

UNIVERSIDAD DE SANTIAGO DE CHILE
FACULTAD DE CIENCIA
Departamento de Física



**CAMPO CAVITANTE EN UN REACTOR ULTRASÓNICO. RELACIÓN DE
ASPECTO.**

GABRIEL ESTEBAN FUENTES AMPUERO

Profesor Guía: Dr. Luis Gaete Garretón

Trabajo de graduación presentado a la Facultad de Ciencia,
en cumplimiento parcial de los requerimientos exigidos para
optar al título de Ingeniero Físico.

SANTIAGO - CHILE

2015

CAMPO CAVITANTE EN UN REACTOR ULTRASÓNICO. RELACIÓN DE ASPECTO.

GABRIEL ESTEBAN FUENTES AMPUERO

Este trabajo de Graduación fue elaborado bajo la supervisión del profesor guía Dr. Luís Gaete Garretón, del Departamento de Física y ha sido aprobado por los miembros de la Comisión Calificadora del candidato, Dra. Yolanda Vargas Hernández, Dr. Vicente Salinas Barrera y Dr. Álvaro Videla Leiva.

.....

.....

.....

.....

Profesor Guía

.....

Dra. Yolanda Vargas Hernández
Directora del Departamento de Física

©Gabriel Esteban Fuentes Ampuero,2015.

Licencia Creative Commons Atribución-NoComercial Chile 3.0

Agradecimientos

Este trabajo esta dedicado a mi familia, en especial a mis padres, Mirna Ampuero y Luis Fuentes, ya que sin sus innumerables sacrificios, constante apoyo y determinación, este camino hubiese sido mucho más difícil de terminar, probablemente imposible. Quiero agradecerles por todo lo que me han inculcado, por motivarme a estudiar y por convertirme en lo que soy.

En especial agradecer a Camila Flores, mi pareja desde hace casi una década, porque durante este periodo de estudios ha sido mi principal puntal, por su constante preocupación, cariño y compañía. Además quiero agradecer a Claudia Flores, por recibirme en su hogar como uno más de su familia y por todo lo que hizo por mi en estos años.

En lo profesional, quiero agradecer a los profesores, Dra. Yolanda Vargas y Dr. Luis Gaete, por recibirme en el Laboratorio de Ultrasonidos, por darme la oportunidad de trabajar con ellos en este trabajo de titulación y en especial por el aporte que han hecho en mi formación profesional y académica. Además, quiero darle las gracias al Dr. Vicente Salinas, por transmitirme su experiencia, por su buena disposición y por ayudarme a establecer las lineas generales de esta investigación.

Además quiero agradecer a todos mis compañeros del Laboratorio de Ultrasonidos, ya que de alguna u otra forma, formaron parte de este trabajo. Finalmente, no puedo dejar de agradecer a todos mis amigos, compañeros de carrera y familiares que hicieron más amena mi estadía en la Universidad.

Resumen

La formación, crecimiento y colapso de microburbujas generada por campos acústicos intensos en un medio líquido se conoce como cavitación acústica. El colapso de las burbujas genera una implosión microscópica, de la que resultan temperaturas del orden de los cientos de grados Kelvin, presiones de hasta 1[GPa], aceleraciones locales 12 órdenes de magnitud mayor que la aceleración de gravedad, ondas de choque y emisión de fotones.

Una de sus las aplicaciones más desarrolladas corresponde a los sonoreactores. Estos dispositivos de potencia focalizan ondas acústicas ultrasónicas en tubos para producir volúmenes relativamente grandes de cavitación sobre fluidos de líquidos reactivos. Se sabe que, en estas zonas, numerosas reacciones químicas se ven fuertemente aceleradas. Sin embargo, producto de la cavitación, las superficies de los sonoreactores y de los dispositivos generadores del ultrasonido pierden masa, contaminando los reactivos con partículas de acero y titanio debido a la erosión producida por la cavitación. Además, estas cavidades aparecen en múltiples escalas temporales y espaciales, ordenándose en una fascinante variedad de estructuras en sectores específicos del campo cavitatorio. Esta distribución afecta de forma significativa la eficiencia de los procesos. Debido a esto es que es difícil de controlar, predecir y manipular.

Este trabajo, se enfocará en entender cómo cambia la distribución de un campo cavitatorio con la geometría del reactor en relación a la fuente emisora del ultrasonido. Para cumplir con este objetivo se ha clasificado un sistema reactor-transductor de acuerdo a su llamada "relación de aspecto", definida como la razón entre el diámetro del reactor y el diámetro del transductor $r_g = d_R/d_T$. De acuerdo a esto, se ha obtenido experimentalmente planos de la distribución de presiones en el interior de dos reactores con distinta relación de aspecto entre la fuente emisora y el reactor.

Se ha encontrado que a determinadas amplitudes de desplazamiento a medida que la relación de aspecto disminuye, la distribución del campo acústico se hace más homogénea, se obtienen presiones de mayor magnitud y es posible medir la presencia de cavitación. Además, se logró establecer un umbral de cavitación a partir del espectro de frecuencias de la emisión acústica.

Tabla de Contenido

Agradecimientos	4
Resumen	I
Tabla de Contenido	II
Índice de tablas	IV
Índice de Ilustraciones	VI
1 Introducción	1
1.1 Introducción	1
1.2 Objetivos	3
1.2.1 Objetivo General	3
1.2.2 Objetivos específicos	3
2 Cavitación Acústica Mediante Ultrasonidos	4
2.1 Marco Teórico	4
2.1.1 Cavitación Acústica	4
2.1.2 Comportamiento de las burbujas en un Campo Acústico	6
2.1.2.1 Inicio de Cavitación Estable y Transiente	7
2.1.2.2 Dinámica de Burbuja Única	9
2.1.2.3 Coalescencia de burbujas	10
2.1.3 Emisión Acústica en Cavitación	11
2.1.3.1 Emisiones durante Cavitación Estable	12
2.1.3.2 Emisiones durante Cavitación Transiente	12
2.1.4 Geometría de Sonoreactores	13
2.1.5 Transductores Piezoeléctricos	13

3	Sistema Experimental	17
3.1	Sistema Experimental	17
3.1.1	Sistema Posicionador Tridimensional	18
3.1.1.1	Automatización mediante Arduino	21
3.1.1.2	Sistema de Control Python-Arduino	22
3.1.1.3	Generación de señal y Adquisición de datos	25
3.1.1.4	Sondas de Presión y Corriente.	26
3.1.2	Sistema de Excitación: Transductores	28
3.1.2.1	Caracterización Electromecánica de Transductores	28
3.1.2.2	Desplazamiento de la Superficie Radiante de los Transductores	30
3.1.2.3	Frecuencia de Resonancia de Transductores en Función de la Potencia	33
3.2	Montaje y Método Experimental	35
3.2.1	Montaje	35
3.2.2	Método	36
3.2.2.1	Distribución de Presión	36
3.2.2.2	Umbral de Cavitación	37
3.2.2.3	Simulaciones de Reactores	38
4	Resultados y Análisis	39
4.1	Campos Acústicos	39
4.1.1	Transductor 20[mm]	41
4.1.2	Transductor 50[mm]	47
4.1.3	Nodos y Antinodos de Presión	53
4.2	Umbral de Cavitación	56
4.3	Simulación de Sonoreactores	59
5	Conclusiones	64

Índice de tablas

4.1	Resumen de planos medidos	41
-----	-------------------------------------	----

Índice de Ilustraciones

2.1	Mecanismos de formación de burbujas en cavitación	5
2.2	Mecanismos de crecimiento de burbujas en cavitación	7
2.3	Diagrama de Fases de la burbuja en un sistema de 10kHz	8
2.4	Sistema electromecánico de 4 terminales	14
2.5	Circuito equivalente de un transductor piezoeléctrico	15
2.6	Circuito equivalente con inductancia en paralelo	16
3.1	Reactor de acrílico con Transductor 20mm	17
3.2	Reactor de acrílico con Transductor 50mm	18
3.3	Tarjeta de Control Motor Bipolar	19
3.4	Sistema Posicionador Tridimensional	21
3.5	Diagrama de iteración de mediciones	22
3.6	Filosofía de Control SPT	24
3.7	Señal de Excitación Transductores	26
3.8	Sonda de Presión	27
3.9	Ganancia Amplificador de Señal	27
3.10	Curva de Impedancia Transductor de 20mm con agua	29
3.11	Curva de Impedancia Transductor de 50mm con agua	30
3.12	Montaje experimental vibrómetro láser	31
3.13	Amplitud de desplazamiento Transductor 20mm	32
3.14	Amplitud de desplazamiento Transductor 50mm	32
3.15	Corriente RMS v/s Frecuencia en transductor de 50mm	34
3.16	Corriente RMS v/s Frecuencia en transductor de 20mm	35
3.17	Montaje experimental de mediciones del campo acústico en cámaras	36
3.18	Representación de los planos medidos en el interior del reactor	37
3.19	Simulaciones en Reactores	38
4.1	Intervalos de Corriente Estable	40

4.2	Campo Acústico con Transductor 20mm, 2.04um	42
4.3	Campo Acústico con Transductor 20mm, 3.01um	43
4.4	Campo Acústico con Transductor 20mm, 3.50um	44
4.5	Campo Acústico con Transductor 20mm, 4.10um	45
4.6	Campo Acústico con Transductor 50mm, 1.02um	47
4.7	Campo Acústico con Transductor 50mm, 2.11um	48
4.8	Campo Acústico con Transductor 50mm, 3.10um	49
4.9	Campo Acústico con Transductor 50mm, 3.50um	50
4.10	Campo Acústico con Transductor 50mm, 4.00um	51
4.11	Perfil de Presión RMS vertical con Transductor de 50mm	53
4.12	Perfil de Presión RMS vertical con Transductor de 20mm	53
4.13	Perfil de Presión RMS horizontal con Transductor de 50mm	55
4.14	Perfil de Presión RMS horizontal con Transductor de 20mm	55
4.15	FFT de Presión con T50mm	56
4.16	FFT de Presión con T20mm	57
4.17	Componentes armónicos en función de la Presión RMS, T50mm	58
4.18	Componentes armónicos en función de la Presión RMS, T20mm	58
4.19	Simulación Campo Acústico en sonoreactor con transductor de 20mm	60
4.20	Simulación Campo Acústico en sonoreactor con transductor de 50mm	60
4.21	Comparación de Campo Acústico sobre eje de simetría del sistema con T20mm	62
4.22	Comparación de Campo Acústico sobre eje de simetría del sistema con T50mm	62

Capítulo 1

Introducción

1.1 Introducción

En ocasiones es posible encontrar cavidades en fase gaseosa en el interior de un líquido, como consecuencia de una disminución brusca de las fuerzas de cohesión del propio líquido, provocando su ruptura. Las circunstancias en que estas cavidades o microburbujas aparecen son clasificadas en dos casos ideales, como ruptura isobárica debido a transferencia de calor y ruptura isotérmica debido a la tensión. Este último fenómeno, junto con la dinámica posterior de las burbujas creadas se conoce como cavitación. Además, es posible clasificar la cavitación de acuerdo al origen físico de las tensiones que la originan, una ruptura en una zona de baja presión de una masa de fluido líquido se denomina cavitación hidrodinámica, mientras que la formación, crecimiento y colapso de microburbujas generada por campos acústicos intensos se conoce como cavitación acústica [1].

Los beneficios de la cavitación acústica radican en la capacidad de concentrar la energía de emisión acústica en un volumen pequeño. El colapso de las burbujas genera una implosión microscópica, generando temperaturas del orden de los cientos de grados Kelvin, presiones de los GPa, aceleraciones locales 12 órdenes de magnitud mayor que la aceleración de gravedad, ondas de choque y emisión de fotones [2]. Estos efectos físicos son los mismos reportados tanto en cavitación hidrodinámica como acústica.

El primer reporte de cavitación data de 1895 por parte de Thornycroft y Barnaby [3], ellos observaron que las hélices impulsoras de sus submarinos fueron erosionadas en un período relativamente corto de operación. Lo que registraron fue la consecuencia del colapso de burbujas

debido a cavitación hidrodinámica lo que generó altas presiones y gradientes de temperaturas intensas en una vecindad cercana a la superficie de las aspas, dañándolas. Posteriormente, en 1917, Lord Rayleigh [4] publicó el primer modelo matemático describiendo la cavitación en un fluido incompresible. Sin embargo, no fue hasta 1927 cuando Loomis [5] reportó los primeros efectos químicos y biológicos de los ultrasonidos, despertando el interés en la cavitación y sus posibles aplicaciones.

Una de las primeras aplicaciones reportadas en la literatura fue el uso de la cavitación acústica inducida por ultrasonidos en la degradación de biopolímeros [6]. Desde entonces se han desarrollado múltiples aplicaciones para este fenómeno, entre los que destacan la producción de polímeros [7], para la mejora de reacciones químicas [8], emulsificación de aceites [9], degradación de contaminantes químicos o biológicos [10]. La principal ventaja de la cavitación en estos procesos es que permite dejar de lado acelerantes y reactivos tóxicos presentes en los métodos convencionales.

Otro fenómeno interesante generado por la cavitación acústica es la sonoluminiscencia, que consiste en destellos producidos por la ruptura de enlaces de la molécula de agua, originando radicales OH^\cdot que decaen rápidamente emitiendo un fotón [11].

En el ámbito industrial, una de las aplicaciones más desarrolladas corresponde a los sonoreactores, estos dispositivos de potencia focalizan ondas acústicas en tubos para producir volúmenes relativamente grandes de cavitación sobre fluidos de líquidos reactivos o generar regiones acotadas de alta presión. Se sabe que, en estas zonas, numerosas reacciones químicas se ven fuertemente aceleradas. Sin embargo producto de la cavitación, las superficies de los sonoreactores y de los dispositivos generadores del ultrasonido pierden masa, contaminando los reactivos con partículas de acero y titanio debido a la erosión.

A pesar de sus variadas aplicaciones, la cavitación acústica constituye un problema multidisciplinario complejo, debido a la gran gama de escalas temporales y espaciales involucradas en la dinámica de las burbujas, haciéndola difícil de medir. Además, estas cavidades aparecen aparentemente de forma aleatoria y se ordenan en fascinante variedad de estructuras en sectores específicos del campo cavitatorio, esta distribución afecta de forma significativa la eficiencia de los procesos [12]. Debido a esto es que es difícil de controlar, predecir y manipular.

Debido a lo anterior, este trabajo, se enfocará en entender cómo cambia la distribución de un campo cavitatorio con la geometría del reactor en relación a la fuente emisora del ultrasonido.

Para cumplir con este objetivo se ha clasificado un sistema reactor-transductor de acuerdo a su llamada “relación de aspecto”, definida como la razón entre el diámetro del reactor y el diámetro del transductor $r_g = d_R/d_T$.

1.2 Objetivos

1.2.1 Objetivo General

Determinar la distribución espacial en dos dimensiones del campo acústico cavitatorio generado por transductores ultrasónicos al variar la relación de aspecto entre éstos y el reactor.

1.2.2 Objetivos específicos

- Construir un sistema posicionador tridimensional que permita automatizar la adquisición de datos del campo acústico generado en el interior del reactor.
- Determinar y comparar la distribución del campo acústico en el interior del reactor al variar la relación de aspecto.
- Determinar el umbral de cavitación a partir del espectro de frecuencias de la presión acústica.
- Estimar la influencia del tipo material del reactor utilizado en la presión máxima alcanzada, comparando resultados del trabajo realizado en esta tesis con los obtenidos por medio de simulaciones en COMSOL.

Capítulo 2

Cavitación Acústica Mediante Ultrasonidos

2.1 Marco Teórico

2.1.1 Cavitación Acústica

En cavitación acústica, una onda sonora impone una variación de presión sinusoidal sobre las cavidades existentes en la solución. Durante el ciclo de presión negativa el líquido es separado de las zonas que contienen gas disuelto, conocidas como “weak spots” [13].

El número de burbujas que se producen durante este ciclo de rarefacción es proporcional a la densidad de “weak spots” presentes en el fluido [14]. Existen dos mecanismos para la formación de cavidades o burbujas, un mecanismo implica burbujas preexistentes que se estabilizan gracias a impurezas orgánicas o iones hidrófobos que forman una especie de piel en su superficie. El segundo mecanismo radica en la existencia de partículas sólidas en suspensión que contienen gas atrapado, en donde se origina la nucleación. Además, es posible que en defectos o grietas en la pared del recipiente exista gas atrapado. La presión del gas en la grieta es menor que la presión del líquido en el exterior. En consecuencia esta bolsa de gas se difunde y crece; y debido a la fuerza de radiación del campo acústico se desprende de las paredes.

Como se puede ver en la Figura 2.1 una burbuja formada producto de los mecanismos descritos anteriormente, puede crecer hasta alcanzar un tamaño crítico conocido como tamaño de resonancia, que depende de la frecuencia del campo acústico aplicado. Cuando las burbujas

alcanzan su tamaño de resonancia por dos procesos de crecimiento llamados difusión rectificada o coalescencia, existen dos escenarios posibles. La burbuja puede volverse inestable y colapsar violentamente, dentro de un solo ciclo acústico o un número pequeño de ciclos, lo que se conoce como cavitación transiente. La otra posibilidad es que la burbuja oscile por muchos ciclos al tamaño de resonancia lineal, o cerca de éste. Esto último se conoce como cavitación estable [9].

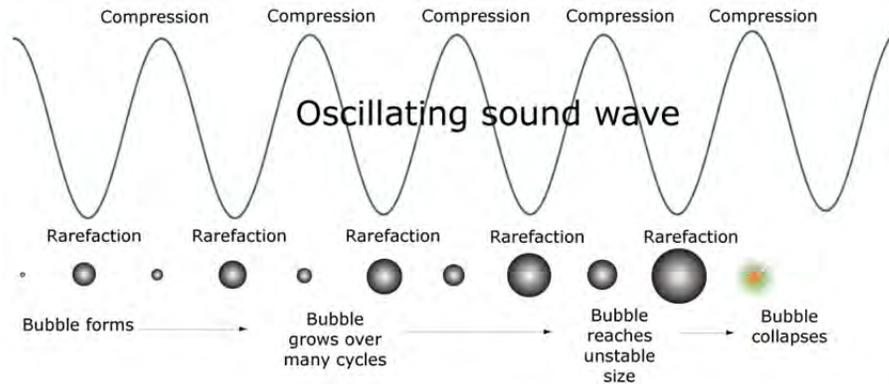


Figura 2.1: Esquema resumen de formación de burbujas cavitantes. Las burbujas crecen y colapsan subsecuentemente a lo largo de varios ciclos acústicos. Éstas oscilan en fase con el campo acústico aplicado, contrayéndose durante la compresión y expandiéndose durante la rarefacción.(Imagen, The Fundamentals of Power Ultrasound-A Review, Thomas Leong, Acoustics Australia Vol.39 August (2011) No.54-63).

Es posible establecer una relación simplificada entre el tamaño de resonancia de las burbujas y la frecuencia del campo acústico dada por la Ecuación (2.1).

$$\nu \times R \approx 3 [m \cdot s^{-1}] \quad (2.1)$$

Donde ν corresponde a la frecuencia en Hz y R es el radio de la burbuja en [m]. Esta ecuación es solo una aproximación del caso ideal de la frecuencia de resonancia de Minnaert para una burbuja única, bajo condiciones de tensión y conducción de calor despreciables y donde la energía cinética depende únicamente del movimiento del agua [15]. Una descripción más completa de la Ecuación (2.1) es el cálculo de radio de resonancia lineal correspondiente a la siguiente Ecuación (2.2).

$$R_r = \sqrt{\frac{3\gamma p_\infty}{\rho\omega^2}} \quad (2.2)$$

donde γ es la relación entre los calores específicos del gas, que para el caso isotérmico su valor es 1, p_∞ es la presión ambiente del líquido, ρ es la densidad del líquido y ω es la frecuencia angular de excitación del campo acústico [2]. En la práctica el tamaño de una burbuja activa es menor que este radio, debido al origen no lineal de la pulsación de la burbuja [16].

A 20kHz, las burbujas generadas por el campo acústico son relativamente grandes y su colapso ocasiona fuertes ondas de choque. Entre 100 y 1000kHz, las burbujas generadas son mucho más pequeñas, sin embargo, su colapso induce temperaturas mucho más altas, las que pueden ser usadas con propósitos sonoquímicos. Sobre 1MHz, los efectos cavitatorios son mucho más débiles, generalmente utilizados en limpieza de componentes electrónicas y atomización de fluidos [17].

2.1.2 Comportamiento de las burbujas en un Campo Acústico

Las burbujas de gas en los líquidos bajo la influencia de un campo acústico se pueden comportar de variadas formas, como se puede ver en la Figura 2.2. Una burbuja puede unirse a otra en solución, formando una única burbuja de mayor tamaño, fenómeno conocido como coalescencia. En una solución saturada de gas como el agua por encima de cierto umbral de presión, las burbujas individuales pueden crecer con el tiempo durante varios ciclos acústicos, los que se conoce como difusión rectificada. Si las burbujas crecen lo suficiente, pueden abandonar el sistema por flotación, hecho conocido como desgasificación. Otras burbujas de cierto tamaño, pueden volverse inestables y colapsar de forma violenta, posiblemente fragmentándose en otras burbujas más pequeñas y emitiendo luz si las condiciones lo permiten. El rango de radios que pueden alcanzar estas burbujas es muy amplio y generalmente mucho menores al radio de resonancia lineal [16]. Burbujas sometidas a un umbral de presión menor al de difusión rectificada pueden disolverse en solución con el líquido.

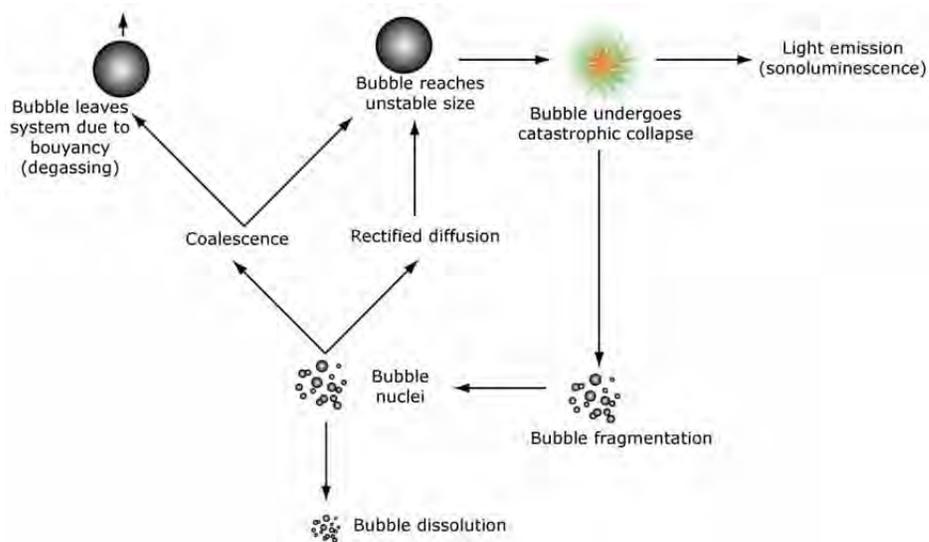


Figura 2.2: Crecimiento de un núcleo de burbujas en un campo acústico intenso por coalescencia o difusión rectificada. Al alcanzar un tamaño inestable, la burbuja colapsará, posiblemente formando burbujas más pequeñas acompañadas de una emisión de fotones, producto del decaimiento de radicales OH originados de la ruptura de enlaces de agua. Las burbujas que alcancen un radio mayor al de resonancia, abandonarán el sistema por flotación. (Imagen, The Fundamentals of Power Ultrasound-A Review, Thomas Leong, Acoustics Australia Vol.39 August (2011) No.54-63).

