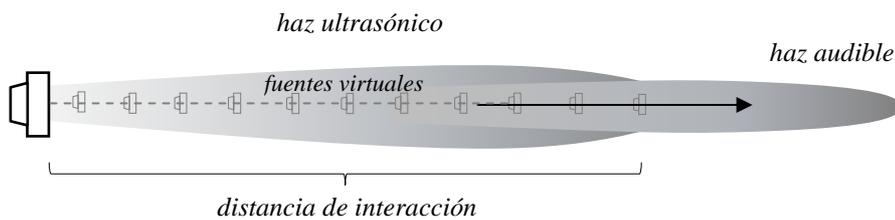


Fig.5. Esquema del comportamiento del array paramétrico audible.

Aunque la longitud del array depende de distintos factores, analizaremos el principal: la absorción. Como es sabido, el coeficiente de absorción de las frecuencias primarias f_1 y f_2 y frecuencia suma f_1+f_2 son elevadas en comparación con el de la frecuencia diferencia $|f_1-f_2|$, de modo que las primeras decaen más rápidamente mientras que la frecuencia diferencia se podrá propagar a mayores distancias. Así, la longitud de absorción quedará determinada por la absorción de las frecuencias primarias. Además, la absorción es responsable de que los lóbulos laterales de la frecuencia diferencia disminuyan en comparación con los de la radiación directa por un pistón plano.

Por último, dado que estamos estudiando un fenómeno de emisión, debe tenerse en cuenta el campo cercano del transductor para las frecuencias primarias radiadas de modo que, en dicha región (zona de Fresnel), la radiación está contenida principalmente en un cilindro de longitud la **distancia de Rayleigh** y de sección la correspondiente a la superficie del transductor mientras que, en el campo lejano, empieza la divergencia esférica de la radiación y la energía se expande más rápidamente.

Resumiendo, tendremos que tener en cuenta el valor de las tres distancias características del problema asociadas con el problema de propagación que estamos estudiando, a saber: distancia de Rayleigh, longitud de absorción y distancia de choque. Dependiendo del valor de estas tres distancias, se deben utilizar distintos modelos matemáticos para predecir correctamente el campo acústico de las ondas secundarias. A continuación se muestran las conocidas expresiones para cada una de estas distancias así como la teoría válidamente aceptada cuando el problema está limitado principalmente por cada una de ellas [19]:

$$\begin{aligned} \text{Distancia de Rayleigh: } L_R &= \frac{ka^2}{2} = \frac{\pi a^2}{\lambda} && \rightarrow && \text{Teoría de Westervelt [7]} \\ \text{Distancia de absorción: } L_A &= \frac{1}{\alpha} && \rightarrow && \text{Teoría de Berkay y Leahy [10]} \\ \text{Distancia de choque: } L_S &= \frac{1}{\beta k M} && \rightarrow && \text{Teoría de Mellen y Moffett [12]} \end{aligned}$$

donde:

- α coeficiente de absorción medio de las frecuencias primarias.
- a radio del pistón.
- λ longitud de onda de la frecuencia primaria media $(f_1+f_2)/2$.
- k número de onda de la frecuencia primaria media $(f_1+f_2)/2$.
- β coeficiente de no linealidad del medio: $\beta = 1 + B/2A$.
- M número de Mach acústico: $M = v/c_0$.

Además, como viene siendo habitual en física de fluidos, a partir de estas tres distancias características del problema, podemos obtener dos números adimensionales $X=L_A/L_S$ e $Y=L_A/L_R$ (notación de Golberg) cuya representación en un eje cartesiano nos permita conocer las aproximaciones válidas que podemos coger de la teoría, para contrastar los resultados experimentales. En este sentido, en el apartado V.1.2, se muestra un gráfico con la configuración en cada uno de los experimentos que hemos realizado en el laboratorio para la elaboración de este trabajo.

II.2.2 Formulación del problema

Dado que todo el proceso tiene lugar en un medio fluido, el punto de partida serán las **ecuaciones fundamentales de la dinámica de fluidos** que, como es sabido, están asociadas a la conservación de distintas magnitudes físicas:

$$\text{Conservación de la masa: } \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \bar{u}) = 0 \quad (1)$$

$$\text{Conservación del momento: } \rho D\bar{u} = \rho \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} + (\bar{u} \nabla) \bar{u} \right) = -\nabla P + \eta \nabla^2 \bar{u} + \left(\zeta + \frac{1}{3} \eta \right) \nabla(\nabla \bar{u}) \quad (2)$$

$$\text{Conservación de la energía: } \rho T \left(\frac{\partial S}{\partial t} + (\bar{u} \nabla) S \right) = \frac{\eta}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ik} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right)^2 + \zeta (\nabla \bar{u})^2 + \kappa \nabla^2 T \quad (3)$$

donde:

ρ densidad del medio.

\bar{u} velocidad de las partículas del fluido.

P, T, S variables termodinámicas: presión, temperatura y entropía.

η, ζ coeficientes de viscosidad de cizalla y de volumen.

κ conductividad térmica.

Para tratar un problema acústico, se consideran las nuevas variables $p' = P - P_0$, $\rho' = \rho - \rho_0$ y $s' = S - S_0$, donde P_0 y ρ_0 corresponden a los valores de presión y densidad cuando el medio está en equilibrio. Además, para completar el conjunto de ecuaciones del problema acústico, se necesita una ecuación de estado, en general $P = P(\rho, S)$ que, desarrollando en serie de Taylor, queda:

$$p' = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s \rho' + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 p}{\partial \rho^2} \right)_s \rho'^2 + \dots = c_0^2 \rho' + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 c}{\partial \rho} \right)_s \rho'^2 + \dots \quad (4)$$

donde:

c_0 velocidad del sonido para pequeñas perturbaciones (considerando únicamente un término en el desarrollo de la ecuación de estado).

c velocidad del sonido, variable con la densidad del fluido: $c = \sqrt{\partial p / \partial \rho}$

En adelante, consideraremos una forma particular para la **ecuación de estado**, la ecuación de estado adiabática para un gas:

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma, \text{ siendo } \gamma = \frac{C_p}{C_v} : \text{índice adiabático} \quad (5)$$

donde:

C_p, C_v son el calor específico a presión y a volumen constante.

La ecuación de Westervelt (sin disipación)

A partir de las ecuaciones anteriores (1,2,3,4), despreciando los efectos disipativos y considerando únicamente los dos primeros términos de la ecuación de estado: $p' = c_0^2 \rho' + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 c}{\partial \rho} \right)_s \rho'^2$, se obtiene la

ecuación de Westervelt, que describe la evolución de ondas progresivas en un medio no lineal:

$$\nabla^2 p' - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} = - \frac{\beta}{\rho_0 c_0^4} \frac{\partial^2 p'^2}{\partial t^2} \tag{6}$$

donde:

β parámetro de no linealidad: $\beta = \frac{\gamma+1}{2} = 1 + \frac{B}{2A}$, donde los valores para B/A están tabulados.

La ecuación de Burgers (con disipación)

Cuando los efectos de disipación no son despreciables, teniendo en cuenta posibles variaciones de entropía de primer orden en la ecuación de estado: $p' = c_0^2 \rho' + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 c}{\partial \rho} \right)_s \rho'^2 + \left(\frac{\partial p}{\partial s} \right)_\rho s'$, se obtiene la ecuación de Burgers, que describe la evolución de ondas progresivas planas en un medio no lineal y viscoso:

$$\frac{\partial p'}{\partial x} = \frac{\beta}{\rho_0 c_0^2} p' \frac{\partial p'}{\partial \tau} + \frac{\theta}{2 \rho_0 c_0^3} \frac{\partial^2 p'}{\partial \tau^2} \tag{7}$$

donde:

θ representa la disipación: $\theta = \xi + \frac{4}{3} \eta + \kappa \left(\frac{1}{C_V} - \frac{1}{C_P} \right)$

τ coordenada espacial “viajera”: $\tau = x - c_0 t$

La ecuación de Khokhlov-Zabolotskaya-Kuznetov (con disipación y difracción)

En general, cuando las ondas no puedan considerarse planas y sea necesario tener en cuenta el efecto de difracción, considerando que éste puede ser considerado como una “difusión transversal” del campo, proceso por el cual la energía “escapa” en la dirección perpendicular a la propagación de la onda, se obtiene la ecuación KZK, que describe la evolución de ondas progresivas (planas o no) en un medio no lineal y viscoso:

$$\frac{\partial^2 p'}{\partial \tau \partial x} = \frac{\beta}{2 \rho_0 c_0^2} \frac{\partial^2 p'^2}{\partial \tau^2} + \frac{\theta}{2 \rho_0 c_0^3} \frac{\partial^3 p'}{\partial \tau^3} + \frac{c_0}{2} \nabla_{\perp}^2 p' \tag{8}$$

donde:

∇_{\perp} Operador laplaciano perpendicular a la dirección de propagación: $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$

II.2.3 Solución de la ecuación de Westervelt

A partir de cualquiera de las anteriores tres ecuaciones (6,7,8) podemos obtener distintas expresiones teóricas que describen el efecto paramétrico que estamos estudiando, cada una con su alcance y limitaciones. En este trabajo se desarrolla la solución de la ecuación más sencilla de todas, la ecuación de Westervelt y se exponen la solución a la ecuación más compleja de ellas, la ecuación KZK. Con ello, pretendemos mostrar técnicas para contrastar los resultados experimentales obtenidos.

Para resolver la ecuación de Westervelt, reescribiremos dicha ecuación haciendo referencia a la nomenclatura habitual en la bibliografía sobre el efecto paramétrico:

$$\nabla^2 p' - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p'}{\partial t^2} = -\rho_0 \frac{\partial q}{\partial t} \quad (9)$$

donde:

- p' presión acústica de la onda resultante que, en general, contiene todos los armónicos secundarios, incluyendo la frecuencia diferencia f_d (paramétrico).
- q fuente acústica que da lugar al paramétrico, que contiene las ondas primarias p_i y es responsable de la perturbación acústica que da lugar a las ondas acústicas secundarias:

$$q = \frac{\beta}{\rho_0^2 c_0^4} \frac{\partial}{\partial t} p_i^2 \quad (10)$$

Así, esta ecuación será el punto de partida de los siguientes apartados, que consistirán en introducir una expresión para los haces primarios p_i y resolver la ecuación para obtener el campo acústico correspondiente p . A continuación se expone una resolución mediante el **método perturbativo**.

Para ello, tenemos que partir de la serie de potencias de la magnitud física en cuestión, la presión:

$$p' = p_0 + \varepsilon \cdot p_1 + \varepsilon^2 \cdot p_2 + \dots = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon^n p_n \quad (11)$$

donde:

- p_0 primera aproximación a la solución. Es solución de la ecuación anterior en el caso límite de amplitud infinitesimal (aproximación lineal), es decir, con $\beta=0$:

$$\nabla^2 p_0 - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p_0}{\partial t^2} = 0 \quad (12)$$

- p_1 primera corrección a la aproximación lineal (segundo orden). Se obtiene considerando la solución $p = p_0 + \varepsilon \cdot p_1$, sustituyendo en (11) y sabiendo que p_0 satisface (12):

$$\nabla^2(p_0 + p_1) - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2(p_0 + p_1)}{\partial t^2} = -\rho_0 \frac{\partial q}{\partial t} \rightarrow \nabla^2 p_1 - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p_1}{\partial t^2} = -\rho_0 \frac{\partial q}{\partial t} \quad (13)$$

p_n sucesivas correcciones a la aproximación lineal. Se obtienen sustituyendo la solución $p = p_0 + \varepsilon p_1 + \dots + \varepsilon^n \cdot p_n$ en la ecuación (11), conocida la relación que satisfacen los p_{n-1} términos anteriores.

En este desarrollo consideraremos hasta la primera corrección de segundo orden, hipótesis que es bastante satisfactoria cuando se aplica a casos que no están cerca de la formación de ondas de choque [1], de modo que la distribución de presiones correspondientes únicamente a los *armónicos secundarios* vendrá dada por la ecuación (13) que, haciendo cambio de notación, queda como:

$$\nabla^2 p_s - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p_s}{\partial t^2} = -\rho_0 \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\beta}{\rho_0^2 c_0^4} \frac{\partial^2 p_i^2}{\partial t^2} \right) \quad (14)$$

Para resolver esta ecuación, en todos los apartados se hará referencia a la siguiente geometría:

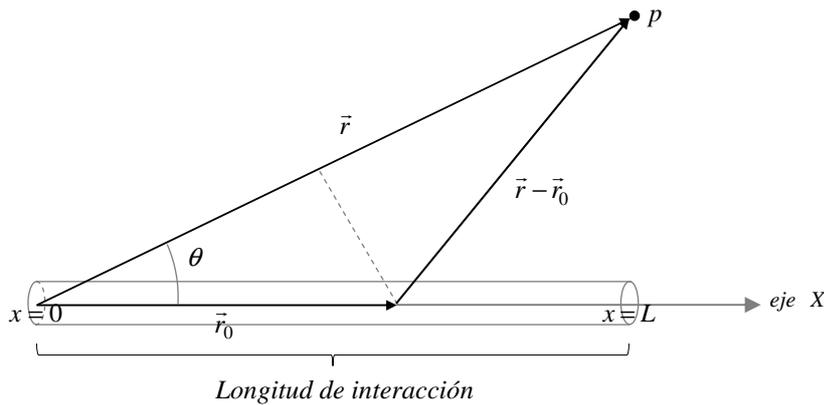


Fig.7. Geometría del problema para resolver la ecuación de Westervelt.

Para resolver la ecuación (14), ecuación diferencial no homogénea, se utiliza el **método de las funciones de Green** independientes del tiempo en campo libre, cuya función se define como:

$$g_f(r, r_0) = -\frac{e^{-ik|r-r_0|}}{4\pi|r-r_0|} \quad (15)$$

Realizando la integral de volumen de la ecuación (14) y sustituyendo éste término en la integral, la solución general a la ecuación de Westervelt viene dada por:

$$p_s(r) = -\frac{1}{4\pi} \int \frac{\beta}{\rho_0 c_0^4} \frac{\partial^2 p_i^2}{\partial t^2} \frac{e^{-ik|r-r_0|}}{|r-r_0|} dV \quad (16)$$

Caso general: modulación de amplitud (self-demodulation)

El método general para la generación no lineal de una frecuencia audible a partir de frecuencias ultrasónicas es mediante la modulación de amplitud [8,18]. Este método consiste en modular en amplitud una frecuencia ultrasónica mediante una frecuencia audible, que es demodulada en el medio a través de los efectos no lineales, proceso llamado *auto-demodulación*. Se considera una onda AM:

$$p_i(t) = p_p E(t) \sin(2\pi f_p t - k_p x) e^{-\alpha x} \tag{17}$$

donde:

p_p, f_p, k_p amplitud, frecuencia y número de onda de la onda portadora.

α coeficiente de absorción correspondiente a la frecuencia portadora.

$E(t)$ modulación envolvente, definida por la onda moduladora. En este trabajo, tal y como exponen algunos autores [37], se utiliza la técnica de modulación de *dobles bandas laterales sin portadora* (DSBAM-SC) con lo que la envolvente toma la forma: $E(t) = mg(t - x/c_0)$, siendo m la profundidad de la modulación y $g(t - x/c_0)$ la señal de audio deseada.

Entonces, sustituyendo la expresión del campo primario (17) en la ecuación (16) e integrando, se obtiene la distribución de presiones de la frecuencia paramétrica a lo largo del eje de radiación:

$$p_d(r) = p_p^2 \frac{S\beta m^2}{16\pi\rho_0 c_0^4} \frac{1}{r} \frac{1}{\alpha} \frac{\partial^2}{\partial t^2} [g(t - r/c_0)] \tag{18}$$

De este primer desarrollo podemos extraer algunas propiedades del campo acústico paramétrico:

- La amplitud del paramétrico depende del cuadrado de la amplitud de la onda con frecuencia primaria.
- La disipación del paramétrico es inversamente proporcional a la distancia propagada.
- La dependencia temporal del paramétrico depende de la segunda derivada del cuadrado de la envolvente, o bien, de la de la función $g(t)$ que define la envolvente.

En el siguiente apartado (II.2.4) se obtendrá una solución particular para el caso concreto de una onda monocromática modulada por otra de menor frecuencia (sinusoidal pura), de modo que la onda moduladora toma la forma: $g(t - x/c_0) = \sin(2\pi f_m t - k_m x)$. Una representación de la onda resultante p_i , en tiempo y en frecuencia, para este tipo de modulación es:

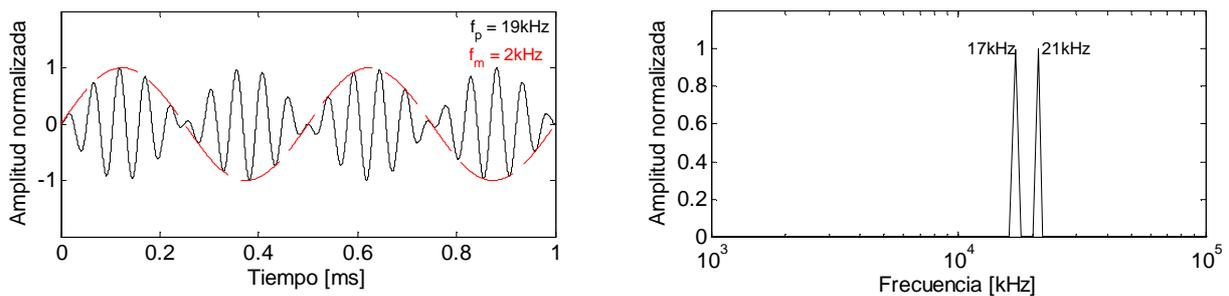


Fig.8. Onda modulada y onda moduladora en tiempo y frecuencia.

Caso particular: interacción no lineal de dos ondas monocromáticas (scattering of sound by sound)

A partir de los resultados anteriores (y siguiendo los pasos de Westervelt), se va a desarrollar la teoría de la interacción no lineal de dos ondas armónicas de frecuencias dadas y, con ello, se mostrará la equivalencia entre éstos resultados y los obtenidos mediante el método general de auto-demodulación.

Se considera un pistón plano que se excita simultáneamente con dos frecuencias cercanas f_1 y f_2 de la misma amplitud p_0 , asumiendo que las ondas primarias resultantes son planas, colineales y perfectamente colimadas en el volumen de interacción:

$$\left. \begin{aligned} p_1 &= p_0 e^{-\alpha x} \cos(2\pi f_1 t - k_1 x) \\ p_2 &= p_0 e^{-\alpha x} \cos(2\pi f_2 t - k_2 x) \end{aligned} \right\} \text{ondas primarias} \rightarrow p_i = p_1 + p_2 \quad (19)$$

donde:

α coeficiente de absorción medio de ambas frecuencias primarias: $\alpha = (\alpha_1 + \alpha_2)/2$; se considera mucho mayor que el correspondiente a la frecuencia diferencia $f_d = |f_1 - f_2|$, es decir: $\alpha \gg \alpha_d$.

Para entender mejor la relación entre el caso general de onda modulada y este caso particular, se va a obtener la forma de la onda modulada equivalente a la onda primaria que estamos considerando:

$$p_i = p_1 + p_2 = p_0 e^{-\alpha x} [\cos(2\pi f_1 t - k_1 x) + \cos(2\pi f_2 t - k_2 x)] = \underbrace{p_0}_{p_d} \underbrace{2 \sin(2\pi \frac{f_d}{2} t - \frac{k_d}{2} x)}_{E(t)} \cos(2\pi \frac{f_+}{2} t - \frac{k_+}{2} x) e^{-\alpha x} \quad (20)$$

Entonces, la onda primaria equivale a una onda portadora cosenoidal de frecuencia $f_+/2 = (f_1 + f_2)/2$, modulada en amplitud por una onda sinusoidal de frecuencia $f_d/2 = (f_1 - f_2)/2$, con el doble de amplitud. Además, se observa que la onda secundaria p_d no corresponde exactamente con la envolvente de la onda primaria p_i y que la amplitud de ésta es el doble de la amplitud de las ondas primarias p_1 y p_2 .

Una representación de la onda resultante p_i , en tiempo y en frecuencia, para dos frecuencias primarias f_1 y f_2 , así como de la onda moduladora resultante, ayuda a comprender estos resultados:

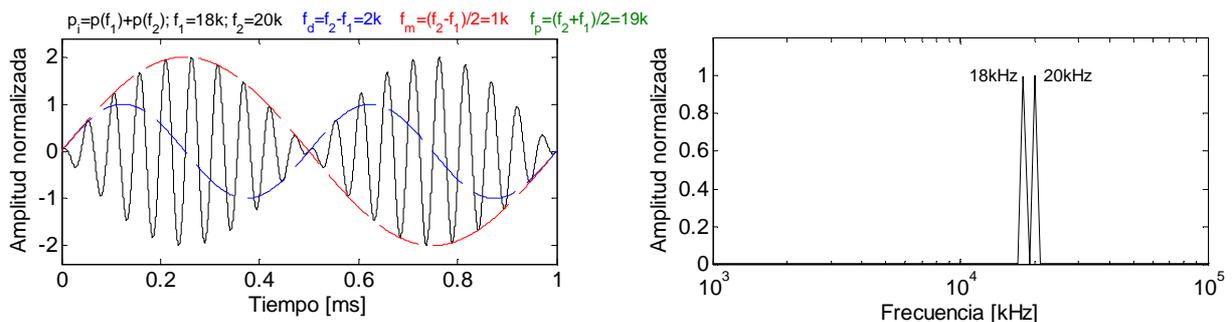


Fig.9. Onda modulada, onda moduladora y onda con frecuencia diferencia en tiempo y frecuencia.

Aparición de las frecuencias secundarias ($f_d=f_2-f_1, f_+=f_2 + f_1, 2f_d, 3f_d, \dots$)

A continuación obtendremos el campo acústico generado por la onda primaria (19) que estamos considerando. En primer lugar, se desarrolla el término *fente acústica* (10) para observar explícitamente las contribuciones energéticas de las diferentes frecuencias que aparecen en el medio:

$$q = \frac{\beta}{\rho_0 c_0^4} \frac{\partial^2 p_i^2}{\partial t^2} = \frac{\beta}{\rho_0 c_0^4} \frac{\partial^2 (p_1 + p_2)^2}{\partial t^2} =$$

$$= \frac{\beta}{\rho_0 c_0^4} p_0^2 e^{-2\alpha x} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[\underbrace{\cos^2(2\pi f_1 t - k_1 x)}_I + \underbrace{\cos^2(2\pi f_2 t - k_2 x)}_{II} + \underbrace{2 \cos(2\pi f_1 t - k_1 x) \cos(2\pi f_2 t - k_2 x)}_{III} \right] \quad (21)$$

Desarrollemos cada término del corchete:

$$I \longrightarrow \cos^2(2\pi f_1 t - k_1 x) = \cos(2\pi(2f_1)t - 2k_1 x) + \sin^2(2\pi f_1 t - k_1 x) \quad (22)$$

$$II \longrightarrow \cos^2(2\pi f_2 t - k_2 x) = \cos(2\pi(2f_2)t - 2k_2 x) + \sin^2(2\pi f_2 t - k_2 x) \quad (23)$$

$$III \longrightarrow 2 \cos(2\pi f_1 t - k_1 x) \cos(2\pi f_2 t - k_2 x) = \cos[2\pi(f_1 + f_2)t - (k_1 + k_2)x] + \cos[2\pi(f_1 - f_2)t - (k_1 - k_2)x] + \dots \quad (24)$$

Los dos primeros términos (23,24) contribuyen al segundo armónico de las ondas primarias ($2f_1, 2f_2$), el tercer término (25) contribuye a la frecuencia suma $f_1 + f_2$ y diferencia $f_1 - f_2$. Entonces, si se ignoran todos estos términos que contribuyen a frecuencias superiores (dado que se atenúan más rápidamente) y únicamente se considera el término que contribuye a la frecuencia diferencia f_d queda:

$$q = \frac{\beta}{\rho_0 c_0^4} p_0^2 e^{-2\alpha x} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \cos[2\pi(f_1 - f_2)t - (k_1 - k_2)x] = \frac{\beta}{\rho_0 c_0^4} p_0^2 e^{-2\alpha x} \frac{\partial^2 \cos[2\pi f_d t - k_d x]}{\partial t^2} \quad (25)$$

Sustituyendo esta expresión en la ecuación de Westervelt (16), el campo acústico del paramétrico es:

$$p_d(r) = -\frac{1}{4\pi} \int \frac{\beta p_0^2 e^{-2\alpha x} (2\pi)^2 f_d^2 \cos[2\pi f_d t - k_d x] e^{-ik_d |r-r_0|}}{\rho_0 c_0^4 |r-r_0|} dV \quad (26)$$

Que, para hacer la integral más cómoda de resolver, escribiremos el coseno en forma exponencial compleja y tomaremos únicamente la parte real:

$$p_d(r) = \text{Re} \left\{ -\frac{1}{4\pi} \int \frac{\beta p_0^2 e^{-2\alpha x} (2\pi)^2 f_d^2 e^{i(2\pi f_d t - k_d x)} e^{-ik_d |r-r_0|}}{\rho_0^2 c_0^4 |r-r_0|} dV \right\} \quad (27)$$

Solución en campo lejano

Para resolver esta integral, se hacen ciertas suposiciones que nos permiten determinar los límites del volumen de integración. Utilizando la aproximación en campo lejano, es decir, considerando que la distancia de observación es mucho mayor que la longitud de interacción ($r \gg L$) y que la longitud de onda del paramétrico es mucho mayor que el diámetro del pistón ($\lambda_d = 2\pi/k_d \gg d$) en la extensión transversal del volumen, tomando coordenadas polares la integral (27) se simplifica a:

$$p_d(r, \theta) = -\frac{1}{4\pi} \int_V \frac{\beta p_0^2 e^{-2\alpha x} (2\pi)^2 f_d^2 e^{i(2\pi f_d t - k_d x)} e^{-ik_d(r-x\cos(\theta))}}{\rho_0 c_0^4 r} dV \quad (28)$$

Reemplazando el elemento diferencial de volumen dV por $S \cdot dx$, la integral se simplifica a una dimensión (la distancia a lo largo del eje de propagación) de modo que los límites de integración quedan determinados por la *longitud del array*:

$$p_d(r, \theta) = -\frac{S\beta p_0^2 (2\pi)^2 f_d^2 e^{i(2\pi f_d t - k_d x)}}{4\pi\rho_0 c_0^4 r} \int_0^l e^{ix(-k_d + 2i\alpha + k_d \cos(\theta))} dx \quad (29)$$

Considerando que $\alpha \cdot l \gg 1$, es decir, que medimos cuando ya se ha formado el paramétrico, el límite de la integral lo podemos considerar infinito:

$$p_d(r, \theta) = -\frac{S\beta p_0^2 (2\pi)^2 f_d^2 e^{i(2\pi f_d t - k_d r)}}{4\pi\rho_0 c_0^4 r} \left[\frac{e^{ix(-k_d + 2i\alpha + k_d \cos(\theta))}}{i(-k_d + 2i\alpha + k_d \cos(\theta))} \right]_0^\infty \quad (30)$$

Sustituyendo los límites y utilizando identidades trigonométricas elementales, se llega a:

$$p_d(r, \theta) = -\frac{S\beta p_0^2 (2\pi)^2 f_d^2 e^{i(2\pi f_d t - k_d r)}}{8\pi\rho_0 c_0^4 r \alpha} \left[\frac{1}{1 + \frac{k_d}{\alpha} \sin^2(\theta/2)} \right] \quad (31)$$

Entonces, el campo acústico de la frecuencia diferencia corresponde a dos términos, uno correspondiente a la propagación a lo largo del eje de radiación, y otro que da cuenta de la directividad del paramétrico: $p_d(r, \theta) = P_{ax}(r) \cdot H(\theta)$, con:

$$P_{ax}(r) = -\frac{S\beta p_0^2 (2\pi f_d)^2 e^{i(2\pi f_d t - k_d r)}}{8\pi\rho_0 c_0^4 r \alpha} \quad (32)$$

$$H(\theta) = \left[\frac{1}{1 + \frac{k_d}{\alpha} \sin^2(\theta/2)} \right] \quad (33)$$

Las siguientes figuras muestran la directividad del paramétrico según la teoría de Westervelt (33), emitiendo en aire, para las dos configuraciones analizadas en este trabajo:

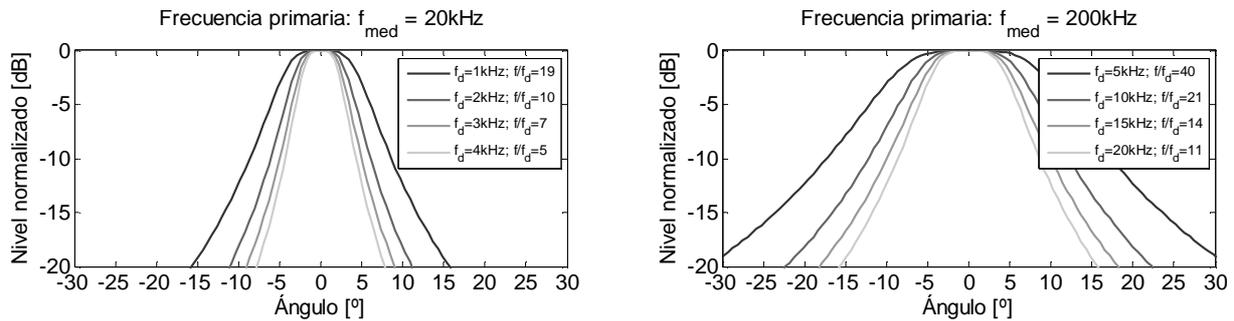


Fig.10. Representación de la directividad del paramétrico según la aproximación de Westervelt.

