

UNIVERSIDAD POLITECNICA DE VALENCIA

ESCUELA POLITECNICA SUPERIOR DE GANDIA

Máster Universitario en Ingeniería Acústica



**UNIVERSIDAD
POLITECNICA
DE VALENCIA**



**ESCUELA POLITECNICA
SUPERIOR DE GANDIA**

INTERACCIÓN DE LOS ULTRASONIDOS CON MEDIOS VISCOSOS

TRABAJO FINAL DE MÁSTER

Autor:

Luis J. Salmerón Contreras

Directores:

D. Víctor J. Sánchez Morcillo

D. Juan A. Martínez Mora

GANDIA, 2013

INTERACCIÓN DE LOS ULTRASONIDOS CON MEDIOS VISCOSOS

Autor: Luis José Salmerón Contreras

Directores: Víctor José Sánchez Morcillo

Juan Antonio Martínez Mora

Resumen

Muchos sistemas en la naturaleza, cuando son excitados lejos del equilibrio, pueden auto-organizarse formando una gran variedad de patrones o estructuras como pueden ser el rayado de la piel de las cebras. Durante el siglo XX, se ha estudiado ampliamente la formación de patrones espacio-temporales en el campo de la hidrodinámica, biología, química o en sistemas ópticos, sin embargo no en sistemas acústicos. Todos estos sistemas, aparentemente tan distintos pero con formaciones semejantes, comparten algunas características comunes: presentan extensión espacial, disipación de energía, forzamiento externo y una respuesta no lineal. Es por ello, que en este trabajo se estudian las características de un sistema acústico que presenta las mismas propiedades. Dicho sistema está compuesto por un resonador de paredes plano-paralelas (interferómetro) sumergido en un fluido viscoso que queda entre ambas paredes. La energía se inyecta mediante la vibración de una de las paredes a frecuencia ultrasónica (próximas a 2 MHz) mientras la otra actúa como espejo que refleja la onda ultrasónica, permitiendo así la aparición de fenómenos no lineales en la cavidad.

Palabras clave: Ultrasonidos, no lineal, interferómetro acústico, formación de patrones.

Abstract

Many systems in nature, when they are driven far from equilibrium, can self-organize giving rise to a large variety of patterns or structures like zebra's skin stripes. During 20th century, it has been extensively documented in other fields like hydrodynamics, biology, chemistry or optical systems, nevertheless not in acoustics. Those systems, apparently different but with similar formations, share some common features: they present spatial extension, energy dissipation, external forcing, and non-linear response. For this reason, an acoustical system that presents the same properties is studied in this project. This system previously mentioned is composed by a plane-wall resonator (interferometer) immersed in a viscous fluid which remains between both walls. Energy is externally injected in the resonator by vibrating one of the walls at ultrasonic frequencies (near 2 MHz) while the other wall acts like a mirror that reflects the acoustic wave, allowing the appearance of non-linear phenomenon in the cavity.

Key words: Ultrasound, non-linear, acoustic interferometer, pattern formation.

Autor: Luis J. Salmerón Contreras, e-mail: luisalco@epsg.upv.es

Fecha de entrega: Septiembre 2013

ÍNDICE DE CONTENIDOS

I. Objetivos	1
II. Introducción	3
II.1. Patrones espaciales extensos	4
II.2. Patrones espaciales localizados. Solitones	5
II.3. Modelo teórico del interferómetro acústico (resonador termoacústico).....	7
III. Dispositivo experimental	13
III.1. Transductores ultrasónicos.....	13
III.2. Fluido de estudio.....	14
III.3. Dispositivo experimental. Interferómetro acústico	16
III.4. Alineamiento del interferómetro	17
IV. Resultados	19
IV.1. Barrido en frecuencia. Velocidad de propagación y desviación con la temperatura. ...	19
IV.2. Barrido axial	27
IV.3. Monoestabilidad y Biestabilidad en función de la frecuencia (desintonía)	32
IV.4. Patrones espaciales	35
V. Conclusiones	39
V.1. Cálculo de la velocidad de propagación y su efecto en la temperatura.....	39
V.2. Distribución del campo acústico en el eje.....	40
V.3. Biestabilidad del sistema.....	41
V.4. Discusiones generales	43
Agradecimientos.....	45
Bibliografía.....	47

I. OBJETIVOS

En este proyecto se pretende abordar la dinámica que presenta un fluido viscoso ante la propagación de una onda ultrasónica de gran intensidad. Concretamente, se pretende estudiar como el medio es capaz de autoorganizarse bajo un régimen no lineal.

Para comprender como un sistema es capaz de modificar su estructura ante una situación lejos del equilibrio, se plantearán otros sistemas (incluidos seres vivos) ya estudiados que exhiben comportamientos semejantes entre ellos, dando cuenta de la universalidad de estos procesos.

Experimentalmente, se pretende construir un interferómetro acústico o resonador acústico. Dicho dispositivo está formado por dos transductores planos separados cierta distancia y alineados tal que las paredes de ambos transductores queden paralelas entre ellas, consiguiendo así una cavidad donde se produzca resonancia de las ondas ultrasónicas. Para ello, se construirán ambos transductores a partir de cerámicas piezoeléctricas y se instalaran en un tanque de metacrilato que contenga el fluido de estudio, de este modo, la cavidad formada por ambos transductores permanecerá sumergida en éste.

También, es objeto de este trabajo la elección del medio viscoso, fuente de las no linealidades que se pretenden estudiar. Investigaciones anteriores, ya han utilizado este dispositivo para medir efectos no lineales en agua (no linealidad origen elástico) y en un fluido altamente viscoso como la glicerina (no linealidad de origen térmico).

Por último, se realizarán una serie de medidas con el objetivo de caracterizar el sistema y, una vez logrado, forzarlo lejos del equilibrio para observar su comportamiento no lineal.

II. INTRODUCCIÓN

A lo largo de la historia, la humanidad siempre se ha fascinado al contemplar las diversas formas que brinda la naturaleza, ya sea viendo la estructura de una descarga eléctrica alcanzando la tierra, la formación hexagonal de los paneles de abejas o, en el caso de muchos ingenieros acústicos, contemplando la formación de ondas al lanzar una piedra al agua en calma. Posiblemente, la observación iniciara los estudios en geometría (al igual que muchos otros) y la curiosidad de preguntarse si dichas formas resultaban tan caprichosas como sorprendentes.

Sin embargo, muchas de las estructuras que presenta la naturaleza no siempre resultan ser tan regulares en el sentido de la perfección de la Grecia clásica, sino que presentan formas más complejas como por ejemplo los fractales (Fig. 1). El matemático francés Benoit Mandelbrot (1924-2010) ya se percató que ciertos patrones de la naturaleza no solo son similares, si no que pueden ser descritos por ecuaciones similares [1].

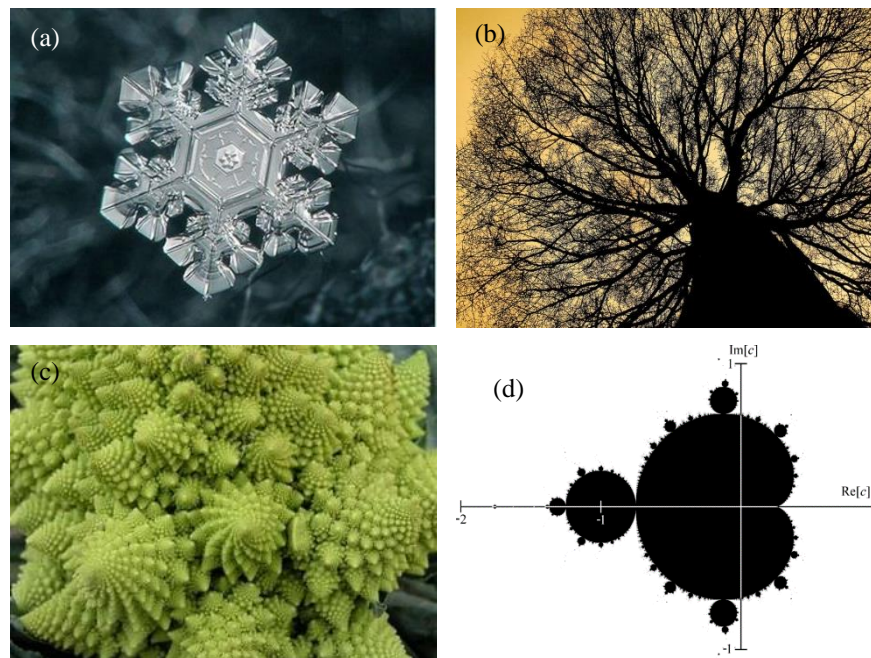


Fig. 1: Ejemplos de fractales: (a) Copo de nieve, (b) Ramificación arbolea, (c) Brécol romanescu, (d) Representación en el plano complejo del conjunto de Mandelbrot

Otro ejemplo de patrones espaciales presentes en la naturaleza es, por ejemplo, el patrón rayado de las cebras, las huellas dactilares, o las *ripples* (ondulaciones) que se forman en las dunas por efecto del viento [2]. Sin embargo, no existen dos huellas dactilares iguales entre dos personas, al igual que tampoco dos cebras con el mismo rayado. Encontrar pues, cierta universalidad entre sucesos del mismo sistema ya parece suficiente complejo como para buscar similitudes entre, por ejemplo, un sistema eólico y otro biológico (Fig. 2).



Fig. 2: Patrones espaciales en sistemas naturales

A todo esto, cabe preguntarse si fenómenos parecidos se pueden dar en condiciones controladas de laboratorio. Esto de hecho es así, como se discutirá en la siguiente sección.

II.1. Patrones espaciales extensos

El estudio de la autoorganización, o formación de patrones espaciales, en sistemas fuera del equilibrio es una rama en investigación desde principios del siglo pasado. A medida que ha ido evolucionando la ciencia, más patrones han sido descubiertos, estudiados y caracterizados sus mecanismos de formación. Este tipo de estudios ha arrojado luz a la suposición de que existe cierta universalidad entre todos ellos a pesar de partir de principios tan dispares.

Por ejemplo, un sistema termodinámico que presenta formación de patrones es la convección de *Rayleigh-Bénard*. El mecanismo consiste en calentar un fluido entre dos superficies horizontales y por convección térmica, el sistema se autoorganiza formando estructuras como las de la Fig. 3.

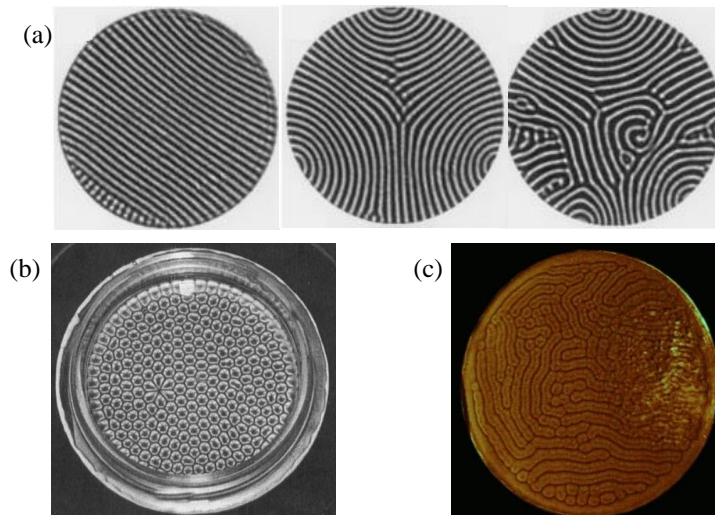


Fig. 3: Convección RB: (a) evolución de plata pura a medida que aumenta la temperatura [3], (b) convección Bénard con aceite de silicona y aire [4], (c) aceite de oliva y de colza mezclado con aluminio y magnesio.

En 1952 Alan M. Turing (1912-1954) propuso [5] la base química para la morfogénesis (desarrollo de la forma de un ser vivo) mediante un sistema de reacción-difusión que precedía la formación de patrones. Esta reacción consiste en un proceso químico en el que dos sustancias, denominadas activador e inhibidor interactúan entre sí (reaccionan) teniendo uno de ellos un coeficiente de difusión mayor (Fig. 4-(a)). También, se descubrió en los años 50 por parte de B. P.

Beloúsov (1893-1970) una reacción química oscilante, sin embargo, fueron rechazados sus intentos de publicarlo en revistas especializadas por ser considerado un efecto imposible (aunque de fácil ensayo). Finalmente, consiguió plasmar su trabajo en un acta de un congreso de medicina. Afortunadamente, años más tarde A. M. Zhabotinsky (1938-2008), retomó los experimentos, modificó la reacción y pudo observar y publicar [6] patrones químicos oscilantes en tiempo y espacio. Años más tarde, por parte de otros autores se le dio forma matemática a esta reacción [7], conocida actualmente como la reacción Beloúsov-Zhabotinsky (BZ) (Fig. 4-(b)).

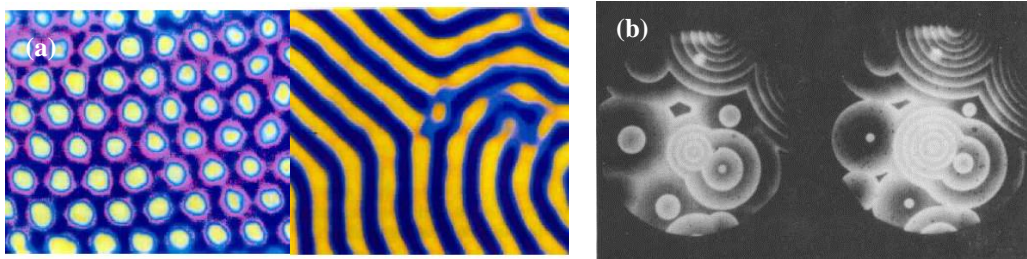


Fig. 4: (a) Sistema de reacción difusión, el color azul indica la alta concentración de activador, mientras que el amarillo la mínima. (b) Reacción Beloúsov-Zhabotinsky; [8].

Por último, se presenta el caso de cavidades ópticas, posiblemente el que muestra mayor analogía con el presente estudio. En este tipo de sistemas se hace incidir sobre un material con propiedades ópticas no lineales un haz de luz láser que mediante un sistema de espejos provoca la retroalimentación en el sistema, amplificándose así los efectos no lineales. Dichos efectos, dependerán del propio orden de no linealidad que presenta el medio (cuadrático, cúbico,...), de su propia geometría, del tipo de espejos utilizados y del haz inyectado. Se pueden observar patrones transversales a la propagación del haz que forman diversas estructuras (Fig. 5).

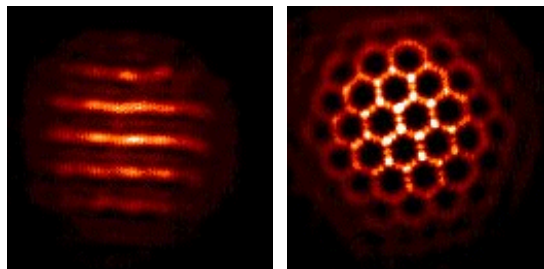


Fig. 5: Patrones espaciales en interferómetros ópticos [9]

II.2. Patrones espaciales localizados. Solitones

Además de las estructuras espaciales extensas como las discutidas en II.1, también pueden darse las condiciones para observar estructuras que, en vez de formarse espontáneamente ocupando todo el espacio del que disponen, su energía se concentre en una zona, ya sea de forma estacionaria o propagándose. Este es el caso de los solitones.

Alrededor de año 1834 John Scott Russell (1808-1882) observó como una barcaza que estaba siendo tirada por caballos a lo largo de un canal se detenía súbitamente. Esto provocó una

perturbación en el agua que se propagó a lo largo del canal. Esta ola llamó su atención dado que no parecía atenuarse o dispersarse, mantenía su forma a pesar de sus reflexiones a lo largo del canal. Russell volvió al canal para ver aquel extraño fenómeno una y otra vez, hasta que consiguió documentarlo y llamar la atención de los científicos de la época.

Hoy en día se conoce como solitón a un campo localizado invariante en espacio y/o en tiempo, su amplitud y velocidad de propagación permanecen constantes a lo largo de todo su recorrido. Este efecto se produce a altas amplitudes, cuando la teoría lineal deja de tener validez. En concreto, sucede cuando la dispersión del medio, causante del ensanchamiento de la onda (tiempo/espacio), se compensa con los efectos no lineales contrarios (efecto conocido como autofocalización). Compensados ambos términos, el solitón es capaz de retroalimentarse, pudiendo mantener así sus características intactas, véase Fig. 6.