A continuación se describe el comportamiento de una burbuja única a partir de su radio, la frecuencia, la presión de excitación y la concentración de gas disuelto.

2.1.2.1 Inicio de Cavitación Estable y Transiente

Apfel(1981) [17] utilizó las ecuaciones de los umbrales de crecimiento de burbujas desarrollados por Safar(1968) [17] para producir una serie de diagramas de fases de cavitación. Un ejemplo de estos gráficos, para un sistema cuya frecuencia es de 10[kHz] se muestra en la Figura 2.3.

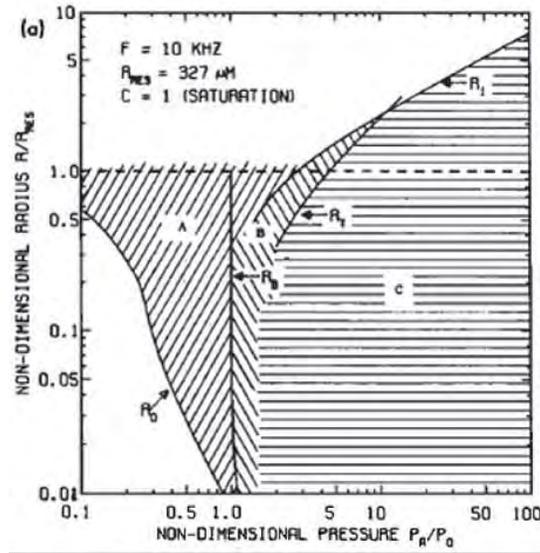


Figura 2.3: Diagrama de Fases de una burbuja en un sistema de 10kHz con 100% de gas saturado. Región A corresponde a una burbuja bajo control inercial, B es la región de crecimiento por difusión rectificada y C es la región gobernada por la cavitación transiente [17].

En A, las burbujas son controladas por la inercia y solo pueden crecer vía difusión rectificada. Una vez alcanzada la resonancia, $R/R_r = 1$, las burbujas desarrollan un comportamiento más violento y pueden colapsar.

En B, las burbujas pueden crecer por difusión rectificada y/o por medios mecánicos, aunque inicialmente la burbuja provenga de la región A. Tras la fragmentación, las burbujas formadas pueden existir en la región C.

La región C, corresponde al régimen de cavitación transiente y el límite con la región B indica el umbral transiente, también conocido como umbral de Blake 2.4.

La ecuación de Safar, Ecuación 2.3, permite predecir el umbral de presión P_D de difusión rectificada para una burbuja de radio R_D e indica el umbral entre las regiones A y B.

$$\frac{P_D}{P_0} = \frac{[3\eta(1 + 2\sigma/P_0R_D) - 2\sigma/P_0R_D][1 - \omega^2/\omega_r^2][1 + 2\sigma/P_0R_D - C_i/C_0]^{1/2}}{[6(1 + 2\sigma/P_0R_D)]^{1/2}} \quad (2.3)$$

donde η es la viscosidad de la solución, σ es la tensión superficial, ω y ω_r la frecuencia de

excitación y la frecuencia de resonancia respectivamente, P_0 es la presión ambiente, C_i y C_0 son la concentración de gas disuelto en el líquido lejos de la burbuja y de saturación respectivamente. La Ecuación 2.4 corresponde al umbral de Blake P_B .

$$P_B = P_0 + \frac{8\sigma}{9} \left(\frac{3\sigma}{2[P_0 + (2\sigma/R_B)] R_B^3} \right)^{1/2} \quad (2.4)$$

Neppiras [18], desarrolló predicciones similares para los umbrales de cavitación transiente basados en el criterio de Apfel para una burbuja en el rango del umbral transiente y el umbral de presión de Blake. Neppiras utilizó otra expresión de Safar, la que incluye un factor de multiplicación que extiende la fórmula para que puede ser aplicada en resonancia, no sólo con $R_0 < R_r$. Simulaciones numéricas realizadas por Yasui [19] a diversas frecuencias se han utilizado para mostrar las diferentes regiones del comportamiento de las burbujas, llamadas burbujas en disolución, burbujas estables e inestables que pueden emitir sonoluminiscencia en las condiciones correctas, y desgasificar las burbujas, que oscilan radialmente a una amplitud baja y no emiten luz.

En un sistema de burbujas múltiples, el comportamiento de las burbujas es más complejo debido a las múltiples vías en las que una burbuja puede entrar o salir del sistema y también diferentes vías por las que puede crecer o colapsar. Además el comportamiento de las burbujas es difícil de predecir teóricamente y difícil de controlar experimentalmente. Con el fin de entender el comportamiento de la burbuja en un campo acústico, es prudente comenzar desde el caso más simple de una sola burbuja que está oscilando en un campo acústico.

2.1.2.2 Dinámica de Burbuja Única

La ecuación de Rayleigh-Plesset se usa comúnmente para modelar el movimiento fundamental de una burbuja en un campo acústico. Para el movimiento de la superficie de la burbuja tenemos el resultado obtenido por Besant(1859) [17].

$$\frac{P_L - P_\infty}{\rho} = R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 \quad (2.5)$$

donde R es el radio de la superficie de la burbuja en cualquier instante de tiempo, \dot{R} es la velocidad de la superficie, P_∞ es la presión en el líquido en el infinito, P_L es la presión en el líquido entorno a la pared de la burbuja y ρ es la densidad del líquido.

Noltingk y Neppiras [20] extendieron esta ecuación al incluir los efectos de la tensión superficial, obteniendo la Ecuación 2.6. Tomando en cuenta que con $R = R_0$ la presión de gas

en la burbuja es $P_0 + 2\sigma/R_0$, donde P_0 es la presión ambiente en el líquido y σ es la tensión superficial. Para lo que se supone una transferencia de calor adiabática, siendo γ la relación entre los calores específicos del gas.

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{\rho} \left[\left(P_0 + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} - \frac{2\sigma}{R} - P_\infty \right] \quad (2.6)$$

Más tarde Poritsky [21] agregó un término de viscosidad del líquido y demostró que este término modifica las condiciones de contorno. Entonces, la ecuación 2.6 se modifica, quedando como se muestra en la Ecuación 2.7

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{\rho} \left[\left(P_0 + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\eta\dot{R}}{R} - P_\infty \right] \quad (2.7)$$

donde η corresponde a la viscosidad del líquido. Las Ecuaciones 2.5, 2.6 y 2.7 son comúnmente llamadas Ecuaciones de Rayleigh-Plesset y son fundamentales en el análisis del comportamiento de las burbujas.

Usualmente las burbujas son sometidas a presiones P que varían de la forma $P = P_0 - P_A \sin(\omega t)$, donde P_0 es la presión estacionaria, generalmente la presión atmosférica, ω es la frecuencia angular y P_A es la amplitud de la presión irradiada. Cuando agregamos este término a la Ecuación 2.7 se obtiene:

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{\rho} \left[\left(P_0 + \frac{2\sigma}{R_0} \right) \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} - \frac{2\sigma}{R} - (P_0 - P_A \sin \omega t) \right] \quad (2.8)$$

La Ecuación 2.8 corresponde a la ecuación fundamental de burbuja única bajo la influencia de una onda acústica oscilante.

2.1.2.3 Coalescencia de burbujas

En un sistema de burbuja única, éstas solo pueden crecer debido al proceso de difusión. Para estudiar el comportamiento de un sistema de múltiples burbujas es necesario considerar el proceso de coalescencia de burbujas. Este último puede ser descrito en 3 etapas.

- Las burbujas entran en contacto para formar una película de espesor 1-10[um].
- La película reduce su espesor.

- Cuando la película se vuelve lo suficientemente delgada, ocurre una ruptura y las burbujas coalescen.

Estudios del comportamiento de la coalescencia en ausencia y en presencia de ultrasonidos ha demostrado similitudes [22] [23]. Una mejor comprensión del comportamiento de coalescencia en sistemas de ultrasonido, ha permitido mejorar la eficiencia de una amplia gama de aplicaciones donde la población de burbujas y tamaños de éstas son importantes [22].

2.1.3 Emisión Acústica en Cavitación

Toda burbuja sometida a una variación de presión emite una onda acústica secundaria. La emisión acústica de las burbujas en cavitación se conoce como ruido de cavitación acústica. Justo después del final del colapso violento de una burbuja, una onda de choque es emitida desde la burbuja. La señal acústica de una burbuja justo después de colapsar violentamente se debe a la onda de choque generada. La emisión de las ondas de choques han sido confirmadas ópticamente tanto en los sistemas de una burbuja como de múltiples burbujas.

Los espectros de frecuencias emitidos en cavitación acústica han sido reportados desde 1952. Dependiendo de las condiciones experimentales el espectro lo componen la frecuencia fundamental (f_0), armónicos (nf_0 con n número natural), subarmónicos ($f_0/2$), ultrarmónicos ($(2n+1)f_0/2$) y un ruido de banda ancha (broad-band noise). Detrás de la generación de este ruido se han propuesto dos ideas. Una de ellas establece que el ruido de banda ancha corresponde a las señales acústicas debido a las ondas de choque emitidas por las burbujas. Las ondas de choque se detectan mediante hidrófonos como impulsos que dan como resultado la componente de banda ancha del espectro de frecuencias. La otra idea lo atribuye a las ondas acústicas radiadas por burbujas pulsantes no periódicas. Las ondas acústicas no periódicas incluyendo ondas de choque, generan un ancho de banda en el espectro de frecuencias.

En cuanto a los armónicos, cualquier función periódica dependiente del tiempo se puede expresar por una serie de Fourier que se compone de la frecuencia fundamental y sus armónicos. A medida que la desviación de la función sinusoidal a la frecuencia fundamental aumenta, la intensidad de los armónicos crece. Se ha propuesto, que los armónicos y subarmónicos son generados tanto por la emisión acústica de las burbujas de cavitación y la propagación no lineal del sonido [19] [24]. La velocidad local instantánea del sonido aumenta a medida que el grado de compresión (la densidad local instantánea) aumenta. Además, una parte de la onda acústica que tiene mayor velocidad local instantánea de partículas se propaga más rápido [15]. Como resultado, la onda acústica sinusoidal se acentúa gradualmente y finalmente se convierte en una onda

de diente de sierra. La componente de armónicos de la onda acústica se intensifica gradualmente a medida que la onda acústica se hace más pronunciada. Esta propagación no lineal se observa generalmente en el rango de los MHz.

Como mecanismos de generación de subarmónicos y ultrarmónicos se han propuesto varios fenómenos. Uno de ellos son las ondas acústicas que incluyen ondas de choque irradiadas por burbujas que pulsan periódicamente al doble del periodo acústico. Otra corresponde a las ondas acústicas radiadas por las ondulaciones de la superficie de burbujas relativamente grandes. Otro mecanismo propuesto lo atribuye a la propagación no lineal de los ultrasonidos en líquidos con burbujas.

2.1.3.1 Emisiones durante Cavitación Estable

La emisión de subarmónicos durante la cavitación estable es débil. Existen dos razones principales para esto. Por un lado, las oscilaciones de la superficie de las burbujas no son fuertes a bajas intensidades acústicas. Estos son modos puros que no implican ningún cambio de área y por lo tanto están débilmente acoplados al líquido. Por lo que son difíciles de detectar por los hidrófonos. Por otro lado, una burbuja con un radio de equilibrio mayor al de resonancia puede oscilar y en consecuencia emitir frecuencias subarmónicas, sin embargo, estas condiciones son difíciles de generar [15].

2.1.3.2 Emisiones durante Cavitación Transiente

Un cambio significativo se produce en el espectro de emisión acústica cuando se alcanza el umbral de cavitación transiente, debido a un aumento repentino de la intensidad de todos los armónicos y subarmónicos. Muchos investigadores han registrado y analizado estas emisiones [Lauterborn(1970, 1976), Neppiras(1969a, b, 1980)]. La emisión de subarmónicos puede ser generada por una prolongación de la fase de expansión y un retraso de la fase de colapso, que puede ocurrir durante la cavitación transiente. Akoulitchev(1967) demostró que como resultado de las fuerzas de inercia de una burbuja esta podría seguir creciendo incluso después de medio ciclo acústico de rarefacción. Del mismo modo, Apfel(1981), señaló que la cavitación transiente se puede caracterizar por las burbujas que sobreviven durante más de un ciclo acústico y mantienen su forma de oscilación radial como en el primer ciclo [24].

Este tipo de oscilaciones puede generar la emisión de subarmónicos. Neppiras (1980) [25], sugirió que oscilaciones periódicas inestables de una burbuja al doble de su frecuencia de

resonancia cerca del umbral de cavitación, podría emitir frecuencias subarmónicas. Esto es considerado como el mejor indicador del umbral de cavitación transiente. Sin embargo, Walton y Reynolds(1984) [25] declararon que la cavitación transiente se caracteriza por un continuo en el espectro de emisión acústica.

2.1.4 Geometría de Sonoreactores

En el interior de los sonoreactores la propagación del ultrasonido se ve afectada por los cambios de impedancia entre fases distintas así como por las paredes de los reactores, sufriendo reflexiones y atenuaciones. Esto conduce a una difusión y distribución de la energía ultrasónica en patrones particulares en el interior del sonoreactor que dependen en gran medida de la geometría de este mismo. En este sentido el diseño de los sonoreactores dependerá principalmente de dos puntos claves. En la mayoría de los casos, un patrón de energía óptimo es aquel que distribuye la energía en todo el sonoreactor y no privilegia regiones en particular. Por otro lado, otro factor relevante en el diseño de sonoreactores, consiste en el valor máximo de presiones que se pueden alcanzar. Reflexiones debido a cambios de impedancia o la presencia de superficies provocan la superposición de ondas, lo que genera regiones en que la amplitud se amplifica, denominados antinodos de presión o regiones en las que esta superposición de múltiples ondas se cancelan generando nodos de presión.

Simulaciones llevadas a cabo en COMSOL, han permitido determinar cómo afecta la relación de aspecto entre el diámetro del reactor y la fuente emisora de ultrasonidos (d_R/d_T) [26]. Concluyendo, que a medida que la relación de aspecto disminuye, el campo de presión se hace más homogéneo en el recipiente.

2.1.5 Transductores Piezoeléctricos

Un transductor piezoeléctrico tiene la capacidad de transformar la energía mecánica en energía eléctrica a través del efecto piezoeléctrico, o vice versa, puede transformar la energía eléctrica en energía mecánica, generando vibraciones mecánicas u ondas acústicas en un medio material.

El transductor utilizado en este trabajo es del tipo Langevin o sándwich pretensado como se conoce comúnmente. Este diseño es uno de los más usados en aplicaciones de potencia y ultrasonidos. Este transductor, consta de una estructura formada por un par o más de anillos cerámicos del mismo espesor dispuestos entre dos cilindros metálicos, formando una estructura

que vibra extensionalmente a media longitud de onda. La estructura completa, se fija por medio de un perno que aumenta la resistencia a la tensión de las cerámicas y permite trabajar a los distintos materiales como si fueran uno. Los elementos que componen un transductor del tipo Langevin son:

- **Elemento activo.** Anillos cerámicos (piezoeléctricos), encargados de transformar el potencial eléctrico en deformaciones mecánicas. Las cerámicas se suelen fabricar con un espesor determinado, lo que limita el margen de frecuencias de aplicabilidad de este tipo de transductores. Para ampliar este margen de aplicabilidad se puede añadir masa activa, bajando de este modo la frecuencia resonante de la combinación cerámica más masa añadida.
- **Contramasa.** Cilindro metálico posicionado en la parte posterior del elemento activo. Este elemento, de una impedancia acústica alta, es añadida al transductor para bajar su frecuencia de resonancia.
- **Masa.** Cilindro metálico posicionado en la parte frontal del transductor, entre el elemento activo y el medio. Sirve de transformador acústico acoplando las impedancias acústicas del elemento activo y el medio.

Para este tipo de transductores es posible establecer una analogía electromecánica que modele su comportamiento. Al representarlo como una caja negra donde se realiza la transformación, con dos terminales de entradas eléctricas y dos terminales de salidas mecánicas. En la Figura 2.4 se representa este sistema, donde V corresponde al potencial aplicado al transductor, i representa la corriente eléctrica aplicada, F es la fuerza que se ejerce en el medio irradiado, u es el desplazamiento de la superficie radiante del transductor, Z_e y Z_m corresponden a la impedancia eléctrica y mecánica del transductor respectivamente [27].

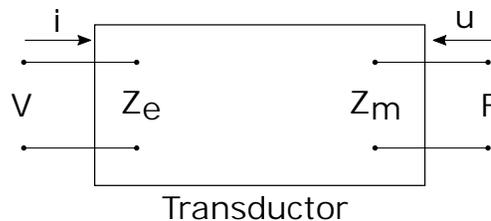


Figura 2.4: Representación de un transductor como un sistema electromecánico de 4 terminales.

Considerando el desplazamiento longitudinal de la superficie radiante del transductor como un movimiento armónico simple, a una corriente de excitación y frecuencia determinada, es posible determinar la velocidad y amplitud de desplazamiento a partir de la solución de la ecuación diferencial correspondiente a un movimiento armónico simple:

$$x(t) = A \cdot \cos(\omega t + \phi)$$

Derivando respecto al tiempo:

$$v(t) = -A\omega \cdot \sin(\omega t + \phi)$$

luego la velocidad peak o máxima se alcanzará cuando $\sin(\omega t + \phi) = 1$ y sabiendo que $\omega = 2\pi \cdot f_v$ obtenemos:

$$v_{peak} = A_{peak}\omega$$

$$v_{peak} = 2\pi \cdot f_v \cdot A_{peak}$$

donde A_{peak} corresponde a la máxima amplitud de Vibración, v_{peak} corresponde a Velocidad peak y por ultimo f_v frecuencia de vibración, obteniendo finalmente:

$$A_{peak} = \frac{v_{peak}}{2\pi \cdot f_v} \quad (2.9)$$

Por otro lado, es posible representar el sistema mecánico del transductor oscilando en las cercanías de su frecuencia de resonancia como un circuito eléctrico equivalente, utilizando el modelo de Butterworth Van-Dyke (BVD) para un resonador piezoeléctrico [28]. El modelo se observa en la Figura 2.5.

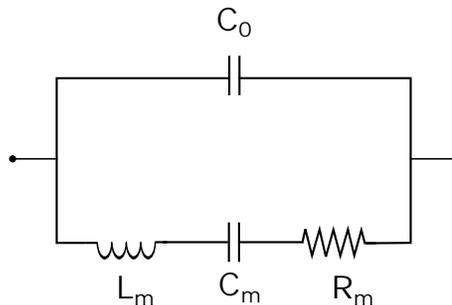


Figura 2.5: Circuito equivalente de un transductor piezoeléctrico oscilando alrededor de su frecuencia de resonancia. Modelo BVD.

El circuito lo componen la rama mocional compuesta por R_m que representa las pérdidas mecánicas y pérdidas por radiación, L_m representa la masa y C_m la rigidez del transductor, en paralelo con C_0 que representa a la capacidad interelectródica o capacidad estática de las cerámicas piezoeléctricas, que surge de los electrodos situados en lados opuestos de las

cerámicas. Para obtener un circuito resonante, maximizar la transferencia de potencia de la fuente y minimizar las pérdidas, es necesario obtener una impedancia infinita en conjunto con C_0 , para esto se monta una bobina en paralelo de manera que sus reactivancias se anulen y no circule corriente por esa rama (Figura 2.6).

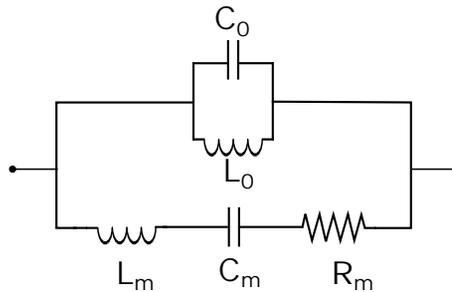


Figura 2.6: Circuito equivalente con inductancia en paralelo a C_0 .

A partir del cálculo de la resistencia equivalente de esta rama, cuando $R_{eq} \rightarrow \infty$, es posible obtener L_0 dada por la expresión 2.10, donde f corresponde a la frecuencia de resonancia.

$$L = \frac{1}{(2\pi f)^2 C_0} \quad (2.10)$$

Además para evitar reflexiones indeseadas en el sistema electrónico de potencia al excitar el transductor y debido a la capacidad intereléctrodica de las cerámicas, es necesario utilizar una red de adaptación de impedancias, la que posee una impedancia de entrada del mismo valor que el de la fuente de excitación y una impedancia de salida igual a la impedancia del transductor.

Capítulo 3

Sistema Experimental

3.1 Sistema Experimental

El campo acústico a estudiar es generado en el interior de una cámara de acrílico cilíndrica que contiene una columna de agua destilada de 80[mm] de altura; utilizando un transductor ultrasónico adosado en la cara inferior de dicho recipiente de forma concéntrica. En el estudio se utilizaron dos transductores de diferentes diámetros en sus respectivas cámaras como se ve en las Figuras 3.1 y 3.14.

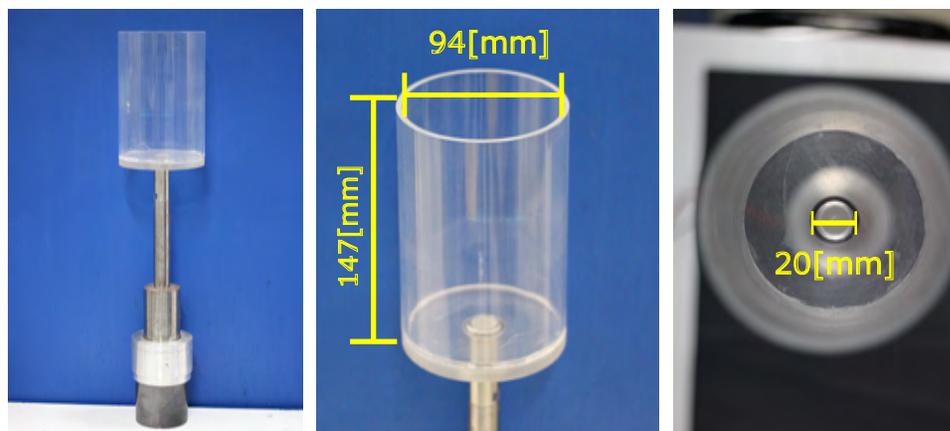


Figura 3.1: *Izquierda*: Transductor de diámetro 20[mm] en cámara de acrílico cilíndrica. *Centro*: Acercamiento lateral. *Derecha*: Vista superior, se observa transductor centrado en la cavidad cilíndrica sujeto mediante oring. La relación de aspecto entre el reactor y el transductor es $R_{g1} = 4,7$.