Algunas de las características de la directividad son:

- El parámetro que determina la directividad del paramétrico es la relación f/f_d , de manera que cuanto más próximas estén la frecuencia primaria media f y la frecuencia diferencia f_d más estrecha será la directividad de ésta.
- Para una misma relación f/f_d , conforme mayor es la absorción del medio menor es la directividad del paramétrico, dado que las frecuencias primarias no se propagan lo suficiente para que f_d adquiera mayor directividad.

Las siguientes figuras muestran la atenuación del paramétrico (32) para estas configuraciones, donde la línea vertical discontinua [- -] marca la distancia de absorción $L_A=1/\alpha$, a partir de la cual es aplicable la teoría de Westervelt:

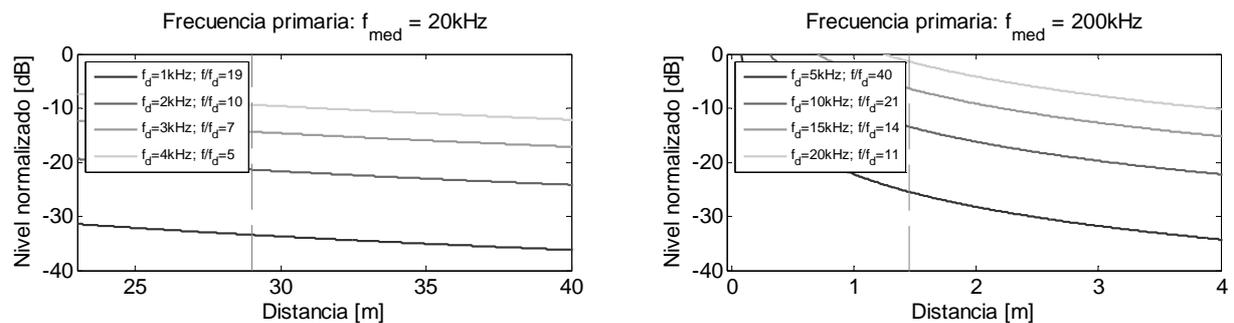


Fig.11. Representación de la atenuación del paramétrico según la aproximación de Westervelt.

Algunas de las características de la atenuación son:

- La amplitud de la atenuación disminuye inversamente con la distancia, de modo que al tratar con niveles de presión ésta disminuye 6 dB al duplicar la distancia.
- La amplitud de la frecuencia paramétrica depende cuadráticamente con dicha frecuencia, de modo que el nivel de presión es mayor para elevadas frecuencias del paramétrico, aunque estos valores dependen sustancialmente de las propiedades del transductor así como de la distancia a la que se forma el campo lejano.

II.2.4. Solución de la ecuación KZK

Una vez expuesto un desarrollo sencillo, con sus limitaciones, en el que han ido apareciendo algunas de las peculiaridades del campo acústico de la frecuencia paramétrica así como de las aproximaciones más comunes en la teoría, vamos a comentar algunos resultados de la solución a la ecuación KZK, la más completa de las mostradas anteriormente. Aunque no se conoce una solución analítica del efecto paramétrico para la ecuación KZK, existen distintas aproximaciones tanto a nivel numérico [35] como analítico [9] que permiten extraer algunos resultados de interés para contrastar las medidas obtenidas.

Suponiendo que la no linealidad del medio es pequeña y que la solución en campo lejano se aproxima mediante una solución cuasi-lineal, en [3] se obtiene la siguiente solución de la ecuación KZK que nos permite compararla fácilmente con la aproximación de Westervelt:

$$p_d(r, \theta) = -\frac{j\beta p_0^2 (2\pi)^2 f_d^2}{4\rho_0 c_0^4 r \alpha} D_W(\theta) D_A(\theta) \exp\left(-\frac{jk_d \tan^2 \theta}{2} r\right) \tag{34}$$

donde:

$$D_A(\theta) = \frac{2J_1(k_d a \tan \theta)}{k_d a \tan \theta} \text{ es el factor de apertura, con } J_1 \text{ la función Bessel de orden cero y primera especie.} \tag{35}$$

$$D_W(\theta) = H(\theta) \text{ es la directividad obtenida según la teoría de Westervelt.} \tag{=33}$$

Entonces, la directividad del paramétrico es el producto de dos patrones de directividad así como de un factor exponencial complejo que depende tanto del ángulo como de la distancia. No obstante, si se mide en campo lejano del paramétrico y se cumplen las condiciones de aplicabilidad de Westervelt la directividad tenderá al factor D_W mientras que para puntos situados en campo cercano la directividad de éste será más ancha y se aproximará al factor de apertura D_A [42].

Las siguientes figuras muestran el patrón de directividad según esta aproximación de la solución KZK (34), así como la comparación entre la teoría de Westervelt (33), aproximación de campo lejano, y el patrón de directividad del factor de apertura (35), aproximación de campo cercano.

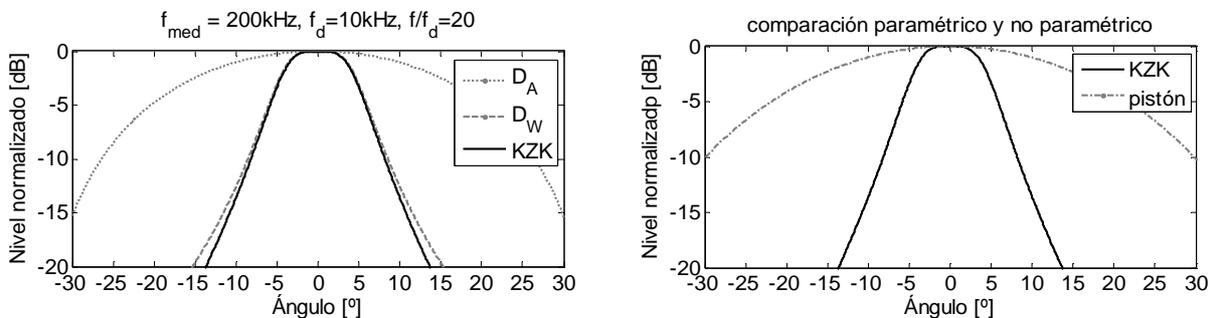


Fig.12. Representación de la directividad del paramétrico según la solución aproximada de la ecuación KZK (izquierda) y contraste con la directividad de un pistón plano (dercha), ver apartado IV.2.

Para una explicación más profunda, partiendo de la ecuación KZK véase, por ejemplo [3,40,42,44].

III. DESCRIPCIÓN DE LA METODOLOGÍA EMPLEADA

III.1 Metodología experimental

Para obtener datos experimentales con el fin de contrastarlos con el modelo teórico expuesto en la sección I, ha sido necesaria la implementación de una metodología específica que contemple la posibilidad de registrar la frecuencia paramétrica y analizar su directividad y atenuación, principalmente. En concreto, dado que la emisión se realiza en el rango frecuencial de los ultrasonidos, y la recepción se realiza en el rango audible, resulta necesario distinguir una parte del sistema electroacústico correspondiente a las altas frecuencias y otra para el audio. Con ello, después de realizar un gran número de medidas en el laboratorio D203 del DFA de la EPSG, analizando aspectos concretos del paramétrico con un rango angular limitado y un ruido de fondo considerable, ha sido necesario mejorar el proceso de medición en el ambiente acústico que ofrece la cámara anecoica de la EPSG. En el apartado III.1.1 se describe el montaje experimental correspondiente.

Además, dado que las medidas se han realizado tanto emitiendo directamente al aire, como a través de un medio intermedio (agua y glicerina), éstas han tenido que efectuarse emitiendo hacia arriba para evitar derrames e inclinación de la superficie del fluido, por lo que ha sido necesario construir un dispositivo para medir la directividad y atenuación en un plano vertical. En el apartado III.1.2 se describe el diseño de dicho instrumento.

Con todo, dadas las condiciones especiales que implican estos experimentos, y con el fin de realizar unas medidas lo más precisas posibles, se ha implementado una aplicación para el control de todos los instrumentos intervinientes en el proceso de medición (salvo el motor de giro) mediante la herramienta LabVIEW. En el apartado III.1.3 se describe el software creado a tal efecto.

III.1.1 Montaje y conexionado

El siguiente esquema ilustra el montaje y conexionado de los distintos equipos utilizados:

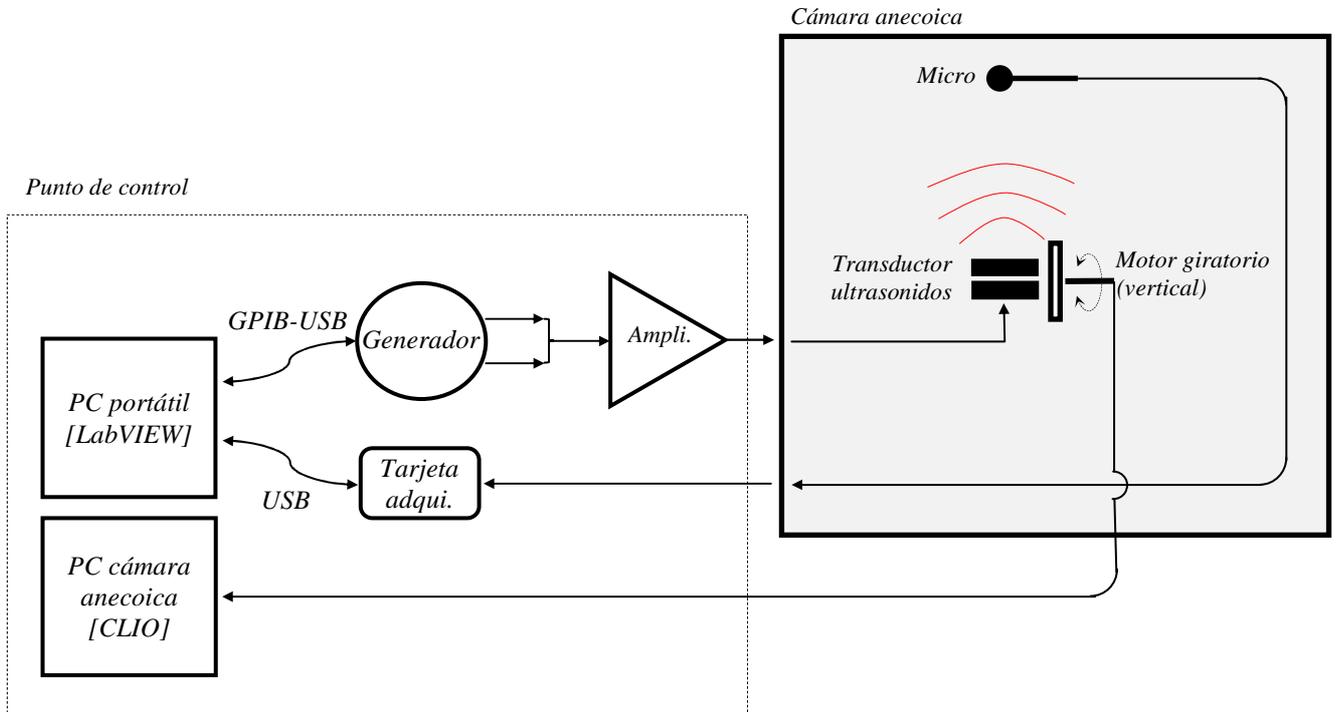


Fig. 13. Esquema del montaje para la realización de las medidas.

La fotografía muestra el lugar de control del proceso de medición, junto a la cámara anecoica:

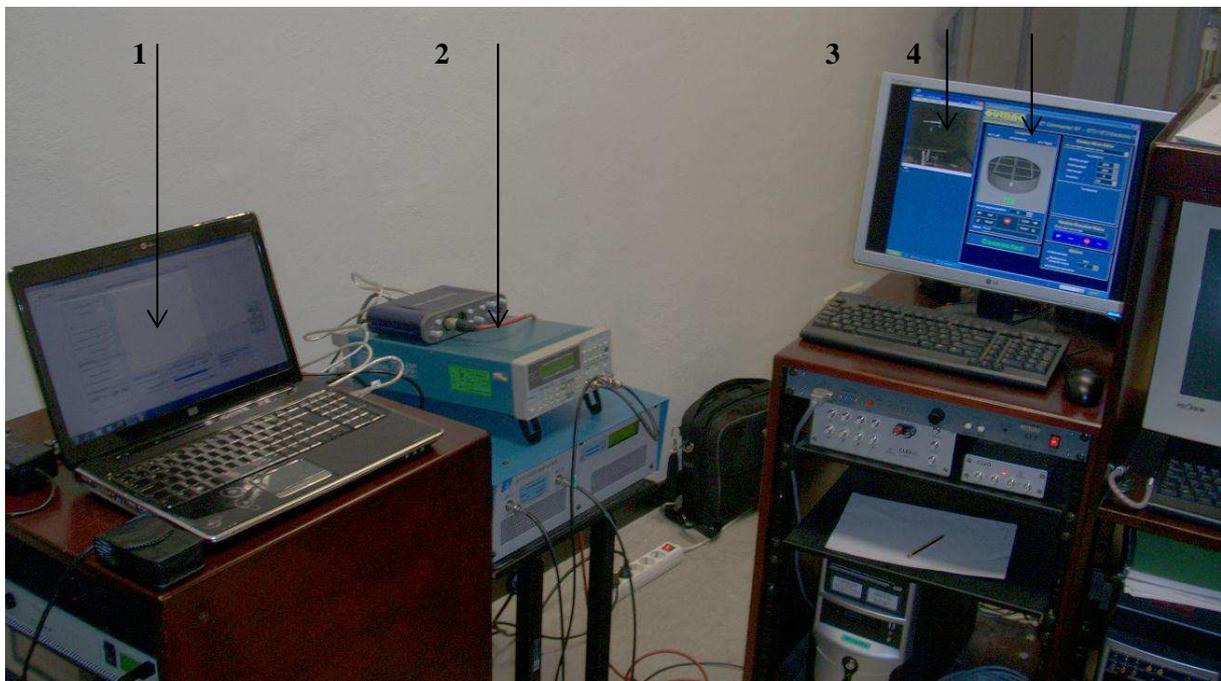


Fig. 14. Fotografía de la zona de control de las mediciones. Leyenda:

- 1- PC portátil con programa en LabVIEW para automatizar el proceso de emisión/grabación.
- 2- Equipo: generador de funciones (2 canales), tarjeta de adquisición externa y amplificador.
- 3- Webcam para visualizar el montaje y las mediciones en el interior de la cámara anecoica.
- 4- Panel principal del software para controlar el motor de giro.

III.1.2 Diseño del instrumental de medición

Para las medidas de directividad se ha diseñado y construido un dispositivo ad hoc que permite ubicar el transductor de emisión (altavoz) en vertical hacia arriba para evitar el desprendimiento de los fluidos que se han utilizado como medio resonante entre el elemento vibrante y el aire; con ello, el sistema posibilita ubicar el micrófono a distintas distancias del emisor y vincularlo al motor de giro del laboratorio para controlar el ángulo entre el eje de emisión y el micrófono.

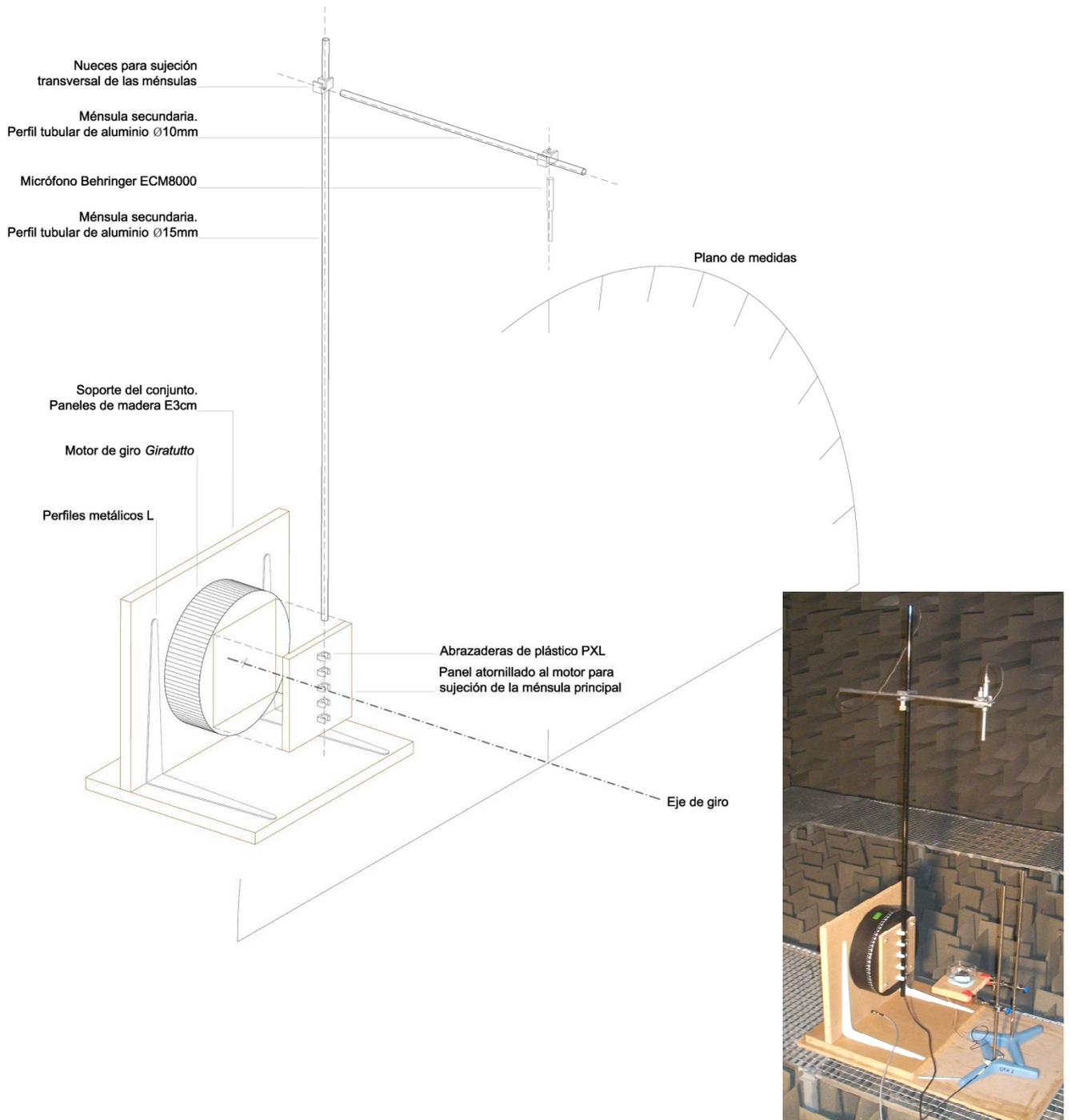


Fig. 15. Axonometría y fotografía del montaje realizado para medir directividad en un plano vertical.

III.1.3 Implementación del software para la automatización de las medidas

En este trabajo se han implementado una serie de aplicaciones para automatizar el proceso de obtención de las medidas. Las aplicaciones se han desarrollado en LabVIEW (*Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench*), un lenguaje y, a la vez, entorno de programación gráfica. Utiliza iconos y bloques (como un diagrama de flujo), de manera que la forma de describir las acciones del programa se realiza mediante símbolos gráficos en lugar del texto tradicional. Además, tiene capacidad para establecer comunicaciones con hardware (GPIB, VXI, RE-232, RS-485) así como tarjetas de adquisición de datos (DAQ) y dispone de librerías para usar estándares de software como TCP/IP para trabajo en red y ActiveX.

Se supone al lector iniciado en los conceptos fundamentales de la programación gráfica, tales como la definición de *instrumento virtual* (VI), panel de control y diagrama de bloques. Dado que la bibliografía en este aspecto es muy extensa [46], no consideramos necesario describir estos conceptos en este trabajo.

Implementación de las aplicaciones

Aunque el VI utilizado para el análisis de la directividad del paramétrico es distinto al utilizado para la atenuación del mismo, la idea fundamental de ambos es similar. Por ello, se expone un esquema de programación genérico que ayudará a entenderlos:

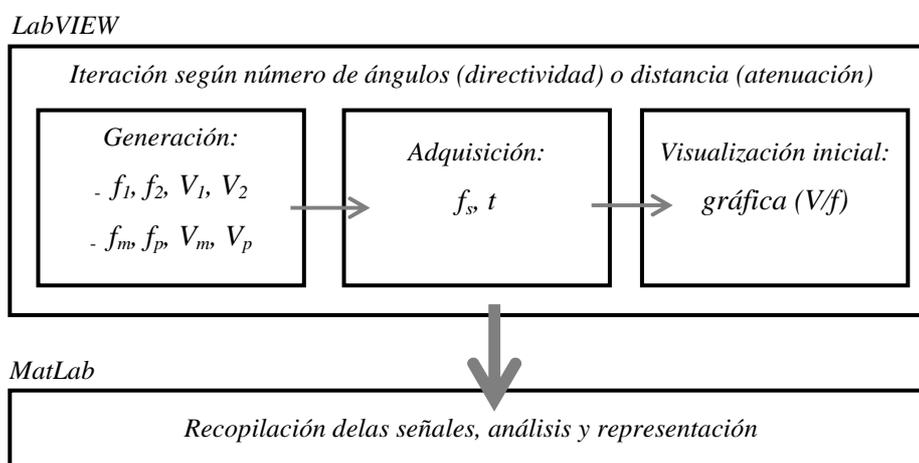


Fig.16. Diagrama de bloques inicial del funcionamiento de la aplicación.

En la figura se observa que los VIs implementados están formados, básicamente, de 3 partes:

- *Generación:* para cada canal del generador de funciones se especifican las frecuencias f_1, f_2 (y las correspondientes amplitudes V_1, V_2) de las señales sinusoidales cuya diferencia de frecuencias se quiere analizar. En el apartado III.2 se explica el proceso de generación.
- *Adquisición:* cada señal emitida se sincroniza con una grabación de duración determinada mediante un muestreo de la misma, cuyo procedimiento se explica en el apartado III.6.

- *Tratamiento de la información:* se realiza, para cada señal recibida, su transformada de Fourier, se obtiene el espectro de potencia, y se guarda la amplitud de la frecuencia del paramétrico correspondiente, promediando en caso de que se realicen más de una medida por paramétrico. Este procedimiento se explica en el apartado III.6.

Estas partes básicas se complementan con los siguientes procedimientos:

- *Iteraciones para cada medida:* según el experimento en cuestión, se repite el proceso de emisión variando el ángulo entre el eje del transductor de emisión y el micrófono (estudio de la directividad) o las posiciones entre emisor y receptor (estudio de la atenuación). Para ello, en la aplicación se han implementado los comandos y tiempos de espera necesarios entre cada instrucción.
- *Recopilación y representación de la información:* según el experimento en cuestión, se recopilan aquí todas las amplitudes guardadas y se representan en un gráfico de directividad (estudio de la directividad) o en una gráfica cartesiana (estudio de la atenuación y ancho de banda) válido para imprimir y presentar. Esta parte se ha realizado en MatLab.

El panel frontal correspondiente al VI encargado de analizar la directividad del paramétrico se muestra en la fig.17, que sirve también como ejemplo de funcionamiento de los diferentes VIs utilizados.

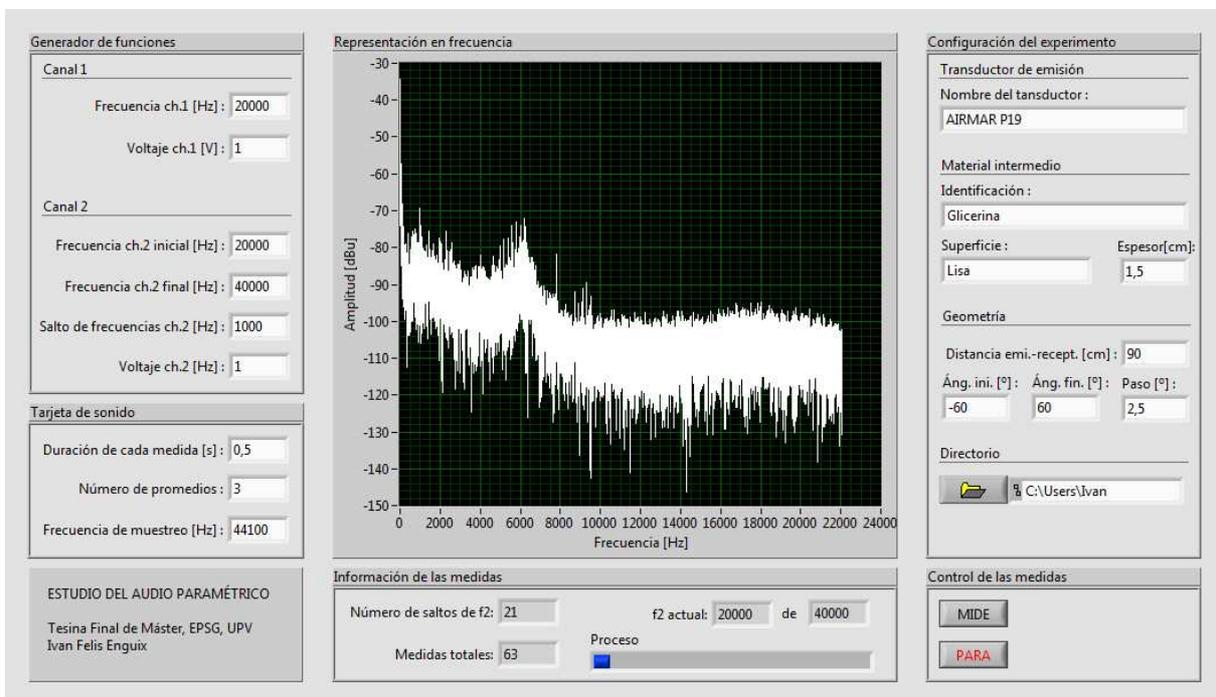


Fig.17. Panel frontal del VI para medir directividad. A la izquierda aparece la configuración de los instrumentos (generador de funciones y tarjeta de sonido), a la derecha la configuración de las características de la medición (transductor, barrido angular,...), en la parte inferior se resume y visualiza en tiempo real el proceso de la medición, en la imagen se muestra el espectro de cada medida y, al finalizar, el espectro de los paramétricos correspondientes a cada medida.

