TECNIACUSTICA Cáceres · 2011
42º CONGRESO NACIONAL DE ACÚSTICA
7º CONGRESO IBÉRICO DE ACÚSTICA

EFECTOS NO LINEALES EN LA FUERZA DE RADIACIÓN GENERADA POR HACES FOCALIZADOS DE AMPLITUD MODULADA

PACS: 43.10.-a; 43.35.-c; 43.25-.x; 43.38.-p

González-Salido, Nuria(*); Jiménez, Noé; Redondo, Javier; Roig, Bernardino; Picó, Rubén; Sánchez-Morcillo, Víctor; Camarena, Francisco.

(*)Instituto de Investigación para la Gestión Integrada de las Zonas Costeras (IGIC), Escuela Politécnica Superior de Gandía; Universitat Politècnica de València
C/Paraninf 1; CP: 46730 Grao de Gandía (Valencia). España
Telf:96 387 70 00
Fax:96 284 93 37
Email: nugonsa@epsg,upv.es

ABSTRACT

In this paper, the findings from a numerical analysis of the effects related with the nonlinear propagation of AM focused ultrasonic beams in water on the radiation force and the location of its maxima will be presented. The numerical modeling is performed using the KZK nonlinear parabolic equation. The radiation force is generated by a focused transducer with a gain of 18, a carrier frequency of 1 MHz and a modulation frequency of 25 kHz. The modulated excitation generates a spatially-invariant force proportional to the intensity. Regarding the nonlinear wave propagation, the force is no longer proportional to the intensity, reaching a factor of eight between the nonlinear and linear estimations. Also, a 9 mm shift in the on-axis force peak occurs when the initial pressure increased from 1 to 300 kPa. This spatial shift, due to the nonlinear effects, becomes dynamic in AM focused beams, as the different signal periods have different amplitudes. This study shows that both the value and the spatial position of the force peak are affected by the nonlinear propagation of the ultrasonic waves.

RESUMEN

Este estudio muestra los resultados obtenidos mediante análisis numérico de los efectos que conlleva en la fuerza de radiación y en la localización de sus máximos, la propagación no lineal en agua de haces focalizados de ultrasonidos de amplitud modulada. El modelo numérico empelado resuelve la ecuación parabólica no lineal KZK. La fuerza de radiación es generada por un transductor focalizado de ganancia 18, frecuencia de portadora de 1 MHz y frecuencia de modulación de 25 kHz. La excitación modulada genera una fuerza espacialmente invariante proporcional a la intensidad. Alcanzado el régimen no lineal, la fuerza deja de ser proporcional a la intensidad y se obtiene un desplazamiento del máximo de 9 mm cuando la presión inicial se incrementa de 1 a 300 kPa. En el caso de señales de amplitud modulada, se obtiene también un desplazamiento dinámico del máximo de la fuerza para los distintos periodos de la señal, debido a la variación de su amplitud. Se muestra así que tanto el valor como la posición espacial del máximo de la fuerza de radiación están afectados por la propagación no lineal en agua de las ondas ultrasónicas focalizadas.

1 INTRODUCCIÓN

La fuerza de radiación acústica se define como el promedio, en un periodo, de la fuerza ejercida por un haz sonoro sobre el medio en el que se propaga [1]. Cuando una onda ultrasónica experimenta absorción y dispersión durante su propagación, transfiere parte de su momento al medio. De esta forma, se puede emplear un haz ultrasónico de amplitud modulada para generar esfuerzos elásticos de baja frecuencia en el medio, produciendo ondas transversales que se propagan en la dirección perpendicular al eje axial del haz [2]. Cuando la dimensión transversal del haz es mucho menor que la longitud de absorción, es posible ignorar la componente transversal de la fuerza F_r, ya que su modulo es depreciable frente al de la componente longitudinal F_z. En este caso, la fuerza o presión de radiación en un medio viscoso termo-conductor puede escribirse como [3]:

$$F_z = \frac{b}{c_0^5 \rho_0^3}\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)^2 \quad (1)$$

Donde c_0 es la velocidad de las ondas longitudinales, p es la presión acústica y b es el coeficiente de disipación.