Fig. 6: Ejemplos de solitones: (a) onda del mar que no llega a romper, (b) resonador óptico no lineal, (c)-(d) medios granulares o capas de fluidos bajo oscilación vertical

Una vez introducidos los ejemplos expuestos en las secciones anteriores (II.1y II.2) cabe preguntarse si existe un sistema acústico que pueda presentar capacidades de autoorganización como los anteriores pero con el sonido como campo autoorganizado. Es decir, encontrar un sistema que reúna las siguientes propiedades: (1) extensión espacial, (2) propiedades no lineales, (3) que presente dispersión de energía y (4) que pueda ser llevado lejos del equilibrio mediante un forzamiento externo. Un sistema acústico que puede presentar estas características es el resonador

acústico, en el cual se han empezado a observar recientemente esta clase de patrones [10]. Este trabajo pretende ahondar en dicha investigación

II.3. Modelo teórico del interferómetro acústico (resonador termoacústico)

En este apartado se presentan la deducción del sistema de ecuaciones que modeliza el resonador bajo estudio [11]. Para más información acerca de las características técnicas del dispositivo véase el apartado III.

La propagación de la onda de presión acústica por el medio producirá un aumento local de la temperatura que a su vez también se propagará por conducción creando cambios en la velocidad de partícula del fluido y con ello variaciones de presión, por lo que los campos acústicos y térmicos están acoplados. Supongamos, en coordenadas cartesianas, un campo escalar de densidad $\rho(x, y, z)$ y de presión acústica $p(x, y, z)$, que representan la variación con respecto a sus estados de equilibrio (ρ_0 y p_0 , respectivamente) y otro de perturbación térmica debido a la onda acústica $T(x, y, z)$. A su vez, un campo vectorial de velocidad de partícula $\mathbf{v}(\mathbf{r}) = v_x(x, y, z)\hat{\mathbf{i}} + v_y(x, y, z)\hat{\mathbf{j}} + v_z(x, y, z)\hat{\mathbf{k}}$. Todos ellos con dependencia temporal: $\rho(\mathbf{r}, t)$, $p(\mathbf{r}, t)$, $T(\mathbf{r}, t)$, $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$.

Una vez introducidas las magnitudes físicas que describen el sistema, las relacionamos mediante las siguientes ecuaciones que rigen mecánicamente un medio continuo [12]: ecuación de continuidad linealizada,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 \nabla \cdot \mathbf{v} = 0, \quad (1)$$

ecuación de transferencia de momento (ecuación de Euler lineal)

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \nabla p = \rho_0 \mu \nabla^2 \mathbf{v} + \left(\mu_B + \frac{\mu}{3} \right) \nabla (\nabla \cdot \mathbf{v}), \quad (2)$$

y la ecuación de transferencia de calor, fuente de no linealidad en el sistema

$$\rho_0 c_p \frac{\partial T}{\partial t} - \kappa \nabla^2 T = \mu \frac{\partial v_i}{\partial x_k} \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_k} + \frac{\partial v_k}{\partial x_i} - \delta_{ik} \frac{2}{3} \frac{\partial v_l}{\partial x_l} \right) + \mu_B (\nabla \cdot \mathbf{v})^2 \quad (3)$$

donde las constantes μ , μ_B , κ y c_p corresponden con los coeficientes de viscosidad de cizalla (*shear viscosity*) volumétrica (*bulk viscosity*), conductividad térmica y calor específico a presión constante del fluido, respectivamente. Los operadores diferenciales utilizados son: “ $\nabla \cdot$ ” que denota la divergencia de un campo vectorial, como es el de velocidad de partícula: $\nabla \cdot \mathbf{v} = \partial v_x / \partial x + \partial v_y / \partial y + \partial v_z / \partial z$, “ ∇ ” el gradiente de un campo escalar, como es el de presión: $\nabla p = \partial(p/\partial x)\hat{\mathbf{i}} + (\partial p/\partial y)\hat{\mathbf{j}} + (\partial p/\partial z)\hat{\mathbf{k}}$, y el Laplaciano: $\nabla^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2$. Los subíndices $i, k, l = 1, \dots, 3$ siguen el convenio de suma de Einstein, es decir, toda la expresión con subíndices se evalúa para todas las posibilidades de éstos y se suman las expresiones resultantes, haciendo referencia cada subíndice a una dimensión espacial. Por último, la delta de Kronecker se define como: $\delta_{ik} = 1$, si $i = j$ y $\delta_{ik} = 0$, si $i \neq j$.

Las ecuaciones (1)-(3) se complementan con la ecuación de estado que relaciona la densidad con el resto de variables. En el caso de un medio lineal (baja amplitud) la presión es directamente proporcional a la densidad del medio donde c_0 es la velocidad de propagación de la onda de baja amplitud, $p = c_0^2 \rho$. En este caso, un medio muy absorbente, se le puede considerar lineal hidrodinámicamente hablando dado que es mayor el efecto no lineal de la temperatura, que influirá en la velocidad de propagación. Supongamos, que la temperatura oscila entre un valor de equilibrio T_0 y una inducida por la acción de la propagación de la onda \bar{T} tal que la temperatura sea $T = T_0 + \bar{T}$ siendo la velocidad de propagación a la temperatura de equilibrio $c_0 = c(T = T_0) = c(\bar{T} = 0)$, por tanto la ecuación de estado queda $\rho(T) = p/c^2(T)$. Expandiendo a primer orden ($f(x) \cong f(a) + f'(a)(x - a)$) resulta

$$\rho = \frac{1}{c_0^2} p - \frac{\gamma_p}{c_0^2} p \bar{T}, \quad (4)$$

siendo $\gamma_p = (2/c_0) \left(\frac{\partial c}{\partial T} \right)_{T=T_0}$.

Asumiendo que los campos se pueden describir como ondas casi planas pueden tomar la siguiente forma:

$$p = P(\mathbf{r}, t) \cos \omega t, \quad (5)$$

$$\mathbf{v} = \mathbf{u}(\mathbf{r}, t) \cos \omega t, \quad (6)$$

$$T = T(\mathbf{r}, t) \cos \omega t + \bar{T}(\mathbf{r}, t), \quad (7)$$

usando la relación de impedancia de ondas planas $v = p/\rho_0 c_0$ y suponiendo que las envolventes presentan una variación lenta tanto espacial como temporal ($\partial X_i/\partial x_j \ll kX_i$ y $\partial X_i/\partial t \ll \omega X_i$, donde X representa cualquiera de las variables), de las ecuaciones (1) y (2), y (3) respectivamente, se obtiene el sistema acoplado de ecuaciones en derivadas parciales

$$c_0 \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{ic_0^2}{2\omega} \nabla_{\perp}^2 P + c_0 a P = i\omega \frac{\gamma_p}{2} P \bar{T}, \quad (8.a)$$

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} - \chi \nabla^2 \bar{T} = \frac{k^2 b}{2\rho_0^2 c_0^2} |P|^2, \quad (8.b)$$

donde $a = b\omega^2/2\rho_0 c_0^3$, ∇_{\perp}^2 es el operador Laplaciano sobre las coordenadas transversales (x e y), $b = (\mu_B + 4\mu/3)/\rho_0 c_p$ y $\chi = \kappa/\rho_0 c_p$ es el coeficiente de difusión térmica.

Una vez obtenidas las ecuaciones que acoplan el campo de presión y temperatura ((8.a) y (8.b)), se particularizan para el resonador. La presencia de una pared reflectante implica la aparición de una onda contrapropagante (“backward”) junto con la propagante (“forward”), por lo que el campo de presiones se podrá describir de la siguiente forma:

$$P = P_F(\mathbf{r}, t)e^{-ikz} + P_B(\mathbf{r}, t)e^{ikz}, \quad (9)$$

y sustituyendo (9) en (8.b) se obtiene:

$$\bar{T} = T_h(\mathbf{r}, t) + T_g(\mathbf{r}, t)e^{i2kz} + T_g^*(\mathbf{r}, t)e^{-i2kz}, \quad (10)$$

donde T_h corresponde a la componente homogénea (uniforme en todo el) y T_g a las amplitudes de la variación de temperatura inducidas por la onda acústica (con variación espacial armónica).

Como se puede observar de (9) y (10) el campo de temperatura presenta una longitud de onda ($\lambda = 2\pi/k$) mitad que la del campo de presiones en el interior del resonador (nótese en (8.b) que $\bar{T} \sim |P|^2$). En la Fig. 7 se puede observar un esquema del resonador termoacústico con los campos térmico y acústico en el interior.

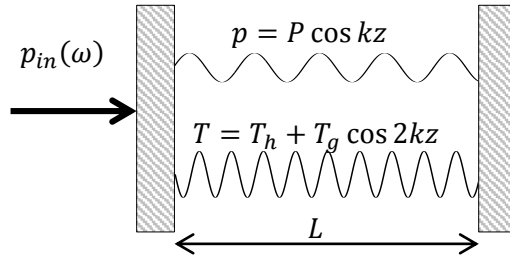


Fig. 7. Esquema del campo en el resonador termoacústico

Por último, suponiendo que la onda no presenta modulación espacial abrupta dentro de la cavidad, se introducen las condiciones de contorno para un resonador de longitud L , con paredes altamente reflectantes (con coeficiente de reflexión en intensidad $\mathcal{R} \rightarrow 1$) en $z = 0$ y $z = L$, una de ellas como fuente de ondas ultrasónicas vibrando con frecuencia ω

$$P_F(\mathbf{r}_\perp, z = 0, t) = \sqrt{\mathcal{R}}P_B(\mathbf{r}_\perp, z = 0, t) + P_{in}, \quad (11)$$

$$P_B(\mathbf{r}_\perp, z = L, t) = \sqrt{\mathcal{R}}P_F(\mathbf{r}_\perp, z = L, t)e^{-i\delta}, \quad (12)$$

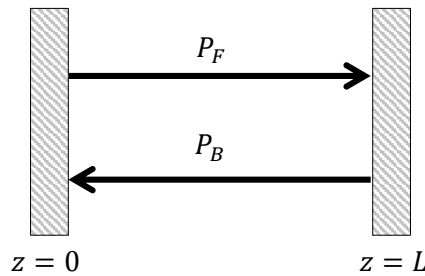


Fig. 8. Esquema del campo en el resonador termoacústico

donde el parámetro de desintonía se define como

$$\delta = 2m\pi - 2kL = 2L \frac{\omega_c - \omega}{c_0}, \quad (13)$$

siendo m un entero tal que ω_c corresponda con la frecuencia de resonancia de la cavidad más próxima a la frecuencia de excitación ω .

Asumiendo estas condiciones el modelo teórico para el resonador termoacústico resulta

$$\frac{\partial \bar{P}}{\partial t} = -\frac{c_0}{2L}(\mathcal{T} + i\delta)\bar{P} + \frac{c_0}{2L}(\mathcal{T} + i\delta)\bar{P}_{in} + i\frac{c_0^2}{2\omega}\nabla_{\perp}^2\bar{P} - c_0 a\bar{P} + i\frac{\omega\gamma_p}{2}(\bar{T}_h + \bar{T}_g)\bar{P}, \quad (14.a)$$

$$\frac{\partial \bar{T}_h}{\partial t} = -\gamma_h\bar{T}_h + \chi\nabla_{\perp}^2\bar{T}_h + \frac{k^2 b}{2\rho_0^2 c_0^2}|\bar{P}|^2, \quad (14.b)$$

$$\frac{\partial \bar{T}_g}{\partial t} = -4k^2\chi\bar{T}_g + \chi\nabla_{\perp}^2\bar{T}_g + \frac{k^2 b}{2\rho_0^2 c_0^2}|\bar{P}|^2. \quad (14.c)$$

siendo $\mathcal{T} = 1 - \mathcal{R}$, la transmitividad de las paredes. Sin embargo, por simplicidad en el modelo se puede normalizar teniendo en cuenta los siguientes cambios de variables:

$$t_p^{-1} = \frac{c_0\mathcal{T}}{2L} + c_0 a, \quad (15.a)$$

$$\Delta = t_p(\omega_c - \omega), \quad (15.b)$$

$$\tau_p = \gamma_h t_p, \quad (15.c)$$

$$\tau_g = \frac{\gamma_h}{4k^2\chi}, \quad (15.d)$$

$$\tau = \gamma_h t, \quad \nabla^2 = \frac{t_p c_0^2}{2\omega}\nabla_{\perp}^2, \quad (15.e)$$

$$D = \frac{\chi}{\gamma_h t_p} \frac{2\omega}{c_0^2}, \quad (15.f)$$

$$P_{in} = t_p \frac{c_0}{2L} \sqrt{\frac{\gamma_p \omega \tau_p k^2 b}{4\gamma_h \rho_0^2 c_0^2}} \bar{P}_{in}, \quad (15.g)$$

$$P = \sqrt{\frac{\gamma_p \omega \tau_p k^2 b}{4\gamma_h \rho_0^2 c_0^2}} \bar{P}, \quad (15.h)$$

$$H = \frac{\gamma_p \omega \tau_p}{2} \bar{T}_h, \quad (15.i)$$

$$G = \frac{\gamma_p \omega \tau_p}{2} \bar{T}_g, \quad (15.j)$$

dando como modelo resultante

$$\tau_p \frac{\partial P}{\partial \tau} = -(1 - i\Delta)P + P_{in} + i\nabla^2 P + i(H + G)P, \quad (16.a)$$

$$\frac{\partial H}{\partial \tau} = -H + D\nabla^2 H + 2|P|^2, \quad (16.b)$$

$$\frac{\partial G}{\partial \tau} = -\tau_g^{-1}G + D\nabla^2 G + |P|^2. \quad (16.c)$$

En este modelo se pueden observar las características que presentan los sistemas mostrados en el apartado anterior. Si se observa la parte a la derecha de la igualdad de la ecuación (16.a) se pueden observar los términos de: extensión espacial, forzamiento externo, disipación energética y la respuesta no lineal debida al campo térmico, respectivamente.

Una vez, obtenido se pueden extraer resultados interesantes para el análisis del resonador [13]. Para obtener la solución homogénea del sistema, se desprecian las variaciones (derivadas) de (16.a) y se sustituye $W = |P|^2$ y $W_{in} = |P_{in}|^2$, obteniéndose $G = \tau_g W$, $H = 2W$ y

$$W_{in} = W + (\Delta - (2 - \tau_g)W)^2 W. \quad (17)$$

normalmente $\tau_g \ll 1$ y puede despreciarse su aportación. Nótese que la curva W en función de W_{in} puede tomar forma de S, por lo que el sistema podría presentar biestabilidad en función del parámetro Δ relacionado con la desintonía del sistema. Si se busca un punto de inflexión en función de la desintonía imponiendo $dW_{in}/dW = 0$ y $d^2W_{in}/dW^2 = 0$ se obtiene el valor de desintonía crítica para el cual la curva cambia de tendencia (Fig. 9) o, de régimen monoestable (una solución para cada valor de inyección de energía) a régimen biestable (el sistema presenta dos soluciones para un valor de energía inyectada). Este valor es $\Delta_0 = \sqrt{3}$ y marca la tendencia de la solución homogénea del sistema.

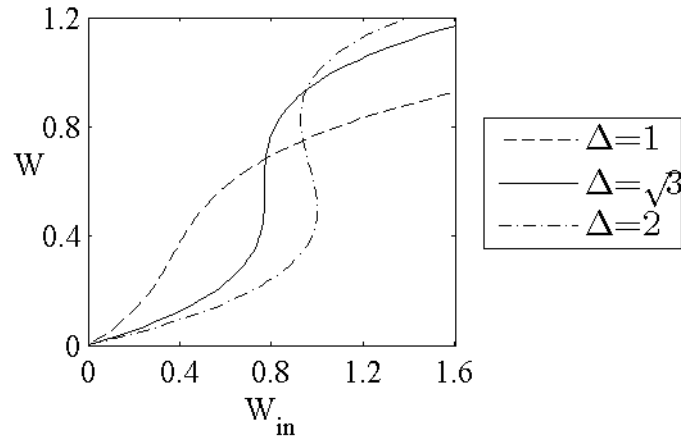


Fig. 9: Representación de la energía del sistema (W_{in}) frente a la inyección de entrada (W) para desintonía $\Delta = 1$ (régimen monoestable), $\Delta = \Delta_0 = \sqrt{3}$ (desintonía crítica) y $\Delta = 2$ (régimen biestable).

III. DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

El resonador se compone de dos transductores de ultrasonidos encarados y paralelos entre sí, dispuestos en posición vertical y separados una distancia configurable. La separación entre ellos (cavidad) permanece sumergida bajo un fluido cuyas propiedades se discutirán en el apartado III.2. El esquema de la Fig. 10 muestra la disposición del experimento realizado, la señal es generada por la tarjeta correspondiente de una unidad NI-PXI y encaminada hasta un amplificador para alimentar al transductor emisor (diseñado a 2 MHz), véase apartado III.1. Una vez la onda ultrasónica es generada, se propaga por el fluido de estudio, resonando en la cavidad hasta ser registrada, ya bien, por el hidrófono introducido en la cavidad o por transductor receptor (diseñado a 1 MHz).