III.2 Equipo electro-acústico

En este apartado se describen las características generales de los componentes del sistema electro-acústico utilizado en emisión y recepción, y en el Anexo I se detallan las propiedades y particularidades de los mismos.

III.2.1 Generador de funciones

Para generar los haces primarios se ha empleado el generador de funciones AFG-320 de Sony/Tektronix, con dos canales de emisión con lo que se envía cada una de las frecuencias primarias por cada uno y se unen mediante cableado antes de llegar al transductor. Además, permite ser controlado mediante la interfaz GPIB y presenta una impedancia eléctrica de salida de 50Ω .



III.2.2 Amplificación

Dado que el nivel sonoro del paramétrico es notablemente inferior al de las frecuencias primarias que interactúan, se ha utilizado, en la parte de las medidas en que hemos emitido con el transductor P319, el amplificador de potencia Amplificador 2100L RF de E&I, que presenta una impedancia de entrada y de salida de 50Ω , con una ganancia de 50 ± 1.5 dB.



III.2.3 Emisión: transductores

Para convertir las señales eléctricas generados por el generador de funciones y amplificadas posteriormente, en señales acústicas es necesaria la utilización de transductores electro-mecánicos. De entre los distintos tipos de transductores electro-mecánicos se han utilizado transductores piezoeléctricos por su eficiencia. Con objetivo de emitir haces primarios en distintos rangos frecuenciales y, con ello, analizar los paramétricos resultantes, se han utilizado dos tipos de transductores:

- KSN 1005A de MOTOROLA: para emitir en el rango entre 15 kHz y 40 kHz, con una impedancia de 8Ω y potencia máxima de 75 W RMS (Voltaje máximo de pico 21 V cont. y 50 V interm.).



- P319 de AIRMAR: para emitir en el rango entre 200 kHz y 220 kHz., con una impedancia de 200 Ω y potencia máxima de 600 W RMS (Voltaje máximo de pico 489 V).



III.2.4 Recepción: micrófono

Para registrar las frecuencias paramétricas en los experimentos se ha utilizado un micrófono de condensador omnidireccional ECM 8000 de Behringer, con una respuesta plana en el rango audible, ya que los experimentos se han dirigido a analizar las propiedades de los haces paramétricos audibles, y con una sensibilidad de 13 mV/Pa.



III.2.5 Adquisición: tarjeta de audio

Para adquirir las señales eléctricas recibidas en el micrófono y analizarlas posteriormente se ha empleado la tarjeta de sonido externa M-AUDIO FastTrack que, mediante muestreo de las mismas, permite convertir dichas señales analógicas en señales digitales. Al tratarse de una tarjeta externa permite la portabilidad del sistema conectándose a cualquier PC directamente mediante el puerto USB. Únicamente se utiliza para una entrada de micro.



III.2.6 Equipo auxiliar: control del motor de giro

Como se ha visto, para controlar la directividad se ha empleado uno de los motores de giro del modelo *giratutto* de OUTLINE que se disponen en el laboratorio del DFA. El control del motor se ha realizado mediante el software del fabricante que permite modificar el ángulo entre el eje acústico del transductor de emisión y el micrófono, pudiendo realizar movimientos entre -90° y $+90^\circ$ con un intervalo mínimo de $2,5^\circ$.

III.3 Medio resonante

El estudio del audio paramétrico se ha realizado con distintas configuraciones: variando los transductores para analizar la influencia de distintas frecuencias primarias, variando la tensión de entrada en los mismos, así como el ángulo y distancia entre emisor y receptor. Configuraciones similares han sido estudiadas previamente por distintos autores.

En este trabajo se ha estudiado la influencia de introducir un medio (cuyas propiedades de no linealidad son mayores que el aire) entre el medio vibrante (cerámica piezoeléctrica o medio de adaptación de impedancias en su caso) y el aire; teniendo en cuenta tanto la composición del mismo (agua, glicerina, mezcla agua-glicerina,...) como la superficie del mismo (lisa, rugosa,...). Para ello, previo a las mediciones del paramétrico generado, ha sido necesario realizar distintas medidas de la velocidad de propagación en dichos medios así como extraer propiedades de los mismos de la bibliografía disponible [1,3].

Caracterización del medio resonante

Los materiales empleados y sus propiedades estándar son:

<i>Material</i>	<i>Estado</i>	$\rho[\text{kg/m}^3]$	$\gamma=c_p/c_v$	$K[\text{GPa}]$	$c[\text{m/s}]$	B/A	$Z=\rho_0c_0[\text{Rayls}]$
<i>Aire (20°C)</i>	<i>gas</i>	1,293	1,4	--	343	0,4	415
<i>Agua (20°C)</i>	<i>líquido</i>	998	--	2,18	1480	5	$1,48 \cdot 10^9$
<i>Glicerina (20°C)</i>	<i>líquido</i>	1260	--	4,67	1980	9	$2,5 \cdot 10^9$

Tabla. 1. Propiedades físicas relevantes de los medios utilizados en las medidas.

Dado que el agua presenta menor absorción y mejor adaptación de impedancias al emitir al aire que la glicerina y que ésta última presenta un mayor coeficiente no lineal B/A, se decide estudiar la propagación del sonido en una composición de agua con un porcentaje de glicerina. Para ello se ha utilizado la técnica de eco-impulso (que se explicará más adelante) realizando varias medias en distintas mezclas (87 medidas) y se han contrastado los resultados con un modelo teórico para la velocidad del sonido en una mezcla de fluidos. En el Anexo I se describe el proceso de obtención de la velocidad del sonido de una mezcla de agua y glicerina, así como los resultados obtenidos.

IV. SIMULACIONES DE LA ACÚSTICA LINEAL

IV.1 Aspectos generales para todas las simulaciones

Las medidas realizadas en las distintas configuraciones se han contrastado tanto con las predicciones de la teoría del *array paramétrico* (no lineal) que se han expuesto en la sección II, como con los resultados obtenidos mediante simulación numérica de distintos efectos lineales de interés (comparación con un pistón plano, array lineal, influencia del material intermedio, etc.), que se exponen a continuación.

Estas simulaciones se han realizado con el software *COMSOL Multiphysics 4.0*. Dado que cada una de las simulaciones presenta distintas variaciones (tipo y espesor de material intermedio, frecuencias de cálculo, etc.) a continuación se explica la relación entre algunos de los montajes con el modelo simulado y se expondrán las características de uno de los modelos más complejos que se han utilizado.

Modelo tipo: transductor P319 con 15mm de glicerina (ficha A.II.2.1 del anejo A)

Consta de un transductor de 50mm de diámetro coplanar con una placa de metacrilato (sólido) y con un cilindro también de metacrilato de 75mm de altura coincidiendo con su eje, de modo que ambas partes se han modelizado mediante un *sólido elástico* con propiedades semejantes al metacrilato, utilizado el módulo *interacción acústico-estructura*. Además se ha añadido 5mm de glicerina (fluido) en el interior del tubo, siendo el medio restante aire (fluido).

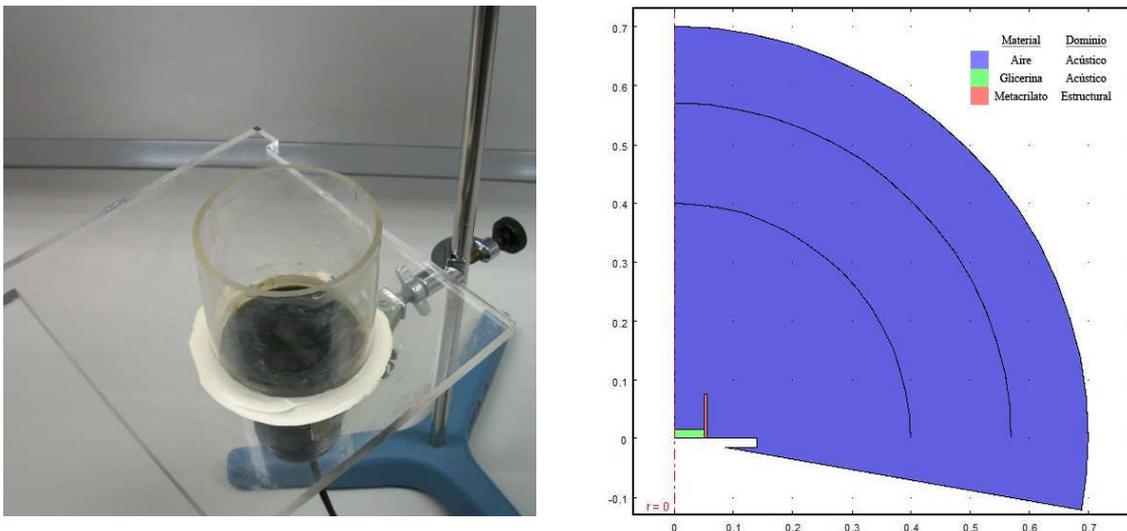


Fig.18. Montaje a simular (izquierda) y captura de la geometría del modelo general, con los distintos medios (derecha).

En todos los casos, que el sistema presenta simetría cilíndrica respecto al eje del transductor, todos los puntos a una cierta distancia de dicho eje son equivalentes, es decir, el campo acústico generado en ellos es el mismo. Esta circunstancia se ha implementado en COMSOL seleccionando la opción *2D axisimétrico* en la *Dimensión espacial* antes de definir el modelo.

Pre-procesado:

- Geometría: corte transversal.
- Dimensión espacial: 2D.
- Simetrías del problema: axisimétrica.
- Tipo de problema físico: *interacción acústica-estructura (acsl)*.
- Tipo de estudio acústico: al tratarse de una fuente, nos interesa el *dominio de frecuencias*.
- Condiciones iniciales: aceleración normal en la superficie correspondiente al transductor.
- Condiciones de contorno: radiación esférica lejos de la fuente.

Procesado:

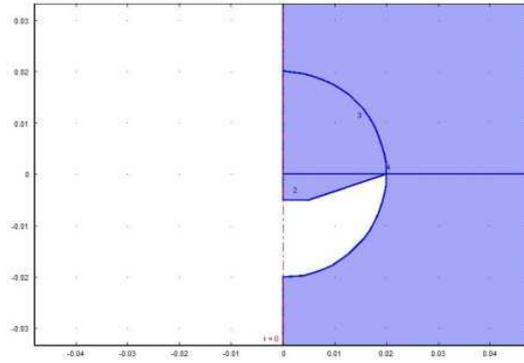
- Frecuencias de interés: $f_{min}=1kHz; f_{sup}=20kHz; \Delta f=1kHz$.
- Tamaño del elemento de la malla: $\Delta x < \frac{c_{menor}}{8 \cdot f_{max}} = \frac{343}{8 \cdot 20000} = 0,002143m \rightarrow \Delta x = 2mm$.
- Frecuencia límite: $f_{max} = \frac{c_{menor}}{8 \cdot \Delta x} = \frac{343}{8 \cdot 0,002} = 21437Hz$.

Post-procesado:

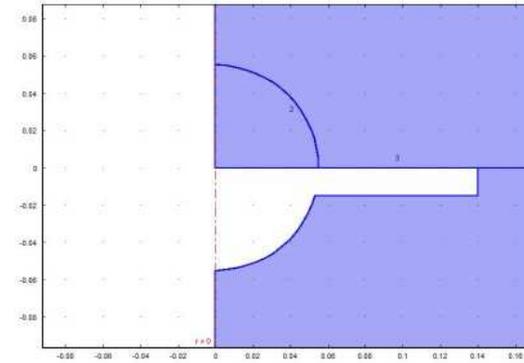
- Magnitudes acústicas representadas: presión
- Tipo de figura: 1D + 2D plots

Relación entre otros modelos simulados y montaje real

- Transductor KSN 1500A sin montaje (ficha A.II.1.1 del anejo A): la membrana del transductor es tronco-cónica, con un diámetro mínimo de 1cm, máximo de 4cm y 0,5cm de alto. Se ha utilizado únicamente el módulo de *presión acústica*.



- Transductor P319 sin montaje (ficha A.II.1.2 del anejo A): el transductor se encuentra unido a una placa de metacrilato de 1,5cm de espesor, la cual se ha simulado mediante un *contorno duro*. Se ha utilizado únicamente el módulo de *presión acústica*.



En el Anexo II se exponen los resultados obtenidos para todas las simulaciones realizadas, en relación con las medidas experimentales; en concreto, se muestran los gráficos de directividad y atenuación para frecuencias de interés. En cada caso, se presenta las particularidades del modelo en cuestión (geometría del transductor, materiales en el modelo, etc.).

IV.2 El pistón plano

Se expone a continuación un extracto de la teoría del pistón plano cuyo comportamiento, aunque arto conocido [1], permite extraer una serie de parámetros (distancia de Rayleigh, ancho del lóbulo principal,...) convenientes para contrastar los efectos obtenidos en las mediciones. Siguiendo la misma notación para la geometría que en el capítulo II, el campo acústico creado por un pistón plano circular de radio a emitiendo con una frecuencia f queda caracterizado por:

- El campo acústico a lo largo del eje de radiación: $P_{ax}(r) = \text{Re} \left\{ 2\rho_0 c_0 U_0 \sin \left[\frac{kr}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{a^2}{r^2}} - 1 \right) \right] \right\}$ (36)

- La directividad del pistón en campo lejano es: $H(\theta) = \frac{2J_1(ka \sin \theta)}{ka \sin \theta}$, donde: (37)
 J_1 es la función de Bessel de orden cero y primera especie.

La expresión (36) da cuenta del efecto interferencial que se produce en la zona próxima al pistón, llamada *campo cercano del pistón* ($r \ll a$), y del posterior decaimiento hiperbólico que se produce en el *campo lejano del pistón* ($r \gg a$). Con ello, aparecen dos distancias características:

- La posición del último máximo del patrón de interferencias (campo cercano): $r_1 = \frac{a^2}{\lambda} - \frac{\lambda}{4}$ (38)

- La distancia de Rayleigh, a partir del cual empieza el campo lejano: $L_R = \frac{ka^2}{2} = \frac{\pi a^2}{\lambda}$ (39)

La expresión (37) manifiesta la existencia de un lóbulo de presión principal y una serie de lóbulos secundarios cuya separación viene dada por los valores $ka \sin \theta$ que anulan la función de Bessel. Una forma de caracterizar la directividad de la radiación de un pistón es mediante:

- Ángulo que la presión del lóbulo principal decae a la mitad (-6dB): $\theta_{1/2} | H(\theta_{1/2}) = 0.5$ (40)

La siguiente gráfica expresa el comportamiento del campo acústico creado por un pistón plano a lo largo de su eje y la directividad en campo lejano para $a = 5\text{cm}$ y $f = 20\text{kHz}$:

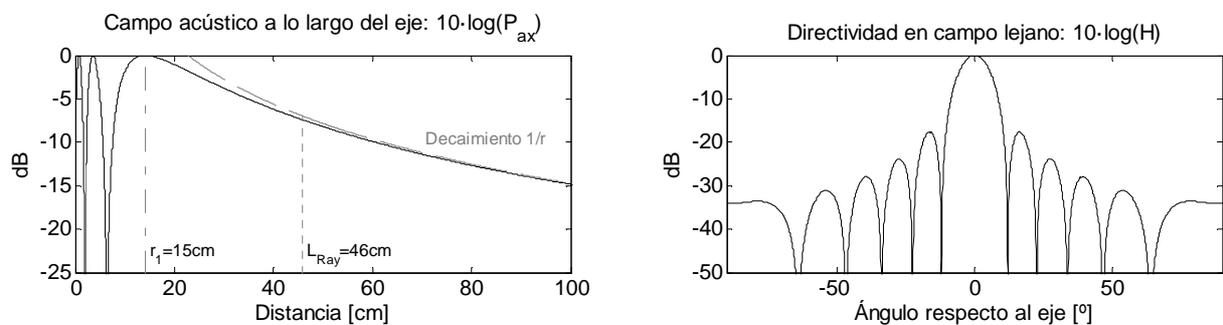


Fig.19. Comportamiento de un pistón plano a lo largo del eje de radiación (izquierda) y directividad en campo lejano (derecha).

V.MEDIDAS

V.1 Aspectos generales para todas las medidas

Antes de mostrar los resultados obtenidos en las distintas configuraciones de medidas realizadas, se expone un análisis de los factores que afectan a todas las medidas, tales como el ruido de fondo medio en la cámara anecoica, parámetros característicos de los medios, de las medidas, etc.

V.1.1 Ruido de fondo

El ruido de fondo existente en la cámara anecoica es bastante homogéneo a lo largo del día (debido a su diseño especial y al buen grado de aislamiento que presenta). Dado que el objetivo es analizar unas frecuencias concretas (frecuencias primarias, diferencia, y armónicos secundarios), las cuales presentan cierta variabilidad de intensidad, el ruido de fondo tomado para cada una de ellas se ha obtenido de la envolvente del espectro de potencia del ruido de fondo registrado.

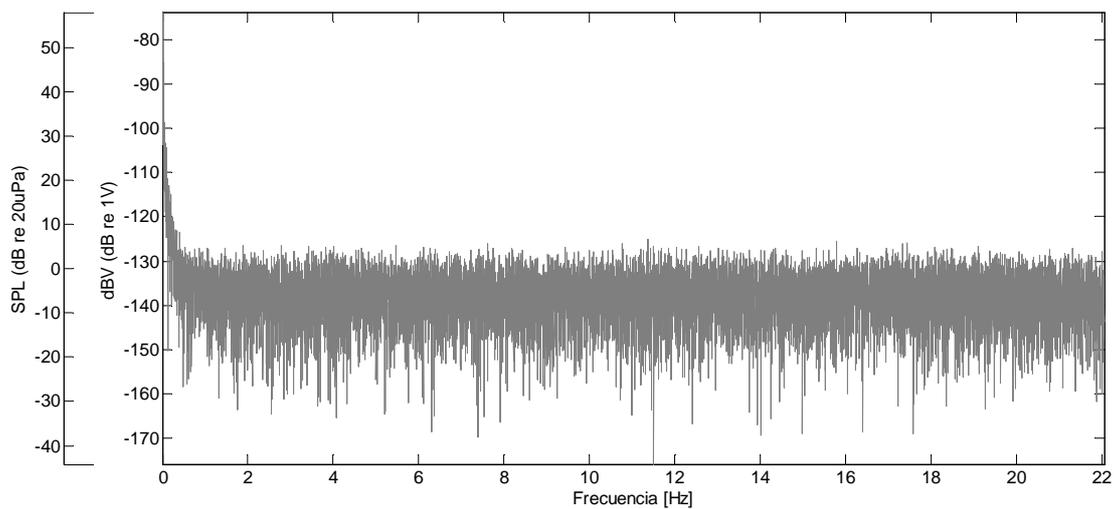


Fig.20. Ruido de fondo en la cámara anecoica de la EPSG.

Se observa que para frecuencias mayores de 1 kHz, el ruido de fondo es inferior a -125 dBV.

V.1.2 Distancias características

Las medidas se han realizado en unas condiciones ambientales en torno a 17 °C de temperatura y 60 % de humedad relativa. El coeficiente de absorción del aire α en estas condiciones para las frecuencias de interés se ha obtenido según las gráficas de Bass y Blackstock [45] y, con ellos, se han obtenido las distancias de interacción (L_A) correspondientes, así como la distancia de Rayleigh (L_{Ray}):

Frecuencia [Hz]	α [dB/m]	α [Np/m]	L_A [m]	Diám. trans [m]	L_{Ray} [m]
$2 \cdot 10^3$	0.02	0.00229	436.7	--	--
$2 \cdot 10^4$	0.3	0.03448	29	0.04	0.073
$2 \cdot 10^5$	6	0.68965	1.45	0.06	1.649

Tabla. 2. Absorción y distancias características para las frecuencias características utilizadas.

Se observa que para las frecuencias primarias emitidas en torno a 20 kHz, todas las medidas se han realizado en el campo cercano del paramétrico, y en el campo lejano del transductor. Por su parte, las medidas realizadas con frecuencias primarias cerca de 200 kHz únicamente estarán en campo cercano las realizadas a menos de 145 cm, mientras que el campo cercano del transductor se extiende hasta 165cm; estas circunstancias nos permitirán observar el distinto comportamiento del campo cercano y lejano del paramétrico.

El siguiente gráfico muestra, para las medidas realizadas en los apartados siguientes, la relación entre las 3 distancias características expuestas en la introducción teórica. En él se muestra que para las medidas realizadas con el transductor P319 es aplicable la teoría de Westervelt mientras que para las medidas realizadas con el transductor KSN 1005A no lo es estrictamente:

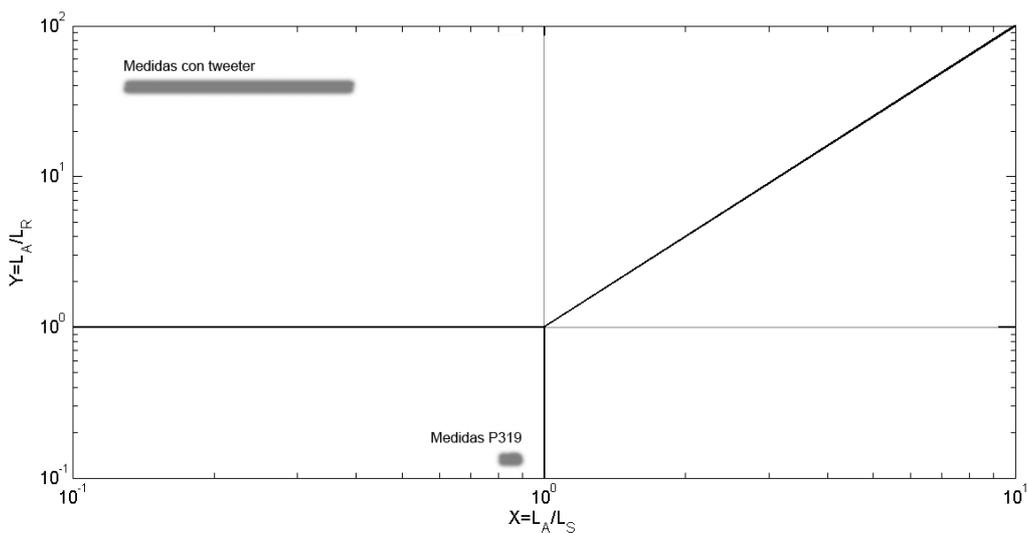


Fig.21. Gráfico de Golberg para las medidas realizadas.

V.1.3 Influencia del campo cercano en el receptor

En las medidas realizadas en campo cercano, la amplitud finita de los haces ultrasónicos (primarios) puede afectar al diafragma del micrófono (receptor) si la presión sonora es grande produciendo una intermodulación en el sistema eléctrico de recepción, fruto del cual aparece una componente espuria de frecuencia diferencia que se añade a los registros realizados.

Para minimizar este efecto, los autores han utilizado distintas configuraciones entre las que destacan:

- Poner un material delgado ante el micrófono [11] de forma que reduce la presión acústica recibida sobre todo a altas frecuencias aunque afectando al rango audible en una disminución de unos -3dB.
- Aprovechar la sensibilidad de la respuesta del micrófono a altas frecuencias [42] en función del ángulo de incidencia de la onda sonora para, disponiendo el micrófono a 90° respecto al eje de emisión del transductor, conseguir una reducción del nivel de las ondas ultrasónicas considerable sin afectar a las bajas frecuencias.
- Introducir un cilindro metálico en la cabeza del micrófono [31] produciendo un filtrado pasabajo que disminuye el efecto de las altas frecuencias.

En este trabajo se han realizado pruebas con algunos de los procedimientos mencionados y en los apartados de atenuación del paramétrico (donde se mide a pocas distancias del transductor) se muestran los resultados.

V.1.4 Distorsión armónica

Al emitir las señales moduladas, compuestas en frecuencia por dos frecuencias (primarias), se observa la aparición de la frecuencia diferencia (paramétrica). Además, dado que el medio se comporta como un sistema no lineal, aparecen un conjunto de frecuencias adicionales que corresponden a diversas combinaciones de las frecuencias primarias. Una forma que hemos utilizado para caracterizar la influencia de éstas *frecuencias secundarias del paramétrico*, tal como las describe Pompei [35], es a través de la Distorsión Armónica Total (Total Harmonic Distorsion, THD). Así, si f_d es la frecuencia diferencia que corresponde a las frecuencias primarias f_1, f_2 ($f_d = f_2 - f_1$), las frecuencias secundarias del paramétrico serán $2 \cdot f_d, 3 \cdot f_d, 4 \cdot f_d, \dots$ y la THD del mismo se puede calcular como:

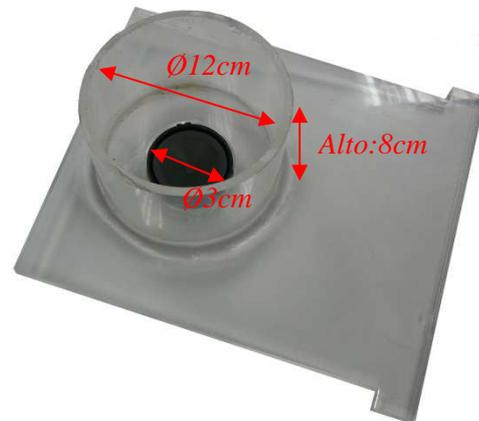
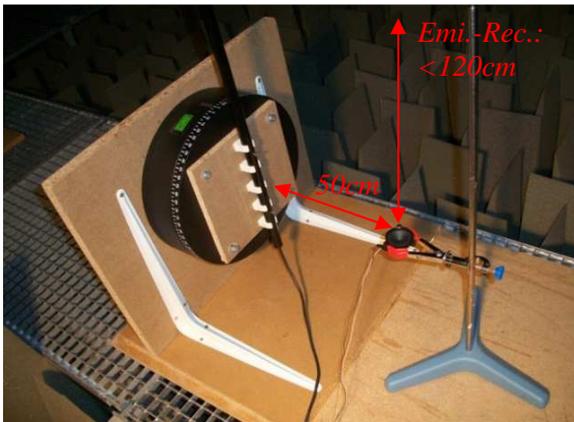
$$THD = \frac{\sum_{i=2}^N V_{i \cdot f_d}}{V_{f_d}} = \frac{V_{2 \cdot f_d} + V_{3 \cdot f_d} + V_{4 \cdot f_d} + \dots}{V_{f_d}} \quad (41)$$

En las medidas, el número de frecuencias múltiplo de la paramétrica que sobresalen del ruido de fondo será escaso, reduciéndose en la mayoría de los casos únicamente el primer múltiplo $2 \cdot f_d$. No obstante, como se mostrará, al emitir con el tweeter prevalecerán las frecuencias combinadas con las primarias y la paramétrica, es decir: $f_1 - f_d, f_1 - 2 \cdot f_d, \dots$ por lo que, en estos casos, se introducirán estas componentes en el sumatorio anterior.