En el caso de pequeña señal (baja potencia) la ecuación 1 puede escribirse en función de la intensidad del haz ultrasónico como:

$$F_z = \frac{2\alpha I}{c_0 \rho_0} \quad (2)$$

donde α es el coeficiente de absorción ultrasónico e I es la intensidad acústica promedio.

Una de las aplicaciones más habituales de la fuerza de radiación es el diagnóstico por proyección de imagen por ultrasonidos. Las distintas técnicas de imagen existentes se basan en la generación de perturbaciones mediante la focalización de haces ultrasónicos (FUS) que producen una fuerza localizada en una región específica; y en la monitorización en tiempo real de las ondas transversales generadas para la detección de tumores o tejidos anómalos (de cinco a diez veces más rígidos que los tejidos sanos) a partir de su respuesta elástica. Harmonic Motion Imaging (HMI) [4][5] es una de estas técnicas de imagen basadas en la RF, que actualmente emplea un único transductor focalizado excitado con una señal de amplitud modulada (AM). Esta configuración produce una región focal muy estable manteniendo la aplicación de la fuerza de radiación harmónica espacialmente invariante, de forma que se consigue una fuerza oscilatoria constante muy localizada que permite mediciones en tiempo real y a bajo coste

En base a esta técnica, en este trabajo se presenta un análisis numérico de los efectos que conlleva la propagación de haces ultrasónicos en agua sobre la fuerza de radiación y la localización de sus máximos. La RF es generada por un transductor ultrasónico focalizado de frecuencia de trabajo 1 MHz y ganancia 18, usando como excitación una señal de amplitud modulada a 25 kHz. Con este modelo, se logra verificar que la fuerza de radiación se ve afectada, de igual forma que la presión y la intensidad, por el desplazamiento no lineal de la posición del máximo descrito en la Ref [6].

2 MÉTODO NUMÉRICO

El modelo numérico del experimento se basa en la ecuación de onda parabólica no lineal KZK para haces sonoros axisimétricos:

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

donde $t' = t - {}^{z}/_{c_0}$, es la variable temporal retardada, c_0 la velocidad sonora para pequeña señal, ρ_0 la densidad ambiental del fluido, D la difusividad sonora del medio termoviscoso, y β el coeficiente de no linealidad.

La ecuación 3 es válida en la aproximación paraxial ($ka \gg 1$) y contiene tres términos individuales que dan cuenta de la difracción, la absorción termoviscosa y la no linealidad. El esquema numérico se resuelve mediante el algoritmo basado en diferencias finitas en el dominio temporal, descrito en la Ref [7], imponiendo el efecto de la focalización a partir de las condiciones iniciales.

3 SIMULACIONES

Se han realizado simulación, en agua, de la propagación de haces de amplitud modulada radiados por un transductor focalizado (apertura 35 mm, focal geométrica 144 mm y frecuencia de resonancia f_0=1MHz) con distinta amplitud inicial (15 simulaciones con p_0 variando entre 1 kPa y 300 kPa).
El campo de presión p(r,z) se calcula en una región alrededor del foco de 28 mm (axial) x 35 mm (lateral) con una resolución de 0.1 mm x 0.5 mm.
La señal de excitación, mostrada en la figura 1, puede expresarse como:

$$p = p_0 exp\left[-\left(\frac{\omega_0 t}{80\pi}\right)^{20000}\right][1 + m\,sin(2\pi f_m t)]sin(2\pi f_0 t) \qquad (4)$$

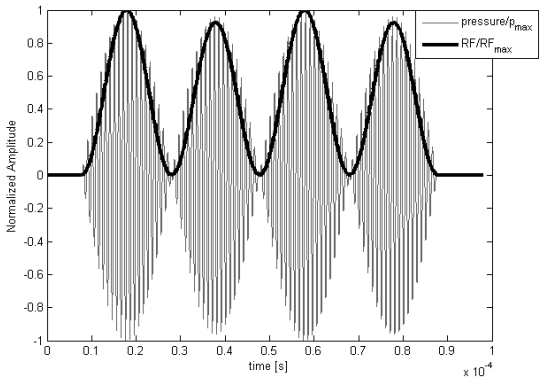


Fig. 1. Señal AM empleada como excitación y fuerza de radiación obtenida según Eq. 1

donde f_0=1 MHz es la frecuencia portadora, f_m=25 kHz es la frecuencia de modulación y m=50 es el índice de modulación.