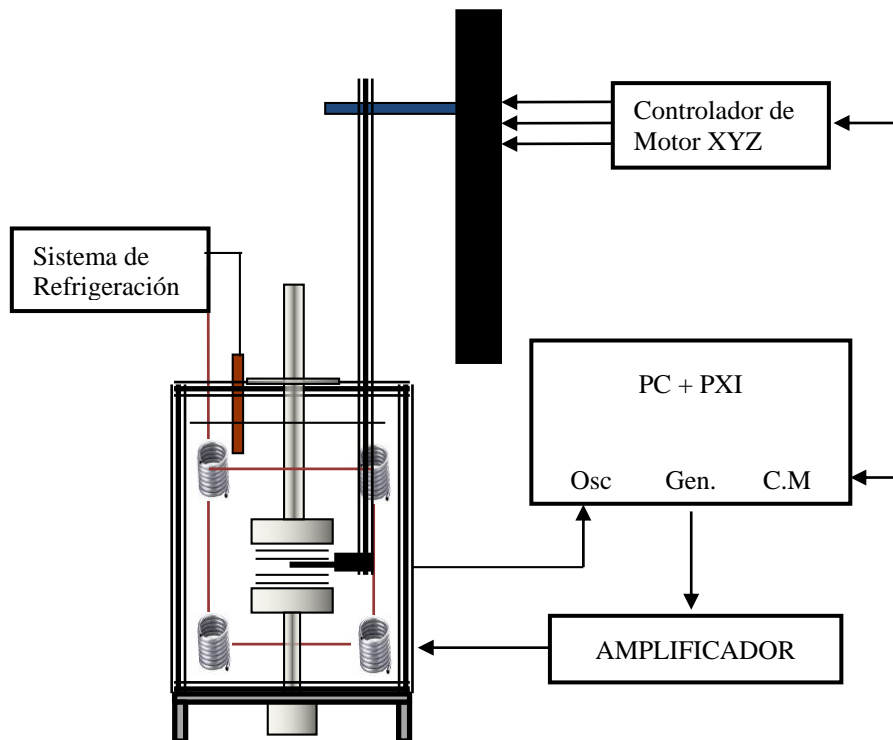


Fig. 10: Esquema de la disposición experimental

III.1. Transductores ultrasónicos

Los transductores ultrasónicos construidos para este ensayo se componen de piezas de acero inoxidable (Fig. 11) atornilladas para crear las distintas secciones del transductor. La parte activa del transductor está formada por una cerámica piezoeléctrica circular de radio 15 mm, de espesor 1.4 mm para la de 1 MHz y 0.7 mm para la de 2 MHz. Detrás de la cerámica se deja un volumen de aire para mejorar la eficiencia de la radiación ultrasónica (véase Fig. 11), seguidamente se sitúa el electrodo que conecta con la cerámica y todo se encapsula y se sella para mantener la estanqueidad. Por último, por una pequeña abertura sale el cable conectado al electrodo y por otra hacia el exterior, sellando nuevamente el conjunto.

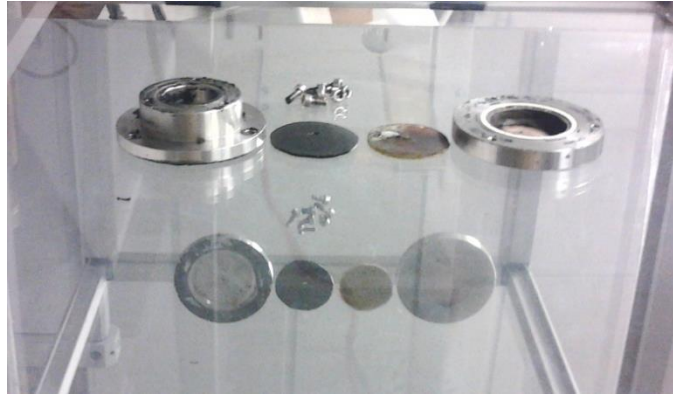


Fig. 11: Piezas del transductor piezoeléctrico. Imagen tomada sobre una lámina transparente. Y un espejo a 45°, en la parte inferior de la imagen se observa el reflejo de la parte apoyada.

Una vez construido el transductor, se caracteriza su impedancia eléctrica para asegurar su correcta conexión y el cumplimiento de las especificaciones de este tipo de diseño, Fig. 12.

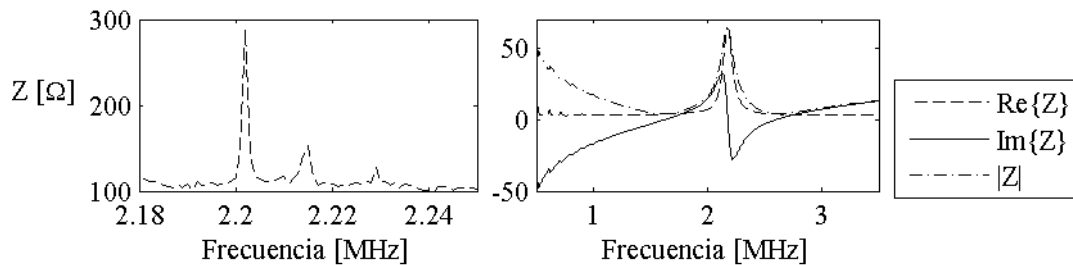


Fig. 12: Impedancia eléctrica, de la cerámica piezoeléctrica de 2 MHz (izquierda) radiando en campo libre en aire y del transductor construido (derecha), radiando en campo libre en agua. Medida mediante el analizador de impedancias WAYNE KERR 6500P.

III.2. Fluido de estudio

Para estudiar los efectos no lineales que se pretenden la elección del fluido es crítica, pues marcará el tipo de no linealidad que presente, para este estudio, se ha escogido un fluido viscoso. La viscosidad es la propiedad que presentan los fluidos para ejercer oposición al movimiento, en la Tabla 1 se pueden observar valores característicos de esta magnitud para algunos de ellos.

Tabla 1: Viscosidad dinámica para a 25°C a presión 1 bar

Fluido	Viscosidad [Pa·s]
Glicerina	1.5
Mercurio	$1.53 \cdot 10^{-3}$
Agua	$8.91 \cdot 10^{-4}$
Gasolina	$2.9 \cdot 10^{-4}$
Aire	$1.8 \cdot 10^{-5}$
CO ₂	$1.5 \cdot 10^{-5}$

En este caso, el fluido viscoso elegido es la glicerina que es un alcohol con tres grupos hidroxilos (–OH) Propanotriol Propano-1,2,3-triol 1,2,3-Trihidroxipropano de fórmula semi

desarrollada HOCH₂-CHOH-CH₂OH y estructural (C₃H₈O₃), sin embargo utilizarla pura, implicaría grandes cambios de temperatura debido a su coeficiente térmico. Este cambio brusco de temperatura supondría variación abrupta de la velocidad de propagación de la onda a través del fluido y con ello las propiedades de la cavidad (modos propios), lo cual implicaría no tener caracterizada la desintonía del sistema y con ello el régimen de soluciones que presente el sistema, (véase (17) y la discusión posterior). La solución radica en diluir la glicerina en agua pura (H₂O) para reducir este efecto. El fluido resultante presenta una alta homogeneidad debido a las propiedades químicas de los componentes, sus moléculas se unen por un enlace por puente de hidrógeno.

A partir de los estudios realizados por J. Juan-Senabre [14] (2013, pendientes de publicación) de la velocidad de propagación en función de la temperatura y de la concentración de la disolución agua-glicerina, se ha podido encontrar un rango de temperaturas para las cuales la velocidad de propagación de la onda no sufre grandes variaciones. Esta franja se encuentra para una concentración al 40% de glicerina, en torno a los 20°C, véase Fig. 13.

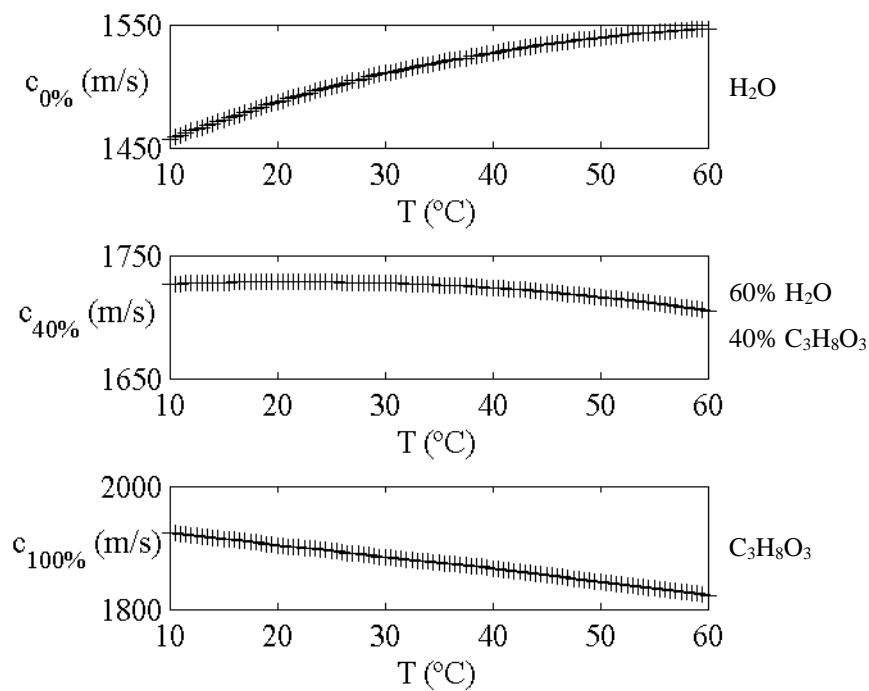


Fig. 13: Velocidad de propagación del sonido en función de la temperatura para una concentración de glicerina en agua del 0% (agua pura, arriba) 40% (centro) y 100% (glicerina pura, abajo). [14]

III.3. Dispositivo experimental. Interferómetro acústico

Para completar el sistema experimental se ha utilizado un tanque de metacrilato de dimensiones $22 \times 22 \times 25,5 \text{ cm}^3$, que contenga el fluido y con orificios para la instalación de los transductores. Es sistema se complementa con un sistema refrigerador *PolyScience*, compuesto por una centralita (Ref.590-068) que controla la temperatura de un tanque de agua y mediante un circuito cerrado se bombea este refrigerante a través del fluido para modificar su temperatura. El dispositivo se completa con una sonda térmica que se encarga de monitorizar la temperatura interna del fluido.

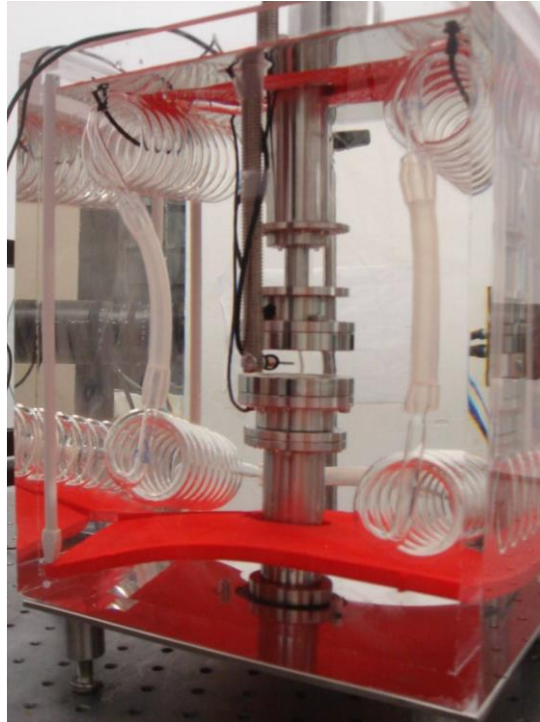


Fig. 14: Imagen del interferómetro acústico en funcionamiento.

El sistema de adquisición de datos se compone de un módulo NI PXI 1000B, este dispositivo de *National Instruments* permite la inserción de módulos o tarjetas dedicados a diversas rutinas, en particular se dispone de las tarjetas de adquisición de datos NI PXI-5620 y generadora de señal NI PXI-5412. De este último módulo se extrae la señal que alimenta al amplificador *Electronics & Innovation* 2100L y finalmente al transductor construido. Una vez excitado el medio se captura la señal proveniente con el transductor paralelo, por ejemplo para medidas de modos propios (apartado IV.1), o para medidas a lo largo del espacio, con el hidrófono de aguja *ONDA* HNR-0500, con el preamplificador AH-2010 alimentado por AH-2010-DCBNS, por ejemplo, para medidas del campo acústico transversal (apartado IV.4). Por último, para el posicionamiento del hidrófono se utiliza un sistema de 3 ejes robotizados controlados por la centralita NI MID-7604/7602.

Todo este complejo sistema se controla mediante el software *NI LabView*. Este entorno de programación orientado a bloques dispone de las bibliotecas necesarias para el control de diversos

dispositivos y, a su vez, muchos dispositivos (además de un manejo manual) disponen del puerto necesario para su control a través de un ordenador y este software. En este caso concreto, tanto la tarjeta generadora como la tarjeta de monitorización son módulos insertados dentro del propio NI PXI-1000B, que a su vez este modelo tiene arquitectura de PC con el programa *LabView* 8.0 instalado y sistema operativo *Windows 2000 Professional* incluidos (aunque otros dispositivos de la misma familia se controlan a través de un PC externo). Por otro lado, la centralita del sistema de posicionamiento se conecta a través un puesto especial del PXI (módulo NI PXI-7334) y es ésta la que mediante puertos paralelos RS-232 conectados a cada eje mueve los motores. Por último, se programa una interfaz mediante *LabView* que controle a voluntad todo el sistema y se automaticen rutinas para la adquisición de datos y su visualización por pantalla. Por ejemplo, para la medida de un campo transversal se automatiza la medida de la presión acústica punto por punto a través de todo el campo, llevando a cabo barridos en un plano, con la correcta sincronización de los ejes, de forma manual esta tarea sería inviable.

III.4. Alineamiento del interferómetro

Una vez montado el sistema, es necesario asegurar que ambos transductores se encuentren perfectamente paralelos. Una pequeña desviación de décimas de milímetros a frecuencias tan altas (longitudes de onda reducidas) supondría un sistema completamente distinto. Para esta tarea los soportes circulares que anclan los transductores al tanque disponen de unos tornillos en la corona exterior capaces de ejercer fuerza tanto de atracción como de separación que provocan ligeros ángulos con respecto al eje vertical, esto se aprovecha para que ambos transductores se alineen de forma correcta.

Para llevar a cabo esta tarea, se ha seguido un procedimiento parecido al descrito en [15]. Sin embargo, en vez de inyectar un pulso continuo de corta duración se inyecta un tono turo por uno de los transductores y se recibe mediante el otro. Las variaciones de amplitud recibidas por el transductor dependerán del grado de alineación entre ambos transductores, cuanto mejor esté alineado (mayor paralelismo entre las caras), mayor será la amplitud recibida. Este punto resulta crucial en las medidas y se tuvo que mejorar el sistema de ajuste pasando de una configuración de 3 tornillos a 6 además de introducir un anillo metálico intermedio entre el metacrilato -fijado a él- y el anillo exterior donde se introducen los tornillos, pues inicialmente los tornillos se roscaban directamente sobre las paredes del tanque de metacrilato, lo que provocaba holguras debido al desgaste del metacrilato con los tornillos de acero. De este modo, de forma manual se pueden ir ajustando los diversos tornillos de los que dispone el sistema hasta conseguir la máxima amplitud. Una vez conseguida la amplitud máxima posible, se comprueba el estado transitorio de la señal que debe presentar una forma de onda semejante a la mostrada en la Fig. 15 a frecuencia de resonancia.

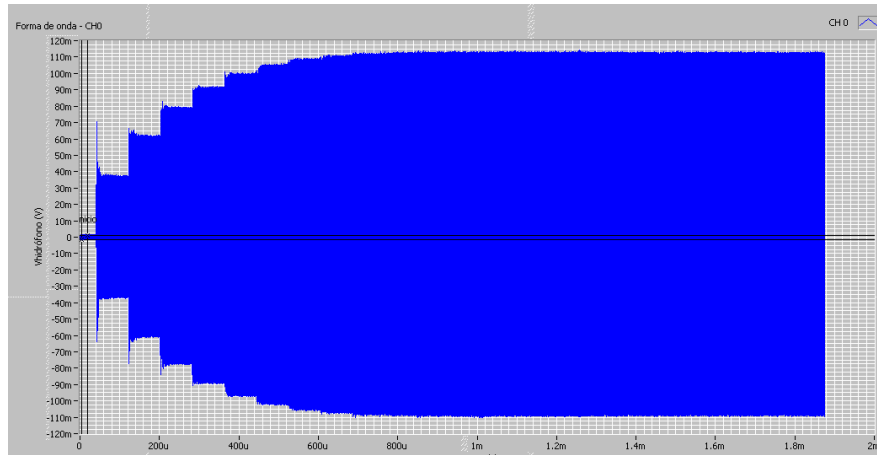


Fig. 15: Forma de onda capturada desde la aplicación programada en LabView en el interferómetro correctamente alineado.