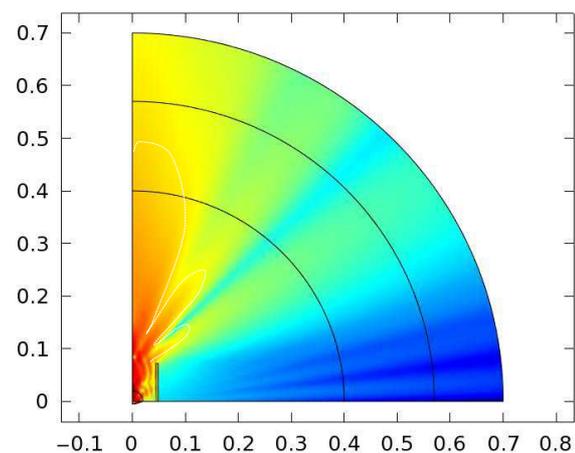
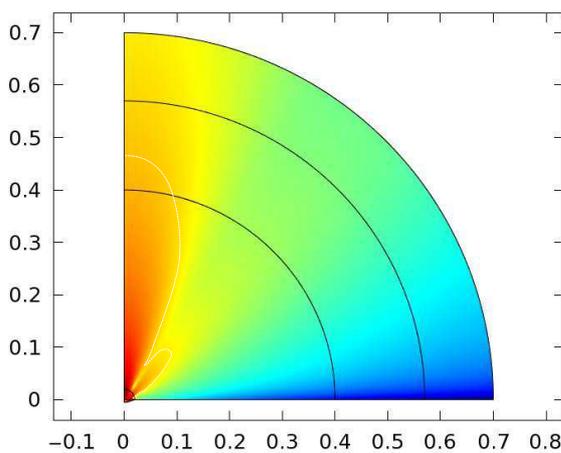
V.2 Experimentos emitiendo directamente en aire

V.2.1 Transductor KSN 1005A

En esta sección se exponen los resultados obtenidos de las medidas realizadas con el transductor KSN 1005A emitiendo directamente al aire con distintos pares de frecuencias primarias. Además, se analiza la directividad y atenuación de la frecuencia diferencia resultante de emitir con la frecuencia un paramétrico a $2kHz$, y se compara con los resultados obtenidos de la teoría lineal y los predichos por las teorías del array paramétrico comentadas anteriormente. Con todo, se han realizado medidas con dos montajes diferentes, uno emitiendo directamente al aire sin ningún aparataje (fotografía izquierda) y otro emitiendo al aire ubicando el transductor en una placa de metacrilato y un cilindro del mismo material coincidiendo con el eje de radiación (fotografía derecha).



Las siguientes imágenes muestran la influencia del montaje en el que ubicamos el transductor en la radiación a una frecuencia de $20kHz$ (del orden de las frecuencias primarias emitida):



Se observa que, sin el montaje, existe un lóbulo principal y otro secundario mientras que, con el montaje, la influencia de las paredes del cilindro inducen la aparición de un lóbulo principal con dos máximos ligeramente separados respecto del eje de emisión y dos lóbulos secundarios.

Respuesta en frecuencia y eficiencia

Se representa la respuesta en frecuencia del transductor, sin montaje y con montaje, emitiendo con una señal de dos frecuencias f_1 de 18 kHz [—] y f_2 variando de 18.2 kHz hasta 22 kHz [—], registrando el nivel de la frecuencia diferencia f_d de 200 Hz hasta 4 kHz [—] así como el de las frecuencias primarias. Además se superpone la “forma” de la admitancia eléctrica del transductor [—] para las frecuencias f_2 :

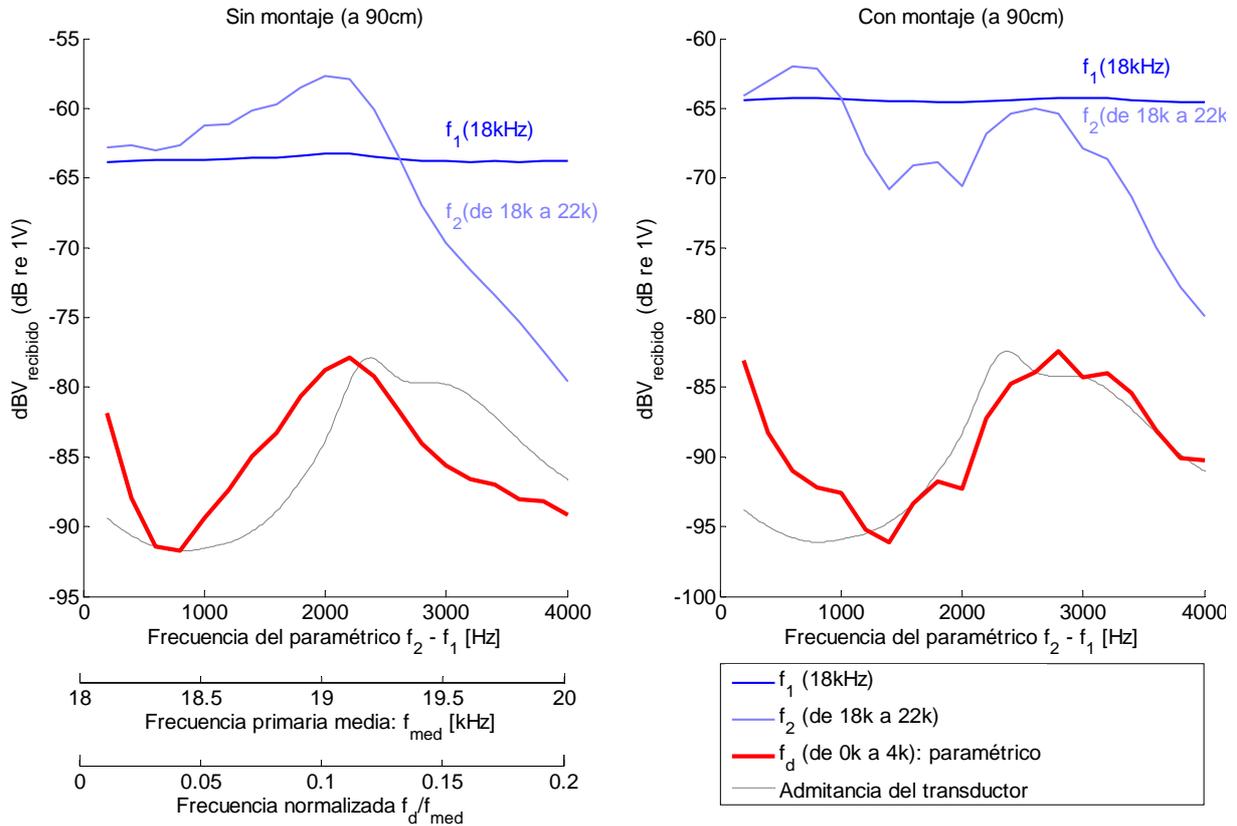


Fig.22. Ancho de banda del paramétrico desde 200Hz a 4kHz emitiendo con el transductor KSN 1005A al aire.

Se observa la relación entre la admitancia eléctrica del transductor para las frecuencias primarias y para las frecuencias paramétricas, lo que era de esperar. La figura de la derecha muestra la amplitud del voltaje recibido de la señal paramétrica respecto al voltaje total de la señal (modulada) enviada, con montaje. De ambas figuras se obtienen las siguientes eficiencias del paramétrico:

- Respecto al nivel de las frecuencias primarias: entre -10 dB y -25 dB.
- Respecto al voltaje de la señal enviada: del 0.0002% al 0.0008%.

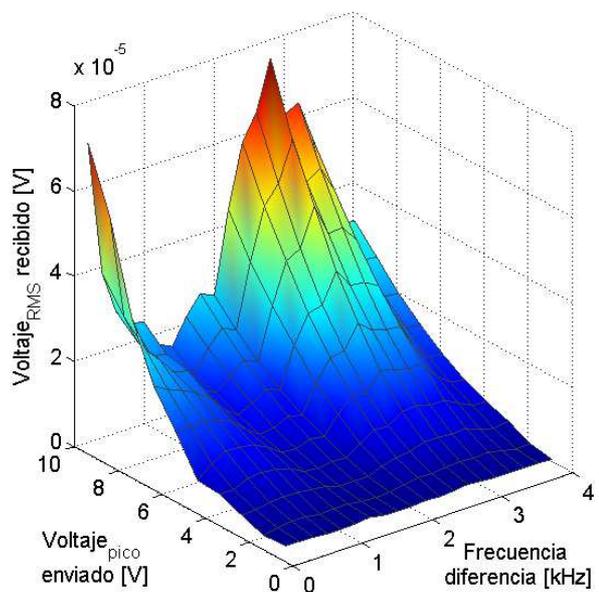


Fig.23. Amplitud del paramétrico frente a voltaje.

Distorsión y frecuencias secundarias

Se analiza la aparición de las frecuencias armónicas $2 \cdot f_d$, $3 \cdot f_d$ de las frecuencias paramétrica $f_d = f_2 - f_1$, así como de la combinación de frecuencias $f_1 - f_d = 2 \cdot f_1 - f_2$. A la izquierda se muestra el espectro registrado al enviar dos frecuencias paramétricas con diferencia f_d , y a la derecha se muestra el ancho de banda de la frecuencia paramétrica y la combinación de frecuencias comentada:

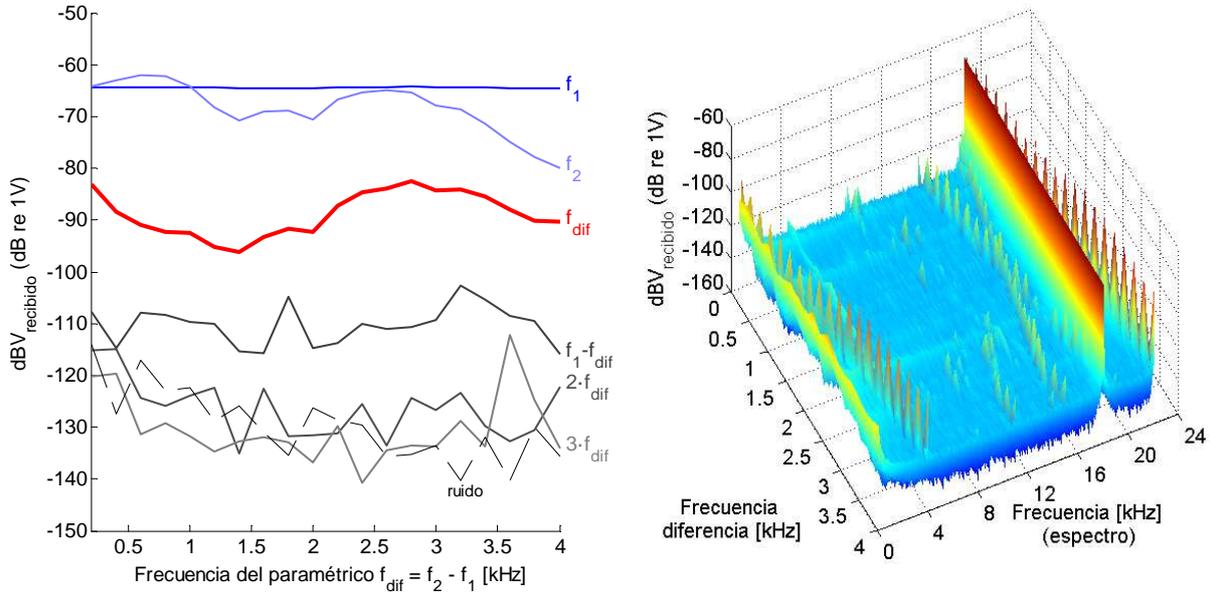


Fig.24. Ancho de banda del paramétrico desde 200Hz a 4kHz y de sus armónicos emitiendo con el transductor KSN 1005A al aire (izquierda) y espectro observado asociado a cada frecuencia diferencia estudiada (derecha).

Se observa que existen frecuencias armónicas del paramétrico $2 \cdot f_d$ aunque de poca amplitud, mientras que las frecuencias combinadas con las primarias $f_1 - f_d$, $f_1 - 2 \cdot f_d$ tienen más influencia, introduciendo éstas la mayor parte de las frecuencias distintas a la frecuencia diferencia en el rango audible $f < f_1$.

Podemos analizar la aparición de estas frecuencias secundarias a través de la distorsión armónica total (THD). A continuación se muestra el THD tomando como frecuencias armónicas los múltiplos de f_d [—] y tomando como frecuencias armónicas todas las que aparecen en el rango $f < f_1$ [—]:

Se observa que la distorsión del paramétrico es menor que el 5%, para todas las frecuencias medidas, si consideramos únicamente las frecuencias armónicas múltiplo de la paramétrica; por otro lado, si tomamos la demás frecuencias combinación de las primarias como armónicos para calcular la THD, ésta aumenta hasta un 10% de media.

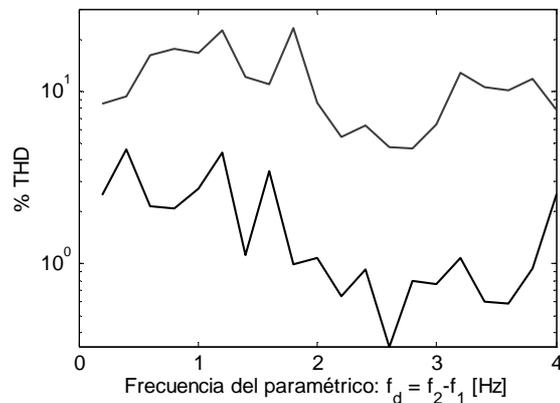


Fig.25. THD del paramétrico desde 200Hz a 4kHz.

Directividad

Se representa la directividad registrada para la frecuencia diferencia $f_d=1\text{ kHz}$, 3 kHz [•••] emitiendo con las frecuencias primarias $f_1=18\text{ kHz}$ [•••] y $f_2=19\text{ kHz}$, 21 kHz [•••] midiendo sin montaje a 60 cm. Además, se muestran los resultados teóricos de la directividad del paramétrico según la aproximación de Westervelt [—] y el factor de apertura [—].

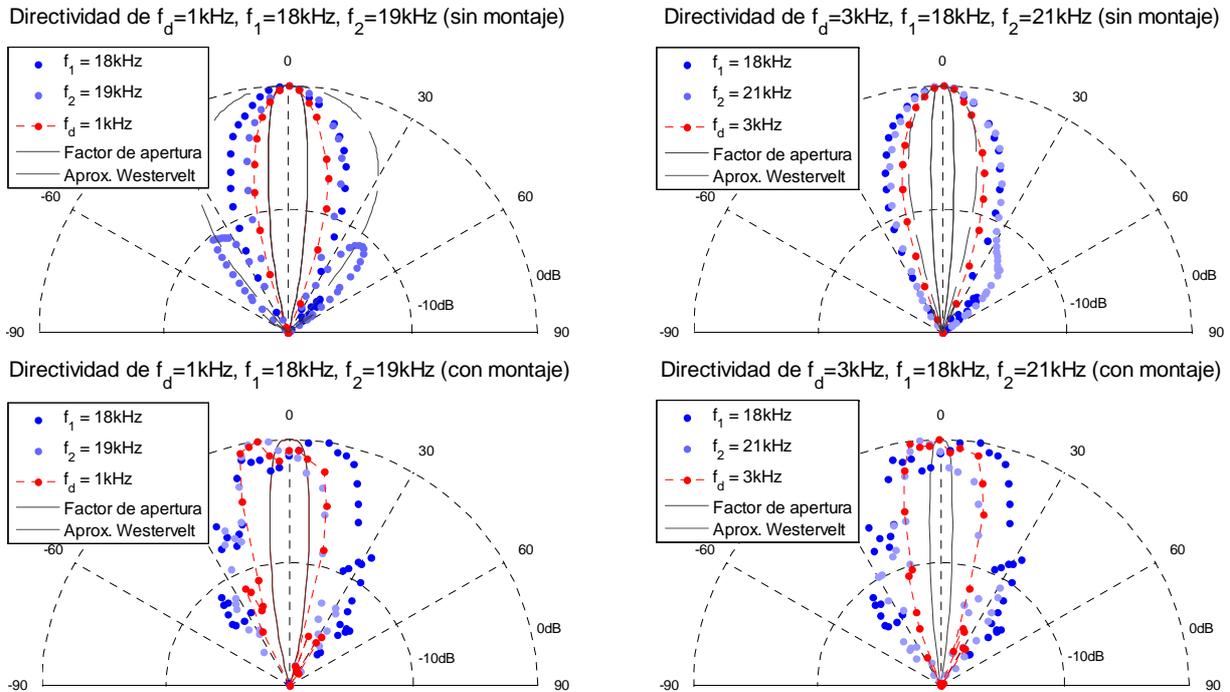


Fig.26. Directividad del paramétrico de 1kHz y 3kHz emitiendo con el transductor KSN 1005A al aire.

Aunque la directividad registrada del paramétrico es tan estrecha como la de las frecuencias primarias (e incluso unos grados menor) no llega a ser tan estrecha como el previsto por Westervelt y, además, conforme aumenta la frecuencia del paramétrico, se aproxima más al factor de apertura. Este hecho se debe a que las medidas se han realizado en el campo cercano del paramétrico, con lo que la teoría de Westervelt no es válida y el paramétrico no se ha formado lo suficiente para adquirir una mayor directividad. Las siguientes figuras muestran la directividad el paramétrico para todas las frecuencias medidas, en las que se observa la irregularidad del lóbulo principal debido a la influencia del montaje:

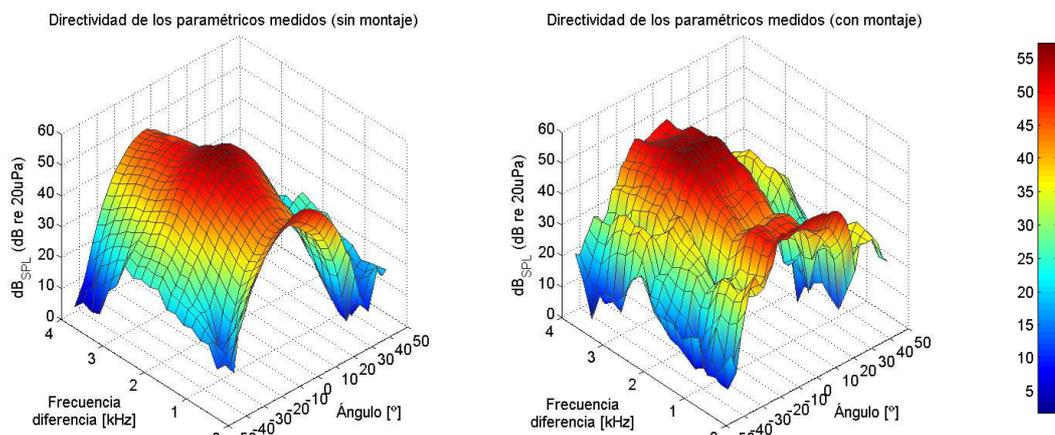


Fig.27. Directividad del paramétrico desde 200Hz a 4kHz emitiendo con el transductor KSN 1005A al aire.

Atenuación

Se representa la atenuación registrada para las frecuencias diferencia $f_d=1\text{ kHz}$, 3 kHz [•••] emitiendo con las frecuencias primarias $f_1=18\text{ kHz}$ [•••] y $f_2=19\text{ kHz}$, 21 kHz [•••]. Además, se muestran los resultados teóricos de la directividad del paramétrico según la aproximación de Westervelt [—].

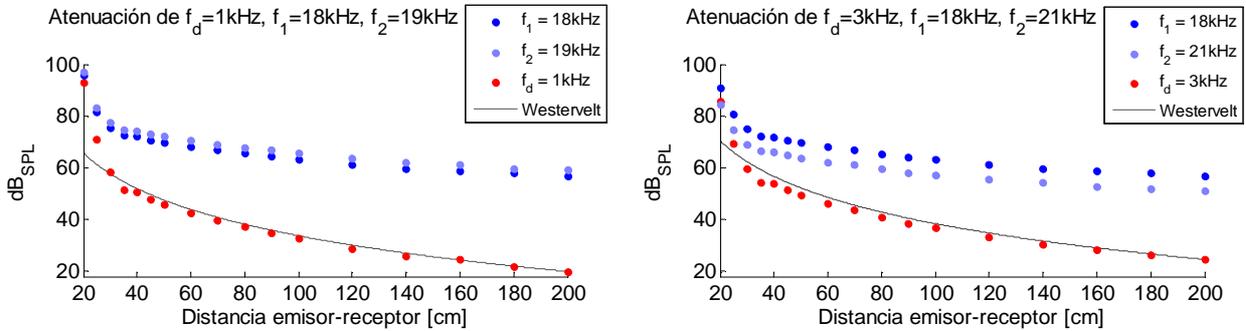


Fig.28. Atenuación del paramétrico de 1kHz y 3kHz emitiendo con el transductor KSN 1005A al aire.

Se observa que, para las distancias medidas, el comportamiento de la frecuencia diferencia decae inicialmente más rápidamente que las frecuencias primarias. No obstante, dado que estamos en campo cercano del paramétrico ($L_{abs}=29\text{ m}$), este comportamiento no resulta extraño ya que se espera que la atenuación del paramétrico tienda a estabilizarse a largas distancias, es decir, que el paramétrico se vaya formando hasta que su decaimiento sea menor que el de las frecuencias primarias. Además, el elevado nivel de la frecuencia diferencia a cortas distancias se debe tanto al efecto de la amplitud finita de las ondas primarias en la membrana del micrófono como a la influencia del campo cercano del transductor ($L_{Ray}\approx 10\text{-}20\text{ cm}$).

Tal como se ha comentado, el efecto de la amplitud finita en la membrana del micrófono puede analizarse mediante distintos procedimientos. A continuación mostramos los resultados obtenidos interponiendo una membrana elástica en el micrófono (film) en el micrófono.

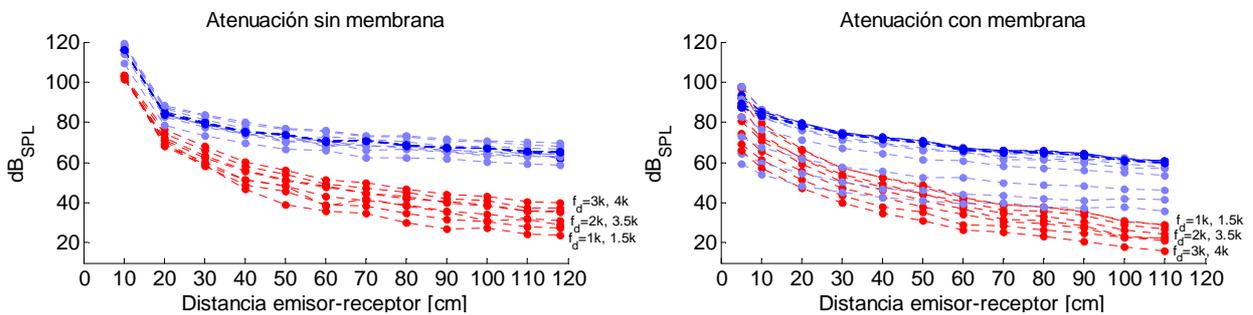


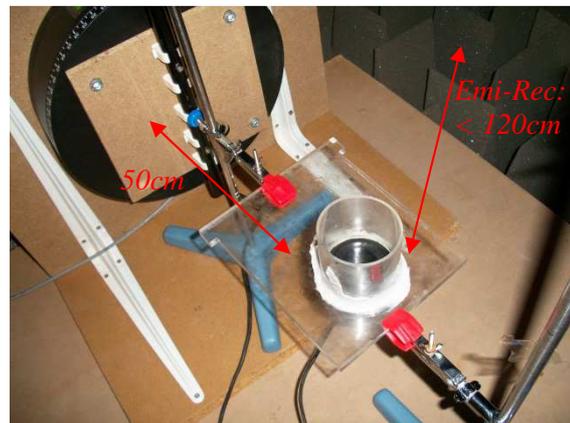
Fig.29. Influencia de la disposición de una membrana en el micro en el campo cercano del transductor.

Se observa que el film afecta a la atenuación de la frecuencia paramétrica disminuyendo notablemente (-40dB) el nivel de presión en la región próxima al campo cercano del transductor pero que, para mayor distancias, la atenuación registrada se aproxima bastante a la correspondiente sin membrana.

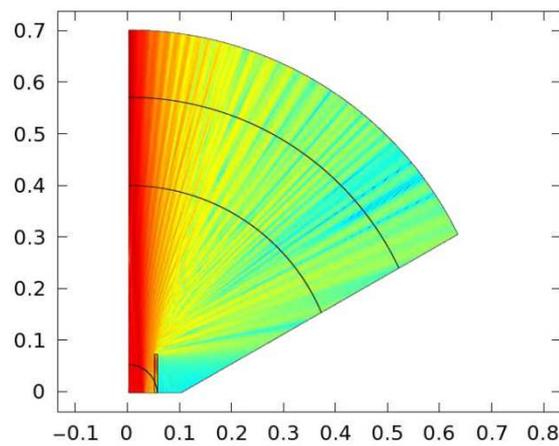
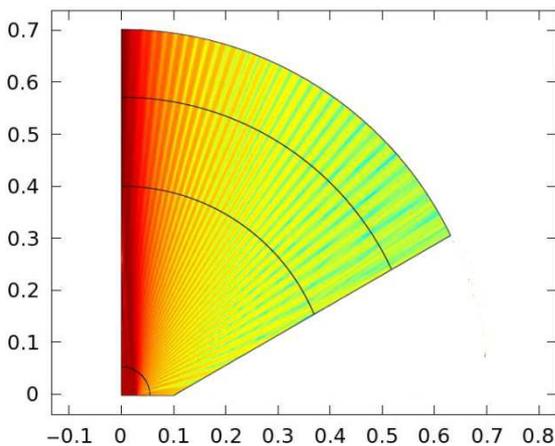
V.2.2 Transductor P319

Se exponen los resultados obtenidos de las medidas realizadas con éste transductor emitiendo con distintos pares de frecuencias primarias. Además, se analiza la directividad y atenuación de la frecuencia resta resultante de emitir con dos frecuencias primarias de paramétricos a 2 kHz, 10 kHz, 15 kHz y 20 kHz, y se compara con los resultados obtenidos de la teoría lineal y los predichos por la teoría del array paramétrico.

Como en el caso del tweeter, se han realizado medidas con dos montajes diferentes, uno emitiendo directamente al aire sin ningún aparataje y otro emitiendo al aire ubicando el transductor en una placa de metacrilato y un cilindro del mismo material coincidiendo con el eje de radiación.



Las siguientes imágenes muestran cualitativamente la influencia del montaje en el que ubicamos el transductor con el patrón de directividad de una frecuencia de 200 kHz (del orden de las frecuencias primarias emitidas):



Se observa que el montaje no influye notablemente en la directividad del lóbulo principal, es decir, que la estrechez de la directividad del transductor es tal que no influye de forma notable en las paredes del montaje.