A partir del campo de presión simulado $p(r,z)$ se evalúa la fuerza de radiación de acuerdo a la expresión general dada por Eq. 1 (con $b = 0.0051\,Kg/ms$, $c_0 = 1486\ m/s$, $\rho_0 = 998\ Kg/m^3$), y se realiza la comparación con la fuerza obtenida mediante expresión lineal dada por la Eq. 2 (con $\alpha = 0.031\,Np/m$).

4 RESULTADOS

Las ondas de alta potencia (gran amplitud) son distorsionadas durante el transcurso de su propagación (ver Fig.2). En un bajo régimen no lineal, estas distorsiones generan harmónicos superiores de la frecuencia fundamental. Sin embargo, alcanzado un fuerte régimen no lineal, con la formación de frentes de choque en la forma de onda, aparece una alta absorción no lineal que atenúa dichos harmónicos.

La Fig.3 muestra que para baja amplitud (régimen lineal), la posición axial de los máximos de presión, intensidad y fuerza de radiación se localiza en el mismo punto z=140.6 mm. Para una onda sinusoidal, la intensidad es máxima cuando la presión es máxima, y como la fuerza de radiación es proporcional a la intensidad, todos los máximos se localizan a igual distancia del transductor. Cuando se incrementa la presión inicial de la señal de excitación aplicada, esta localización axial se desplaza alejándose inicialmente del transductor, hasta que con la formación de ondas de choque en la zona focal, se produce un retroceso en la posición de los máximos, acercándose de nuevo al transductor. Este efecto, llamado desplazamiento no lineal de la focal, puede entenderse como una auto-refracción de la onda en régimen no lineal [8]. En las simulaciones realizadas, el inicio de la formación de los frentes de choque se produce para un nivel de presión inicial de 250 kPa, a partir de cual el movimiento del máximo axial invierte su dirección.

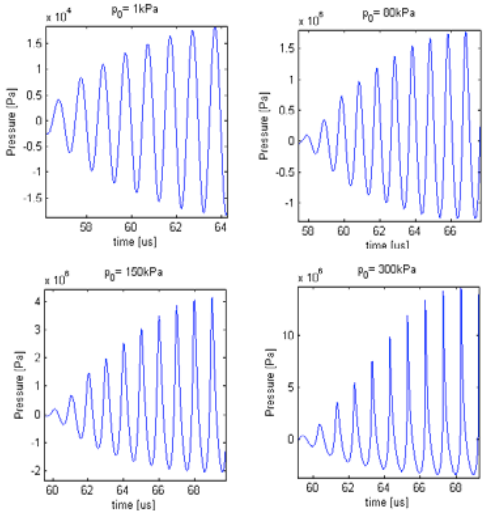


Fig.2. Distorsión de el perfil de la forma de onda en la focal para $p_0 = 1, 80, 150, 300\ kPa$

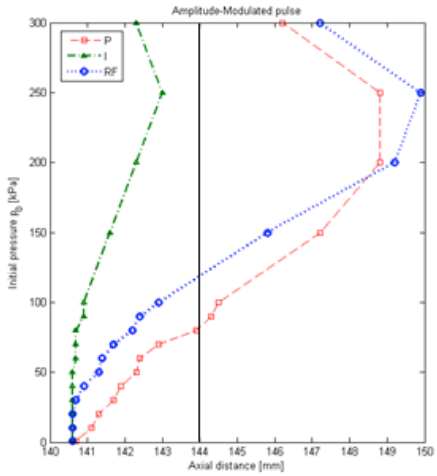


Fig.3. Desplazamiento no lineal de la focal para la presión (8 mm), la intensidad (2.5mm) y la fuerza de radiación (9mm). Las 15 simulaciones se realizan para una presión inicial entre 1kPa y 300 kPa