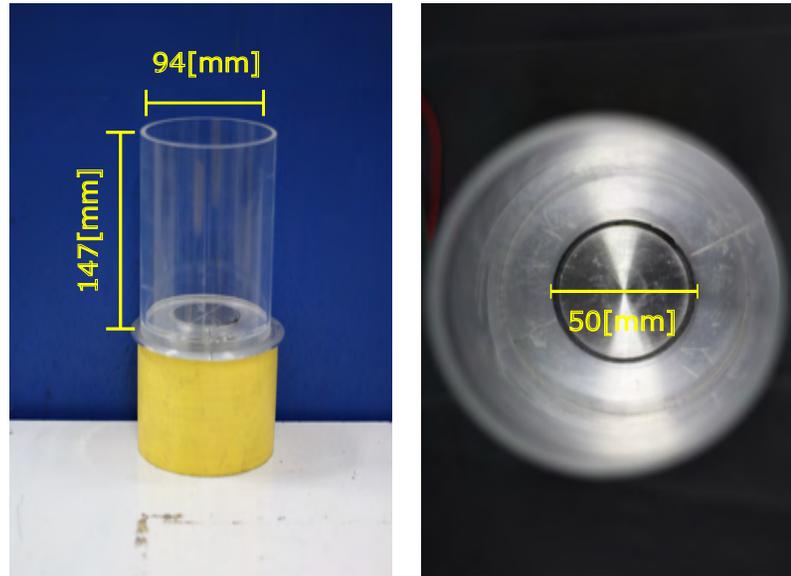


Figura 3.2: *Izquierda:* Transductor de diámetro 50[mm] en cámara de acrílico cilíndrica. *Derecha:* Vista superior, se transductor centrado en la cavidad cilíndrica sujeto mediante oring. La relación de aspecto entre el reactor y el transductor es $R_{g2} = 1,9$.

Con el fin de obtener la distribución espacial del campo acústico en el interior de la cámara, se diseñó y construyó un Sistema Posicionador Tridimensional (SPT) con el que es posible obtener planos verticales y horizontales de presión acústica, por medio de una sonda de presión que es trasladada entre puntos de forma automática.

El sistema lo componen, por un lado sus componentes físicas, una estructura de aluminio que sostiene tres ejes comandados cada uno por un motor paso a paso independiente, el Módulo de Control, que contiene las tarjetas controladoras correspondientes a cada eje, la fuente de alimentación y un Arduino Mega entre otros. El software del sistema, está básicamente compuesto por las funciones programadas en Arduino, que permiten llevar a cabo distintas rutinas del SPT como la Configuración del Cero, Modo Manual y los distintos barridos, ya sean planos, líneas o volúmenes. Por otro lado, un programa elaborado en Python, mediante comunicación serial con Arduino, permite coordinar el barrido punto a punto, con la excitación del transductor ultrasónico y la correspondiente adquisición de la presión acústica y corriente de excitación, por medio de un osciloscopio digital TiePie.

3.1.1 Sistema Posicionador Tridimensional

El sistema está compuesto por tres ejes, dos horizontales y uno vertical, gobernados cada uno por un motor paso a paso bipolar. La distancia vertical máxima que puede recorrer el sistema es de 80[cm], mientras que horizontalmente puede desplazarse como máximo 60[cm] en el eje X y 30[cm] en el eje Y.

Los motores utilizados son del tipo bipolar paso a paso (stepper motor modelo 23HS2821-05B Machinet), con un paso de ángulo mínimo de $1,8^\circ \pm 5\%$. Entre los posibles modos de operación de los motores se escogió el modo *Bipolar only parallel*, que permite un mayor torque, menor resistencia e inductancia, pero requiere una mayor corriente. La elección de esta configuración se debe al diseño del eje vertical, en éste, el motor se acopla mediante una cadena de engranajes y un tornillo de bolas, este último es un actuador lineal que convierte el movimiento de rotación en movimiento lineal, permitiendo al eje desplazarse verticalmente, pero que requiere de un mayor torque. Por otro lado, los ejes horizontales se acoplan directamente a los motores por medio de un acople flexible. El desplazamiento mínimo de cada eje del sistema es del orden de los 200[um], que resulta del ángulo mínimo de giro de cada motor y el hilo de los ejes.

Cada motor cuenta con una tarjeta controladora de motores paso a paso independiente modelo TB6560 Stepping Motor Driver v.2, las que contienen entradas digitales y salidas analógicas PWM de potencia para motores bipolares (Ver Figura 3.3).

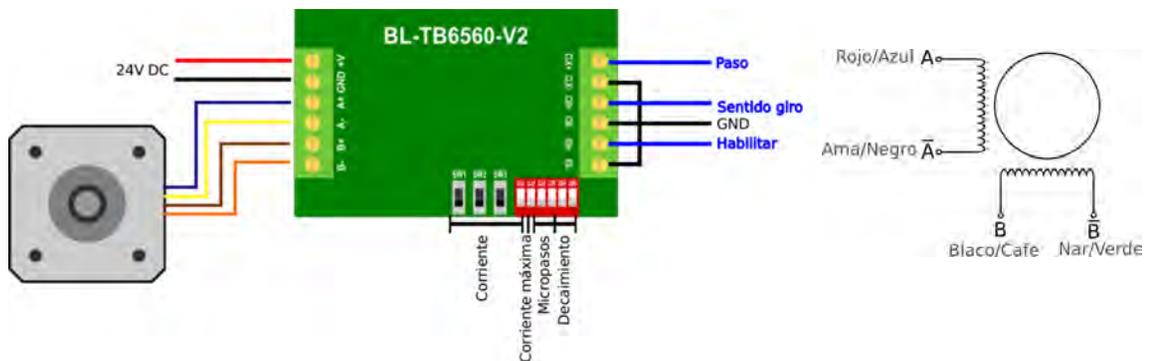


Figura 3.3: *Izquierda.* Conexiones Tarjeta de control TB6560 y switches de configuración. *Derecha.* Diagrama configuración Bipolar Only Parallel.

La tarjeta genera la señal de excitación de los motores acorde a los valores de entrada digital de los conectores EN, CLK y CW. EN habilita el motor para girar si su valor lógico es bajo, de lo contrario lo deshabilita y este no gira. CW comanda el sentido de giro del motor, sentido horario si el valor es bajo y antihorario si el valor es alto. Por último, cuando se genera un pulso en CLK, el motor gira un paso, cuando no se genera un pulso en CLK, la corriente baja a un 50 %

y mantiene el motor fijo en esa posición.

Además la tarjeta cuenta con la opción de micropasos. Esta opción permite determinar la cantidad de pulsos necesarios para llevar a cabo el giro mínimo, que pueden ser 1, 2, 8 y 16 micropasos. En la práctica, la utilización de menos o más micropasos se traduce en un movimiento mas suave del motor y por ende vibraciones menores del sistema posicionador, aunque se pierde torque. En este mismo aspecto, la velocidad de giro del motor dependerá de la cantidad de micropasos y la frecuencia con que el pulso sea aplicado en CLK.

En cuanto a la corriente, la tarjeta permite definir la corriente máxima que pueda suministrar y la corriente utilizada para mantener el motor en una posición fija cambiando la posición de los switch como se muestra en la Figura 3.3.

Como control del sistema, se utilizó un Arduino Mega, que consiste en un microcontrolador con pines digitales y análogos, que pueden ser usados como entradas y salidas. Los pines digitales de salida utilizados corresponden a las entradas de EN, CLK y CW para los tres motores, en cuanto a entrada digital se destino un pin asociado al botón reset de arduino, además de una serie de pines destinados a topes de carrera que restringen el avance del sistema posicionador. Respecto a las entradas análogas, éstas se utilizaron para obtener lecturas de dos joysticks análogos utilizados para mover manualmente el sistema.

En la Figura 3.4 se aprecia el SPT y el Módulo de Control desarrollado, que contiene entre otros el Arduino Mega y las Tarjetas de Control de cada motor.

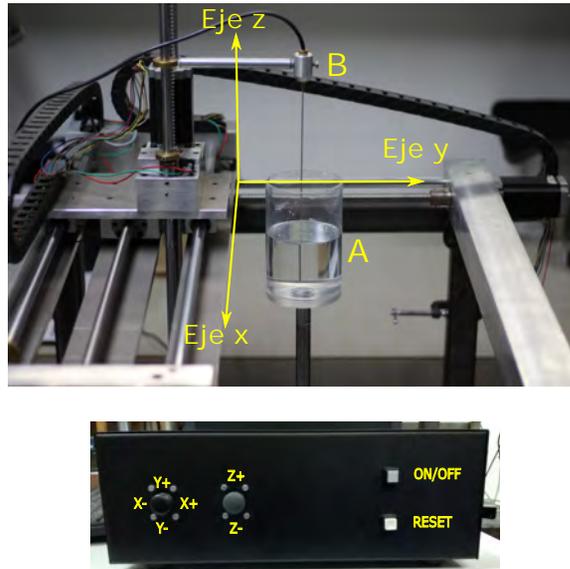


Figura 3.4: *Arriba*. Se observa SPT ejecutando barrido con sonda (B) en el interior del reactor (A). *Abajo*. Vista frontal del Módulo de control, se observan botones de encendido, reset y joysticks de control manual para las distintas direcciones.

3.1.1.1 Automatización mediante Arduino

La elección del módulo Arduino Mega se basa principalmente por la cantidad de pines digitales y analógicos que posee, por utilizar código libre, además de la posibilidad de establecer comunicación serial con un computador, que permita enviar y recibir mensajes e instrucciones, lo que constituye la columna vertebral del sistema de control desarrollado.

En cuanto a la programación, se creó una librería especializada denominada *motor.cpp* en la que se definieron las variables y funciones desarrolladas, correspondientes a las distintas rutinas y barridos. Junto con esto se creó el archivo *motor.h* que corresponde a la clase de las funciones creadas, es decir, en él se definen la naturaleza de las variables y funciones. Por último el archivo principal o sketch, el que fue grabado en el Arduino. En él se importa la librería con las funciones creadas, definen los pines asociados a cada variable y se llaman las funciones según se requieran. El sketch principal básicamente lee el puerto serial constantemente, si la entrada es distinta de cero, recibe el mensaje, lo desglosa e interpreta. Dicho mensaje contiene información tabulada, como el tipo de barrido, la distancia, el número de puntos a recorrer, el tiempo de pausa entre puntos, etc. Hecho lo anterior el sketch llama a la función específica y ésta se ejecuta.

Dependiendo del tipo de función llamada, ésta puede ejecutarse automáticamente sin la necesidad de comunicación serial con el ordenador o de nuevas instrucciones, tal es el caso de

las funciones que fijan el cero del sistema. Por otro lado, los distintos barridos, requieren de la comunicación serial para ejecutar un movimiento nuevo, esto fue diseñado en base a la posterior incorporación del sistema de medición y excitación. Al ejecutarse cualquier barrido, Arduino envía un mensaje una vez que ha terminado de desplazarse a un nuevo punto y permanece esperando un nuevo mensaje serial con la orden para ejecutar el siguiente punto, detener el barrido, pausar el barrido y sacar la sonda del agua, etc. En la Figura 3.5 se observa un diagrama de la interacción entre el sistema posicionador y el computador, que ejemplifica la dinámica que se desarrolla en cada movimiento.

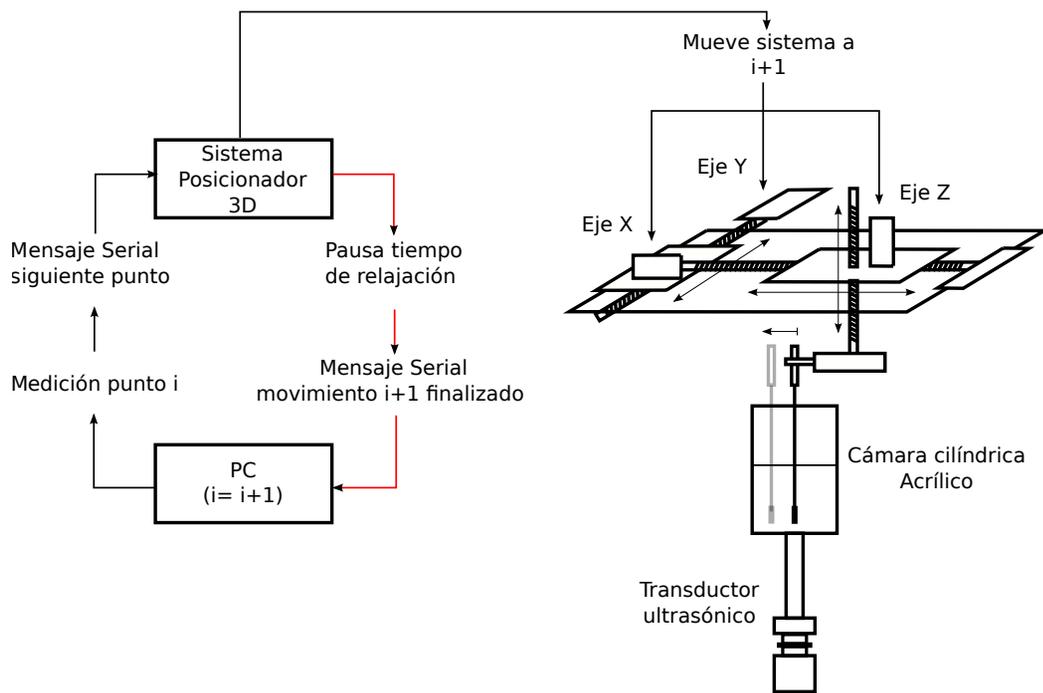


Figura 3.5: Diagrama de Iteración de Barridos. Se observa la interacción entre Sistema de Control comandado por Arduino Mega y PC, en barridos al interior de cámara de cavitación.

3.1.1.2 Sistema de Control Python-Arduino

Para establecer la comunicación serial con el sistema posicionador, generar la señal de excitación y la adquisición de las señales medidas se optó por el lenguaje de programación Python. La elección de este lenguaje de programación por sobre otros se debe principalmente a ser código libre y multiplataforma, es decir puede ser implementado tanto en distribuciones basadas en Linux como en Windows, entre otras. Además posee soporte para el osciloscopio digital TiePie HS5, lo que permite controlar este último desde línea de comando sin la necesidad de utilizar el software suministrado por el fabricante. Junto con lo anterior, Python, posee una serie de librerías

científicas y gráficas de gran utilidad, similares a las presentes en MATLAB, uno de los programas comerciales más utilizados en el área científica e ingenieril.

El programa denominado Automatización de Mediciones, se ejecuta desde un intérprete de Python o una terminal. Este contiene una serie de funciones relacionadas con los tipos de barridos que el posicionador puede desarrollar, las que se despliegan como menú al ser ejecutado. Dependiendo de la opción escogida, el software requerirá de información adicional, en el caso de un barrido, será necesario ingresar: la frecuencia de excitación de los transductores, amplitud de la señal de excitación, punto de inicio del barrido, cantidad de puntos a barrer, ganancia del amplificador de potencia, tiempo máximo de inmersión de la sonda, entre otros. Con la información requerida generará en primer lugar, un arreglo con los puntos que forman la señal de excitación, luego el mensaje serial con las instrucciones para el Arduino, además, desplegará un cuadro resumen con los datos de la medición a realizar, el que puede ser editado para agregar comentarios de la medición en particular y finalmente generar un archivo de texto con toda la información del barrido.

Filosofía de Control

Una vez que se ha enviado el mensaje por la puerta serial desde el programa Automatización de Mediciones, el Arduino interpretará el mensaje y dará inicio a la función correspondiente. Al ejecutar el primer movimiento del barrido, el Sistema Posicionador ejecuta una pausa de 4 segundos, mientras las vibraciones de la sonda producidas por el desplazamiento se detienen. Luego envía un mensaje al programa en Python indicando que ya ha ejecutado el movimiento, entonces el programa de automatización genera la señal de excitación por medio del generador de señales del HS5 y adquiere simultáneamente por medio de sus dos canales, la corriente en el transductor y el voltaje en la sonda. Hecho lo anterior, envía un mensaje al posicionador indicando que ejecute el siguiente movimiento. En la Figura 3.6 se observa un esquema resumen de la filosofía de control utilizada y la interpretación de los distintos mensajes y condiciones evaluadas.

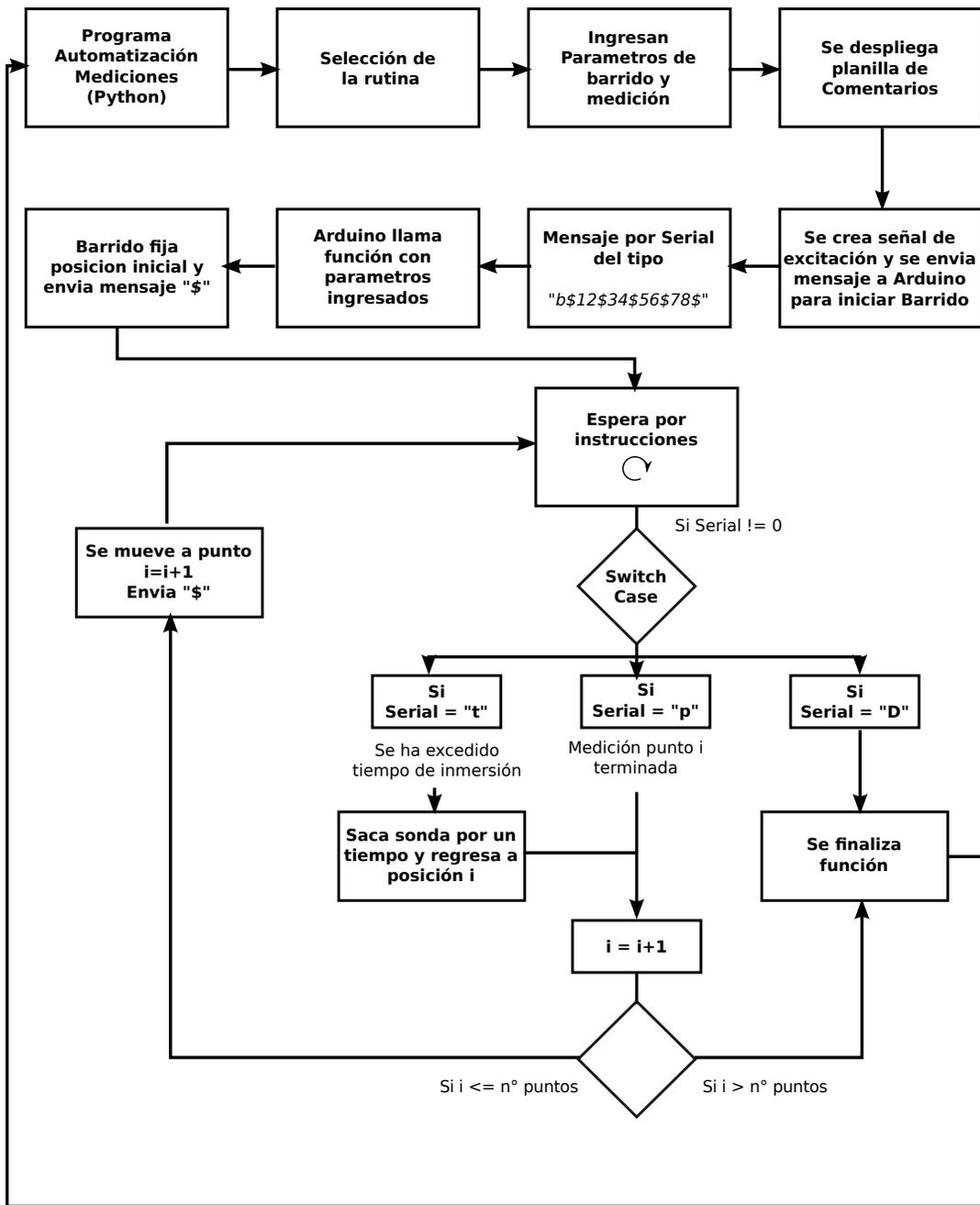


Figura 3.6: Filosofía de control del sistema y comunicación serial entre Arduino y Python.

3.1.1.3 Generación de señal y Adquisición de datos

Para general la señal de excitación y la adquisición de los datos de presión y corriente, se ejecuta una función creada denominada *Generar Medir*. Dicha función tiene como argumentos el directorio, punto de la medición, amplitud de excitación, escala de ambos canales del osciloscopio, frecuencia de muestreo, número de muestras, frecuencia de excitación y un arreglo de puntos. El arreglo de puntos, es creado utilizando la Ecuación 3.1

$$S(x) = \left(\frac{\sin\left(\frac{2\pi x}{B}\right)}{2} \right) \cdot \left(1 - \tanh\left(\frac{|x - t_0| - \frac{D}{2}}{W}\right) \right) \quad (3.1)$$

donde B , D , W y t_0 son parámetros que dependen de la escala temporal, duración, frecuencia y número de puntos utilizados que permiten construir la señal de excitación. El arreglo de puntos creado, permite reconstruir una función sinusoidal amortiguada en amplitud, al inicio y final de esta misma. De esta forma se disminuye el overshoot de la corriente producida por una señal tipo escalón, protegiendo al transductor de cambios abruptos en la tensión aplicada.

Generar Medir crea un tren de 3 pulsos consecutivos de la función sinusoidal amortiguada, de esta forma es posible “triggear” el generador del osciloscopio y la adquisición en ambos canales. Además, al utilizar un tren de pulsos en cada punto y no una excitación continua del transductor, los efectos térmicos de la cavitación en el medio se ven reducidos. Los valores medidos se guardan en un archivo de texto que contiene 3 columnas con el número de muestras, voltaje en el CH1(Presión) y voltaje en CH2 (Corriente). En la Figura 3.7 se muestra los gráficos que se obtienen del arreglo de valores que componen la señal de excitación.

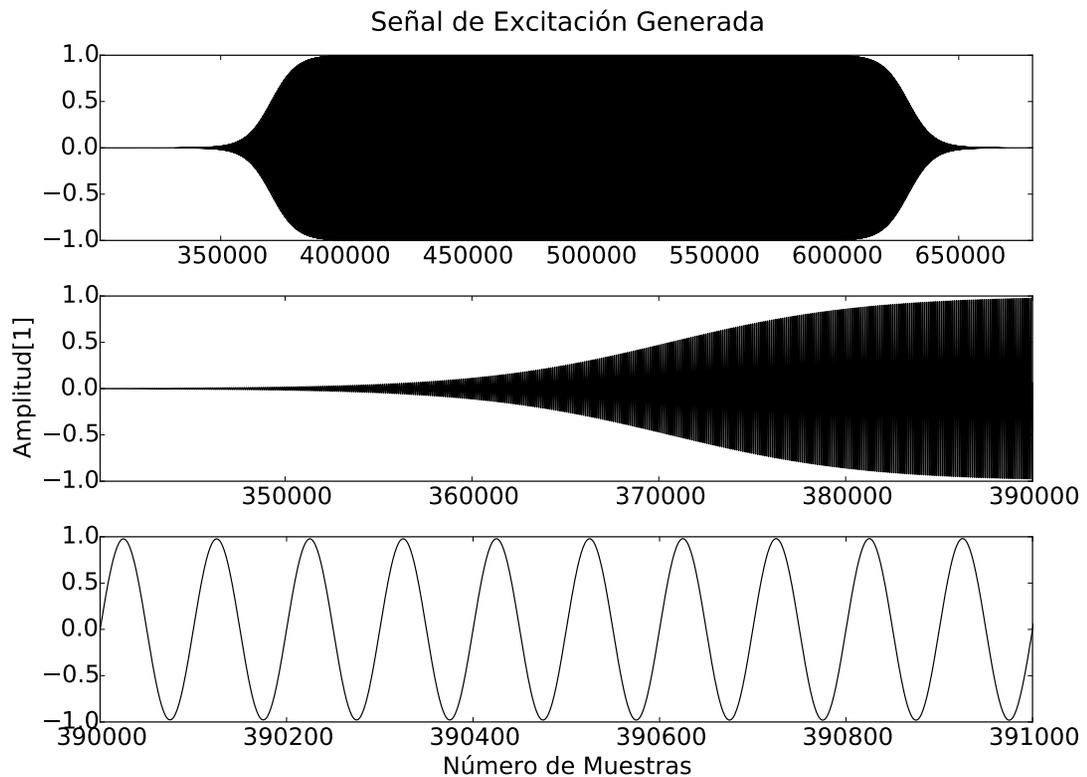


Figura 3.7: Arreglo de puntos que componen la señal de excitación. Se observa una señal sinusoidal amortiguada en sus extremos.