Se puede observar en la Fig. 15 como la onda en sus inicios viaja de un transductor al otro (señal nula en el receptor) e impacta provocando recepción en el transductor y reflexión en dirección contraria. Dado que el sistema está alineado, esta onda se refleja perpendicularmente que, tras reflejarse en el emisor, vuelve al receptor en fase (debido a que se utiliza una frecuencia de resonancia de la cavidad), pero atenuada por la propagación, sumándose junto con la onda directa que el emisor no ha dejado de inyectar en el sistema. Este proceso de reverberación junto con la energía introducida en el sistema de forma continua, logra un estado estacionario, esto quiere decir que la densidad de energía en el sistema es constante debido a la compensación entre la energía inyectada y la energía absorbida por el medio. Este efecto, es análogo a la teoría estadística de la acústica arquitectónica, si una vez alcanzado el estado estacionario se cesase la excitación, se observaría la reverberación que se produce en el interior de cavidad.

También, se pueden observar algunas perturbaciones de origen electromagnético en forma de picos en la señal. No obstante, para el estudio en cuestión se descarta completamente el transitorio de la señal, empezándose a medir un tiempo razonable después de la inyección y habiéndose alcanzado el estado estacionario, y junto con diversos promediados se reduce el ruido en la señal.

IV. RESULTADOS

Una vez construido el sistema, se realizan una serie de experimentos con el objetivo de caracterizar el sistema e investigar los fenómenos que puede presentar. Estos fenómenos dependerán de las características del fluido utilizado. Conforme a lo expuesto en el apartado III.2, el fluido estudiado es una disolución de agua y glicerina al 60% y 40%, respectivamente.

En este apartado se expondrán los resultados relevantes que muestren el comportamiento del sistema para su posterior discusión en el apartado V. Los resultados originales se componen de un estudio detallado de las frecuencias propias o de resonancia del sistema (apartado IV.1) y se aprovechará para se analizará el equilibrio del sistema ante la variación de temperatura y se propondrá un método para el cálculo de la velocidad de propagación de la onda. Por otro lado, también se estudia el campo acústico a lo largo del eje de la cavidad en función de su longitud (apartado IV.2), con ello se pretende estudiar la estabilidad espacial que presenta. Por último, se introducirán los primeros estudios no lineales de origen térmico en este fluido (apartado IV.3) para su posterior discusión y análisis. El objetivo, es pues, presentar evidencias que indiquen que la formación de patrones en un sistema con esta configuración es posible. No obstante, debido a que la investigación todavía sigue en curso los patrones espaciales en este sistema todavía no se han observado (a pesar de haber indicios de que es posible su formación). Para ilustrar este contenido, se incluirán en la formación de patrones (apartado IV.4) resultados anteriores al presente estudio en el cual el fluido estaba compuesto enteramente de glicerina.

IV.1. Barrido en frecuencia. Velocidad de propagación y desviación con la temperatura.

En este ensayo, se exponen las frecuencias de resonancia que presenta la cavidad para distintas longitudes. Para ello, se utiliza el transductor emisor para emitir un tono puro correspondiente a cada paso frecuencial del ancho de banda medido, y registrando con el transductor el valor máximo del estado estacionario de la señal recibida.

Para este análisis, se puede considerar el sistema como unidimensional, análogo a un tubo de Kundt (o tubo de impedancias). Teniendo en cuenta que al estar limitado por paredes rígidas la velocidad en los contornos ($z = 0$ y $z = L$) es nula (por lo que la presión tenderá a su valor máximo). Por lo que, los modos propios de la cavidad serán aquellas frecuencias cuyos múltiplos de semilongitud de onda equivalgan a la longitud de la cavidad (véase Fig. 3).

$$\lambda_n = \frac{2L}{n}, \tag{18}$$

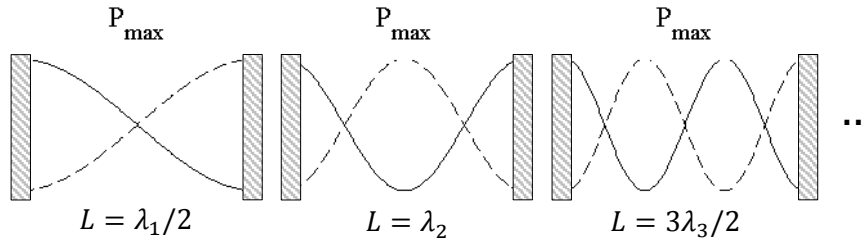


Fig. 16: Relación de los primeros modos de la cavidad (λ_n) con respecto a su longitud (L).

por lo que se puede calcular que la separación entre dos modos consecutivos en frecuencia ($f_n = c/\lambda_n$) es:

$$\Delta f = f_{n+1} - f_n = \frac{c}{2L}, \quad (19)$$

nótese que conociendo la longitud es posible obtener experimentalmente la velocidad de propagación en el fluido para una temperatura fijada. Además, que la densidad de modos (número de modos por hercio) aumenta con la longitud de la cavidad (el intervalo Δf es más pequeño), es decir, que para un ancho de banda dado, a medida que aumentamos la longitud de la cavidad los modos se acercan unos a otros, véanse las Fig. 17-22.

A continuación, se muestran los resultados obtenidos en los barridos frecuenciales para longitudes de la cavidad de 20 cm, 25 cm, 30 cm, 50 cm, 70 cm y 80 cm (repetiendo el proceso de alineamiento para cada variación). La temperatura del fluido escogida para el estudio es de 20 °C, tal y como se argumenta en el apartado III.2. Para toda distancia se ha estimado la velocidad de propagación en función de la separación de modos y el error absoluto de cada medida, veanse las tablas 2 a 7.

Para una longitud $L=20$ mm se obtiene la siguiente relación de modos,

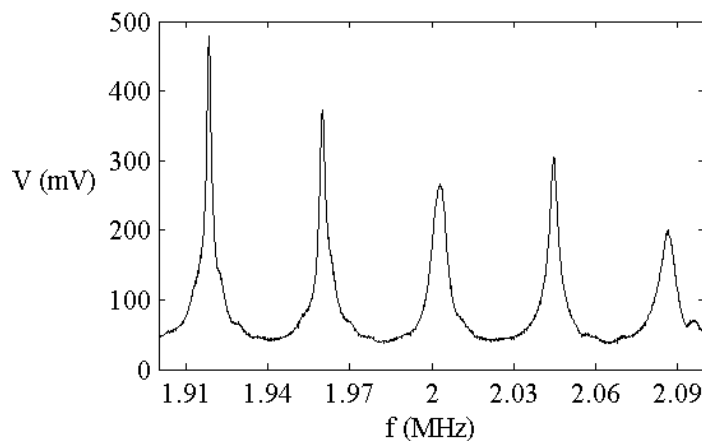


Fig. 17: Barridos frecuenciales para $L=20$ mm desde la frecuencia inicial 1,9 MHz hasta la final 2,1 MHz en pasos de 100 Hz a $T=20$ °C.

Cuya velocidad de propagación calculada se muestra en la siguiente tabla:

Tabla 2: Velocidad de propagación calculada para $L=20$ mm.

Frecuencia de resonancia (f_n [MHz])	Velocidad de propagación (c [m/s])	Incertidumbre de la medida (ϵ [m/s])
1,9184		
1,9599	1660	10
2,0030	1724	10
2,0447	1668	10
2,0866	1676	10

Para una longitud $L=25$ mm,

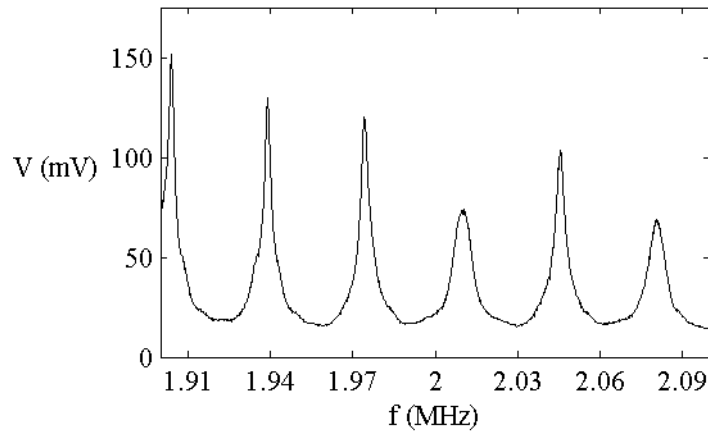


Fig. 18: Barridos frecuenciales para $L=25$ mm desde la frecuencia inicial 1,9 MHz hasta la final 2,1 MHz en pasos de 100 Hz a $T=20$ °C.

Tabla 3: Velocidad de propagación calculada para $L=25$ mm.

Frecuencia de resonancia (f_n [MHz])	Velocidad de propagación (c [m/s])	Incertidumbre de la medida (ϵ [m/s])
1,9040		
1,9389	1745	10
1,9742	1765	10
2,0101	1795	10
2,0455	1770	10
2,0807	1760	10

Para una longitud $L=30$ mm,

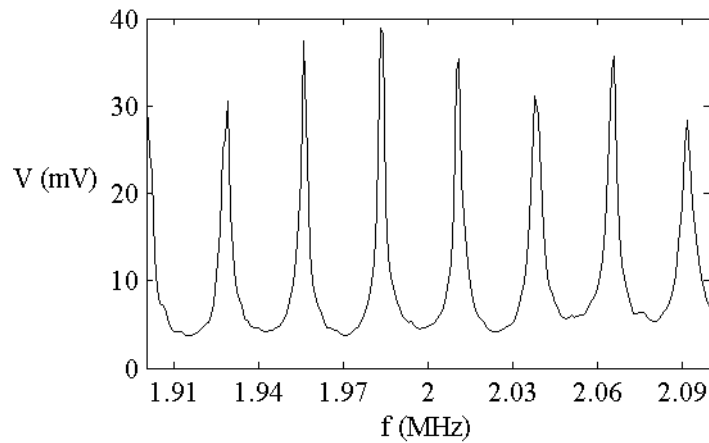


Fig. 19: Barridos frecuencial para $L=30$ mm desde la frecuencia inicial 1,9 MHz hasta la final 2,1 MHz en pasos de 1 kHz a $T=20$ °C.

Tabla 4: Velocidad de propagación calculada para $L=30$ mm.

Frecuencia de resonancia (f_n [MHz])	Velocidad de propagación (c [m/s])	Incertidumbre de la medida (ϵ [m/s])
1,929		
1,956	1620	120
1,983	1620	120
2,011	1680	120
2,038	1620	120
2,066	1680	120
2,092	1560	120

Para una longitud $L=50$ mm,

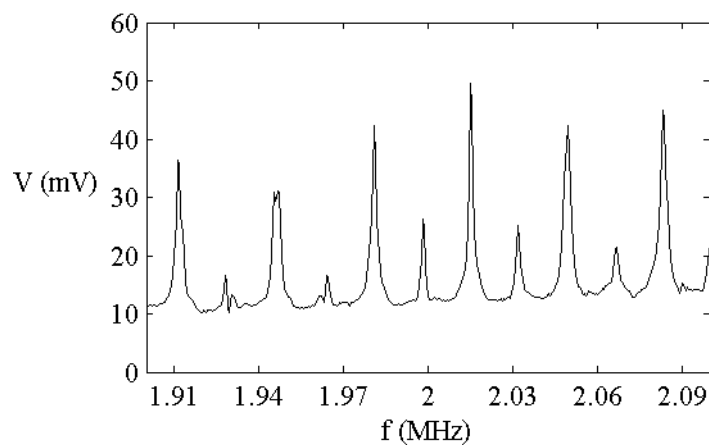


Fig. 20: Barridos frecuencial para $L=20$ mm desde la frecuencia inicial 1,9 MHz hasta la final 2,1 MHz en pasos de 500 Hz a $T=20$ °C.

Tabla 5: Velocidad de propagación calculada para L=50 mm.

Frecuencia de resonancia (f_n [MHz])	Velocidad de propagación (c [m/s])	Incertidumbre de la medida (ϵ [m/s])
1,9110		
1,9280	1850	100
1,9465	1850	100
1,9640	1750	100
1,9810	1700	100
1,9980	1700	100
2,0150	1700	100
2,0320	1700	100
2,0495	1750	100
2,0670	1750	100
2,0835	1650	100

Para una longitud L=70 mm,

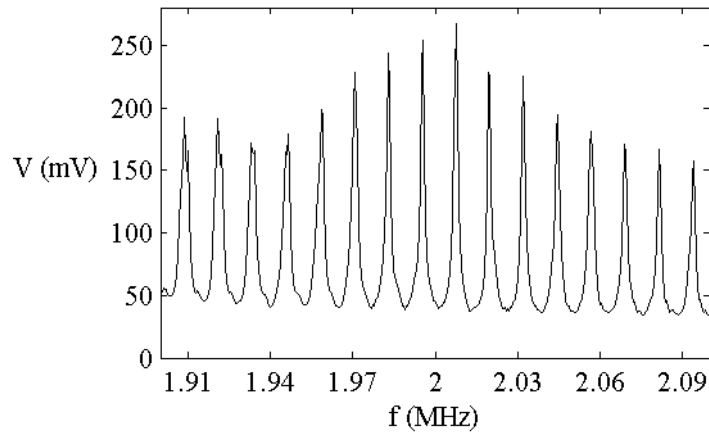


Fig. 21: Barridos frecuenciales para L=20 mm desde la frecuencia inicial 1,9 MHz hasta la final 2,1 MHz en pasos de 500 Hz a T=20 °C.

Tabla 6: Velocidad de propagación calculada para L=70 mm.

Frecuencia de resonancia (f_n [MHz])	Velocidad de propagación (c [m/s])	Incertidumbre de la medida (ϵ [m/s])
1,9085		
1,9210	1750	140
1,9330	1680	140
1,9465	1890	140
1,9585	1680	140

Frecuencia de resonancia (f_n [MHz])	Velocidad de propagación (c [m/s])	Incertidumbre de la medida (ϵ [m/s])
1,9710	1750	140
1,9830	1680	140
1,9955	1750	140
2,0075	1680	140
2,0195	1680	140
2,0320	1750	140
2,0445	1750	140
2,0570	1750	140
2,0690	1680	140
2,0815	1750	140
2,9040	1750	140

Para una longitud $L=80$ mm,

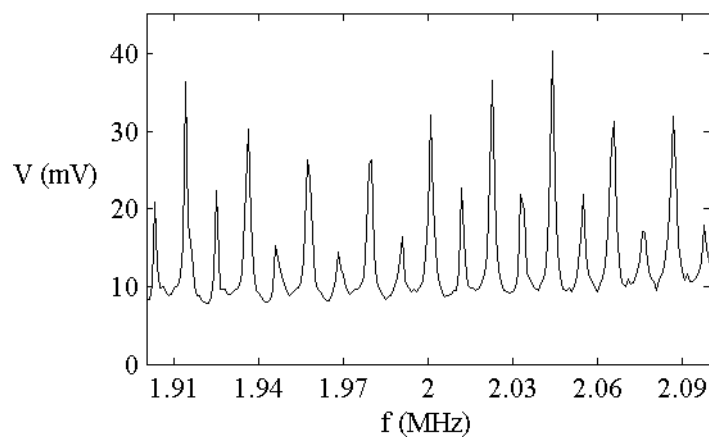


Fig. 22: Barridos frecuencial para $L=20$ mm desde la frecuencia inicial 1,9 MHz hasta la final 2,1 MHz en pasos de 1 kHz a $T=20$ °C.

Tabla 7: Velocidad de propagación calculada para $L=80$ mm.

Frecuencia de resonancia (f_n [MHz])	Velocidad de propagación (c [m/s])	Incertidumbre de la medida (ϵ [m/s])
1,9030		
1,914	1760	320
1,925	1760	320
1,936	1600	320
1,946	1760	320
1,957	1760	320

Frecuencia de resonancia (f_n [MHz])	Velocidad de propagación (c [m/s])	Incertidumbre de la medida (ϵ [m/s])
1,968	1920	320
1,980	1760	320
1,991	1600	320
2,001	1760	320
2,012	1760	320
2,023	1760	320
2,033	1600	320
2,044	1760	320
2,055	1760	320
2,066	1760	320
2,077	1760	320
2,087	1600	320
2,098	1760	320

Para finalizar este apartado, se realiza el mismo ensayo pero esta vez manteniendo fija la distancia ($L=35$ mm) y variando la temperatura dejando entre medidas el tiempo suficiente para que el sistema refrigerador actúe sobre el fluido (Fig. 23).