Los desplazamientos no lineales de los máximos de presión, intensidad y fuerza de radiación presentan un comportamiento distinto con el incremento de la no linealidad. La magnitud del desplazamiento de la fuerza de radiación (distancia entre la posición inicial de la focal y la posición final antes del retroceso) es de unos 9 mm. Este desplazamiento comienza siendo moderado e igual al desplazamiento de la focal de intensidad. Sin embargo, con el inicio de la distorsión de la forma de onda, este comportamiento cambia, y la focal de la fuerza de radiación llega a sobrepasar la posición del máximo de presión y la focal geométrica (alrededor de 5.5 mm), mostrando un retroceso de 2 mm, cuando se produce el desarrollo de los frentes de choque en la forma de onda.

La Fig. 4 muestra la amplitud de la fuerza, calculada según la Eq.1 y según su aproximación lineal dada por la Eq.2, frente a la amplitud de presión en el transductor (p_0). En ella se observa la diferencia en la localización axial entre los máximos de intensidad y los de la fuerza de radiación. Se puede comprobar que la fuerza de radiación sólo es proporcional a la intensidad

en régimen lineal. Además, con la distorsión no lineal de la forma de onda, se produce una amplificación del módulo de la fuerza de radiación respecto a su aproximación lineal, tal y como se muestra en la Fig.5 donde se representa el ratio entre dichas amplitudes. Este comportamiento puede observarse también en la Fig.6, donde se presenta la distribución axial de los máximos de la fuerza de radiación obtenidos según ambas expresiones para distintos valores de la amplitud inicial de excitación. En régimen lineal ambas distribuciones coinciden, pero al incrementarse la presión inicial sobre el transductor, tanto la amplitud como la localización de los máximos difieren.

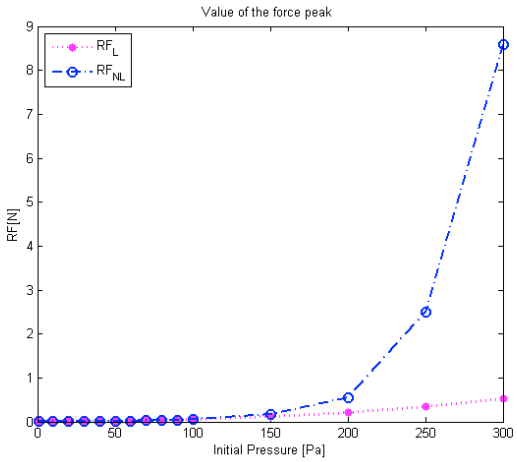


Fig.4. Máximos de la fuerza obtenidos para las distintas presiones iniciales simuladas. Puntos :aproximación lineal (Eq.2); Círculos: Expresión general (Eq.1)

