

UNIVERSIDAD POLITECNICA DE VALENCIA

ESCUELA POLITECNICA SUPERIOR DE GANDIA

Master en Ingeniería Acústica



UNIVERSIDAD
POLITECNICA
DE VALENCIA



ESCUELA POLITECNICA
SUPERIOR DE GANDIA

“Caracterización del Campo Acústico Generado por Transductores Focalizados”

TESIS DE MASTER

Autor:
Silvia Adrián Martínez

Director/es:
D. Francisco Camarena Femenía

GANDIA, 2009

Caracterización del Campo Acústico Generado por Transductores Focalizados

Autor: Silvia Adrián Martínez

Director: Francisco Camarena Femenía

Resumen

En este trabajo se presenta el fenómeno conocido como *Shift no lineal* (movimiento de la posición del máximo de presión e intensidad en el eje, en haces ultrasónicos focalizados, a medida que se incrementa la tensión aplicada al transductor) en el caso de haces de *Número de Fresnel* intermedio. Los resultados experimentales para un transductor de *Número de Fresnel* en torno a 6 muestran la existencia de un pequeño *Shift no lineal* en la posición axial del máximo de presión. Estos resultados son coherentes con el modelo de predicción basado en la ecuación KZK. Se observa cómo, en régimen no lineal, para este grado de focalización la posición axial del máximo de presión puede sobrepasar la focal geométrica del sistema.

Abstract

The nonlinear *shift* phenomenon (the movement of the pressure maxima position along the axis of focused acoustic beams under increasing driving voltages) is presented for the case of high-*Fresnel*-number beams. Experimental results for a transducer with *Fresnel* number 6 show the existence of a short nonlinear *shift* in the position of the on-axis maximum pressure. These results are coherent with KZK model predictions. It is shown that in the nonlinear regime, for this focusing degree, the position of the on-axis maximum pressure can surpassing the geometrical focal.

ÍNDICE

I. Introducción	7
I.1. Descripción del campo acústico focalizado.....	7
II. Objetivos	15
III. Materiales y métodos	17
III.1. Dispositivo experimental	17
III.2. Modelo numérico	19
IV. Procedimiento de medida	21
IV.1. Tratamiento de datos experimentales.....	21
IV.2. Procesado de la señal	23
IV.2.1. Procesado a nivel de punto	23
IV.2.2. Corrección del error sistemático introducido por el motor	25
IV.2.3. Corrección a nivel de plano	28
V. Resultados	31
V.1. Caracterización del haz en régimen lineal.....	31
V.2. Comportamiento no lineal.....	33
V.2.1. Discrepancia entre medidas experimentales y modelo numérico	35
V.2.1.1. Respuesta en frecuencia del hidrófono	35
V.2.1.2. Frecuencia de muestreo del digitalizador.....	37
V.2.1.3. Promediado espacial.....	37
V.2.1.4. Vibración no uniforme de la fuente	38
V.2.2 Ganancia real del transductor	38
V.2.3 Ancho del haz.....	39
VI. Conclusiones	41
VII. Líneas futuras	43
Agradecimientos	45
Referencias	47
Anexos	49

I INTRODUCCIÓN

El estudio del campo acústico generado por fuentes focalizadas, tanto en régimen lineal [1], como en régimen no lineal [4], es un área de investigación muy activa debido a su relevancia en el campo de las aplicaciones médicas e industriales.

En una fuente focalizada, la diferencia entre la posición del foco geométrico y la posición del máximo de presión axial en régimen lineal es lo que se conoce como *shift lineal* y fue explicado en 1982 por Lucas y Muir [3] y posteriormente corregido por Makov et al. en 2008 [5].

Por otro lado, el fenómeno conocido como *shift no lineal* hace referencia al cambio de posición del máximo, de presión e intensidad, en el eje de un haz acústico focalizado que se produce con el aumento de la tensión aplicada al transductor. Este fenómeno fue descrito en trabajos previos por Bakhvalov et al. [6], estudiaron el *shift no lineal* en fuentes planas mostrando como el máximo de presión inicialmente se aleja del transductor y, al aumentar la tensión de entrada, tiende a aproximarse al mismo.

Posteriormente, en 1986, Duck et al. [7] presentaron un estudio del *shift no lineal* producido en fuentes ligeramente focalizadas ($N_F \approx [0.98 \text{ a } 2.81]$), utilizadas comercialmente en equipamiento médico para técnicas de eco-impulso, mostrando que este fenómeno se da tanto en el máximo axial como en el mínimo y con diferente comportamiento.

En 1997 Averkirov y Hamilton [8] observaron experimentalmente el *shift lineal* en un pistón de focalización media. En 2006 Makov et al. [9] propusieron una explicación al *shift lineal* en base a la descomposición armónica de la forma de onda para haces de bajo *Número de Fresnel*, y fue en 2008 [5] cuando propusieron una relación entre el *shift no lineal* y el *Número de Fresnel* del transductor. Estos estudios demostraron cómo el *shift lineal* decrece con el aumento del grado de focalización (mayor N_F), obteniendo valores cercanos a 2.5 mm para haces de 1.3 de N_F y valores en torno a pocos milímetros cuando la focalización alcanza valores de N_F en torno a 6, todavía lejanos de los valores asociados a los dispositivos HIFU (High Intensity Focused Ultrasound) que se encuentran alrededor de $N_F \approx 15$.

I.1 Descripción del Campo Acústico Focalizado

Se puede hacer una descripción del campo acústico focalizado desde distintos niveles. El más simple, haciendo uso de la teoría de rayos de óptica geométrica. Para un radiador esférico focalizado, se puede considerar, que la energía acústica se concentra en el centro de curvatura del transductor.

En un segundo nivel se tiene en cuenta la difracción, así se entendería que el punto focal no es un punto infinitesimal, y que éste depende del orden de magnitud de la longitud de onda. Esto conduce al concepto de zona focal y resolución lateral.

El tercer nivel tiene en cuenta que, dado el aumento de intensidad que se produce en la zona focal, aparecen fenómenos no lineales en la propagación. El principal efecto es la aparición de armónicos de la frecuencia de trabajo en esta zona.

Así pues, la distribución espacial de un haz radiado por un transductor focalizado está determinada, en régimen lineal, por la acción opuesta de dos efectos: focalización y difracción.

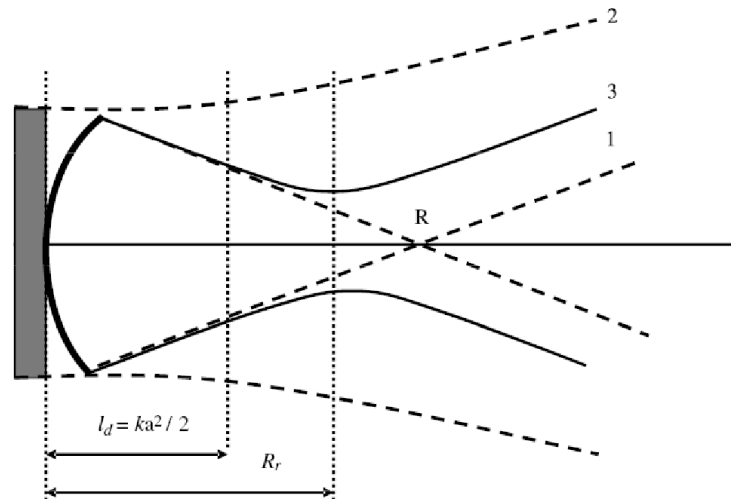


Fig.1. Interpretación geométrica del *shift* focal.

En la Fig.1 se ilustra el efecto de cada uno de los fenómenos de focalización y difracción. En primer lugar, (1) representa la convergencia geométrica de los rayos, cuya trayectoria determina la focal geométrica del transductor. (2) representa la divergencia que sufren los rayos debido a la difracción que se produce en el borde del transductor, en el caso de un transductor plano (no focalizado), y por último en línea continua (3) muestra el perfil del haz focalizado y difractado, en él se aprecia claramente el shift que sufre la zona focal con respecto al foco geométrico denotado por R .

Normalmente se ha definido la ganancia de este tipo de sistemas como el cociente de la distancia de Rayleigh, $L_d = ka^2/2$ y del radio de curvatura F , es decir $G = L_d/F$. Sin embargo, dado que la región focal se encuentra más adelantada que el foco geométrico del sistema, este cociente para definir la ganancia subestima su valor real, en general $G_r > G$. Por esta situación Makov et al [5] se plantearon introducir un parámetro nuevo para caracterizar este tipo de transductores focalizados, el *Número de Fresnel*. Este parámetro es utilizado normalmente en sistemas ópticos pero también es aplicable a fuentes acústicas.

El *Número de Fresnel* de una apertura difractante se entiende como el número de zonas Fresnel que contiene la misma, estas zonas se corresponden a las regiones de la apertura cuyos contornos definen una diferencia de camino de media longitud de onda respecto a un punto de observación.

Para una apertura circular de radio a y longitud de onda λ , las zonas de Fresnel son regiones anulares concéntricas, y para un punto en el eje de simetría a una distancia z del plano de la apertura el *Número de Fresnel* vendría dado por:

$$N_F(z) = \frac{a^2}{\lambda z} \quad (1)$$

En particular, para transductores focalizados, hay un punto axial de referencia, la focal geométrica F , por ello es conveniente, para caracterizar el sistema, definir el *Número de Fresnel* como:

$$N_F(z = F) = \frac{a^2}{\lambda z} = \frac{L_d}{\pi F} \quad (2)$$

Para un sistema focalizado, el *Número de Fresnel* puede ser interpretado, de forma relativa, en términos de media longitud de onda, como la “profundidad” del transductor.

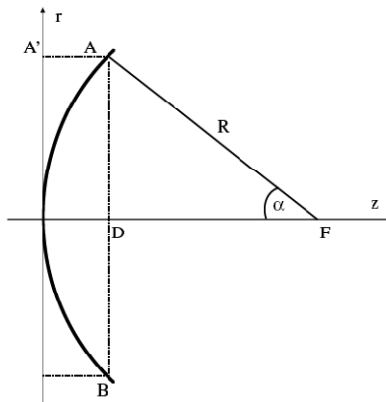


Fig.2. Esquema de un transductor focalizado con sus parámetros básicos.

En términos de media longitud de onda:

$$N_F = \frac{AA'}{\lambda/2} \quad (3)$$

donde la profundidad $AA' = AF - DF$ es la diferencia de camino hasta llegar a un punto axial desde la apertura plana o desde la superficie cóncava. En la aproximación de *Fresnel* (transductor focalizado con ángulo de apertura menor que 20°) la profundidad del transductor puede evaluarse como:

$$AA' = R - \sqrt{R^2 - a^2} \approx \frac{a^2}{2F} \quad (4)$$

Para evaluar la distribución del campo acústico en el eje se considera la solución analítica exacta para la amplitud de presión compleja, determinada por la ecuación de ondas en aproximación parabólica. [3]

$$p(r, z) = -\frac{ik}{z} e^{\left(\frac{ik}{2z}r^2\right)} \int_0^a e^{\left(\frac{ik}{2z}r'^2\right)} J_0\left(\frac{k}{z}rr'\right) p(r', 0) r' dr' \quad (5)$$

La presión acústica total viene dada por:

$$p(r, z, t) = p(r, z) e^{ikz - i\omega t} \quad (6)$$

La condición inicial, considerando el caso más sencillo, en el que la presión a lo largo del transductor es constante, y suponiendo un término de fase parabólico que representa el efecto de la focalización, es:

$$p(r', 0) = p_0 e^{\left(-\frac{ik}{2R}r'^2\right)} \quad (7)$$

Considerando esta condición inicial la se puede calcular la distribución axial de la amplitud de presión a partir de la ecuación (5) con el siguiente resultado:

$$|p(0, \tilde{z})| = 2p_0 e^{-\frac{\chi^2}{2}} \sqrt{\frac{\text{sh}^2\left(\frac{\chi^2}{2}\right) + \text{sin}^2\left[\frac{\pi N_F(1-\tilde{z})}{2\tilde{z}}\right]}{\left(\frac{\chi^2 \tilde{z}}{\pi N_F}\right)^2 + (1-\tilde{z})^2}} \quad (8)$$

Donde $\chi = a/a_G$. Dado que determinamos inicialmente que la distribución de presión en el transductor es uniforme: $a_G \rightarrow \infty$, y, $\chi \rightarrow 0$, por tanto la amplitud de presión axial viene dada por:

$$|p(0, \tilde{z})| = 2p_0 \left| \frac{2}{1-\tilde{z}} \sin\left(\frac{\pi N_F}{2} \frac{1-\tilde{z}}{\tilde{z}}\right) \right| \quad (9)$$

p_0 es la presión constante a lo largo del transductor y $\tilde{z} = z/F$, es una coordenada adimensional que sitúa el foco geométrico en $\tilde{z} = 1$. La coordenada \tilde{z}_{max} se entiende como la posición del máximo de presión normalizada al foco geométrico, define el valor del *shift lineal* como $\Delta\tilde{z}_{max} = 1 - \tilde{z}_{max}$, y puede determinarse evaluando los extremos de la ecuaciones (8) y (9). Igualando a cero la derivada con respecto a \tilde{z} se obtiene, en el caso que ocupa:

$$\frac{\tan(X)}{X\left(\frac{2X}{\pi N_F} + 1\right)} = 1 \quad (10)$$

Donde $X = \frac{\pi N_F}{2} \frac{1-\tilde{z}}{\tilde{z}}$, y por tanto, $\frac{1}{\tilde{z}} = \frac{2X}{\pi N_F} + 1$.

Para estimar el valor del *shift lineal* se necesita una solución aproximada pero precisa de la ecuación (anterior), por ello se reescribe de la siguiente manera:

$$\frac{\sin(X)}{X} = \left(\frac{2X}{\pi N_F} + 1\right) \cos(X) \quad (11)$$

La solución numérica de la ecuación (anterior) muestra que los valores $X(N_F, \tilde{z}_{max}(N_F))$ varían desde valores muy pequeños, para grandes N_F , hasta valores cercanos a la unidad, para pequeños N_F , basándose en esto y tras expansión de la ecuación (anterior) y las necesarias reducciones se obtiene la siguiente ecuación cuadrática para la evaluación de \tilde{z}_{max} .

$$24\tilde{z}^2 = \pi^2 N_F^2 (3 - 4\tilde{z} + \tilde{z}^2) \quad (12)$$

La solución de la ecuación (anterior) proporciona la dependencia de la localización del máximo de presión axial con el *Número de Fresnel*.

$$\tilde{z}_{max} = \frac{3\pi N_F}{2\pi N_F + \sqrt{\pi^2 N_F^2 + 72}} \quad (13)$$

La importancia de conocer esta relación entre el *shift lineal* y el grado de focalización reside en dos aspectos interrelacionados. Por un lado se sistematiza la obtención del *shift lineal* y, conocido este dato, permite estimar aproximadamente la magnitud del rango en el que se moverá el máximo de presión axial en régimen no lineal sin necesidad de recurrir a la simulación numérica

Makov et al [5], concluyeron que para transductores focalizados de alto *Número de Fresnel* $N_F > 6$, es decir, de alta focalización, el máximo de presión se encuentra muy próximo al foco geométrico, mientras que para transductores focalizados de bajo *Número de Fresnel* $N_F < 3$ la diferencia entra ambos puntos axiales puede ser grande y la posición del máximo de presión se desplaza considerablemente hacia el transductor.