Respuesta en frecuencia y eficiencia (medidas a 90cm)

Se representa la respuesta en frecuencia del transductor, sin montaje y con montaje, emitiendo con una señal de dos frecuencias f_1 de 197 kHz y f_2 de 197.5 kHz hasta 207 kHz, registrando el nivel de la frecuencia diferencia f_d de 500 Hz hasta 20 kHz [—]. Además se superpone el comportamiento de la admitancia eléctrica del transductor [—] para el rango de frecuencias f_2 utilizadas:

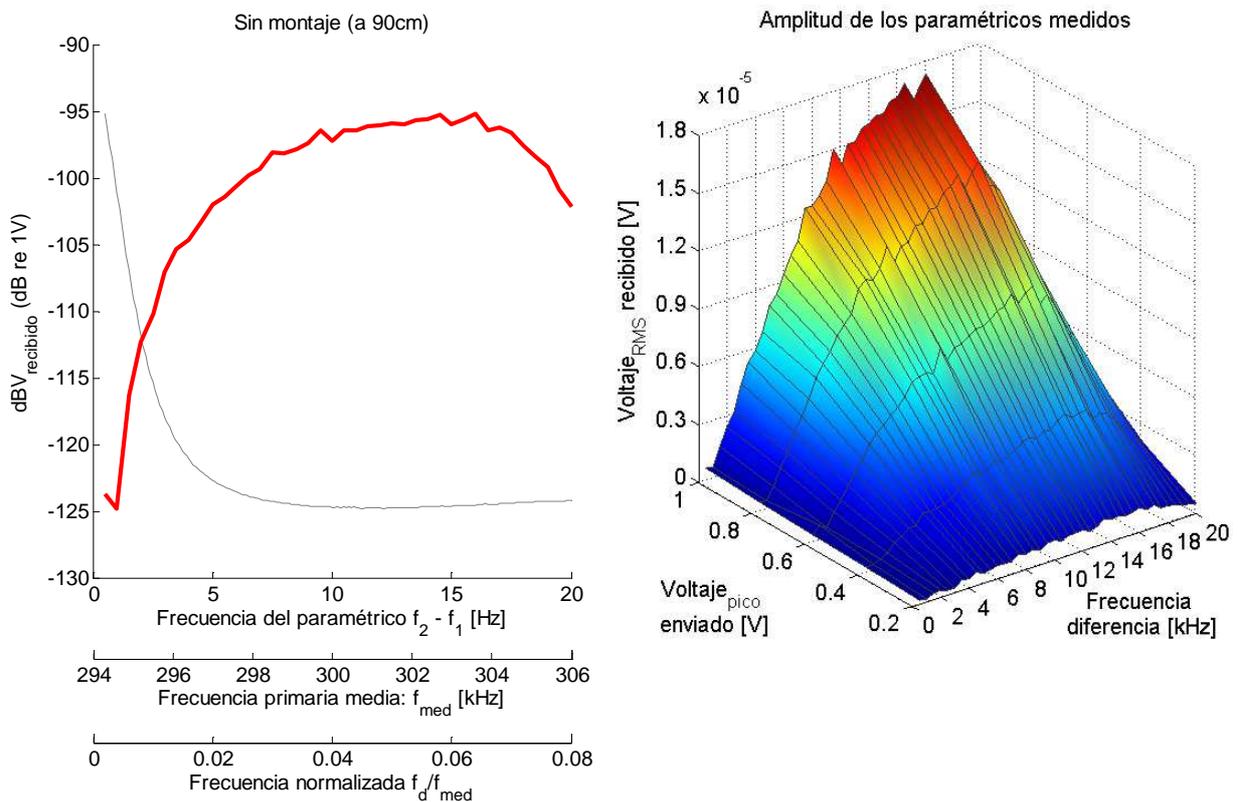


Fig.30. Ancho de banda del paramétrico desde 500Hz a 20kHz emitiendo con el transductor P319 al aire, emitiendo con 1V amplificado 50 dB (izquierda) y con un barrido de 0.2 a 1 V también amplificados (derecha).

Se observa que el paramétrico empieza a ser suficientemente plano a partir de unos 6 kHz, es decir, con una relación $f_d/f_{med}=0.03$, correspondiendo con el tramo donde la impedancia también es plana. Considerando que la ganancia del amplificador es de 50dB, y dado que no podemos medir directamente la presión acústica de las frecuencias primarias, de ambas figuras se obtienen la siguiente eficiencia del paramétrico:

- Respecto al voltaje de la señal enviada amplificada: 0.00001%.

Distorsión y frecuencias secundarias

Se analiza la aparición de las frecuencias armónicas $2 \cdot f_d$, $3 \cdot f_d$ de las frecuencias paramétrica $f_d = f_2 - f_1$. A la izquierda se muestra el espectro registrado al enviar dos frecuencias paramétricas con diferencia f_d , y a la derecha se muestra el ancho de banda de la frecuencia paramétrica y sus armónicos:

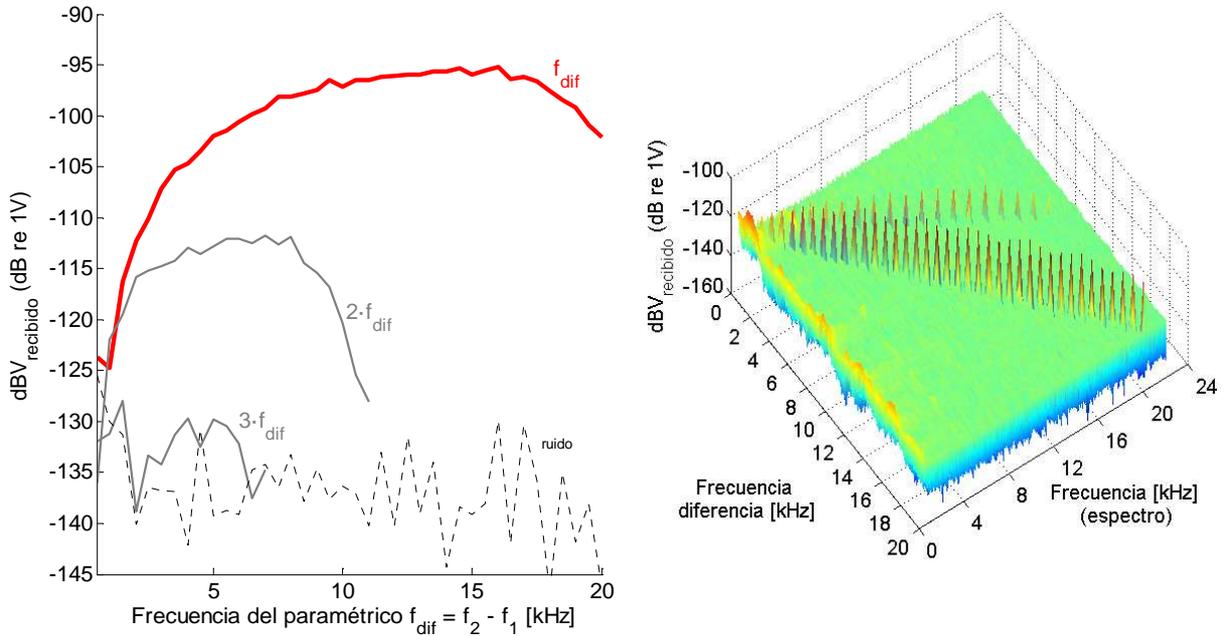


Fig.31. Ancho de banda del paramétrico desde 500Hz a 20kHz y de sus armónicos emitiendo con el transductor P319 al aire (izquierda) y espectro observado asociado a cada frecuencia diferencia estudiada (derecha).

De forma más cuantitativa podemos expresar la aparición de estos armónicos analizando la distorsión armónica total (THD) respecto a la frecuencia diferencia de interés en cada caso, tal como se muestra:

Se observa que la distorsión del paramétrico es significativa para la mayoría de frecuencias, de modo que en algún caso (1 kHz) el primer armónico es mayor que el paramétrico fundamental mientras que, para paramétricos mayores que 8 kHz, la THD es menor del 10 %. Como se verá en la siguiente sección, el comportamiento de la distorsión varía significativamente al introducir un material intermedio.

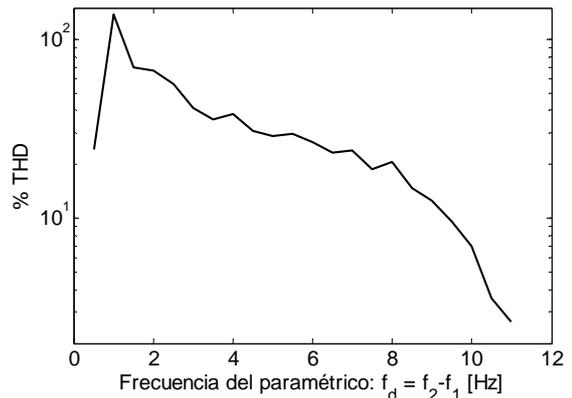
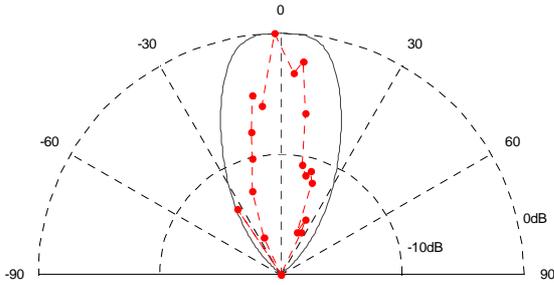


Fig.32. THD del paramétrico desde 500 Hz a 11 kHz.

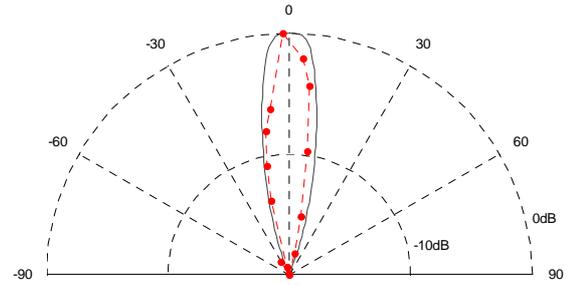
Directividad

Se representa la directividad registrada para la frecuencia diferencia $f_d=2\text{ kHz}, 10\text{ kHz}, 15\text{ kHz}, 20\text{ kHz}$ [•••] emitiendo con las frecuencias primarias $f_1=197\text{ kHz}$ y $f_2=199\text{ kHz}, 207\text{ kHz}, 212\text{ kHz}, 217\text{ kHz}$, midiendo sin montaje a 90cm. También se muestran la directividad esperada según la teoría no lineal de Westervelt [—].

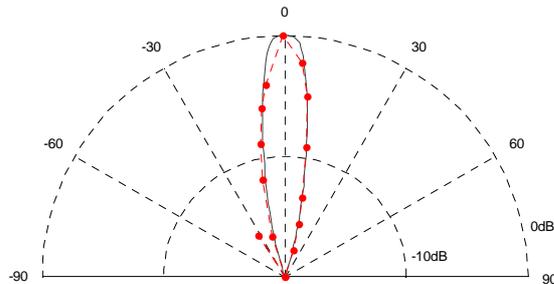
Directividad de $f_d=2\text{kHz}, f_1=197\text{kHz}, f_2=199\text{kHz}$ (sin montaje)



Directividad de $f_d=10\text{kHz}, f_1=197\text{kHz}, f_2=207\text{kHz}$ (sin montaje)



Directividad de $f_d=15\text{kHz}, f_1=197\text{kHz}, f_2=212\text{kHz}$ (sin montaje)



Directividad de $f_d=20\text{kHz}, f_1=197\text{kHz}, f_2=217\text{kHz}$ (sin montaje)

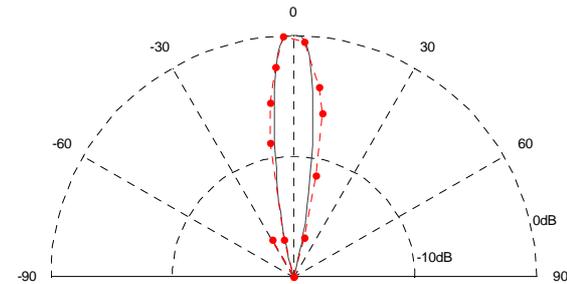


Fig.33. Directividad de paramétrico de 2kHz, 10kHz, 15kHz y 20kHz emitiendo con el transductor P319 al aire.

Se observa que los datos experimentales se ajustan bastante bien a la directividad obtenida según la teoría de Westervelt. Ello se debe a que, aunque rigurosamente no estamos en campo lejano (este empieza a 1,45 m), las frecuencias primarias han sufrido una gran absorción con lo que el paramétrico ya está casi completamente formado y empieza a ser aplicable la aproximación de campo lejano.

A la izquierda mostramos la directividad de todas las frecuencias paramétricas medidas entre 1 kHz y 20 kHz en niveles de presión sonora, en el que se observa en su totalidad la pronunciada directividad del paramétrico así como la aparición de un pequeño lóbulo secundario, pero de mucho menor nivel (-20dB respecto al lóbulo principal).

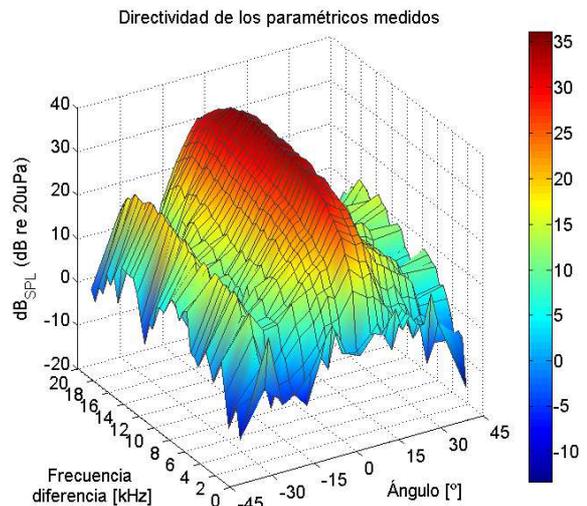


Fig.34. Directividad del paramétrico desde 1k a 20k.

Atenuación

Se representa la directividad registrada para la frecuencia diferencia $f_d=2\text{ kHz}, 10\text{ kHz}, 15\text{ kHz}, 20\text{ kHz}$ [•••] emitiendo con las frecuencias primarias $f_1=197\text{ kHz}$ y $f_2=199\text{ kHz}, 207\text{ kHz}, 212\text{ kHz}, 217\text{ kHz}$, así como los resultados obtenidos de la simulación de éstas [—, —], midiendo sin montaje a 90cm. También se muestran la directividad esperada según la teoría no lineal de Westervelt [—].

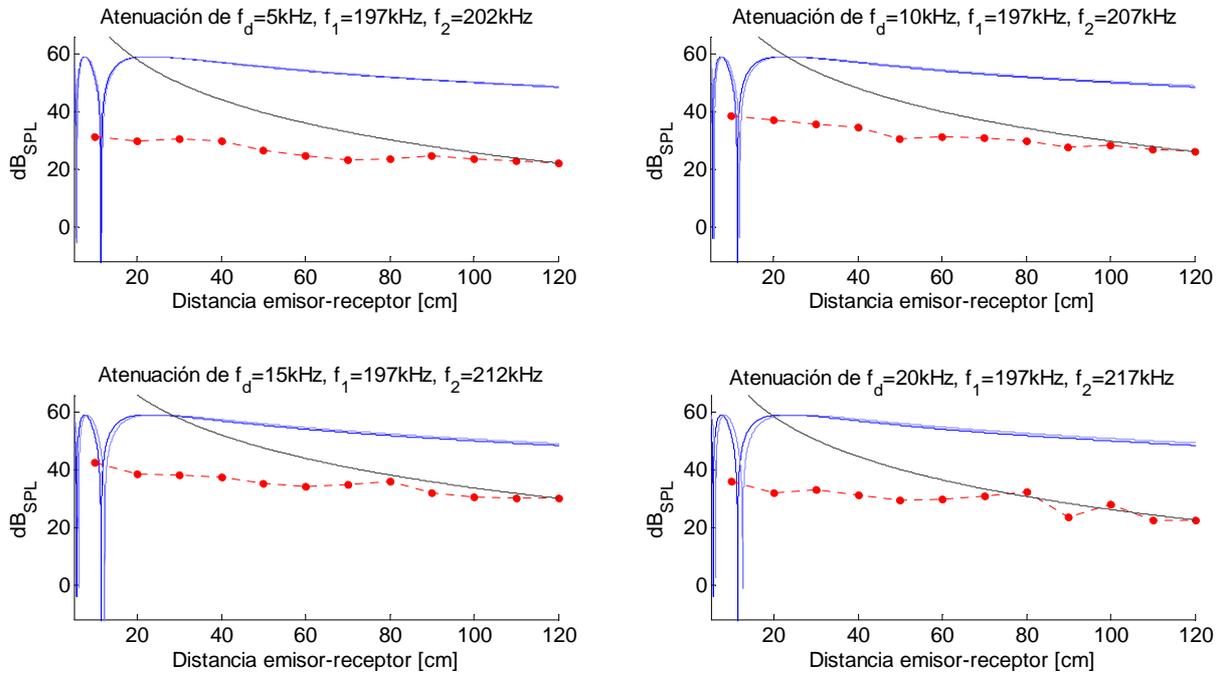


Fig.35. Atenuación de paramétrico de 5kHz, 10kHz, 15kHz y 20kHz emitiendo con el transductor P319 al aire.

Se observa que la frecuencia diferencia decae aproximadamente igual que las frecuencias primarias simuladas. No obstante, en realidad el paramétrico se atenuará menos que las primarias ya que en la simulación de éstas no se ha tenido en cuenta la absorción por el medio que, es del orden de $L_{abs}=1.4m$.

Además, vemos que la teoría de Westervelt se acerca a los datos experimentales en las últimas distancias medidas ya que ésta aproximación sólo es válida en campo lejano del paramétrico. Por último, una representación de la atenuación para todos los paramétricos medidos (derecha) muestra que ésta se estabiliza para todos ellos, a pesar de que para cortas distancias sufren diferentes variaciones entre ellos sobre todo para 1 kHz y 3 kHz que, además, como se ha visto son frecuencias paramétricas menos eficientes.

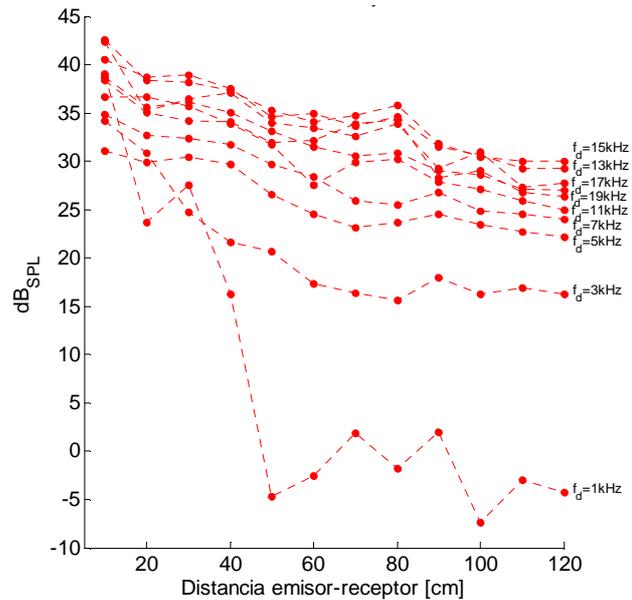


Fig.36. Atenuación de paramétrico de 1kHz a 20kHz.

V.3 Emitiendo con material intermedio

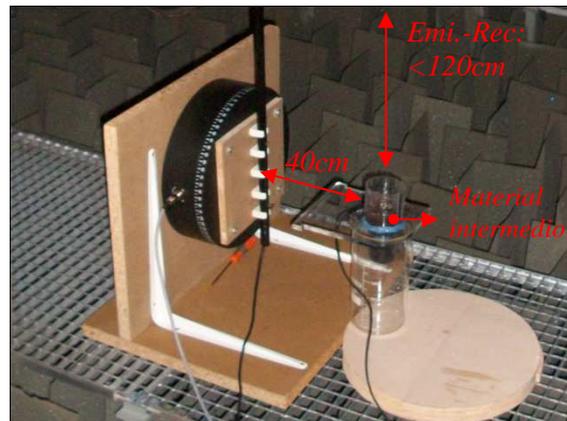
V.3.1 Transductor P319

Se exponen los resultados obtenidos de las medidas realizadas con éste transductor emitiendo con distintos pares de frecuencias primarias disponiendo un espesor variable de material frente al mismo. Además, se analiza la directividad y atenuación de la frecuencia resta resultante de emitir con dos frecuencias primarias de paramétricos a 5 kHz, 10 kHz, 15 kHz y 20 kHz, y se compara con los resultados obtenidos de la teoría lineal y los predichos por la teoría del array paramétrico.

Según lo comentado en el apartado V.2.2, partimos de que las paredes del recipiente no influyen decisivamente en la directividad de las frecuencias primarias; además dado que en estos experimentos tenemos la peculiaridad de que el recipiente se ha llenado con distintos espesores de material, la altura relativa de las paredes es menor (la superficie del material está más cerca del borde) y, por tanto, es de esperar que también lo sea la influencia de las mismas en el patrón de directividad.

Los materiales intermedios utilizados han sido agua destilada y glicerina, con espesores entre 15 mm y 60 mm en pasos de 5 mm, en ambos casos, cuyas propiedades se muestran en la tabla 1 del apartado III.3.

La configuración de estas medidas es similar a las anteriores. En la fotografía mostramos uno de los montajes emitiendo con 2 cm de glicerina.



Respuesta en frecuencia y eficiencia

Se analiza la respuesta en frecuencia del transductor emitiendo con señales de dos frecuencias f_1 de 197 kHz y f_2 de 197.1 kHz hasta 207 kHz, con una capa de agua [—] y de glicerina [—] frente al transductor de distintos espesores, registrando el nivel de la frecuencia diferencia f_d de 100 Hz hasta 20 kHz. Además se superpone la respuesta en frecuencia de los paramétricos correspondientes obtenida sin material intermedio [—], para compararlas.

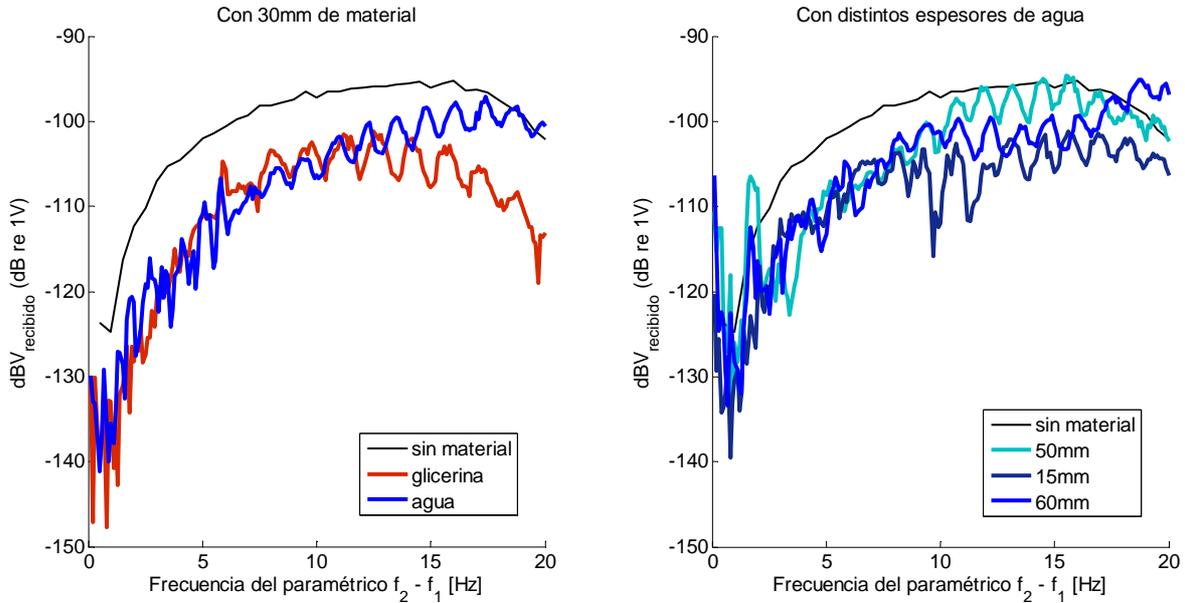


Fig.37. Ancho de banda del paramétrico desde 500Hz a 20kHz y de sus armónicos emitiendo con el transductor.

Aparece un rizado frecuencial en todas las configuraciones con material intermedio, lo cual era de esperar ya que el tamaño de la semi-longitud de onda en glicerina y agua de las frecuencias emitidas (primarias) es del orden de 1 cm, del mismo orden que el espesor del material intermedio, es decir, era de esperar ciertos efectos de interacción y modos propios de la cavidad.

Además, al emitir con agua se muestra que, en general, la eficiencia del paramétrico es mayor que con glicerina (pues la absorción de ésta es mayor) y, además, para ciertos espesores (60 mm) la intensidad de la frecuencia paramétrica registrada es mayor que la misma emitida directamente al aire; este efecto puede ser debido tanto a que la adaptación de impedancias es mejor (el transductor P319 está diseñado para trabajar en agua), como a que se produce un acople entre las frecuencias emitidas, la paramétrica y el espesor de la capa intermedia. A continuación profundizaremos más en el tema de la eficiencia.

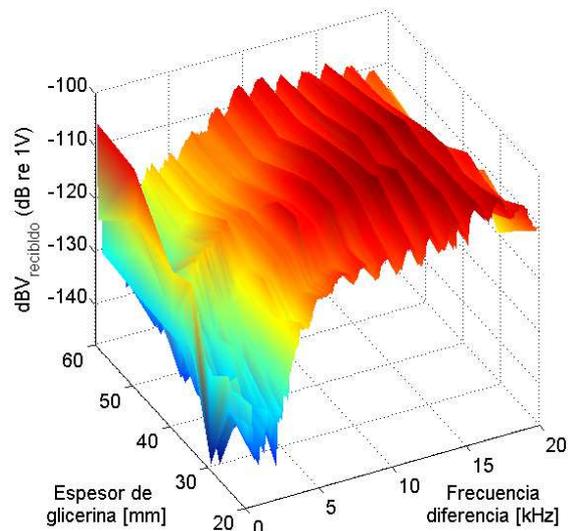
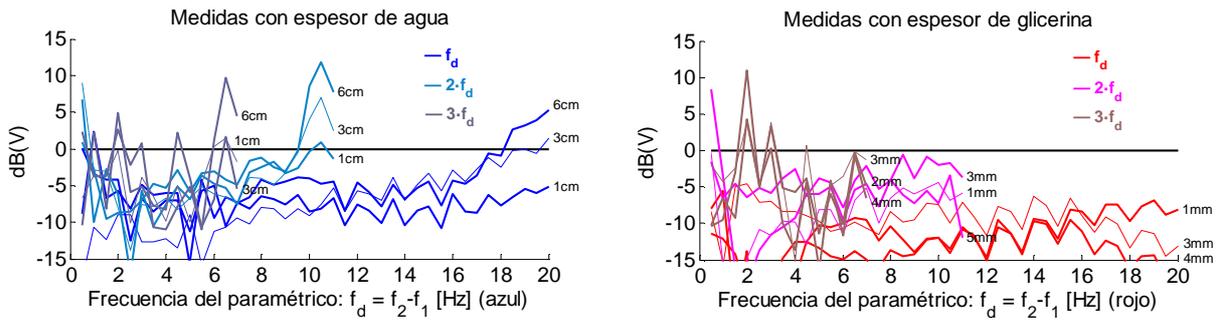


Fig.38. Directividad del paramétrico desde 1k a 20k con material intermedio, en el que se ve el rizado.