En la Figura 3.7 se observa que la señal generada tiene amplitud adimensional por defecto y un dominio compuesto por el número de muestras. Al realizar la conversión digital análoga, TiePie convierte la amplitud a voltaje acorde a lo ingresado en Python y transforma al dominio temporal por medio de la frecuencia de muestreo utilizada (1MHz).

3.1.1.4 Sondas de Presión y Corriente.

Entre los variados fenómenos físicos usados para convertir energía acústica en energía eléctrica se encuentran, la inducción electromagnética, el efecto piezoeléctrico, la magnetostricción y la variación de la capacitancia de un capacitor. Si la respuesta eléctrica corresponde a variaciones de la presión acústica, el sensor o micrófono se clasifica como micrófono de presión.

La sonda de presión utilizada es del tipo piezoeléctrico, la que frente a cambios de presión sufre deformaciones mecánicas en su cara sensible, transformándolas en señales eléctricas. El modelo utilizado corresponde a la Sonda 14, manufacturada en el Laboratorio de Ultrasonidos de la Universidad de Santiago de Chile, cuya sensibilidad a 20[kHz] equivale a $0,66 \pm 0,02[uV/Pa]$. En la Figura 3.8 se muestra una imagen de la sonda utilizada.



Figura 3.8: La sonda de presión la componen: el elemento activo en la punta, recubierto por una película protectora, varilla de acero de 1.5[mm] de diámetro y 260[mm] de largo sumergible y el cuerpo de bronce donde se conecta el cable de señal.

Al trabajar con presiones del orden de los 10[kPa] se obtienen voltajes de respuesta entorno a los [mV], por lo que es necesario utilizar un amplificador de señal, para aumentar la relación entre la señal y el ruido del sistema. En la Figura 3.9 se observa la ganancia medida a 20[kHz] del amplificador de señales utilizado.

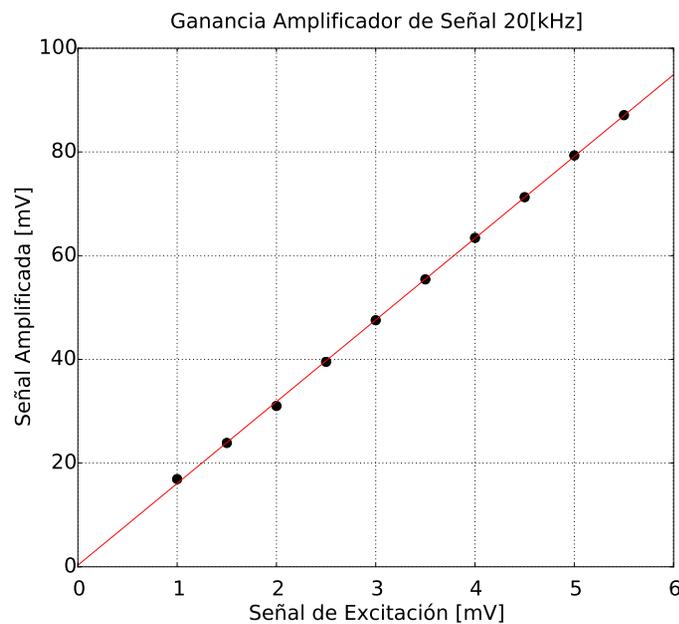


Figura 3.9: Curva de Ganancia del Amplificador de señal de 20[kHz] utilizado.

El factor de ganancia del amplificador de señal a 20[kHz] se obtiene por medio de una relación lineal entre el voltaje de entrada y la señal amplificada, obteniendo una ganancia de

$15,74 \pm 0,15$. De acuerdo a lo expuesto, es posible transformar el voltaje amplificado proveniente de la sonda A en presión acústica (P) utilizando la Ecuación.3.2.

$$P[Pa] = \left(\frac{A}{0,66 \cdot 10^{-6} \cdot 15,74} \right) \pm 0,04 \quad (3.2)$$

En cuanto a la sonda de corriente y su respectivo amplificador, se utilizó el equipo Tektronics AM 503B, que consta de una sonda de corriente de efecto Hall, que permite medir corriente directamente sobre una de las conexiones del transductor. La sensibilidad de ésta puede ser ajustada acorde a las necesidades de resolución, en el caso particular de las mediciones llevadas a cabo, se utilizó una sensibilidad de 200[mA/Div] con un error relativo del 3%. Cuando se utiliza un osciloscopio análogo el fabricante recomienda utilizar 10[mV/Div], lo que implica que cada 10[mV] obtenemos 200[mA], de modo que es posible establecer un factor de conversión de 20[A/V]. En consecuencia, al utilizar un osciloscopio digital, para convertir el voltaje en [V] obtenido desde el equipo Tektronics a corriente en Ampere, es necesario multiplicarlo por un factor de 20. El error relativo del voltaje medido en el canal del osciloscopio equivale a un 0,1% del rango utilizado, en este caso 200[mV], correspondiente a $\pm 0,0002[V]$. Mientras que el error del amplificador de corriente equivale a un 3% del valor de lectura, de modo que, el factor de conversión es igual a $20,0 \pm 0,6$.

3.1.2 Sistema de Excitación: Transductores

El sistema de excitación utilizado lo componen dos transductores piezoeléctricos de tipo Langevin, de 50 y 20[mm] de diámetro, manufacturados en el Laboratorio de Ultrasonidos del Departamento de Física de la Universidad de Santiago.

3.1.2.1 Caracterización Electromecánica de Transductores

Para la caracterización electromecánica de los transductores se utiliza un analizador de impedancia Agilent Precision Impedance Analyzer 4294A. Mediante un barrido en frecuencias, el analizador determina la curva de impedancia eléctrica del transductor en función de la frecuencia, de la que es posible obtener la frecuencia de resonancia a la impedancia mínima. Además, permite calcular los parámetros del circuito equivalente que se mostró en la Figura 2.5 con los que se determina el valor de L_0 mediante la Ecuación 2.10. Estos parámetros se utilizan para construir la red de adaptación de impedancias y la inductancia en paralelo que permite anular la capacidad interelectrónica de las cerámicas.

Transductor de diámetro 20[mm]

Para este transductor se obtuvo una frecuencia de resonancia $f_{20} = 21,687kHz$ y una impedancia mínima de $|Z_{20} = 73,90\Omega|$ con una columna de agua de $80[mm]$ de altura la curva se muestra en la Figura 3.10. Además, se calculó el valor de la inductancia, obteniendo $L_{20} = 6[mH]$.

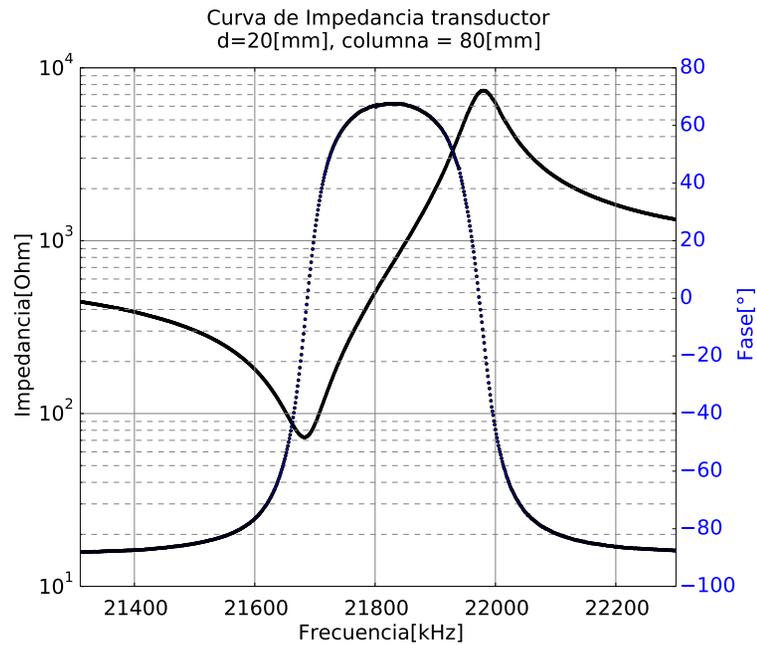


Figura 3.10: Curvas de fase e impedancia eléctrica en función de la frecuencia del transductor con columna de agua de 80mm. Se observa una impedancia mínima entorno a los 21.7kHz.

Transductor de diámetro 50[mm]

Para este transductor se obtuvo una frecuencia de resonancia $f_{50} = 21,5kHz$ y una impedancia mínima de $|Z_{50} = 158\Omega|$ con una columna de agua de $80[mm]$ de altura, la curva se muestra en la Figura 3.11. Además, se calculó el valor de la inductancia correspondiente, obteniendo $L_{50} = 15[mH]$.

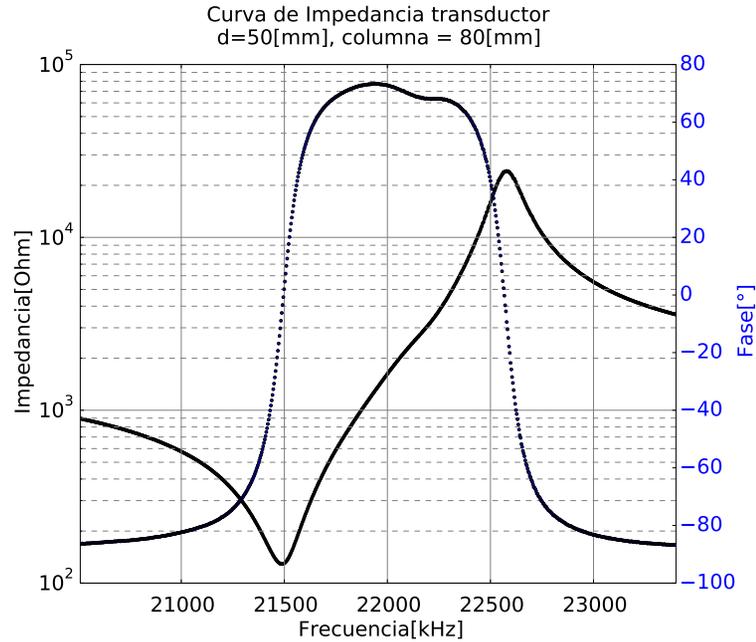


Figura 3.11: Curva de fase e impedancia eléctrica en función de la frecuencia del transductor con columna de agua de 80mm. Se observa una impedancia mínima entorno a los 21.5kHz.

3.1.2.2 Desplazamiento de la Superficie Radiante de los Transductores

Al excitar un transductor a determinada potencia, éste vibra de forma extensional, generando un desplazamiento de su superficie radiante proporcional a la corriente aplicada.

Para determinar la amplitud de desplazamiento de la superficie radiante de los transductores en función de la corriente se utiliza un Vibrómetro Láser Doppler Polytec OFV-3001 y un interferómetro Polytec OFV 512. El vibrómetro posee un láser que se enfoca de forma perpendicular a la superficie que se desea medir. Debido al efecto Doppler, la frecuencia de la luz láser reflejada es proporcional a la velocidad. Esta variación de la frecuencia se mide en el vibrómetro con la ayuda del interferómetro, que hace una demodulación del corrimiento de la frecuencia y transforma ese corrimiento a una señal de voltaje. Esta salida corresponde a una señal sinusoidal cuya amplitud es proporcional a la velocidad de la superficie. Esta velocidad se puede relacionar con la amplitud de desplazamiento del transductor por medio de la Ecuación 2.9.

En la Figura 3.12 se observa el montaje utilizado para determinar la amplitud de desplazamiento de los transductores.

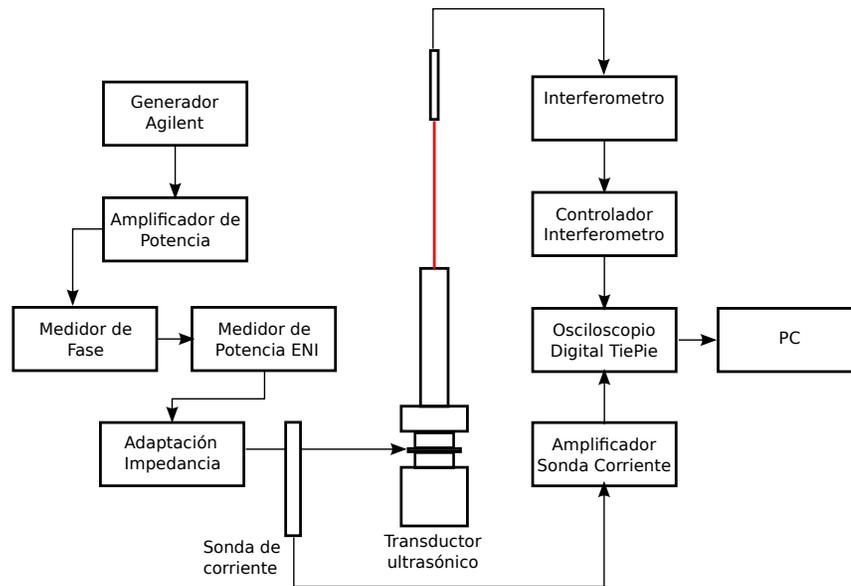


Figura 3.12: Montaje experimental utilizado para determinar el desplazamiento de la cara radiante de los transductores en función de la corriente.

Utilizando un generador de señales Agilent 33250A se generó la señal sinusoidal de excitación a la frecuencia de resonancia de los transductores para ser amplificada posteriormente. En seguida se conectó un medidor de fase y potencia, para verificar en tiempo real la resonancia del sistema. A continuación se encuentra la adaptación de impedancia e inductancia debidamente construida y el transductor. Con el fin de obtener la corriente que circula por el transductor se utilizó una sonda de corriente Tektronics AM 503B, la que entrega una señal de voltaje a partir de la cual se realiza una conversión a corriente en Amperes. Finalmente, se encuentra un osciloscopio digital TiePie HS5 conectado a un computador personal que registra en simultáneo los valores de voltaje entregados tanto por el vibrómetro como por la sonda de corriente.

En las Figuras 3.13 y 3.14, se observan la amplitud de desplazamiento del centro de la superficie de la cara radiante de los transductores en función de la corriente aplicada.

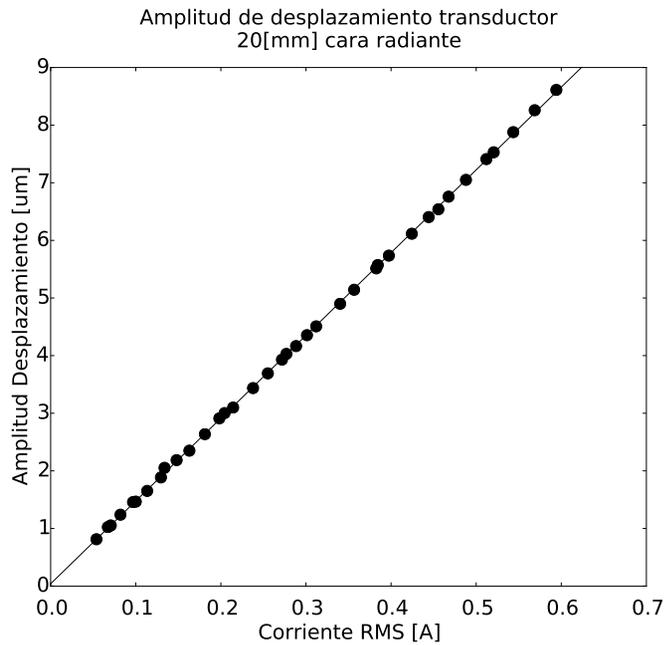


Figura 3.13: Amplitud de desplazamiento cara radiante del transductor de diámetro 20[mm] en función de la corriente.

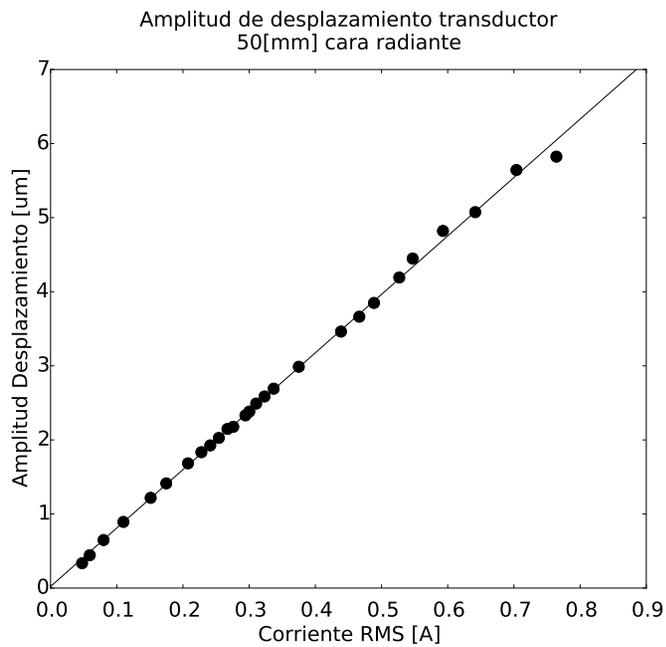


Figura 3.14: Amplitud de desplazamiento cara radiante del transductor de diámetro 50[mm] en función de la corriente.

De los valores obtenidos para cada transductor es posible establecer una relación funcional lineal entre la amplitud de desplazamiento y la corriente aplicada, obteniendo para el

transductor de 20[mm] y 50[mm] las expresiones 3.3 y 3.4 respectivamente.

$$A_{20}[\mu m] = (14,365 \pm 0,001)10^{-6} \cdot I_{RMS}[A] + (4,08 \cdot \pm 0,01)10^{-8} \quad (3.3)$$

$$A_{50}[\mu m] = (7,884 \pm 0,004)10^{-6} \cdot I_{RMS}[A] + (2,2 \pm 0,1)10^{-8} \quad (3.4)$$

Además, las curvas obtenidas permiten determinar el desplazamiento máximo que puede desarrollar cada transductor acorde al ajuste lineal establecido, en efecto, el transductor de 50[mm] de diámetro se limita al rango de 1-4[um] mientras que el transductor de 20[mm] de diámetro se comporta linealmente entre 1-9[um]. Por lo tanto en este estudio se empleará el rango de 1-4[um] para comparar la distribución del campo acústico para ambas relaciones de aspecto.

3.1.2.3 Frecuencia de Resonancia de Transductores en Función de la Potencia

En la práctica, al aplicar potencia progresivamente a los transductores piezoeléctricos estos modifican su frecuencia de resonancia y cambian su impedancia eléctrica. Para garantizar el límite máximo de desplazamiento que puede desarrollar el transductor de 50[mm] alrededor de los 5[μm] con aproximadamente 0,6[A], se debe encontrar la frecuencia de resonancia y la potencia de excitación que permitan alcanzar estos límites por medio de un barrido en frecuencias y potencia.

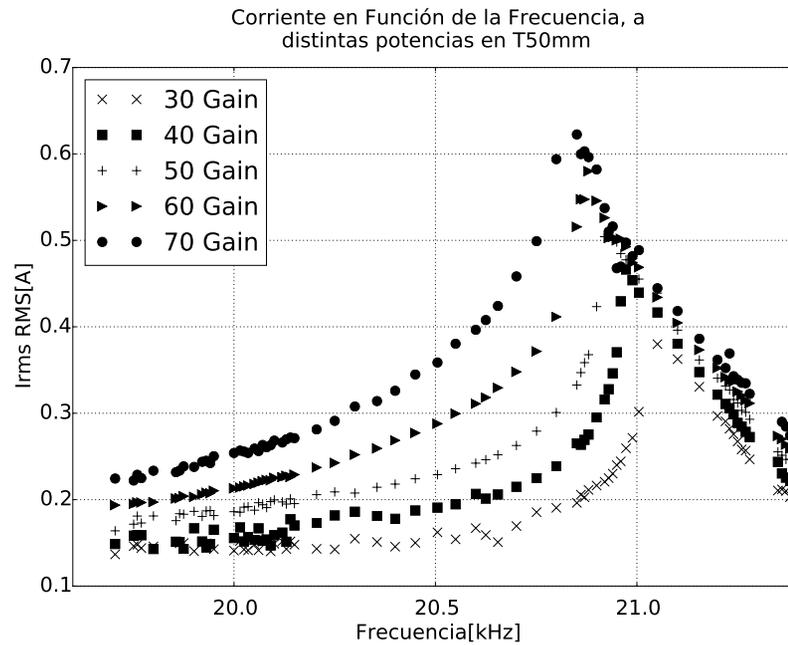


Figura 3.15: Corriente RMS en función de la frecuencia utilizando transductor de 50[mm] de diámetro y columna de 80[mm] de agua. Se utilizaron distintas ganancias en el amplificador de potencia y se mantuvo fija la señal de excitación en 4[V].

Como se ve en Figura 3.15, se obtuvo la corriente RMS en el transductor en función de la frecuencia, utilizando distintos valores de ganancia del amplificador de potencia y con una señal de excitación fija en 4[V]. Se distingue un leve corrimiento de la frecuencia de resonancia a medida que aumenta la potencia de excitación. De los resultados, se obtiene una impedancia mínima y corriente máxima entorno a los 0.6[A] utilizando aproximadamente 20.7[kHz], 70 Gain y 4[V]. En consecuencia, la frecuencia de resonancia obtenida es 20.7[kHz], la que será utilizada en los estudios propuestos ya que permitirá desarrollar las distintas amplitudes de desplazamiento que se requieren.

Del mismo modo, en la Figura 3.16 se observan los resultados obtenidos con el transductor de 20[mm]. La impedancia mínima se consigue entorno a la frecuencia de resonancia 21.52[kHz] utilizando 30 Gain, 2[V], con una corriente RMS máxima entorno a 0.6[A] que permite alcanzar aproximadamente 8[um].