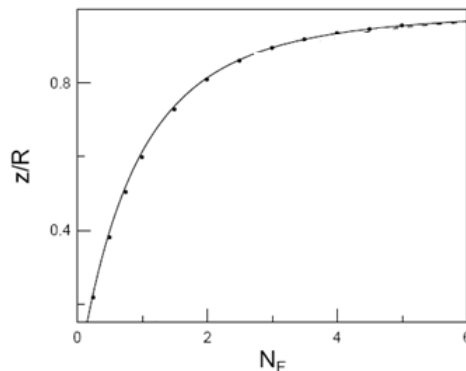


Fig.3. Posición del máximo de presión axial en función del *Número de Fresnel*

Hasta el momento se ha descrito el campo acústico focalizado en régimen lineal. A continuación se analiza que ocurre con el máximo de presión cuando se trabaja en regímenes no lineales.

Como ya se ha demostrado en anteriores trabajos, [5], [9], la potencia aplicada al transductor afecta al punto donde se deposita la energía (efecto conocido como *shift no-lineal*), concretamente las referencias anteriores tratan el *shift no-lineal* en dispositivos FUS (*Focused Ultrasound*), es decir dispositivos de menor focalización, en ellas se ha demostrado como este efecto es de mayor amplitud que en los HIFU.

Al entrar en el régimen no lineal, cuando éste es lo suficientemente bajo para que no se dé el efecto de absorción no lineal¹, aparecen armónicos superiores, esto produce una subida de la frecuencia efectiva del haz, por ello decrece el fenómeno de difracción y el máximo de presión se aproxima a la focal geométrica del transductor.

Cuando se va aumentando la potencia, con la formación de ondas de choque, entra en juego lo que se conoce como absorción no lineal a alta frecuencia. Este fenómeno tiene un comportamiento opuesto al anterior, la absorción atenúa fuertemente los armónicos superiores y por tanto hace que decrezca la frecuencia efectiva del haz, aumentando de nuevo el fenómeno de la difracción y por tanto alejando el máximo de presión de la focal geométrica, aproximándolo a la posición que ocupaba en régimen lineal.

En la siguiente figura se muestra el estudio numérico que se lleva a cabo en [5] en el que se estudia el cambio de posición del máximo de presión trabajando a distintas potencias y con sistemas con diferente *Número de Fresnel*.

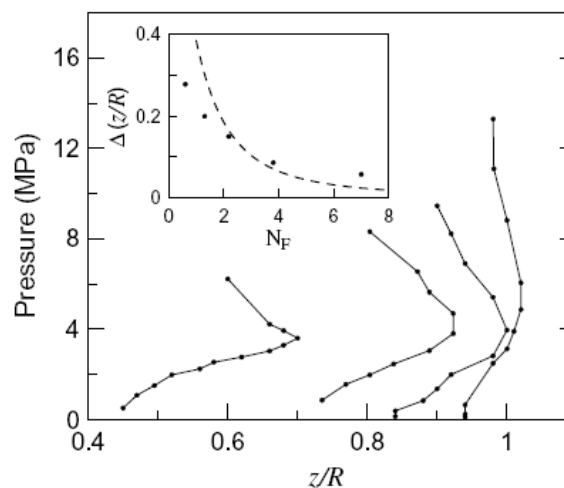


Fig.4. Variación del máximo de presión al aumentar la potencia en sistemas con distinto *Número de Fresnel* (0.6, 1.3, 2.2 y 3.8).

Como se aprecia en la Fig.4, el *shift no lineal* es mucho más notable en sistemas de bajo *Número de Fresnel*, sistemas poco focalizados. Además, este hecho determina el recorrido del *shift no lineal*, cuanto menor es el *Número de Fresnel* del sistema, mayor es el *shift lineal* y mayor es el recorrido del máximo al aumentar la potencia. Se observa como para sistemas altamente focalizados el *shift* es muy pequeño, el intervalo en que se desplaza el máximo de presión es muy estrecho.

¹ Afecta a cada componente espectral de manera exponencial, con los coeficientes de absorción aumentando con el orden de los armónicos.

II OBJETIVOS

El objetivo principal de este proyecto consiste en caracterizar el campo acústico generado por una fuente focalizada. Se trata de determinar si existe un desplazamiento apreciable de la localización del máximo de presión en el eje de simetría del haz ultrasónico al aumentar la tensión aplicada al transductor.

Se utiliza el concepto de *Número de Fresnel* como parámetro para caracterizar fuentes focalizadas y se estudia cómo la magnitud del desplazamiento depende de éste.

En este trabajo se pretende también poner de manifiesto que el *shift no lineal* y el *shift lineal* están relacionados en transductores de focalización media, tal y como ya se demostró para transductores de menor *número de Fresnel* en artículos previos [5], [9] y la conexión entre el estado lineal y no lineal del efecto del desplazamiento focal.

Finalmente, se estudiará experimentalmente la posibilidad de que el foco real del transductor supere al foco geométrico en condiciones de propagación no lineal.

III MATERIALES Y METODOS.

III.1 *Dispositivo Experimental*

El dispositivo experimental consiste en el esquema clásico de transductor emisor enfrentado a transductor receptor dentro de un tanque de agua destilada. El dispositivo experimental se muestra en la Fig.5.

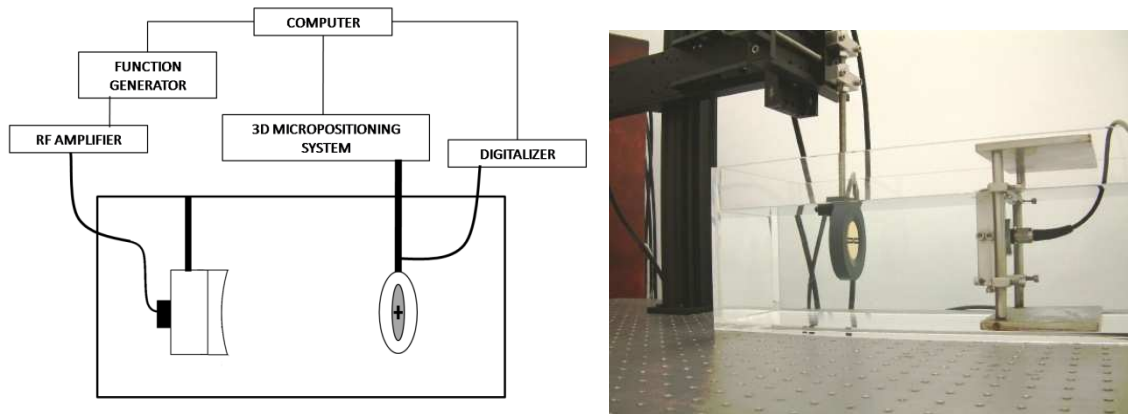


Fig.5. Dispositivo experimental. (a) Croquis del dispositivo y conexionado (b) Dispositivo real

Se hace uso de dos transductores, el emisor y el receptor (hidrófono de membrana), sumergidos en una cubeta (60x40x38 cm) de metacrilato. El receptor se desplaza a lo largo del campo acústico y mediante un dispositivo de adquisición se registra la forma de onda en cada punto de medida.

Como emisor se utiliza un transductor de cerámica simple, con elemento activo plano (PZ 26, Ferroperm Piezoceramics, Denmark) de 1mm de espesor y de 50 mm de diámetro ensamblado en una estructura metálica protectora que permite que las conexiones eléctricas queden aisladas del agua. La cerámica va sujeta con epoxi a la estructura y emite directamente al medio, carece de *head*, en este caso está en contacto con la lente focalizadora. Tiene como elemento *backing* aire, ya que, al ser un transductor de potencia, interesa radiar toda la energía hacia el medio. Para conseguir focalizar el haz, a la cerámica se le adhiere una lente de metacrilato del mismo diámetro y radio de curvatura (R) 70 mm, se utiliza vaselina como elemento ensamblador ya que proporciona estabilidad sin afectar en la vibración. Fig.6



Fig.6. Transductor utilizado con la lente focalizadora adherida

La frecuencia de resonancia del sistema es 2.227 MHz y la apertura ($2a$) es de 50 mm. Para determinar analíticamente la distancia focal geométrica del sistema se hace uso de la ecuación (14), donde la velocidad de propagación en el metacrilato, $c_l=2711\pm 5$ m/s, se ha determinado mediante eco-pulso (Emisor-receptor de Panametrics-NDT, modelo 500PR) sobre la una muestra del mismo material. Con todo ello la distancia focal es de 155 ± 1 mm.

$$F = \frac{R}{1 - c_m/c_l} \quad (14)$$

El emisor es excitado con trenes de pulsos (señal senoidal de 30 ciclos por ráfaga) usando un generador de funciones (14 bits, 100 MS/s, modelo PXI5412, National Instruments). Como se trabaja con señales de alta potencia se hace uso de un amplificador RF (ENI 1040L, 400W, +55dB, ENI, Rochester, NY). Se trata de un amplificador clase AB de salida cuasi lineal que amplifica señales en el rango frecuencial de 10KHz a 5 MHz y presenta impedancias de entrada y salida de 50Ω .

Para medir las formas de onda en el campo acústico se utiliza un hidrófono de membrana (MH2000B, NTR/Onda Corp.), cuya zona sensible de medida tiene un diámetro de $200 \mu\text{m}$ y presenta una respuesta en frecuencia plana entre 1 y 20 MHz, a la frecuencia de trabajo f_0 tiene una sensibilidad de $S=0.2229$ V/Mpa. Para registrarlas se utiliza un digitalizador (PXI5620, National Instruments) de 64 MS/s.

El hidrófono está fijado a un sistema de microposicionamiento (OWIS GmbH) que permite realizar movimientos en las tres direcciones ortogonales del campo acústico con una precisión de $10 \mu\text{m}$.

Tanto la generación de la señal, el posterior registro de la misma y la dirección del sistema de posicionamiento del hidrófono se llevan a cabo mediante un controlador NI8176 (National Instruments PXI-Technology).

III.2 Modelo Numérico

La ecuación de onda parabólica KZK (Khokhlov-Zabolotskaya-Kuznetsov) es conocida por describir con exactitud la propagación de haces de sonido teniendo en cuenta la combinación de los tres efectos clave en la propagación, la difracción, la absorción y la no linealidad. Puede escribirse en términos de la presión acústica p , considerando la propagación en la dirección z positiva como:

$$\frac{\partial^2 p}{\partial z \partial t'} = \frac{c_0}{2} \left(\frac{\partial^2 p}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial r} \right) + \frac{D}{2c_0^3} \frac{\partial^3 p}{\partial t'^3} + \frac{\beta}{2\rho_0 c_0^3} \frac{\partial^2 p^2}{\partial t'^2} \quad (15)$$

Donde $t' = t - z/c_0$ es un tiempo de retardo, c_0 la velocidad del sonido, r de distancia radial desde el eje z , ρ_0 la densidad del fluido y D es la difusividad del sonido en un medio termoviscoso. El coeficiente de no linealidad se define por $\beta = 1 + B/2A$, donde B/A es el parámetro de no linealidad del medio.

El primer término a la derecha de la igualdad de la ecuación (15) modeliza la difracción, el segundo término la absorción y el tercero la no linealidad. A la hora de derivar la ecuación se supone que las ondas acústicas conforman un haz directivo, lo cual permite utilizar una aproximación parabólica en los términos responsables de la difracción. Esta aproximación introduce errores en los puntos del campo lejanos al eje acústico (más de 20° fuera de eje) y en las posiciones cercanas a la fuente, no obstante, estas restricciones, en la práctica, no son demasiado importantes, ya que las zonas de interés en un haz directivo sí pueden ser modeladas con precisión mediante la ecuación KZK.

La focalización de la fuente se modela matemáticamente introduciendo una distribución de fase como condición inicial.

$$\begin{aligned} p &= p_0 f \left(t + \frac{r^2}{2c_0 F} \right), & r &\leq a \\ p &= 0, & r &> a \end{aligned} \quad (17)$$

La siguiente condición de contorno es:

$$p = p_0 E(t) \sin \left[\omega_0 \left(t + \frac{r^2}{2c_0 F} \right) + \phi(t) \right] H \left(1 - \frac{r}{a} \right) \quad (18)$$

Donde, F es la distancia focal geométrica, $E(t)$ y $\phi(t)$ son modulaciones de amplitud y fase respectivamente de una señal sinusoidal y H denota el tamaño finito de la fuente.

La duración finita de la señal en el experimento se modela con la envolvente de la función:

$$E(t) = \exp[-(2t/T)^{2m}] \quad (19)$$

donde T es la duración efectiva del pulso y m determina el tiempo de subida.

Los diferentes parámetros físicos que aparecen en la ecuación (15) y (18) son los extraídos de las condiciones experimentales, para agua a 20°C, $\rho_0= 998 \text{ Kg/m}^3$, $c_0=1486 \text{ m/s}$ y $\beta=3.5$. Los parámetros geométricos y la frecuencia son los correspondientes al transductor utilizado en el experimento con p_0 desde 7.6 KPa a 102 KPa.

Hasta la fecha, no hay soluciones analíticas a la ecuación KZK. Solo se han dado soluciones en régimen cuasilínea, desarrolladas para casos en que la no linealidad es débil.

Para entender los efectos de la no linealidad en los haces acústicos se debe obtener completamente las soluciones no lineales de la ecuación KZK y, ya que, por el momento, no existen estas soluciones, se debe recurrir al modelado numérico.

Para el análisis numérico se ha utilizado el algoritmo *KZKTexas* [10], [11], es un código informático que trabaja con diferencias finitas en el dominio del tiempo desarrollado en *The University of Texas, Austin* para modelar haces acústicos con simetría axial en fluidos. El código tiene en cuenta la no linealidad, la difracción y la absorción termoviscosa. Existen dos versiones disponibles del código, una para fuentes no focalizadas (*KZKTexas1*) y otra, la que se utiliza en este trabajo, para fuentes focalizadas (*KZKTexas2*).

El algoritmo es capaz de resolver la ecuación parabólica no lineal KZK para haces acústicos pulsados, axisimétricos y de amplitud finita.

Para llevar a cabo todos los cálculos en el dominio del tiempo, evita los problemas asociados usando series de *Fourier* truncadas en cálculos en el dominio de la frecuencia.

Para fuentes no focalizadas, aplica una transformación de coordenadas para mejorar la eficiencia computacional en campo lejano. En fuentes débilmente focalizadas, la transformación de coordenadas no es necesaria.

La ecuación diferencial resultante se resuelve para cada punto en el espacio (paso espacial) considerando los efectos de difracción, absorción y no linealidad por separado. Se asume que cada efecto actúa independiente del resto si el paso es lo suficientemente pequeño.

En primer lugar el término de difracción es integrado sobre el paso espacial con un método de diferencias finitas implícito. Después, se añade, en ese mismo paso espacial, la disipación de energía que acompaña a la propagación integrando el término de absorción. Por último, se incluye la no linealidad, implementando un resultado analítico que se obtiene cuando se omiten los

términos de difracción y absorción. Este proceso se repite para cada paso espacial hasta alcanzar la distancia de propagación especificada.