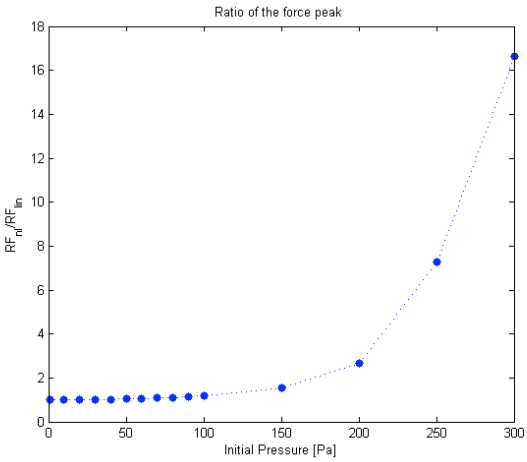


Fig.5. Ratio de los módulos RF_{NL}/RF_{LIN}

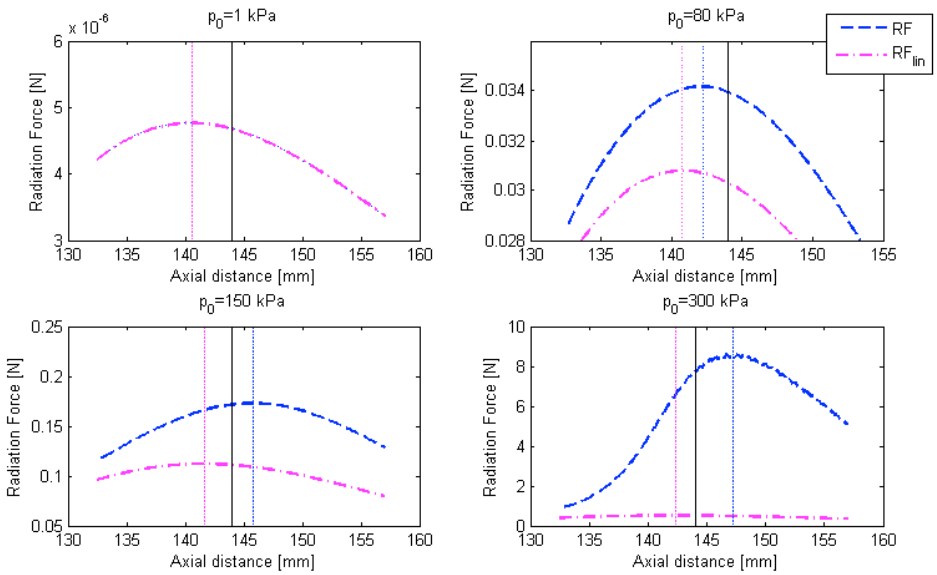


Fig. 6. Distribución axial de los máximos de la fuerza obtenidos a partir de las soluciones numéricas de la ecuación KZK ($p_0 = 1, 80, 150, 300\ kPa$)

Como se ha indicado anteriormente, tanto el módulo como la localización de los máximos de la fuerza depende del nivel de excitación en el transductor. ¿Qué ocurre si tenemos una señal de

excitación AM cuya amplitud cambia con el tiempo? ¿Puede la no linealidad afectar a la fuerza de radiación generada por este tipo de señales?

La variación de amplitud a lo largo del perfil temporal de una señal AM conlleva principalmente dos efectos: El primero, es que produce una fuerza de radiación dinámica cuya magnitud cambia con el tiempo (ver Fig.7 derecha); El segundo es que, tal y como se ha mostrado en la Fig.2, con el incremento de la presión inicial sobre el transductor, coexiste propagación en régimen lineal (sin distorsión) para los periodos de pequeña amplitud y propagación en régimen no lineal (con distorsión) para los periodos centrales de gran amplitud. La Fig.7 (izquierda) muestra la localización del máximo de la fuerza de radiación en cada periodo de la señal AM considerada. Es importante señalar que en régimen lineal, todos los periodos de la fuerza focalizan en el mismo punto, mientras que con el incremento de la presión inicial sobre el transductor, se produce un desplazamiento no lineal de la focal de la fuerza que va siendo cada vez más pronunciado, hasta que con la formación de los frentes de choque, se llega a que la fuerza de radiación presenta para cada semiciclo de la portadora un comportamiento similar al presentado en la Fig.3, presentado en la localización del máximo un movimiento de avance y retroceso.