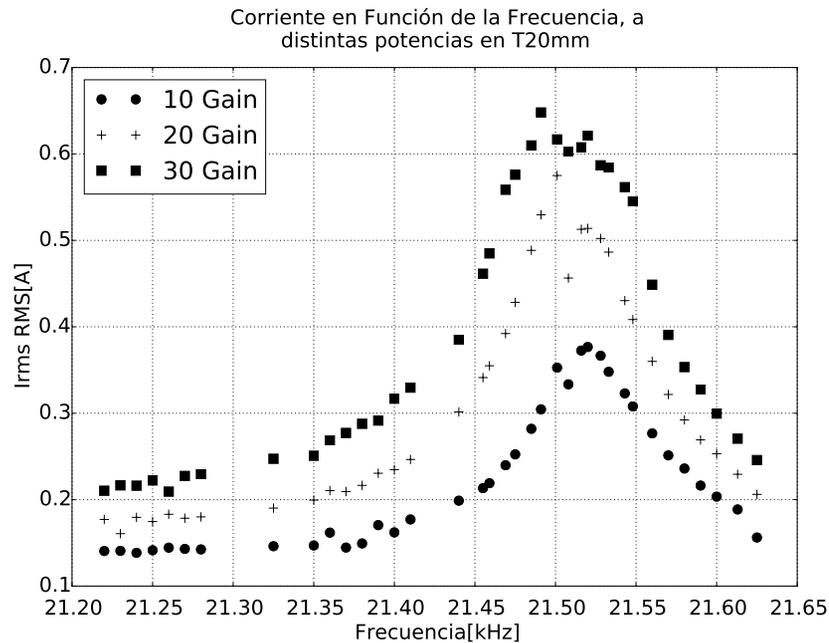


Figura 3.16: Corriente RMS en función de la frecuencia utilizando transductor de 20[mm] de diámetro y columna de 80[mm] de agua. Se utilizaron distintas ganancias en el amplificador de potencia y se mantuvo fija la señal de excitación en 2[V].

3.2 Montaje y Método Experimental

3.2.1 Montaje

El montaje experimental utilizado para determinar el campo acústico cavitatorio en el interior de las cámaras cilíndricas lo componen en conjunto el Sistema Posicionador Tridimensional y el Sistema de Excitación. Como se observa en la Figura 3.19 el montaje lo configuran un computador, el Posicionador Tridimensional, un osciloscopio digital TiePie HS5, una sonda de presión acústica y su respectivo amplificador de señal, una sonda de corriente Tektronics AM 503B y su respectivo amplificador de señal, el transductor ultrasónico, su red de adaptación y respectivo amplificador de potencia AE Techron 7224 y la cámara de acrílico cilíndrica con una columna de agua destilada de 80[mm] de altura. La altura de la columna de agua depende de la longitud de onda de la señal acústica emitida, si consideramos la velocidad del sonido en el agua destilada $v = 1484m/s$ y la frecuencia de los transductores que es del orden de los 20[kHz] se obtiene una longitud de onda de aproximadamente $\lambda = 75[mm]$, lo que permite a la altura de la columna de agua obtener una onda estacionaria en el interior del reactor.

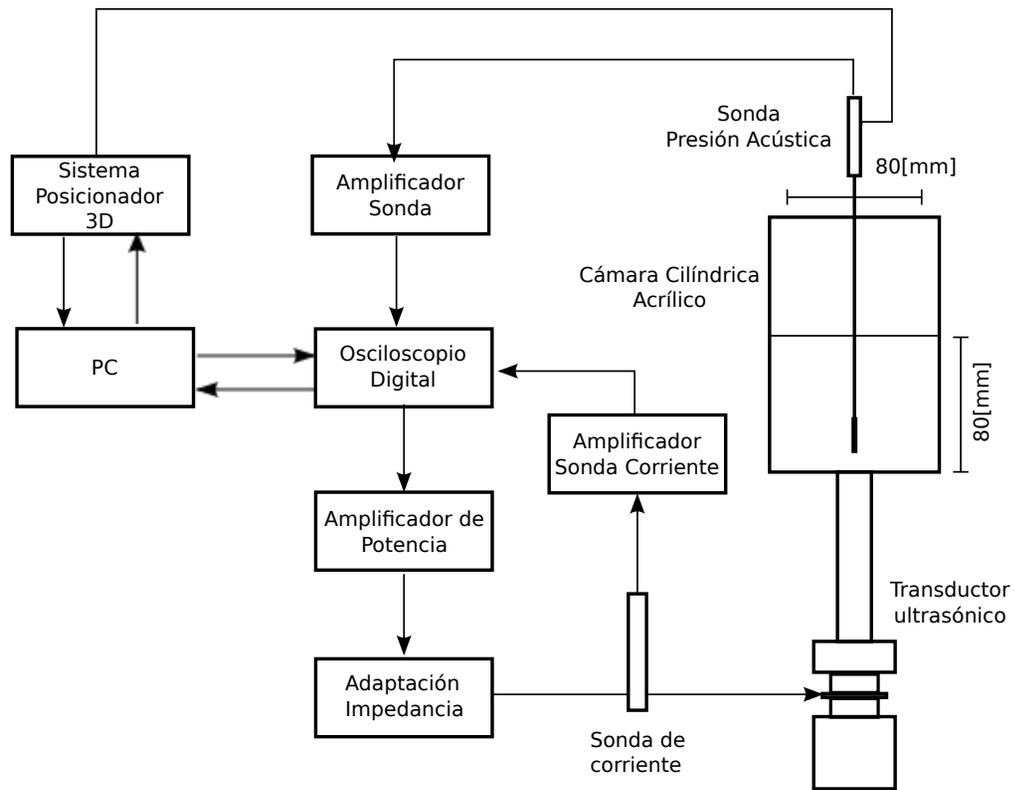


Figura 3.17: Montaje experimental utilizado para obtener la distribución del campo acústico en el interior de las cámaras de acrílico.

3.2.2 Método

3.2.2.1 Distribución de Presión

En ambos reactores se barrieron series de 5 planos del campo acústico por cada amplitud de desplazamiento entorno a 1, 2, 3, 3.5 y 4[μm] aproximadamente. Cada barrido corresponde a un plano vertical de 80x80[mm] centrado perpendicularmente a la superficie radiante del transductor, a 1[mm] de altura de este mismo, como se observa en la Figura 3.18. La separación entre los puntos que conforman este barrido fue de 4[mm], se utilizaron 21x21 puntos, con un total de 441 puntos equidistantes.

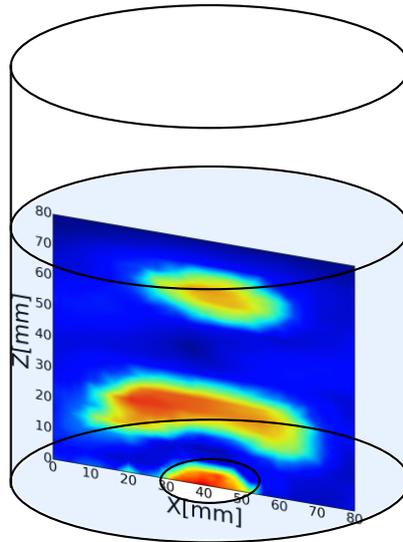


Figura 3.18: Se observa la posición de los planos medidos en el interior del reactor. Donde la coordenada Z indica la posición vertical respecto a la cara radiante del transductor, mientras que la coordenada X representa la posición paralela al diámetro del reactor.

Los 5 planos medidos por cada amplitud de desplazamiento se realizaron de forma consecutiva. El agua destilada se reemplazaba cada vez que se iniciaba la medición de una nueva amplitud de desplazamiento, ya que transcurría alrededor de un día entre las mediciones de cada amplitud, descartándose así, posibles fuentes contaminantes como polvo, impurezas o burbujas.

Antes de iniciar cada serie de barridos, se establecía el cero del sistema utilizando las funciones del sistema posicionador, de modo que cada plano medido tenga el mismo sistema de referencia.

La duración de cada barrido es de alrededor de 45 minutos, con un tiempo entre medidas de 6 segundos, que considera el desplazamiento de la sonda, tiempo de relajo, excitación y adquisición. Además, entre barridos se dejaron alrededor de 20 minutos que permiten extraer la sonda, dejar que se seque y regresar al cero del sistema.

3.2.2.2 Umbral de Cavitación

Utilizando una columna de agua destilada de 80[mm] de altura, se midió a una altura fija, la presión acústica a medida que se aumentaba progresivamente la potencia de excitación de los transductores, de modo que la presión acústica aumente junto con la amplitud de desplazamiento. Para efectuar el barrido en potencia, se utilizó un programa construido en Python que permite

fijar la frecuencia de excitación y variar su amplitud desde 1-5[V], con un paso de 0.05[V], manteniendo ganancias fijas de 60 y 50 Gain para el transductor de 50[mm], mientras que para el transductor de 20[mm] se utilizaron 30 y 20 Gain. Las ganancias se fijaron para limitar la corriente máxima generada en los transductores. El programa genera por medición 80 archivos de texto que contiene la presión y corriente registrada por cada medida del barrido. La altura fija a la que se medirá, dependerá de los resultados obtenidos en el punto anterior.

3.2.2.3 Simulaciones de Reactores

Utilizando COMSOL Multiphysics 4.4, se simuló el campo acústico lineal en el interior de las cámaras utilizando ambos transductores. Se utilizó el módulo de Presión Acústica en el dominio de frecuencias en un estudio 2D Axisimétrico.

En primer lugar se construyó una geometría que representa las paredes del contenedor, la superficie radiante del transductor y la columna de agua. Como condiciones de borde se utilizó la impedancia acústica de cada material donde $Z = \rho \cdot v$. Para generar la presión en el interior del reactor se definió una aceleración normal de la cara radiante, dada por $a_N = A(2\pi f)^2 \sin(2\pi f)$, donde A corresponde a la amplitud de desplazamiento. Se utilizó la frecuencia de resonancia f de cada transductor y una variación paramétrica de la amplitud de desplazamiento con 1, 2, 3, 4 y 5[um]. Para estudiar la influencia de las propiedades acústicas de las paredes de los reactores en la distribución de la presión y los valores que éstas puedan alcanzar, se definieron condiciones de borde de acuerdo a la impedancia acústica de cada material, utilizando paredes de Acrílico y de Borocilicato (Pyrex).

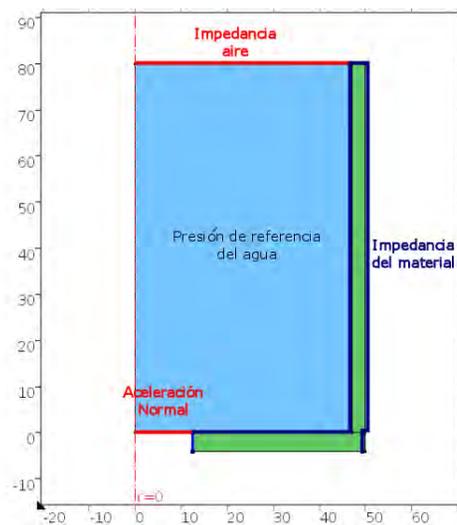


Figura 3.19: Se observa la geometría utilizada en las simulaciones y las respectivas condiciones de borde.

Capítulo 4

Resultados y Análisis

4.1 Campos Acústicos

Por cada punto medido, el Programa de Automatización de mediciones registra en un archivo de texto el número de la muestra en la primera columna, en la segunda registra el voltaje en la salida del amplificador de presión y en la tercera columna el voltaje obtenido desde el amplificador de corriente.

El primer paso en el tratamiento de las señales es el cálculo de los valores RMS de presión y corriente por cada punto. Debido a que la corriente de excitación es amortiguada como se ve en la Figura 4.1 , se creó un programa capaz de detectar el intervalo en que la señal de corriente se estabiliza a la mayor amplitud. Para esto, se toma el máximo valor de corriente, se crea una señal sinusoidal con esta amplitud y se obtiene su valor RMS máximo. Luego se compara el valor RMS de la corriente por tramos hasta cumplir con una tolerancia mayor o igual que el 80 % del RMS máximo. Si la condición se cumple, el programa entrega los índices de los intervalos, como se ve en Figura 4.1.

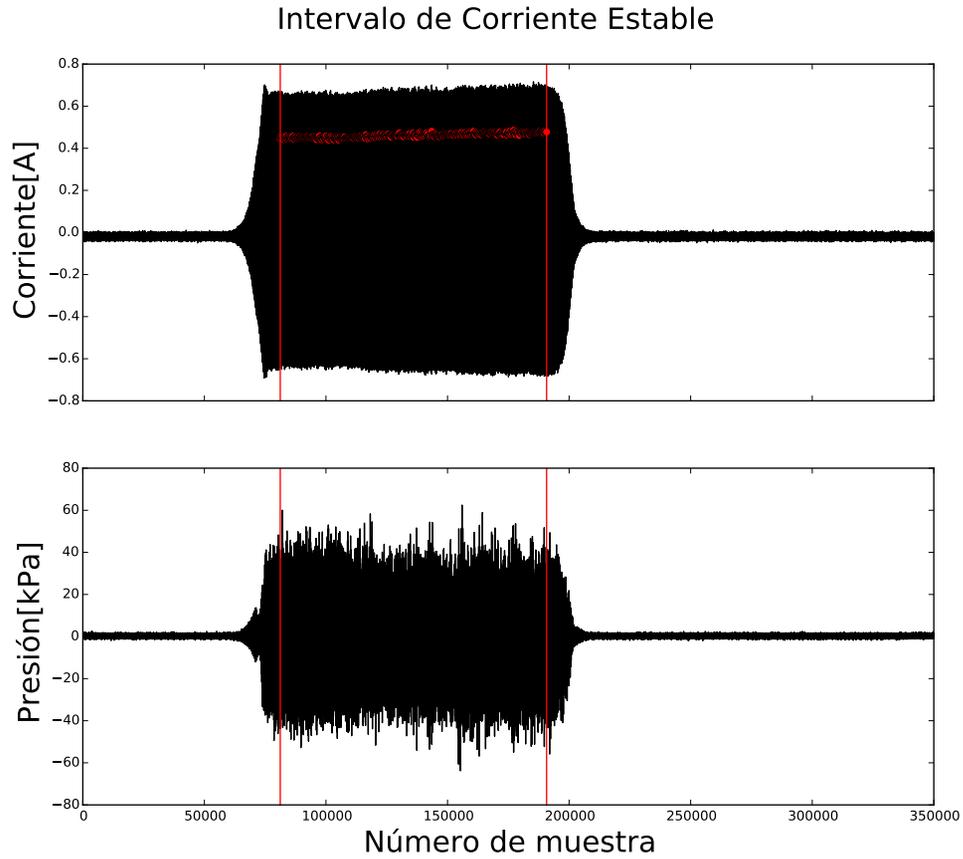


Figura 4.1: Delimitado por líneas rojas se observan el punto inicial y final que cumplen con la condición de estabilidad en la corriente y presión. Los puntos rojos corresponden a los intervalos utilizados para determinar la estabilidad y optimizar el cálculo.

Las coordenadas obtenidas establecen los límites en los que se calculan el valor RMS de la corriente y la presión. Para transformar el voltaje en corriente en Ampere se multiplica por 20 y para obtener presión en Pascal, se utiliza la Ecuación 3.2, como se vio en el Punto 1.1.1.4.

Una vez obtenidos los valores RMS de presión y corriente en cada punto del total de medidas, se determina la amplitud de desplazamiento promedio alcanzada en cada plano a partir de la corriente RMS de cada uno de los puntos que lo componen. Hecho esto, los 5 valores de amplitud de desplazamiento por serie de medidas se promedia para encontrar la amplitud de desplazamiento total.

La transformación de la corriente RMS en amplitud de desplazamiento se obtiene de las Ecuaciones 3.3 y 3.4. De acuerdo a lo anterior, el resumen de las series de medidas llevadas a cabo se encuentran en la Tabla 4.1.

Transductor	20[mm], $R_{g1} = 4,7$	50[mm], $R_{g2} = 1,9$
Frecuencia [kHz]	21.52	20.70
λ [m]	0.070	0.072
	...	1.02
	2.04	2.11
Amplitud[um]	3.01	3.10
	3.50	3.50
	4.10	4.00

Tabla 4.1: Resumen de serie de mediciones realizadas a distintas amplitudes de desplazamiento con las dos relaciones de aspecto establecidas.

Una vez calculado el desplazamiento promedio de cada serie, se construye el campo de presión de cada plano medido. Las escalas de presiones están limitadas por el máximo y mínimo de presión RMS entre el total de planos medidos por cada relación de aspecto utilizada.

4.1.1 Transductor 20[mm]

En las Figuras 4.2, 4.3, 4.4 y 4.5 se observan los campos acústicos obtenidos con el transductor de 20[mm] de diámetro, correspondiente a una relación de aspecto de $R_{g1} = 4,7$.

Distribución de Presión Acústica [kPa],
Transductor de 20[mm], 21.52[kHz], Amplitud
desplazamiento 2.04[um]

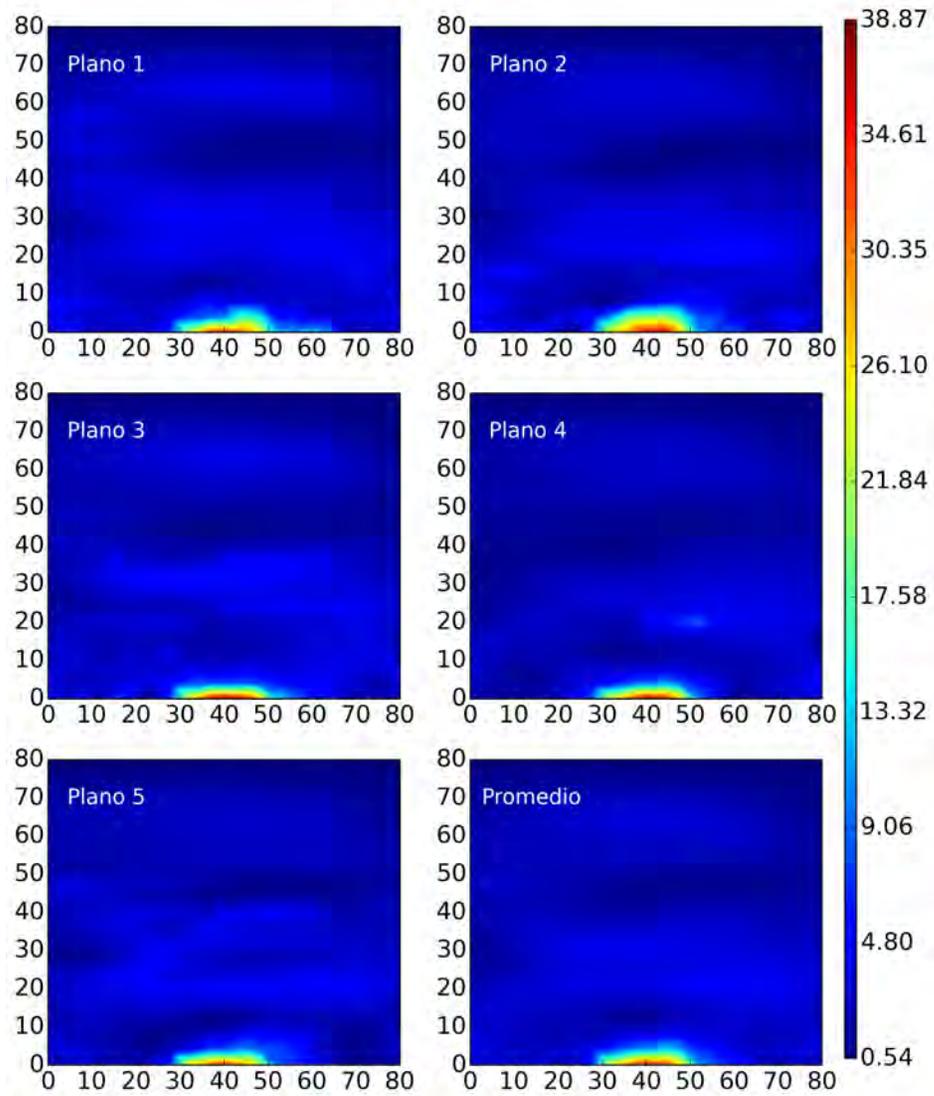


Figura 4.2: Se observan 5 planos medidos y campo acústico promedio utilizando transductor de diámetro 20[mm] y amplitud de desplazamiento de 2.04[um].

Distribución de Presión Acústica [kPa],
Transductor de 20[mm], 21.52[kHz], Amplitud
desplazamiento 3.01[um]

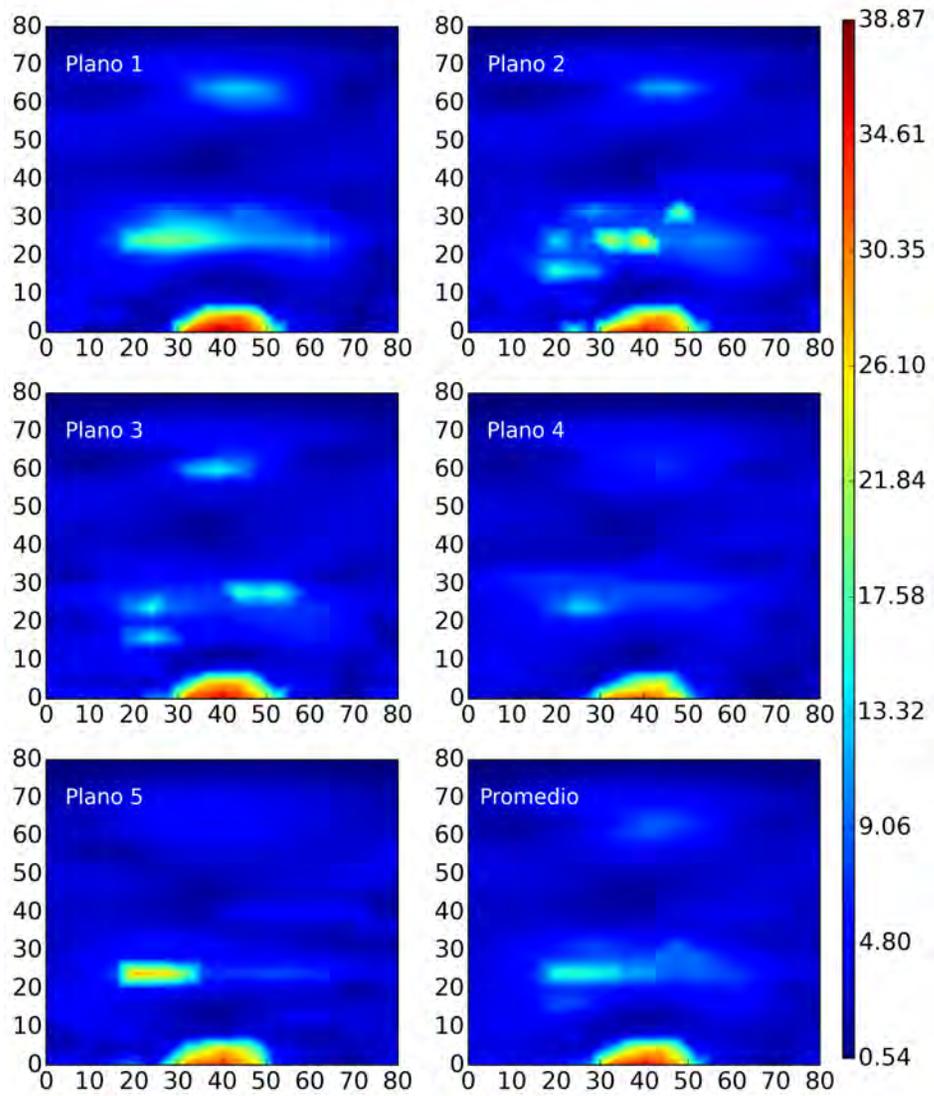


Figura 4.3: Se observan 5 planos medidos y campo acústico promedio utilizando transductor de diámetro 20[mm] y amplitud de desplazamiento de 3.01[um].