Tabla 8: Separación entre modos en función de la temperatura

Δf (T= 20 °C) [kHz]	Δf (T= 21 °C) [kHz]	Δf (T= 22 °C) [kHz]	Δf (T= 23 °C) [kHz]
24,5	24,5	24,5	24,0
24,5	24,5	25,0	25,0
24,5	24,0	24,5	24,0
25,0	25,5	25,0	25,5
25,0	24,5	25,0	24,5
24,0	24,5	24,0	24,5

Tabla 9: Velocidades de propagación calculadas a partir de los valores de Tabla 8 y (19)

	c (T=20 °C) [m/s]	c (T=21 °C) [m/s]	c (T=22 °C) [m/s]	c (T=23 °C) [m/s]
	1715	1715	1715	1780
	1715	1715	1750	1750
	1715	1628	1715	1680
	1750	1715	1750	1715
	1680	1715	1680	1715
Media	1727	1715	1727	1721

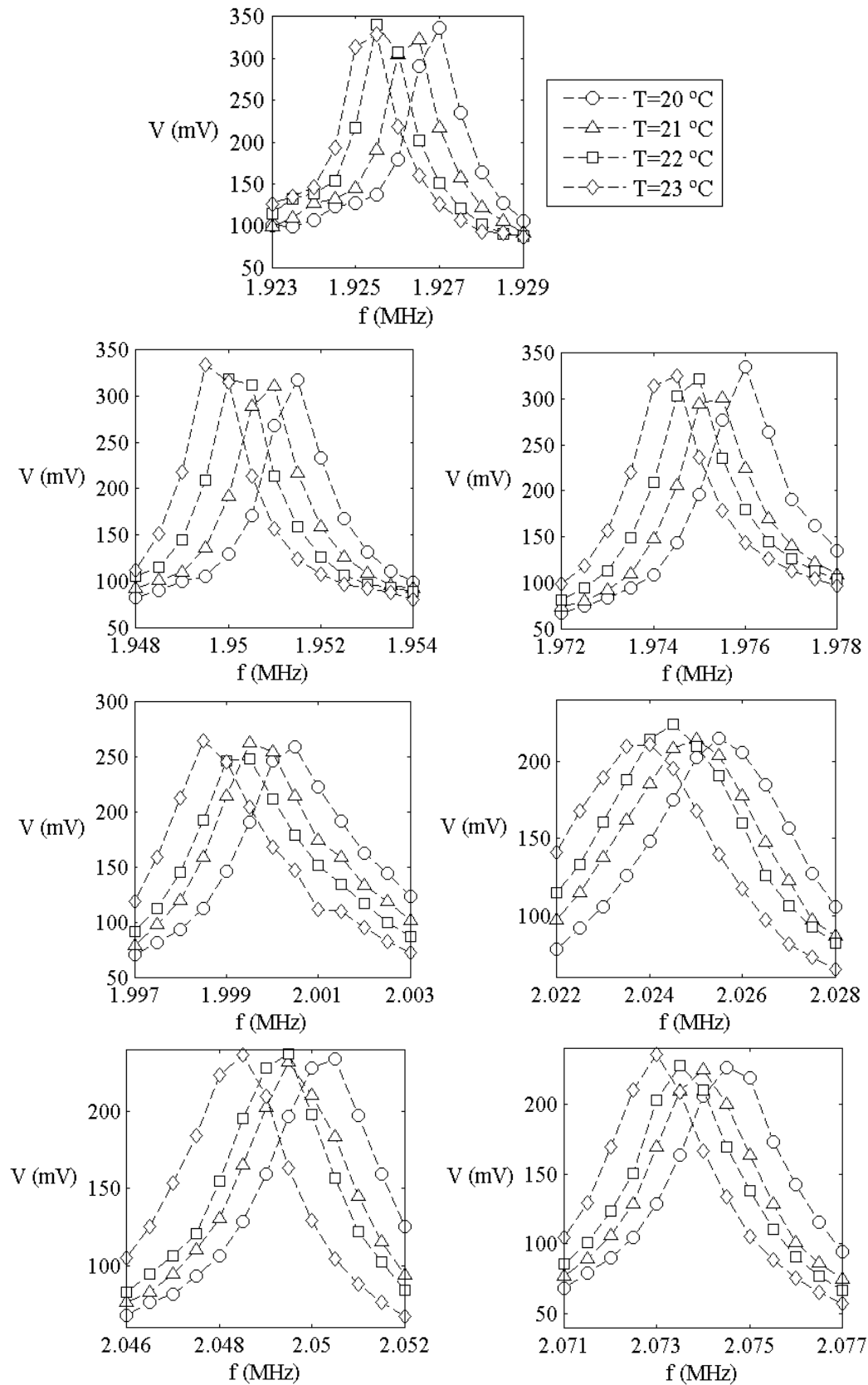


Fig. 23: Desplazamiento de los modos de resonancia comprendidos entre 1,9 MHz y 2,1 MHz, medidos en pasos de 500 Hz, con separación $L=35$ mm para las temperatura de 20, 21, 22 y 23 °C.

IV.2. Barrido axial

Una vez caracterizada la cavidad en frecuencia se escoge un modo propio para excitarla y medir la presión acústica punto a punto con el hidrófono a lo largo del eje central entre ambos transductores, desde $z = 0$ hasta $z = L$. Para realizar las medidas correctamente, es necesario tener en cuenta la resolución necesaria para realizar el barrido. Suponiendo una resolución de 8 puntos por longitud de onda, $\lambda = 8\Delta z$, se obtiene $\Delta z = c/8f$. En la situación más desfavorable podemos subestimar la velocidad de propagación en $c = 1700$ m/s y sobreestimar la frecuencia de excitación $f = 2$ MHz, con lo cual se obtiene una resolución de $\Delta z \cong 0.1$ mm. También, se debe considerar en las medidas que el grosor de la sonda imposibilita medir en las paredes que limitan el dominio, los propios transductores, por lo que las medidas nunca podrán ir realmente desde $z = 0$ hasta $z = L$. En el apartado anterior (IV.1) se pueden observar las frecuencias de resonancia del sistema para las distintas longitudes que se presentan.

Para una longitud $L=20$ mm:

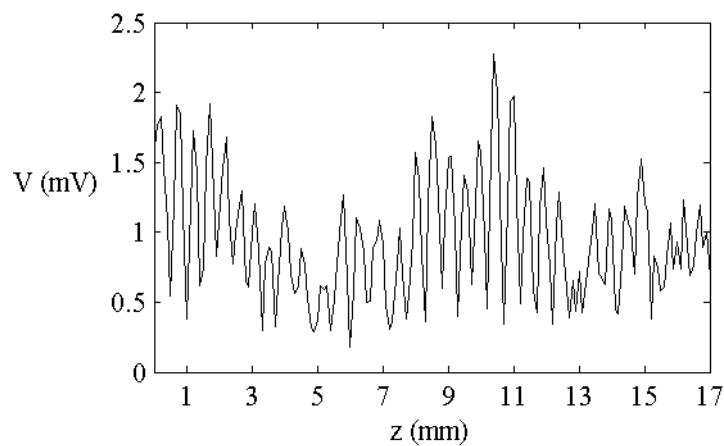


Fig. 24: Barrido axial de la cavidad de longitud $L=20$ mm, a frecuencia modal de excitación de $f=1,9184$ MHz, con resolución $\Delta z=0,1$ mm y $T=20$ °C.

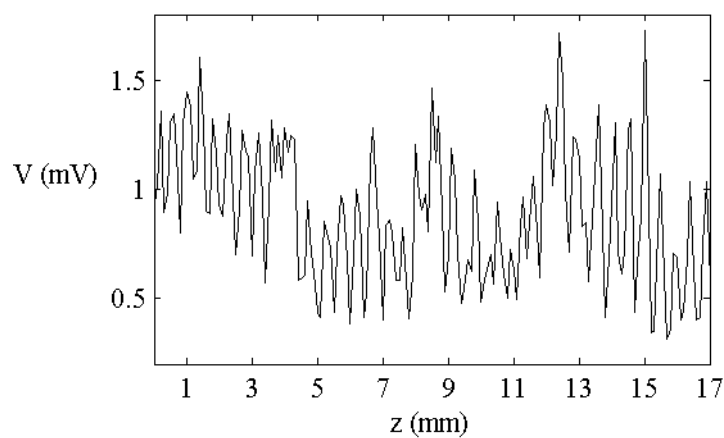


Fig. 25: Barrido axial de la cavidad de longitud $L=20$ mm, a frecuencia modal de excitación de $f=1,9599$ MHz, con resolución $\Delta z=0,1$ mm y $T=20$ °C.

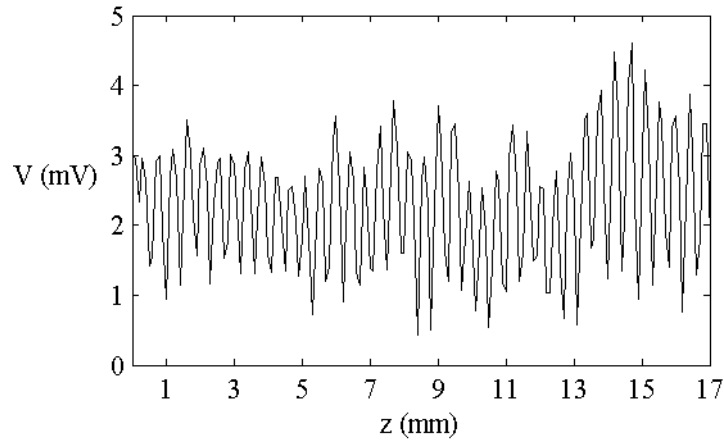


Fig. 26: Barrido axial de la cavidad de longitud $L=20$ mm, a frecuencia modal de excitación de $f=2,0866$ MHz, con resolución $\Delta z=0,1$ mm y $T=20$ °C.

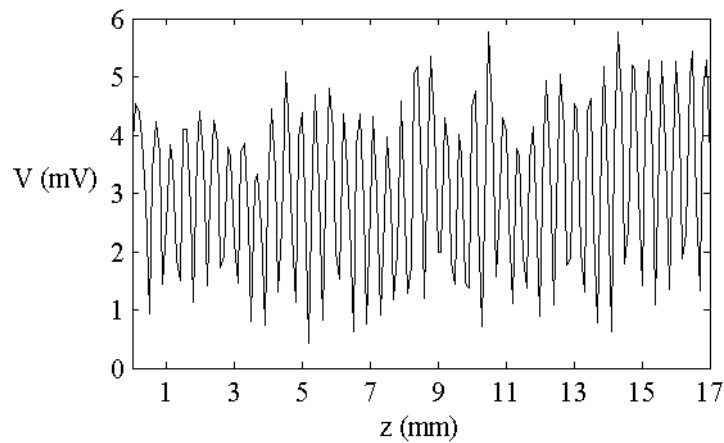


Fig. 27: Barrido axial de la cavidad de longitud $L=20$ mm, a frecuencia modal de excitación de $f=2,0447$ MHz, con resolución $\Delta z=0,1$ mm y $T=20$ °C.

Para $L=25$ mm

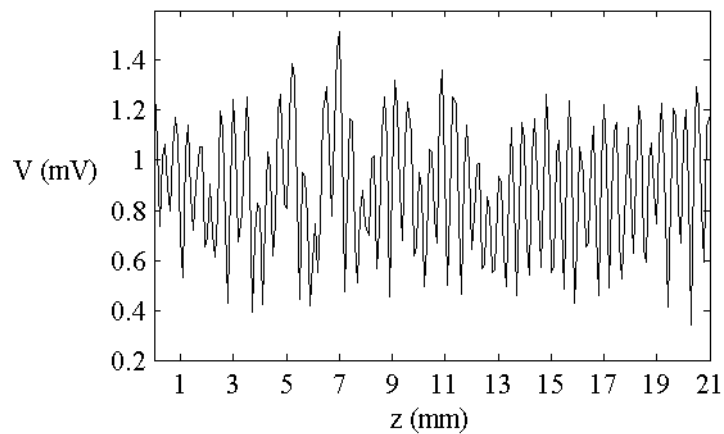


Fig. 28: Barrido axial de la cavidad de longitud $L=25$ mm, a frecuencia modal de excitación de $f=1,9040$ MHz, con resolución $\Delta z=0,1$ mm y $T=20$ °C.

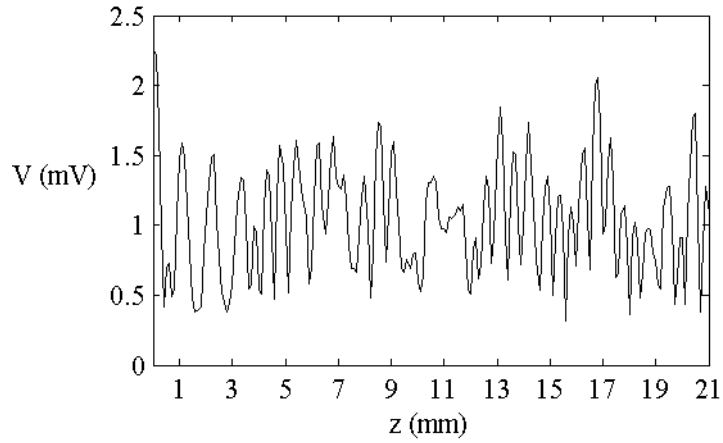


Fig. 29: Barrido axial de la cavidad de longitud $L=25$ mm, a frecuencia modal de excitación de $f=1,9389$ MHz, con resolución $\Delta z=0,1$ mm y $T=20$ °C.

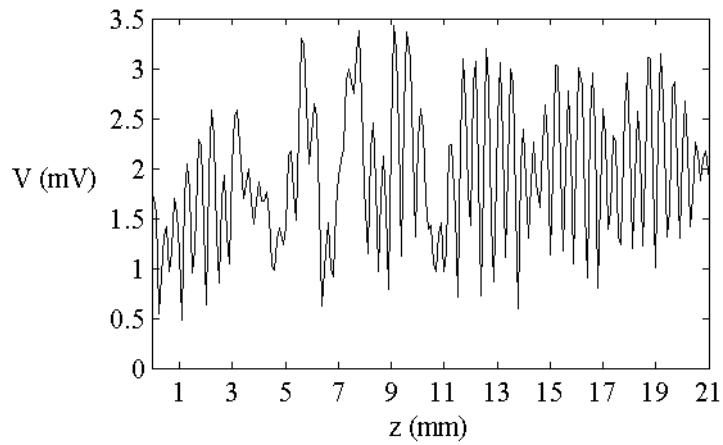


Fig. 30: Barrido axial de la cavidad de longitud $L=25$ mm, a frecuencia modal de excitación de $f=2,0101$ MHz, con resolución $\Delta z=0,1$ mm y $T=20$ °C.

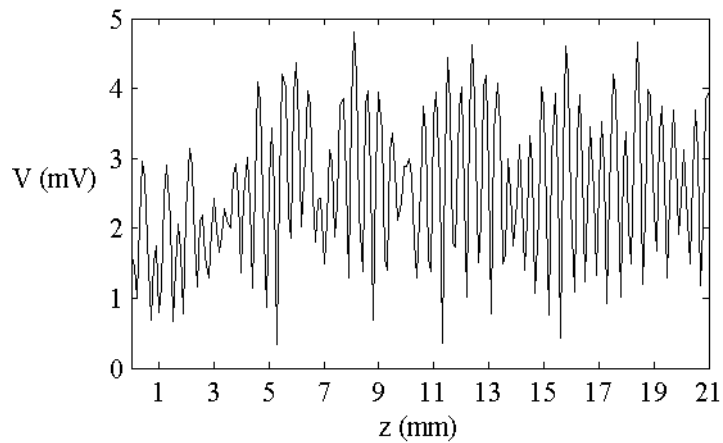


Fig. 31: Barrido axial de la cavidad de longitud $L=25$ mm, a frecuencia modal de excitación de $f=2,0405$ MHz, con resolución $\Delta z=0,1$ mm y $T=20$ °C.

Para $L=30$ mm

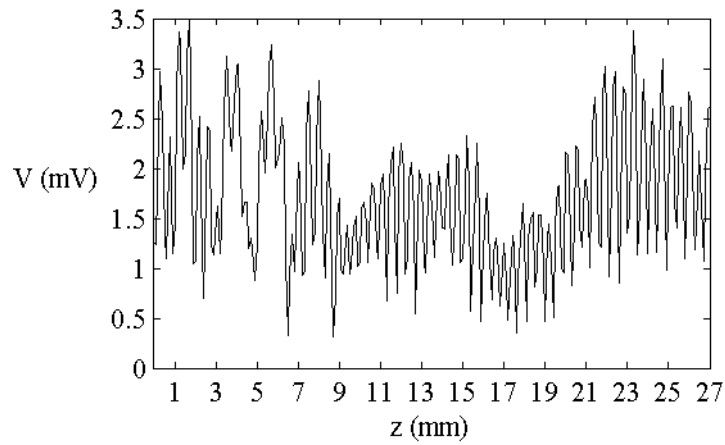


Fig. 32: Barrido axial de la cavidad de longitud $L=30$ mm, a frecuencia modal de excitación de $f=1,9285$ MHz, con resolución $\Delta z=0,1$ mm y $T=20$ °C.