IV PROCEDIMIENTO DE MEDIDA.

Para evaluar las características del campo acústico generado por la fuente focalizada se toman medidas de forma de onda en veinticinco planos a lo largo del eje z del sistema de microposicionamiento. Estos planos son transversales al eje z , de superficie 6×6 mm (planos x - y) y las formas de onda son capturadas en cada plano con una resolución de 0.25 mm.

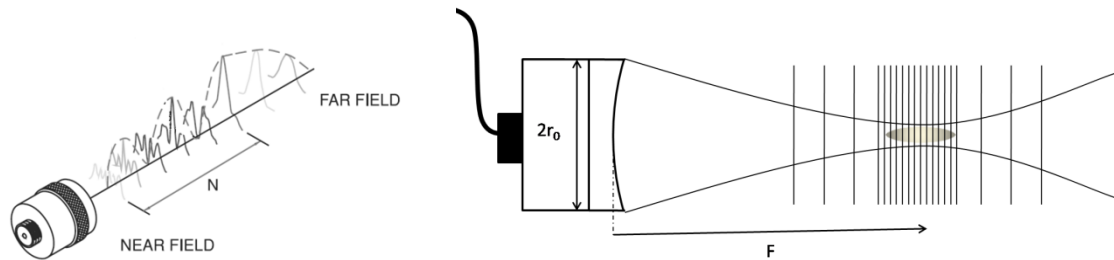


Fig.7. Esquema del campo acústico focalizado. (a) Variación en planos transversales al eje. (b) Las líneas verticales indican la distribución de los planos a medir.

Se buscará, construir la curva discontinua de la Fig.7 (a). La elección de los intervalos de medida determinará la precisión en la caracterización del campo acústico y será decisiva a la hora de detectar el cambio en la posición del máximo en el eje, tanto en régimen lineal como al aumentar la potencia.

La mayoría de los planos evaluados están situados en la zona de máxima presión axial, con una separación entre ellos de 1mm Fig.7 (b) ya que se busca tener una precisión de menos de 3 mm en esta zona para poder detectar el *shift no lineal*, que está estimado, mediante simulación numérica, en menos de 1 cm [5].

La medida de cada plano se repite hasta siete veces incrementando la tensión de entrada al transductor emisor, desde $9V_{pp}$ (correspondiente a régimen lineal $p_0=7.2\text{KPa}$) hasta $125 V_{pp}$, con la intención de estudiar la evolución de las características del campo acústico al pasar del régimen lineal al régimen no lineal.

IV.1 Tratamiento de datos experimentales

A la hora de evaluar el máximo de presión axial hay que tener en cuenta que el eje mecánico de posicionamiento (eje z) difiere del eje axial de simetría del transductor, por ello no se puede evaluar el máximo de presión axial considerando solo las formas de onda con coordenadas x e y cero. Se debe considerar cada punto del plano ya que el máximo, fácilmente, tendrá coordenadas x e y distintas de cero. Una vez registradas todas las formas de onda de cada plano sería sencillo extraer el máximo total de todas ellas y afirmar que es el máximo axial en ese punto, pero si se observa con

detenimiento las formas de onda es fácil intuir que este método puede dar un valor falseado de la medida de la presión axial.

Las formas de onda registradas están afectadas por ruido. La información útil de la medida registrada está concentrada en un determinado número de muestras e incluso en esta zona, observando la envolvente, se aprecia como ésta es poco estable.

La solución inmediata, para procesar una señal de estas características es un filtrado paso banda de la señal. De este modo se consigue que minimizar el ruido y mejorar la calidad de la señal.

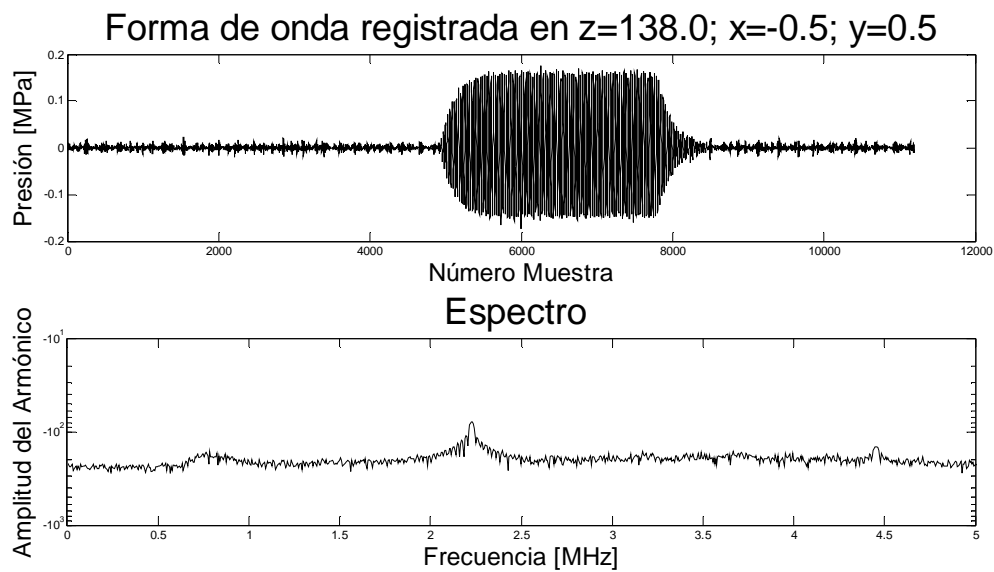


Fig.8. Forma de onda registrada en un punto.

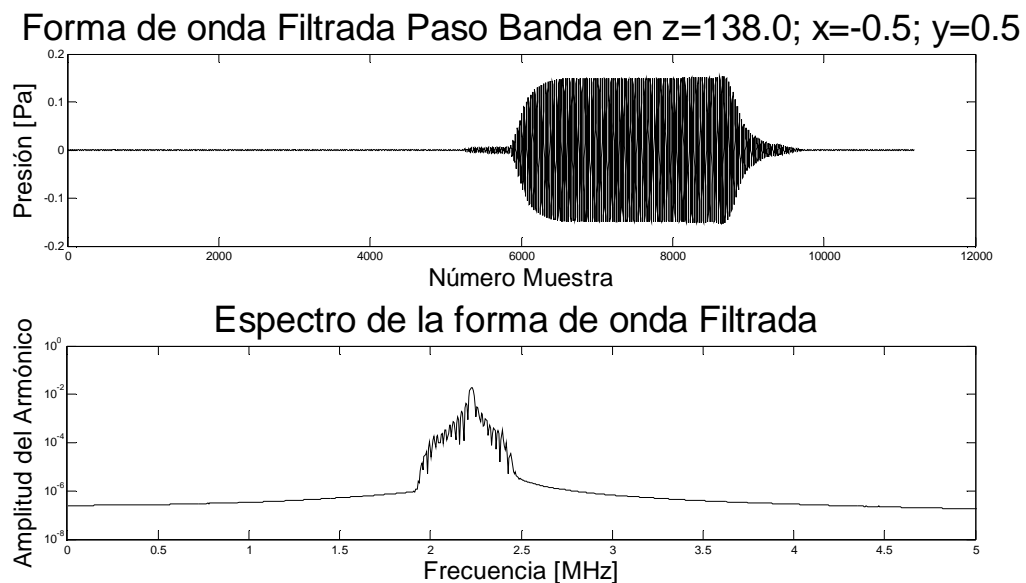


Fig.9. Forma de onda tras filtrado paso banda.

Pese a los buenos resultados que, el filtrado, reporta debemos desecharlo ya que no va a ser de utilidad en todo el proceso. Al trabajar a alta potencia, y por tanto salir fuera del régimen lineal, el filtrado paso banda eliminaría los armónicos de la señal y se pierde información importante. El filtrado paso banda solo sería adecuado si se trabajase en régimen lineal.

Se propone a continuación un criterio para procesar la señal que respete las frecuencias superiores y que permita:

1. Discriminar el ruido adherido a la medida
2. Distinguir el máximo de la señal a partir de las muestras más estables
3. Diseñar un método válido a alta y baja potencia

IV.2 *Procesado de la Señal.*

El procesado que se plantea en este trabajo se lleva a cabo en tres pasos:

1. Procesado de la señal a nivel de punto.
2. Corrección de error sistemático del movimiento del motor.
3. Procesado a nivel de plano.

IV.2.1. *Procesado de la Señal a nivel de Punto.*

Registradas las formas de onda, es necesario obtener el máximo de presión de cada una de ellas para a posteriori obtener los máximos de presión en el eje.

El primer paso es seleccionar todos los máximos de cada forma de onda, para ello el algoritmo, compara cada muestra con su antecesor y predecesora para distinguir si se trata o no de un máximo.

Tras seleccionar todas estas muestras se localiza la de mayor amplitud y se establece un nivel umbral, un 40% por debajo de la misma, con el fin de hacer una nueva selección de las muestras que superan ese umbral. Con esto se elimina gran parte de información, sobretudo ruidosa, que no aporta información útil.

Si se toma el máximo de esta segunda selección, todavía se corre el riesgo de sobreestimar el valor máximo en ese punto, se puede observar en la Fig.10.

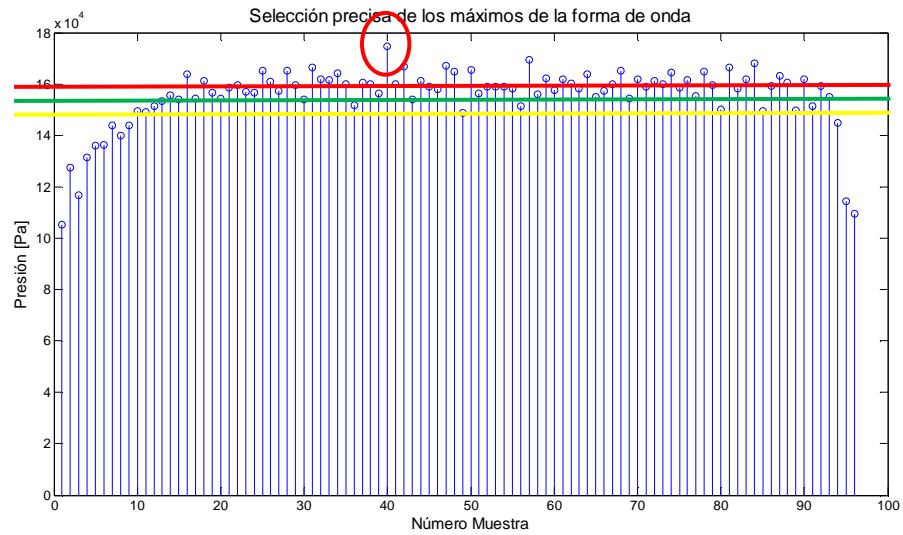


Fig.10. Máximos seleccionados de la forma de onda que superan el umbral establecido. Exceso (rojo), defecto (amarillo), medio (verde).

Para evitar esto el siguiente paso es representar en un histograma todas estas muestras. Cabe esperar que los valores de presión de todas las muestras sean muy cercanos. Unas pocas muestras proporcionan valores máximos por exceso (línea roja) y otras pocas proporcionan máximos por defecto (línea amarilla), mientras que la mayoría ofrecen un valor entre los anteriores (línea verde), que es donde más se estabiliza la señal.

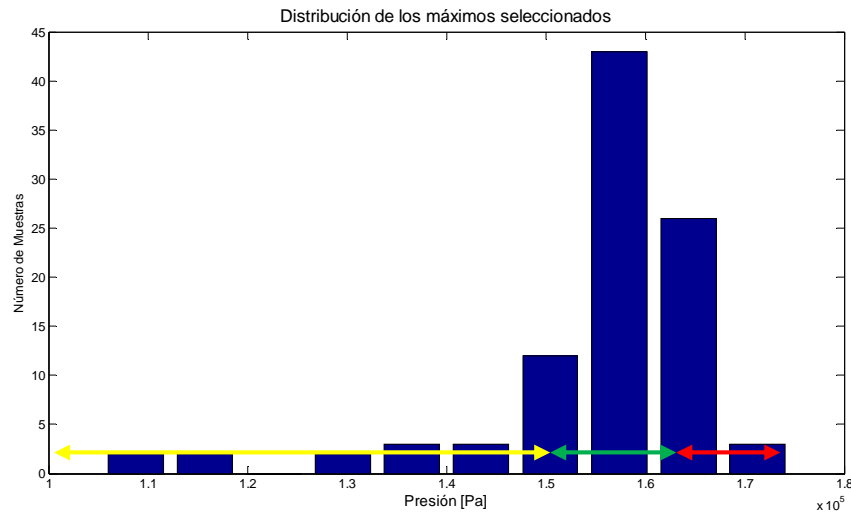


Fig.11. Representación del Histograma de los máximos seleccionados por encima del umbral. Las flechas de colores se refieren a lo comentado en la Fig.10.

Seleccionando el valor donde se concentra la mayoría de muestras en el histograma se tiene la certeza de que se selecciona el máximo cuando la señal es más estable. Una vez sometida la forma

de onda a este análisis, el resultado del máximo que se extrae para ese punto es de 157.4 KPa frente a los 174.8 KPa que se extraería buscando directamente el máximo en la forma de onda (que correspondería justamente a la última barra del histograma anterior).

Con todos estos pasos se obtiene un valor para el máximo, en el punto tratado, más realista, descartando picos de la señal aislados y tomando como datos de referencia las muestras que presentan información más estabilizada.

IV.2.2. Corrección de error introducido por el motor.

Una vez se ha procesado cada punto del plano se guarda la información en una matriz, que sirve para representar la distribución de presiones en el plano.

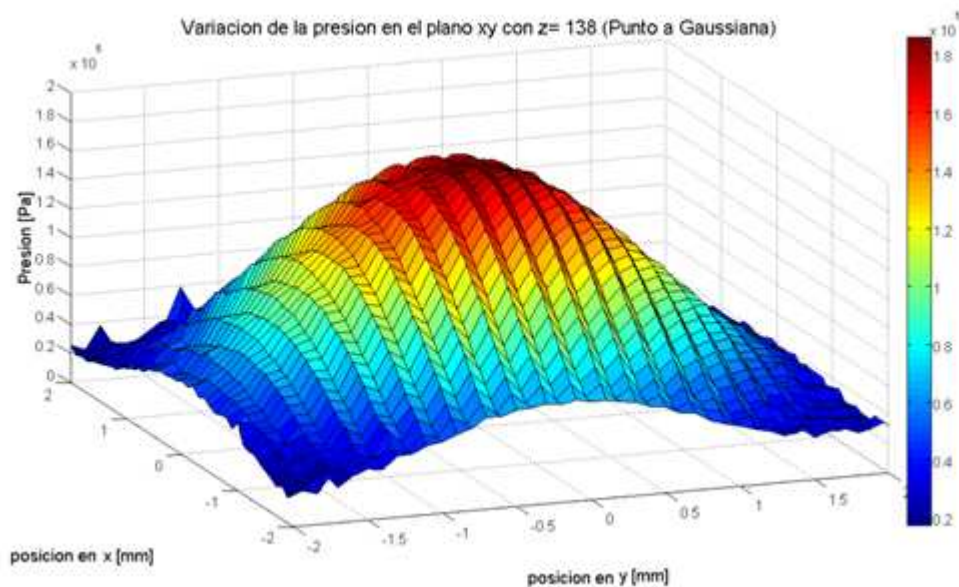


Fig.12. Representación de la distribución de presión en un plano

Observando la distribución de presiones en un plano Fig.13, se aprecia como en uno de los ejes no la presión no sigue una variación lineal, sino más bien escalonada. Si se representa una vista plana de la imagen anterior se aprecia un desfase entre columnas adyacentes.