Distribución de Presión Acústica [kPa],
Transductor de 20[mm], 21.52[kHz], Amplitud
desplazamiento 3.50[um]

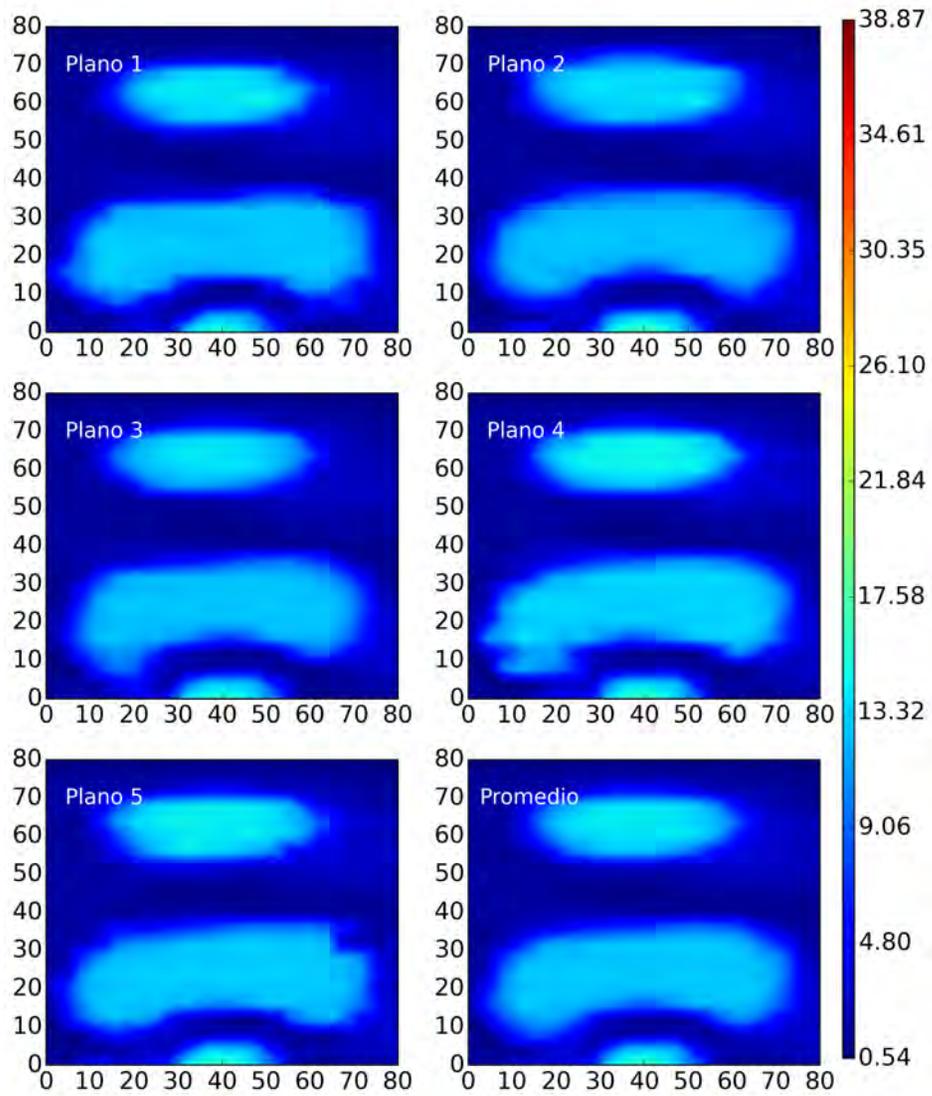


Figura 4.4: Se observan 5 planos medidos y campo acústico promedio utilizando transductor de diámetro 20[mm] y amplitud de desplazamiento de 3.50[um]

Distribución de Presión Acústica [kPa],
 Transductor de 20[mm], 21.52[kHz], Amplitud
 desplazamiento 4.10[um]

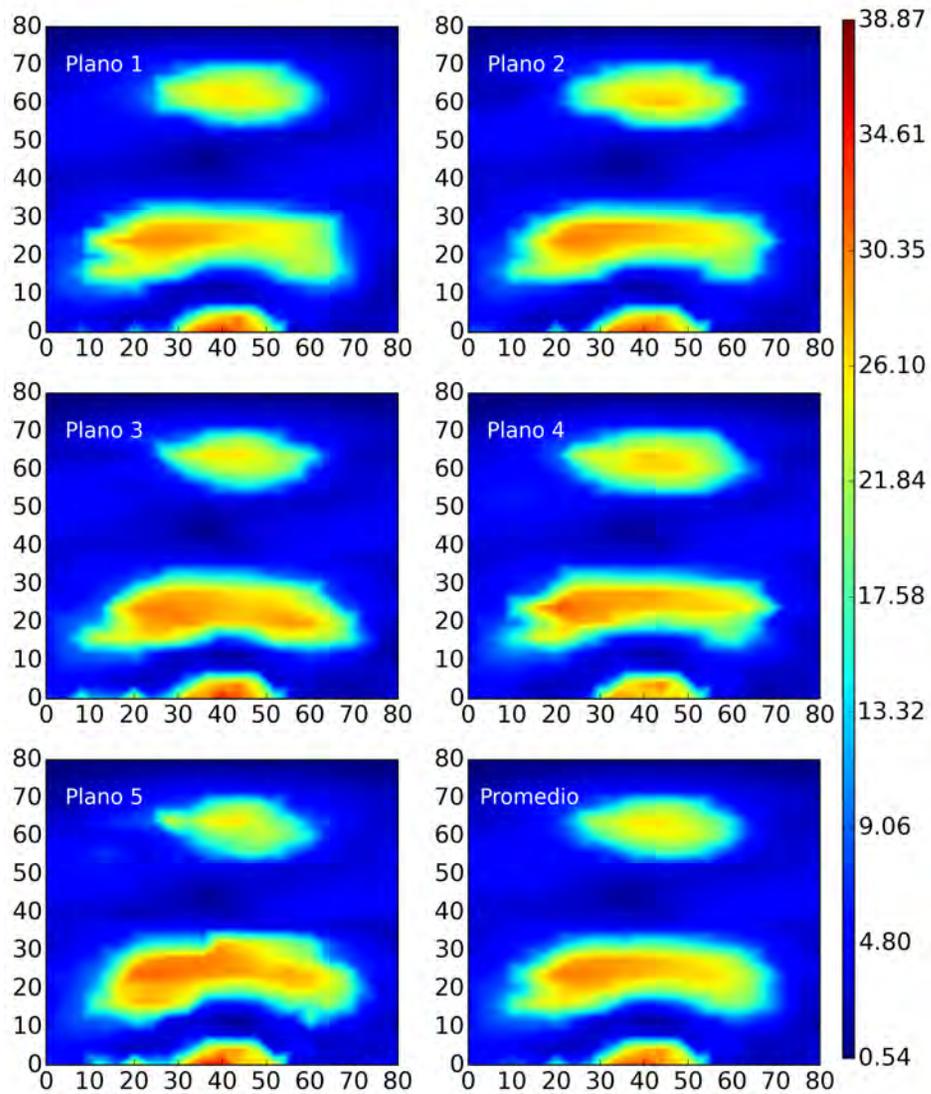


Figura 4.5: Se observan 5 planos medidos y campo acústico promedio utilizando transductor de diámetro 20[mm] y amplitud de desplazamiento de 4.10[um]

La distribución de presiones mostrada en las Figuras 4.2 y 4.3 presentan una estructura similar, se observa valores de presión superiores a los 30[kPa] concentrados en la cara radiante del transductor formando una especie de semiesfera achatada, abarcando el diámetro completo y alcanzando aproximadamente 8[mm] de altura máxima en su centro con 3.01[um], mientras que con 2.04[um], ésta no sobrepasa los 4[mm]. Se observa además, un leve aumento en la presión por sobre el mínimo en alrededor de 10[kPa] con 2[um] y hasta 25[kPa] con 3[um], los que se concentran a 25 y 60[mm] de altura desde la cara radiante del transductor. Con 3.01[um] se ob-

servan con mayor claridad estas dos zonas de alta presión, la distribución de la presión en éstas se asemeja a una elipse, con un semieje mayor de aproximadamente 40[mm] y semieje menor de 15[mm] a 25[mm] de altura, mientras que a 60[mm] esta elipse tiende a atenuarse y disminuir su tamaño, con máximos de presión levemente inferiores. La distancia entre estos antinodos de presión es de 35[mm] lo que equivale aproximadamente a $\lambda/2$.

De acuerdo a la Figura 4.4, la máxima presión alcanzada con 3.5[um] es de 18[kPa] aproximadamente, la que es inferior a la alcanzada con 3.01[um] de aproximadamente 30[kPa]; sin embargo, la distribución de estos puntos de máxima presión comprenden regiones más extensas que las alcanzadas con amplitudes de desplazamiento menor. Éstas se concentran al igual que en los casos anteriores entorno a 25 y 60[mm] de altura formando elipses. A 25[mm], la distribución de presiones máximas alcanza alrededor de 60[mm] en el semieje mayor y 25[mm] en el semieje menor. En cuanto a la región entorno a 60[mm] de altura, sus semiejes comprenden 40[mm] y 20[mm] respectivamente. En relación a las presiones cercanas a la cara radiante del transductor, éstas conservan la misma distribución que en los casos anteriores. Cabe destacar que la distribución de presiones en estas zonas de alta presión es prácticamente homogénea, a diferencia de los casos anteriores, donde se observó un gradiente de presiones cerca del transductor.

La distribución de presiones alcanzada utilizando el transductor de 20[mm] con una amplitud de desplazamiento de 4.1[um] generó presiones máximas entorno a 35[kPa] y mantuvo la distribución encontrada con 3.5[um]. Sin embargo se observa claramente un gradiente de presiones en los antinodos y cerca del transductor que va desde el máximo de presión en su centro hasta 20[kPa] en sus bordes.

Así como se generan regiones acotadas de alta presión en el reactor también se generan regiones de baja presión. Como es de esperarse, debido a la atenuación del campo acústico, lejos del transductor la presión alcanza su mínimo, entorno a 0.5[kPa], al igual que en las cercanías de las paredes. Debido al gradiente de presiones entre antinodos y entre el transductor y el primer antinodo, se obtienen zonas de baja presión, entorno al mínimo. La distancia entre estos nodos es de aproximadamente 35[mm] lo que equivale aproximadamente a $\lambda/2$.

4.1.2 Transductor 50[mm]

En las Figuras 4.6, 4.7, 4.8 , 4.9 y 4.10 se observan los campos acústicos obtenidos con el transductor de 50[mm] de diámetro, correspondiente a una relación de aspecto de $R_{g2} = 1,9$.

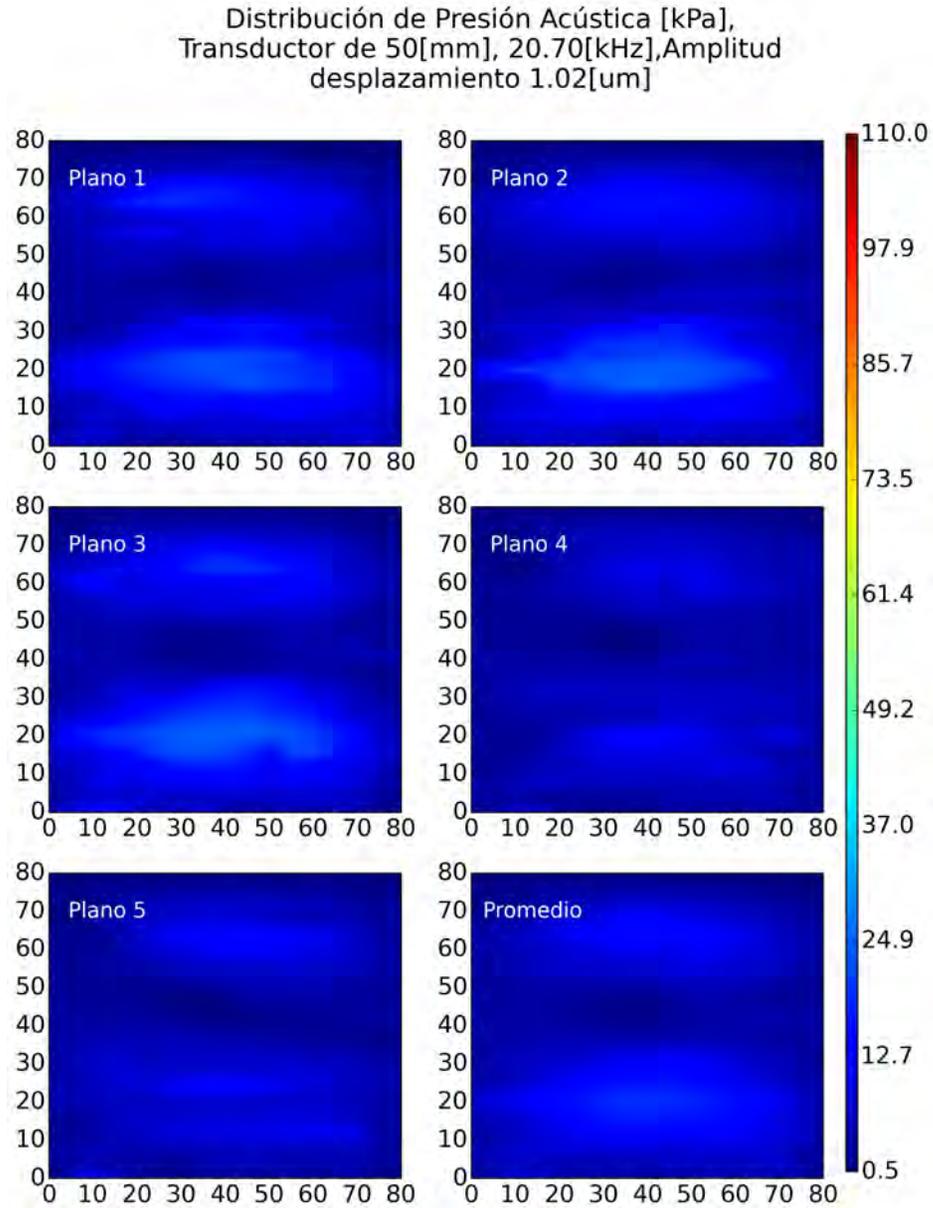


Figura 4.6: Se observan 5 planos medidos y campo acústico promedio utilizando transductor de diámetro 50[mm] y amplitud de desplazamiento de 1.02[um].

Distribución de Presión Acústica [kPa],
Transductor de 50[mm], 20.70[kHz], Amplitud
desplazamiento 2.11[um]

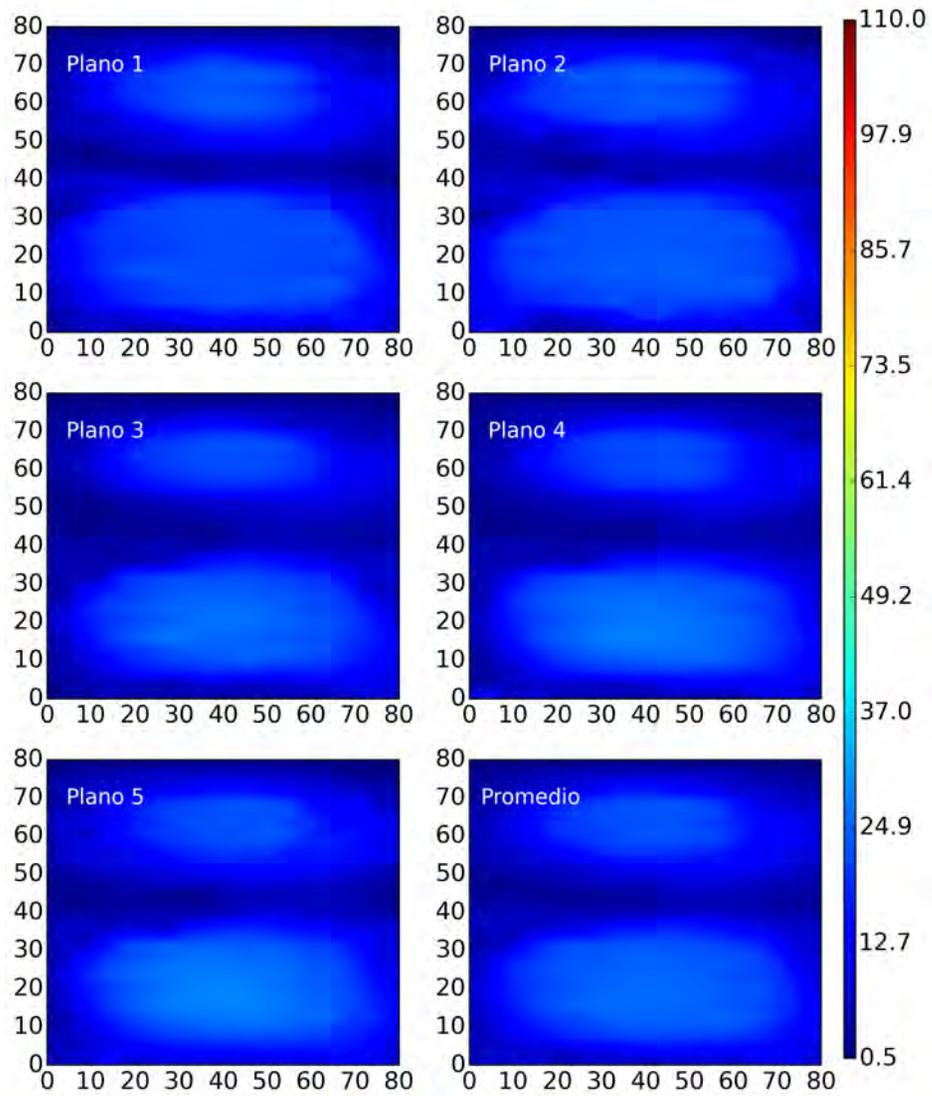


Figura 4.7: Se observan 5 planos medidos y campo acústico promedio utilizando transductor de diámetro 50[mm] y amplitud de desplazamiento de 2.11[um].

Distribución de Presión Acústica [kPa],
Transductor de 50[mm], 20.70[kHz], Amplitud
desplazamiento 3.10[um]

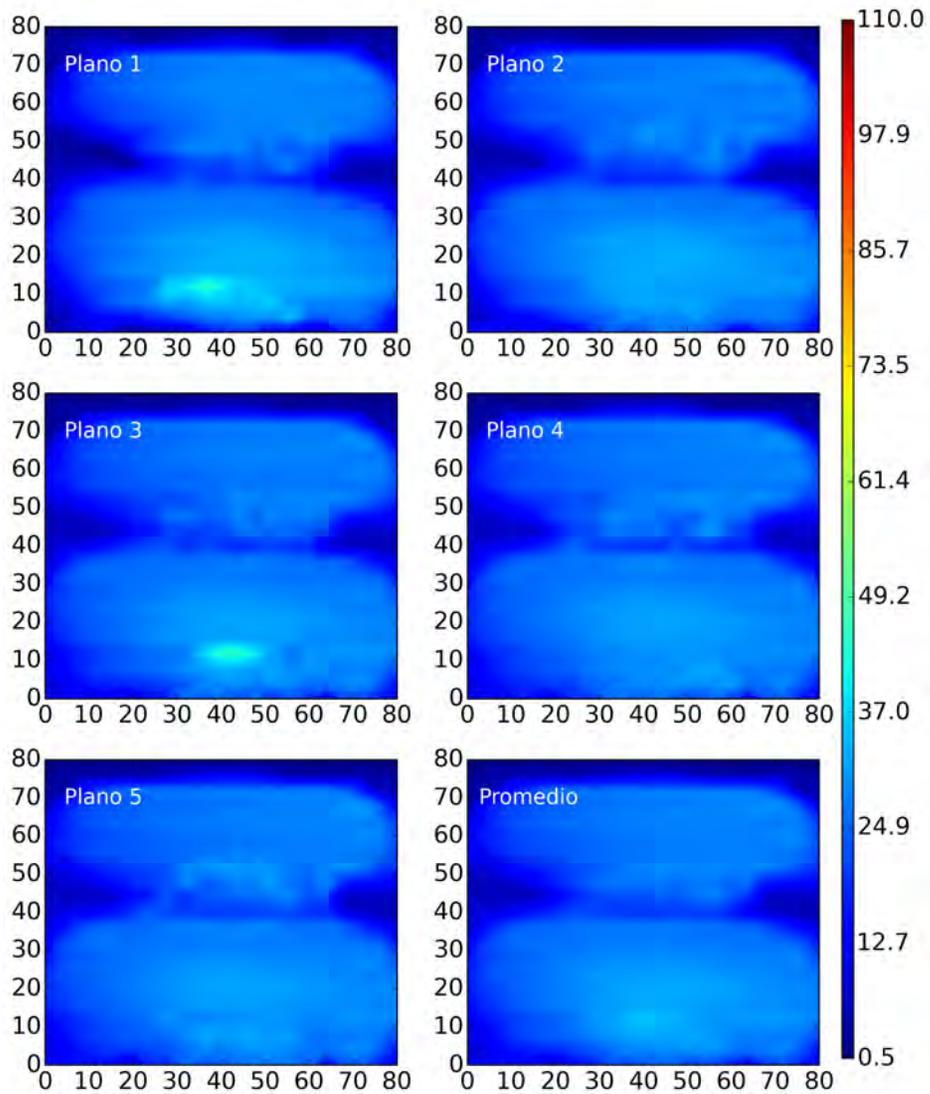


Figura 4.8: Se observan 5 planos medidos y campo acústico promedio utilizando transductor de diámetro 50[mm] y amplitud de desplazamiento de 3.10[um].