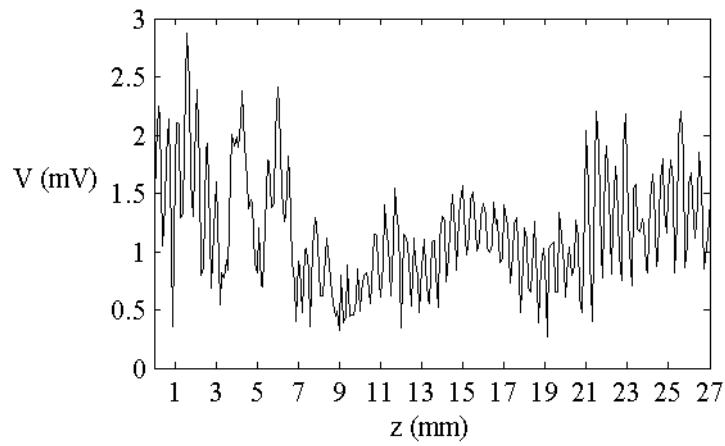


Fig. 33: Barrido axial de la cavidad de longitud $L=30$ mm, a frecuencia modal de excitación de $f=1,9559$ MHz, con resolución $\Delta z=0,1$ mm y $T=20$ °C.

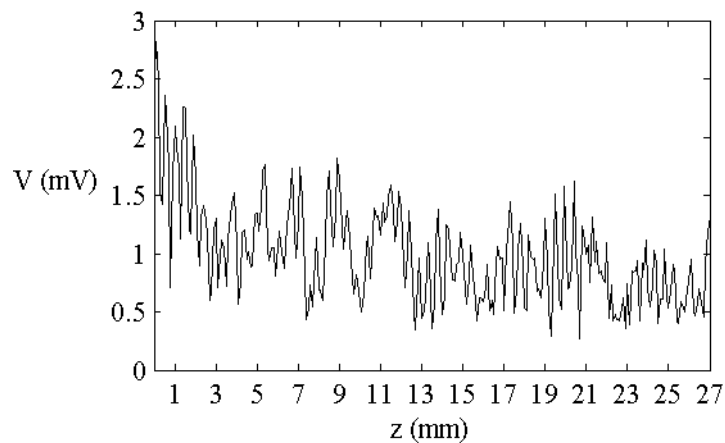


Fig. 34: Barrido axial de la cavidad de longitud $L=30$ mm, a frecuencia modal de excitación de $f=1,9834$ MHz, con resolución $\Delta z=0,1$ mm y $T=20$ °C.

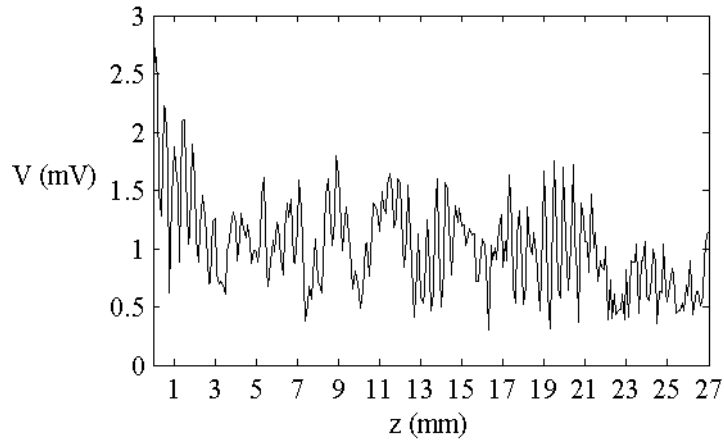


Fig. 35: Barrido axial de la cavidad de longitud $L=30$ mm, a frecuencia modal de excitación de $f=2,0105$ MHz, con resolución $\Delta z=0,1$ mm y $T=20$ °C.

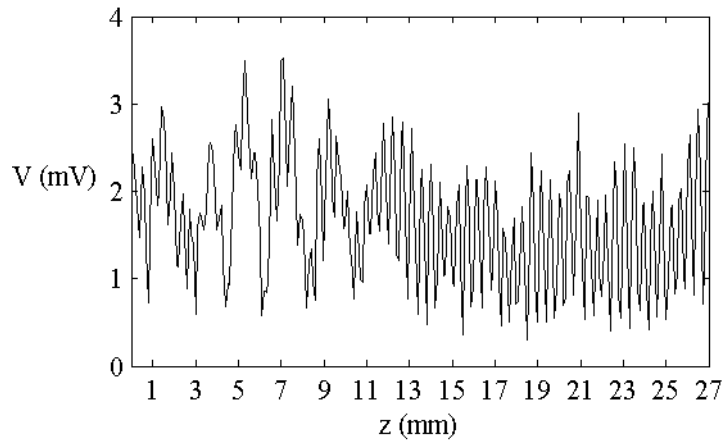


Fig. 36: Barrido axial de la cavidad de longitud $L=30$ mm, a frecuencia modal de excitación de $f=2,0384$ MHz, con resolución $\Delta z=0,1$ mm y $T=20$ °C.

Para $L=70$ mm

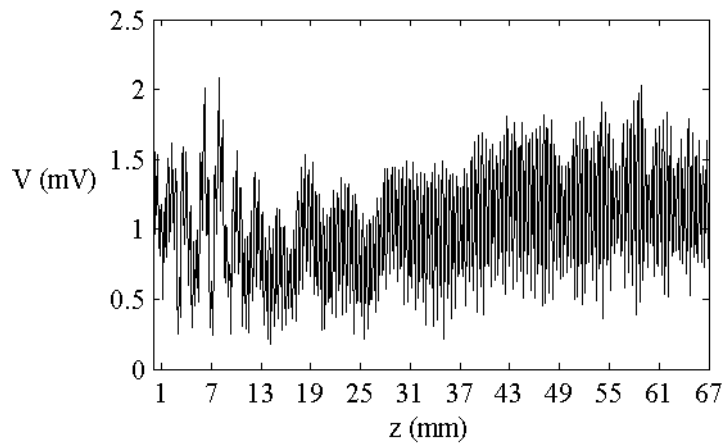


Fig. 37: Barrido axial de la cavidad de longitud $L=70$ mm, a frecuencia modal de excitación de $f=2,0075$ MHz, con resolución $\Delta z=0,1$ mm y $T=20$ °C.

IV.3. Monoestabilidad y Biestabilidad en función de la frecuencia (desintonía)

En esta parte del estudio se pretende abordar el régimen de soluciones que presenta el sistema en función de la amplitud inyectada. Como se ha comentado en el apartado II.3, concretamente en la ecuación (17) y su posterior discusión, el sistema puede presentar un régimen biestable para cierto umbral de desintonía (proporcional a la diferencia entre la frecuencia de excitación y la frecuencia de resonancia más próxima). Esto quiere decir que para un valor de energía inyectada el sistema puede responder con dos soluciones distintas en función de la lejanía de la frecuencia de excitación con respecto a la frecuencia modal más próxima. Estas dos soluciones se solapan en un rango de valores medios de la energía inyectada, fuera de este rango el sistema solo presentará una única solución.

Es por ello que, la estrategia a seguir para excitar ambas soluciones será forzar al sistema desde valores pequeños para que responda con una solución e ir aumentando la energía inyectada. Con ello, una vez pasada la región de biestabilidad (primera solución agotada) el sistema responderá espontáneamente con la segunda solución. Repitiendo este proceso, sin dejar de excitar, pero de forma decreciente, ocurrirá lo mismo pero de forma recíproca. De esta forma, se observará como los caminos que recorre la respuesta del sistema ante energía creciente y energía decreciente forman dos caminos diferenciados en la zona de biestabilidad.

Para realizar este tipo de medidas se sitúa el hidrófono en el máximo valor de amplitud del campo axial y se va aumentando progresivamente la amplitud en bornes del transductor emisor, para luego realizar el proceso contrario.

Se presentan los resultados para los barridos de tensión realizados a distintas frecuencias para una distancia entre transductores de $L = 25$ mm, siendo la resonancia $r = 1,9680$ MHz.

Medida de $f=1,9680$ MHz

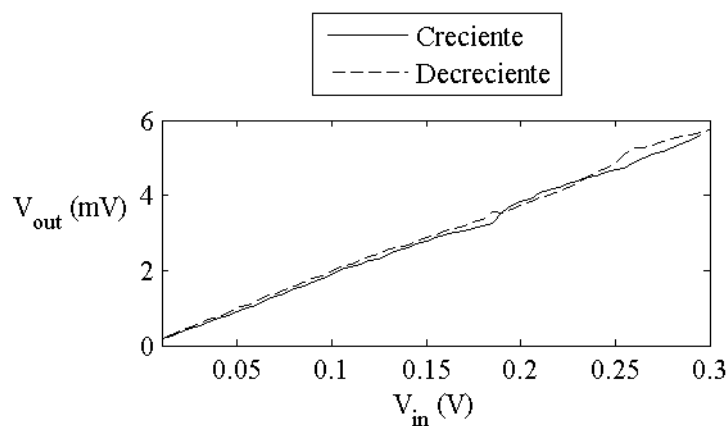


Fig. 38: Barrido de tensión para $f=1,9689$ MHz, con resolución $\Delta V_{in}=0,01$ V a temperatura $T=20$ °C.

Medida de $f= 1,9690$ MHz

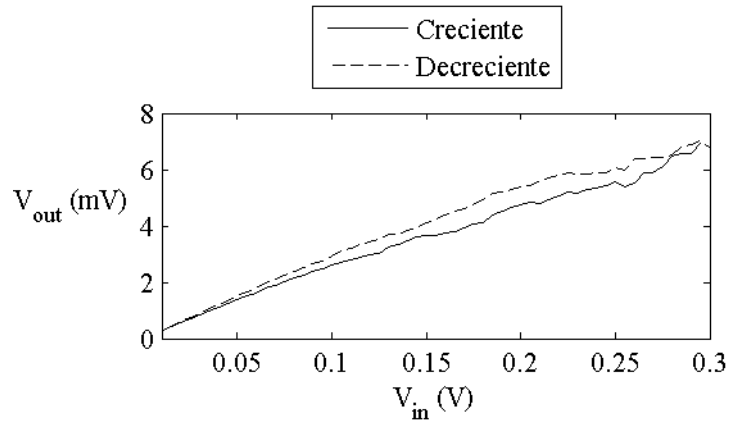


Fig. 39: Barrido de tensión para $f=1,9690$ MHz, con resolución $\Delta V_{in}=0,01$ V a temperatura $T=20$ °C.

Medida de $f= 1,9704$ MHz

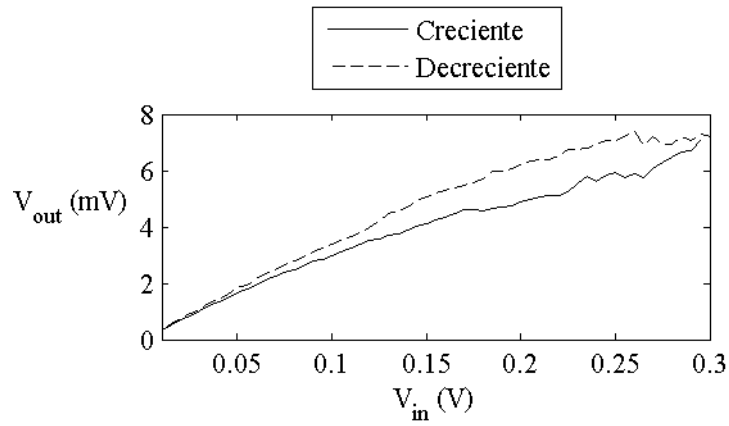


Fig. 40: Barrido de tensión para $f=1,9704$ MHz, con resolución $\Delta V_{in}=0,01$ V a temperatura $T=20$ °C.

Medida de $f=1,9712$ MHz

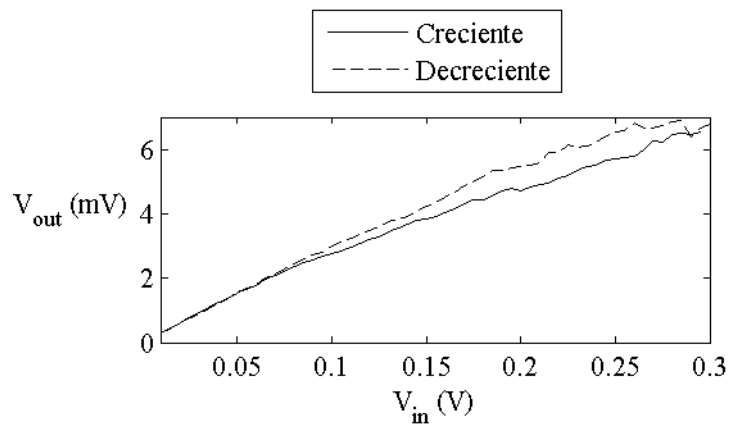


Fig. 41: Barrido de tensión para $f=1,9712$ MHz, con resolución $\Delta V_{in}=0,01$ V a temperatura $T=20$ °C.

Medida de $f=1,9715$ MHz

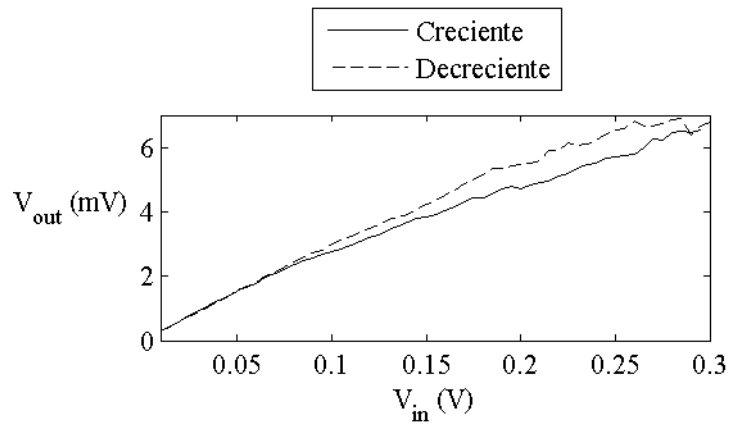


Fig. 42: Barrido de tensión para $f=1,9715$ MHz, con resolución $\Delta V_{in}=0,01$ V a temperatura $T=20$ °C.

Medida de $f=1,9720$

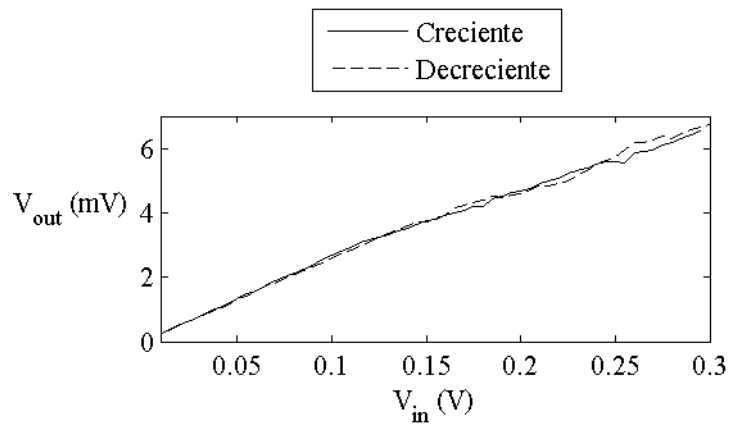


Fig. 43: Barrido de tensión para $f=1,9720$ MHz, con resolución $\Delta V_{in}=0,01$ V a temperatura $T=20$ °C.

IV.4. Patrones espaciales

En este apartado se realizan medidas en planos transversales al eje, para observar la distribución del campo de presiones y puede observar así la formación espontanea de patrones. Esta medida debe hacerse registrando el valor de la presión máxima punto por punto, para toda el área de estudio. En este caso en particular, el estudio se realizó con glicerina pura.

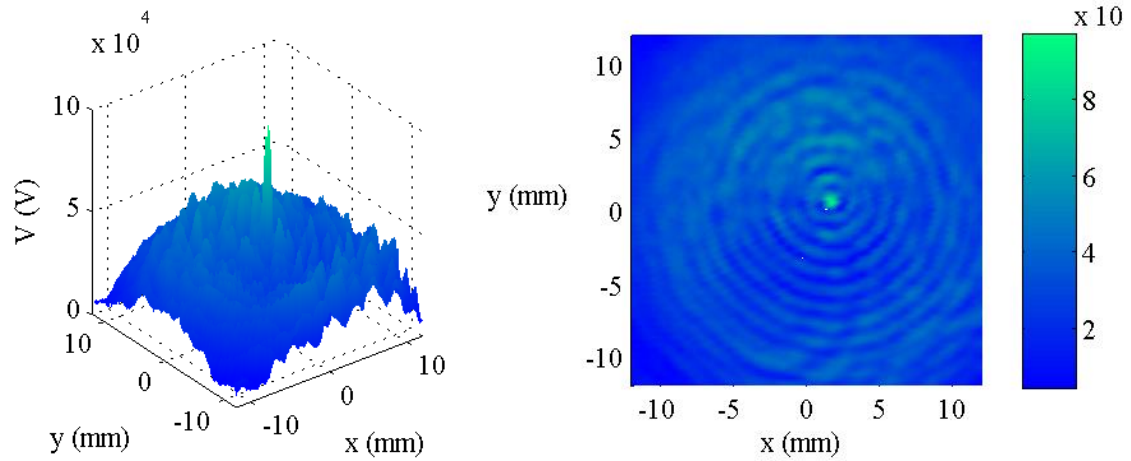


Fig. 44: Barrido XY a $f=1,83$ MHz de 24×24 mm² en incrementos de 0,25 mm.