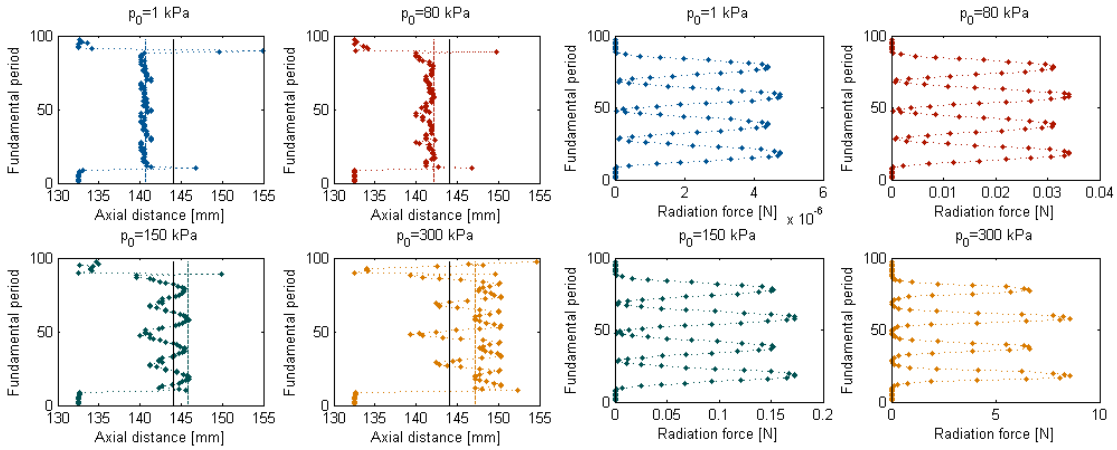


Fig. 7. Localización (izquierda) y amplitud (derecha) de los máximos de la fuerza de radiación para cada periodo fundamental a diferentes presiones iniciales ($p_0 = 1, 80, 150, 300\ kPa$)

La Figura 8 muestra el campo de fuerzas cada 5 µs (5 cortes temporales equi-espaciados) entre los periodos centrales del primer y segundo medio ciclo de portadora. En adición a lo comentado sobre el desplazamiento no lineal del máximo de la fuerza, se muestra que cuando se incrementa la presión inicial en el transductor, el campo de fuerzas se estrecha alrededor del eje y el rango dinámico de la amplitud decrece.

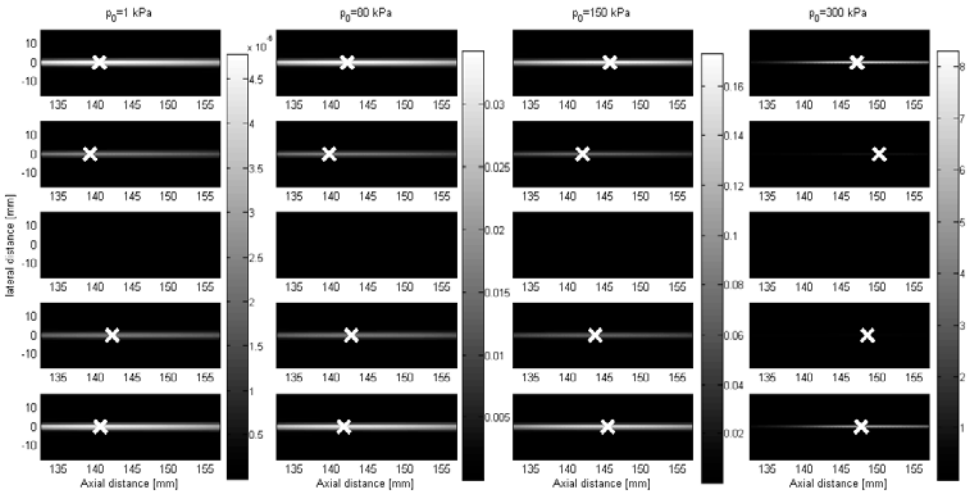


Fig. 8. Mapeado de la fuerza de radiación acústica simulada ($p_0 = 1, 80, 150, 300\ kPa$). Se muestra el campo de fuerzas cada 5 µs (de arriba a abajo). Las aspas blancas marcan la localización del máximo axial en cada instante