Distribución de Presión Acústica [kPa],
Transductor de 50[mm], 20.70[kHz], Amplitud
desplazamiento 3.50[um]

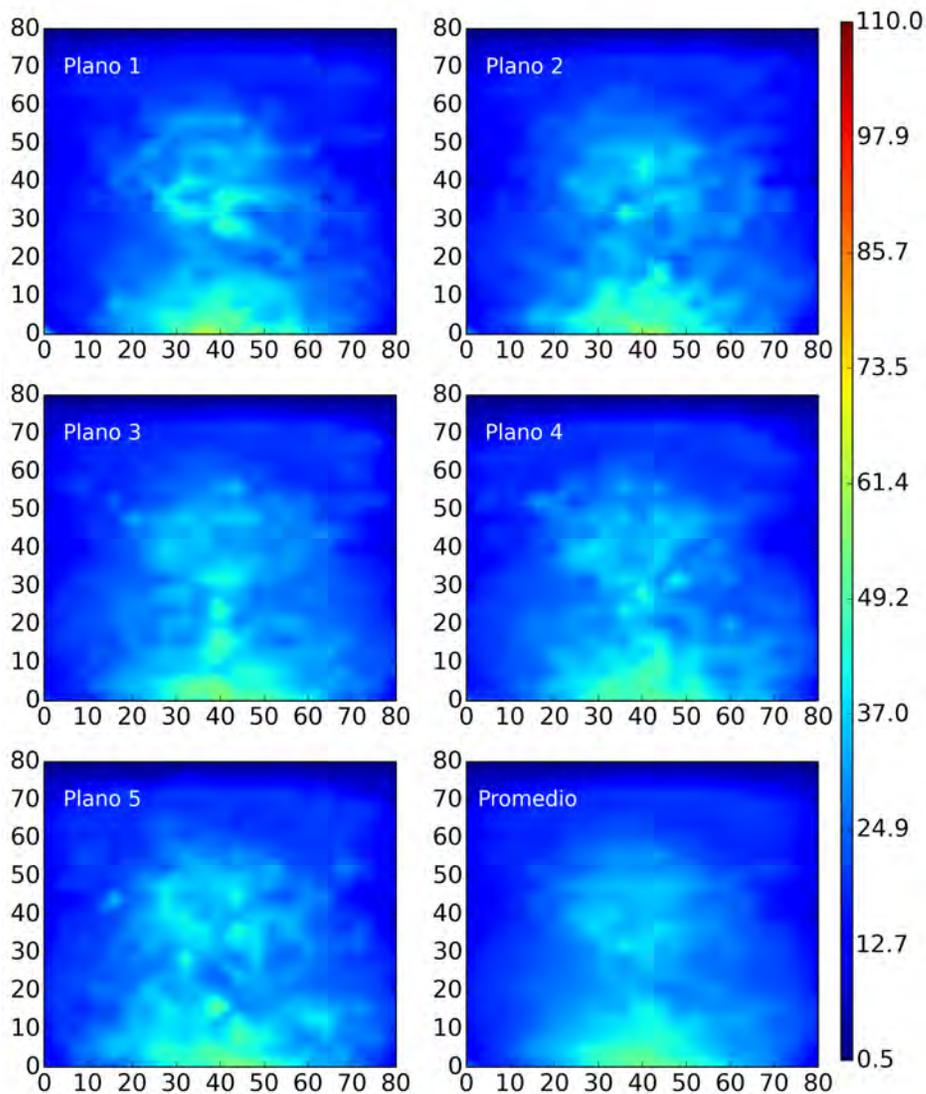


Figura 4.9: Se observan 5 planos medidos y campo acústico promedio utilizando transductor de diámetro 50[mm] y amplitud de desplazamiento de 3.50[um].

Distribución de Presión Acústica [kPa],
 Transductor de 50[mm], 20.70[kHz], Amplitud
 desplazamiento 4.00[um]

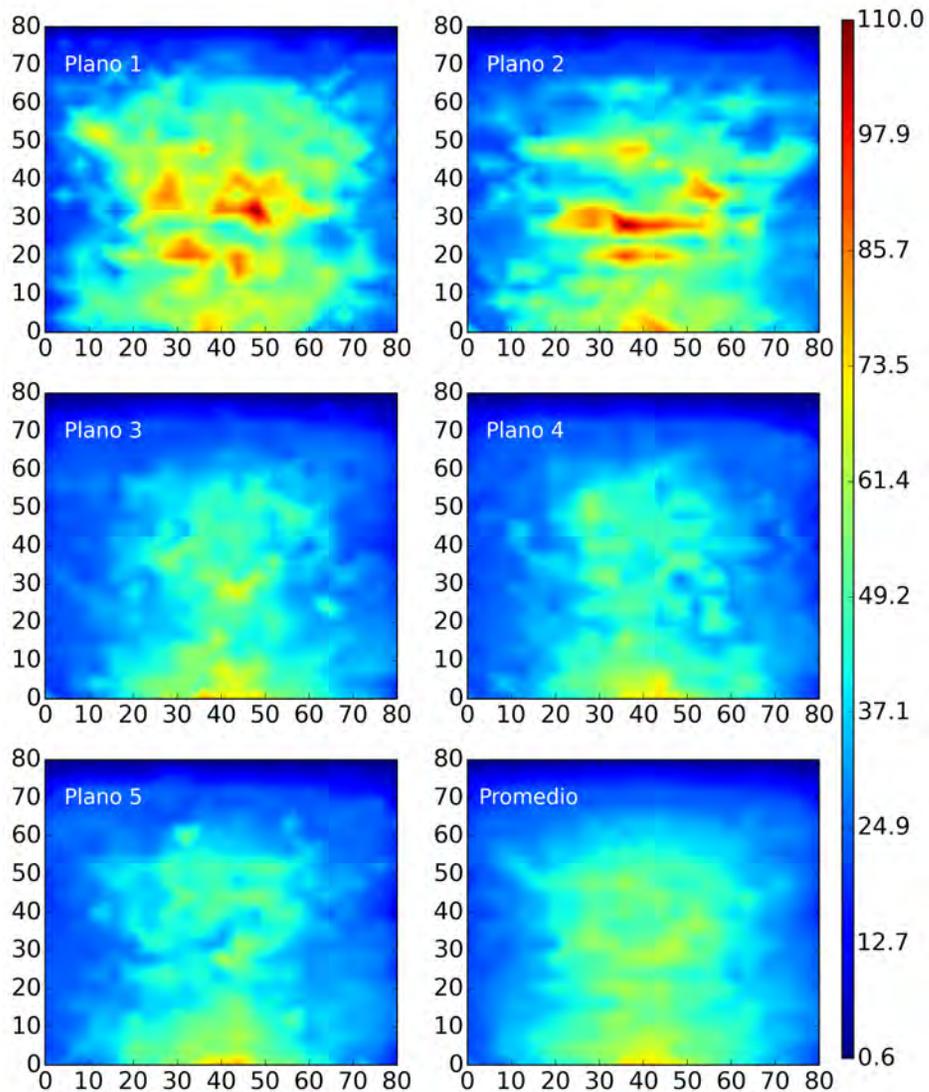


Figura 4.10: Se observan 5 planos medidos y campo acústico promedio utilizando transductor de diámetro 50[mm] y amplitud de desplazamiento de 4.00[um].

Las distribuciones de presión generadas con 1.02, 2.11 y 3.10[um] mantienen una morfología similar entre sí. A diferencia de las obtenidas con el transductor de 20[mm], las altas presiones no se concentran entorno a la superficie de la cara radiante del transductor, éstas lo hacen solamente en las regiones de alta presión localizadas en los antinodos, a 25[mm] y 65[mm] desde la cara radiante del transductor. La extensión de estas zonas crece dramáticamente en comparación con el caso anterior, en el caso de 2.11[um] de desplazamiento, los tamaños de los semiejes mayor y menor son de 70[mm] y 40[mm] respectivamente con su centro en 25[mm] de

altura. En tanto que para 3.10[um] estos alcanzan 80[mm] y 40[mm]. Las regiones de alta presión con centro en 65[mm] disminuyen su tamaño, pero conservan una distribución de presión prácticamente homogénea entorno a la máxima presión.

A medida que la amplitud de desplazamiento aumenta, la zona de baja presión comprendida entre ambos antinodos se reduce paulatinamente y aumenta su valor. En particular, al alcanzar las 3.10[um], este antinodo prácticamente desaparece formando parte del gradiente de presiones de los antinodos. A esta altura, prácticamente el 80 % del volumen del reactor se encuentra cercano al máximo de presión. En este sentido, se observa que en las cercanías de la superficie del transductor la presión es del orden 30[kPa], mientras que el máximo alcanza los 45[kPa] aproximadamente.

De acuerdo a lo evidenciado en los planos obtenidos con 3.10[um], el mínimo de presión entre antinodos desaparece y solo se conserva un mínimo de presión en la interfase agua-aire lejos de la cara radiante del transductor. En consecuencia, las zonas de alta presión descritas anteriormente tienden a fusionarse y formar una sola estructura que se difumina espacialmente a medida que se aleja del transductor. En relación a esto, se observa una concentración de altas presiones cerca de la superficie radiante del transductor del orden de los 50[kPa].

Finalmente, la distribución de presiones obtenidas con el transductor de 50[mm] utilizando 4[um], corrobora la tendencia formulada anteriormente, se observa un volumen de alta presión prácticamente homogéneo entorno a 70[kPa], de 50[mm] ancho y 60[mm] de alto aproximadamente desde la superficie del transductor, con un gradiente de presión que disminuye hacia las paredes del reactor y hacia la interfase agua-aire. En particular, se observa en dos de las mediciones realizadas, Plano 1 y Plano 2, que las presiones registradas son en promedio más altas que los demás planos y las presiones máximas obtenidas son del orden de 110[kPa]. Esta diferencia se puede atribuir a condiciones experimentales y a las consecuencias generadas por la cavitación en el fluido, como el aumento de la temperatura, cantidad de gas en solución, entre otras, las que modifican las propiedades acústicas del medio. En cuanto a las presiones mínimas, se observa que salvo en la interfase aire-agua, la presión mínima es del orden de los 40[kPa] incluso en la cercanía de las paredes.

4.1.3 Nodos y Antinodos de Presión

A partir de los planos promedios obtenidos con cada transductor y amplitud de desplazamiento, se obtuvo la distribución de presión en el eje de simetría del sistema y otra paralela a los transductores a 1[mm] de altura, como se muestra en las Figuras 4.11, 4.12, 4.13 y 4.14.

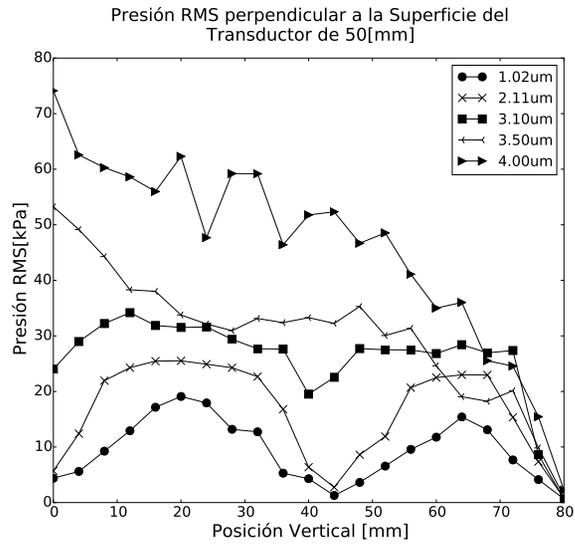


Figura 4.11: Presión RMS perpendicular a la Superficie del Transductor de 50[mm] a distintas amplitudes de desplazamiento.

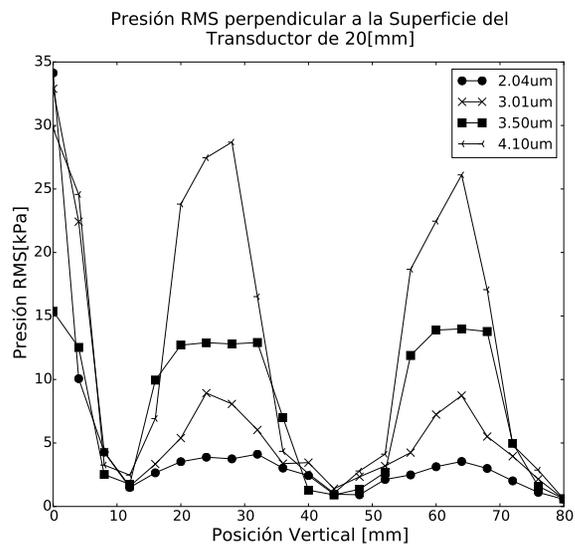


Figura 4.12: Presión RMS perpendicular a la Superficie del Transductor de 20[mm] a distintas amplitudes de desplazamiento.

En la Figura 4.11 se entrega información sobre el cambio de la presión RMS promedio de los planos obtenidos con el transductor de 50[mm] a medida que nos alejamos de la cara radiante del transductor. Se observa con claridad los máximos y mínimos de presión hasta las 2.11[um], con antinodos a 20 y 60[mm] aproximadamente y un nodo a 45[mm]. Una vez alcanzadas las 3.10[um] la presión es prácticamente constante alrededor de los 25[kPa] y se observa una leve disminución a 40[mm]. Con amplitudes a partir de 3.5[um], la presión disminuye paulatinamente desde el máximo alcanzado en la superficie del transductor hasta un mínimo de presión en la interfase.

La presencia de nodos y antinodos, igualmente distanciados, permite establecer que la propagación de la onda acústica en el reactor es aproximadamente lineal, sin embargo a medida que se sobrepasa las 3.10[um] de amplitud de desplazamiento esto no se cumple. En consecuencia, es posible afirmar que a partir de las 3[um] de desplazamiento el campo acústico es no lineal debido principalmente a la alta presión alcanzada y los efectos de la cavitación.

Al observar los resultados de la Figura 4.12, obtenidos con el transductor de 20[mm] se observa una consistencia en cada medida y es posible determinar con claridad antinodos en 25 y 65[mm] y nodos en 12 y 45[mm]. Este resultado en principio puede deberse a la relación de aspecto utilizada y no a la presencia de cavitación, para sustentar esta afirmación es necesario encontrar el umbral de cavitación para cada relación de aspecto.

Las Figuras 4.13 y 4.14 permiten observar cómo afecta la relación de aspecto entre el transductor y paredes del reactor. Con el transductor de 50[mm] se observa que a medida que la amplitud de desplazamiento aumenta, la presión en las cercanías a la cara el transductor y hacia las paredes también lo hacen, aunque en menor grado, a diferencia de lo observado con el transductor de 20[mm]. En este último caso, se observa que a pesar de aumentar la amplitud de desplazamiento, se produce un aumento solo en la presión en las cercanías del transductor, entre 30 y 50[mm]. A medida que nos alejamos de los bordes del transductor la presión permanece constante, como si se tratase de una fuente puntual.

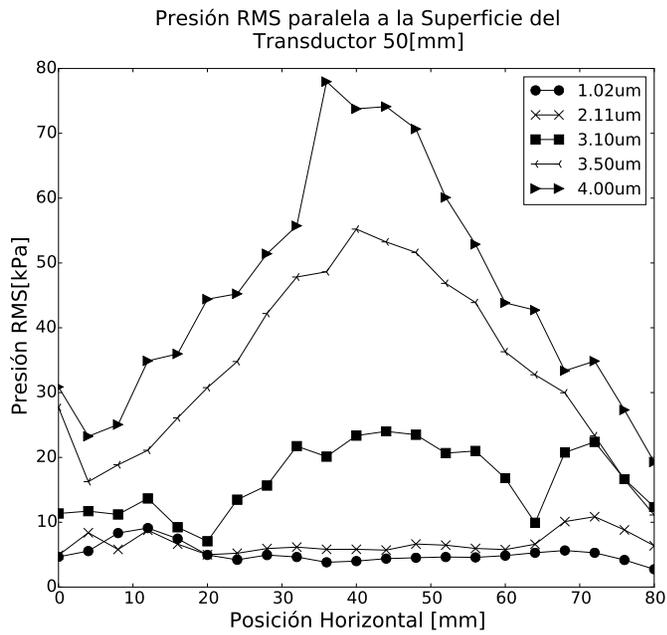


Figura 4.13: Presión RMS paralela a la Superficie del Transductor de 50[mm] a distintas amplitudes de desplazamiento.

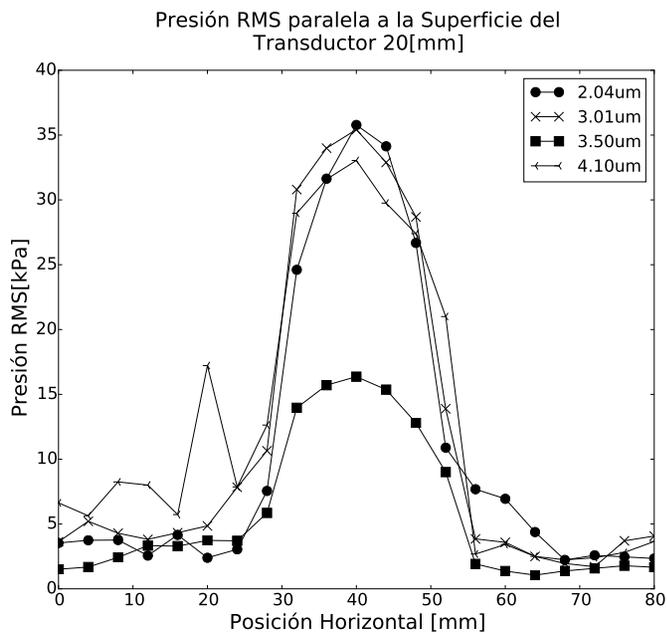


Figura 4.14: Presión RMS paralela a la Superficie del Transductor de 20[mm] a distintas amplitudes de desplazamiento.

4.2 Umbral de Cavitación

La distancia a la que se mide el umbral de cavitación se determinó de acuerdo a los resultados graficados en las Figuras 4.11 y 4.12. Debido a que a 60[mm] desde la superficie del transductor, es posible alcanzar en ambas configuraciones presiones altas, se escogió esta distancia. Por cada punto de los barridos efectuados, se obtuvo la región estable a partir de la corriente utilizando el programa mencionado en el punto anterior. Una vez establecida la región estable de cada medida, se obtiene el valor RMS de la corriente y presión y se calcula en este intervalo la Transformada Discreta de Fourier. Este último corresponde a un arreglo de dos columnas que contiene el espectro de frecuencias y la amplitud correspondiente. En las Figuras 4.15 y 4.16 se observa el Espectro de Frecuencias obtenido en un mismo punto a distintos valores de presión, utilizando el transductor de 50[mm] y 20[mm], respectivamente.

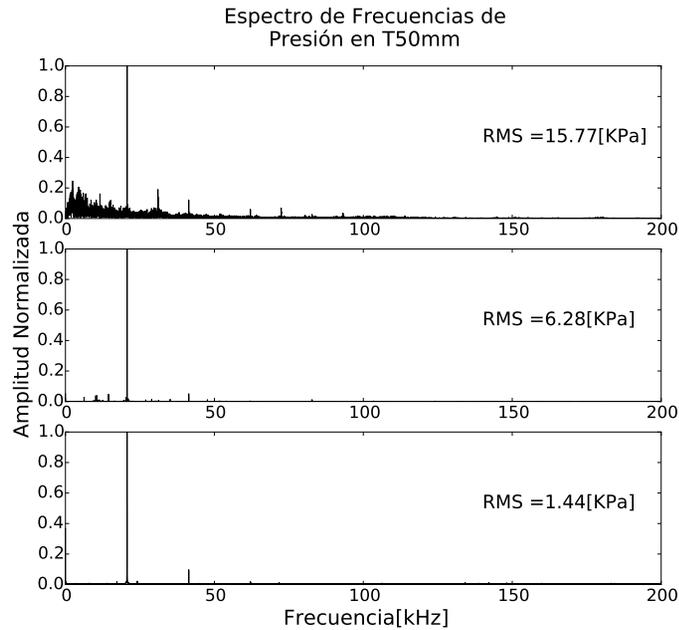


Figura 4.15: Se observa el espectro de frecuencias de la emisión acústica a 60[mm] de la superficie radiante del transductor a distintas presiones RMS, utilizando el transductor de 50[mm].

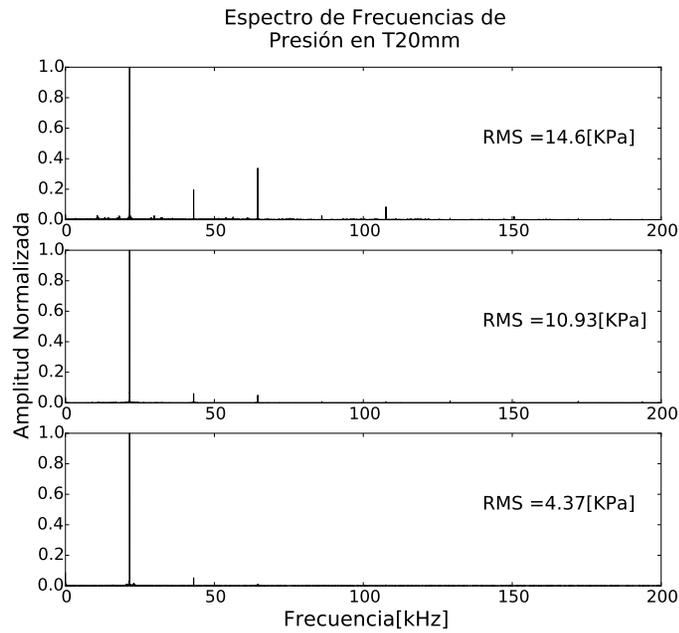


Figura 4.16: Se observa el espectro de frecuencias de la emisión acústica a 60[mm] de la superficie radiante del transductor a distintas presiones RMS, utilizando el transductor de 20[mm].

En cuanto a la Figura 4.15 los resultados indican que a medida que la presión RMS aumenta y se alcanza el umbral de cavitación, las componentes armónicas de la emisión acústica aumentan, así como el ruido de banda ancha. En tanto los resultados de la Figura 4.16 obtenidos con el transductor de 20[mm] no se observa un aumento significativo de los armónicos respecto a la frecuencia del fundamental, sin embargo, a presiones mayores, se aprecia un aumento principalmente de las componentes de 40 y 60[kHz]. Lo anterior permite relacionar, de forma simplificada, la emisión acústica con la actividad de burbujas en cavitación.

En consecuencia, con los datos obtenidos de la Transformada de Fourier, se determina en primer lugar la frecuencia fundamental, la que se obtiene seleccionando la frecuencia con la mayor amplitud y más cercana a la frecuencia de resonancia. Posteriormente, se aplica a este arreglo de datos un algoritmo que permite calcular la amplitud de cada armónico, subarmónico y ultrarmónico, a partir de la frecuencia fundamental. De esta forma, es posible obtener la suma de estas componentes armónicas en función de la presión RMS por punto, como se observa en las Figuras 4.17 y 4.18.

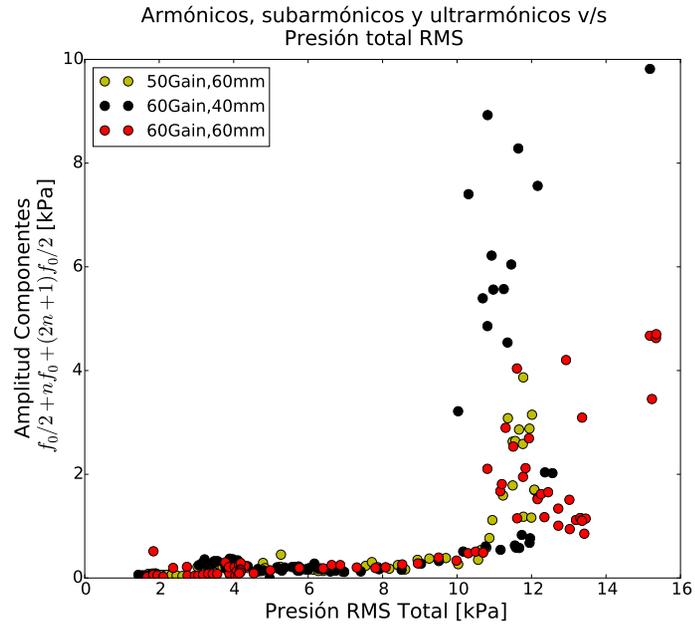


Figura 4.17: Se observa la suma de los coeficientes de Fourier de los subarmónicos, armónicos y ultrarmónicos de la emisión acústica en función de la presión RMS, con $n=1, 2$ y 3 , a $60[\text{mm}]$ de altura de la cara radiante del transductor de $50[\text{mm}]$.