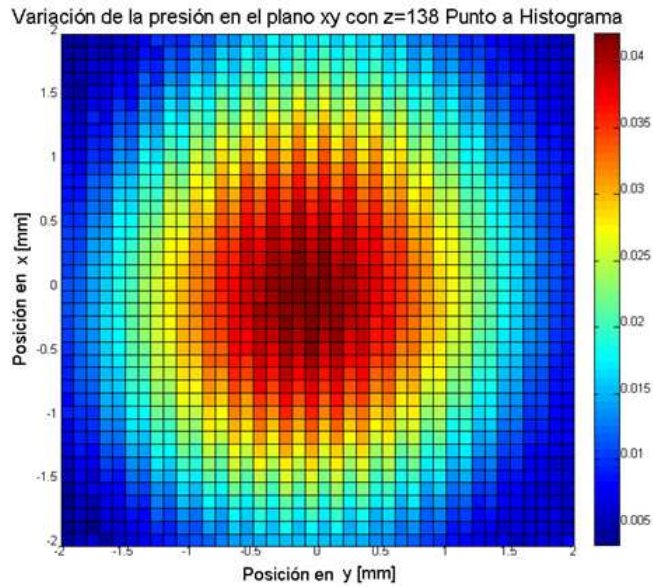


Fig.13. Representación de la presión en un plano. Vista superior

Si se representa un corte transversal en x y otro en y de ese mismo plano, se observa cómo evoluciona la presión ante las variaciones en una dirección u otra.

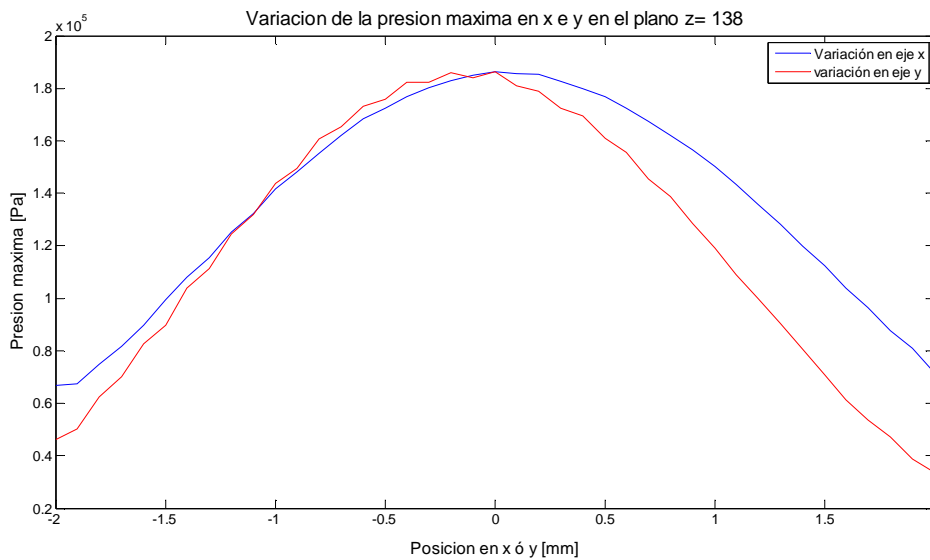


Fig.14. Variación de la presión en dirección x e y

A lo largo del eje x (Fig.14) la evolución es suave, en cambio, a lo largo del eje y es de forma escalonada. Esto es debido a los movimientos que realiza el motor que controla la posición del hidrófono. El patrón de movimiento que se sigue durante la medida de un plano es el siguiente:

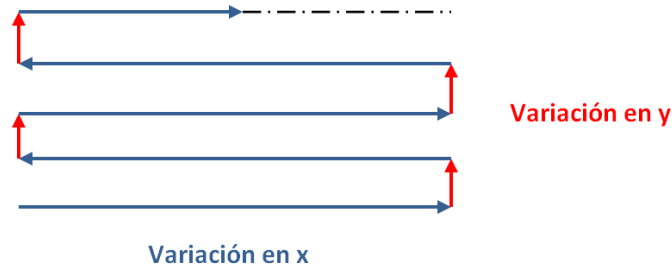


Fig.15. Patrón de movimiento del motor durante la evaluación de un plano.

El cambio brusco de posicionamiento del hidrófono cuando hace la variación en el eje y explica el desajuste de datos en el plano. La variación de la presión es lineal cuando el movimiento en el eje x es en el mismo sentido por ello la información en columnas está en fase si las columnas son pares o impares, pero está desfasada entre columna par e impar.

La siguiente corrección es en este aspecto, posicionar de forma correcta la información guardada en la matriz, con el objetivo de definir con exactitud la forma y tamaño de la zona de máxima presión. Para ello se reajustarán los datos en la matriz teniendo en cuenta la desviación sufrida por los mismos.

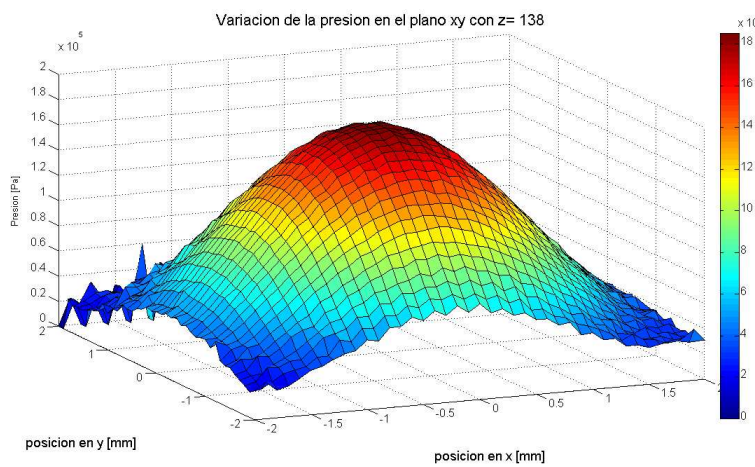


Fig.16. Representación de la presión en un plano (corrección movimiento del motor)

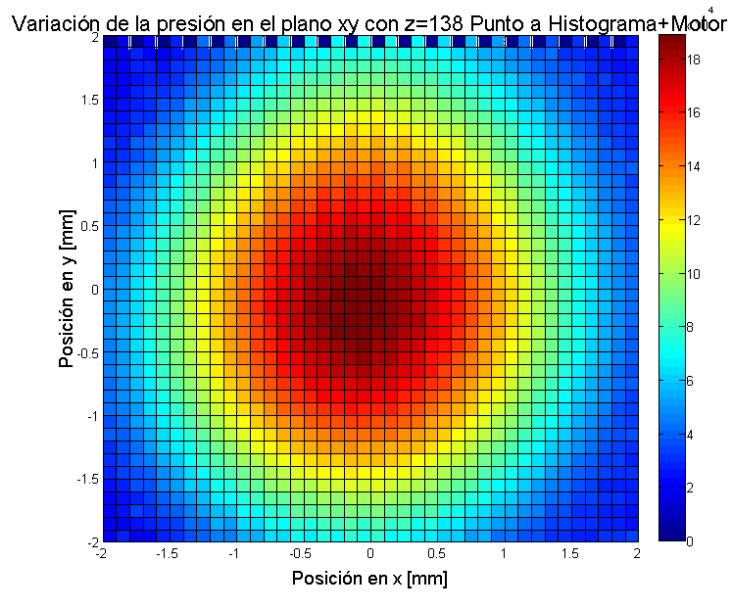


Fig.17. Representación de la presión en un plano (corrección movimiento del motor). Vista superior

Comparando la Fig.13 con la Fig.17 se aprecia la mejoría que aporta esta fase del procesado.

IV.2.3. Corrección a nivel de plano

Antes de dar un valor máximo del plano se lleva a cabo un último ajuste, se localiza el máximo en el plano, se obtiene su situación en fila y columna de la matriz, y seguidamente se realizan dos cortes, uno en x y otro en y, en la fila y columna dónde se localiza el máximo.

Para extraer un máximo definitivo del plano se ajustan ambas curvas a un polinomio de grado 4.

A continuación se muestra un ejemplo:

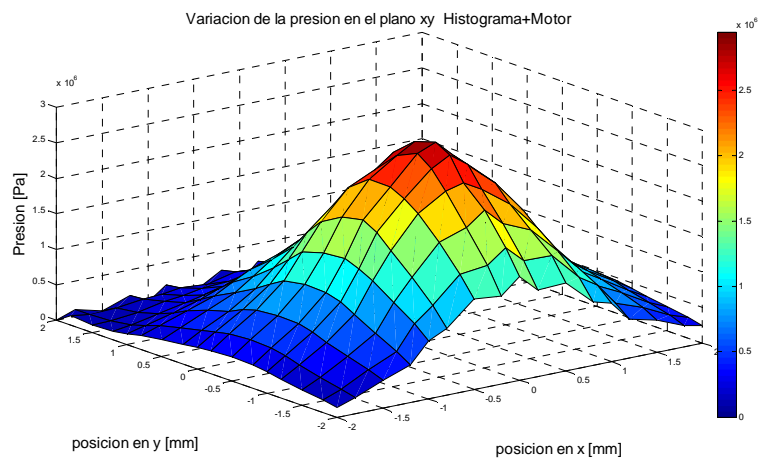


Fig.18. Representación del plano anterior tras la corrección del error del motor.

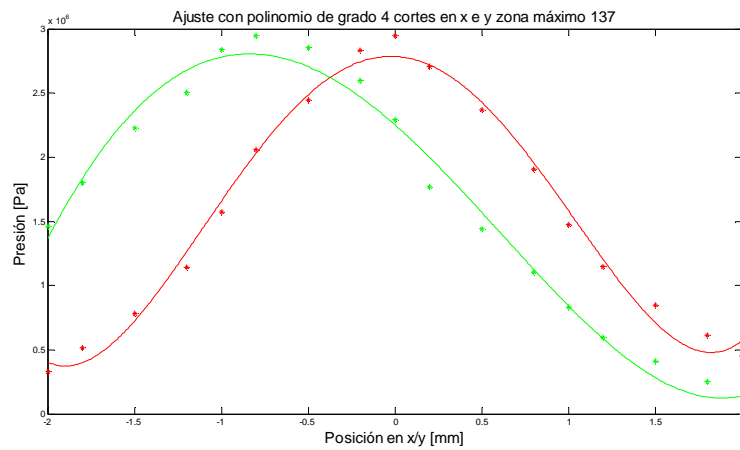
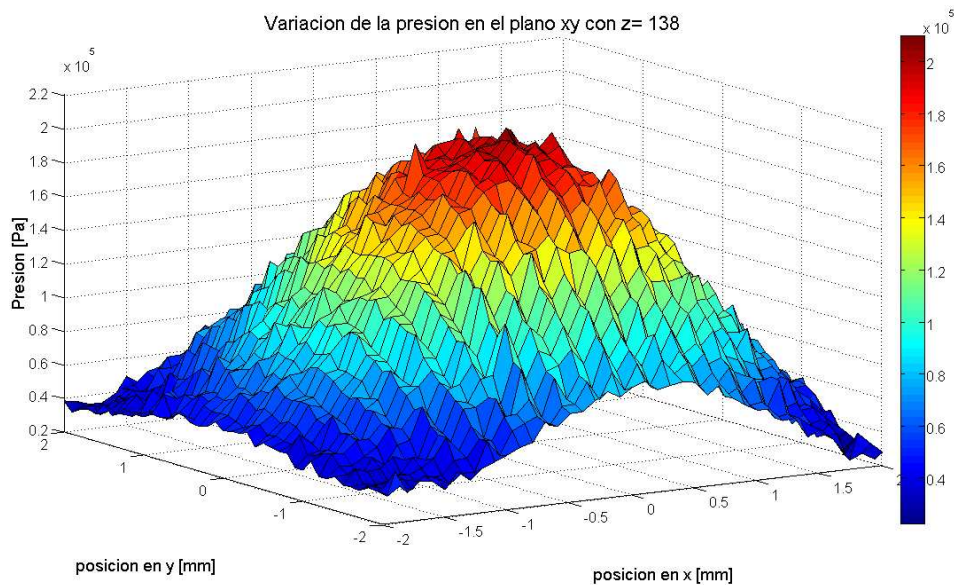


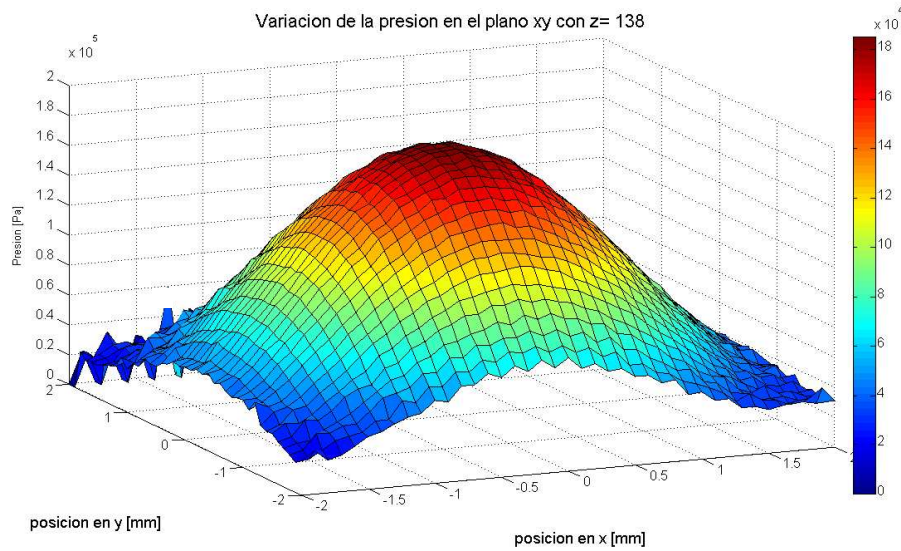
Fig.19. Corte en x y corte en y donde se localiza el máximo. Ajuste a polinomio de grado 4. Precisión barrido xy 0.25 mm.

El máximo total del plano será el promedio de los máximos de los polinomios de ajuste. Como puede observarse en la Fig.19, este procedimiento corrige posibles fluctuaciones en las medidas, pero induce un pequeño error sistemático al reducir el valor medido de la presión (compare el máximo del polinomio con la muestra de mayor valor) .

Seguidamente se muestra una comparativa de la representación medida de un plano, sin aplicar el tratamiento y el mismo plano tras el procesado.



(a)



(b)

Fig.20. Comparativa de las representaciones de la distribución de presiones en un plano. (a) Ofrecido por el sistema de adquisición, (b) Ofrecido tras el procesado de datos con Procesado.