5 CONCLUSIONES

El presente trabajo describe, a partir de las simulaciones obtenidas mediante un código numérico que resuelve la ecuación KZK, el comportamiento espacio-temporal de la fuerza de radiación inducida por un transductor focalizado de ultrasonidos a 1 MHz, excitado con una señal de amplitud modulada a 25 kHz con diferentes presiones iniciales (entre 1 y 300 kPa). Se ha examinado la conexión entre los estados lineal y no lineal del desplazamiento del máximo de la fuerza comparado con el del máximo de presión y de intensidad. Se ha obtenido que, en régimen lineal, la localización de todos los máximos coincide, mientras que en régimen no lineal mantienen comportamientos diferentes. Aunque esta localización sigue en todos los casos la misma tendencia (alejándose del transductor con el aumento de potencia y sufriendo un retroceso con la formación de los frentes de choque), el intervalo del movimiento axial difiere. La fuerza de radiación presenta un desplazamiento moderado (similar al de la intensidad) en régimen lineal que se ve fuertemente afectado por el régimen no lineal, llegando a exceder a la focal geométrica y a la focal de presión. La distorsión del perfil temporal también afecta al modulo de la fuerza, obteniéndose una amplificación de su amplitud cuando aparecen las ondas de choque. Consecuentemente, la fuerza de radiación deja de ser proporcional a la intensidad y los resultados obtenidos según las ecuaciones 1 y 2 difieren en un orden de magnitud. Finalmente, la diferencia de amplitud a lo largo del perfil temporal de una señal AM implica la existencia un desplazamiento de la focal durante la aplicación de la señal debido a que, para presiones iniciales moderadas, no todos los periodos son igualmente distorsionados y por lo tanto no focalizan en el mismo punto.

La información que se puede extraer de estos resultados es relevante en varios aspectos. Por un lado, el conocimiento previo del comportamiento en el agua de estas magnitudes facilita el camino para su estudio en tejidos biológicos. Por otro lado, el conocimiento en particular de cada magnitud puede resultar de gran utilidad en las distintas técnicas ultrasónicas que actualmente se emplean en el campo de la medicina. Así por ejemplo, la localización de la posición del máximo de presión determina la zona donde se puede producir cavitación, o, en la ablación ultrasónica, el conocimiento de este desplazamiento no lineal del máximo de intensidad es indispensable para controlar la zona donde se deposita mayor concentración de energía produciendo mayor calentamiento. La fuerza de radiación, por su parte, constituye la base de muchas de las técnicas de imagen ultrasónica (HMI, ARFI…) basadas en las propiedades elásticas de los tejidos, ya que produce esfuerzos transversales que generan ondas transversales cuya velocidad depende del estado del tejido por el que se transmiten. El

conocimiento exacto del valor del módulo de la fuerza es por lo tanto indispensable para poder realizar un mapeado cuantitativo del módulo de elasticidad del tejido a estudio..

6 AGRADECIMIENTOS

Este trabajo se ha financiado por el Gobierno Español, bajo el proyecto FIS2008-06024-C03-C3, y por el Programa de Apoyo a la Investigación y Desarrollo de la Universidad Politécnica de Valencia PAID-06-10-002-295, Spain.

7 REFERENCIAS

1 L.A Ostrowsky “Radiation force in nonlinear, focused beams (L)”. *Acoustic Society of America*, pp. 1404-1407 (2008)

2 Y.A Pischalnikov, O.A. Sapozhnikov, and T.V. Sinilo, “Increase in the Efficiency of the Shear Wave Generation in Gelatin Due to the Nonlinear Absorption of a Focused Ultrasonic Beam”. *Acoustical Physics,* Vol 48, No 2, pp. 241-219 (2002)

3 N.S. Bakhavlov, Y.M. Zhilelkin, and E.A. Zabolotskaya, *Nonlinear Theory of Sound Beams* (Nauka, Moscow, 1982; AIP, New York,1987)

4 C. Maleke and E. E. Konofagou, “Harmonic motion imaging for focused ultrasound (HMIFU): a fully integrated technique for sonication and monitoring of thermal ablation in tissues”, *Physics in medicine and biology 53,* 2008 pp.1773-1793

5 C. Maleke, M. Pernot and E. E. Konofagou, “Single-Element focused ultrasound transducer method for harmonic motion imaging”, *Ultrasonic Imaging* 28, 2006**,** pp**.** 144-158 (2006)

6 Y.N. 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* 48.678-686 (2008)

7 Y.S. Lee “ Numerical solution of the KZK equation for pulsed finite amplitude sound beams in thermoviscous fluids” Ph. D. Thesis, The University of Texas at Austin, (1993)

8 Rudenko, IEEE Ultrasonic Symposium 489-491 (1992)