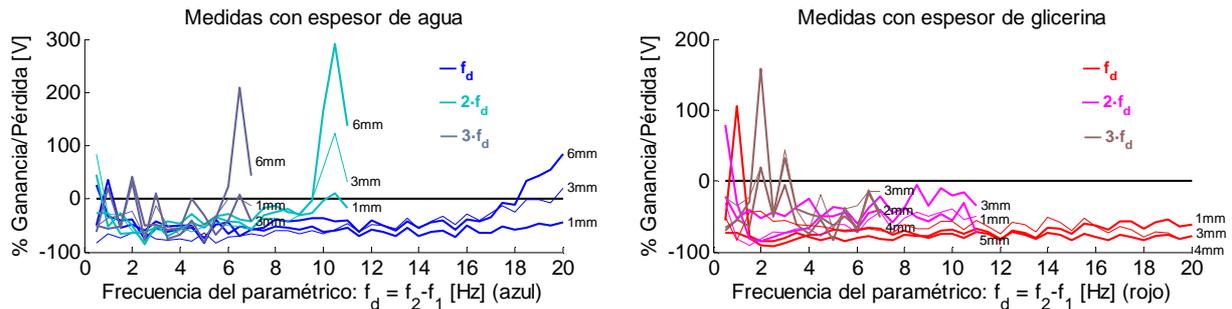
Distorsión y frecuencias secundarias

Se comparan las amplitudes de las frecuencias paramétricas $f_d = f_2 - f_1$, su primer armónico $2 \cdot f_d$ y su segundo armónico $3 \cdot f_d$, para distintos espesores (de 1 a 5 cm) de material [agua — ; glicerina —], normalizadas respecto a las amplitudes de dichas frecuencias registradas sin material intermedio [—]; mostrando los resultados en voltaje y en decibelios.

- Nivel en dB respecto al nivel sin material intermedio:

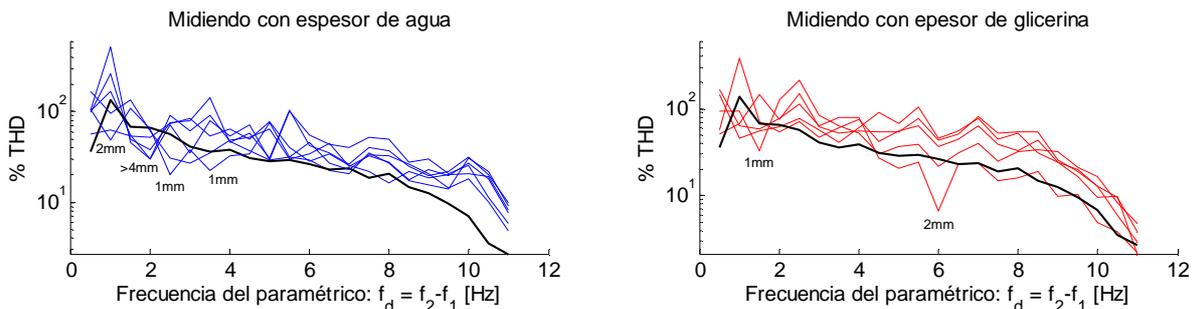


- Porcentaje de ganancia o pérdida en voltios respecto a los medidos sin material intermedio:



Se observa que las frecuencias paramétricas $f_d > 18$ kHz empiezan a ser más eficiente a partir de 3 mm de espesor de agua. Además, existen frecuencias (6.5 kHz y 10.5 kHz) del paramétrico para el que sus armónicos tienen mucha más amplitud que los correspondientes emitidas sin material intermedio.

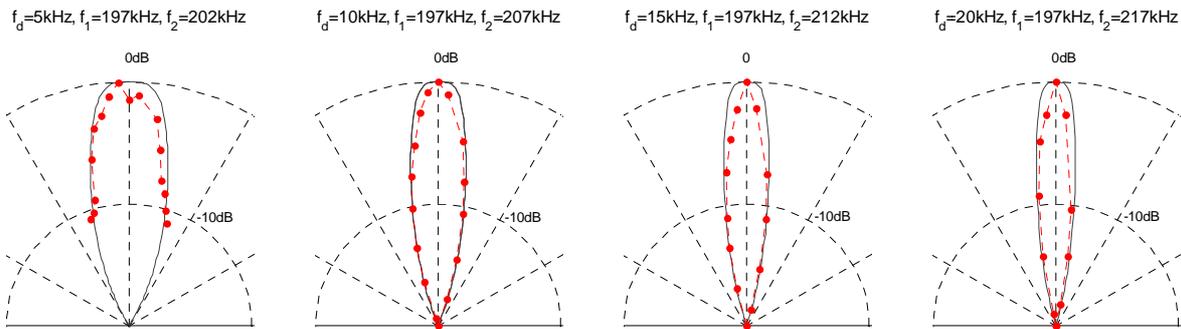
A pesar de que la eficiencia del paramétrica global es menor al interponer una capa de material, mediante un análisis de la distorsión armónica total (THD) se observa que ésta se reduce para algunas frecuencias como consecuencia de interponer una capa de material:



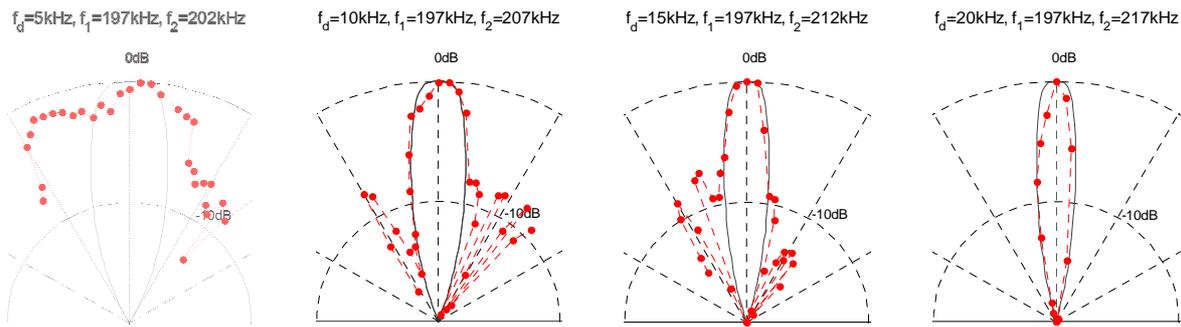
Directividad

Se representa la directividad registrada para la frecuencia diferencia $f_d=5\text{ kHz}, 10\text{ kHz}, 15\text{ kHz}, 20\text{ kHz}$ [---] emitiendo con las frecuencias primarias $f_1=197\text{ kHz}$ y $f_2=202\text{ kHz}, 207\text{ kHz}, 212\text{ kHz}, 217\text{ kHz}$, con un espesor de 1.5 cm de glicerina y de 5 cm de agua y de glicerina, midiendo a 90 cm. También se muestran la directividad esperada según la teoría no lineal de Westervelt [—].

▪ 1.5cm de glicerina:



▪ 1.5cm de agua:



▪ 5cm de glicerina:

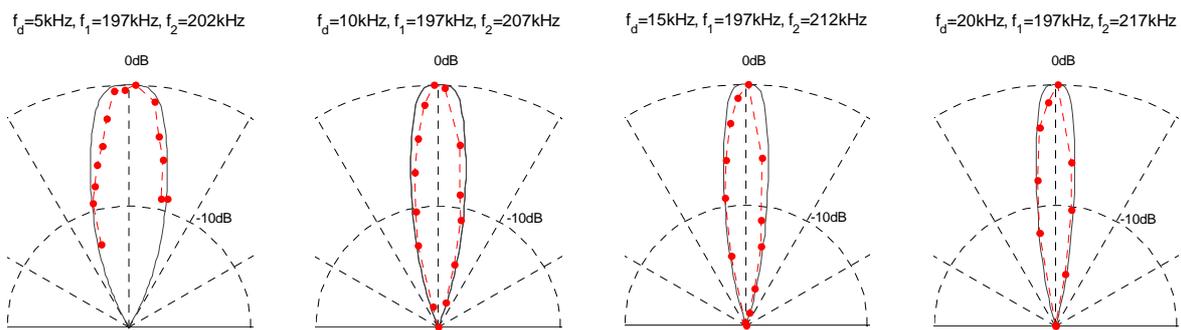


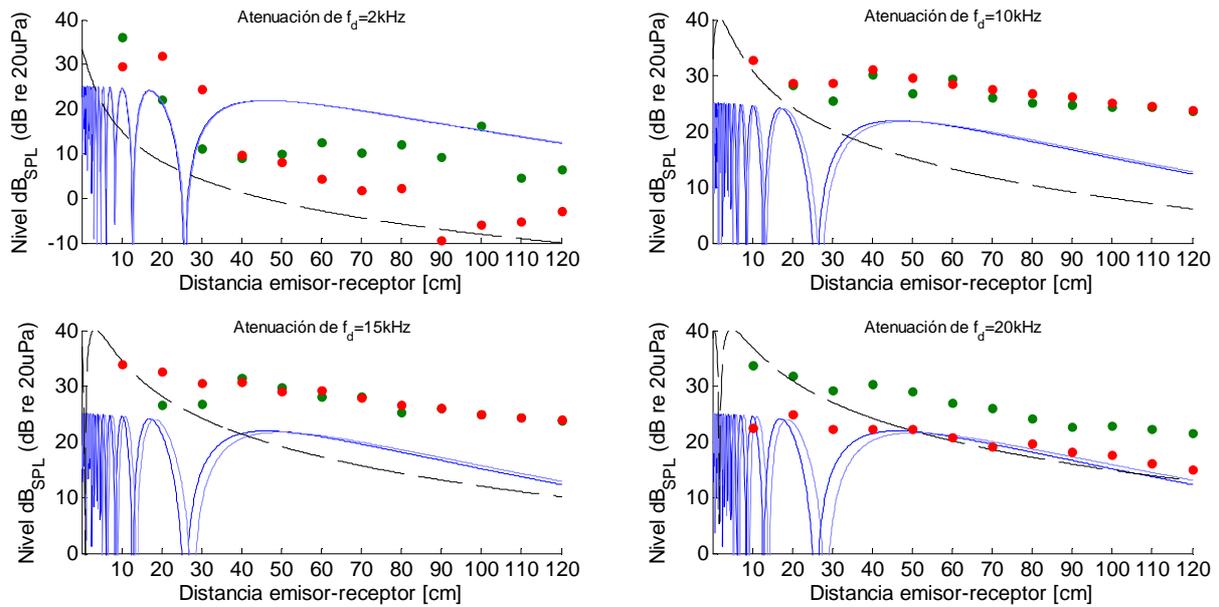
Fig.39. Directividad de paramétrico de 2kHz, 10kHz, 15kHz y 20kHz con material intermedio.

En general se observa que para sendos espesores y materiales, la directividad del paramétrico es semejante y que se aproxima bastante fielmente a la aproximación de Westervelt considerando que se está emitiendo directamente al aire, es más, resultan directividades algo más estrechas (-1dB/-2dB) que las previstas por este modelo. Con ello, podemos decir que el material intermedio no influye decisivamente en la directividad del paramétrico pero sí que la mejora ligeramente.

Atenuación

Se representa la atenuación registrada para las frecuencias diferencias $f_d = 2\text{ kHz}$, 10 kHz , 15 kHz , 20 kHz emitiendo con 1.5 cm de glicerina, 1.5 cm de agua y 5 cm de glicerina, así como los resultados obtenidos de la simulación de éstas frecuencias emitidas directamente con el transductor al aire [---], y como de las frecuencias primarias correspondientes [—, —].

- 1.5 cm de glicerina [•••] y 1.5 cm de agua [•••]:



- 5cm de glicerina [•••]:

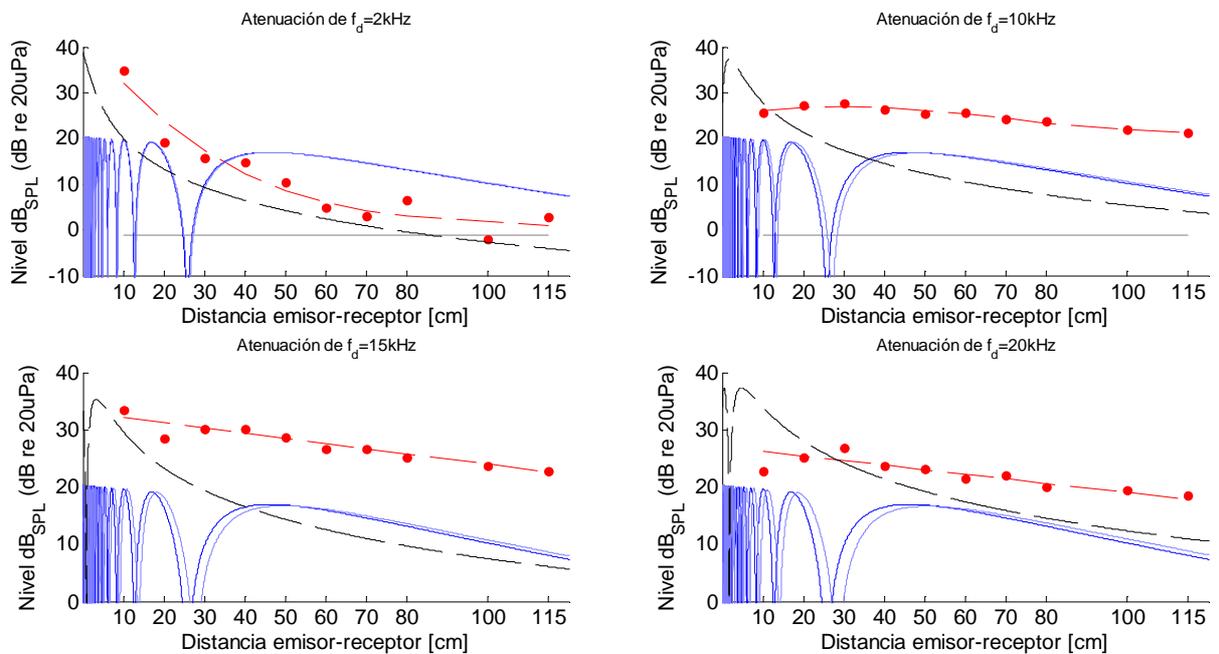


Fig.40. Atenuación de paramétrico de 2kHz, 10kHz, 15kHz y 20kHz con material intermedio.

Se observa que, aunque el nivel del paramétrico es ligeramente inferior que emitiendo directamente al aire, la atenuación del mismo es menor que emitiendo directamente al aire..

VI. CONCLUSIONES Y EXPECTATIVAS

En este trabajo podemos extraer las siguientes conclusiones en relación con el efecto paramétrico en aire, que hemos agrupado en función de los dos tipos de configuraciones estudiadas.

Respecto a las *características del paramétrico emitiendo al aire* con distintos transductores con distinto comportamiento en frecuencia:

- La **eficiencia** del paramétrico en voltaje es, aproximadamente, para el tweeter (frec.prim.≈20kHz) del 0.0005% y, para el P319 (frec.prim.≈200kHz) del 0.00001%. Es decir, varía considerablemente con la relación entre la frecuencia de trabajo óptima del transductor (del orden de las frecuencias primarias) y la frecuencia del paramétrico deseada así como con la resonancia del transductor.
- La **directividad** de los paramétricos medidos es aproximada a la de las frecuencias primarias, e incluso más estrecha en algunos casos, pero siempre mucho más estrecha que la correspondiente a una frecuencia igual a la paramétrica pero emitida directamente por un pistón plano.
- La **teoría** de Westervelt es insatisfactoria cuando se quiere comparar la directividad en campo cercano del paramétrico para las longitudes medidas (hasta 1.2m) cuando se emite con frecuencias primarias de 20 kHz, aunque bastante aproximado emitiendo con primarios de 200 kHz. Esto se debe a que para frecuencias primarias del orden de 200 kHz la absorción de éstas es elevada, lo que implica que en pocos metros se alcanza la situación de campo lejano del paramétrico, donde la teoría de Westervelt es aplicable; por otro lado, dado que la absorción de frecuencias del orden de 20 kHz es mucho menor, todas las medidas se han realizado en campo cercano del paramétrico y la aproximación de Westervelt no es válida, en estos casos, la teoría cuasi-lineal derivada de la ecuación KZK, válida para campo cercano, se ajusta más a los datos experimentales.
- La **atenuación** del paramétrico depende notablemente de las condiciones de medida así como de la relación entre campo cercano del paramétrico (L_{abs}) y campo cercano del transductor (L_{Ray}). Cuando medimos en campo lejano del paramétrico la atenuación del mismo muestra un decaimiento menor que el de las frecuencias primarias, mientras que si medimos en campo cercano del paramétrico éste presenta un nivel elevado para distancias próximas al transductor, del orden del campo cercano del mismo, pero se estabiliza para largas distancias.
- La amplitud finita de las frecuencias en **campo cercano** del paramétrico influye con el micrófono afectando a la intensidad de la señal recibida, registrando valores para la frecuencia diferencia mayores de los esperados (frecuencia espuria) en dicho campo cercano. No obstante, éste efecto se puede suavizar mediante distintas técnicas (V.1.3).

Respecto a las características del **paramétrico emitiendo al aire con material intermedio** frente al transductor destacamos las siguientes conclusiones:

- La **eficiencia** del paramétrico es, en general, inferior a la conseguida sin material intermedio, sobre todo con glicerina. No obstante, para ciertos espesores de agua, el paramétrico a altas frecuencias (>18 kHz) es superior al generado sin material. Éste efecto se mejora ajustando la no linealidad del material, la absorción de las frecuencias primarias, el espesor del material y la adaptación acústica de impedancias.
- La **distorsión** de la frecuencia diferencia aumenta en general al disponer un material frente al transductor pero existen espesores tanto de agua como de glicerina para los que la THD disminuye notablemente sobre todo para paramétricos de baja frecuencia (< 5 kHz). Además, se observa que algunos armónicos superiores del paramétrico que aumentan su amplitud notablemente al aumentar el espesor de material. Estos efectos puede ser interesante para aplicaciones donde se quiera controlar la distorsión en cierto rango de frecuencias.
- La **directividad** del paramétrico no varía notablemente emitiendo directamente al aire así como con un material intermedio, es decir, depende básicamente de la relación f_{med}/f_d .
- La **atenuación** del paramétrico emitiendo directamente al aire no varía notablemente de la medida emitiendo con un material intermedio.

Por su parte, algunas **líneas de trabajo y expectativas** que pueden derivarse de esta tesina son:

- Un paso evidente hacia la aplicación del efecto paramétrico en aire sería la de estudiar el efecto que las señales moduladas transitorias introducen en el sistema para, conociendo cómo las demodula el medio, estudiar **métodos de preprocesado** de dichas señales ultrasónicas con objetivo de conseguir transductores de audio paramétrico como los convencionales pero con las características del efecto paramétrico (directividad y pequeños tamaños del transductor con bajas frecuencias).
- La **disminución de la distorsión armónica** sería una línea de interés, que ha sido analizada mediante procesado por Hamilton, Pompei y otros. No obstante, dados algunos de los resultados expuestos en este trabajo, la THD podría ser mejorada estudiando más profundamente el efecto de la disposición de una capa de material frente al material así como del espesor de ésta.
- El **diseño y la construcción de transductores** ultrasónicos puede ser estudiada para conseguir una relación entre: 1. impedancias del transductor (del orden de las frecuencias primarias); 2. rango de frecuencias paramétricas que se desean conseguir; 3. características del material intermedio como parte del transductor (*head*); que optimice el comportamiento y rendimiento del paramétrico.
- La **combinación de distintos transductores**, con distintas bandas óptimas de frecuencia paramétrica de trabajo, en un mismo soporte podría desarrollar una línea de trabajo enfocada a conseguir *arrays paramétricos* mucho más compactos y con nuevas prestaciones que las cajas acústica habituales.

Por último, contextualizando el tema de este trabajo, nombramos algunas **aplicaciones prácticas** que pueden ser de interés del audio paramétrico:

- La utilización en museos y salas de exposiciones en los que las obras exhibidas se explican directamente al usuario que se disponga en su vecindad (ajustando la directividad), sin molestar a los demás visitantes.
- El control activo de ruido.
- La transmisión y recepción paramétrica puede ser aplicada a sistemas de control y automática, destinada al ámbito industrial, de seguridad, etc.
- A principios del año en el que se publica este trabajo ha tenido lugar la feria CES (Consumer Electronic Show) 2012 en Las Vegas, considerada como el evento que marca las tendencias tecnológicas del año, en el que los televisores con tecnología OLED que han marcado un gran avance frente a los televisores de plasma y LED. No obstante, una crítica común de éstos televisores es que, dado su reducido espesor (4 cm), los altavoces no pueden ir montados en el mismo marco sino que vienen desvinculados en una caja separada. Entonces, es posible diseñar transductores piezoeléctricos finos que puedan incorporarse a éste tipo de dispositivos y, mediante técnicas de audio paramétrico, que presenten un comportamiento en el rango audible comparable con el de los altavoces habituales, ofreciendo un grado de mejora a estos televisores.

AGRADECIMIENTOS

Esta tesina no es fruto de un simple trabajo individual, sino que es el resultado de una suma de apoyos y esfuerzos.

Este trabajo no hubiera sido posible sin el apoyo del Proyecto *Consolider-Ingenio MultiDark* (CSD2009-00064), por el que desde el principio se apoyó la profundización en el estudio del efecto paramétrico en aire a través de esta tesina. La relación con este proyecto es doble: por una parte, se muestra que el fenómeno estudiado es conceptualmente similar al empleado en la calibración de los dispositivos de detección indirecta de neutrinos y, por otra, se dan a conocer distintas aplicaciones de este efecto a otros ámbitos, intentando ofrecer un grado más de transferencia tecnológica en los frutos de este proyecto.

En este sentido, especial agradecimiento a mis tutores, Miquel y Joan, por ofrecerme la posibilidad de introducirme en el campo de la investigación en el ámbito de la física en general, y en el de la acústica en particular, así como por su implicación en este trabajo, por los artículos e información suministrada, por la orientación en las distintas etapas y por el tiempo dedicado.

Gracias a los compañeros de trabajo del DFA, y en especial al equipo “neutrinos”, por su interés y colaboración en el tema que concierne a este texto así como por las conversaciones y sinergias que han aportado frutos al mismo. Gracias a Fernando por sus aportaciones y lecciones de protocolo “a pié de obra”, y por su siempre impecable respuesta a problemas técnicos y no tan técnicos, que no han sido pocos.

A todas las personas que, aunque no sean conscientes de ello, han hecho posible finalizar esta tesina, mil gracias.

BIBLIOGRAFÍA

Sobre los principios de la acústica no lineal:

- [1] L.E.Kinsler, *Fundamentals of acoustics*. 4ed, John Wiley & Sons, Inc., 2000, pp.478-483.
- [2] T.D.Roosing, *Springer Handbook of acoustics*. Rossing, 2007, pp.234-237 y pp.258-268.
- [3] M.Hamilton, D. Blackstock. *Nonlinear acoustics*. New York: Academic Press, 1998.
- [4] V.Sánchez, *Introducción a la acústica no lineal. Curso de doctorado*. DFA. EPSG (UPV).

Sobre la historia del PA:

- [5] Kenneth G. Foote & Kenneth G. Foote, *Physical Acoustics, Underwater Acoustics, and Engineering Acoustics: A Half-Century with the Parametric Array I*. JASA, Vol. 125(4), 2009.

Sobre las teorías clásicas del PA:

- [6] J.L.S.Bellin & R.T.Beyer, *Experimental investigation of an end fire array*. JASA 34(8), 1962.
- [7] P.J.Westervelt, *Parametric Acoustic Array*. JASA 35(5), 1963.
- [8] H.O.Berktag, *Possible exploitation of nonlinear acoustics in underwater transmitting applications*. Journal of Sound and Vibration 2(4), 1965.
- [9] T.G.Muir & J.G.Willette, *Parametric acoustic transmitting arrays*. JASA 52(1), 1972.
- [10] H.O.Berktag & D.J.Leahy, *Farfield performance of parametric transmitters*. JASA 55(3), 1974.
- [11] M.B.Bennett & D.T.Blackstook, *Parametric Array in air*. JASA 37(3), 1975.
- [12] R.H.Mellen & M.B.Moffett, *Model for parametric acoustic sources*, JASA 61, 1977.

Sobre estudios más avanzados del PA:

- [13] J.S.Tjotta & N.Tjotta, *Nonlinear equations of acoustics, with application to parametric array*. JASA 69(6), 1981.
- [14] R.H.Mellen & M.B.Moffett, *Effective lengths of parametric acoustic source*. JASA 70(5), 1981.
- [15] M.F.Hamilton, *Effects of noncollinear interaction on parametric acoustic arrays in dispersive fluids*. JASA 76(5), 1984.
- [16] J.S.Tjotta & N.Tjotta, *Interaction of sound waves. Part I Basic equations and plane waves*. JASA 82(4), 1987.
- [17] J.S.Tjotta & N.Tjotta, *Interaction of sound waves. Part II Plane wave and real beam*. JASA 82(4), 1987.
- [18] P.Cervenka & P.Alai, *Fourier formalism for describing nonlinear self-demodulation of a primary narrow ultrasonic beam*. JASA 88(1), 1990.

- [19] L.Kopp, D.Cano, E.Dubois, L.Wang, B.Smith, & F.W.Coates, *Potential performance of parametric communications*. IEEE Journal of oceanographic engineering, vol. 25, nº 3, 2000.
- [20] D.Ding, *A simplified algorithm for second-order sound beams with arbitrary source distribution and geometry*. JASA 115(1), 2004.

Sobre estudios del PA específicos para señales transitorias:

- [21] M.B.Moffet & P.Mello, *Parametric acoustic sources transient signals*. JASA 66(4), 1979.
- [22] S.Singhal & J.G.Zornig, *Synthesis of arbitrary broadband signals for a parametric array*. JASA 72(1), 1982.
- [23] N.G.Pace y R.V.Ceen, *Time domain study of the terminated transient parametric array*. JASA 73(6), 1983.
- [24] Ee-Leng Tan, Peifeng Ji y Woon-Seng Gan, *On preprocessing techniques for bandlimited parametric loudspeakers*. Applied Acoustics 71, 2010.

Sobre el campo cercano del PA:

- [25] H.O.Berktag, *Nearfield effects in end-fire line arrays*. JASA 53(2), 1973.
- [26] R.L.Rolleigh, *Difference frequency pressure within the interaction regions of a parametric array*. JASA 58(5), Jul.1975.
- [27] R.H.Mellen, *Nearfield beam patterns of exponentially shaded endfire line arrays*. JASA 60(2), 1976.
- [28] R.H.Mellen, *Nearfield axial levels of exponentially shaded endfire line arrays*. JASA 61(2), 1977.
- [29] R.H.Mellen & M.B.Moffett, *A numerical method for calculating the nearfield of a parametric acoustic source*. JASA 63(5), 1978.
- [30] R.H.Mellen & M.B.Moffett, *Nearfield characteristics of parametric acoustic sources*. JASA 69(2), 1981.
- [31] Chao Ye, Zheng Kuang, Ming Wu & Jun Yang. *An acoustic filter for parametric loudspeaker in air*. Proceedings of Symposium on Ultrasonic Electronics, 31, 2010.

Sobre la distorsión armónica del PA:

- [32] M.B.Moffet & J.G.Willette, *Harmonics of the difference frequency in saturation-limited parametric sources*. JASA 62(6), 1977
- [33] T.D.Kite, J.T.Post & M.F.Hamilton *Parametric array in air: distortion reduction by preprocessing*. JASA 103(2), 1998.
- [34] J.F.Pompei, *The use of airborne ultrasonics for generating audible sound beams*. Journal of the Audio Engineering Society 47(9), 1999.
- [35] J.F.Pompei, *Sound from ultrasound: The parametric array as an audible sound source*. Tesis Doctoral, MIT, 2002.