Tras obtener el valor del máximo de cada plano se puede localizar el foco del sistema.

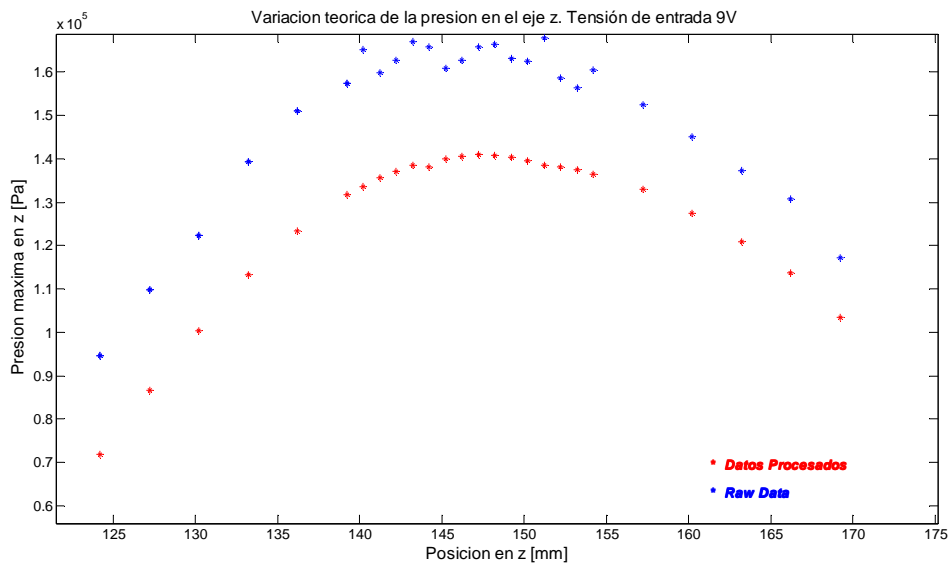


Fig.21. Distribución de los máximos de presión en z con los datos extraídos del dispositivo (azul) y tras el procesado (rojo)

V RESULTADOS

V.1 Caracterización del haz en Régimen Lineal.

La caracterización del haz en régimen lineal permite conocer varias características importantes sobre la fuente acústica focalizada, como por ejemplo la posición del foco geométrico y la posición del máximo de presión axial, es decir, el *shift lineal*.

Esta caracterización lineal puede ejecutarse en tres pasos.

- *Primero:* se evalúa la distancia focal geométrica nominal a partir de los valores nominales de la lente utilizada.
- *Segundo:* se ajustan de los datos experimentales, tomados a baja potencia, con la solución analítica de *O'Neil* [1] para el campo focalizado en régimen lineal. Este ajuste proporciona un nuevo valor para la focal geométrica, la apertura y la distancia entre el receptor y la superficie del emisor, desde la cual se referencia la posición del hidrófono en todo el experimento Fig.22.
- *Tercero:* el ajuste de los datos experimentales en régimen lineal y la simulación numérica del haz, basada en la ecuación KZK, es lo que permite determinar los parámetros adecuados en cuanto a apertura y distancia focal geométrica para realizar la simulación en régimen no lineal.

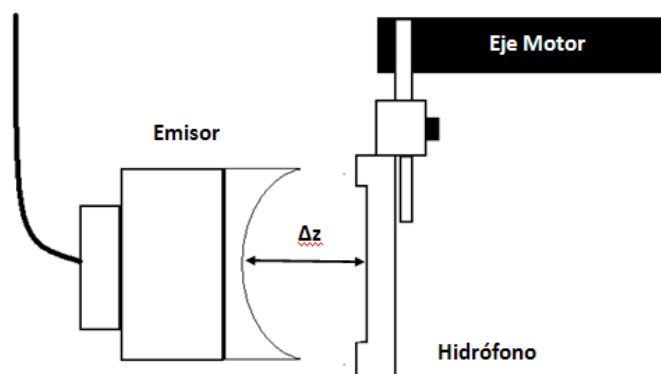


Fig.22. Esquema de la problemática en el posicionamiento del hidrófono.

En el primer paso, la distancia focal geométrica y la apertura del transductor proporcionadas por el fabricante son $F=155$ mm y $r_0= 50$ mm respectivamente. Estos datos suponen un *Número de Fresnel* de 6.04 y una ganancia de $G=18.98$.

Para proceder con el segundo paso, los datos registrados se ajustan a la curva experimental (*O'Neil*) con la ecuación que describe la presión a lo largo del eje z .

$$\left| \frac{P}{P_0} \right| = \left| \frac{z}{1-z} \sin \left(\frac{\pi N_F}{2} \frac{1-z}{z} \right) \right| \quad (20)$$

En el ajuste se dejan tres parámetros libres, P_0 , F (focal geométrica contenida en la definición del *Número de Fresnel*, $NF = a^2 / F\lambda$), y un parámetro adicional Δz , que determina la corrección de la posición del hidrófono respecto al transductor. Por las limitaciones que impone la curvatura de la lente y por el riesgo de romper el hidrófono, se define el origen de las medidas a una cierta distancia de la superficie del transductor (lente focalizadora) Δz , que se tendrá en cuenta en el análisis a la hora de determinar las posiciones de las zonas de interés.

Es fundamental conocer este valor. Desde el punto de vista de las posibles aplicaciones, las distancias (distancia focal) deben indicarse respecto a la superficie del transductor. Además es necesario conocerla con precisión, pues los márgenes de variación en los puntos de interés están entorno a pocos milímetros.

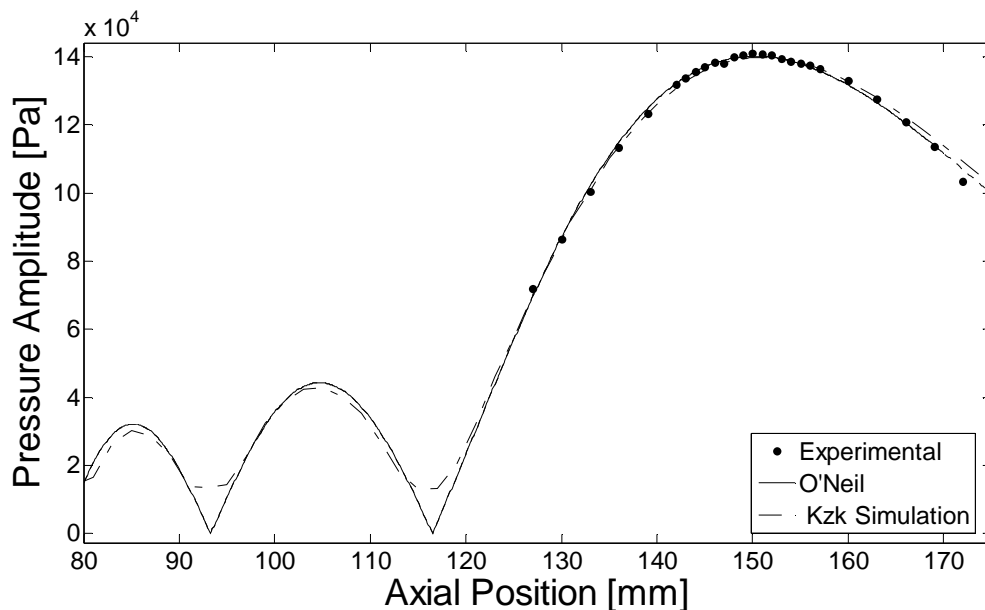


Fig.23. Ajuste de la curva de *O'Neil* y la simulación KZK a los datos experimentales.

El ajuste de la solución analítica de *O'Neil* a los datos experimentales Fig.23 proporciona una apertura efectiva del transductor de $r_0 = 50$ mm y una distancia focal geométrica efectiva de $F = 155.06 \pm 0.50$ mm, además de un $\Delta z = 12$ mm. El máximo de presión axial obtenido con la expresión analítica se sitúa a 150.2 mm del transductor, es decir el 96.7% de la distancia focal

geométrica, de acuerdo al valor para el *shift lineal* predicho por *Makov et. al.* [5], para transductores de *Número de Fresnel* 6.

Finalmente, en el tercer paso, se realiza una serie de simulaciones con diferentes valores de apertura numérica y distancia focal geométrica que proporcionan, una vez obtenido el mejor ajuste con los datos experimentales, Fig.24, un valor para la apertura efectiva del transductor de $r_0=48$ mm y una distancia focal geométrica de $F=154$ mm.

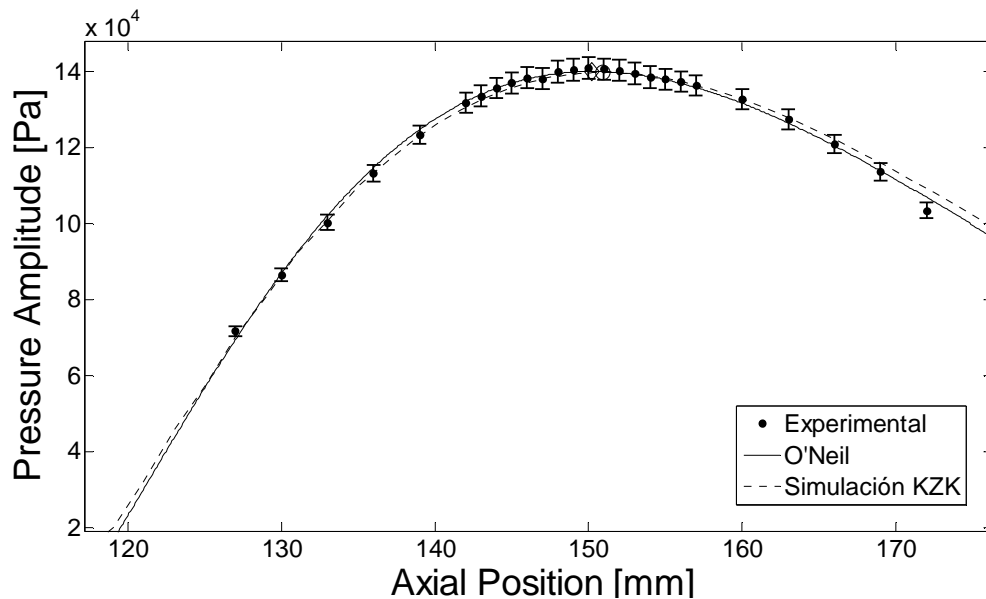


Fig.24. Detalle del ajuste de la curva de *O'Neil* y la simulación KZK a los datos experimentales (barras de error).

Como puede apreciarse en la Fig.24, los resultados de ambos modelos, calculados con la apertura y distancia focal que mejor ajusta, son coherentes con los datos experimentales. La reducción en la apertura nominal del transductor ha sido documentada previamente en diversos trabajos [8][12] y es debida al hecho de que el transductor no es un pistón perfecto. La carcasa del transductor, y el efecto de los bordes de la lente contribuyen a limitar y distorsionar su vibración.

A pesar de realizar las medidas del máximo de presión axial cada 1mm en la zona cercana al foco geométrico, debido a que la medida de presión tiene una fluctuación estimada en un 2% en el experimento, la incertidumbre en la localización del máximo es mayor de 1mm.

V.2 Comportamiento no Lineal.

El fenómeno conocido como *shift no lineal* hace referencia al cambio de posición del máximo, de presión, en el eje de un haz acústico focalizado que se produce con el aumento de la tensión aplicada al transductor.

Se ha evaluado experimentalmente y numéricamente, con los valores de apertura y distancia focal extraídos en el tercer paso de la caracterización lineal. En la Fig.25 se observa, mediante puntos, la variación del máximo de presión axial registrado experimentalmente a distintas potencias con sus correspondientes barras de error. En trazo continuo se representa la variación del máximo de presión en simulación. La línea vertical situada en 154.5 mm denota la posición del foco geométrico del sistema con un error de ± 0.5 mm.

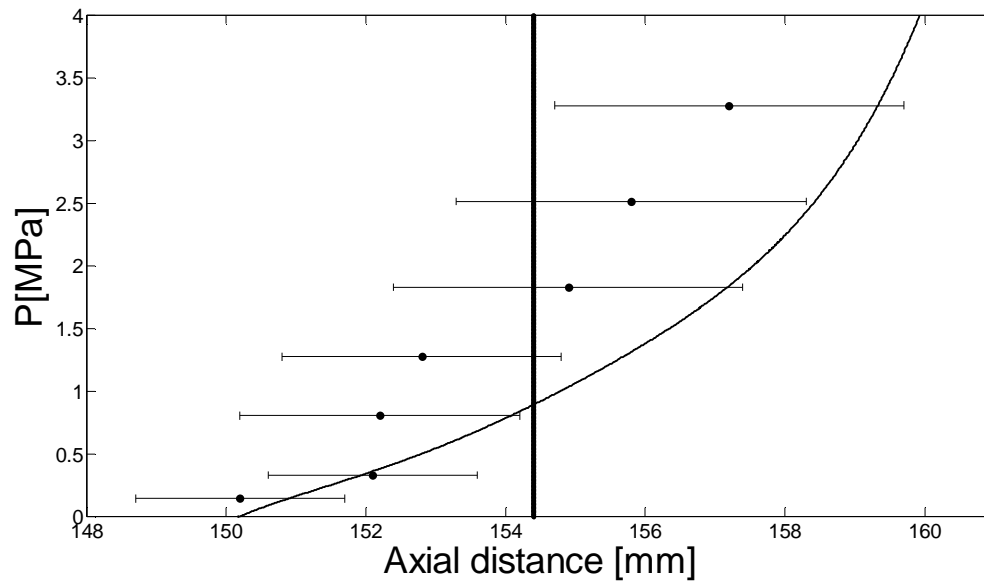


Fig.25. Variación de la posición del máximo de presión al aumentar la potencia suministrada al transductor.

Se observa que, en la mayoría de los casos, los máximos de la simulación caen dentro de las barras de error estimadas para los puntos experimentales, pese a ello no se puede obviar el comportamiento que presenta la simulación frente a los resultados experimentales. Partiendo del ajuste lineal, se espera que los máximos de la simulación encajen con los experimentales con una pequeña fluctuación. Como se aprecia en la Fig.25, a medida que aumenta la presión en el transductor, la separación entre ambos va aumentando hasta un punto donde tiende a estabilizarse con la potencia.

Si se representan los máximos de rarefacción, es decir, la evolución de los mínimos, se aprecia que la discrepancia entre los valores experimentales y los simulados al aumentar la potencia es mucho menor que en el caso de los máximos Fig.26.