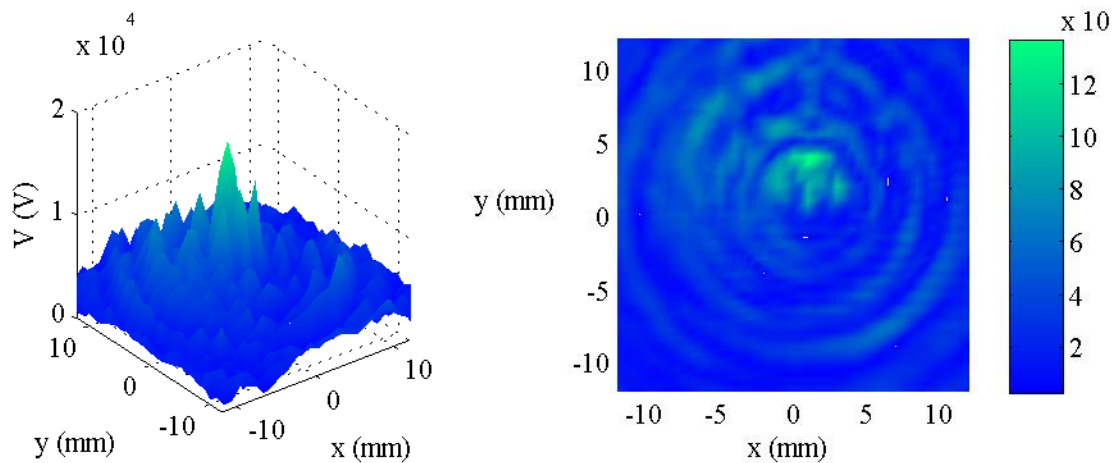


Fig. 45: Barrido XY a $f=1$ MHz de 24×24 mm² en incrementos de 0,5 mm.

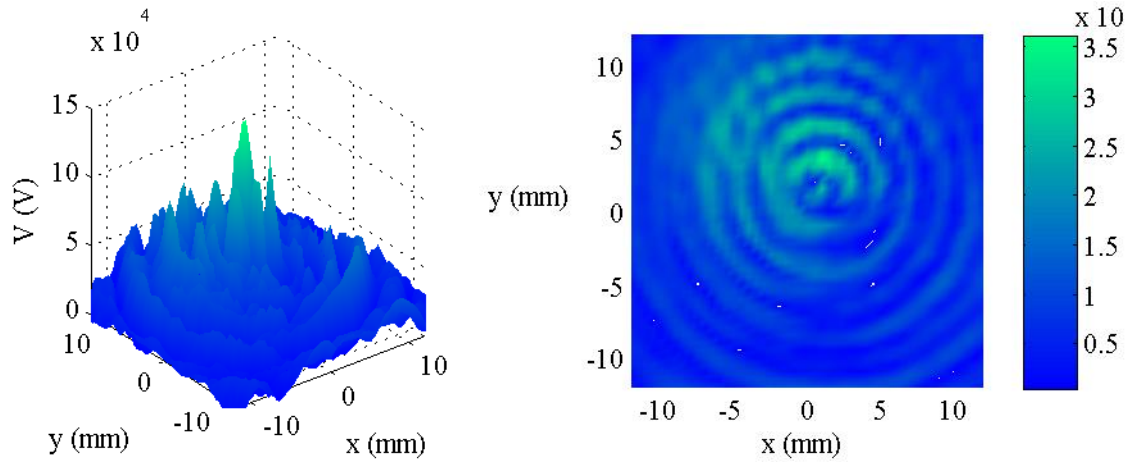


Fig. 46: Barrido XY a $f=1$ MHz de 24×24 mm² en incrementos de 0,5 mm.

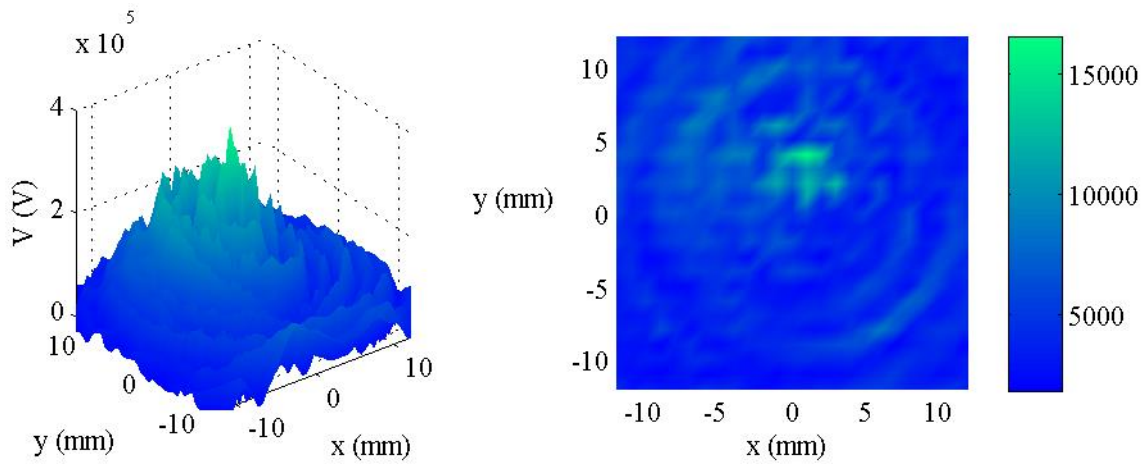


Fig. 47: Barrido XY a $f=1$ MHz de 24×24 mm² en incrementos de 1 mm.

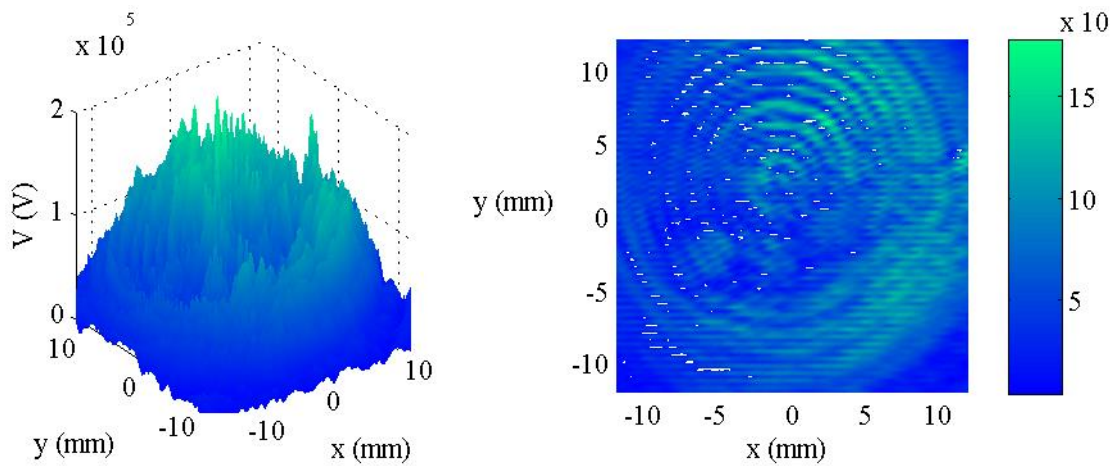


Fig. 48: Barrido XY a $f=1,789$ MHz de 24×24 mm² en incrementos de 0,25 mm.

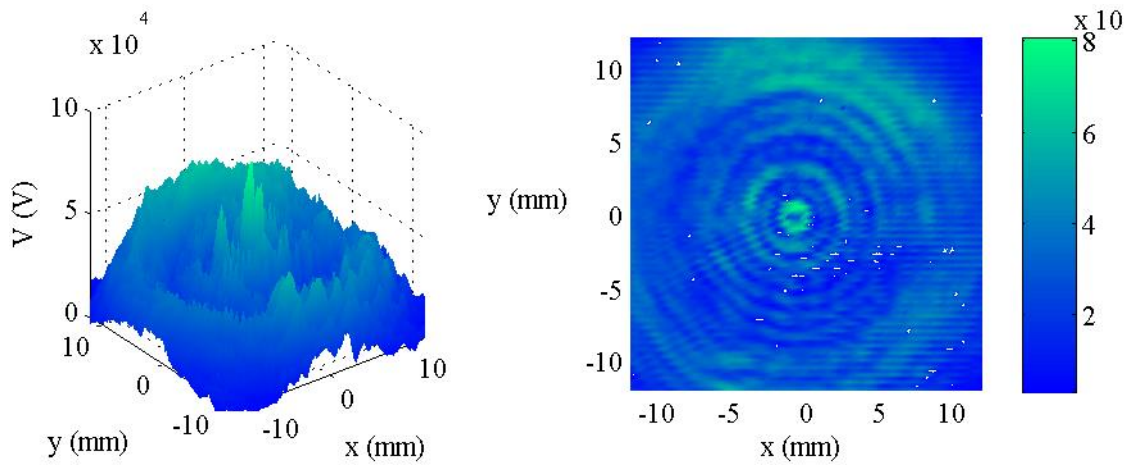


Fig. 49: Barrido XY a $f=1,77$ MHz de 24×24 mm² en incrementos de 0,25 mm.

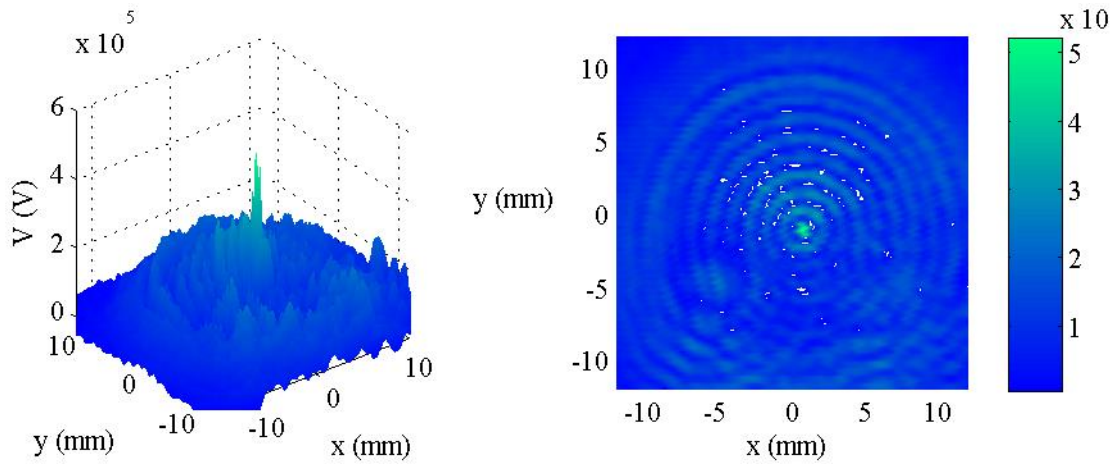


Fig. 50: Barrido XY a $f=1,75$ MHz de 24×24 mm² en incrementos de 0,25 mm.

V. CONCLUSIONES

V.1. Cálculo de la velocidad de propagación y su efecto en la temperatura.

En el apartado IV.1, se ha aprovechado la caracterización de la cavidad en frecuencia para proponer un método para el cálculo de la velocidad de propagación. La mejor forma para evaluar la precisión del método, es analizar las fuentes de incertidumbre que conlleva el cálculo de esta magnitud de forma indirecta según (19), éste resulta,

$$\varepsilon(c) = c \left(\frac{\varepsilon(L)}{L} + 2 \frac{\varepsilon(f)}{\Delta f} \right). \quad (20)$$

siendo $\varepsilon(L) = 50 \mu\text{m}$ por la utilización de una calibre para medir la separación y $\varepsilon(f)$ el paso frecuencial utilizado para el barrido. Evaluando los órdenes de magnitud de los términos se observa como la incertidumbre relacionada con la medida de la frecuencia resulta mayor en, aproximadamente, tres órdenes de magnitud más que la incertidumbre relacionada con la medida de la longitud, en función del caso. Ambos errores decrecen a medida que se aumenta la longitud, en el caso de la frecuencia debido a que la separación entre los modos propios decrece con ésta. Aun así, la mayor fuente de error radica en la elección del paso frecuencial, el cual se puede corregir utilizando un paso más pequeño en el barrido. No obstante, debido a que hay que realizar una medida para cada frecuencia, reducir el paso entre éstas implicaría un mayor tiempo de medida para un ancho de banda fijo.

De los resultados, se puede observar como el error relativo máximo no supera el 20%. Este resultado no es crítico para el conjunto general del ensayo, dado que la magnitud real de la velocidad de propagación no es tan crítica como que se mantenga estable con la temperatura. Esta variación se ha estudiado para un aumento máximo de 4 °C, suficiente dado que la onda acústica en este medio en particular y el tiempo de exposición a ésta, no es suficiente como para provocar aumentos globales más significativos. Aun así, se observa en Tabla 9 y Fig. 23, como a pesar del desplazamiento mínimo que sufren los modos de la cavidad, su separación permanece casi constante, por lo que la velocidad de propagación también.

En resumen, cabe destacar por un lado que el método utilizado para la medida de velocidad de propagación no resulta práctico para caracterizarla con precisión en cuanto a los costes que conlleva, para ello, es mejor utilizar técnicas como la de eco-impulso ya que son mucho más rápidas de ejecutar y de resultados más precisos. No obstante, aunque la caracterización de la velocidad de propagación no resulta crítica para el desarrollo general del experimento, sí resulta recomendable, una vez tomadas las medidas, realizar la comprobación como prueba de monitorización del sistema. Por otro lado, se demuestra como un aumento de temperatura, el cual sí es crítico para la realización del experimento, no provoca cambios significativos en la estabilidad

del sistema. Por lo que, se puede inyectar alta energía sin producir un cambio significativo en el sistema (su temperatura global) y con ello estudiar de forma aislada los fenómenos no lineales.

V.2. Distribución del campo acústico en el eje.

Como se puede observar de las Fig. 24-37, el campo acústico presenta dos tipos de modulaciones espaciales. Una producida por la onda estacionaria creada por efecto de la cavidad (véase Fig. 16) y la otra por el efecto de radiación de la cerámica. Este campo, se modeliza por la aproximación de pistón plano montado sobre pantalla infinita radiando en campo libre, cuya expresión en el eje es,

$$p(z, r = 0) = \begin{cases} 2\rho_0 c v_0 \sin \frac{kz}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{a^2}{z}} - 1 \right), & z < N \\ 2\rho_0 c v_0 \sin \frac{ka^2}{4z} \cong \frac{ka^2}{2z} \rho_0 c v_0, & z > N \end{cases}, \quad (21)$$

siendo, ρ_0 , c , v_0 , k , a , la densidad del medio, la velocidad de propagación, la amplitud máxima de la velocidad de movimiento del pistón, el número de ondas y el radio del pistón, respectivamente, y $N = a^2/\lambda$, la distancia que marca la frontera entre la zona de campo cercano, caracterizado por fuertes cambios de fase que producen zonas de interferencia constructiva y destructiva (máximos y mínimos de presión, respectivamente), y la zona de campo lejano, donde el cambio de fase es gradual y la amplitud decrece con la inversa de la distancia, por lo que el pistón a grandes distancias radia como una fuente puntual acotada en directividad. Véase Fig. 51.

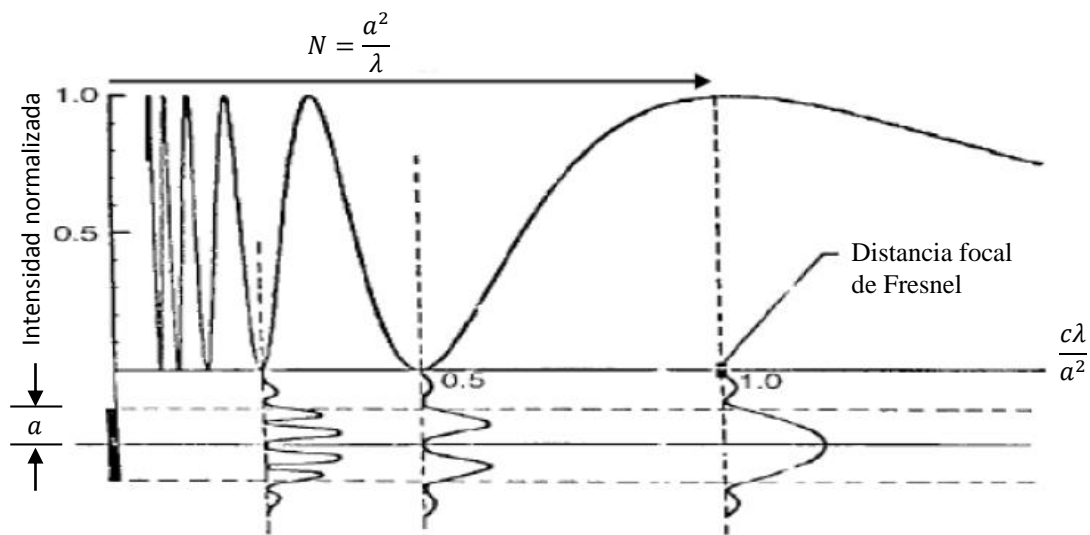


Fig. 51: Distribución del campo axial (parte superior) y radial (inferior, para ciertos puntos del campo) de un transductor plano a lo largo del espacio.