Sobre el PA aplicado al aire:

- [36] S.E.Trenchard & A.B.Coppens, *Experimental study of a saturated parametric array in air*. JASA 68(4), 1980.
- [37] M.Yoneyama & J.Fujimoto, *The audio Spotlight*. JASA 73(5), 1983.
- [38] Yongrae Roh y Changho Moon, *Design and fabrication of an ultrasonic speaker with thickness mode piezoceramic transducers*. Sensors and Actuators A 99, 2002.
- [39] W.Kim & V.W.Sparrow, *Audio application of the parametric array—implementation through a numerical model*. 113th Audio Engineering Society Convention (Los Angeles), 2002.
- [40] Jun Yang, Woon-Seng Gana, Khim-Sia Tan & Meng-Hwa Er, *Acoustic beamforming of a parametric speaker comprising ultrasonic transducers*. Sensors and Actuators A 125, 2005
- [41] Ira O.Wygant, M.Kupnik, et al., *50 kHz Capacitive Micromachined Ultrasonic Transducers for Generation of Highly Directional Sound with Parametric Arrays*. IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control, vol. 56, nº. 1, 2009.
- [42] Hyeong Sick Ju & Yang-Hann Kim, *Near-field characteristics of the parametric loudspeaker using ultrasonic transducers*. Applied Acoustics 71, 2010.
- [43] J.Mendoza, S.Sánchez y J.L.Huertas, *Characterization and Modeling of Piezoelectric Integrated Micro Speakers for Audio Acoustic Actuation*. World Academy of Science, Engineering and Technology 58, 2011.
- [44] Peifeng Ji, Ee-Leng Tan, Woon-Seng Gan, & Jun Yang, *A Comparative Analysis of Preprocessing Methods for the Parametric Loudspeaker Based on the Khokhlov–Zabolotskaya–Kuznetsov Equation for Speech Reproduction*. IEEE Transactions on audio, speech, and language processing, 19(4), 2011.

Bibliografía complementaria, necesaria para la realización de esta tesina:

- [45] Bass, Blackstock et al., *Atmospheric Absorption of sound*. JASA 97(1), 1995.
- [46] J.R.Lajara, J.Pelegrí, *Labview: entorno gráfico de programación*. Marcombo, 2011.
- [47] A.Albiol y A.Girona, *Apuntes de teoría de la señal*. Ed.UPV, ref: 2001.1687.
- [48] J.Ramis, J.A.Martínez, A.Uris y J.Alba, *Prácticas de transductores*. Ed. UPV, ref: 97.028.

ANEXO I – EQUIPO ELECTROACÚSTICO

A.I.1 Generación

A.I.1.1 Instrumentación: generador de funciones

Para generar los dos haces primarios se ha empleado el generador de funciones AFG-320 de Sony/Tektronix. Este instrumento es capaz de generar las señales más habituales utilizadas en el laboratorio (seno, triangular, ...) pero además dispone de un generador de funciones arbitrarias que pueden ser definidas por el usuario y de la capacidad de importar funciones. Además, cumple con el estándar IEEE 488-1, lo cual permite su control remoto mediante bus GPIB a través del entorno de programación LabVIEW, que ha sido utilizado para desarrollar la aplicación. En este trabajo ha sido necesario utilizar el modelo AFG 320, que dispone de dos canales de salida, utilizando ambos conjuntamente para emitir las señales sinusoidales deseadas.

Características de interés:

- Rango frecuencial: de 0,01Hz a 16MHz (funciones seno).
- Rango de amplitud: de 50 mVpp a 10 Vpp con una tolerancia, según fabricante, entre el 1% y el 3% (a muy altas frecuencias).
- Impedancia de salida del instrumento: 50Ω.



A.I.1.2 Interfaz para la comunicación de instrumentos GPIB

Un bus de instrumentación es una forma de interconectar varios equipos electrónicos (osciloscopios, fuentes de alimentación, generadores de funciones, etc.) destinados a realizar medidas o test de forma conjunta. GPIB (*General Purpose Interface Bus*) es el bus de instrumentación aceptado por muchos fabricantes (Agilent, Cec, Iotecj, Keithley, NI, ...). Aunque en los últimos años los fabricantes de equipos tienden a incluir otros tipos de interfaz de comunicaciones como Ethernet o USB. Éstos, al ser más genéricos, carecen de algunas características deseables que sí tiene la interfaz GPIB pues, al ser específico para instrumentación, presenta una mayor robustez mecánica y electromagnética. Otros tipos de instrumentos usan buses ‘planos’ (de bastidor) como PXI, VME o VXI en lugar de ‘cableados’.

Como se ha comentado, el generador de funciones empleado en este trabajo se puede controlar mediante la interfaz GPIB. Además, se ha elegido el bus GPIB dado que el entorno de programación en el que se ha desarrollado la aplicación, LabVIEW, ofrece una gran versatilidad para la programación del control sobre instrumentos con la utilización de este interfaz.

A.I.1.3 Control del generador de funciones en LabVIEW

En general, para controlar un instrumento programable es necesario el manejo del *driver* del mismo, conjunto de rutinas de software capaces de controlar un instrumento programable, de forma que cada una de ellas corresponde a una operación programática (configuración, lectura de datos, escritura de datos, disparo del instrumento, etc.). La utilización de drivers en LabVIEW se puede realizar de distintas formas:

- Mediante los drivers correspondientes que dispone LabVIEW para una gran variedad de instrumentos programables, accesibles desde la página web de National Instruments.
- Desarrollando los drivers de forma propia mediante LabVIEW (en caso de que los drivers no sean proporcionados por el fabricante del instrumento), para lo cual es necesario conocer el protocolo de programación (conjunto de comandos) para cada instrumento en concreto.

En este trabajo, dado que los instrumentos que se utilizan son de uso común y muy extendidos, existen drivers para su control. Sin embargo, resulta imprescindible conocer la forma en que éstos están desarrollados y cómo interactúan dentro del entorno de programación para poderlos integrar más fácilmente en la aplicación que se quiere desarrollar.

La API VISA de National Instruments

VISA (*Virtual Instruments Software Interface*) es una API (*Interfaz para la Programación de Aplicaciones*) desarrollada por varios fabricantes de equipos que proporciona un software estándar para las operaciones de lectura, escritura y manejo de eventos en instrumentación.

NI-VISA es la implementación de National Instruments de este estándar. Puede establecer comunicaciones a través de GPIB, serie, PXI, VXI o Ethernet, como se muestra en la figura:

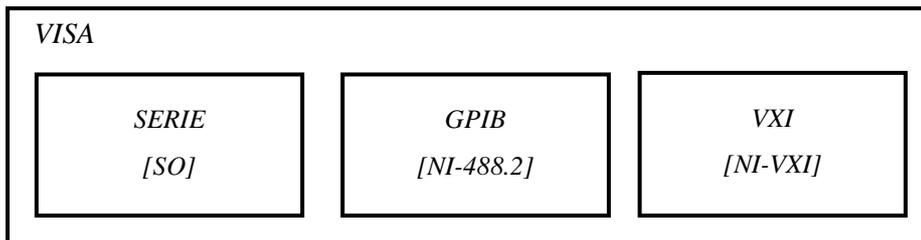


Fig.41. Estructura de la aplicación API VISA.

Esta API ofrece independencia entre los diferentes interfaces de forma que se utilizan los mismos métodos para comunicarse con instrumentos independientemente del tipo de interfaz que utilicen estos (GPIB, serie, PXI, VXI o Ethernet). Por ello, las funciones proporcionadas por la API VISA constituyen una potente herramienta para el desarrollo de drivers así como para la comprensión del funcionamiento de los drivers ya desarrollados. En LabVIEW se incluyen un conjunto de VIs para acceder a las funciones de esta API.

Los drivers para el control de instrumentos en LabVIEW

Un driver para el control de instrumentos consiste en un conjunto de módulos de software (VIs en LabVIEW) que el usuario puede utilizar independientemente o bien insertándolos en una aplicación de nivel más alto, de forma que sea ésta la que realice llamadas a los diferentes módulos que conforman el driver:

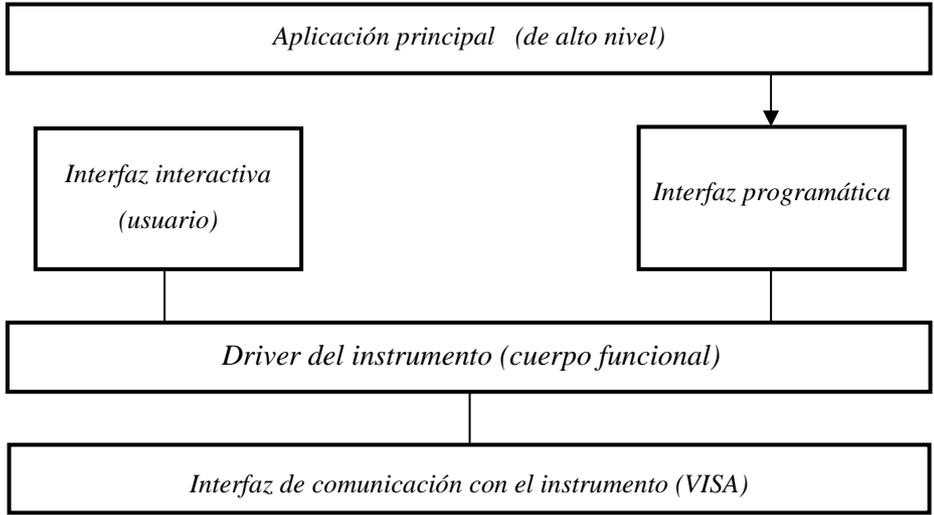


Fig.42. Ubicación del driver en el conjunto del sistema.

Estructura de los drivers para la comunicación con instrumentos

Habiendo visto las herramientas principales para implementar VIs que formen parte de un driver, se va a explicar cómo deben organizarse los VIs y cuál es la relación jerárquica que se establece entre éstos, tal como se esquematiza en la siguiente figura:

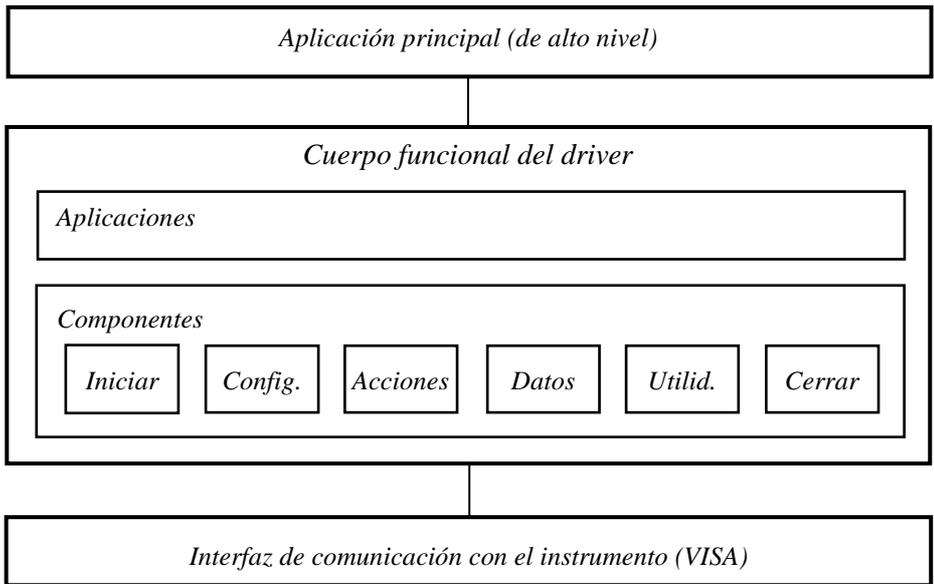


Fig.43. Organización interna del driver.

A.I.2 Amplificación

A.I.2.1 Instrumentación: amplificación

Dado que el nivel sonoro del paramétrico es notablemente inferior al de las frecuencias primarias que interactúan, ha sido necesario utilizar, en la parte de las medidas en que hemos emitido con el transductor P319, un amplificador de potencia destinado a amplificar frecuencias del orden del kilohercio (Amplificador 2100L RF de E&I). La elección de dicho amplificador responde a la necesidad de transmitir la señal amplificada a un transductor piezoeléctrico de 50Ω de impedancia.

Características de interés del amplificador 2100L RF de E&I:

- Rango frecuencial: entre 10kHz y 12MHz.
- Ganancia: 50 ± 1.5 dB.
- Potencia de salida nominal: 100W.
- Potencia de salida de saturación: 175W (10kHz–10MHz).
- Impedancia de entrada: 50Ω , VSWR, 1.5:1 máximo.
- Impedancia de salida: 50Ω , VSWR, 2.5:1 máximo.



A.I.2.2 Control de las potencias

Para garantizar la protección y la eficiencia de los equipos utilizados, se han calculado las magnitudes máximas a las que se debe operar según en el amplificador empleado.

Potencia nominal o RMS: $p_{RMS} = 100W$, esta es la potencia máxima de salida para garantizar que no haya distorsión que, expresado en decibelios es: $p_{out\ max} = 10 \cdot \log(p_{RMS}) = 10 \cdot \log(100) = 20dBW$.

Como la ganancia del amplificador es: $G = 50\ dB$, la entrada máxima para garantizar que no se supere la potencia máxima de salida será: $p_{in\ max} = p_{out\ max} - G = 20 - 50 = -30dBW$, que en

vatios es: $p_{in\ max} = 10^{-30/10} = 0.001W = 1mW$. Como la impedancia de entrada y de salida del amplificador es la misma: $R = 50\ \Omega$, el voltaje máximo RMS de entrada del amplificador para que no haya distorsión es: $V_{in\ max} = \sqrt{P_{in\ max} \cdot R} = \sqrt{0.001 \cdot 50} = 0.224V = 224mV$ pero, dado que se trabaja con señales sinusoidales y que el generador de funciones informa de la tensión de pico, el voltaje máxima de pico que se debe generar es: $V_{p\ max} = V_{in\ max} \cdot \sqrt{2} = 224 \cdot \sqrt{2} = 316mV$.

No obstante, como algunos transductores empleados no presentan la misma impedancia que el amplificador, se han realizado barridos desde pequeñas amplitudes hasta obtener, experimentalmente, la máxima potencia emitida sin distorsión del amplificador.

A.I.3 Emisión

A.I.3.1 Instrumentación: transductores

Para convertir las señales eléctricas generados por el generador de funciones y amplificadas posteriormente, en señales acústicas es necesaria la utilización de transductores electro-mecánicos. De entre los distintos tipos de transductores electro-mecánicos se han utilizado transductores piezoeléctricos por su eficiencia. Con objetivo de emitir haces primarios en distintos rangos frecuenciales y, con ello, analizar los paramétricos resultantes, se han utilizado dos tipos de transductores: uno para emitir en el rango entre 15kHz y 40kHz (KSN 1005A de MOTOROLA), y otro para emitir en el rango entre 200kHz y 220kHz (P319 de AIRMAR).

A.I.3.2 Transductor KSN 1005A de MOTOROLA (tweeter)

Características de interés del transductor:

- Rango frecuencial: entre 4kHz y 27kHz.
- Impedancia: 8Ω .
- Sensibilidad: 94dB @ 1m/1W (94dB @ 1m/2,83V_{RMS})
- Potencia máxima: 75W.
- Voltaje máximo RMS: 15V (cont.); 35V (interm.)
→ Voltaje máximo de pico: 21V; 50V.
- Diámetro de la cerámica: 15mm.
- Diámetro del pistón: 30mm.



Admitancia eléctrica del transductor emitiendo al aire directamente (paso de 20 y 100Hz) medida con el analizador de impedancias de Hawlett-Packard 4192A:

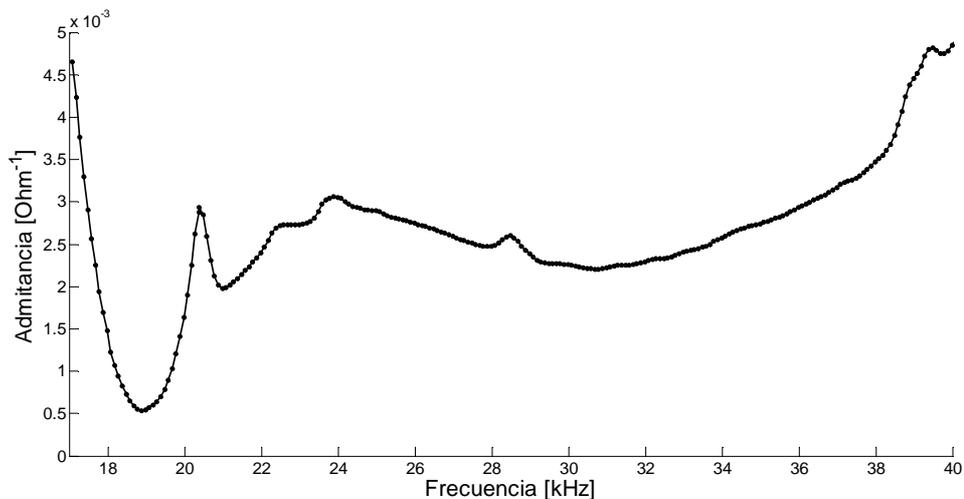


Fig.45. Admitancia eléctrica del transductor P319 de Airmar.

Se observa una primera frecuencia de resonancia a unos 20,3 kHz.

A.I.3.3 Transductor P319 de AIRMAR

Características de interés del transductor P319 de AIRMAR:

- Frecuencias de resonancia: 50kHz y 200kHz
- Impedancia: 200Ω.
- Potencia máxima RMS: 600W.
- Voltaje máximo RMS: $\sqrt{P \cdot R} = \sqrt{600 \cdot 200} = 346 \text{ V}$
 → Voltaje máximo de pico: $346\sqrt{2} = 489 \text{ V}$.
- Diámetro de la cerámica: 50mm.



Como se muestra en la figura, se ha añadido un tubo cilíndrico de metacrilato de 8cm de altura cuyo diámetro interior es de 6cm y exterior de 6.6cm, es decir, con un espesor de 0.3cm. Con ello, se ha podido introducir material en su interior, con el que se han realizado todas las medidas.

Admitancia eléctrica del transductor emitiendo al aire directamente (paso de 1kHz y 100Hz) medida con el analizador de impedancias de Hawlett-Packard 4192A:

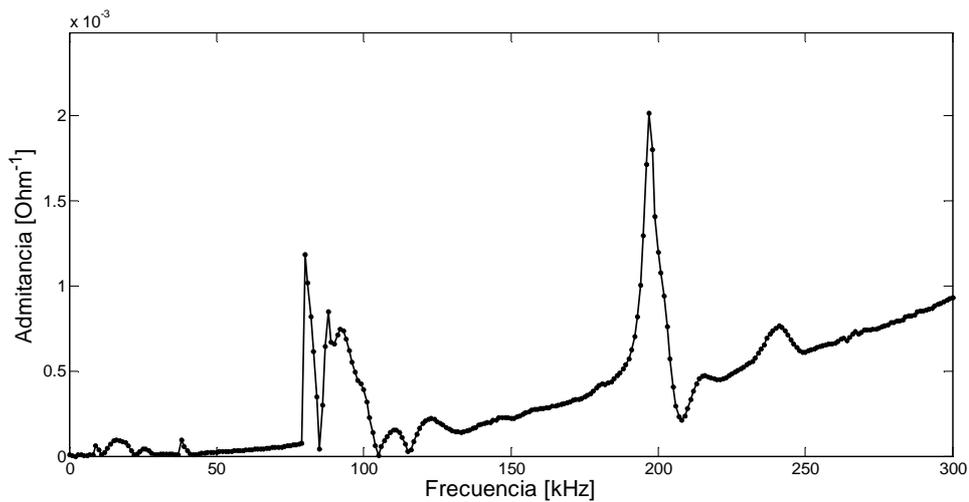


Fig.46. Admitancia eléctrica del transductor P319 de Airmar.

Se observa una frecuencia de resonancia eléctrica a 197kHz y otra a 79kHz. Aunque ambas varían ligeramente al introducir un material entre el transductor y el aire, se han utilizado estas mismas frecuencias para emitir por un canal, variando la frecuencia por el otro canal desde estas frecuencias hasta 217kHz y 99kHz, respectivamente (rango de 20kHz).

A.I.3.4 Medio resonante

Como se ha comentado en el apartado III.3, se han realizado medidas disponiendo materiales frente al transductor P319, en concreto: agua, glicerina y distintas mezclas de ambas; emitiendo siempre al aire. A continuación se exponen las características de dichos fluidos así como la metodología empleada para obtener la velocidad de propagación del sonido en una mezcla arbitraria de agua y glicerina.

Propiedades de los fluidos utilizados

Los materiales empleados y sus propiedades estándar son [Tabla 1]:

Material	Estado	$\rho[\text{kg/m}^3]$	$\gamma=c_p/c_v$	$K[\text{GPa}]$	$c[\text{m/s}]$	B/A	$Z=\rho_0c_0[\text{Rayls}]$
Aire (20°C)	gas	1,293	1,4	--	343	0,4	415
Agua (20°C)	líquido	998	--	2,18	1480	5	$1,48 \cdot 10^9$
Glicerina (20°C)	líquido	1260	--	4,67	1980	9	$2,5 \cdot 10^9$

Caracterización de la mezcla de agua-glicerina

Para determinar la velocidad del sonido se ha utilizado la técnica de ecoimpulso realizando varias medias en distintas razones de mezclas (87 en total). Para ello, se ha utilizado el transductor Valpey Fisher E1107, el generador de pulsos Olympus 5072PR y el osciloscopio Tektronix TDS 220.

La fig.47 izquierda muestra un ejemplo de la configuración realizada para las medidas con esta técnica. Se han realizado medidas con espesores de material entre 36mm y 108mm, con distintas razones de mezcla de agua y glicerina.

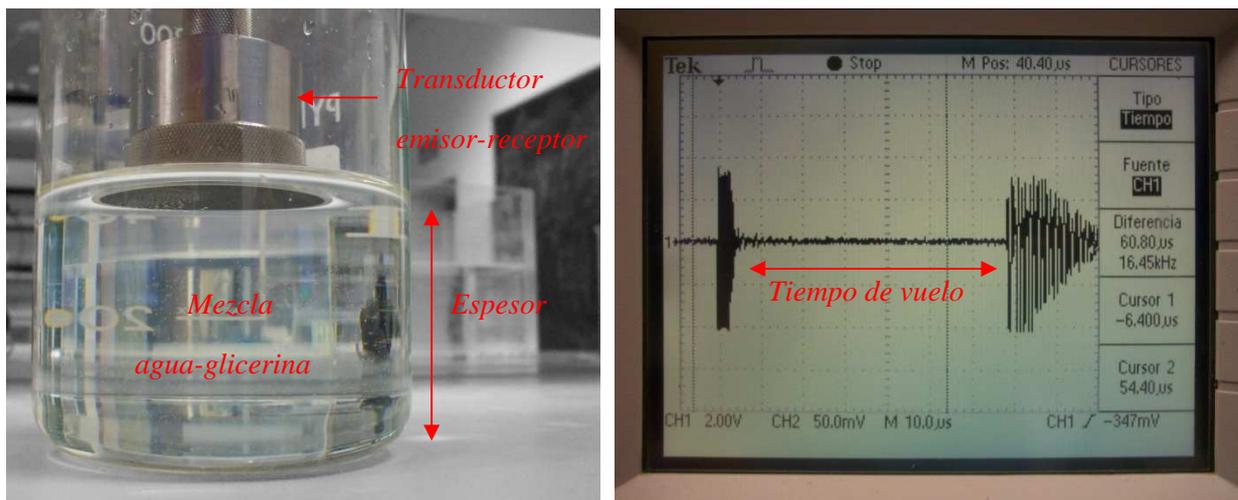


Fig.47. A la izquierda, montaje para la medida de la velocidad del sonido en una mezcla de agua y glicerina en proporción volumétrica 3/1 (33% de glicerina); a la derecha, captura del osciloscopio para el registro de los tiempos de vuelo.

Se han cuantificado las siguientes incertidumbres cometidos en el proceso de medida:

- Incertidumbre en la medida del espesor de la mezcla: 1mm.
- Incertidumbre en la medida del tiempo de vuelo del ecoimpulso: 4µs.

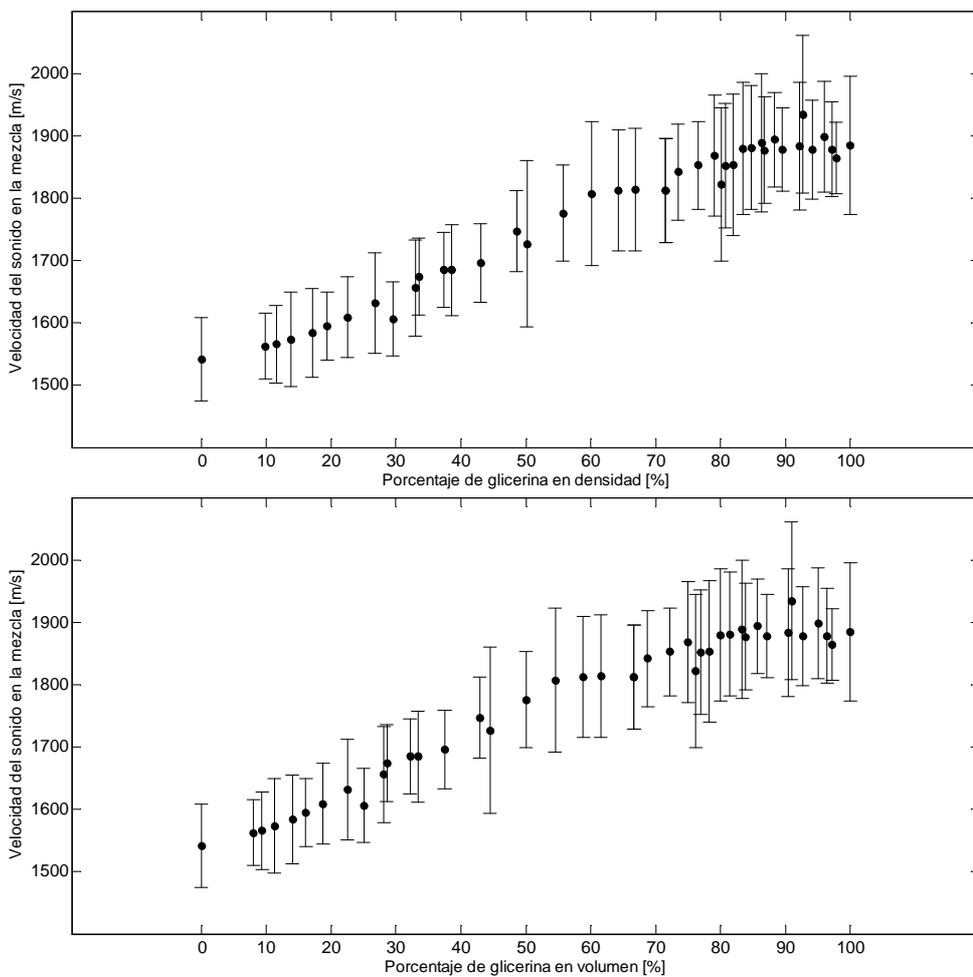
Entonces, la incertidumbre de la velocidad se puede determinar mediante propagación de incertidumbres como:

$$c = \frac{2d}{t} \rightarrow \delta c = \left| \frac{\partial c}{\partial d} \right| \delta d + \left| \frac{\partial c}{\partial t} \right| \delta t = \left| \frac{2}{t} \right| \delta d + \left| \frac{-2d}{t^2} \right| \delta t = \frac{c}{d} \delta d + \frac{c}{t} \delta t \rightarrow \frac{\delta c}{c} = \frac{\delta d}{d} + \frac{\delta t}{t}$$

Suponiendo que los errores en el espesor de la mezcla y en el tiempo de vuelo son independientes, los errores se propagan cuadráticamente y podemos reducir la incertidumbre mediante:

$$c = \frac{2d}{t} \rightarrow \frac{\delta c}{c} = \sqrt{\left(\frac{\delta d}{d} \right)^2 + \left(\frac{\delta t}{t} \right)^2}$$

Representación gráfica de los resultados obtenidos, considerando el error absoluto ($c \pm \delta c$):



Nota: una forma de minimizar los errores, sobre todo para mayores concentraciones, sería realizar medidas con mayores espesores de las mezclas. No obstante, como se verá a continuación, los valores obtenidos se ajustan bastante bien a un modelo teórico para la velocidad del sonido en una mezcla.