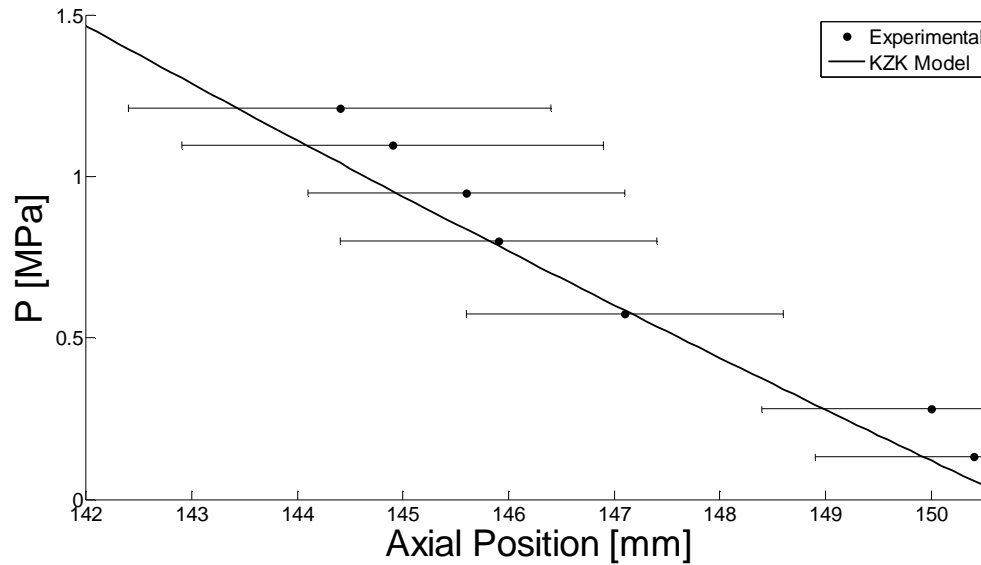


Fig.26. Variación de la posición del mínimo de presión al aumentar la potencia suministrada al transductor.

V.2.1. Discrepancia entre las medidas experimentales y el modelo numérico.

Para obtener una explicación a lo que está sucediendo se procede a analizar las formas de onda de los máximos de presión experimentales y compararlas con sus correspondientes (según p_0) en simulación. Ver Anexo I.

Se proponen cuatro hipótesis para explicar la discrepancia entre datos simulados y datos experimentales:

1. La respuesta en frecuencia del hidrófono.
2. La frecuencia de muestreo del digitalizador.
3. El promediado espacial.
4. La vibración no uniforme de la fuente

El efecto de todas ellas puede explicar el pequeño desplazamiento que separa los máximos experimentales de los simulados a altas potencias.

V.2.1.1 Respuesta en frecuencia del hidrófono.

Tal y como se observa en las imágenes de Anexo I, en los dos primeros máximos experimentales las formas de onda encajan perfectamente, lo mismo ocurre con el espectro de las mismas, es por ello que resultado experimental y simulado aparecen tan cercanos en la Fig.25.

A medida que aumenta la p_0 , desde el tercer máximo experimental, comienza a apreciarse diferencias cada vez más notables en las formas de onda experimentales y simuladas. La forma de

onda simulada tiende a romperse antes que la experimental, debido a la aparición de un número mayor de armónicos superiores de la señal. Este fenómeno es realmente apreciable en los dos puntos de mayor presión, en el resto, el espectro, en cuanto a armónicos superiores, es muy similar en simulación y experimento.

En cuanto a amplitud, en la información espectral, sí que se aprecian las diferencias desde potencias medias, esto puede explicarse por el cambio en la sensibilidad del hidrófono con la frecuencia, que aunque tiene respuesta plana, según el fabricante de 1 a 20 MHz, existen pequeñas variaciones de la sensibilidad en este rango, recogidas en la hoja de características, que explicarían estas diferencias de amplitud entre la frecuencia fundamental y los armónicos de la forma de onda simulada y la registrada experimentalmente. Generalmente el espectro experimental tiende a quedarse por debajo del simulado.

El rango frecuencial óptimo de trabajo del hidrófono también explicaría la ausencia de armónicos de alta frecuencia en las formas de onda de mayor presión. Se espera que frecuencias mayores de 20 MHz, incluso antes, no puedan ser captadas por el hidrófono utilizado, de ahí que no aparezcan en las formas de onda experimental.

Siguiendo estas hipótesis, se lleva a cabo un filtrado de las formas de onda resultado de la simulación, para comprobar si, eliminando los armónicos superiores, la simulación se asemeja más a los resultados experimentales. En cierta forma es como si se aplica a la simulación la restricción frecuencial del hidrófono.

Se procede a diseñar un filtro FIR paso bajo, con frecuencia de corte 12MHz, buscando un caso extremo.

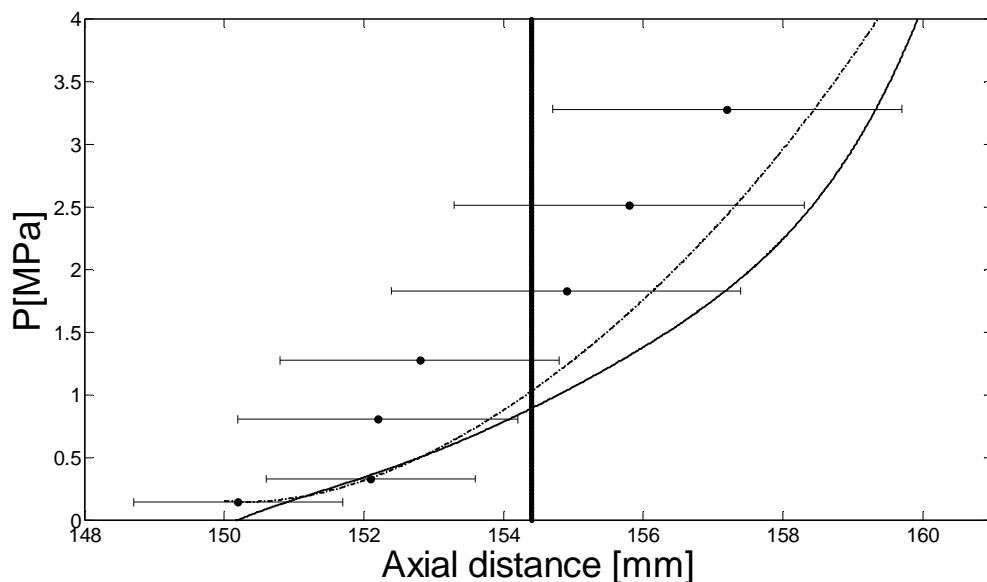


Fig.27. Variación de la posición del mínimo de presión al aumentar la potencia suministrada al transductor. La línea continua corresponde a la evolución de los máximos de la simulación y la discontinua a la evolución de los máximos tras aplicar un filtro paso bajo.

La ausencia de armónicos de muy alta frecuencia en los resultados de la simulación hace que éstos se aproximen a los experimentales. A baja potencia no hay variación, ya que en estas formas de onda no hay armónicos de tan alta frecuencia, pero a medida que se aumenta la potencia el filtrado va variando las posiciones de los máximos de presión acercando éstos a la posición que ocupan experimentalmente.

V.2.1.2 Frecuencia de muestreo del digitalizador.

El hecho de muestrear con una frecuencia baja puede afectar a que en recepción no se pueda extraer información de la forma de onda real. Si la frecuencia de muestreo es baja se pierde la información de la alta frecuencia de la señal registrada, además se corre el riesgo de sufrir *Aliasing* o interferencia entre símbolos a altas frecuencias. Para evitarlo, se debe muestrear teniendo en cuenta el criterio de *Nyquist*, es decir, la frecuencia de muestreo f_s debe ser, como mínimo, el doble de la frecuencia máxima a registrar. Por ello, si la frecuencia de muestreo es baja, cuando la señal tiene altas componentes frecuenciales se ve afectada por esta interferencia entre símbolos y la forma de onda registrada difiere de la real capturada por el hidrófono.

En el dispositivo experimental se utiliza la frecuencia de muestreo máxima que permite la tarjeta de adquisición, $f_s = 64\text{MS/s}$, este valor impone una frecuencia máxima sin *Aliasing* de 32 MHz, si la señal tiene componentes frecuenciales superiores a esa frecuencia se producirá interferencia entre símbolos y la forma de onda registrada se verá afectada.

Teniendo en cuenta las limitaciones que impone el hidrófono descritas en el punto anterior, frecuencias superiores a 20 MHz no son capturadas de forma óptima, la limitación que impone el muestreo no es el mayor de los problemas en este caso, puesto que los problemas con la frecuencia de muestreo aparecerían a frecuencias mucho mayores.

Pese a todo es algo que hay que considerar a la hora de mejorar el dispositivo.

V.2.1.3 Promediado espacial.

Uno de los factores que puede afectar a las medidas acústicas es el tamaño finito de la superficie del hidrófono utilizado para medir las formas de onda. Si el campo acústico en el punto de medida no tiene una distribución de presión plana y uniforme sobre el área activa del receptor la medida de la presión en ese punto estará subestimada. En la simulación esto no ocurre porque se modela la forma de onda en un punto infinitesimal del campo acústico.

Si bien el diámetro, 200 μm , de la zona de medida del hidrófono utilizado es mucho más pequeño que las dimensiones transversales del campo acústico, la forma de onda registrada es un promedio de la información captada en la superficie de medida. Cuando se registra el máximo de

presión en régimen lineal, se espera que en esa pequeña superficie de medida la distribución de presión sea plana y uniforme, por ello los resultados a estas potencias encajan bastante bien con los resultados de simulación. Al aumentar la potencia del transductor, la distribución del campo de los máximos positivos comienza a estrecharse, la zona focal se hace más pequeña. Existen entonces más posibilidades de que la superficie de medida está afectada por una zona de presión no uniforme, y que el valor de la presión registrada esté subestimado al ser un promedio de la presión en la zona de medida. El promedio favorece la pérdida de información frecuencial de los armónicos superiores y la consecuente bajada de la frecuencia efectiva de la forma de onda, con lo que podría ser una de las causas del desajuste experimento-simulación.

V.2.1.4 *Vibración no uniforme de la fuente*

En trabajos anteriores [12] se cita este fenómeno como parte causante de la discrepancia entre experimento y simulación. En el modelo numérico se asume que la vibración de la superficie del transductor es uniforme, sin embargo, los transductores reales no operan como un pistón perfecto con vibración uniforme.

La vibración no uniforme puede influir en el campo acústico generado por el dispositivo y ser responsable de las diferencias entre el campo acústico medido y el simulado, si además añadimos que el haz está focalizado mediante una lente adherida al elemento vibratorio las diferencias pueden ser todavía más notables.

V.2.2. *Ganancia real del transductor*

La Fig.28 muestra como varía la ganancia de focalización debido a la combinación de los efectos de no linealidad y difracción.

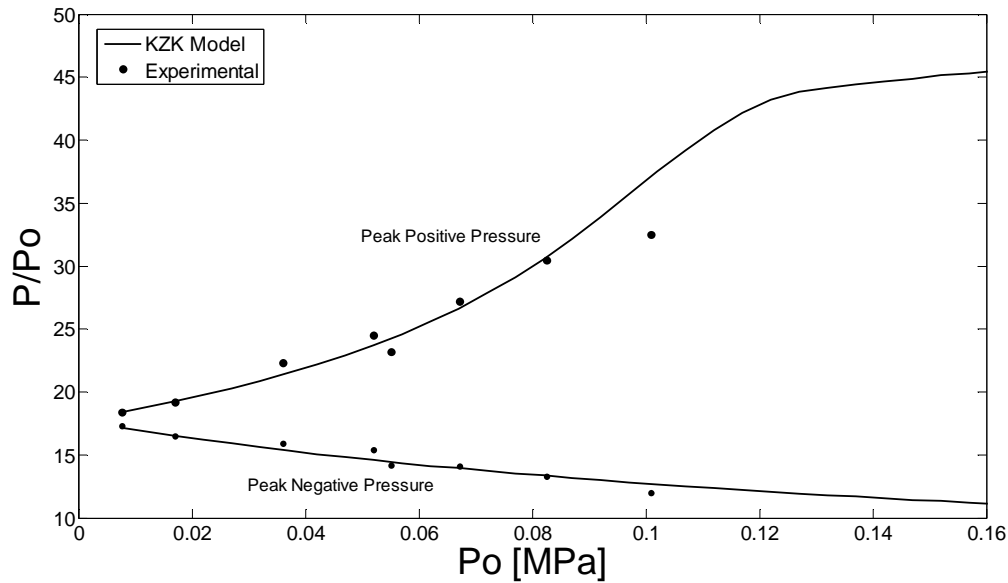


Fig.28. Variación de la presión focal medida (puntos) y simulada (línea continua) con el aumento de la potencia en la fuente.

Los valores de presión positiva y negativa han sido normalizados a la amplitud de presión en la fuente. Se asume que la amplitud en la fuente p_0 tiene una relación linealmente proporcional a la tensión de entrada al transductor, por ello, conociendo la tensión aplicada al transductor y p_0 en régimen lineal podemos saber la amplitud en la fuente para el resto de tensiones de entrada.

A baja presión en la fuente, la ganancia lineal del transductor es aproximadamente 18 para ambos picos de presión (positivo y negativo). Bajo condiciones de no linealidad, la ganancia del pico positivo aumenta rápidamente, hasta alcanzar un valor de 45 (observado en simulación), seguidamente parece que se estabiliza aunque, si se representaran más puntos se apreciaría como decrece cuando las ondas de choque se forman justo antes del foco, produciendo una fuerte absorción que aumenta la atenuación antes de alcanzar la zona focal y por tanto bajando la ganancia. Mientras tanto, la ganancia del pico negativo decrece monótonamente con el aumento de la amplitud de presión en la fuente.

V.2.3. Ancho del haz

En la Fig.29 se muestra cómo varía el ancho del haz con la distancia al transductor, tanto de compresión como de rarefacción, es decir observando el comportamiento de los picos positivos y de los negativos. Para la comparación se ha decidido medir el ancho del haz a -6dB del pico de máxima amplitud.

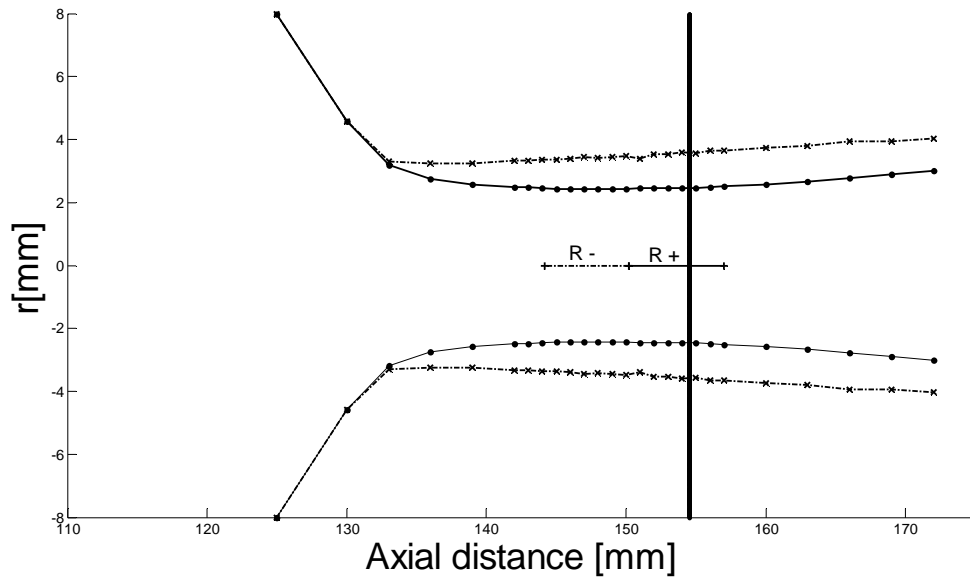


Fig.29. Ancho del haz a -6dB del máximo para las presiones positivas y negativas. R+ y R- denotan el desplazamiento que sufre el máximo (*shift no lineal*). $P_o=67$ KPa.