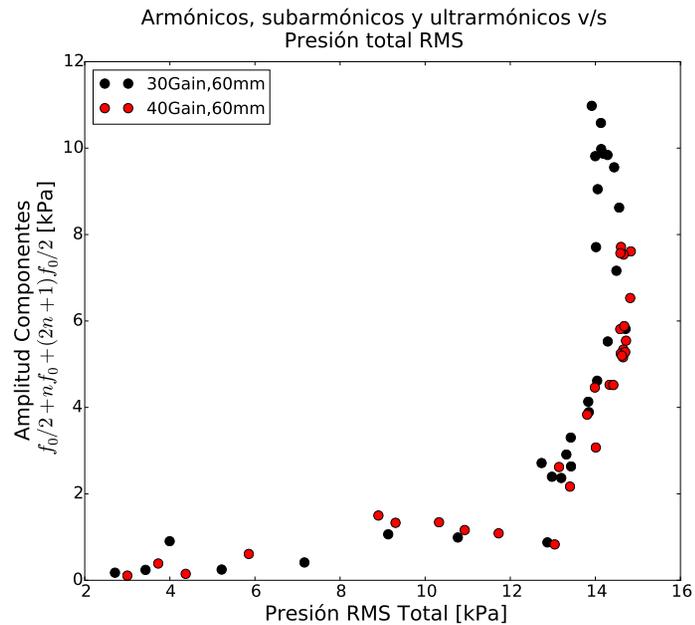


Figura 4.18: Se observa la suma de los coeficientes de Fourier de los subarmónicos, armónicos y ultrarmónicos de la emisión acústica en función de la presión RMS, con $n=1, 2$ y 3 , a $60[\text{mm}]$ de altura de la cara radiante del transductor de $20[\text{mm}]$.

En las Figuras 4.17 y 4.18 se observa una relación entre la suma de la densidad espectral de armónicos, subarmónicos y ultrarmónicos en función de la presión RMS, cuya actividad está ligada a la emisión acústica producto de la cavitación. Con el transductor de 50[mm] la densidad espectral de las componentes armónicas de la fundamental permanecen prácticamente constantes hasta los 11[KPa], pero al superar este valor de presión la amplitud de armónicos se dispara. Del mismo modo, con el transductor de 20[mm] este punto crítico se encuentra alrededor de los 13[kPa].

4.3 Simulación de Sonoreactores

De las simulaciones realizadas se obtuvo la distribución de presión en los reactores de Acrílico y Borocilicato, con ambos transductores oscilando a su frecuencia de resonancia a distintas amplitudes de desplazamiento. Los resultados obtenidos dependen de la impedancia acústica de cada material y la relación de aspecto entre la cavidad resonante y la superficie radiante. No se consideran en este estudio elementos no lineales como viscosidad, burbujas, ni la presencia de cavitación. Los resultados permiten aproximar el comportamiento de la presión en régimen lineal y comparar los resultados al variar las propiedades de las paredes de los reactores.

Como se vio en la Figura 4.8 con amplitudes de desplazamiento superiores a las 3[um] el campo acústico se vuelve no lineal utilizando el transductor de 50[mm], debido a eso el análisis se restringe a esta amplitud de desplazamiento. En las Figuras 4.19 y 4.20 se presentan los resultados obtenidos con 3[um] de desplazamiento.

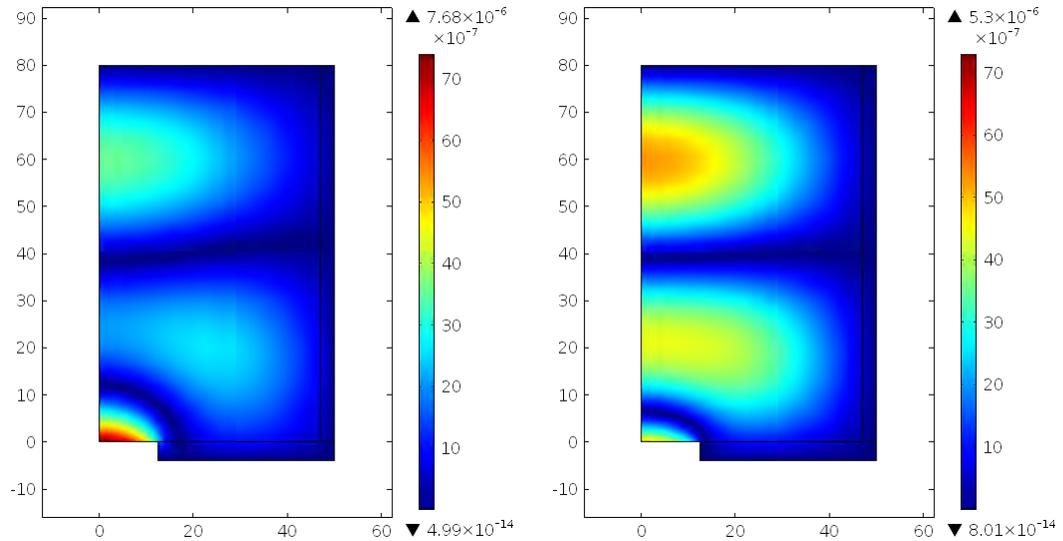


Figura 4.19: Simulación Campo Acústico en sonoreactor con transductor de 20[mm] a 21.5[kHz]. En la derecha el material utilizado es Acrílico y en la izquierda el material utilizado corresponde a Borosilicato(Pyrex). La presión se encuentra en unidades arbitrarias.

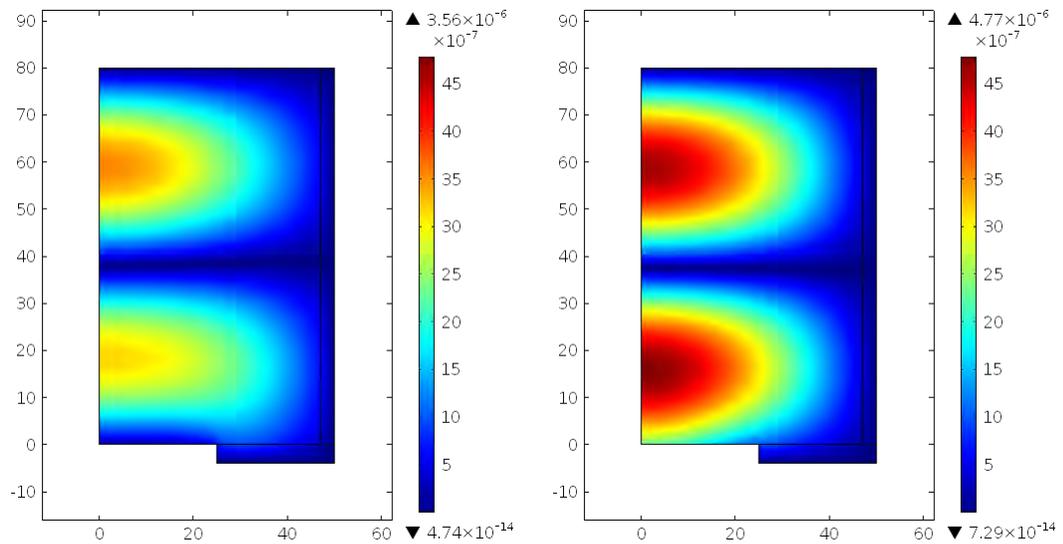


Figura 4.20: Simulación Campo Acústico en sonoreactor con transductor de 50[mm] a 20.7[kHz]. En la derecha el material utilizado es Acrílico y en la izquierda el material utilizado corresponde a Borosilicato(Pyrex). La presión se encuentra en unidades arbitrarias.

Acorde a los resultados obtenidos con el transductor de 20[mm], se observa que la distribución espacial de presión es similar en ambos casos, con altas presiones concentradas en la cara radiante de los transductores y en los antinodos. Además se observa, mínimos de presión en la interfaz agua aire y a 40[mm] de la superficie del transductor. En cuanto a la magnitud de

la presión en la cámara de Borosilicato esta alcanza su mayor valor sobre la cara radiante del transductor, con aproximadamente el doble de la máxima presión alcanzada en los antinodos. En cuanto al sonoreactor de Acrílico, se observa que las magnitudes máximas alcanzadas en cada antinodo y en las cercanías de la superficie radiante son aproximadamente las mismas, con un leve aumento entorno a los 60[mm] del transductor. De acuerdo a esto, es posible establecer, que se alcanza una mayor presión local utilizando Borocilicato, sin embargo, la distribución de la máxima presión alcanzada se restringe a un volumen acotado del medio. En contraste, la máxima presión alcanzada utilizando acrílico es menor, no obstante, esta se distribuye de forma homogénea tanto en antinodos como en la superficie del transductor.

Por otro lado los resultados obtenidos con el transductor de 50[mm] indican distribuciones de presión similares al utilizar Borocilicato o Acrílico, con zonas de alta presión alrededor de los 20 y 60[mm] respecto a la cara radiante del transductor. En esta última región la presión alcanzada es relativamente baja, por lo menos tres veces menor que el máximo de presión encontrado en los antinodos. En cuanto a la magnitud de la presión máxima encontrada en el caso del Acrílico, esta es aproximadamente un 25 % mayor que la máxima presión alcanzada con el sonoreactor de Borosilicato.

En cuanto a la distribución espacial de la presión en el interior de los sonoreactores, en particular la posición de los nodos y antinodos en el eje de simetría del sistema, se observa en las Figuras 4.21 y 4.22 una comparación de estos valores con lo obtenido experimentalmente utilizando sonoreactores de Acrílico. Los datos simulados corresponden a la máxima amplitud de desplazamiento posible manteniendo una onda estacionaria de acuerdo a los resultados experimentales de las Figuras 4.12 y 4.11.

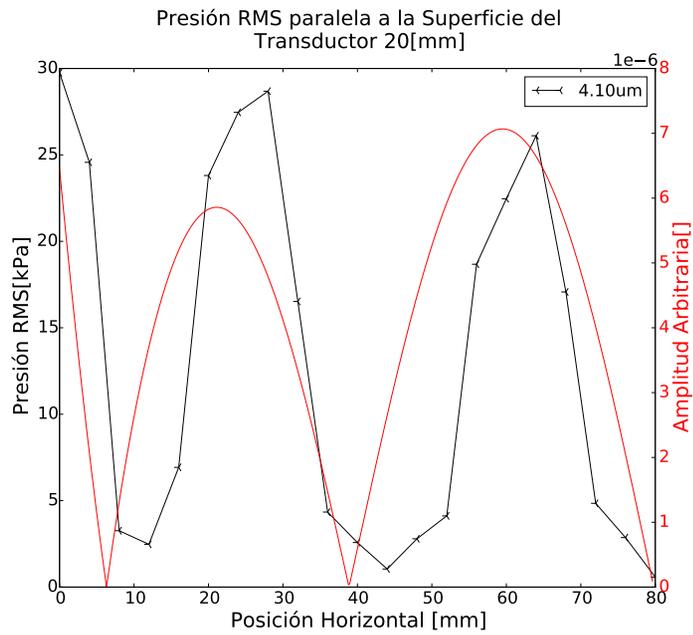


Figura 4.21: Se presenta la comparación entre la presión acústica en el eje de simetría del sistema en función de la distancia al transductor de 20[mm], con una amplitud de desplazamiento de 4.10[um]. En negro se observan los valores experimentales, mientras que en rojo los resultados obtenidos en la simulación.

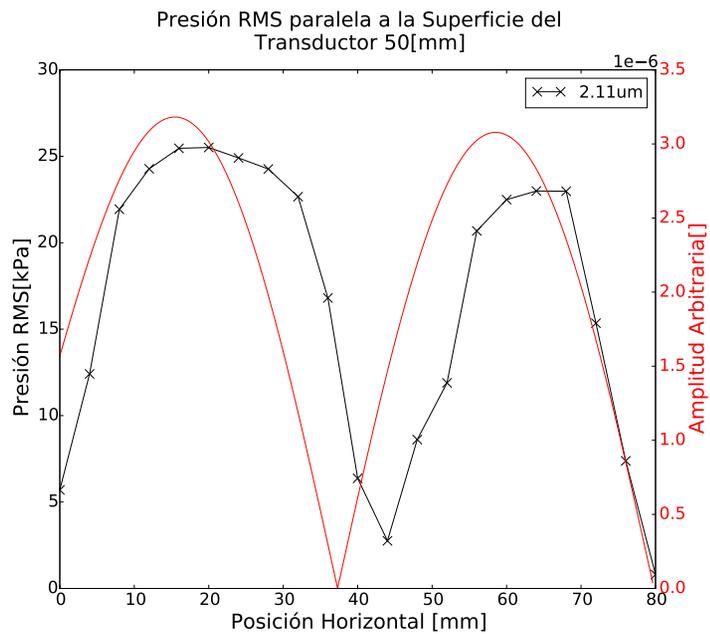


Figura 4.22: Se presenta la comparación entre la presión acústica en el eje de simetría del sistema en función de la distancia al transductor de 50[mm], con una amplitud de desplazamiento de 2.11[um]. En negro se observan los valores experimentales, mientras que en rojo los resultados obtenidos en la simulación.

En ambas Figuras, se aprecia que los resultados se comportan se forma similar al de una onda estacionaria, con un corrimiento mínimo de los nodos y antinodos experimentales respecto a los simulados.

De acuerdo a los resultados expuestos, no es posible establecer una relación entre la magnitud de la presión alcanzada en función del material del sonoreactor, ya que las presiones determinadas en el estudio rondan el mismo orden de magnitud y dependiendo del caso es máxima en una u otra configuración. En este aspecto resulta interesante recalcar que al utilizar un transductor de 20[mm] de diámetro en cámara de Pyrex se obtiene el máximo de presión sobre la superficie radiante de este mismo, mientras que al utilizar un transductor de 50[mm] la máxima presión se alcanza al utilizar un reactor de Acrílico, obteniendo la máxima presión en regiones apartadas de la cara del transductor. Este resultado, parece indicar que existe una relación entre el material de los reactores y la relación de aspecto de estos con la fuente emisora de ultrasonidos, en cuanto al máximo de presión y su ubicación. Sin embargo, al considerar la altura de columna de agua fija y frecuencia de resonancia distintas para ambos transductores, se establece un impedancia acústica alta en la dirección de propagación de la onda, que la afecta en distintos instantes de tiempo en cada caso, afectando las posibles reflexiones en el interior de los contenedores.

En cuanto a la distribución espacial de los nodos y antinodos de presión, estos presentan comportamiento similar al experimental para bajas amplitudes de desplazamiento, lo que permite por un lado validar los resultados experimentales y por otro, validar en parte el método de simulación al definir las condiciones de borde de acuerdo a la impedancia acústica de los materiales.

Para finalizar, no fue posible establecer una relación entre la magnitud de la presión alcanzada en función los distintos materiales utilizados en la construcción de los sonoreactores. Sin embargo, el estudio permite predecir de buena forma la distribución espacial de la presión a bajas amplitudes de desplazamiento, en el caso del transductor de 50[mm] hasta $2.11[\mu\text{m}]$ y en el caso del transductor de 20[mm] hasta $4.10[\mu\text{m}]$.

Capítulo 5

Conclusiones

Distribución de Presión

- Se determinó experimentalmente la distribución de presión en el interior de sonoreactores de acrílico con dos relaciones de aspecto geométricas distintas, entre el diámetro del reactor y el diámetro del transductor, al aplicar un campo acústico intenso a diferentes amplitudes de desplazamiento, utilizando un sistema automatizado para la generación y adquisición de campos acústicos en dos dimensiones.
- Al comparar la distribución de presión y la presión máxima de las dos relaciones de aspecto, se observaron diferencias substanciales en cuanto a la distribución. Al disminuir la relación de aspecto desde 4.7 a 1.9, los principales resultados indican que a amplitudes de desplazamiento mayores, con presiones por encima del umbral de cavitación, el campo acústico se distribuye con mayor homogeneidad en el interior del sonoreactor de 50[mm]. En el caso de la relación de aspecto mayor, las presiones máximas se concentran en las cercanías de la superficie radiante del transductor, inclusive en el caso de amplitudes de desplazamiento mayores.
- En cuanto a la magnitud de las presiones alcanzadas, la máxima presión se consigue en ambos casos entorno a las 4[um]. Con una relación de aspecto de 4.7 se obtuvo una presión máxima entorno a los 35[kPa] y con 1.9 se obtuvo aproximadamente 70[kPa].

Umbral de Cavitación

- Al analizar el espectro de presión acústica se determinó el umbral de cavitación en cada sonoreactor, utilizando las componentes armónicas, subarmónicas y ultrarmónicas en

función de la presión RMS total de la emisión. Con el transductor de 20[mm], se obtuvo un umbral de cavitación de 13[kPa], mientras que con el transductor de 50[mm] se obtuvo un umbral de 11[kPa].

Simulaciones

- No fue posible establecer un criterio sólido que permita determinar las magnitudes máximas alcanzadas al utilizar distintos materiales en la construcción de los sonoreactores. Sin embargo, el estudio permite predecir de buena forma la distribución espacial de la presión a bajas amplitudes de desplazamiento.
- Se comparó la distribución de la presión en el eje de simetría del sistema y la simulada a amplitudes menores a las 3[um], observando un comportamiento similar al de una onda estacionaria, con un corrimiento mínimo de los nodos y antinodos experimentales respecto a los simulados.

Bibliografía

- [1] R.Mettin. *Bubbles structures in acoustic cavitation*, chapter 1, pages 1–36. Kerala, India, Research Signpost, 2005.
- [2] Olivier Louisnard. *Acoustic Cavitation*, chapter 2, pages 13–64. Ultrasound Technologies for Food and Bioprocessing, Springer, Kerala (India), 2011.
- [3] J. Thorneycroft and S.W. Barnaby. Torpedo-boat destroyers. *Inst. Civil Eng.*, 122(51), 1895.
- [4] Lord Rayleigh. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. *Philosophical Magazine Series 6*, 34(200):94-98, 1917.
- [5] W.T. Richards and A.L. Loomis. The chemical effects of high frequency sound waves i. a preliminary survey. *Journal of the American Chemical Society* 49:3086-3100, 1927.
- [6] S. Brohult. Splitting of the haemocyanin molecule by ultrasonic waves. *Nature* 140: 805, 1937.
- [7] M. Ashokkumar B.M. Teo and F. Grieser. Microemulsion polymerizations via high-frequency ultrasound irradiation. *Phys. Chem. B* 112(17): 5265-5267, 2008.
- [8] P.F. Schubert K.S. Suslick, J.W. Goodale and H.H. Wang. Sonochemistry and sonocatalysis of metal-carbonyls. *J. Am. Chem. Soc.* 105(18): 5781-5785, 1983.
- [9] S.E. Kentish T.S.H. Leong, T.J. Wooster and M. Ashokkumar. Minimising oil droplet size using ultrasonic emulsification. *Ultrason. Sonochem.* 16(6): 721-727, 2009.
- [10] M. Ashokkumar R. Singla and F. Grieser. The mechanism of the sonochemical degradation of benzoic acid in aqueous solutions. *Res. Chem. Intermed.* 30(7): 723-733, 2004.
- [11] Jacques L. Riese Lawrence A. Crum, Timothy J. Mason and Kenneth S. Suslick. *Sonochemistry and Sonoluminescence*. Series C: Mathematical and Physics Science, Washington, USA, 1997.

- [12] Audrey Mandroyan Loic Hallez Jean-Yves Hihn, Marie-Laure Doche and Bruno G. Pollet. *Handbook on Applications of Ultrasound : Sonochemistry for Sustainability*, chapter 23 Ultrasound for Better Reactor Design: How Chemical EngineeringTools Can Help Sonoreactor Characterization and Scale-Up, pages 599–621. CRC Press, 2012.
- [13] Dhinam Chatterjee Vijay H. Arakeri. Studies on hydrodynamic cavitation control. In *Proceedings of the 26th National Conference on Fluid Mechanics and Fluid Power*, 1999.
- [14] C.E. Brennen. *Cavitation and Bubble Dynamics*. Oxford University Press, New York, 1995.
- [15] T.G. Leighton. *The Acoustic Bubble*. Academic Press, San Diego 1994.
- [16] J. Lee T. Kozuka A. Towata K. Yasui, T. Tuziuti and Y.lida. The range of ambient radius for an active bubble in sonoluminescence and sonochemical reactions. *J. Chem. Phys.* 128(18): 184705-184712, 2008.
- [17] Muthupandian Ashokkumar Thomas Leong and Sandra Kentish. The fundamentals of power ultrasound-a review. *Acoustics Australia*,54 - Vol. 39 No. 2, 2011.
- [18] E.A. Neppiras. Acoustic cavitation thresholds and cyclic processes. *Ultrasonics* 18(5): 201-209, 1980.
- [19] K. Yasui. Influence of ultrasonic frequency on multibubble sonoluminescence. *J. Acoust. Soc. Am.* 112(4): 1405-1413, 2002.
- [20] E.A. Neppiras and B.E. Noltingk. Cavitation produced by ultrasonics: Theoretical conditions for the onset of cavitation. *Proc. Phys. Soc. Sec. B* 64(12): 1032, 1951.
- [21] P. Poritsky. The collapse or growth of a spherical bubble or cavity in a viscous fluid. In *1st US National Congress in Applied Mathematics (ASME)*, 1952.
- [22] M. Ashokkumar D. Sunartio and F. Grieser. Study of the coalescence of acoustic bubbles as a function of frequency, power, and water-soluble additives. *J. Am. Chem. Soc* 129(18):6031-6036, 2007.
- [23] R.V. Chaudhari and H. Hofmann. Coalescence of gas-bubbles in liquids. *Rev. Chem. Eng.* 10(2): 131-190, 1994.
- [24] Shishir P. Sable Vijayanand S. Moholkar and Aniruddha B. Pandit. Mapping the cavitation intensity in an ultrasonic bath using the acoustic emission. *AIChE Journal April 2000 Vol. 46, No. 4*, 2000.
- [25] Aniruddha B. Pandit Vijayanand S. Moholkar, Shishir P. Sable. Mapping the cavitation intensity in an ultrasonic bath using the acoustic emission. *AIChE Journal, Volume 46, Issue 4, pages 684-694*, April 2000.

- [26] Sunil Chandrakant Joshi Vinay Raman, Ali Abbas. Mapping local cavitation events in high intensity ultrasound fields. *COMSOL Users Conference, Bangalore, 2006*.
- [27] T. F. Heuter y R. H. Bolt. Sonics: Techniques for the use of sound and ultrasound in engineering and science. *Chapter 4, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1965*.
- [28] University of Cincinnati. *Ceramic Materials for Electronics, Third Edition, Revised and Expanded*, chapter 4, pages 233–235. Marcel Dekker, Inc., 2004.