Para obtener una lista de valores para la velocidad del sonido en función de la proporción de la mezcla, vamos a aproximar y contrastar los datos obtenidos mediante dos técnicas:

- Una aproximación por mínimos cuadrados de los datos, mediante una curva de segundo orden.
- Un modelo teórico de la velocidad del sonido de una mezcla de fluidos considerando, como simplificación, que el módulo de compresibilidad de cada componente de la mezcla contribuye al módulo de compresibilidad total de forma proporcional a la masa de cada componente, es decir:

$$\left. \begin{aligned} K_{mezcla} &= \frac{K_{agua} \cdot m_{agua} + K_{glicerina} \cdot m_{glicerina}}{m_{agua} + m_{glicerina}} \\ \rho_{mezcla} &= \frac{\rho_{agua} \cdot V_{agua} + \rho_{glicerina} \cdot V_{glicerina}}{V_{agua} + V_{glicerina}} \end{aligned} \right\} \rightarrow c_{mezcla} = \sqrt{\frac{K_{mezcla}}{\rho_{mezcla}}}$$

La siguiente gráfica muestra ambas aproximaciones:

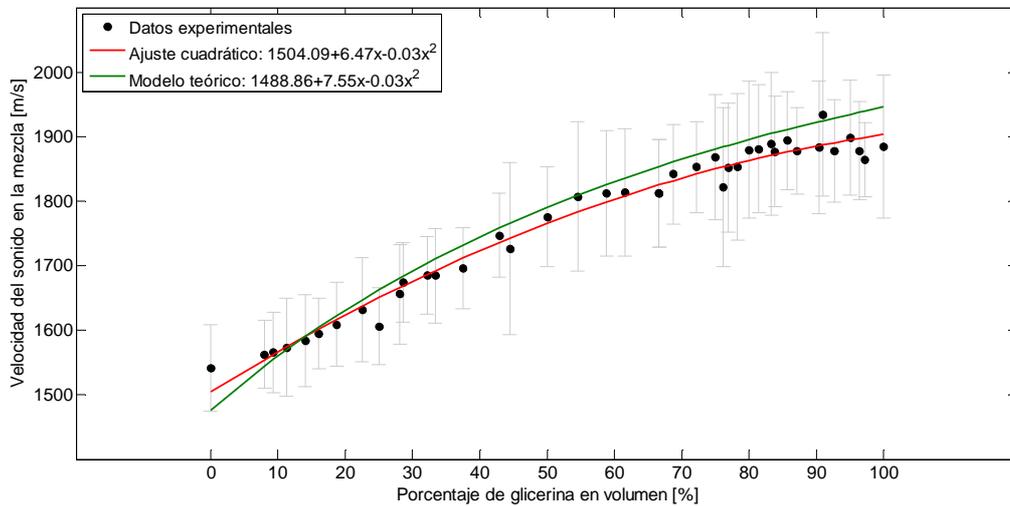


Fig.48. Velocidad del sonido en una mezcla de agua y glicerina: datos medidos, ajuste por mínimos cuadrados y modelo teórico.

Observamos que, aun a pesar del posible error cometido en la medición de la velocidad por el método del ecoimpulso, la aproximación teórica se ajusta bien a los resultados experimentales obtenidos. Así, para las mezclas de agua y glicerina que hemos utilizado hemos empleado la velocidad del sonido promedio de las dos curvas anteriores, es decir:

$$c [\%_{vol}] = \frac{c_{teórica} [\%_{vol}] + c_{experimental} [\%_{vol}]}{2}$$

En la siguiente tabla se dan algunos valores:

<i>% glicerina vol.</i>	$c_{\text{experimental}} \text{ [m/s]}$	$c_{\text{teórica}} \text{ [m/s]}$	$c_{\text{media}} \text{ [m/s]}$
0	1504,1	1488,9	1496,5
10	1566,3	1561,3	1563,8
20	1623,6	1627,6	1625,6
30	1675,9	1687,9	1681,9
40	1723,2	1742,1	1732,6
50	1765,6	1790,1	1777,9
60	1803,1	1832,2	1817,6
70	1835,5	1868,1	1851,8
80	1863,1	1898,0	1880,5
90	1885,6	1921,7	1903,7
100	1903,2	1939,4	1921,3

Tabla 3. Velocidad del sonido en una mezcla de agua y glicerina.

Observamos que, si bien el error cometido en las mediciones es algo elevado en algunos valores, la aproximación cuadrática de los puntos se aproxima bastante a la aproximación teórica.

A.I.4 Recepción

A.I.4.1 Instrumentación: micrófonos

Para registrar las frecuencias paramétricas en los experimentos se ha utilizado un micrófono de condensador *electret* omnidireccional ECM 8000 de Behringer, con una respuesta plana en el rango audible, ya que los experimentos se han dirigido a analizar las propiedades de los haces paramétricos audibles.

Características de interés:

- Rango de frecuencia plano: 15Hz – 20kHz.
- Sensibilidad: 13mV/Pa (medido)
- Phantom: desde +15V a +48V.
- Impedancia de entrada: 600Ω.



A partir del voltaje RMS registrado (V_{RMS}) por el micrófono para cada frecuencia y mediante las características del mismo, se obtiene la presión acústica efectiva (p_{ef}) generada por la onda acústica del haz paramétrico sobre la superficie del diafragma del mismo. Así, para una sensibilidad $S=13mV/Pa=13\cdot 10^{-3}V/Pa$, la presión efectiva es:

$$S = \frac{V_{RMS}}{p_{ef}} \rightarrow p_{ef} = \frac{V_{RMS}}{S} = \frac{V_{RMS}}{13\cdot 10^{-3}} = 76,92 \cdot V_{RMS} [Pa]$$

Expresando ambas amplitudes (presión y voltaje) en la escala decibélica habitual:

$$dB_{SPL} = 20 \log \left(\frac{p_{ef}}{p_{ref}} \right) \quad p_{ref} = 20 \mu Pa = 20 \cdot 10^{-5} Pa$$

$$dBV = 20 \log \left(\frac{V_{RMS}}{V_{ref}} \right) \quad V_{ref} = 1V$$

Así podemos obtener la conversión entre dBV y dB_{SPL} para el micrófono en cuestión.

Todas las mediciones se han realizado entorno al rango audible de frecuencias (aunque no exactamente: entre 100 Hz y 25 kHz) donde la respuesta del micrófono es plana, pudiendo analizar, al mismo tiempo, el haz paramétrico y los haces primarios en algunos casos (emisión con tweeter), y únicamente el paramétrico en otros (emisión con transductor P319).

A.I.5 Adquisición y análisis

A.I.5.1 Instrumentación: tarjeta de audio

Para adquirir las señales eléctricas recibidas en el micrófono y analizarlas posteriormente se ha empleado la tarjeta de sonido externa M-AUDIO FastTrack que, mediante muestreo de las mismas, permite convertir dichas señales analógicas en señales digitales. Al tratarse de una tarjeta externa permite la portabilidad del sistema conectándose a cualquier PC directamente mediante el puerto USB. Únicamente se utiliza para una entrada de micro.

Características de interés:

- Interfaz de audio a 24 bits/44.1kHz.
- Phantom para micrófonos de condensador.



A.I.5.2 Adquisición de datos en LabVIEW

El software LabVIEW dispone de rutinas predeterminadas para la adquisición de audio de tarjetas de sonido instaladas en el PC donde se ejecuta. En concreto, la VI *AcquireSound Express* configura automáticamente una tarea de entrada para la adquisición de datos y la cierra al completarse dicha adquisición. Para ello, es necesario introducir parámetros de entrada como: dispositivo de adquisición deseado, canales de entrada a utilizar, resolución de la adquisición, duración de la adquisición, frecuencia de muestreo, etc.

A partir de estos parámetros, la VI devuelve los datos obtenidos. A modo de ejemplo se muestra cómo se realiza la adquisición de datos en el software implementado:

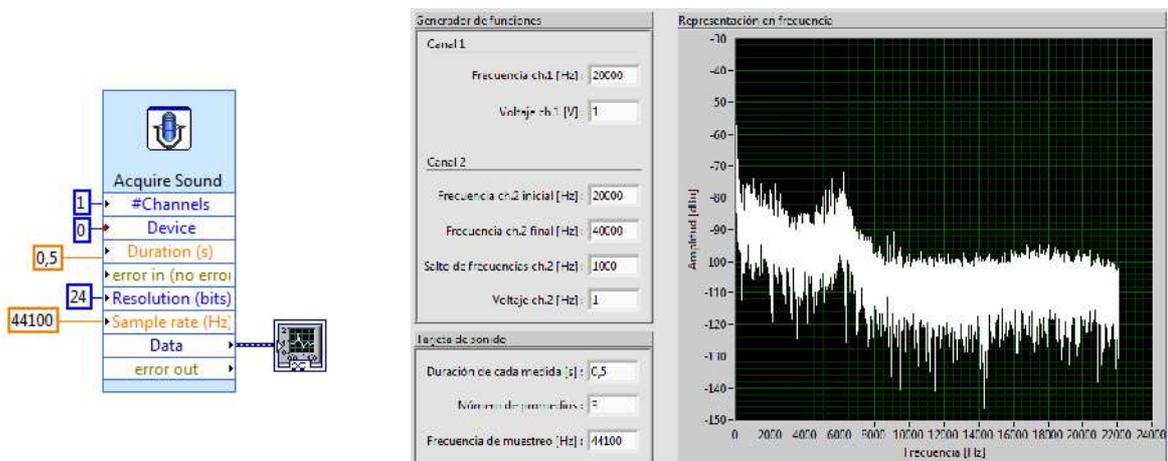


Fig.49. A la izquierda, diagrama de bloques para la adquisición de una muestra de 0,5 segundos a una frecuencia de muestreo de 44100Hz. Se ha enviado los datos obtenidos a una gráfica del panel frontal que aparece en la imagen de la derecha.

A.I.5.3 Tratamiento digital de las señales

Una vez digitalizadas y registradas las señales que llegan al micrófono, el siguiente paso ha sido implementar en LabVIEW una serie de comandos para analizar los datos recogidos. El objetivo de este trabajo es el de grabar la amplitud de la señal de la frecuencia diferencia en distintas condiciones de medida (distintos ángulos y distintas distancias respecto al transductor emisor), para obtener la presión acústica del haz paramétrico generado en el medio. Para obtener dicha presión acústica a partir de la señal digital registrada se ha seguido el siguiente procedimiento:

- En el proceso de muestreo, se han obtenido N muestras de una señal eléctrica analógica de duración t mediante una frecuencia de muestreo $f_s: x(t) \rightarrow x[n]$, cuya amplitud (voltaje) corresponde con la de la señal original en cada punto.
- A partir de esta señal digital, conviene obtener el espectro de potencia de la misma pues este nos indica el voltaje correspondiente a la frecuencia que queremos analizar. El espectro de potencia se puede calcular a partir de la transformada de Fourier de la señal cuyo proceso está implementado en el VI *PowerSpectrum* de LabVIEW, el cual se ha utilizado en el software desarrollado para este trabajo.

A.I.6 Equipos auxiliares

A.I.6.1 Control del motor de giro

Para controlar la directividad se ha empleado uno de los motores de giro *giratutto* de OUTLINE que se disponen en el laboratorio del DFA. Esta empresa dispone de su propio software para controlar el motor de giro y, con ello, modificar el ángulo entre el eje acústico del transductor de emisión y el micrófono, pudiendo realizar movimientos entre -90° y $+90^\circ$ con un intervalo mínimo de $2,5^\circ$. La siguiente imagen muestra una de las configuraciones utilizadas:



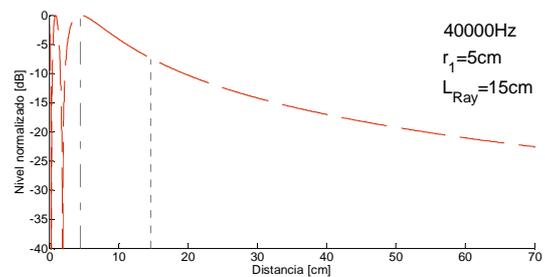
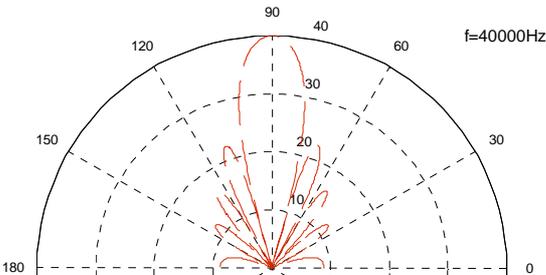
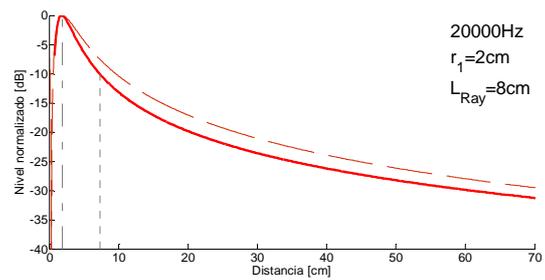
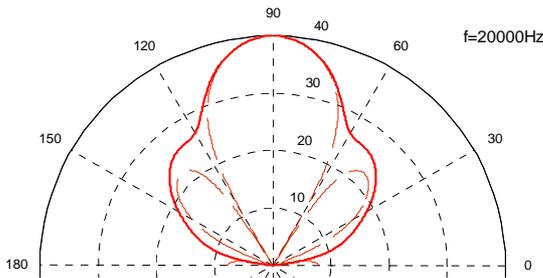
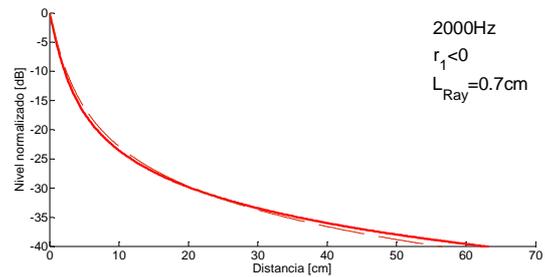
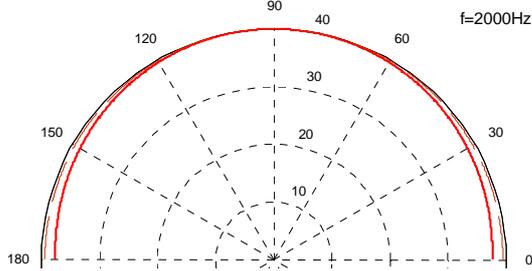
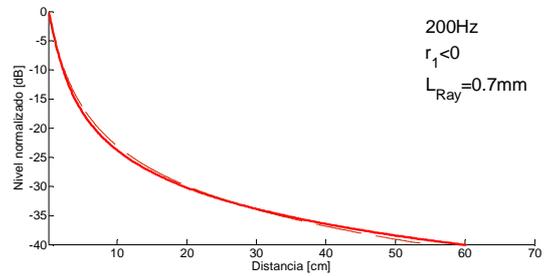
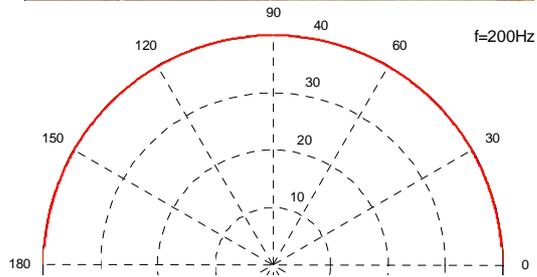
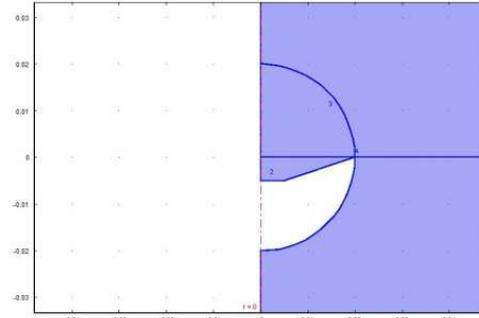
Fig.50. Aspecto del software utilizado para controlar el motor de giro en las medidas de directividad.

Dado que OUTLINE dispone de este software para controlar el motor, no se ha automatizado este instrumento en la aplicación implementada, siendo únicamente necesario introducir el rango angular y el paso angular entre medidas.

ANEXO II – FICHAS DE SIMULACIONES

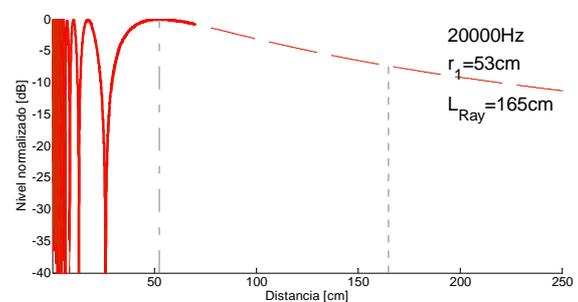
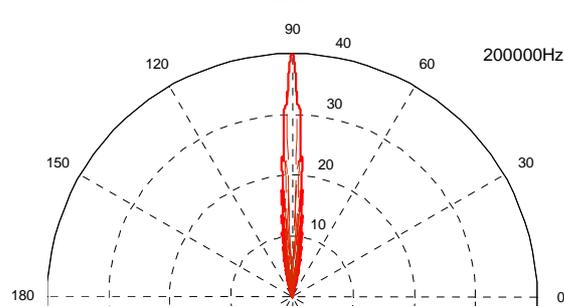
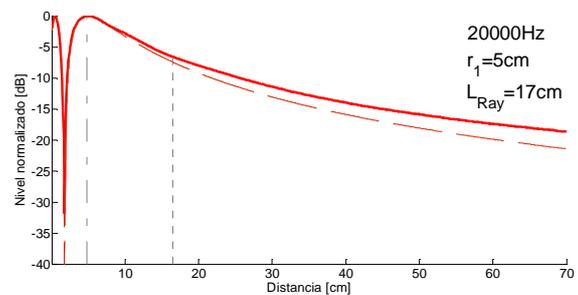
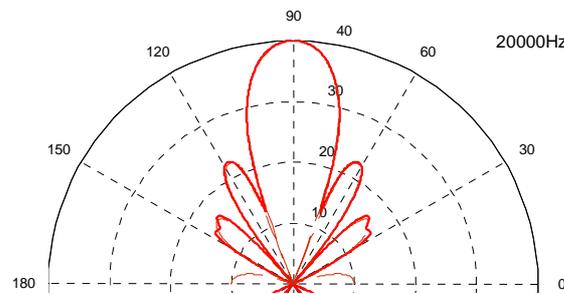
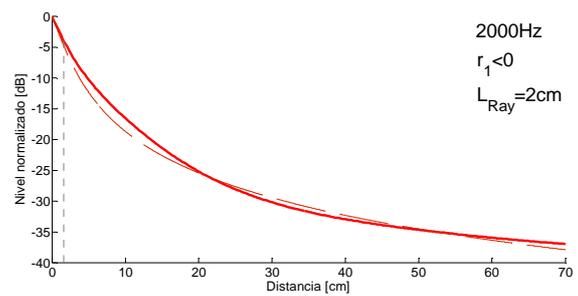
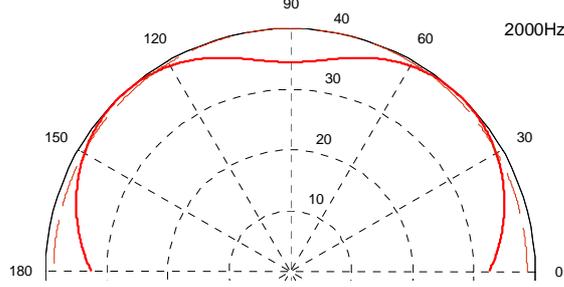
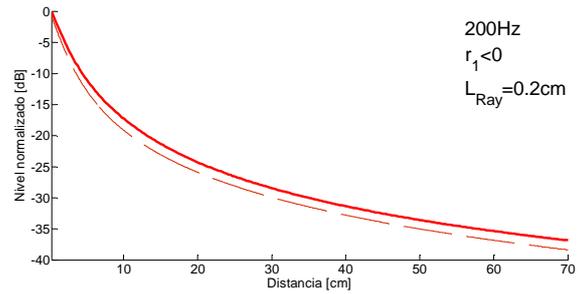
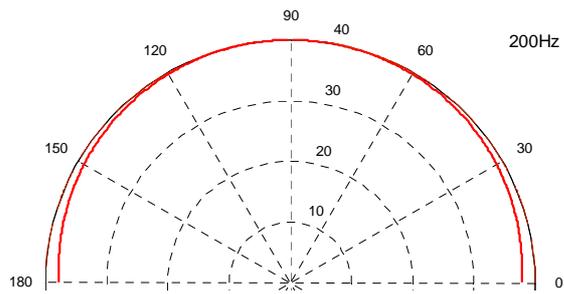
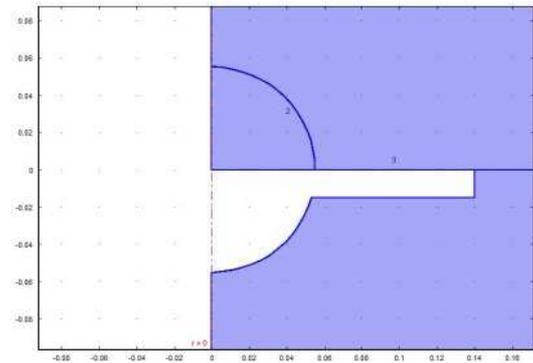
A.II.1 Emisión al aire

A.II.1.1 Transductor KSN 1500A sin montaje



- Resultados de la simulación
- - - Resultados de la teoría del pistón plano
- r_1 : último máximo en el eje del pistón (termina campo cercano)
- L_{Ray} : Distancia de Rayleigh (empieza campo lejano)

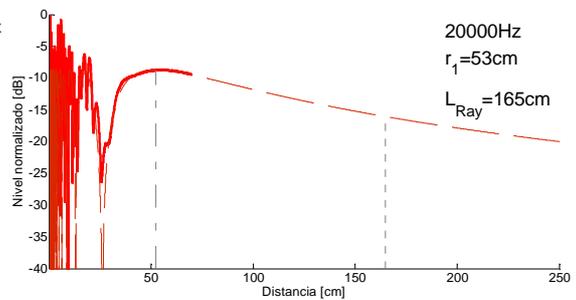
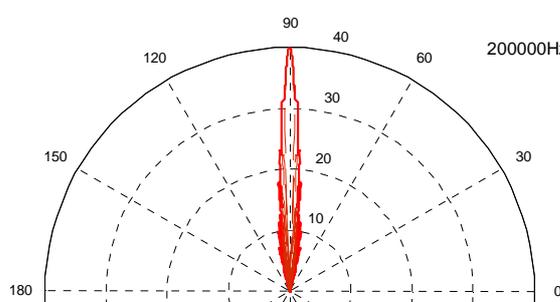
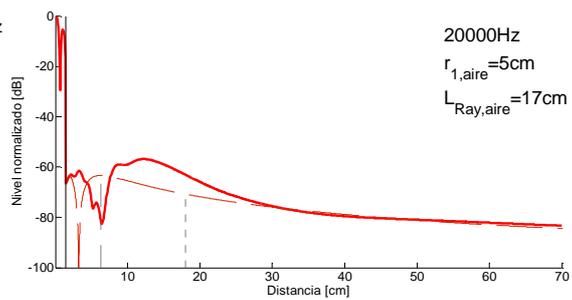
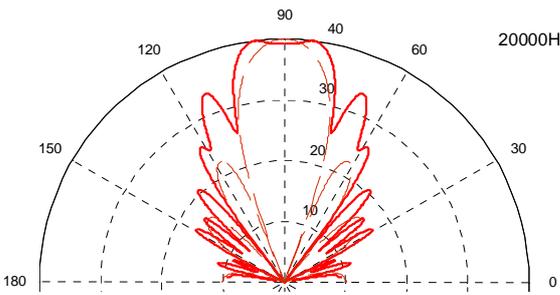
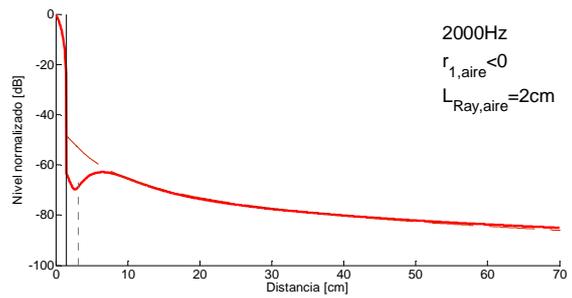
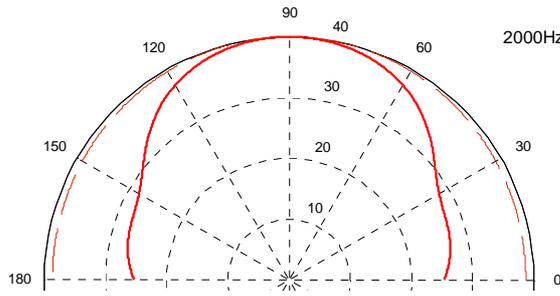
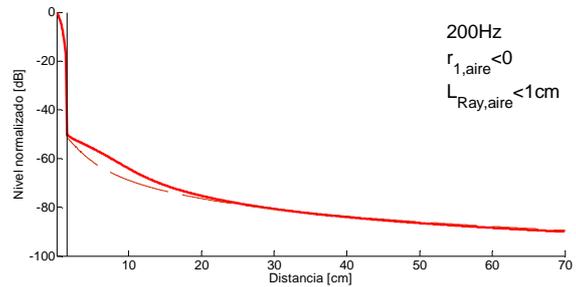
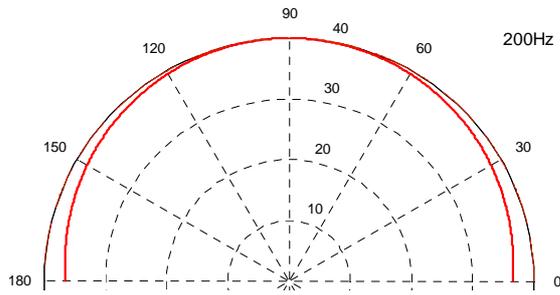
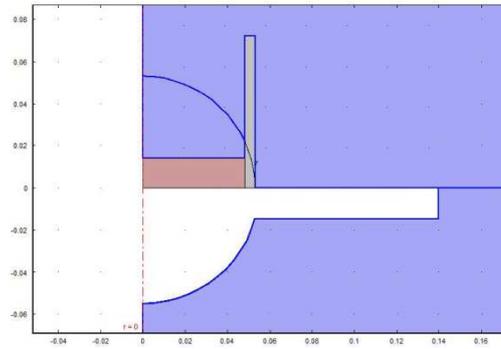
A.II.1.2 Transductor P319 sin montaje



- Resultados de la simulación
- - - Resultados de la teoría del pistón plano
- · · r₁: último máximo en el eje del pistón (termina campo cercano)
- · · L_{Ray}: Distancia de Rayleigh (empieza campo lejano)

A.II.2 Emisión con material intermedio

A.II.2.1 Transductor P319 con 15mm de glicerina



- Resultados de la simulación
- - - Resultados de la teoría del pistón plano
- r_1 : último máximo en el eje del pistón (termina campo cercano)
- L_{Ray} : Distancia de Rayleigh (empieza campo lejano)