VI CONCLUSIONES

En este trabajo se ha presentado el análisis del cambio de posición del máximo de presión en haces ultrasónicos de focalización media, resultados que no estaban recogidos en trabajos previos.

Se ha examinado la relación entre el *shift lineal* y el *shift no lineal*. Queda de manifiesto, como ya adelantaban otros autores [5], la dependencia del *Número de Fresnel* con el cambio de posición de la focal en régimen lineal. Se esperaba que en régimen lineal el máximo de presión estuviese alrededor del 96.8 %, considerando el 100% la distancia focal geométrica [5]. Así se ha observado en las medidas realizadas a baja potencia, el máximo de presión localizado a 150 mm del transductor indica un *shift lineal* de 4.8 mm, que corresponde al 96.7%.

Se ha comprobado experimentalmente cómo en régimen no lineal también se produce un cambio en la posición de la focal en transductores de *Número de Fresnel* medio, llegando incluso a sobrepasar la focal geométrica del sistema, resultado que no ha sido publicado ni predicho anteriormente. En las referencias anteriormente citadas ya se adelantaba que el intervalo en el que se mueve el máximo (régimen no lineal) en sistemas de *Número de Fresnel* medio es inferior a los de bajo (Fig.4), este aspecto también se ha constatado. Para $N_F=0.6$ el intervalo ronda los 30 mm, para $N_F=6.2$ el intervalo es aproximadamente de 7 mm.

Ha quedado de manifiesto que el dispositivo experimental utilizado, con las estrategias de medida seguidas en este trabajo, permiten detectar el máximo de presión y el desplazamiento que sufre el mismo con la precisión adecuada.

En cuanto al procesado de la señal se ha implementado una serie de algoritmos de mejora enfocados a extraer la información limpia de los datos registrados de la manera más fiel posible. Dichos algoritmos han permitido obtener resultados con resoluciones adecuadas para poder observar los fenómenos anteriormente descritos.

Se ha establecido dos métodos precisos para obtener la posición de la focal geométrica, a partir de medidas experimentales en régimen lineal, el primero utilizando la ecuación que describe la presión en el eje del transductor [1]. En este método se deja como parámetros ajustables la misma posición focal geométrica, la presión en el transductor y el incremento de posición en z que sufren los datos experimentales registrados. Este pequeño incremento es un dato importante a determinar con precisión, ya que los resultados deben estar referenciados, en distancia, a la superficie del transductor. Con este método se tiene una medida contrastada del incremento y permite determinar la focal geométrica con un error de aproximadamente 0.5 mm. En el segundo se método utiliza el ajuste de los datos experimentales y la simulación numérica siguiendo la misma filosofía.

Concluyendo, se ha demostrado la existencia de un *shift no lineal* en transductores de *Número de Fresnel* medio y que el máximo de presión en el eje llega a sobrepasar la focal geométrica, situación que no se había constatado anteriormente. Se ha observado, que tanto el *shift* inicial, en

régimen lineal, y el intervalo de movimiento axial que se produce en el máximo de presión en régimen no lineal, dependen del *Número de Fresnel* del sistema [5].

VII LINEAS FUTURAS

El problema del cambio en la posición de la focal analizado en este trabajo es importante para la descripción teórica general de los haces ultrasónicos focalizados y para muchas aplicaciones prácticas relacionadas con ellos. Desde este punto de vista, la distinción del *shift* focal en el eje, en régimen no lineal, puede ser usada en la mejora de muchos procesos físicos inducidos por el campo radiado, en este caso focalizado. Por nombrar un ejemplo, en aplicaciones médicas, se usan transductores focalizados cuando se requiere grandes concentraciones de energía en zonas pequeñas. Es muy importante conocer con precisión la posición del máximo de presión, ya que, es allí donde aparece con fuerza la no linealidad, ampliando el espectro hacia las altas frecuencias. La absorción en los tejidos aumenta con la frecuencia, por ello, la formación de ondas de choque puede incrementar de forma significativa la cantidad de energía convertida en calor. También es importante conocer la zona en que se localizan los mínimos de presión, puesto que influyen en la aparición del fenómeno de cavitación.

Otros aspectos de la caracterización de los haces ultrasónicos quedarían pendientes para futuros trabajos, entre ellos el estudio de la fase de la onda en la zona focal, que podría llevarse a cabo con los datos medidos para este proyecto, o también el estudio de la posición del máximo de intensidad en el eje.

Además, conociendo los resultados de este estudio se podría trabajar para mejorar el dispositivo experimental.

Respecto a la respuesta en frecuencia del hidrófono, podría estudiarse como es la señal registrada tras deconvolucionar la misma con la respuesta al impulso del hidrófono, de esta manera se podría averiguar qué está ocurriendo con los armónicos superiores.

En cuanto a la frecuencia de muestreo, se debería aumentar para poder recomponer la forma de onda con mayor precisión. Además, teniendo en cuenta los resultados de simulación, escoger una frecuencia de muestreo adecuada para asegurarse de que, a las altas frecuencias que alcanzan los armónicos superiores, no se sufrirá aliasing.

Para conocer en qué grado está afectando el promedio espacial que sufre la presión debido a la superficie de medida del hidrófono, se podría realizar el análisis numérico en la zona focal simulando una superficie de las dimensiones del hidrófono, tomando medidas axiales y medidas fuera de eje hasta cubrir la distancia del radio del hidrófono. Promediando la presión registrada en estos puntos se podría estimar el efecto de la superficie de captura y así poder escoger el hidrófono adecuado.

En definitiva, se debe seguir trabajando para mejorar el dispositivo y optimizar la tarea de la caracterización de haces ultrasónicos focalizados. Lo interesante sería poder aplicar estos conocimientos para la caracterización de fuentes de mayor focalización, más cercanas a los dispositivos HIFU, donde la precisión ha de ser mucho mayor puesto que las concentraciones de

energía se producen en zonas de dimensiones mucho más reducidas y los movimientos del máximo de presión son de órdenes cercanos al milímetro.

AGRADECIMIENTOS

Este trabajo ha sido financiado en parte por el proyecto FIS2008-06024-C03-03 del Ministerio de Ciencia y Tecnología y por el proyecto PAID09062 de la Universidad Politécnica de Valencia.

En especial, a Paco Camarena, por la gran dedicación en la dirección de este trabajo. Gracias por despertarme el interés por la investigación.

A mis compañeros por los buenos momentos pasados en el último año, y por conseguir sacarme una sonrisa en los malos.

A Yolanda, por ser una gran compañera, y sobretodo amiga. Porque a veces solo nos quedan los sueños...

A mi familia y amigos, que siempre me están apoyando.

Gracias

BIBLIOGRAFÍA (10 puntos, negrita)

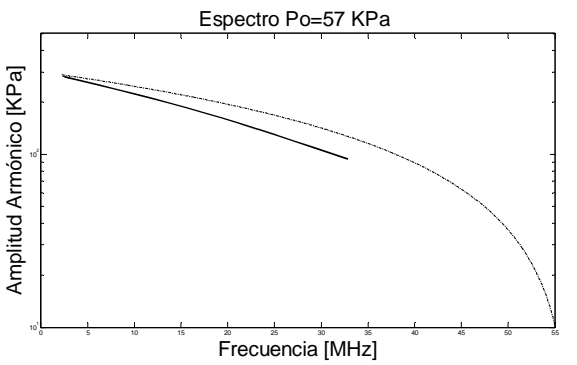
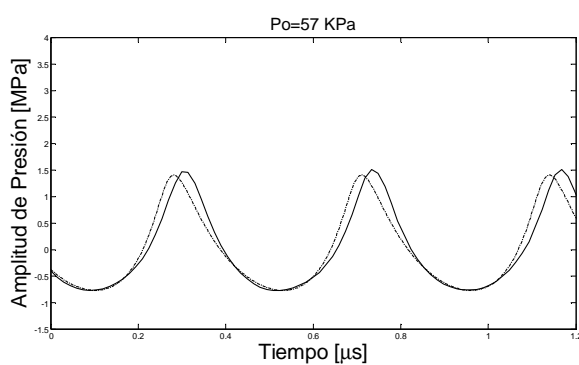
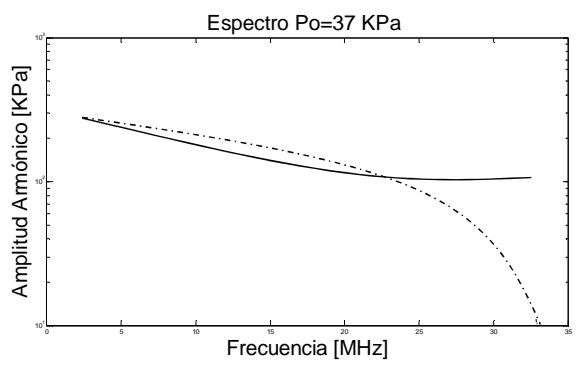
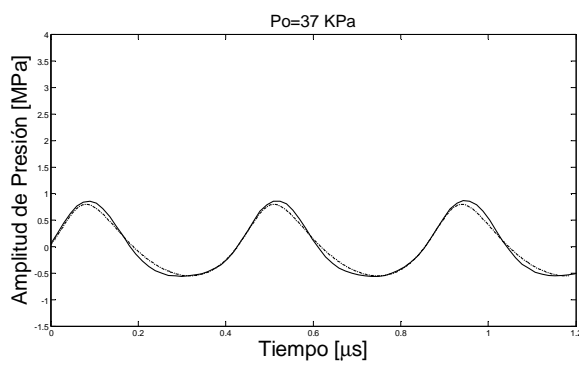
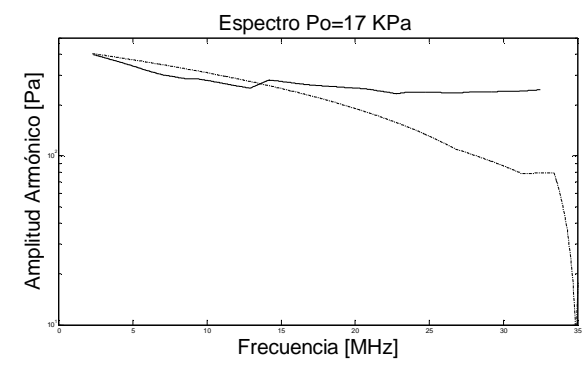
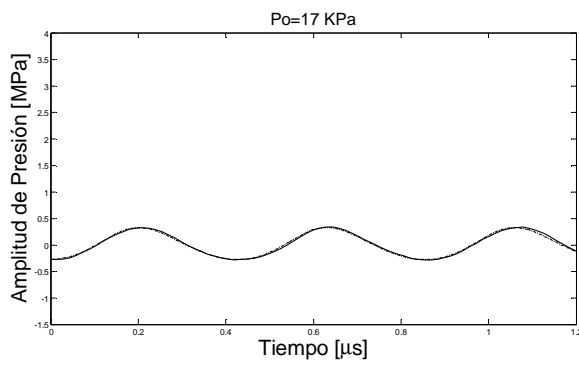
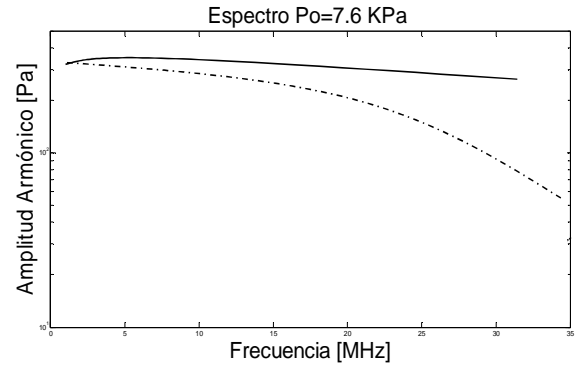
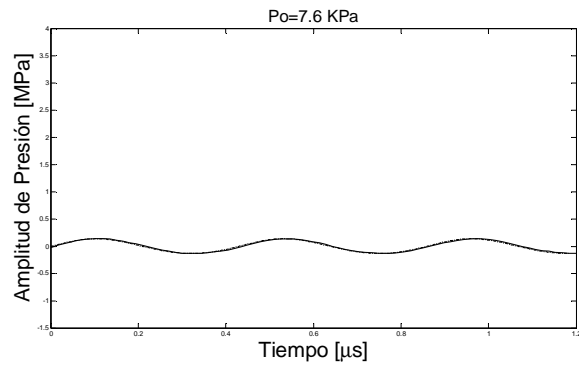
- [1] H.T. O'Neil. "Theory of focusing radiators", J. Acoust. Soc. Am. 21, 516-526 (1949).
- [2] Kossoff G. "Analysis of focusing action of spherically curved transducers". Ultrasound in Medicine and Biology. 5, 359-365 (1979)
- [3] B.G. Lucas and T.G. Muir, "The field of a focusing source", J. Acoust. Soc. Am. 72, 1289-1296 (1982).
- [4] N.S. Bakhvalov, Ya.M. Zhileikin, and E.A. Zabolotskaya, Nonlinear Theory of Sound Beams .American Institute of Physics, New York, (1987)
- [5] Yu. Makov, V.J. Sánchez-Morcillo, F. Camarena, V. Espinosa. "Nonlinear change of on-axis pressure and intensity maxima positions and its relation with the linear focal shift effect", Ultrasonics Elsevier 48, 678-686 (2008) .
- [6] N.S. Bakhvalov, Ya.M. Zhileikin, and E.A. Zabolotskaya, "Nonlinear propagation of sound beams with a uniform amplitude distribution" .American Institute of Physics, New York, (1987)
- [7] Francis A. Duck and Hazel C. Starrit. " The locations of peak pressures and peak intensities in finite amplitude beams from a pulsed focused transducer", Ultrasound in Medicine and Biology, Volume 12, Number 5 (1986)
- [8] Michalakakis A. Averkiou, Mark Hamilton. "Nonlinear distortion of short pulses radiates by plane and focused circular pistons", J. Acoust. Soc. Am. 102, 2539-2548 (1997).
- [9] Yu. Makov, V. Espinosa, V.J. Sánchez-Morcillo, J. Ramis, J. Cruañes and F. Camarena. "Strong on-axis focal *shift* and its nonlinear variation in low- Fresnel-number ultrasound beams". J. Acoust. Soc. Am. 119, 3618- 3624 (2006).
- [10] Yang-Sub Lee, B.S, M.S. "Numerical solution of the KZK equation for pulsed finite amplitude sound beams in thermoviscous fluids". The University of Texas at Austin. (1993).
- [11] KZKTexas. <http://people.bu.edu/robinc/kzk/>
- [12] Michael S. Canney, Michael R. Bailey, and Lawrence A. Crum, Vera A. Khokhlova and Oleg A. Sapozhnikov. "Acoustic characterization of high intensity focused ultrasound fields: A combined measurement and modeling approach". J. Acoust. Soc. Am. 124, 2406- 2420 (2008).
- [13] C .M. Langton, Principles and Applications of Ultrasound (Institute of Physics Publishing, 2004)
- [14] F.A. Duck, A.C. Baker and H.C. Starritt, Eds., Ultrasound in Medicine, (Advanced Medical Publishing, 1998).
- [15] Yu. N. Makov, O. A. Sapozhnikov, "Averaged characteristics (moments) of the generalized Khokhlov-Zabolotskaya equation" , Acoust. Phys. 40, 889-891 (1994)