En el caso de nuestro sistema, cogiendo como ejemplo, el caso de separación máxima ($L = 70$ mm), sabiendo que el radio de la cerámica $a = 7,5$ mm, la frecuencia de resonancia $f = 2,0075$ MHz, y la velocidad de propagación $c = 1760$ m/s extraída de Tabla 6 (por lo que $\lambda = 875$ μ m). Se obtiene que la frontera entre campo cercano y campo lejano se encuentra en

$N \approx 64$ mm. Si se observa la distribución de los máximos de la señal a lo largo del eje para este caso (Fig. 37), se pueden observar las dos modulaciones espaciales, la producida por la resonancia de la cavidad (modulación rápida) superpuesta por la producida por el campo cercano del transductor (modulación lenta), además, se puede apreciar como esta última modulación tiende, a partir de N , a estabilizarse y decaer con la distancia.

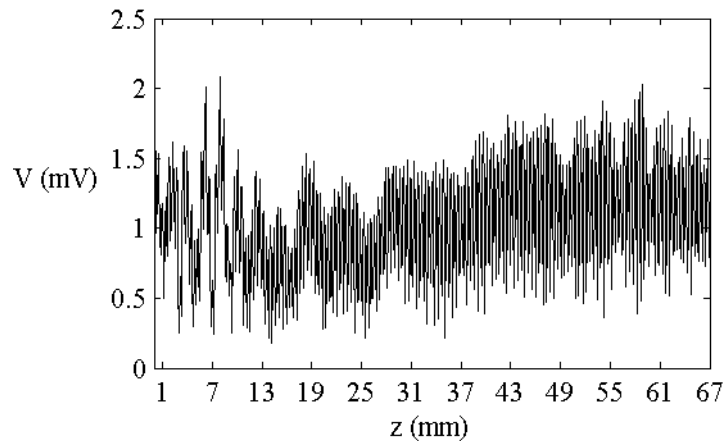


Fig. 37: Barrido axial de la cavidad de longitud $L=70$ mm, a frecuencia modal de excitación de $f=2,0075$ MHz, con resolución $\Delta z=0,1$ mm y $T=20$ °C. (Página 31).

V.3. Biestabilidad del sistema.

Tal cual se ha expuesto en el apartado II.3, la condición indispensable para observar biestabilidad en el sistema es la desintonía del mismo, que, a nivel de variables depende de la diferencia entre la frecuencia de inyección y la frecuencia de resonancia de la cavidad más próxima a ésta. Como se puede observar de los resultados obtenidos en el apartado IV.3 (Fig. 38-42), a medida que se desintoniza más el sistema se empiezan a observar indicios de biestabilidad, y una vez pasado cierto umbral éstos desaparecen. Véanse las Fig. 52-54.

A partir de los resultados de las pruebas de barridos en tensión, se observa como los caminos de tensión creciente y decreciente se separan para ciertos valores frecuenciales (Fig. 53). Esto podría indicar la existencia de biestabilidad en la solución del sistema, sin embargo sería necesario un barrido hasta tensiones más elevadas para apreciar el cambio de solución espontáneo y abrupto que experimenta el sistema cuando se le inyectan valores crecientes y el camino diferente que recorre una vez alcanzado este estado, para valores decrecientes.

No obstante, debido a las limitaciones físicas del propio transductor, someterlo a tensiones más elevadas (más de 600 V de pico en bornes), podría suponer la destrucción del mismo. Este suceso de llevar al límite eléctrico al transductor se produjo en diversas ocasiones durante la realización de éste trabajo, provocando la destrucción de la cerámica piezoeléctrica y llegando incluso a observar la rotura de la estanqueidad en forma de liberación de burbujas de aire al fluido o arcos de tensión

entre ambos los transductores, suceso que no ocurre cuando la cerámica está en condiciones óptimas.

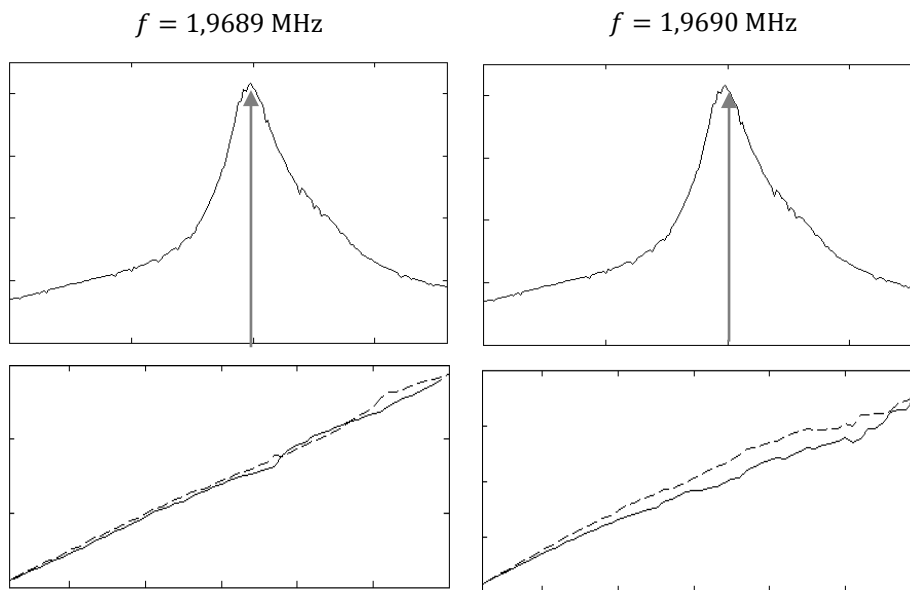


Fig. 52: Comparación del barrido de tensión (graficas inferiores) en función de la frecuencia de inyección contextualizada dentro del modo de la cavidad (graficas superiores). Caso monoestable

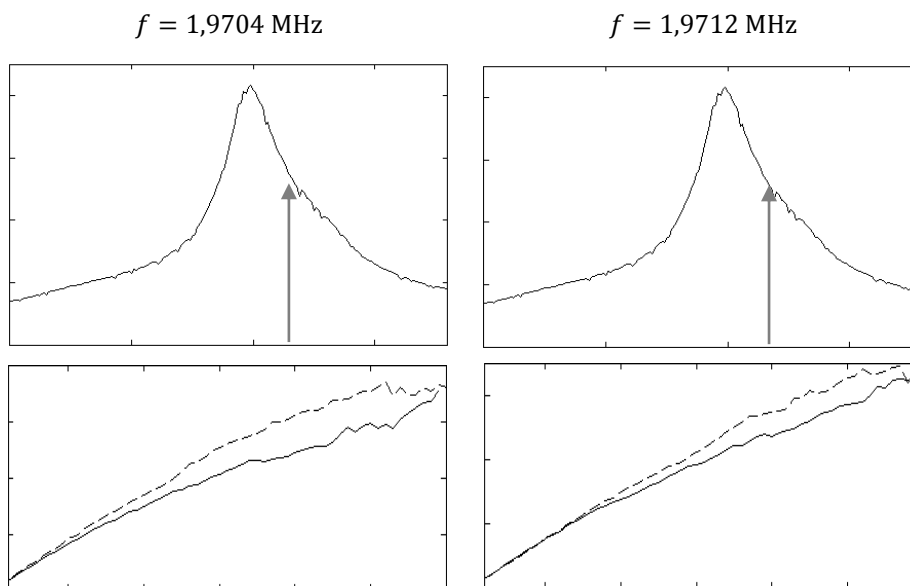


Fig. 53: Comparación del barrido de tensión (graficas inferiores) en función de la frecuencia de inyección contextualizada dentro del modo de la cavidad (graficas superiores). Caso biestable

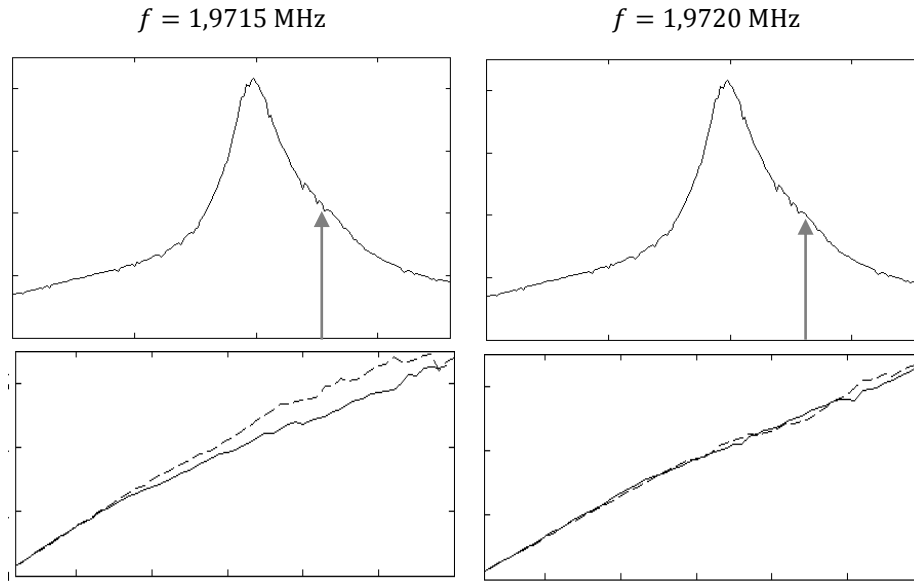


Fig. 54: Comparación del barrido de tensión (graficas inferiores) en función de la frecuencia de inyección contextualizada dentro del modo de la cavidad (graficas superiores). Caso monoestable

V.4. Discusiones generales

En este proyecto, se ha discutido sobre distintos sistemas propensos a la formación de patrones lejos del estado de equilibrio. Sus propiedades son extensión espacial, propiedades no lineales, medio dispersivo de energía y forzado externo.

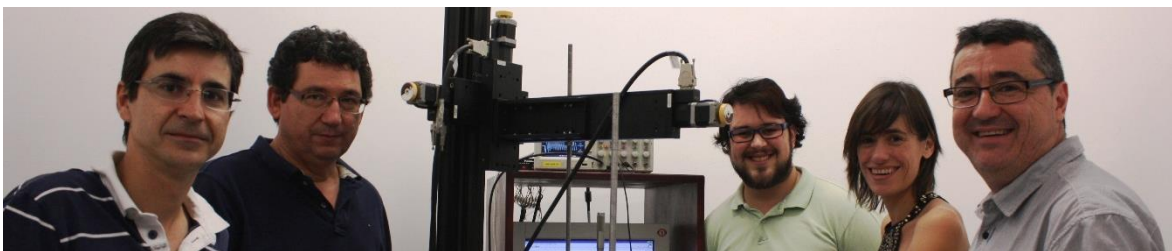
Además, se ha construido un interferómetro acústico y ensayado con un fluido compuesto de agua y glicerina cuyas propiedades no lineales se han dejado entrever, aunque no de una manera concluyente debido a las limitaciones eléctricas del transductor. Posiblemente, la mejora de su eficiencia sería necesaria para poder excitar el medio con mayor cantidad de energía y provocar una mayor no linealidad.

A pesar de ello, estos resultados abren una puerta a toda la investigación en esta área tan universal como es la formación de patrones, pero desde un punto de vista acústico; al igual que se hizo en ramas como la química, biología, óptica, ... Es por tanto menester, continuar explorando las posibilidades que ofrece esta configuración y continuar con la investigación

AGRADECIMIENTOS

Este proyecto ha sido subvencionado por el Programa de Apoyo a la Investigación y Desarrollo (002-255 PAID-06-11) de la Universitat Politècnica de València.

Me gustaría agradecer a mis tutores, Víctor Sánchez y Joan Martínez por su dedicación a este proyecto de investigación y por su confianza en mí para llevarlo a cabo, pero sobre todo, por toda la orientación recibida, tanto en el ámbito académico como fuera de éste. Por supuesto, también quiero agradecer al resto del grupo de investigación involucrado: Isabel Pérez, Víctor Espinosa, Alejandro Cebrecos y Javier Juan-Senabre, entre todos, habéis conseguido darme la visión del conjunto necesaria para abordar este trabajo. Gracias por integrarme como uno más del equipo desde el primer día y hacerme formar parte de este grupo de investigación, que junto con muchos otros, forman una parte de la Universidad que muchas veces es tristemente desconocida. También, les debo a ellos el “empujoncito” para exponer este trabajo en la reunión bienal de la Real Sociedad Española de Física. Mentiría si dijese que la idea me hizo especial ilusión desde el primer instante, pero el apoyo y la pasión de este equipo, me brindó una experiencia inolvidable. También, al resto de profesionales de escuela y que he tenido la oportunidad de conocer de primera mano, entre muchos, al equipo de seguridad (¡menudo verano!). Y, a mis compañeros de máster, de laboratorio y de Delegación y Casa del alumno. Me llevo lo mejor de cada uno (pero volveré). ¡Gracias!.



Fotografía: De izquierda a derecha: Víctor Sánchez, Joan Martínez, Luis Salmerón, Isabel Pérez y Víctor Espinosa

A título personal, agradecer a mi familia por haber sido base, guía y fuente de oportunas reprimendas a lo largo de estos años. Por sentirse orgullosos de mis metas alcanzadas, llegando incluso a superar la satisfacción personal de uno mismo. Por ello, esta meta se la dedico a la memoria de mi querido abuelo Rafael Contreras, por inculcarle, a cierto niño, la paciencia y la constancia, pero especialmente, por saber despertarle la base de la ciencia, la curiosidad.

Y a mis amigos, por compartir conmigo alegrías y penas, amores y desengaños, fiestas y resacas, juegos en red y juegos de mesa, tardes pintando habitaciones y tardes viendo películas, veranos en la playa y veranos en la biblioteca... Da igual el tiempo que estemos fuera de cobertura, el día que nos reunimos la sensación es de no haber pasado el tiempo entre nosotros.

Para finalizar, solo se me ocurre tomar prestada una cita que, a mi modo de ver, resume *grosso modo* la idea en la que se basa este trabajo:

“En esta casa obedecemos las leyes de la ¡Termodinámica!”, Homer Simpson

BIBLIOGRAFÍA

- [1] B. Mandelbrot, *La geometría fractal de la naturaleza (The fractal geometry of Nature)*, Tusquets Editores, 1997.
- [2] C. Vidal Moreno, "Transporte eólico de arena en presencia de obstáculos," UPV [riunet.upv.es], 2013.
- [3] J. Liu and G. Ahlers, "Spiral-Defect Chaos in Rayleigh-Bénard Convection with Small Prandtl Numbers," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 77, no. 15, pp. 3126-3129, 1996.
- [4] E. L. Koschmieder, *Bénard Convection*, Wiley, 1974.
- [5] A. M. Turing, «The Chemical Basis of Morphogenesis,» *Bulletin of Mathematical Biology*, vol. 52, nº 1-2, pp. 153-197, 1952.
- [6] A. M. Zhabotinsky, "Periodical oxidation of malonic acid in solution (a study of the Belousov reaction kinetics)," *Biofizika*, vol. 9, pp. 306-311, 1964.
- [7] R. J. Field, K. E. and R. M. and Noyes, "Oscillations in chemical systems .2. Thorough analysis of temporal oscillation in bromate-cerium-malonic acid system," *J. Amer. Chem. Soc.*, no. 94, pp. 8649-8664, 1972.
- [8] M. C. Cross y P. C. Hohenberg, «Pattern formation outside of equilibrium,» *Rev. Mod. Phys.*, vol. 65, nº 3, pp. 851-1112, 1993.
- [9] K. Staliunas y V. J. Sánchez-Morcillo, *Transverse patterns in nonlinear optical resonators*, Srpinger, 2003.
- [10] V. J. Sanchez-Morcillo, J. Martínez-Mora, I. Perez-Arjona, V. Espinosa and P. Alonso, "Self-organization of ultrasound in viscous fluids," *EPL*, no. 92, pp. 10003 (p1-p5), 2010.
- [11] I. Pérez Arjona, V. J. Sánchez Morcillo and G. J. de Valcárcel, "Derivation of the spatio-temporal model equations for the thermoacoustic resonator," arXiv:0801.1454 [nlin.PS].
- [12] K. Naugolnykh and L. A. Ostrovsky, *Nonlinear wave processes in acoustics*, Cambridge University Press, 1998.
- [13] I. Perez-Arjona, V. J. Sánchez-Morcillo and G. J. de Valcárcel, "Ultrasonic cavity solitons," *EPL*, no. 82, pp. 10002 (p1-p4), 2008.
- [14] J. Juan-Senabre Pérez, "Estudio de las propiedades de propagación de los ultrasonidos en un medio viscoso," TFG-UPV [riunet.upv.es] (finalizado y pendiente de lectura), 2013.
- [15] N.-c. Yen, *Subharmonic generation in acoustic systems*, Cambridge: Harvard University, 1971.