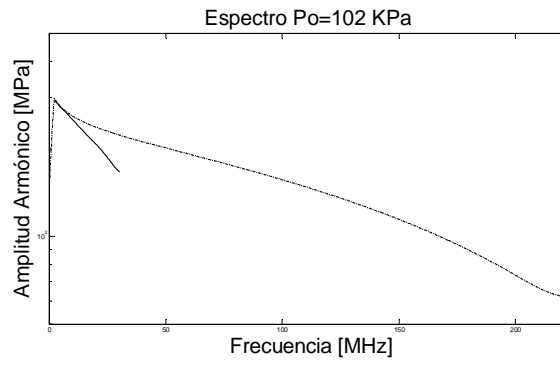
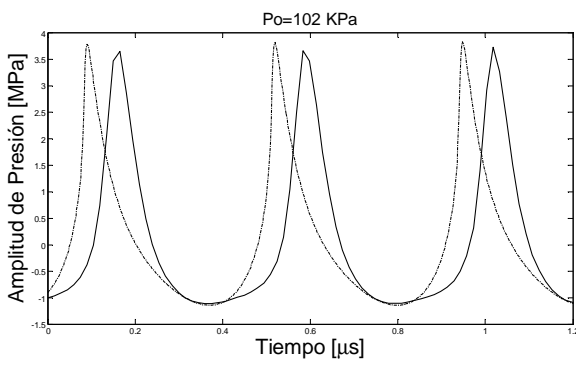
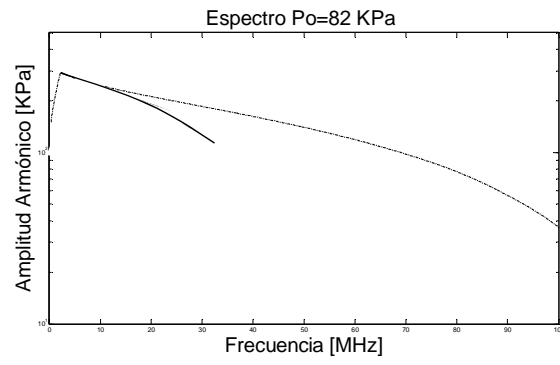
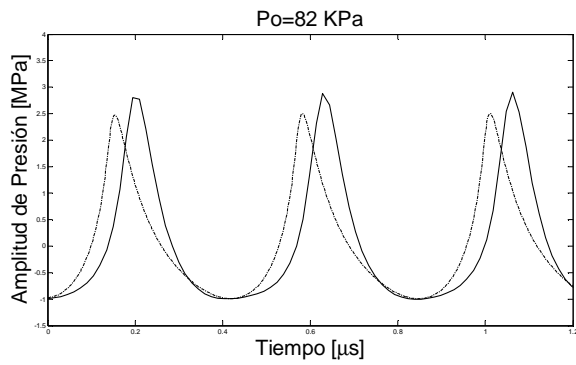
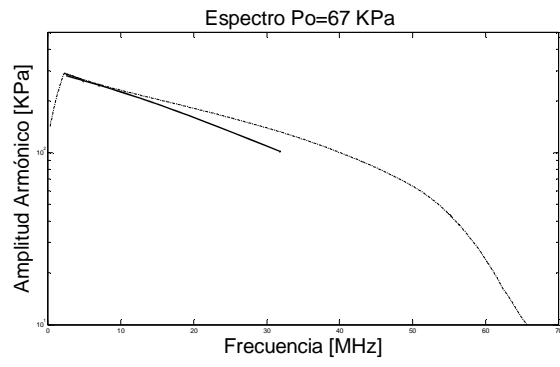
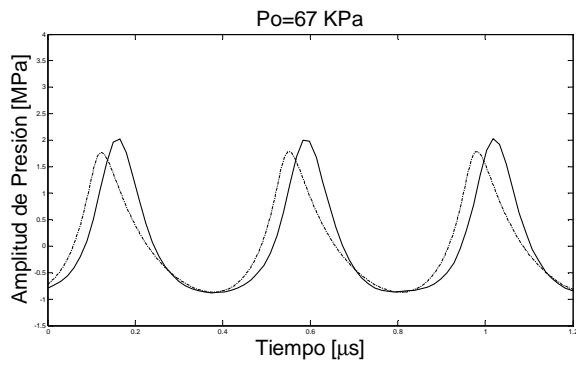
- [16] M. F. Hamilton, V.A. Khokhlova, O. V. Rudenko, “Analytical method for describing the paraxial region of finite amplitude sound beams”, J. Acoust. Soc. Am. 101, 1298 – 1308 (1997).
- [17] “Ultrasound in Medicine “ F.A. Duck, A.C. Baker, H.C. Starritt (Eds.).Advanced Medical Publishing, 1998.
- [18] “Ultrasonic Methods of Non-destructive Testing”,J. Blitz, G. Simpson, Chapman and Hall, London, 1996.
- [19] “Ultrasonics, fundamentals and applications”. Heinrich Kuttruff. Elsevier Applied Science.
- [20] “Ultrasonidos”. A.P. Cracknell. Paraninfo
- [21] “Ultrasonic measurements and technologies”. Stefan Kocis. Chapman&Hall
- [22] “Physics and instrumentation of diagnostic medical ultrasound”. Peter Fish. John Wiley & Sons.

ANEXO I

Estudio de la forma de onda en el máximo de presión

Se muestra la forma de onda en el dominio temporal, tanto en medidas experimentales (línea continua) como en simulación numérica (línea discontinua). Se muestra también la distribución espectral.





ANEXO II

Códigos Matlab implementados

- **Código matlab Procesado**

```

%FUNCION PARA REPRESENTAR LA DISTRIBUCION DE LA PRESION MAXIMA EN EJE Z
%PROMEDIANDO LAS FORMAS DE ONDA Y EXTRAYENDO EL MÁXIMO DE CADA PLANO
%La llamada a la funcion es de esta forma:
% procesado(z1,z2,paso,sens)
%Donde:
%z1:primera posicion a evaluar en el eje z [mm]
%z2:ultima posicion a evaluar en el eje z [mm]
%paso:incremento de una posicion a otra en el eje z [mm]
%sens: sensibilidad del hidrófono
%FUNCIÓN ADAPTADA PARA INTERVALOS DE X,Y,Z EN PASOS DE 0.5 o 1 mm
%Silvia Adrián 2009
function procesado(z1,z2,paso,sens)
n=1;
m=1;
for i=z1:paso:z2
    k=[-3:0.5:3];%modificar este vector si se amplia o disminuye el
escanx
    f=1;

    for x=1:length(k)
        s=[-3:0.5:3];%modificar este vector si se amplia o dismi el
escany
        c=1;

        for y=1:length(s)
            %guarda toda la señal en datos
            datos=load(['z=',num2str((i),'%10.1f'),'];
x=',num2str(k(x),'%10.1f'),' ; y=',num2str(s(y),'%10.1f'),' .lvm']);
            datos=(datos(:,2));
            %busca solo los puntos que sean máximos
            maximos=find((datos(2:end-1)>datos(1:end-2)).*(datos(2:end-
1)>datos(3:end)))+1;
            r=1;
            picos=0;
            umbral=max(datos(maximos))-((40*max(datos(maximos)))/100);
            for p=1:length(maximos)
                if datos(maximos(p))>umbral
                    picos(r)=datos(maximos(p));
                    r=r+1;
                end
            end
        end

%%%%%%HISTOGRAMA
        [XX,YY]=hist(picos,round(sqrt(length(picos))));
%
%
        [cual,donde]=max(XX);
        maximohist=YY(donde);
        %matriz que recoge el máximo para cada punto de cada plano
        infoplanos(n,:)=[i k(x) s(y) maximohist];
        n=n+1;
        %matrix que recoge los máximos de cada plano tras ajuste
        %histograma
        maximshist(x,y)=maximohist;

```

```

        end %fin y
    end %finx

%     figure %representación plano ajustado punto a histograma+error
motor
%     mesh(k,s,maximshist)
%     surf(k,s,maximshist)
%     title(['Variación de la presión en el plano xy con z= ', 'Punto a
Histograma'], 'FontSize',16)
%     ylabel('Posición en y [mm]', 'FontSize',14)
%     xlabel('Posición en x [mm]', 'FontSize',14)
%     zlabel('Presión [Pa]', 'FontSize',14)
%     colorbar

%CORRECCION ESCALONADO DEL MOTOR

    for t=1:2:length(s)
        for h=1:1:length(k)
            if (h+1)>length(k)
                maximshist(h,t)=0;
            else
                maximshist(h,t)=maximshist(h+1,t);
            end
        end
    end
    end
    maximospres=(1/sens).*maximshist;
%     figure%representación plano ajustado punto a histograma no error
motor
%     mesh(k,s,maximospres)
%     surf(k,s,maximospres)
%     title(['Variación de la presión en el plano xy con z= ', 'Punto a
Histograma+Motor'], 'FontSize',16)
%     ylabel('Posición en y [mm]', 'FontSize',14)
%     xlabel('Posición en x [mm]', 'FontSize',14)
%     zlabel('Presión [Pa]', 'FontSize',14)
%     colorbar

%AJUSTE CORTE EN X E Y DEL MAXIMO A POLINOMIO.MEDIA DE AMBOS MÁXIMOS--
>MAXIMO TOTAL

%Buca la posición (fila,columna) del máximo de presión
[cual, fila]=max(maximospres);
[cualmax, columna]=max(cual);
fila=fila(columna);
columnamax=maximospres(:, columna);

% figure
% plot(s, columnamax, 'g*')
% title(['Ajuste con polinomio de grado 4 cortes en x e y zona
máximo ', num2str(i)], 'FontSize',16)
% xlabel('Posición en x/y [mm]', 'FontSize',14)
% ylabel('Presión [Pa] ', 'FontSize',14)
py=polyfit(s, columnamax', 4);
pyval=polyval(py, -2:0.001:2);
% hold on
% plot(-2:0.001:2, pyval, 'g')
filamax=maximospres(fila, :);

```



```

% plot(k,filamax,'r*')
px=polyfit(k,filamax,4);
pxval=polyval(px,-2:0.001:2);
% plot((-2:0.001:2,pxval,'r')

maxajustes=[max(max(pxval)) max(max(pyval))];
maximototal=mean(maxajustes);
maximospres(fila,columna)=maximototal;

% figure
% mesh(k,s,maximospres)
% surf(k,s,maximospres)
% title(['Variación de la presión en el plano xy con z=
',num2str(i)],'FontSize',16)
% ylabel('Posición en y [mm]','FontSize',14)
% xlabel('Posición en x [mm]','FontSize',14)
% zlabel('Presión [Pa]','FontSize',14)
% colorbar

maximopresionz(m)=maximototal;
m=m+1;
end %fin z

maximopresionz;
save maximopresionz
figure
plot((z1:pasos:z2),maximopresionz,'*r')
title('Variación de la presión en el eje z')
ylabel('Presión máxima en z [Pa]')
xlabel('Posición en z [mm]')

```

- **Código matlab para representar la variación de presión en el eje en régimen lineal**

```

%FUNCION PARA REPRESENTAR LA DISTRIBUCION TEORICA DE LA PRESION MAXIMA
EN EJE Z
%La llamada a la funcion es de esta forma:
% preszteorica(z1,z2,paso,r,f0,P0,d)
%Donde:
%z1:primera posicion a evaluar en el eje z [mm]
%z2:ultima posicion a evaluar en el eje z [mm]
%paso:incremento de una posicion a otra en el eje z [mm]
%r:radio transductor
%f0:frecuencia de trabajo
%P0:presion en el transductor (parámetro que hay que variar)
%d:posicion de la focal geometrica [mm] (parámetro que hay que variar)
%Silvia Adrián 2009
function preszteorica(z1,z2,paso,r,f0,P0,d)
n=1;
for i=z1:paso:z2
    if i~=d
        sigma=i/d;
        P(n)=abs(((2*P0)/(1-
sigma))*sin(((r^2)/((1486E3/f0)*d))*pi)*(1-sigma)/(2*sigma)));
        n=n+1;
    else
        P(n)=P0*(((r^2)/((1486E3/f0)*d))*pi);
        n=n+1;
    end
end
z=(z1:paso:z2);
plot(z,P,'r')
title('Variacion teorica de la presion en el eje z')
ylabel('Presion maxima en z [Pa]')
xlabel('Posicion en z [mm]')

```

- **Función para representar la presión en cada plano con los RD**

```

%FUNCION PARA REPRESENTAR LA PRESION MAXIMA EN 3D
%La llamada a la funcion es:
% function tresdim(z1,z2,paso,sens)
%Donde:
%z1:numero primer archivo a leer
%z2:numero ultimo archivo a leer
%paso:incremento de un archivo a otro
%sens:sensibilidad del hidrofono
%Hay que tener en cuenta que la funcion lee archivos tipo: "z=a.0.lvm"
%donde "a" es la numeracion que va cambiando y que se corresponde con la
%posicion en el eje z del dispositivo.
%La funcion representa las diferentes imagenes por cada archivo y una
%imagen final con los maximos de cada archivo en funcion de z.
%Silvia Adrián 2009
function tresdim(z1,z2,paso,sens)
n=1;
for i=z1:paso:z2
    [ fi, texto] = fopen (['z=',num2str(i,'%10.1f'),'.lvm'], 'r' );
    if (fi == -1)
        disp(' el archivo no puede ser abierto')
    else
        % se lee toda la información y se almacena en un vector
        % los datos son interpretados como números reales (% lf)
        %obtenemos la informacion de los intervalos de x e y
        info= fscanf( fi, '%f',6);
        x=info(1):info(3):info(2);%interv de x para crear la rejilla
        y=info(4):info(6):info(5);%interv de y para crear la rejilla
        %dimensiones de la matriz que contiene los datos
        dimx=(abs(info(1)-info(2))/info(3))+1;
        dimy=(abs(info(4)-info(5))/info(6))+1;
        datos= fscanf( fi, '%f',[dimx,dimy]);
        datos=(1/sens).*datos';
        [X,Y]=meshgrid(x,y);
        figure
        mesh(x,y,datos)
        surf(x,y,datos)
        title(['Variación de la presión en el plano xy con z=
',num2str(i)])
        xlabel('Posición en y [mm]')
        ylabel('Posición en x [mm]')
        zlabel('Presión [Pa]')
        colorbar
        respuesta= fclose(fi);
        mxRD(n)=max(max(datos));
        n=n+1;
    end
end
mxRD;
save mxRD
figure
plot((z1:paso:z2),mxRD,'*g')
title('Variacion de la presion en el eje z','FontSize',16)
ylabel('Presion maxima en z [Pa]','FontSize',14)
xlabel('Posicion en z [mm]','FontSize',14)
disp('el maximo de presion es: ')
maximogeneral=max(max(mxRD))

```